**Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos**

**Medida de Parâmetros
Biomecânicos do Olho com
Laser de Baixa Coerência.**

Antonio Cesar de Oliveira

**Tese apresentada no Instituto de Física de São Carlos, USP,
para a obtenção do título de Doutor em Ciências (Física Aplicada).**

Orientador: Prof. Dr. Jarbas C. Castro Neto

**Departamento de Física e Ciência dos Materiais
São Carlos - 1994**

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE ANTONIO CÉSAR DE OLIVEIRA
APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 26/05/1994.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Jarbas Delgado de Castro Neto

Prof. Dra. Rosemary Sanchez

Prof. Dr. Hugo Luis Fracalossi

Prof. Dr. Stomil Julio de Faria e Sousa

Prof. Dra. Ester Maria Damilola Jacobi

Os guerreiros da liberdade total, não são colhidos pela morte. Eles escolhem o momento e o modo de sua partida deste mundo. É então que os consome um fogo interior e desaparecem da face da terra, livres, como se nunca tivessem existido.

D. J. M.

Este trabalho é dedicado à memória de
Geraldo Batista Cunha, médico e
cientista mas antes de tudo,
um bravo guerreiro.

Agradecimentos

As idéias contidas neste trabalho vêm de inúmeras fontes. Portanto, nunca é demais lembrar da importância de todas as contribuições, inclusive aquela que possa parecer a menor delas. Devo admitir, entretanto, que nem sempre posso me lembrar a quem atribuir os devidos créditos. Assim sendo, peço desculpas às pessoas que não foram mencionadas e dirijo meus sinceros agradecimentos a todas.

A Jarbas Castro, **meu orientador e grande amigo**, pela orientação profissional, pelo incentivo incessante, pelo bom humor constante e por ter me proporcionado uma total liberdade de ação durante o desenvolvimento deste trabalho.

A Silvio Tonissi e Antonio Carlos Romão, técnicos do grupo, pela amizade, companheirismo e verdadeiro espírito de equipe. Este trabalho se constitui, em grande parte, da colaboração de ambos.

A Sidney Júlio de Faria e Souza, Professor Associado do Departamento de Oftalmologia e Otorrinolaringologia da Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto - USP, pela amizade, pela coorientação deste trabalho, pela paciência perante minhas insistências e pela grande influência na correção dos meus defeitos.

A Fátima Yasuoka, especialista do grupo em *Optical Design*, pela amizade, pela sua imensa capacidade de ouvir minhas reclamações melancólicas e também por ter corrigido pacientemente esta Tese.

Ao Banco de Olhos do Hospital das Clínicas de Ribeirão Preto pelo fornecimento do material biológico.

A Oficina Mecânica e a Oficina de Óptica, do Instituto de Física de São Carlos, pelo excelente trabalho desenvolvido para os experimentos realizados.

Ao CNPQ e a FAPESP pelo apoio científico e o suporte financeiro, imprescindível na criação do Laboratório de Óptica Aplicada à Oftalmologia, para a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho desenvolvemos um novo método para análise biométrica do olho. Essa análise se compõe de medidas dos parâmetros biomecânicos, ou seja, espessura da córnea, distância entre a córnea e o cristalino, espessura do cristalino, e distância entre o cristalino e a retina. Este novo método funciona utilizando o princípio da interferometria com laser de baixa coerência. ↵

O conhecimento desses parâmetros é de suma importância para o fornecimento de dados necessários para o implante de lentes intra-oculares, em casos de catarata. Além disso, eles permitem diagnosticar patologias clinicamente caracterizadas por suas alterações. O instrumento convencionalmente utilizado para essas medidas é o biômetro ultra-sônico. Embora esses biômetros sejam práticos e eficientes, a resolução por análise ultra-sônica está limitada ao fato do tecido ocular não fornecer ecos satisfatórios em frequências muito acima de 10 MHz. Uma limitação na resposta de frequência determina uma subsequente limitação na precisão de medida, já que esta será tanto maior quanto maior a frequência.

Uma variedade de técnicas diferentes tem sido experimentadas nos últimos dez anos visando estabelecer um método mais preciso. Entretanto, várias das alternativas existentes têm sido rejeitadas devido à complexidade operacional e altos custos. A técnica interferométrica, entretanto, reúne alta resolução, simplicidade operacional e baixo custo. Isso pode ser constatado pelos resultados obtidos, os quais revelam um enorme potencial aplicativo para futuros trabalhos de pesquisa ou mesmo de diagnose.

ABSTRACT

In this work we have developed a new method for biometric analysis of the eye. This analysis consists of measurements of biomechanical parameters, like thickness of the cornea, distance between the cornea and the cristalline lens, thickness of the cristalline lens and distance between the cristalline lens and the retina. In this new method we use the interferometric principle with a low coherence laser.

The knowledge of these parameters is very important in order to supply the necessary data for the implant of intraocular lenes, in the cases of cataract. Besides of allow the diagnosis of the pathologies, which are characterized by their changes. The instrument used in the measurements is an ultrasonic biometer. However the resolution of this instrument is limited by the ocular tissue, which does not allow satisfactory echos in frequencies above 10 Mhz.

A variety of the technics have been used in the last ten years in the order to establish a more accurate method. However most of the existing alternatives have been rejected due to operational complexity and high cost. The interferometric technic unites high resolution, operational simplicity and low cost. This can be concluded by the results obtained in this work, which demonstrate the great potenciality of the method for future in academic research or clinical diagnosis.

ÍNDICE

RESUMO.....	I
ABSTRACT.....	II
CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 INTERFERÊNCIA DA LUZ.....	6
2 - 0 - Introdução	6
2 - 1 - Natureza da luz	7
2 - 2 - Geração e propagação	8
2 - 3 - Interferência	11
2 - 4 - Coerência	13
2 - 5 - Óptica de Fourier e largura de banda	18
2 - 6 - Interferômetro	22
2 - 7 - Interferômetro de Michelson	23
2 - 8 - Interferômetro de Fabry Perot	29
CAPÍTULO 3 O OLHO HUMANO E A FISIOLOGIA OCULAR.....	35
3 - 0 - Introdução	35
3 - 1 - Estrutura biológica do olho	36
3 - 2 - Estrutura celular	37
3 - 3 - Representação óptica do olho	39
3 - 4 - Parâmetros biomecânicos	42
3 - 5 - Lasers em oftalmologia	44
CAPÍTULO 4 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	46
4 - 0 - Introdução	46
4 - 1 - Medida da profundidade do olho	46
4 - 2 - Medida do comprimento de coerência	49
4 - 3 - Dispositivos para deslocamento do espelho	51
4 - 4 - Sistema de controle e processamento de sinais	53
4 - 5 - Eletrônica de detecção	54
4 - 6 - Sistema de detecção síncrona	57
4 - 7 - Fonte de alimentação para o laser semicondutor	59
4 - 8 - Interferometria com fonte de luz coerente	60
4 - 9 - Monitoração de potência do laser	63
4 - 10 - Material e metodologia	65

CAPÍTULO 5	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	66
	5 - 0 - Introdução	66
	5 - 1 - Caracterização das fontes de luz	66
	5 - 2 - Medidas de espessura em substratos de vidros ópticos	70
	5 - 3 - Medidas de espessura de córneas em solução de preservação	73
	5 - 4 - Parametrização em globo ocular	79
	5 - 5 - Interferometria com laser infravermelho	82
	5 - 6 - Medidas in-vivo	86
 CAPÍTULO 6	 CONCLUSÃO.....	 88
	 APÊNDICE 1.....	 93
	 APÊNDICE 2.....	 101
	 REFERÊNCIAS.....	 103

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de técnicas não invasivas para exames clínicos em órgãos humanos tem sido beneficiado nas últimas décadas, em grande parte, pela interação sistemática entre a Medicina, a Engenharia e a Física. Foi com este tipo de interação que se tornou possível a construção de equipamentos metrológicos de análise tais como: o ultra-som, o raio X, a tomografia por ressonância magnética e a tomografia por emissão de pósitrons. Cada um desses métodos possuem diferentes vantagens e limitações para aplicações clínicas específicas.

Em particular, a oftalmologia tem recebido grande colaboração da física óptica^{1.1}. De certa forma, isto é bastante coerente se tivermos em vista que o olho funciona como um instrumento óptico, de alta precisão, capaz de formar imagens do mundo exterior na retina. Além disso, dada a sua natureza orgânica delicada e praticamente transparente, o exame não invasivo, que se sugere naturalmente, deve ser feito através da luz. Com efeito, grande parte dos exames clínicos efetuados em oftalmologia se processam com uso de luz. Vários exames são efetuados através da iluminação do interior do olho com luz visível, o que permite ao oftalmologista observar as possíveis alterações no interior do globo ocular. O exame mais simples, entretanto, é através do reflexo de figuras, letras e matrizes previamente iluminadas, o que permite ao próprio paciente com ajuda do médico avaliar sua função visual^{1.2}.

Alguns poucos processos de avaliação, contudo, são feitos por outros métodos. A análise por ultra-som é sem dúvida bastante importante. O ultra-som é utilizado num procedimento denominado biometria. Este procedimento se baseia no eco-batimento de ondas sonoras de alta frequência pelos diferentes tecidos do olho. Tal técnica é semelhante a técnica do sonar e, portanto, uma vez conhecida a

velocidade do som nos tecidos do globo ocular pode se avaliar as profundidades de cada tecido^{1,3}. A biometria ultra-sônica do globo ocular foi introduzida por *Franken* em 1961. Desde então, tem sido utilizada como técnica padrão na otimização do implante de lente intra-ocular, em substituição ao cristalino opacificado pela catarata^{1,4}. Tal procedimento visa conhecer as distâncias entre os elementos ópticos do olho. Ou seja, a distância entre a córnea e o cristalino, a espessura do cristalino, e a distância entre o cristalino e a retina. Conhecendo-se estas distâncias com precisão é possível calcular a curvatura da lente artificial a ser implantada, ajustando-a, para o tipo de visão mais adequado ao paciente. É interessante notar que, devido à geometria esférica do globo ocular, as distâncias envolvidas variam conforme o ângulo entre o eixo de medida e o eixo óptico do olho. Este tipo de avaliação, conhecida como avaliação biomecânica do olho por biometria ultra-sônica, inclui atualmente três possibilidades: a biometria tipo A, a biometria tipo AB e a biometria tipo C ou orbitária. A biometria tipo A efetua medidas em uma única dimensão, na direção do eixo geométrico longitudinal do globo ocular, apresentando o resultado sob a forma de picos gráficos. Neste caso, as distâncias entre os picos graficados representam as distâncias correspondentes às separações entre os elementos ópticos do olho, na dimensão do eixo normal a córnea e que passa pelo centro da pupila. A biometria tipo AB faz uma análise bidimensional do globo ocular, delineando seu perfil interior e fornecendo como resultado um mapa bidimensional. Finalmente, a biometria orbitária permite avaliações das regiões mais profundas e mesmo externas ao globo ocular, nas imediações da cavidade orbitária. A biometria ultra-sônica evoluiu consideravelmente nas últimas décadas. Os biômetros comerciais atuais são implementados com microcomputadores capacitados para o cálculo das lentes a serem implantadas. Além disso, a apresentação dos resultados foi tão otimizada que esses instrumentos se tornaram imprescindíveis na avaliação clínica de patologias não observáveis pelos procedimentos convencionais.

Apesar de toda a evolução dos biômetros ultra-sônicos, os seus projetistas não conseguiram resolver um problema crítico, o qual veio a se manifestar apenas nos últimos dez anos. Trata-se do limite da definição de medida nas distâncias envolvidas. A definição da medida está estreitamente relacionada com a precisão da mesma. Um aumento de precisão, entretanto, implica sempre num aumento de frequência da onda ultra-sônica. Isto é fácil de entender, se considerarmos que o erro da medida não pode

ser menor que o comprimento da onda de ultra-som. Ocorre, porém, que as frequências superiores a 10MHz penetram nos tecidos sem se refletirem com suficiente eficiência para o eco-batimento^{1.5}. Para uma frequência desta ordem de grandeza a precisão da medida situa-se acima de 50 centésimos de mm. Esta não é uma boa precisão se estivermos interessados em medir, por exemplo, a espessura da córnea cujo valor máximo é de aproximadamente 0,5 mm. A medida de espessura da córnea é um caso específico de biometria, comumente, designado por paquimetria. A paquimetria tem como principal objetivo, o fornecimento de parâmetros para o ajuste da profundidade de corte em bisturis de diamante utilizados em cirurgias de córnea. O ajuste da profundidade de corte deve ser feito para que a córnea não seja vazada. Portanto a frequência de 10 MHz tornou-se um limite natural para o desenvolvimento da biometria ultra-sônica.

Uma variedade de técnicas diferentes tem sido experimentadas nos últimos dez anos, visando estabelecer um processo que pudesse ser mais eficiente^{1.6}. Uma alternativa interessante e cujos resultados se mostraram positivos foi apresentada por *Fujimoto e Puliavito* em 1986^{1.7}. A técnica apresentada consistia na medida do "tempo de vôo", utilizando pulsos ultra-curtos de laser na faixa de fentosegundos. O sistema funciona baseado no fato de que os pulsos de laser, incidentes no olho, refletem-se nas diversas superfícies ópticas e o atraso entre eles permite que se calcule as distâncias entre essas superfícies. Apesar dos excelentes resultados obtidos, o alinhamento do sistema com o olho é extremamente complexo e o custo desse laser é bastante elevado. Além disso, a precisão é tanto maior quanto menor for a largura dos pulsos, o que é tecnicamente complicado conseguir de modo operacional. Na atualidade, a técnica mais promissora parece ser a da interferometria com lasers de baixa coerência. Seu advento se promoveu através dos trabalhos de *Fercher e Mengedoth* na década de 80, com resultados iniciais bastante promissores^{1.8}. Ela reúne alta resolução, facilidade de alinhamento e principalmente baixo custo em contraste à técnica da medida do "tempo de vôo". O processo consiste basicamente em incidir um feixe de laser de baixa coerência, proveniente de um interferômetro, no eixo óptico do olho. As sucessivas reflexões podem interferir entre si, caso a diferença de caminho óptico entre elas puder ser compensada pela variação da posição dos semi-espelhos do interferômetro.

Neste trabalho utilizamos a técnica interferométrica de baixa coerência para biometria do olho, enfatizando a elaboração do sistema óptico e o desenvolvimento dos sistemas de controle e detecção eletrônica. Nossa proposta foi a de otimizar o processo original. Com isso definimos suas condições de uso e determinamos as bases para a construção de um protótipo, o qual poderá no futuro ser utilizado em pesquisas num centro oftalmológico. Em nossos experimentos exploramos as características dos lasers semicondutores de baixa coerência. Embora possa parecer paradoxal falar de um laser de baixa coerência, devemos lembrar que tanto a coerência espacial como a temporal são medidas relativas ao comprimento do caminho óptico percorrido. Conforme veremos no capítulo 4, a precisão natural desse processo é tanto maior quanto menor for o comprimento de coerência do laser usado. Uma breve descrição teórica do fenômeno da interferência eletromagnética, feita no capítulo 2, mostra com algum detalhe que um baixo comprimento de coerência é consequência de uma banda larga de emissão espectral, ou múltiplos modos de emissão. Poder-se-ia, então, questionar a razão do uso do laser se a luz branca comum possui espectro de banda larga com coerência praticamente nula. A resposta é que podemos obter dos lasers um feixe colimado, concentrado e com grande quantidade de energia, relativamente às fontes de luz convencionais^{1.9}. Essa necessidade se tornou evidente quando, em nossas experiências, observamos que um feixe de prova incidente no olho, só pode ser eficientemente refletido para o exterior à medida que for suficientemente fino e paralelo, por uma distância de pelo menos duas vezes o comprimento do olho. Assim, o principal componente de nossos experimentos passou a ser um laser semiconductor. Este fato pode ser bastante significativo no sentido de estarmos abrindo ainda mais o leque de utilidades dos lasers semicondutores em aplicações oftalmológicas. Mais ainda, acreditamos que os resultados apresentados neste trabalho reforcem a tese de *Schmidt* de que essa técnica não só é precisa mas pode vir a se tornar prática num tempo relativamente curto^{1.10}.

Uma breve descrição teórica do fenômeno da interferência eletromagnética é apresentada no capítulo 2, analisando com algum detalhe a natureza e característica da luz no que concerne o efeito de coerência nos processos interferométricos. No terceiro capítulo fazemos um levantamento sistemático da estrutura do olho à nível biológico e óptico. No quarto capítulo descrevemos todos os procedimentos experimentais

utilizados para o desenvolvimento da técnica e no capítulo 5 apresentamos e discutimos os resultados. A conclusão deste trabalho é feita no capítulo 6, onde colocamos em pauta os aspectos relevantes observados nos resultados. Também consideramos as perspectivas futuras com relação a possíveis estudos em que a técnica possa vir a ser implementada, bem como sua possível utilização prática a nível de diagnose em oftalmologia.

CAPÍTULO 2

INTERFERÊNCIA DA LUZ

2 -0- Introdução

Neste capítulo faremos um breve estudo sobre como a natureza da luz permite que ela se manifeste com carácter ondulatório, e como esse fato determina o processo de interferência eletromagnética. Os fenômenos da difração e da interferência são tipicamente ondulatórios, isto é, eles ocorrem somente em associação com ondas de alguma espécie e vice-versa. Todo fenômeno ondulatório manifesta efeitos de difração e interferência. Por outro lado, o fenômeno denominado polarização é característico de ondas transversais, ou seja, ondas cujos planos de vibração são perpendiculares à direção de propagação. Sendo a luz susceptível à difração, interferência e polarização, infere-se pelo menos com relação a esses fenômenos, que a luz deva ser tratada como uma onda transversal. Dentro do comportamento ondulatório estudaremos o fenômeno da interferência e como este depende da superposição de duas ou mais ondas sob condições restritas. Essa superposição pode ocorrer de várias formas, porém nosso interesse é analisar o efeito que se pode obter através de aparatos denominados interferômetros. Os interferômetros surgiram com o advento da física moderna permitindo a realização de experimentos de altíssima precisão metrológica. Vamos verificar como funcionam os dois tipos mais usuais de interferômetro, já que eles foram os instrumentos fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho.

A abordagem teórica feita neste capítulo teve como opção o aspecto sintético em detrimento a casos particulares. Dessa forma, embora os enfoques não sejam originais, também não são convencionais, pois a maior parte da literatura disponível opta pelos casos particulares. Essa escolha foi motivada pela grande dificuldade de esgotamento do tema sob sua forma analítica em tão pouco espaço disponível. Assim, uma pesquisa mais elaborada pode ser necessária para um não especialista da área.

2 -1- Natureza da Luz

O conhecimento atual a respeito da natureza da luz revela três aspectos bastante relevantes do ponto de vista da óptica física. São eles^{2.1}: 1- A luz é uma forma de energia radiante que se propaga pelo espaço produzindo certos efeitos nos meios onde é absorvida (a priori, a conversão em outras formas de energia).

2- Em numerosos fenômenos a luz exibe caráter tipicamente ondulatório. As vibrações das ondas luminosas são transversais e de natureza eletromagnética.

3- Em outros fenômenos a luz exibe caráter tipicamente corpuscular. Os corpúsculos de luz são denominados fótons.

A dupla natureza exibida pela luz, ora ondulatória, ora corpuscular, decorre da mesma duplicidade de caráter que apresentam as partículas elementares que compõem a matéria. De um modo geral, define-se energia radiante como sendo uma forma de energia que se propaga pelo espaço tomando o aspecto ora de ondas eletromagnéticas, ora de corpúsculos denominados fótons. Uma característica da energia radiante é a sua velocidade de propagação constante cujo valor no vácuo é $c = (299776 \pm 4) \text{ Km.s}^{-1}$. Nos meios materiais essa velocidade de propagação pode ser menor^{2.1}. Visto que, relativamente a um certo número de efeitos produzidos, a energia radiante revela natureza ondulatória, pode-se atribuir lhe características intrínsecas denominadas freqüência (f) e comprimento de onda (λ). A freqüência é independente do meio no qual a onda se propaga, ao passo que o comprimento de onda depende da velocidade de propagação e, portanto, do meio. No vácuo, entretanto, vale a seguinte relação:

$$c = f \cdot \lambda \quad (2.1)$$

A energia radiante é classificada segundo sua freqüência f ou seu comprimento de onda λ em domínios delimitados por valores convencionais. Dentro desse contexto é possível aprimorar a definição de luz como sendo a modalidade de energia radiante capaz de impressionar nossos órgãos visuais. Dessa forma, considerando a região compreendida pelas ondas eletromagnéticas, o domínio correspondente à luz é muito exíguo, estendendo-se desde $f = 8,35 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ até $3,85 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$; onde 1 Hz corresponde a uma

vibração por segundo^{2.2}. Uma onda eletromagnética se compõe basicamente de um campo elétrico e um campo magnético, cujos vetores vibratórios são perpendiculares entre si, e ambos perpendiculares com a direção de propagação da onda em questão. Entretanto sua representação matemática pode ser definida apenas pela variação de um dos campos, já que o outro pode ser prontamente estabelecido a partir disso. Através da teoria eletromagnética pode se encontrar a seguinte relação entre os campos:

$$\mathbf{E} = c \mathbf{B} , \quad (2.2)$$

onde $\mathbf{E}$ representa o campo elétrico, $\mathbf{B}$ representa o campo magnético e c é a velocidade da luz. Nesses casos, ambos os campos são quantidades vetoriais complexas tendo, portanto, módulo, direção e sentido. Costuma-se designar sempre o campo elétrico para as representações matemáticas. As ondas eletromagnéticas podem se compor de uma única ou várias frequências. No primeiro caso, a onda é uma radiação caracterizada por uma só frequência, ela é denominada monocromática ou monomodo. No segundo caso, ela é dita policromática. Na prática uma fonte de luz nunca é totalmente monocromática. Com exceção de alguns tipos de emissores de lasers, a maioria das fontes luminosas, sejam elas artificiais ou naturais, são compostas por várias frequências discretas ou contínuas. No primeiro caso, diz-se que a fonte emite luz em vários modos discretos de frequências, enquanto que no segundo caso, diz-se que a fonte emite luz com um espectro contínuo. Nesse caso, define-se a largura de banda da fonte como sendo sua largura de emissão espectral, em unidades de comprimento de onda^{2.3}.

2 -2- Geração e Propagação

Todas as ondas eletromagnéticas são produzidas por cargas elétricas oscilantes; as ondas mais longas acima do infra-vermelho resultam de oscilações comparativamente amplas de elétrons em circuitos oscilantes, como nas emissoras de rádio. Por outro lado, as mais curtas resultam de oscilações moleculares, atômicas e intra-atômicas, tais como saltos de elétrons de órbitas de maior energia para órbitas de menor energia. Este último processo gera a emissão de luz dos tubos ionizados de lasers e lâmpadas de gás à baixa pressão. A figura [2-1], mostra a distribuição do espectro eletromagnético, com a designação dos comprimentos de onda e suas respectivas frequências^{2.2}.

FIGURA 2-1: Espectro eletromagnético, construído levando em conta o comprimento de onda em metros e a frequência em Hz^{2.2}.

Durante sua propagação as ondas eletromagnéticas podem atravessar diferentes tipos de meios. Um meio é dito transparente quando nele a luz se propaga por distâncias consideráveis seguindo trajetórias bem definidas. Um meio é dito translúcido quando nele a luz se propaga através de distâncias consideráveis, porém seguindo trajetórias estatisticamente irregulares. Por outro lado, nos meios opacos não existe possibilidade de propagação ou quando muito se propaga por distâncias muito pequenas. Devemos notar, entretanto, que um meio transparente à luz não é necessariamente transparente à energia radiante de outros comprimentos de onda. Por exemplo, o vidro comum é transparente à luz visível e as radiações infravermelha, mas não o é para as radiações ultra-violeta ou aos raios X. Da mesma forma a reflexão em determinadas superfícies pode ocorrer em diferentes níveis de intensidade dependendo do tipo de superfície e do comprimento de onda^{2,4}. Ao passar-se de um domínio de ondas eletromagnéticas para outro vizinho, nota-se uma transição gradual de propriedades, no que diz respeito à facilidade com que as ondas se refletem, refratam ou difratam. A delimitação de uma superfície é sempre definida em função da mudança de índice de refração. A razão entre o índice de refração n_2 de um meio 2 e o índice de refração n_1 de um meio 1 é a razão^{2,4}

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

O significado de (2.3) é que para cada radiação e para cada par de meios (1) e (2), conforme mostra a figura [2-2], o seno do ângulo de incidência está para o seno do ângulo de refração por um valor constante n_2/n_1 .

FIGURA 2-2: Ilustração da lei de reflexão e refração^{2,4}.

Pode-se demonstrar matematicamente, que o índice de refração representa assim o quociente da velocidade de propagação da onda eletromagnética em um meio pelo outro. Esse conhecimento é de suma importância, pois uma vez que a velocidade de propagação de uma onda sempre diminui quando o índice de refração aumenta, este determina um atraso equivalente a uma variação de caminho óptico entre feixes de ondas que se propagam em meios diferentes^{2,5}. O índice de refração é uma grandeza relevante para qualquer situação, onde se analisa a propagação de ondas eletromagnéticas num meio qualquer que não seja o vácuo. Na óptica geométrica, situação em que se analisa a luz como pincéis ou feixes propagantes, o índice de refração determina tanto as variações na direção de propagação desses feixes bem como alterações no seus correspondentes caminhos ópticos.

2 -3- Interferência

Duas ondas eletromagnéticas respectivamente representadas por seus campos E_1 e E_2 podem-se sobrepor num ponto p , gerando um distúrbio de natureza ondulatória conhecido como interferência. O ponto de partida para o tratamento da interferência entre E_1 e E_2 é o conhecido princípio da superposição, o qual nos permite conhecer o campo total " E_p " num dado ponto p , como sendo^{2,6}:

$$E_p = E_1 + E_2, \tag{2.4}$$

onde E_1 e E_2 são funções vetoriais temporais com frequências ópticas da ordem de 10^{14} a 10^{15} Hz para luz visível. É de se presumir, portanto, que ambos os campos tenham valores médios nulos para intervalos relativamente curtos de amostragem do sinal. Contudo as medidas das ondas eletromagnéticas, por seus efeitos no olho ou algum outro detector de luz, dependem da energia do feixe de luz. Define-se, então, a densidade de potência radiante ou a irradiância $I(W/m^2)$, como sendo a média temporal do quadrado da amplitude do campo elétrico da onda em questão.

Assim, expressamos I matematicamente como sendo:

$$I = \varepsilon_0 \cdot c \langle E^2 \rangle. \quad (2.5)$$

O termo ε_0 representa a permissividade elétrica do vácuo. Com μ_0 representando a permeabilidade magnética do vácuo e c a velocidade de propagação da onda eletromagnética em questão, vale para o espaço livre a seguinte relação^{2,7}:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (2.6)$$

Com $\varepsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ (C.s)}^2 / \text{Kg} \cdot \text{m}^3$ e

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Kg.m} / (\text{A.s})^2.$$

Através das expressões (2.4) e (2.5) podemos, então, determinar a irradiância no ponto p , visando analisar o efeito da interferência. Para isto, é conveniente ter em mente, que o campo elétrico E_p é uma grandeza complexa e que, portanto, o quadrado de seu módulo equivale ao produto entre ele e seu complexo conjugado, aqui definido por E_p^* .

Isto significa que:

$$I_p = \varepsilon_0 c \langle E_p^2 \rangle = \varepsilon_0 c \langle E_p E_p^* \rangle. \quad (2.7)$$

Substituindo então (2.4) em (2.7) podemos escrever

$$I_p = \varepsilon_0 c \langle (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*) \rangle. \quad (2.8)$$

Utilizando arranjos algébricos adequados obtemos

$$I_p = \varepsilon_0 c \langle E_1^2 + E_2^2 + (E_1 \cdot E_2^* + E_1^* \cdot E_2) \rangle, \quad (2.9)$$

ou ainda,

$$I_p = \varepsilon_0 c [\langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + \langle (E_1 \cdot E_2^* + E_1^* \cdot E_2) \rangle]. \quad (2.10)$$

Simplificando, (2.10) pode ser escrito como:

$$I_p = I_1 + I_2 + I_{12}. \quad (2.11)$$

A análise da expressão (2.11) mostra, então, que a densidade de potência radiante num ponto p devido à superposição de duas ondas eletromagnéticas definidas por seus respectivos campos elétricos, não é simplesmente a soma das respectivas densidades de potência. Em outras palavras, não se pode apenas considerar $I_p = I_1 + I_2$. Na realidade o componente I_{12} representa o termo de interferência característico da luz. Isto pode ser avaliado com maior profundidade por um processamento algébrico mais sofisticado e também mais complicado, conforme veremos a seguir.

2-4- Coerência

O processo de interferência com subsequente geração de franjas não ocorre em qualquer situação em que haja superposição de campos ondulatórios. As condições para tal exigem circunstâncias específicas, as quais podem ser determinadas pela análise do termo de interferência I_{12} obtido na expressão (2.11). Vamos considerar, então, apenas o termo

$$I_{12} = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 \rangle. \quad (2.12)$$

A quantidade entre parênteses é exatamente a soma de um número complexo e seu complexo conjugado, a qual é sempre igual a duas vezes sua parte real. Desta forma a expressão (2.12) pode ser expressa na forma

$$I_{12} = \epsilon_0 c \, 2\Re \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* \rangle. \quad (2.13)$$

Para manipular algebricamente a expressão (2.13), deve-se considerar a adequada representação matemática dos campos elétricos constituintes das respectivas ondas interagentes. Os campos elétricos que caracterizam uma onda eletromagnética, se compõem numa espécie de trem de ondas pulsantes com frequências harmônicas. Assim, um trem de ondas é uma sequência de pulsos que define variações periódicas na intensidade e no sentido do campo elétrico integrante da onda em questão, conforme mostra a figura (2.3). Considerando a representação complexa do campo elétrico num trem de ondas, tal campo pode ser expresso matematicamente como sendo:

$$E = E_0 \exp. i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi(t)) , \quad (2.14)$$

onde E_0 representa o vetor campo elétrico que constitui a onda numa dada posição e num dado instante, $\mathbf{K}$ representa o vetor número de onda que guarda informação sobre o comprimento de onda λ e a direção e sentido de vibração do campo elétrico, ω representa a frequência angular do trem de ondas, $\varphi(t)$ é utilizado para identificação de fase em relação a outros trens de ondas e finalmente, $\mathbf{r}$ representa o vetor que define a direção e propagação do trem de ondas relativo a um ponto de origem situado em $\mathbf{r}_0$.

FIGURA 2-3: Diagrama esquemático da emissão de trens de onda por uma fonte de luz.

Seja, então, uma situação onde temos dois trens de onda interferindo se num ponto p , após percorrerem caminhos ópticos diferentes. Nessa condição, uma das ondas, E_2 por exemplo, levará um tempo τ a mais que a outra até a sobreposição.

Por conveniência, vamos fazer $r = 0$ e $E_{01} = E_{02} = E_0$ em (2.14), o que não altera em nada o resultado final. Podemos escrever E_1 e E_2 respectivamente:

$$E_1 = E_0 \exp. i(\omega t - \varphi(t)), \quad (2.15)$$

$$E_2 = E_0 \exp. i[\omega(t + \tau) - \varphi(t + \tau)]. \quad (2.16)$$

Definindo a função de correlação normalizada,

$$\gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t) \cdot E_2^*(t + \tau) \rangle \frac{1}{\sqrt{(I_1 I_2)}}, \quad (2.17)$$

podemos exprimir o termo I_{12} dado por (2.13) da seguinte forma:

$$I_{12} = \epsilon_0 c 2 \sqrt{(I_1 I_2)} \Re[\gamma_{12}(\tau)]. \quad (2.18)$$

Podemos notar que o termo que caracteriza o efeito de interferência em I_{12} é mais precisamente a parte real de $[\gamma_{12}(\tau)]$. Por outro lado, a coerência mútua entre duas ondas é definida pela constância de sua relação de fase de seus caminhos ópticos. Obviamente duas ondas de mesma frequência percorrendo caminhos ópticos diferentes determinam uma diferença de tempo τ até se interceptarem, de modo que $\tau > \tau_0$ representará uma perda de coerência^{2,8}. Onde τ_0 representa o intervalo de tempo do trem de onda gerado no processo de emissão fotônica. Para entender isso, quantitativamente, podemos proceder substituindo (2.15) e (2.16), em (2.17) de modo a obtermos

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle E_1(t) E_2^*(t + \tau) \rangle}{|E_0|^2}. \quad (2.19)$$

Ou ainda,

$$\gamma_{12}(\tau) = e^{i\omega\tau} \langle e^{i[\varphi(t) - \varphi(t+\tau)]} \rangle. \quad (2.20)$$

Quando calculamos o valor médio no lado esquerdo de (2.20), sobre vários trens de onda num tempo T suficiente longo, segue que,

$$\gamma_{12}(\tau) = e^{i\omega\tau} \frac{1}{T} \int_0^T e^{i[\varphi(t) - \varphi(t+\tau)]} dt. \quad (2.21)$$

A solução (2.21) é feita com base na figura [2-4]. Nota-se que a função $\varphi(t) - \varphi(t + \tau)$ assume os seguintes valores:

$$\varphi(t) - \varphi(t + \tau) = 0 \Rightarrow 0 < t < (\tau_0 - \tau) \quad (2.22)$$

$$\varphi(t) - \varphi(t + \tau) = H \Rightarrow (\tau_0 - \tau) < t < \tau_0, \quad (2.23)$$

onde H é um valor angular qualquer não nulo, situado entre -2π e 2π .

FIGURA 2-4 : O diagrama superior mostra as flutuações de fase aleatórias, para $\varphi(t)$ e $\varphi(t + \tau)$ em vários intervalos de $\tau_0^{2.8}$.

Com $\Delta\phi$ assumindo um valor qualquer H entre -2π e 2π ao longo de t , podemos escrever (2.21) sob a forma de série. Assim, para cada trem de pulso emitido, sua diferença de fase com relação ao seu antecessor é definida por valor H_j . Obviamente, para uma sequência de N trens de onda emitidos podemos escrever,

$$\gamma_{12} = e^{i\omega\tau} \frac{1}{N\tau_0} \left[\int_0^{\tau_0} e^{i(0)} dt + \int_{\tau_0}^{\tau_1} e^{iH_1} dt + \dots \right], \quad (2.24)$$

$$\gamma_{12} = \left(\frac{e^{i\omega\tau}}{N\tau_0} \right) \left[(\tau_0 - \tau + \tau e^{iH_1}) + (\tau_0 - \tau + \tau e^{iH_2}) + \dots \right], \quad (2.25)$$

$$\gamma_{12} = \left(\frac{e^{i\omega\tau}}{N\tau_0} \right) \left[N(\tau_0 - \tau) + \tau \sum_{j=1}^N e^{iH_j} \right]. \quad (2.26)$$

A somatória em exponencial de iH_j tende a zero devido à natureza randômica do termo H_j , para um valor de N suficientemente grande. Isto significa em última análise, que somente os termos nos quais $\Delta\phi(t) = 0$, contribuem para γ_{12} . Em outras palavras, somente os trens de onda em fase contribuem para o processo de interferência no ponto de superposição. Resulta, pois

$$\gamma_{12} = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) e^{i\omega\tau} \Rightarrow \Re[\gamma_{12}(\tau)] = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) \cos\omega\tau. \quad (2.27)$$

Sendo a amplitude da função $\gamma_{12}(\tau)$ definida como a magnitude do grau de coerência,

$$|\gamma_{12}(\tau)| \equiv \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right), \quad (2.28)$$

e cujo gráfico pode ser visto na figura [2-5], podemos escrever a expressão (2.18) na forma:

$$I_{12} = 2\varepsilon_0 c \sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos\omega\tau. \quad (2.29)$$

FIGURA 2-5: Grau de coerência em função da diferença do tempo de chegada de duas ondas com tempo de coerência $\tau_0^{2.8}$.

A medida do contraste das franjas ou a visibilidade interferométrica é, então, definida como sendo:

$$V = \frac{I_{p_{\max.}} - I_{p_{\min.}}}{I_{p_{\max.}} + I_{p_{\min.}}} \quad (2.30)$$

Portanto para um dado valor de τ_0 , com $I_1=I_2$, podemos visualizar por meio de (2.28), (2.29) e (2.30) três casos específicos^{2.8}:

$$\text{I- Incoerência completa:} \quad \tau = \tau_0 \Rightarrow |\gamma_{12}| = 0 \Rightarrow V = 0. \quad (2.31)$$

$$\text{II- Coerência completa:} \quad \tau = 0 \Rightarrow |\gamma_{12}| = 1 \Rightarrow V = 1 \quad (2.32)$$

$$\text{III- Coerência parcial:} \quad 0 < \tau < \tau_0 \Rightarrow |\gamma_{12}| > 0 \Rightarrow V = |\gamma_{12}| \quad (2.33)$$

2 -5- Óptica de Fourier e largura de Banda

O desenvolvimento da seção anterior foi realizado considerando trens de onda que embora defasados possuíam sempre a mesma frequência bem definida. Ocorre, entretanto, conforme vimos na seção 2-1, que as fontes de luz possuem uma largura de banda natural, a qual detém sua composição espectral. Assim, quanto mais estreita for a largura de banda de uma luz, mais ela tenderá à monocromaticidade. A questão é saber como são os pulsos ondulatorios da superposição de trens de ondas harmônicas de frequências distintas. Esse conhecimento implica numa consequente aproximação da

realidade, no que diz respeito às fontes de luz e seus modos de emissão. Consideremos os trens de onda segundo o modelo básico da figura [2-6].

FIGURA 2-6: Seqüência de trens de ondas harmônicos e finitos com tempo de vida τ .

Esses trens de onda, podem ser representados pela função:

$$\begin{aligned} f(t) &= \{e^{-i\omega_0 t}\} \quad \text{para, } -\tau_0/2 < t < \tau_0/2, \\ f(t) &= \{0\} \quad \text{para qualquer outro valor de } t, \end{aligned} \quad (2.34)$$

onde τ_0 representa a duração do trem de onda e ω_0 sua frequência de oscilação. A superposição de trens de onda determina uma banda cujo espectro de frequência $g(\omega)$ é dado pela transformada de Fourier de $f(t)$, segundo^{2.9}:

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.35)$$

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (2.36)$$

$$g(\omega) = \left[\frac{e^{i(\omega - \omega_0)t}}{2\pi i(\omega - \omega_0)} \right]_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} \quad (2.37)$$

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi(\omega - \omega_0)} \frac{[e^{i(\omega - \omega_0)\tau_0/2} - e^{-i(\omega - \omega_0)\tau_0/2}]}{2i} \quad (2.38)$$

Utilizando a identidade $(e^{ix} - e^{-ix}) \equiv 2i \operatorname{sen} x$, na expressão (2.38) devemos obter:

$$g(\omega) = \frac{\operatorname{sen}\left[\left(\tau_0/2\right)(\omega - \omega_0)\right]}{\pi(\omega - \omega_0)} \quad (2.39)$$

$$g(\omega) = \frac{\tau_0}{2\pi} \left[\frac{\operatorname{sen}\left[\left(\tau_0/2\right)(\omega - \omega_0)\right]}{\left[\left(\tau_0/2\right)(\omega - \omega_0)\right]} \right] \quad (2.40)$$

Designando $u = (\tau_0/2)(\omega - \omega_0)$ podemos escrever (2.40) como

$$g(u) = \frac{\tau_0}{2\pi} \frac{\operatorname{sen}(u)}{u}, \quad (2.41)$$

onde $\lim_{u \rightarrow 0} g(u) = \tau_0/2\pi$. (2.42)

Observando (2.40), notamos que $g(\omega)$ é uma função senoidal amortecida, cujos pontos nulos ocorrem em $\omega = \omega_0 \pm 2n\pi/\tau_0$, para $n = 1, 2, 3, \dots$ conforme mostra a figura [2-7].

FIGURA 2-7: Transformada de Fourier de um trem de ondas harmônicas como os da figura [2-6]. As curvas foram normalizadas para a máxima amplitude^{2.8}.

O quadrante da amplitude $g(\omega)$ resulta na curva sólida conhecida como espectro de potência. É importante observar que, embora as frequências relativamente distantes de ω_0 contribuam para o espectro de potência, a maior parte da energia provém das frequências bem próximas do centro da curva. A variação de frequência $\Delta\omega$ entre os pontos simétricos da meia amplitude central, também conhecida como largura da meia altura, é dada por:

$$\Delta\omega = 2\pi/\tau_0 \Rightarrow \Delta f = 1/\tau_0. \quad (2.43)$$

Notamos aqui que $\tau_0 \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta\omega \rightarrow 0 \Rightarrow 1/\tau_0$. Esta situação determina uma fonte de luz representado por um comprimento de onda λ_0 e uma frequência ω_0 , bem definidos. Isto significa uma perfeita monocromaticidade. Por outro lado, $\tau_0 \rightarrow 0 \Rightarrow \Delta\omega \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta f \rightarrow \infty$. Esta situação determina uma fonte de luz representada por um espectro de banda infinita, ou seja, um pacote de ondas cuja largura de banda é extremamente grande. Entre esses dois extremos, presume-se que o aumento da largura de banda espectral de uma fonte de luz implica na diminuição do tempo de vida τ_0 dos trens de onda por ela gerada, ou vice-versa. Tecnicamente o tempo de vida τ_0 é conhecido como o tempo de coerência longitudinal da fonte de luz e devido à implicação da expressão (3.39), podemos concluir que a largura de banda espectral é inversamente proporcional ao tempo de coerência da fonte. Define-se, então, o comprimento de coerência L_r da fonte como sendo o comprimento físico percorrido pelo trem de onda no intervalo de tempo τ_0 , ou seja,

$$L_r = c \cdot \tau_0 \quad (2.44)$$

Combinando as expressões (2.43) e (2.44) podemos escrever

$L_r = c/\Delta f$. Segue daí que,

$$f = c/\lambda \Rightarrow L_r = \lambda^2/\Delta\lambda \quad (2.45)$$

Isto nos permite calcular o comprimento de coerência L_c de uma fonte de luz, conhecendo a largura de meia altura da sua banda de emissão e o ponto central de seu topo, em termos do comprimento de onda λ . As fontes de luz mais próximas de uma monocromaticidade perfeita são os lasers. Embora nem todos os tipos de lasers tenham monocromaticidade alta e por conseguinte, comprimento de coerência alto, alguns lasers de CO₂ tem comprimento de coerência em torno de 11 Km. Por outro lado, a linha verde do espectro de emissão do mercúrio centrada em 546 nm pode ter uma largura de linha de 0.025 nm, o que resulta num comprimento de coerência de $1.2 \text{ cm}^{2.8}$.

2 -6- Interferômetro

O interferômetro é a designação dada ao instrumento óptico utilizado para gerar o padrão de franjas provocado pela interferência entre feixes de ondas luminosas. Todos os interferômetros operam sempre de forma a alterar a correlação de fase entre dois feixes de luz. Podemos dizer que existem dois tipos básicos de interferômetros, à partir dos quais dezenas de variantes foram concebidas para uso específico. Esses dois tipos são o interferômetro de Michelson e o interferômetro de Fabry Perot. Ambos são utilizados em metrologia de precisão, o que envolve as medidas de comprimentos de onda, distâncias físicas e micro-vibrações.

Em qualquer dos casos, no processo de interferência com luz coerente, a relação de fase entre os feixes interferentes determina o que se conhece por padrão de interferência. Esse padrão pode tanto ser composto por franjas luminosas circulares e concêntricas como por franjas luminosas retilíneas, ou simplesmente, flutuações luminosas numa pequena área. As flutuações na intensidade luminosa, ou o conhecido deslocamento das franjas ocorre na medida em que o caminho óptico é alterado. Nesse processo a fase do grupo de ondas de um dos feixes é alterada em relação ao outro, dentro de um comprimento de onda ou seja de 0 a 2π . O resultado final será uma flutuação na intensidade da soma dos dois feixes, variando entre o cancelamento total e a soma entre seus pontos de máximo. Isto pode facilmente ser entendido pela observação da figura [2-8].

FIGURA 2-8: Superposição de ondas, mostrando como a relação entre as fases de duas ondas altera a soma de suas amplitudes.

É interessante, entretanto, se atentar para o fato de que essa relação entre as fases interagentes só pode ocorrer dentro da região de coerência das ondas correspondentes. Nesse caso diz-se existir correlação de fase entre os grupamentos de onda que estão interagindo. Em outras palavras, a correlação de fase só existe se houver coerência entre os feixes. Isto implica que a diferença de caminho óptico não pode ser maior que o comprimento de coerência da fonte utilizada no interferômetro, sob pena da relação de fase se tornar aleatória e destruir o padrão de interferência.

2 -7- Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson foi introduzido na física experimental por Albert Michelson em 1881, em seu importante experimento para determinação dos efeitos do suposto eter universal²⁻¹⁰. O diagrama esquemático do interferômetro pode ser visto na figura [2-9].

FIGURA 2-9: Diagrama esquemático do interferômetro de Michelson.

Conforme podemos observar o feixe de luz (1) proveniente da fonte S é dividido em dois feixes perpendiculares (2) e (3), os quais são levados a incidirem respectivamente nos espelhos M1 e M2. Esses feixes retornam sobre si mesmo passando novamente pelo divisor de feixe. Este último é um espelho que permite a passagem do feixe (2) refletido pelo espelho M2, e a reflexão do feixe (3) pelo espelho M1. Assim, os feixes se superpõem novamente formando o feixe (4). Em qualquer ponto p ao longo deste último, um padrão de franjas poderá ser observado, desde que os requisitos definidos na seção 2-4 sejam estabelecidos. O interferômetro de Michelson difere de muitos outros mecanismos devido a um aspecto importante. O de que os raios de luz que se superpõem para produzir a distribuição de interferência, viajam parte do caminho por trajetórias diferentes. Esse fato tem possivelmente permitido muitas aplicações, por exemplo, podemos deixar passar raios de luz através de diferentes substâncias e desse modo determinar pequenas diferenças nos índices de refração dessas substâncias. Também para medição de distâncias em termos do comprimento de onda de luz monocromática, tal como foi efetuada a determinação do padrão de unidade métrica. Além disso, pode facilmente ser adaptada para determinação do índice de refração de gases.

O estudo analítico do interferômetro de Michelson torna-se mais simples quando utilizamos seu sistema óptico equivalente^{2.11}. Esse sistema pode ser visto na

figura [2-10]. Na verdade esse diagrama equivale a girar o elemento M1 e os feixes (1) e (3) sobre o elemento SE, noventa graus no sentido contrário ao sentido horário. No sistema óptico apresentado, as coordenadas alteradas em relação ao sistema antigo são S' e $M1'$. Imaginemos então o feixe de luz vindo de um ponto Q situado no plano S' , de modo a ter sua direção de propagação formando um ângulo θ com o eixo óptico do novo sistema. As reflexões em $M1'$ e $M2'$ monitoradas pelo observador em S' , mostram a esse, pontos virtuais de emissão em $S1'$ e $S2'$ respectivamente $Q1'$ e $Q2'$. Um simples cálculo geométrico no triângulo indicado, nos mostra a diferença de caminho óptico Δp dada por

$$\Delta p = 2d \cos \theta, \quad (2.46)$$

onde d é a distância entre os dois espelhos $M1'$ e $M2'$, ou no antigo sistema óptico, a diferença entre cada espelho $M1$ e $M2$ e o divisor de feixe SM no centro da figura.

FIGURA 2-10: Sistema óptico equivalente para estudo do interferômetro de Michelson^{2.11}.

É importante considerar aqui, que o feixe (2) sofre uma reflexão em M2', enquanto o feixe (3) sofre uma reflexão em M1' e em seguida sofre nova reflexão no divisor de feixe SE, acarretando uma diferença de fase π radianos entre o feixe (2) e o feixe (3). Isto implica numa diferença de caminho óptico $\Delta r = \lambda/2$. Portanto, a diferença total de caminho óptico para os feixes interferentes será definido, somando Δr com Δp , de modo a obtermos Δ , ou seja,

$$\Delta = 2d \cos \theta + \lambda/2 \quad (2.47)$$

Assumindo uma fonte de luz totalmente coerente e feixes interferentes de iguais intensidades, podemos utilizar o resultado obtido em (2.29) para o caso II, aplicado em (2.11) de modo a podermos escrever,

$$I_p = 2\varepsilon_0 c I_0 + 2\varepsilon_0 c I_0 \cos \omega \tau. \quad (2.48)$$

Sendo τ a diferença dos tempos que cada um dos feixes leva para percorrer os diferentes caminhos. Consequentemente, temos,

$$I_p = 2\varepsilon_0 c I_0 (1 + \cos \omega \tau) \quad (2.49)$$

$$I_p = 4\varepsilon_0 c I_0 \cos^2 (\omega \tau/2) \quad (2.50)$$

$$I_p = 4\varepsilon_0 c I_0 \cos^2 \frac{2\pi c \tau}{2\lambda}. \quad (2.51)$$

Fazendo $c\tau = \Delta$ na expressão acima, garante-se que a diferença de caminho óptico se situe dentro do comprimento de coerência da fonte. Isto é feito considerando $\tau < \tau_0$ como condição inicial do problema. Em outras palavras, a diferença de comprimento físico entre os braços é menor que o comprimento de coerência natural da fonte de luz utilizada. Desta forma temos

$$I_p = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta. \quad (2.52)$$

A condição para formação de franjas escuras é que $I_p = 0$. Segue, portanto, de (2.52)

$$I_p = 0 \Rightarrow \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta = 0 \quad (2.53)$$

$$\Rightarrow \frac{\pi}{\lambda} \Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (2.54)$$

$$\Rightarrow \Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda. \quad (2.55)$$

Portanto, se igualarmos (2.55) com (2.47) deveremos obter

$$\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda = 2d \cos \theta + \frac{\lambda}{2}, \text{ ou seja,}$$

$$m\lambda + \frac{\lambda}{2} = 2d \cos \theta + \frac{\lambda}{2}, \quad \text{com } m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.56)$$

Diferenciando ambos os lados da expressão (2.56) temos

$$\lambda dm = -2d(\sin \theta d\theta). \quad (2.57)$$

Segue então que:

$$\lambda \Delta m = -2d(\sin \theta \Delta \theta), \quad \text{ou seja,}$$

$$|\Delta \theta| = \frac{\lambda \Delta m}{2d \sin \theta}. \quad (2.58)$$

A expressão (2.58) mostra que a separação angular entre as franjas escuras aumenta significativamente com a diminuição da diferença de caminho geométrico entre os braços do interferômetro. Em outras palavras, a separação angular entre as franjas

escuras é inversamente proporcional a diferença de caminho óptico dos feixes interferentes. Além disso, da expressão (2.57) define-se o máximo valor de m . Esse valor é encontrado fazendo $\theta = 0$ na expressão (2.57) de modo que

$$m_{\max.} = \frac{2d}{\lambda} \quad (2.59)$$

Desconsiderando a relação entre o tamanho dos espelhos em relação a divergência da luz, $m_{\max.}$ representa a quantidade máxima teórica de franjas negras observadas no padrão de interferência em questão. Isto significa que, dada uma fonte de luz cujo ângulo sólido de divergência não ultrapasse o tamanho dos elementos ópticos do interferômetro, o número máximo de franjas será $m_{\max.}$ definido por (2.59). É interessante notar que, essa definição implica no fato da franja central ser a franja de ordem $m_{\max.}$, pois equivale a franja para qual $\theta = 0$. Para evitar esse desconforto matemático, define-se o número p como sendo

$$p = m_{\max.} - m \Rightarrow p = \frac{2d}{\lambda} - m \quad (2.60)$$

Assim, se substituirmos (2.60) em (2.56) teremos

$$p\lambda = 2d(1 - \cos\theta) \quad (2.61)$$

para $p = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ conforme mostra a figura [2-11].

Neste caso, a franja central cuja ordem era máxima, passa a ser a franja de ordem zero. Isto é importante, pois do ponto de vista experimental as franjas externas tendem a perder o contraste devido à ineficiência natural da montagem prática. Portanto, torna-se interessante enumerar as franjas em ordem crescente, à partir do centro, onde são naturalmente mais contrastadas^{2.11}.

FIGURA 2-11: Ordem alternante das franjas de interferência.

2 -8- Interferômetro de Fabry Perot

O interferômetro de Fabry Perot funciona baseado no processo interferométrico de múltiplos feixes. O significado exato disso pode ser obtido pela observação da figura [2-12]. Conforme podemos ver, múltiplos feixes são gerados à partir de um único feixe que atravessa duas lâminas planas e paralelas. Essas lâminas são geralmente semi espelhadas de modo a se obter a otimização da interferência conforme o comprimento de onda atuante. A diferença de caminho óptico é obtida devido às múltiplas reflexões entre as placas separadas por uma distância t . Os raios emergentes na direção oposta à da fonte, incidem sobre uma lente convergente projetando franjas na tela. Uma situação como esta, pode ocorrer em diversas ocasiões. A montagem de experimentos ópticos com diversos elementos ópticos pode produzir franjas de interferência muitas vezes não desejadas, o que pode causar sérios problemas nos resultados desses experimentos.

Mesmo em um interferômetro de Michelson, pode ocorrer a formação de franjas devido a interferência ocasionada pelas múltiplas reflexões entre as faces do divisor de feixe. Em síntese, tudo se passa como se houvesse um interferômetro de Fabry Perot dentro do interferômetro de Michelson. Como este foi um sério problema manifestado em nossos experimentos é interessante abordá-lo sob o ponto de vista teórico.

FIGURA 2-12: Diagrama esquemático do interferômetro de Fabry Perot.

O padrão de franjas é geometricamente consistente com o tipo de fonte de luz. Assim, se a fonte for pontual, o padrão será circular com ângulo sólido específico para cada franja. Esse tipo de interferômetro é o mais versátil de todos devido à sua simplicidade e capacidade de adaptação em qualquer experimento. É bastante utilizado como elemento óptico designado *etalon*, em cavidades de lasers à gás, lasers de corante, analisadores de espectro, medidores de comprimento de onda em inúmeros experimentos nas áreas de espectroscopia e laser. O *etalon* possui a distância t fixa e o material entre suas placas depende da escolha de seu uso^{2.11}.

A análise matemática pode ser feita com base no esquema da figura [2-13]. Conforme podemos observar a diferença de caminho óptico devido à reflexão entre as superfícies, varia de acordo com o ângulo de incidência do feixe incidente. Aqui é importante considerar que o índice de refração tanto do meio entre as placas quanto do meio fora das placas deve ser especificado, para o desenvolvimento do cálculo matemático, ainda que sejam os mesmos.

FIGURA 2-13: Geometria de reflexão e transmissão de um feixe, em ângulo, entre duas superfícies parcialmente refletoras.

Tomando o ângulo de incidência como θ_i e o ângulo de transmissão como θ_t , a triangulação do traçado dos feixes permite calcular a diferença de caminho óptico Δ , tal como:

$$\Delta = n_2 \frac{2t}{\cos \theta_t} - n_1 \left(\frac{2t}{\cos \theta_t} \cdot \text{sen} \theta_t \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta_i \right),$$

$$\Delta = n_2 \frac{2t}{\cos \theta_t} - n_1 \left(\frac{2t}{\cos \theta_t} \text{sen} \theta_t \right) \text{sen} \theta_i. \quad (2.62)$$

Aplicando a relação (2.3) na expressão acima obtemos,

$$\Delta = n_2 \frac{2t}{\cos \theta_t} - \left[\frac{2t}{\cos \theta_t} \text{sen} \theta_t \right] \frac{n_2}{n_1} \text{sen} \theta_t. \quad \text{Portanto segue que,}$$

$$\Delta = 2tn_2 \cos \theta_t. \quad (2.63)$$

O valor definido por n_2 representa o índice de refração do meio entre os semi-espelhos. Considerando o meio entre as superfícies como sendo o próprio ar, cujo índice de refração é praticamente 1, a condição necessária para brilho intenso será

$$2t \cos \theta_t = m\lambda \quad (2.64)$$

Se utilizarmos uma lente positiva como na figura [2-12], notaremos que outros feixes de diferentes pontos da fonte, mas com o mesmo ângulo θ_t em relação ao eixo, satisfazem a mesma diferença de caminho óptico chegando também ao ponto p. Assim, com t fixo a equação (2.64) satisfaz a condição de brilho intenso para certos valores de θ_t . Nesse caso, o padrão de interferência é o característico anel de franjas circulares e concêntricas, como se pode ver na figura [2-14].

FIGURA 2-14: Padrão de franjas em forma de anéis, gerados pelo interferômetro de Fabry Perot.

Se, por outro lado, a fonte de luz for colimada, isto é, os raios que penetrarem no interferômetro forem paralelos, o padrão de interferência será determinado pelo valor de t. Nessas condições, ou seja, se o espaçamento t for alterado o ponto p será iluminado com maior ou menor brilho, conforme a interferência seja construtiva ou destrutiva.

A variação de irradiância no padrão de franjas de interferômetro Fabry Perot em função da diferença de caminho óptico é conhecida como *perfil de franjas*. O pico da

intensidade de cada franja é obviamente importante para a resolução do instrumento. A irradiância resultante dos feixes transmitidos pode ser calculada considerando o princípio da superposição para campos elétricos. Com a ajuda de cálculo vetorial e convergência serial, pode se chegar a seguinte resultado^{2,11}:

$$T = \frac{1}{1 + \left[4r^2 / (1 - r^2)^2 \right] \text{sen}^2(\delta/2)} \quad , \quad (2.65)$$

onde T representa o fator de transmitância ou como é comumente conhecido *função de Airy*, r representa o coeficiente de reflexão, e δ é a diferença de fase entre dois feixes sucessivos. O termo quadrado dentro do colchetes é conhecido como função do coeficiente de reflexão ou ainda, coeficiente de *finesse* F . Assim, podemos escrever

$$F = \frac{4r^2}{(1 - r^2)^2} \quad (2.66)$$

Escrevendo pois (2.65) em função de (2.66) temos

$$T = \frac{1}{1 + F \text{sen}^2(\delta/2)} \quad (2.67)$$

A quantidade F é sensivelmente dependente do coeficiente de reflexão r , e desde de que este último varia entre 0 e 1, F varia de 0 a infinito. É perceptível o fato de que F representa uma certa medida de contraste V das franjas, se tivermos em vista que,

$$V = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\min}} \quad (2.68)$$

Da expressão (2.67) temos $T_{\max} = 1$ quando $\text{sen } \delta/2 = 0$, e $T_{\min} = 1/(1+F)$ quando $\text{sen } \delta/2 = \pm 1$. Dessa forma (2.68) assume a forma

$$V = \frac{1 - 1/(1+F)}{1/(1+F)} = F \quad (2.69)$$

O perfil de franjas pode então ser plotado em função do valor de r conforme se pode verificar pela figura [2-15]. Observando a figura vemos que para cada curva, $T = T_{\max} = 1$ com $\delta = 2\pi(m)$ e $T = T_{\min} = 1/(1+F)$ com $\delta = 2\pi(m + 1/2)$. Nota-se que $T_{\min}$ nunca é zero, mas se aproxima bastante de zero a medida que r tende a 1.

FIGURA 2-15: Perfil de franjas de um interferômetro de Fabry Perot. Plotagem da função de Airy contra diferença de fase δ , para valores específicos do coeficiente de reflexão. As linhas pontilhadas representam franjas comparáveis, provenientes de um interferômetro de Michelson^{2.11}.

CAPÍTULO 3

O OLHO HUMANO E A FISIOLOGIA OCULAR

3 - 0 - Introdução

Os olhos, em conjunto com o cérebro, constituem o que se convencionou designar como sistema bio-óptico. Esse sistema evoluiu notavelmente a medida em que os cérebros dos mamíferos se desenvolveram. Pode-se atualmente afirmar com grande certeza, que a visão conforme a conhecemos, está intrinsicamente ligada ao desenvolvimento do córtex cerebral ^{3.1}. Entretanto o processamento neural da informação visual foi otimizado por uma correspondente evolução dos elementos ópticos do olho. Esse desenvolvimento, por sua vez, está relacionado às condições a que a espécie humana foi submetida neste planeta. Nesse caso, duas condições são relevantes: a primeira é a transparência da atmosfera e a segunda, sem dúvida a mais importante, é o tipo de bombardeio fotônico que a terra sofre pelo sol^{3.2}. Dessa forma os olhos humanos se desenvolveram em função da luz recebida do sol. É interessante notar, que sendo o olho um órgão receptor e processador de ondas eletromagnéticas, na forma de luz, ele pode ser entendido com base na Física Óptica. O mais interessante, porém, é que esse conhecimento tem levado cada vez mais o uso da própria luz como ferramenta de avaliação e correção.

Neste capítulo faremos uma breve discussão sobre a fisiologia do olho humano e o processo de visão. Nosso principal objetivo visa entender o funcionamento da visão humana tendo em conta a estrutura física e óptica do globo ocular. Num contexto histórico, a oftalmologia teve seu desenvolvimento clássico apoiado na Física Óptica, não só no que diz respeito ao entendimento do funcionamento do olho, mas também na elaboração de equipamentos para avaliação e correção de problemas oculares. Tendo em conta tal fato, examinaremos a estrutura e as funções do olho descrevendo os distúrbios mais frequentes em sua biomecânica, bem como os procedimentos para avaliação e as devidas correções, baseados na óptica moderna.

3 -1- Estrutura biológica do olho

O globo ocular humano se apresenta como uma câmara aproximadamente esférica de parede opaca, com um diâmetro aproximado de 22 mm. Sua parte anterior, entretanto, compõe-se de uma região transparente de forma aproximadamente esférica e acentuadamente abaulada, denominada córnea. Com exceção da córnea, a parede opaca que dá forma ao globo ocular se constitui de três camadas: a esclerótica (camada exterior esbranquiçada e opaca à luz visível, de consistência coureácea, e que confere ao globo ocular sua estabilidade mecânica), a coróide (camada intensamente vascularizada, e cuja função é a irrigação sanguínea do globo) e a retina (camada interna, na qual se localizam as terminações nervosas provenientes do cérebro sob a forma de receptores visuais). Os receptores visuais são as células neurais sensíveis à luz visível, as quais se comunicam com o cérebro através de um feixe neural denominado nervo óptico. Preenchendo o interior do globo ocular, estão os elementos ópticos conforme mostra a figura [3-1] .

FIGURA 3-1: Diagrama em corte do globo ocular humano^{3,4}.

Os elementos ópticos são o humor aquoso , o cristalino e o humor vítreo respectivamente à partir da córnea. O cristalino funciona como uma espécie de lente deformável, o que permite obter nitidez de imagens tanto a curta como a longa distância. Ele pode ser deformado em virtude da ação de músculos que se prendem ao seu redor. Tal processo é comumente conhecido por acomodação visual. O globo ocular apresenta ainda, entre a córnea e o cristalino, um diafragma regulável denominado pupila. Ela é um orifício circular num disco denominado íris, e que se apresenta mais ou menos pigmentado dando aos olhos suas cores características. A pupila assemelha-se a uma mancha preta devido ao fato do interior do olho ser muito menos iluminado que o exterior. É obvio que imagens precisas de objetos externos devem ser formados sobre a retina para serem vistos com nitidez. Assim, para que o olho possa desempenhar suas funções como órgão de visão, é essencial que os elementos ópticos que compõem seu meio interior sejam opticamente transparentes e formem na retina imagens definidas de objetos do mundo exterior. Por esse motivo a córnea e o cristalino são avasculares e transparentes e os fluidos: humor vítreo e humor aquoso são opticamente claros. Além disso, esses fluidos permanecem sob pressão suficiente para manter as paredes do globo tensas e as suas superfícies ópticas em posição apropriada^{3,3}.

3 -2- Estrutura celular

A estrutura celular de qualquer dos componentes integrantes do globo ocular se mostra tão diferenciada quanto especializada. A córnea é basicamente dividida em cinco camadas: o epitélio, a membrana de Bowman, o estroma, a camada Descemet e o endotélio. O epitélio consiste numa membrana de revestimento externo consistindo de cinco ou seis camadas de células. Sua função é basicamente a de proteção. A membrana de Bowman se constitui de uma fina extensão de tecido transparente com cerca de 12 µm de espessura. Esse tecido é acelular sendo provavelmente composto por material colágeno, formando uma estrutura polimérica. O estroma ou substância própria como é também conhecido, é composto por camadas de lamelas definindo um

arranjo específico, o qual determina uma grande homogeneidade óptica da córnea. Sua espessura compõe cerca de 90% da espessura total da córnea. A membrana Descemet é considerada como um produto de secreção do endotélio e tem cerca de 10 μm . O endotélio é formado por uma única camada de células cuja função é promover uma barreira ativa ao fluxo de água para dentro da córnea^{3,3}.

O cristalino se constitui por uma espécie de cápsula elástica em cujo interior situa o núcleo. A cápsula é sustentada pelos músculos ciliares, presos por um conjunto de fibras presas em seu equador. Sua estrutura celular é bastante heterogênea. A cápsula é constituída por material colágeno e glicoproteínas. O núcleo possui estrutura diferenciada devido à disposição das fibras^{3,4}.

Os receptores visuais revestem a retina seguindo um padrão do tipo mosaico, e se constituem de dois tipos de células: cones (destinados a visão diurna ou fotópica, isto é com muita luz e permitindo a percepção de cores) e bastonetes (destinados a visão noturna ou escotópica, isto é com pouca luz, porém insensíveis às diferenças de cor). Na verdade tanto os cones quanto os bastonetes são células neurais especializadas na detecção de luz. Essas células são distribuídas em toda a concavidade retinal, segundo uma estatística bastante irregular. A retina humana contém 7 milhões de cones e 120 milhões de bastonetes. Na região oposta à córnea, a retina apresenta a chamada mancha amarela (mácula lútea), na qual predominam os cones, e que corresponde a um ângulo visual de $2,6^\circ$. Em seu centro ela apresenta uma depressão, denominada "fóvea central", com diâmetro da ordem de $1/4$ de mm e possuindo exclusivamente cones, em torno de 10.000. Em distâncias crescentes a partir da mancha amarela os cones vão diminuindo em número e dando lugar aos bastonetes, que cobrem a maior extensão da retina. Somente na região da fóvea cada cone é ligado a uma fibra nervosa e, então, ligada ao cérebro. Fora dela, entretanto, vários cones podem estar ligados a uma terminação nervosa para o cérebro. De um modo ou de outro, entretanto, todas as terminações nervosas são reunidas na forma de um cordão nervoso conhecido por nervo óptico. Na região correspondente à nascença do nervo óptico, a retina é desprovida de receptores visuais formando o conhecido ponto cego. O diâmetro dos cones da fóvea varia de $1,5\mu\text{m}$ a $5,4\mu\text{m}$, fora da fóvea os cones chegam a serem bem maiores, sendo que em média a cada receptor visual corresponde um ângulo visual de $25''$ ^{3,5}.

3 -3- Representação óptica do olho

Conforme podemos observar na figura [3-1], quando um raio de luz penetra no globo ocular, ele atravessa sucessivamente a córnea, o humor aquoso, a pupila, o cristalino e o humor vítreo; para somente, então, incidir na retina. Dessa forma as superfícies ópticas responsáveis pelo efeito de refração da luz incidente no olho são essencialmente três: a interface ar-córnea, a interface humor aquoso-cristalino e a interface cristalino-humor vítreo. A córnea possui um diâmetro médio de 12 mm e uma espessura média de 0,6 mm na região central, com um índice de refração de 1,376. O fluido conhecido por humor aquoso possui índice de refração de 1.336. Situada na região preenchida pelo humor aquoso, a *íris* controla a quantidade de luz que penetra no interior do globo ocular. A *íris* contém dois conjuntos de delicados músculos responsáveis pelo aumento ou diminuição do diâmetro da pupila, variando entre um mínimo de 2 mm para luz muito intensa e um máximo de 8mm para luminosidade fraca. Quando o interior do olho precisa ser examinado, os médicos utilizam drogas, tais como as atropinas, para dilatação da pupila. Imediatamente após atravessar a pupila a luz passa pelo cristalino. O cristalino é bastante heterogêneo, sendo formado por uma estrutura laminar de tecido fibroso. Ele possui uma espécie de gomo central, o qual é envolvido por uma espécie de cápsula externa. Assim seu índice de refração varia entre 1,41 para o gomo central e em torno de 1,38 para as regiões externas. Finalmente, antes de atingir a retina, a luz passa pelo humor vítreo, o qual se constitui por uma espécie de gelatina transparente com índice de refração 1,336. O humor vítreo não parece ter uma função orgânica muito bem definida, servindo mais como suporte estrutural do globo ocular. No caminho óptico da luz interagente com o olho, a maior variação de índice de refração ocorre, portanto, na interface ar-córnea, já que o índice de refração do ar é 1,000292. Isto significa obviamente que a córnea é a maior responsável pela potência dióptrica do olho. Com efeito, ela é responsável por 73% da potência refrativa do olho^{3,4}.

Todo esse sistema óptico, aparentemente complicado, tem como objetivo encurtar a distância focal do sistema, de modo que o olho seja menor e mais compacto.

Entretanto ele pode ser representado por uma única lente positiva (convergente) espessa de distância focal $f \cong 17 \text{ mm}$ para a visão à distância, ou seja cristalino relaxado, e de distância focal $f \cong 14 \text{ mm}$ para visão à curta distância, ou seja cristalino tensionado. Denomina-se eixo óptico do globo ocular a reta que passa por seu centro geométrico e pelo centro da pupila. Dele difere ligeiramente o chamado eixo visual o qual se constitui pela reta que passa pelo centro da pupila e pela fóvea central. A figura [3-2] mostra a representação esquemática do olho, idealizada por Helmholtz e Laurance. O olho esquemático é em primeira aproximação semelhante ao olho real, e a tabela 3-I mostra suas constantes esquemáticas.

FIGURA 3-2: Diagrama esquemático do olho segundo Helmholtz^{3,4}.

TABELA 3-I: Constantes do olho esquemático^{3,4}.**TABELA -I- Constantes de um olho esquemático**

Superfície Óptica	Símbolo definido	Distância do vertex da córnea (mm)	Raio de curvatura da superfície (mm)	Índice de refração	Potência de refração (dioptrias)
Córnea	S ₁	-	+8 ^a	-	+41.6
Cristalino (unid.)	L	-	-	1.45	+30.5
Superf. front.	S ₂	+3.6	+10 ^b	-	+12.3
Superf. post.	S ₃	+7.2	-6	-	+20.5
Olho (unid.)	-	-	-	-	+66.6
Plano focal anter.	F	-13.04	-	-	-
Plano focal post.	F'	+22.38	-	-	-
Plano princip. anter.	H	+1.96	-	-	-
Plano princip. post.	H'	+2.38	-	-	-
Plano nodal anter.	N	+6.96	-	-	-
Plano nodal post.	N'	+7.38	-	-	-
Câmara anter.	CA	-	-	1.333	-
Câmara vítrea	CV	-	-	1.336	-
Pupila entrada	PE	+3.04	-	-	-
Pupila saída	PS	+3.72	-	-	-

^a A córnea é assumida ser infinitamente delgada.

^b Valor dado para o olho relaxado.

Além do olho esquemático usa-se também para efeito de estudos ópticos o olho reduzido, o qual se assemelha simplesmente a uma lente convergente delgada, cujo ponto nodal se situa aproximadamente 17 mm do fundo do globo ocular, e para a qual os meios de incidência e de emergência são o ar. Esta lente é montada numa câmara esférica da grandeza do globo ocular e o conjunto assim construído é também sensivelmente equivalente ao olho real^{3,6}, figura[3-3].

Os meios do olho são uniformemente permeáveis à radiação visível entre 660nm e 390nm, mas a córnea absorve radiação de comprimentos menores que

295nm, o cristalino absorve radiação de comprimento de onda menores que 350nm e o humor vítreo tem uma faixa de absorção com seu máximo em 270nm. Assim raios entre 400nm 350nm podem alcançar a retina num olho normal e os situados entre 400nm e 295nm podem alcançar a retina num olho cujo cristalino foi cirurgicamente removido. Tal situação ocorre frequentemente em casos de catarata, na qual o cristalino se torna totalmente opaco. Nesse caso dada a absorção anômala de radiação ultravioleta, há a possibilidade de alterações patológicas. Entretanto o implante de lentes artificiais pode eliminar esse problema bem como restabelecer a visão a um nível bastante razoável^{3,7}.

FIGURA 3-3: Diagrama do olho reduzido^{3,6}.

3 -4- Parâmetros Biomecânicos

Em situações fora do padrão, a retina não está situada exatamente no local correto para que as imagens, de objetos iluminados, sejam focalizadas nitidamente sobre ela. Ela pode estar muito afastada ou para frente ou para trás. No primeiro caso, o olho é dito ser hipermetrópe, e no segundo, míope. Se considerarmos os efeitos de tais situações veremos que no olho hipermetrópe os raios paralelos só conseguem formar o foco depois da retina, ao passo que no olho míope eles formam o foco antes da retina. Em ambos os casos, formam-se imagens desfocadas sobre a retina e a visão fica prejudicada. Esses casos simples de distúrbios visuais são denominados de

ametropias e ao contrário da hipermetropia e miopia, o estado normal é denominado emetropia.

A ocorrência da miopia ou da hipermetropia se deve na grande maioria dos casos, respectivamente, ao alongamento e ao achatamento do globo ocular. Uma alteração na dimensão longitudinal desloca a retina do ponto de focalização, o qual já é previamente definido pelo sistema óptico constituído pelo cristalino e pela córnea. O uso de óculos e lentes de contacto oferece a solução mais prática para esses tipos de problemas. Entretanto, existem problemas mais complicados como por exemplo, o da catarata. Neste tipo de degeneração o cristalino se opacifica aos poucos até impedir completamente a entrada de luz, obstruindo completamente a visão. A solução atual consiste na extração do cristalino e o subsequente implante de uma lente artificial em seu lugar. O poder óptico da lente, a ser implantada, deve ser calculado a partir dos parâmetros biomecânicos do olho. O cálculo da lente leva em consideração o comprimento total do globo ocular conhecido por A.L., e que representa as iniciais em inglês de Axial Length. É importante também conhecer o comprimento da câmara anterior A.C.D., iniciais em inglês de Anterior Chamber Deep. Em certas situações, além dos dois parâmetros acima citados, utiliza-se a espessura do cristalino e a profundidade do humor vítreo. Esses parâmetros são normalmente obtidos como medidas lineares em uma dimensão, através da biometria ultra-sônica tipo A scan. Em outras palavras, uma biometria tipo A fornece esses resultados linearmente sob a forma de picos em gráficos, tal como mostra o diagrama da figura [3.4]. A distância entre os picos é via de regra proporcional a distância entre os elementos ópticos do olho que refletem os pulsos de som^{3,8}. Por um método semelhante é possível medir a espessura da córnea e avaliar com isso a evolução de edemas ou inflamações. A avaliação deste parâmetro é também de suma importância para se poder ajustar a profundidade de corte em bisturis de diamante para cirurgias na córnea.

A alteração nestes parâmetros tem se revelado, cada vez mais, como fonte de informações úteis para o diagnóstico de distúrbios oftalmológicos. O exame com ultrassom pode perfazer ainda, uma varredura bidimensional mostrando o perfil interno do olho. Isto permite a detecção de descolamento de retina, rasgamento do vítreo e outras degenerações. Assim, a codificação dos resultados seja sob a forma de picos gráficos

ou de diagramas bidimensionais é sempre baseada na alteração destes parâmetros biomecânicos.

FIGURA 3-4: Diagrama do globo ocular submetido ao processo de eco-batimento. A distância entre os pulsos ecos revela a distância entre os elementos ópticos do olho, desde que se conheça a velocidade do som nos meios intra-oculares^{3,8}.

3 -5- Lasers em Oftalmologia

O advento do laser como instrumento aplicado a oftalmologia trouxe uma série de vantagens às técnicas cirúrgicas convencionais além de possibilitar novos procedimentos na avaliação de distúrbios oculares. No campo da cirurgia feixes de lasers são atualmente utilizados para o tratamento de glaucoma, degenerações da mácula, descolamento de retina e correção da miopia. O glaucoma se caracteriza pelo aumento da pressão intra-ocular levando progressivamente a cegueira. O tratamento pode ser feito com laser de argônio ou laser de Nd:YAG, e consiste em reparar a falha estrutural no olho que causa o aumento da pressão. Nesse caso usa-se um feixe de laser para abrir os dutos naturais ou criar novos canais que permitam o dreno do fluido

aliviando a pressão. Na retinopatia diabética a energia térmica do laser de argônio é usada para processar centenas de micro queimaduras em certas áreas da retina visando com isso evitar a formação de novos vasos sanguíneos^{3,9}. Tal processo é conhecido por neovascularização e esses vasos são sempre prejudiciais, pois são predispostos ao rompimento e além disso, se proliferam de maneira desordenada. No tratamento da miopia o laser de excimer tem se mostrado promissor. Ele é utilizado para corrigir o desvio refrativo, devido ao alongamento do globo ocular, pela alteração da potência refrativa da córnea. O laser de excimer emite luz na região de ultravioleta numa frequência cuja energia é maior que a energia de ligação dos elétrons nas moléculas que compõem o estroma da córnea. Dessa forma o laser desbasta o estroma alterando a curvatura externa e mudando a potência refrativa da córnea. Essa alteração é feita de forma a compensar desvio de alongamento do olho. O laser de Nd:YAG também pode ser usado para efetuar a capsulotomia posterior após a cirurgia de implante de lente artificial em substituição ao cristalino. Nessa situação a cápsula posterior do cristalino costuma ser aproveitada para suporte da lente implantada. Ocorre, entretanto, que com o passar do tempo, mesmo essa cápsula externa começa a se tornar opaca sendo então necessário a remoção de sua área central. Isso é feito atualmente com grande segurança utilizando pulsos de laser Nd:YAG para fazer um rombo na cápsula opacificada^{3,7}.

Recentemente os lasers de diodo tem se mostrado capazes de substituir os lasers de argônio para cirurgias na retina. Seus modos de operação se situam na região de infravermelho ao contrário dos lasers de argônio que operam no visível (verde e azul). Apesar dessa sensível diferença, o resultado final tem sido bastante satisfatório. Além do campo cirúrgico, os lasers estão sendo cada vez mais utilizados na construção de instrumentação de medida e avaliação com grandes perspectivas para substituir as técnicas convencionais de ultra-som e luz comum.

CAPÍTULO 4

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

4 -0- Introdução

A utilização de interferômetros em instrumentação óptica de alta precisão não só é de longa data, como também abrange toda uma gama de áreas da ciência. Eles podem ser utilizados em medidas de distâncias, comprimento de onda ou índice de refração. A grande vantagem que se obtém com o uso de interferômetros é o limite de precisão. Este limite sempre se situa na ordem de grandeza do comprimento de onda da fonte utilizada ou no comprimento de coerência da mesma fonte, conforme a aplicação. Além disso, os interferômetros do tipo Fabry Perot são frequentemente usados como filtros e elementos ópticos em sistemas mais complexos^{4.1}.

Neste capítulo descreveremos as montagens práticas utilizadas em todas as variantes do nosso experimento. Nossa opção em utilizar o interferômetro de Michelson foi por dois motivos fundamentais. O primeiro foi devido ao fato do interferômetro de Michelson permitir maior maleabilidade para alinhamento. O segundo foi pelo fato do interferômetro de Michelson ser simétrico em relação à diferença de comprimento no tamanho dos braços, o que resulta em um grau de liberdade a mais para efetuar as medidas conforme iremos verificar.

Além disso, descreveremos aqui todos os sistemas de detecção eletrônica e processamento de sinais, sem os qual seria praticamente impossível observar as franjas de interferência.

4 -1- Medida da profundidade do olho

Designamos, aqui, a medida de profundidade do olho como sendo a biometria óptica do olho através do processo interferométrico. Nessa medida de profundidade estamos interessados em delimitar as distâncias das várias interfaces ópticas em relação

à córnea. Definimos, então, a córnea como sendo o ponto zero ou ponto de referência, à partir do qual pretendemos medir as profundidades das superfícies que formam as diversas interfaces no interior do globo ocular.

A figura (4-1) mostra o diagrama esquemático da montagem que utiliza o interferômetro de Michelson para medir as distâncias intra-oculares a que nos propomos. Conforme podemos observar, o sistema é essencialmente constituído por um cubo divisor de feixe e dois espelhos planos dos quais um é fixo e o outro é móvel. O cubo divisor é constituído de dois prismas de 45° colados entre si, onde um deles possui a face espelhada com alumínio para transmissão e reflexão a 50%. O uso de um cubo construído dessa forma evita a formação de feixes paralelos, como costuma ocorrer em divisores de feixes do tipo de faces paralelas. A luz gerada pela fonte, que pode ser no caso um laser semiconductor, é colimada por uma lente e ao passar pelo cubo divisor forma dois feixes de luz distintos. Um dirige-se para o espelho fixo e o outro para o espelho móvel. Os feixes refletem em ambos os espelhos e retornam ao divisor superpondo-se novamente antes de saírem do interferômetro. Abandonando o interferômetro, o duplo feixe superposto é novamente dividido em dois por um divisor de feixe BS, agora do tipo placa de faces paralelas. O feixe refletido é direcionado ao olho, e o feixe transmitido é direcionado ao fotodetector 1, passando antes pela lente L1. A luz refletida pelas superfícies intra-oculares retorna sobre si mesma e é parcialmente transmitida através do divisor de feixes BS, passando pela lente L2 e incidindo no fotodetector 2. Um sistema eletrônico compara as intensidades luminosas registradas pelos dois detectores e envia o sinal a um sistema de aquisição de dados via computador.

Para entender como se processa a medida, vamos denominar cada um dos feixes superpostos como feixe F1 e feixe F2. Vamos então definir o feixe F1 como sendo proveniente da reflexão do espelho E1 e o feixe F2 como sendo proveniente da reflexão do espelho E2. Vamos definir também as diversas superfícies internas do olho por S1, S2, S3, S4, S5, ... Supondo que nossa fonte de luz possua comprimento de coerência nulo ou bem próximo de zero, o efeito de interferência com a subsequente geração de franjas só irá ocorrer se os caminhos ópticos percorridos por ambos os feixes forem iguais ou bem próximos disso. Estando os espelhos do interferômetro inicialmente a uma mesma distância do cubo divisor, os feixes superpostos que saem do

interferômetro percorrem caminhos ópticos iguais. Esses feixes penetram no olho e são, então, parcialmente refletidos pelas diversas superfícies. Assim, a reflexão de F1 e F2 em S1, F1 e F2 em S2, F1 e F2 em S3 sucessivamente, determina condições de caminhos ópticos iguais. Portanto, quando os braços do interferômetro estão equidistantes do cubo divisor, tanto o fotodetector 1 quanto o fotodetector 2 detectam franjas luminosas de interferência. Quando o espelho móvel é deslocado de sua posição inicial, o caminho óptico do feixe F1 é alterado em relação ao feixe F2, provocando com isso o desaparecimento das franjas de interferência. Entretanto à medida em que o espelho vai se deslocando, a diferença do caminho óptico entre F1 refletido por S1 e F2 refletido por S2, vai diminuindo até anular-se. Nesse ponto novas franjas de interferência são formadas e detectadas, dessa vez apenas pelo fotodetector 2 pois F1 e F2 chegam no fotodetector 1 percorrendo caminhos ópticos diferentes. Devemos, então, nos atentar para o fato de que o fotodetector 1 somente detectará franjas enquanto os comprimentos dos braços do interferômetro forem iguais. À medida em que esses comprimentos são diferenciados pelo deslocamento do espelho móvel, somente o fotodetector 2 detectará franjas de interferência quando a diferença de caminho óptico entre F1 refletido por S1 e F2 refletido por S_j for anulada, $j = 2, 3, 4, 5, \dots$. Esse efeito é simétrico em relação ao fato de que todo o processo acima descrito ocorre também, se na descrição F1 for trocado por F2 e o deslocamento do espelho for invertido, isto é, passar de afastamento para aproximação.

FIGURA 4-1: Interferômetro de Michelson adaptado para medição de profundidade intra-ocular.

4 -2- Medida do comprimento de coerência

Este processo é conhecido como interferometria de baixa coerência e o termo advém do fato de que feixes de luz com baixa coerência somente interferem quando percorrem caminhos ópticos diferentes no máximo pelo comprimento de coerência da fonte utilizada. Isto significa em última análise, que quanto menor for o comprimento de coerência maior será a precisão da medida, pois assim, o processo de interferência terá um ponto de máximo contraste nas posições em que o espelho móvel tenha correspondência proporcional às posições das superfícies intra-oculares. O comprimento de coerência de dada fonte pode ser prontamente calculado pela expressão (2-45), desde que se conheça a banda espectral ou os modos discretos de emissão da fonte em questão. O procedimento para medir experimentalmente o comprimento de coerência de uma fonte de luz utiliza também um interferômetro de Michelson segundo o diagrama da figura(4-2).

FIGURA 4-2: Interferômetro de Michelson adaptado para medida do comprimento de coerência de fontes colimadas^{4,5}.

O procedimento é bastante simples e utiliza a montagem básica do sistema anterior. Neste caso, porém, os feixes provenientes do interferômetro simplesmente são levados a incidirem no fotodetector. Só haverá formação de franjas de interferência quando a diferença de comprimento entre cada braço do interferômetro diferir no máximo de uma distância correspondente ao comprimento de coerência. Conforme podemos observar pela análise da figura, o espelho M2 é acoplado a um cristal piezoelétrico. Esse cristal é ligado a um gerador eletrônico capaz de gerar um sinal elétrico periódico em forma de rampa. Todo esse sistema é designado na figura por F. Um micrômetro é montado de forma a poder deslocar todo o sistema F, variando obviamente o comprimento l_2 do braço em questão. Quando o micrômetro é ajustado de forma a fazer com que a diferença de caminho óptico entre os feixes seja anulada, as franjas de interferência são produzidas. Acionando o gerador eletrônico o sinal elétrico faz com que o cristal piezoelétrico vibre produzindo uma microoscilação. Essa microoscilação faz as franjas se movimentarem em cima do fotodetector. Este por sua vez detecta a variação de claro e escuro pelo deslocamento das franjas. Dessa forma dentro da região de coerência pode-se observar um sinal modulado proporcionalmente ao sinal usado para produzir a microoscilação no cristal piezoelétrico. Se o micrômetro deslocar uma distância maior que a do comprimento de coerência, será observado um sinal amortecido na tela do registrador. Se por outro lado, a fonte de luz utilizada tiver um comprimento de coerência maior que o deslocamento máximo do micrômetro, o sinal observado será contínuo. As situações podem ser visualizadas na figura (4-3)^{4.2}.

FIGURA 4-3: Padrão Interferência detectada durante deslocamento do espelho M_2 pelo micrômetro. A esquerda tem-se uma situação em que o comprimento de coerência é maior que o deslocamento proporcionado pelo micrômetro, e a direita o sinal é o de uma situação na qual o comprimento de coerência é menor que Δl ^{4.2}.

Aqui é interessante notar que o pico entre uma franja e outra corresponde a um deslocamento do espelho de meio comprimento de onda da fonte utilizada. Os fabricantes de lasers semicondutores costumam fornecer em seus manuais os dados sobre as linhas ou bandas espectrais o que nos permite calcular o comprimento de coerência teoricamente. Entretanto um laser semicondutor pode sofrer alterações significativas durante sua vida útil, sendo portanto, necessário monitorar seu comprimento de coerência. Os lasers utilizados em nossos experimentos foram o TOLD 9200, o TOLD 9211 da Toshiba e os, LT022PDO e LT026MDO da Sharp. Além de lasers semicondutores efetuamos alguns experimentos usando LEDs gigantes como fontes de luz. Esses LEDs possuem comprimento de coerência bastante pequeno, sendo portanto, promissoras fontes de luz para um futuro protótipo de biômetro óptico. Um LED é um diodo emissor de luz diferindo do laser pelo fato de ser menos coerente, menos potente e mais divergente com relação a emissão luminosa. Os dados concernentes aos lasers semicondutores, tais como espectro de emissão e curvas características fornecidas pelo fabricante, são apresentados no apêndice 1.

4 -3- Dispositivos para deslocamento do espelho

Um dos problemas que se fazem presentes num experimento, como o que estamos propondo, é o dispositivo para deslocar o espelho móvel. Tal dispositivo precisa ser acima de tudo estável. Além disso, a precisão do deslocamento deve ser bastante satisfatória, e os deslocamentos mínimos devem ser bem pequenos, pelo menos da ordem de centésimo de mm. Nossas primeiras medidas foram feitas com um motor de passo com redução 10/1, acoplado a um micrômetro com precisão de centésimo de mm. O motor de passo funciona girando frações de volta por pulso. Os pulsos de controle são fornecidos por um computador e podem ser ajustados em frequência. Assim, as medidas podem ser processadas mais rápidas ou mais vagarosamente. O motor de passo gira o micrômetro e este desloca um espelho montado numa base deslizante de baixo atrito e alta precisão.

Uma opção melhor foi conseguida utilizando-se um motor piezoelétrico. O motor piezoelétrico também conhecido como motor minhoca, *inchworm*, funciona segundo o esquema da figura (4-4). Conforme podemos ver ele se constitui basicamente por dois conjuntos de três junções de cristais piezoelétricos designadas por *clamps* de 1 a 3. Esses cristais piezoelétricos se contraem mecânicamente com a aplicação de um campo elétrico em suas extensões. Os *clamps* 1 e 3, contraem no sentido vertical prendendo firmemente o cilindro de deslocamento central. O *clamp* 2 por outro lado contrai e estende no sentido vertical. Todos esses três “clamps” operam de modo independente. A sequência de controle dos *clamps* é gerada por um computador segundo o diagrama da figura (4-4), de acordo com a seguinte sequência:

- a- atuação do *clamp* 3,
- b- extensão do *clamp* 2, movendo o cilindro de deslocamento,
- c- atuação do *clamp* 1,
- d- contração do *clamp* 2 movendo novamente o cilindro de deslocamento,
- e- atuação do *clamp* 3 e repetição da sequência.

FIGURA 4-4: Sequência de movimentos internos no *inchworm*

Esse aparato é comercialmente produzido pela *Burleigh* é bastante eficiente para o tipo de uso aqui proposto. O cilindro móvel é acoplado à base deslizante que suporta o espelho. Com esse sistema é possível movimentar o espelho com deslocamento de até quatro nanômetros por sequência. Esse valor, entretanto, pode ser programado pelo computador que controla o *inchworm*, permitindo medidas lentas ou bem rápidas.

Outro sistema que utilizamos em nossos experimentos foi o sistema galvanométrico. Nesse sistema um dos espelhos foi adaptado no cone de um alto falante. Escolhemos para isso um alto falante pesado de cerca de 10 cm de diâmetro externo e profundidade de cerca de 3 cm. Conforme constatamos em experimentos preliminares os alto falantes mais pesados possuem estrutura mais estável e formam uma base mais sólida para suportar o acoplamento de um espelho. O espelho foi colado na sua armação de papelão nas proximidades da bobina móvel, e se mostrou bastante estável. Todo esse conjunto foi adaptado num suporte ajustável e montado, como uma das versões. Para efetuar o movimento do espelho um sinal elétrico foi aplicado em sua bobina móvel. Esse sinal consiste de uma rampa gerado por um gerador de áudio, do tipo Tektronix CFG 253. Embora tenhamos conseguido ótimos resultados com esse sistema, sua grande limitação residiu na amplitude de movimento, limitada pelas características mecânicas do alto falante em torno de 1mm. Esse deslocamento foi suficiente para medir a espessura da córnea, mas completamente insuficiente para perfazer as outras medidas

4 -4- Sistema de controle e processamento de sinais

Tanto o controle do sinal registrado pelos fotodetectores como o deslocamento do espelho pelo motor de passo ou pelo motor piezoelétrico é processado por um micro computador do tipo AT486. Para tal foi montado uma placa de interfaceamento para a aquisição de dados e cujos detalhes fazem parte dos trabalhos de Tonissi^{4,3}. O sistema funciona da seguinte forma : o computador envia pulsos para o motor e este promove uma sequência de passos no espelho por uma certa distância e pára. Nesse momento a placa de aquisição coleta o sinal dos fotodetectores e o processa como amplitude de

sinal em função da posição do espelho. Em seguida o computador envia nova sequência de pulsos, os quais promovem uma nova sequência de passos no espelho, este pára e permite medir novamente o sinal. Esse processo continua até que toda a extensão programada tenha sido explorada pelo deslocamento total do espelho. Nosso sistema permite controlar o tamanho das sequências de passos, variando de um passo por sequência até 3000 passos por sequência. Usando o *inchworm* cada passo desloca o espelho por 4nm. Usando o motor de passo comum cada passo desloca o sistema por 10 μm . No primeiro caso praticamente não existe erro de deslocamento, para cada 1000 passos pode haver um erro de 10 nm, por uma falha ou outra na sequência de ativação dos *clamps*, se a velocidade de ativação for muito rápida. No segundo caso, o erro pode ser bem maior devido aos efeitos de acoplamento mecânico entre o motor e o deslocador do espelho.

A aquisição de dados na versão em que o espelho móvel foi adaptado no alto falante é feita de um modo totalmente diferente. Nesse caso, utilizamos um osciloscópio do tipo Tektronix 224, dotado de sistema de memória de sinal. Este osciloscópio possui saída para ser acoplado em microcomputador, e aproveitando essa capacidade construímos um programa de aquisição do sinal memorizado. Dessa forma as medidas são efetuadas e congeladas na tela do osciloscópio para, então, serem adquiridos como arquivo de pontos num computador tipo AT486.

4 -5- Eletrônica de detecção

Consideramos aqui, como eletrônica de detecção todos os sistemas eletrônicos necessários para que o sinal fornecido ao sistema de aquisição de dados cumpra os requisitos mínimos. Em outras palavras, o sistema de aquisição de dados só pode operar satisfatoriamente, se o sinal coletado por ele for estável e suficientemente intenso, e para isso, é necessário todo um sistema eletrônico periférico.

Ao longo do nosso trabalho, efetuamos testes com quatro tipos de fotodetectores diferentes incluindo uma fotomultiplicadora. Os melhores resultados, entretanto, foram obtidos com o uso de fotodiodos do tipo UDT PIN 5D 159-1. Trata-se de um fotodiodo de área circular de 4m^2 com pico de eficiência na região do

vermelho e infravermelho próximo. As franjas, produzidas pela interferência de feixes refletidos pelas superfícies internas com feixes refletidos pela superfície mais externa, são por demais fracas para serem vistas. O fotodetector deve ser extremamente sensível e possuir uma resposta de frequência suficientemente alta para detectar o movimento das franjas rapidamente. De qualquer forma é preciso amplificar o sinal detectado pelo fotodiodo e para tal construímos um pré-amplificador utilizando um circuito integrado (amplificador operacional de precisão). O circuito escolhido foi o SH0032C e a configuração de montagem está ilustrada na figura (4-5). O conjunto todo juntamente com o fotodiodo foi montado numa caixa plástica resvestida internamente com alumínio laminado. Dois conjuntos iguais foram montados e utilizados com as designações fotodetector 1 e fotodetector 2. O ganho desses sistemas foi fixado em 200 vezes, fornecendo um sinal de até $50 \mu\text{V}$ na pior condição, ou seja, quando as franjas detectadas eram devido à interferência entre o feixe refletido pela córnea com o feixe refletido pela retina.

FIGURA 4-5: Esquema do sistema fotodetector com fotodiodo

O sinal fornecido pelo fotodetector possui uma série de ruídos elétricos, a maior parte proveniente do laser ou às vezes ruído de rede. Para eliminar esse inconveniente, construímos um filtro ativo do tipo passa banda segundo o esquema da figura (4-6). A

banda passante foi centrada em torno de 150 Hz, que é aproximadamente a mesma frequência do sinal devido às franjas de interferência.

FIGURA 4-6: Esquema do sistema de filtragem ativa passa banda para filtragem do sinal proveniente do fotodetector.

Tanto o filtro ativo quanto os fotodetectores foram alimentados com baterias de 9V separadamente, para evitar acoplamento alto indutivo com a subsequente geração de oscilações espúrias. Os sinais, provenientes de cada um dos fotodetectores, são injetados num amplificador diferencial de baixo ganho, para que os dois sinais sejam subtraídos um do outro. Nesse processo é possível reduzir ruídos gerados dentro da banda passante do filtro e ao mesmo tempo controlar automaticamente o ganho do sinal correspondente à interferência dos dois feixes refletidos na superfície externa da córnea. Isto é importante, pois as franjas correspondentes à primeira interferência são muito intensas em relação às outras e podem saturar o sistema de aquisição de dados. Após a diferenciação o sinal, é então, injetado num amplificador de ganho 1000 com sistema integrador. O integrador possui ajuste da constante de tempo para otimização do sinal com relação ao tempo de medida. Todo esse sistema pode ser visto na figura (4-7) e funciona satisfatoriamente bem para qualquer das versões, motor de passo, motor *inchworm* e sistema galvanométrico com alto falante. Entretanto foi possível testar uma outra opção bem mais eficiente utilizando um sistema o qual será descrito na próxima seção.

FIGURA 4-7: Esquema do conjunto de sistemas eletrônicos para tratamento do sinal detectado pelo fotodiodo.

4 -6- Sistema de detecção síncrona

O sistema de detecção síncrona utiliza um amplificador comercial do tipo LOCK-IN. O uso da detecção síncrona exige que o sinal detectado seja modulado em frequência, para que o sinal seja amplificado isoladamente dos ruídos^{4.4}. Tal processo permite introduzir um fator de amplificação bastante alto, mesmo que a relação sinal-ruído seja baixa. Para introduzir o amplificador síncrono, construímos uma variante do esquema da figura (4-1). O sistema modificado é mostrado na figura (4-8). Nesse sistema a diferença básica é que adaptamos um cristal piezoelétrico PZT no espelho fixo M1. Um gerador de áudio é ligado ao PZT e ao mesmo tempo é utilizado como sinal de referência para o amplificador LOCK-IN. A frequência do gerador de áudio deve ser ajustada para que o sinal devido ao deslocamento das franjas pelo PZT tenha a mesma frequência que o sinal de referência. Nessas condições é possível ajustar a fase entre o

sinal de referência para tornar possível a amplificação síncrona. Obviamente a frequência de vibração do PZT deve ser maior que a frequência de deslocamento do espelho M2, por qualquer um dos dois motores. Em outras palavras, o sinal de deslocamento das franjas devido ao deslocamento do espelho M2 pelos motores deve ser modulado pelo sinal de vibração das franjas por causa da vibração do PZT no espelho M1. Isto permite obter ganhos de amplificação da ordem de 10000 vezes mantendo a relação sinal-ruído bem alta.

FIGURA 4-8: Variante do sistema original para uso do amplificador LOCK-IN, com modulação do sinal das franjas.

4 - 7- Fonte de alimentação para o laser semiconductor

Os lasers semicondutores são extremamente sensíveis a transientes de voltagem e pulsos eletrostáticos. Para evitar problemas de danos em sua estrutura e, com isso, causar alterações em seus parâmetros de emissão, construímos uma fonte de alimentação com sistema de controle de potência, controlando a corrente e sistema de proteção contra transientes. O circuito em questão pode ser visto na figura (4-9).

FIGURA 4-9: Fonte de alimentação especialmente construída para fornecimento de energia ao laser semiconductor. O circuito integrado 9127 é produzido pela Sharp e sua função é especificamente a de eliminar transientes.

4 -8- Interferometria com fonte de luz coerente

Todos os experimentos citados anteriormente foram feitos com a utilização de luz de baixa coerência. Entretanto os dois experimentos descritos a seguir foram realizados com um laser de He-Ne cujo comprimento de coerência é da ordem de centenas ou milhares de metros.

4 -8.1- Caracterização do movimento do alto falante

Para o experimento em que usamos um alto falante, como dispositivo galvanométrico para movimentação do espelho, foi necessário caracterizar o deslocamento do cone do alto falante pela frequência e tensão aplicada em sua bobina móvel. Em outras palavras, foi preciso descobrir de quanto era o deslocamento do espelho colado em seu cone, devido ao sinal eletrônico aplicado em sua bobina móvel. Para tal, mantivemos a montagem do interferômetro utilizando, contudo, um laser de He-Ne como fonte de luz. Nessa situação ocorre a formação de franjas em toda a extensão pela qual o espelho se desloca. Entretanto as franjas correm deslocando-se à medida em que o espelho se desloca. Com isso é possível contar a quantidade de franjas deslocadas no intervalo correspondente e calcular exatamente o correspondente deslocamento do espelho. Esta situação corresponde àquela mostrada na figura (4-3a). O deslocamento do espelho corresponde ao produto do número de franjas corridas por $n_i \lambda / 2$, onde λ representa no caso o comprimento de onda do laser de He-Ne, n_i é o índice de refração do ar. Para fazer essa contagem foi montado um contador eletrônico digital de 7 dígitos para contagem das franjas. O esquema geral do experimento é mostrado na figura (4-10) e o do contador é mostrado na figura (4-11). O circuito fotodetector para este experimento também se diferencia, tendo em vista o fato de que as franjas produzidas pelo laser He-Ne são muito intensas e bastante contrastadas. Nesse caso não há necessidade de muita amplificação do sinal, e portanto, o circuito utilizado foi o descrito na figura (4-12).

FIGURA 4-10: Esquema geral para caracterização do movimento do espelho acoplado ao alto falante.

FIGURA 4-11: Esquema do contador digital utilizado para contagem das franjas e caracterização do deslocamento do espelho acoplado ao alto falante na interferometria com luz coerente.

FIGURA 4-12: Circuito fotodetector rápido para contagem das franjas na interferometria com luz coerente

4 -8.2- Medida de pulsação da retina .

Este experimento permite medir com precisão sub-micrométrica, como a distância entre a córnea e a retina varia quando a pulsação do sangue infla as veias atrás da retina pressionando-a para frente. Essa pulsação pode ser medida usando interferometria com luz coerente. Nesse caso, porém, o interferômetro é constituído pelos próprios elementos ópticos do olho segundo o diagrama da figura (4-13).

FIGURA 4-13: Diagrama esquemático do procedimento para medida da pulsação da retina, devido ao fluxo de sangue na parte posterior da retina.

Conforme podemos observar a situação se manifesta como se a córnea e a retina formassem as placas semi-refletoras de um interferômetro de Fabry Perot. Obviamente isso determina o processo de interferência cujo padrão pode ser observado como flutuação de intensidade luminosa à medida em que o sangue pulsa, mudando a distância entre as pseudo placas semi-espelhadas (retina e córnea). Para que a interferência se manifeste é necessário que o feixe do laser seja extremamente fino e paralelo, de forma a não haver muita divergência devido à curvatura natural da córnea e da retina. Esse experimento foi realizado pela primeira vez por Fercher e Roth^{4,5}, sendo entretanto a detecção da pulsação feita por fotografias em sequência.

4 - 9- Monitoração de potência do laser.

Com a finalidade de monitorar a potência do feixe de laser incidente nas amostras, foi montado um medidor eletrônico digital capaz de medir potência na faixa de micro à miliwatts. Foi utilizado um fotodiodo de área grande, do tipo PIN 5D cuja curva característica pode ser vista na figura (4-13). O circuito de detecção é mostrado na figura (4-14) e a figura (4-15) mostra o circuito do medidor digital tipo DPM de cristal líquido.

FIGURA 4-14: Circuito eletrônico do medidor de potência utilizando um amplificador operacional de instrumentação do tipo LM725.

FIGURA 4-15: Circuito eletrônico do milivoltímetro digital utilizado no medidor de potência do laser.

4 -10 - Material e Metodologia

Os componentes ópticos foram todos construídos em substrato de vidro óptico do tipo BK7 com planicidade de $\lambda/4$. Todos os experimentos foram montados numa base de ferro fundido em forma de bloco quadrado com 30 por 30 cm, e 8 cm de altura. Todo o conjunto permaneceu apoiado numa chapa de borracha fina sobre uma mesa de mármore para evitar vibrações adicionais no sistema que pudessem comprometer os resultados das medidas.

A maior parte dos testes foi feito com material biológico obtido em Banco de Olhos. Mediu-se globos oculares inteiros de coelhos, enucleados dentro das primeiras quatro horas do sacrifício do animal. A preservação por mais de quatro horas foi feita em câmara fria sob temperatura de aproximadamente 4 °C. Foram realizadas também medidas em botões córneo-esclerais, no interior de uma cuba preenchida com líquido preservador, dois a oito dias após a doação. As medidas *in-vivo* foram feitas restritamente em voluntários do próprio grupo de pesquisa.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÃO

5 -0- Introdução

Neste capítulo apresentaremos todos os resultados relevantes, obtidos pela realização dos experimentos e montagens expostos no capítulo 1. Todos os experimentos foram realizados e analisados criteriosamente, de forma que são apresentados aqui todos os resultados de caracterização das fontes de luz, das variantes de montagens ópticas e eletrônicas, e os resultados das medidas de profundidade em globos oculares extraídos de coelhos sacrificados. Apresentaremos também medidas de espessura de córneas humanas em solução preservativa e paquímetria de córnea *in-vivo* de seres humanos. Além disso, mostraremos o resultado das medidas de pulsação sanguínea a nível de retina.

5 -1- Caracterização das fontes de luz (comprimento de coerência).

O comprimento de coerência de cinco fontes de luz foi medido conforme o método exposto na secção 4-2. As 5 fontes de luz foram respectivamente os lasers TOLD 9211, TOLD 9200, LT026MDO e o LT022PDO. Os resultados são apresentados na sequência pelas figuras (5-1), (5-2), (5-3), (5-4). Esses resultados devem ser inicialmente analisados lendo-se o comprimento de coerência no eixo horizontal superior considerando a largura da meia altura, pois essa é a distância prática onde as franjas são bem contrastadas. Em todas as figuras apresentadas pode-se ver um traço superior ou inferior, que corresponde ao sinal do outro fotodetector. O objetivo disso é simplesmente ter um sinal de referência, com o qual possamos monitorar o ruído de fundo causado pelos sistemas elétricos. O fato da posição do traço estar em cima ou em baixo não tem nenhum significado pois a linha de base do sinal proveniente de ambos os fotodetectores é nula.

FIGURA 5-1: Interferograma correspondente à medida do comprimento de coerência do laser semiconductor TOLD 9211

FIGURA 5-2: Interferograma correspondente à medida do comprimento de coerência do laser semiconductor TOLD 9200

FIGURA 5-3: Interferograma correspondente à medida do comprimento de coerência do laser semiconductor LT026MDO

FIGURA 5-4: Interferograma correspondente à medida do comprimento de coerência do laser semiconductor LT022PDO

As medidas ilustradas pelas figuras (5-1 à 4) foram todas efetuadas usando o motor *inchworm* como sistema de deslocamento do espelho e os respectivos diodos lasers ajustados para emissão com potência de 1mW. Sabemos que o comprimento de coerência varia de acordo com a potência de emissão, pois o espectro discreto de modos se altera significativamente com a potência. Essa potência foi escolhida por constituir um valor que se mostrou satisfatório para fornecer uma reflexão suficientemente intensa pela retina. Na verdade isso não significa que o feixe incidido nas amostras foi de 1mW. Esse valor decai em cerca de 80% quando passa por todo o sistema óptico do interferômetro e mais o divisor de feixe BS da figura (4-1). Analisando os resultados (5-1), (5-2), (5-3) e (5-4) é possível perceber que as melhores opções foram o TOLD 9200 e o LTO22PDO, devido ao fato de possuírem um comprimento de coerência menor que os demais. Um caso especial, entretanto, diz respeito à medida de um TOLD9211 avariado, cuja medida do comprimento de coerência pode ser vista na figura (5-5).

FIGURA 5-5: Interferograma correspondente à medida do comprimento de coerência do diodo laser TOLD 9211 avariado.

Observando a figura (5-5) constatamos que o comprimento de coerência do TOLD 9211 avariado, era de pelo menos 10 vezes menor que o TOLD 9200. Esse fato veio a ser interessante pois permitiu que fizéssemos várias medidas de precisão. Nós verificamos que certas avarias mantêm a emissão de luz como uma fonte puntual com razoável potência e diminuindo consideravelmente seu comprimento de coerência. O tipo de defeito se mostrou estável e permitiu que várias medidas fossem efetuadas. Um resultado experimental muito interessante, obtido com este laser avariado, é apresentado e discutido no apêndice 2.

Vários testes foram feitos também com diodos emissores de luz comum (LEDs). Os comprimentos de coerência são suficientemente pequenos porém a dificuldade de colimação e focalização em *spots* menores que 1mm eliminou de vez sua possibilidade de uso nos experimentos. A área em que se incide o feixe de luz, nos elementos ópticos do olho, deve ser menor que 1mm para que a curvatura não destrua o padrão de franjas.

5 -2- Medidas de espessura em substratos de vidros ópticos

Nossos primeiros testes com o interferômetria de baixa coerência foram realizados em substratos de vidro óptico. Diversos experimentos foram feitos utilizando amostras de vidro, tais como bolachas planas, lentes, dubletos e combinações desses elementos ópticos em configurações diversas. Nesta fase utilizamos a montagem descrita na secção 4-1 usando como sistema de deslocamento um motor de passo comum. Os resultados foram bastante satisfatórios conforme podemos observar na sequência de figuras que se seguem. A figura (5-6) mostra o resultado do interferograma de um triplete de bolachas de vidro óptico comum cujo índice de refração fornecido pelo fabricante é de 1,548. As bolachas tiveram todas as suas faces polidas opticamente e foram coladas uma na outra com bálsamo do canada cujo índice de refração é de 1,55. A medida efetuada com o micrômetro na bolacha central forneceu o resultado de 5,57 mm. Calculando a distância entre os dois picos maiores no gráfico da figura (5-6), obtivemos 8,64 mm de caminho óptico. Dividindo esse resultado pelo índice de refração fornecido, o resultado foi de 5,58 mm para a espessura da bolacha considerada. Os picos intermediários revelam falhas estruturais nos substratos. Estas falhas foram constatadas mais tarde por análise microscópica.

FIGURA 5-6: Interferograma mostrando a medida de profundidade num tripeto formado por três bolachas de vidro planas, polidas opticamente e coladas. A distância entre os picos maiores corresponde a espessura da bolacha central.

Essa medida foi feita usando como fonte de luz o diodo laser TOLD 9200. A assimetria dos picos foi conseguida pelo ajuste da tensão de *offset* do fotodetector 2. Outra medida da mesma natureza é mostrada nas figuras (5-7) e (5-8). O gráfico da figura (5-7) representa a primeira parte da medida de um sistema óptico contendo uma lente de menisco de 1,85 mm de espessura central, espaço de ar de 3,0 mm, uma lente plano-convexa de espessura central de 2,05 mm, espaço de ar de 1,6 mm e finalmente uma bolacha com dois lados planos e opticamente polidos com 2,06 mm. Todos os componentes foram confeccionadas em vidro óptico tipo BK7 cujo índice de refração é de 1,514 para o comprimento de onda em torno de 650 nm. Calculando o caminho óptico pelas distâncias entre os picos, os resultados foram: 1,84 mm para a lente de menisco, espaço de ar de 3,09 mm, 2,07 mm para a lente plano-convexa, 1,63 mm para o espaço de ar e 2,07 para a bolacha plana. O gráfico da figura (5-8) representa a continuação do gráfico anterior, já que as distâncias envolvidas não permitiam ao sistema de aquisição de dados efetuá-las em um só lance.

FIGURA 5-7: Interferograma correspondente à medida de profundidade óptica de um conjunto óptico composto por uma lente de menisco, espaço de ar, lente plano-convexa, espaço de ar e bolacha de vidro de faces planas. A medida foi feita, alinhando o feixe de laser proveniente do interferômetro com o eixo óptico do sistema.

FIGUR 5-8: Interferograma mostrando a continuação do gráfico anterior, pois dadas as distâncias envolvidas não foi possível a tomada de dados num único lance.

Todas essas medidas foram feitas corrigindo-se a folga existente na correia de transmissão entre o motor de passo e o micrômetro. Por esse motivo o início de cada medida foi sempre zerado após algumas voltas. Nestas condições as possíveis fontes de erro são: o comprimento de coerência do laser e a imprecisão de leitura do micrômetro utilizado. A primeira fonte de erro é completamente irrelevante no tipo de medida efetuada pois em qualquer desses gráficos apresentados, os picos, cujas larguras são proporcionais ao comprimento de coerência, se apresentam de forma muito estreita para terem sua largura considerada. A segunda fonte de erro é a própria imprecisão do micrômetro. De acordo com os dados do fabricante, o micrômetro pode medir com precisão de até 0,01mm. Esse valor é quase igual ao comprimento de coerência do diodo laser TOLD 9200 o que significa uma imprecisão final de 0,01mm nas medidas, caso a leitura seja feita no micrômetro. Entretanto a grande vantagem da leitura processada no gráfico está no fato de que as interfaces são distanciadas e a estatística da quantidade de pontos ocupando uma tela em relação a distância percorrida é aproximadamente constante. Em outras palavras, sabendo-se a quantidade de pontos na tela para o valor de uma distância padrão percorrida pelo espelho, é possível medir com precisão as distâncias intermediárias. Um fator relevante a ser considerado é que um motor de passo comum pode falhar entre um deslocamento e outro sem que possamos controlar tal efeito e isso sem dúvida é uma possível fonte de erro. Para evitar esse tipo de problema, e obter medidas com precisão no deslocamento total, nós abandonamos o uso do motor de passo e passamos a utilizar somente o motor *inchworm*, tal como foi feito nas medidas de comprimento de coerência da secção anterior.

5 -3- Medidas de espessura de córneas em solução de preservação

Um dos potenciais aplicativos para a técnica de interferometria de baixa coerência é a avaliação da degeneração de córneas estocadas para transplantes. Atualmente essa avaliação é em geral processada visualmente e com base no tempo de

preservação. Técnicas de microscopia de contagem celular são mais eficientes, sendo também mais caras e demoradas. Nossos experimentos demonstraram a possibilidade de avaliar córneas humanas pela avaliação da alteração especular das interfaces que a constituem. A degeneração ocorre sempre entre o epitélio e o stroma ou mais frequentemente entre o stroma e o endotélio. O resultado em ambos os casos é uma alteração na espessura ou o aparecimento de interfaces sobrepostas, cujos efeitos são facilmente perceptíveis nos interferogramas de maior precisão. A figura (5-9) mostra o interferograma de uma córnea de coelho com dois dias de preservação. A medida foi efetuada com a córnea disposta dentro de uma cubeta de vidro óptico BK7, preenchida com líquido preservador. A cubeta é construída de forma a abrigar o botão córneo escleral ajustadamente sem, contudo, alterar sua curvatura natural.

FIGURA 5-9: Interferograma de precisão de córnea de coelho preservada em solução por dois dias. Neste período a córnea ainda é considerada saudável.

Conforme podemos observar na figura acima, aparecem dois grandes picos devido às superfícies anterior e posterior. A interferência devida às faces planas da cubeta é muito mais intensa e não foi incluída nessa medida. Uma nova medida foi feita com a mesma córnea, 24 horas depois e o resultado é mostrado na figura (5-10).

FIGURA 5-10: Interferograma de precisão, de córnea de coelho conservada em solução preservativa por um período de três dias. Neste período a córnea ainda é considerada saudável.

Este resultado mostra claramente o aparecimento de um novo pico próximo ao pico correspondente a superfície anterior. Nesse ponto é interessante analisar os seguintes aspectos: o líquido de preservação é eficiente dentro de um período que varia entre 6 a 12 dias conforme o fabricante e a temperatura onde as amostras são guardadas. Dessa forma seria lógico presumir que não houvesse alterações significativas. Entretanto não é o que se observa comparando os gráficos das figuras (5-9) e (5-10). Ao mesmo tempo não foi observada nenhuma alteração visível, o que nos leva a concluir na possibilidade de microalterações na córnea, dentro do período de conservação em que ela é considerada saudável. Não encontramos na literatura médica nenhuma alusão a esta situação, como fato. Analisando a posição do pico, constatamos a sua posição a cerca de 87 μm da superfície correspondente ao epitélio. Essa posição se situa claramente na região do stroma. Experimentos com amostras diferentes revelaram a ocorrência de picos semelhantes em posições ligeiramente diferentes, porém sempre na região de stroma. Esse tipo de alteração mostrou-se estável por

períodos maiores que o tempo máximo de preservação, além do que não pareceu acontecer via de regra. Um outro tipo de alteração, constante em todas as amostras com mais de dez dias de preservação, manifestou-se claramente na região do endotélio. Embora o endotélio seja uma camada celular e, portanto, extremamente fina para ser detectada mesmo pela técnica de interferometria, algum tipo de manifestação a nível bioquímico na degeneração do endotélio promove uma desestruturação de maior magnitude na interface endotélio-stroma. Isto se torna evidente quando observamos os interferogramas de córnea humana com oito a quinze dias de preservação. A figura (5-11) mostra tal situação.

FIGURA 5-11: Interferograma de precisão, de córnea humana com oito dias de preservação *in vitro*.

Neste resultado é interessante observar que o pico correspondente à superfície posterior, onde se situa o endotélio, se encontrar quase que totalmente diluído na linha de base do sinal. Também torna-se evidente que a superfície posterior se fragmentou em muitas interfaces tendo claro o alargamento do sinal. A análise visual da córnea considerada, mostrou claramente a formação de uma espécie de película fina e translúcida na superfície posterior. A análise microscópica confirmou a formação da

película. Este tipo de degeneração ao contrário da mostrada nas figuras (5-9) e (5-10) manifestou-se em todas as medidas, o que confirma a aceitação geral pelos Oftalmologistas de que o endotélio morre primeiro durante a preservação por longos períodos. É possível que a destruição do endotélio libera algum tipo de resíduo, que por sua vez forma a película translúcida, o que é evidente pela análise visual. Por outro lado, o interferograma parece evidenciar a deterioração e fragmentação em interfaces da camada endotelial.

FIGURA 5-12: Interferograma de precisão, de córnea humana com onze dias de preservação *in-vitro*.

O resultado acima mostra o interferograma de outra córnea, esta preservada por onze dias. Conforme podemos constatar a definição do pico correspondente à superfície que contém o endotélio já é bem baixa. Podemos notar também que a relação sinal ruído se reduz consideravelmente. Visualmente esta córnea já apresentava sinais claros de alta degeneração com uma opacidade considerável. Portanto, esse resultado mostra qualitativamente a eficiência da interferometria com relação ao baixo grau de transparência do elemento óptico analisado. Obviamente essa é uma característica necessária, se no futuro a técnica vier a ser usada para parametrização de olhos com cristalinos opacificados por catarata ou qualquer outro tipo de doença. É interessante

observar como as características da mesma córnea quase não se modifica com mais quatro dias de preservação. O resultado é mostrado na figura (5-13).

FIGURA 5-13: Interferograma de precisão, da mesma córnea analisada na figura(5-12)
 Este gráfico entretanto mostra a medida efetuada quatro dias após ou seja, com quinze dias de preservação.

Nesta situação podemos constatar que o pico correspondente à superfície posterior quase não aparece. Visualmente a córnea se mostrou completamente degenerada e opacificada.

A precisão desta sequência de medidas pode ser calculada considerando o número de pontos, o número de passos e a distância percorrida por passo pelo motor *inchworm*. De acordo com os dados do fabricante o *inchworm* desloca 4nm por passos. Em todas as medidas anteriores o computador estava programado para deslocar 250 passos por ponto, num total de 1400 pontos registrados na tela. Isto equivale a uma precisão de medida de 1μm, ou seja, a cada ponto colocado na tela o espelho se deslocou de 1μm. Não sabemos ao certo, qual é o erro intrínseco nos 4nm por passo, entretanto, numa parametrização feita com interferômetro e contagem de franjas, observamos um erro de 1%, o que define um erro de 10μm numa medida de 1000μm.

Esse é um erro insignificante, se considerarmos que nenhuma outra técnica permite avaliar com tanta precisão a espessura da córnea.

5 -4- Parametrização em globo ocular

Os resultados, apresentados nesta secção, tem como objetivo mostrar a possibilidade do uso da técnica interferométrica na biometria óptica. As medidas são, portanto, classificadas por regiões. Assim, temos medidas de região da córnea, região do cristalino, região do humor vítreo e região da retina. Essa divisão é feita, tendo em conta que a distância entre os picos correspondentes a cada interface não comportariam na tela do computador, com uma boa definição devido à desproporcionalidade entre as distâncias em questão.

As medidas na região de córnea apresentaram resultados semelhantes às aquelas feitas com os botões córneo-esclerais nas cubetas de preservação. A figura (5-14) mostra uma medida de córnea em globo ocular de coelho.

FIGURA 5-14: Interferograma de precisão feito na região da córnea num globo ocular de coelho, a cerca de seis horas após o sacrifício.

Neste resultado duas observações relevantes podem ser feitas. A primeira é que a espessura da córnea é significativamente maior que as córneas medidas *in-vitro*. Isto, entretanto, parece ser completamente acidental, isto é, observamos que a espessura central da córnea pode variar entre 0,35 mm e 0,65 mm; sendo óbvio, entretanto, que os extremos são comparativamente raros. A segunda observação é com respeito ao pequeno pico, próximo ao grande pico correspondente à superfície externa da córnea. É interessante notar que sua proximidade da superfície está na mesma proporção de proximidade que os picos observados nas córneas *in-vitro*. Isto não significa, entretanto, que as origens devam ser as mesmas. Até a presente data, ainda não temos uma explicação fisiológica para o mesmo, mas acreditamos que ele se deva a algum acidente anatômico na região do *estroma*, capaz de produzir uma microreflexão. Se tal acidente é artificial, natural ou degenerativo somente um planejamento coordenado de medidas poderá nos dar a resposta. De qualquer forma foram feitas várias medidas para descartarmos a possibilidade de ruídos eletricamente induzidos nos amplificadores.

A medida na região do cristalino pode ser vista na figura (5-15). Neste gráfico a escala horizontal superior é normalizada pelo índice de refração do cristalino cujo núcleo tem $n = 1,41$.

FIGURA 5-15: Interferograma de precisão efetuado na região de cristalino num globo ocular de coelho seis a oito horas após o sacrifício.

No resultado da figura anterior notamos dois picos muito próximos a direita, ou seja, na direção da córnea. O pico maior está relacionado com a interface do núcleo central do cristalino, onde o índice de refração é de 1,41. O pico menor mais a direita está relacionado com a superfície da cápsula que envolve o núcleo. No extremo esquerdo, notamos um pico diluído e sem definição e que provavelmente se compõe de duas estruturas como no pico a direita. O motivo dessa indefinição pode advir da pequena diferença de índice de refração entre a cápsula 1,38 e o núcleo 1,40. Isto por si só não deveria ser obstáculo para definir a medida. Entretanto devemos lembrar que a profundidade da região é maior que a da córnea, o que diminui a intensidade do sinal refletido pelas interfaces. Outra explicação é que o cristalino já estivesse em estado de degeneração, tendo em vista que a preservação do globo ocular em temperatura ambiente por mais que duas ou três horas é seriamente questionável. Tal suspeita é de certa forma confirmada pela avaliação da região de humor vítreo do mesmo globo ocular na sequência das medidas. O resultado é mostrado na figura abaixo.

FIGURA 5-16: Interferograma de precisão mostrando detalhes da estrutura de cristalino em globo ocular de coelho entre seis e dez horas após o sacrifício.

Este resultado revela picos de interferência onde não deveríamos esperar nada, devido a homogeneidade do humor vítreo. A amplitude do sinal neste experimento se mostrou mais elevada do que se poderia esperar para microreflexões nesta

profundidade. Isto sugere algum tipo de degeneração capaz de gerar interfaces com alta refletividade. A análise por microscopia óptica revelou a formação de pequenas fibras e bolhas, as quais podem ocorrer mesmo *in-vivo* no processo de envelhecimento. Experimentos posteriores mostraram que as medidas feitas até quatro horas após o sacrifício não revelam nenhum traço de bolhas ou fibras.

As medidas na região de retina utilizando o diodo laser TOLD 9200 foram ineficientes devido ao comprimento de onda deste laser estar centrado em 670 nm. Esta frequência não é bem refletida pela retina. A solução deste problema foi utilizar o diodo laser LT022PDO cuja emissão ocorre no infra-vermelho próximo.

5 - 5 - Interferometria com laser infra-vermelho

A região de retina é opaca à radiação visível e transparente à radiação infra-vermelha, de tal modo que para observar reflexões proveniente dela foi necessário mudar o comprimento de onda mais para o infra-vermelho. A utilização do laser de diodo LT022PDO permite operar em 780nm, ou seja, 110nm a mais que o TOLD9200. Esta variação permitiu detectar a reflexão e consequente interferência entre os feixes refletidos. Conforme os resultados que se seguem, não houve nenhuma alteração nas medidas das interfaces anteriores. A figura 5-17 mostra um interferograma de córnea obtido com o laser infra-vermelho. Os resultados apresentados nesta secção foram todos obtidos usando o amplificador LOCK-IN, segundo descrição feita no capítulo 4. Desta vez não foi feita amplificação diferencial para se ter idéia da diferença de amplitude entre os picos de interferência. O ajuste de *offset* foi feito de forma a manter a linha de base nula para efeito de ajuste de fase no amplificador LOCK-IN. A medida processada dessa forma permite uma integração do sinal de forma mais eficiente. O resultado é um pico bem comportado e que exhibe uma área bem delimitada pela sua curvatura. Isso sugere a possibilidade de fazer medidas quantitativas relacionando o efeito de degeneração com a área da curva. Entretanto surge uma desvantagem com o uso do LOCK-IN, que é o aumento no tempo da medida, já que o LOCK-IN não pode operar tão rápido.

FIGURA 5-17: Interferograma de precisão de córnea em globo ocular de coelho efetuado entre três a quatro horas após o sacrifício. Esta medida mostra a relação natural entre as amplitudes dos sinais.

FIGURA 5-18: Interferograma da mesma amostra da figura anterior, realizado entre seis a oito horas após. Note a diminuição das amplitudes.

Comparando os gráficos das figuras (5-17) e (5-18), observamos que ocorre uma diminuição na intensidade dos dois picos devido ao efeito de degeneração natural. Para se evitar ressecamento, garantiu-se um fluxo de solução preservadora por sobre a córnea. O tempo de duração desta medida foi de 200 segundos contra os 80 segundos do primeiro método. A figura (5-19) mostra os dois picos da córnea e o primeiro pico do cristalino. As distâncias foram quebradas para que pudessem ser contidas na tela.

FIGURA 5-19: Interferograma de globo ocular de coelho seis a oito horas após o sacrifício
O gráfico foi dentilhado para que os três picos pudessem aparecer. O nível dos sinais foram mantidos para efeito de comparação.

É interessante observar que tanto na figura (5-18) quanto na figura (5-19) o sinal de fundo decai no sentido de progressão da medida. Isso pode ser explicado pelo fato da intensidade da luz refletida diminuir na medida em que se aumenta a profundidade da região explorada e neste caso não estamos utilizando o sistema diferencial. Em outras palavras, não estamos mais diferenciando os sinais dos fotodetectores 1 e 2. Agora, com a utilização do laser infra-vermelho é possível observar a interferência devido à reflexão da retina, como se pode ver na figura(5-20).

FIGURA 5-20: Interferograma de precisão da região de retina de um globo ocular de coelho, feito entre três a quatro horas após o sacrifício.

FIGURA 5-21: Interferograma de precisão da região de retina do globo ocular de coelho. Medida efetuada com laser infra-vermelho sem amplificador LOCK-IN e com sistema diferencial.

A figura 5-21 mostra a mesma amostra analisada na figura anterior, só que agora utilizando o sistema diferencial sem, contudo, usar amplificador LOCK-IN. Nota-se que o sinal de fundo pode ser assim mantido constante.

5 - 6 - Medidas *in-vivo*

Foram feitas medidas *in-vivo* de pulsação da retina. Neste caso, a aquisição é processada pela leitura dos dados congelados na tela do osciloscópio conforme descrição feita no capítulo 4. A leitura e medida do sinal pode ser feita diretamente no osciloscópio com uma velocidade de varredura que permita medir valores em torno de 1 Hz. Esse valor corresponde a taxa de batimento cardíaco e que é a mesma taxa de pulsação de sangue nos vasos e arterias. A figura (5-22) mostra esse resultado correspondente a medida efetuada no próprio autor deste trabalho.

FIGURA 5-22: Interferograma mostrando o deslocamento de franjas pela variação do comprimento do olho, em acordo com os batimentos cardíacos.

Também a medida de espessura de córnea foi realizada com o autor deste trabalho. Essa medida foi feita com a adaptação do sistema galvanométrico, onde o espelho móvel foi adaptado num alto falante. O deslocamento do alto falante foi previamente caracterizado por contagem de franjas em interferometria coerente conforme explicação detalhada no capítulo 4. O deslocamento foi gerado pela tensão senoidal aplicada no alto falante por um gerador de audio. O resultado é mostrado na figura (5-23).

FIGURA 5-23: Interferograma mostrando uma medida in-vivo de córnea humana.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

A técnica de interferometria com laser de baixa coerência oferece amplas perspectivas como técnica biométrica ocular de alta resolução. Os resultados apresentados no capítulo 5 mostram essa eficiência. As medidas de espessura de córnea podem ser feitas num tempo relativamente rápido. Esse fato aliado à precisão do método, determinam um grande potencial aplicativo na paquimetria de córnea para cirurgias nas quais se faz necessário o ajuste da profundidade de corte do bisturi. É interessante salientar que a resolução obtida entre um pico e outro, delimitando as duas superfícies, é no mínimo 10 vezes maior que a resolução dos paquímetros ultra-sônicos. Com efeito, a precisão da paquimetria ultra-sônica dificilmente ultrapassa os 200 microns, enquanto as nossas medidas podem se situar na casa dos 20 microns. Esta conclusão advém do fato de que avaliação por prospecção ultra-sônica é limitada pela frequência operacional do sistema. As frequências empregadas situam-se entre 2,5 e 20 Mhz. Como a resolução é diretamente proporcional à frequência, quanto mais alta for a frequência mais alta será a resolução. Entretanto a penetração da onda no tecido é inversamente proporcional a frequência de modo que quanto maior a frequência menor a intensidade do sinal a ser refletido. A frequência de 10 Mhz é geralmente escolhida pelos fabricantes do equipamento, e nesta frequência a precisão obtida é da ordem de 200 microns. Por outro lado, conforme vimos no capítulo 4, a precisão do método interferométrico depende basicamente do comprimento de coerência do laser utilizado. Nos nossos experimentos os emissores eram todos da ordem de 20 microns enquanto a precisão no deslocamento do espelho era de 4nm. Uma definição ainda maior dependerá unicamente de se conseguir uma fonte com comprimento de coerência ainda menor^{6.1}. Isto seria interessante do ponto de vista de avaliações à nível microscópico.

A paquimetria de córnea *in-vivo* mostra também resultados promissores conforme o último resultado apresentado no capítulo anterior. Embora a relação sinal ruído tenha diminuído significativamente, pelo fato do tempo de varredura ter sido bem menor que as medidas *in-vitro*, acreditamos poder solucionar o problema através do

ajuste adequado das faixas de filtragem eletrônica. Além da paquimetria, os resultados obtidos mostram claramente a possibilidade de usar a técnica para caracterização de córneas para transplante ou para estudos científicos. Para que isso possa ser implementado, será necessário um estudo comparativo a longo prazo com técnicas de microscopia de alta resolução ou marcadores bioquímicos. A idéia seria parametrizar a alteração no pico correspondente a superfície interna como, por exemplo, o pico a esquerda da figura(5-11), calculando a área em baixo da envoltória. Uma análise bioquímica simultânea poderá definir a degeneração pela alteração da estrutura do pico interferométrico.

A biometria mais profunda a nível de retina, humor vítreo e cristalino prometem diagnoses de precisão, caso a técnica seja implementada à nível clínico. Resultados como os da figura(5-15), mostram que é possível delinear uma estrutura interferométrica para o cristalino. Tal fato poderá ser de grande importância para a avaliação precoce da formação da catarata. Descolamento de vítreo ou de retina também poderão ser estudados com detalhes nunca antes observados. Devemos salientar que o aspecto relevante para tais possibilidades é de fato a precisão de medida. Medidas comparativas com a biometria por ultra-som foram efetuadas uma única vez, com relação ao comprimento total do olho. A análise comparativa revelou discrepâncias da ordem de 1mm. Porém, as medidas não puderam ser consideradas confiáveis, pois a consequente perda de líquidos das amostras pode ter causado essas discrepâncias. Além disso, não podemos considerar termos de comparação entre as duas medidas, pois teoricamente a técnica interferométrica é pelo menos dez vezes mais precisa. A única maneira correta de avaliar praticamente essa precisão seria calcular o erro de difração de uma lente intra-ocular, provocado pelo erro da biometria ultra-sônica de um olho cataratoso e verificar se esse erro se anularia caso os parâmetros da lente implantada fossem calculados pela biometria interferométrica.

Acreditamos que os problemas de detecção foram quase que totalmente sanados durante os testes realizados neste trabalho. O tempo de avaliação por volta de 80 à 300 segundos, já é bastante razoável, se compararmos com as análise convencionais feitas por ultra-som, situadas nessa mesma ordem de grandeza. Medidas de alta profundidade *in-vivo* ainda apresentam alguma dificuldade pelo fato de ser muito difícil focalizar o feixe de laser no olho do paciente, mantendo-o e confortável pelo tempo em que se

processa a medida. Finalmente podemos dizer que a medida de pulsação da retina se for devidamente quantizada poderá fornecer dados referentes ao fluxo de sangue na coróide, dado este ainda não disponível por nenhuma técnica conhecida.

SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

No ponto em que se encontra a técnica de interferometria de baixa coerência, acreditamos que o problema crucial do sistema se situa na mecânica de alinhamento do feixe proveniente do interferômetro com o olho do paciente. Esta abordagem permitirá que a técnica possa vir a ser utilizada com eficiência *in-vivo*. Duas soluções são tecnicamente viáveis para a situação. A primeira é construir um novo sistema de compensação para o caminho óptico. Neste novo sistema, o *delay* para a variação do caminho óptico é obtido por um prisma espelhado que gira sobre seu centro conforme mostra a figura (6-1). A rotação do prisma, no centro da figura, altera o caminho óptico devido à variação dos ângulos de incidência e de reflexão do feixe de laser **colorido de vermelho**. A grande vantagem desta montagem é que ela permite adaptar todo o sistema sobre uma base de lâmpada de fenda, tal como mostra a figura(6-2). A base da lâmpada de fenda possui um suporte giratório o qual poderá alinhar o feixe de laser até que este esteja normal à córnea. O paciente por sua vez pode manter a cabeça fixa com o queixo apoiado no suporte frontal.

A segunda opção é injetar o feixe de laser no olho do paciente através de uma fibra óptica. Neste caso a fibra funciona como um condutor de luz cuja ponta devidamente trabalhada é acoplada diretamente no olho. Os biômetros ultra-sônicos funcionam com acoplamento direto, de modo que já existe uma tecnologia adequada para esse tipo de procedimento. Esta parece ser a opção mais conveniente devido obviamente ao menor número de componentes mecânicos. Para futuros trabalhos, já temos um projeto de construção deste sistema.

Com a construção de um sistema de fácil mobilidade e alinhamento duas linhas de pesquisas *in-vivo* podem ser implementadas. Uma é a biometria tipo A, cuja preocupação é unicamente medir a profundidade do olho. Experimentos devem ser

conduzidos, visando a utilização prática em casos de opacidade parcial. Uma outra linha de trabalho dentro desse sistema envolve a tomografia de retina e córnea. O processo para isso é semelhante ao nosso método, sendo que a única diferença é que a retina ou a córnea deve ser submetida a um processo de varredura com o feixe de laser. Neste processo, a cada ponto da varredura é feita uma nova medida de distância em relação à córnea. Os dados são processados num computador e um código de cores é implementado esquematicamente em acordo com os resultados.

FIGURA 6-1: Desenho planificado do interferômetro que poderá ser adaptado numa base móvel de lâmpada de fenda, conforme diagrama da figura (6-2).

APÊNDICE 1

CARACTERÍSTICAS DOS LASERS UTILIZADOS

TOLD9211.....TOSHIBA.

Potência máxima de saída.....5 mW.

Tensão reversa LD.....2 V.

Tensão reversa PD.....30 V.

Temperatura operacional.....-10 à 50 °C.

Temperatura de armazenagem.....-40 à 85 °C.

Corrente de *Threshold* para 4 mW.....típica = 50 mA.

máxima = 60 mA.

Corrente de operação para 4 mW.....típica = 60 mA.

máxima = 70 mA.

Tensão de operação para 4 mW.....típica = 2,3 V.

máxima = 2,5 V.

Comprimento de onda da emissão laser para 4 mW.....mínima = 667 nm.

típica = 672 nm.

máxima = 677 nm.

Todos os dados acima, são válidos para modo CW de operação, em temperatura ambiente de 25 °C. Podem ser encontrados no manual da TOSHIBA, intitulado: Laser Diode with visible 670 nm wavelength, Product Guide.

O cálculo do comprimento de coerência pode ser feito através da expressão (2.45), utilizando a curva característica da figura A1 fornecida pelo fabricante.

FIGURA- A1- Curva característica da emissão espectral do laser de diodo TOLD 9211. O comprimento de coerência pode ser calculado tomando-se o λ médio da emissão e a largura total da banda ou dos modos de emissão $\Delta\lambda$. Um valor preciso dificilmente poderia ser feita desta forma.

TOLD 9200.....TOSHIBA.

Potência máxima de saída.....	3 mW.
Tensão reversa LD.....	2 V.
Tensão reversa PD.....	30 V.
Temperatura operacional.....	-10 à 50 °C.
Temperatura de armazenagem.....	-40 à 85 °C.
Corrente de <i>Threshold</i> para 4 mW.....	típica = 64,8 mA. máxima = 67,9 mA.
Corrente de operação para 4 mW.....	típica = 60 mA. máxima = 70 mA.
Tensão de operação para 4 mW.....	típica = 2,0 V. máxima = 2,5 V.
Comprimento de onda da emissão laser para 4 mW.....	mínima = 665 nm. típica = 668 nm. máxima = 675 nm.

Todos os dados acima, são válidos para modo CW de operação, em temperatura ambiente de 25 °C. Podem ser encontrados no manual da TOSHIBA, intitulado: Laser Diode with visible 670 nm wavelength, Product Guide.

O cálculo do comprimento de coerência pode ser feito através da expressão (2.45), utilizando a curva característica da figura A2 fornecida pelo fabricante.

FIGURA- A2- Curva característica da emissão espectral do laser de diodo TOLD 9200. O comprimento de coerência pode ser calculado tomando-se o λ médio e a largura total dos modos de emissão $\Delta\lambda$. Pode-se observar, através de comparações entre as figuras (5-1), (5-2) e (A1), que conforme o previsto pela equação 2.45 à medida que a largura da banda de emissão aumenta, ou ainda, à medida que a quantidade de modos de emissão aumenta, segue-se uma subsequente diminuição do comprimento de coerência.

LT026MDO.....SHARP.

Potência máxima de saída.....	5 mW.
Tensão reversa LD.....	2 V.
Tensão reversa PD.....	30 V.
Temperatura operacional.....	-10 à 60 °C.
Temperatura de armazenagem.....	-40 à 85 °C.
Corrente de <i>Threshold</i> para 3 mW.....	típica = 50 mA. máxima = 80 mA.
Corrente de operação para 3 mW.....	típica = 65 mA. máxima = 100 mA.
Tensão de operação para 3 mW.....	típica = 1,75 V. máxima = 2,2 V.
Comprimento de onda da emissão laser para 4 mW.....	mínima = 770 nm. típica = 780 nm. máxima = 790 nm.

Todos os dados acima, são válidos para modo CW de operação, em temperatura ambiente de 25 °C. Podem ser encontrados no manual da SHARP, intitulado: Laser Diode with visible 780 nm wavelength, Product Guide.

O cálculo do comprimento de coerência pode ser feito através da expressão (2.45), utilizando a curva característica da figura A3 fornecida pelo fabricante.

FIGURA- A3- Curva característica da emissão espectral do laser de diodo LT026MDO. O comprimento de coerência pode ser calculado tomando-se o λ médio e a largura total dos modos de emissão $\Delta\lambda$. Este laser opera na região de infravermelho próximo. Isto é interessante do ponto de vista de se obter maior intensidade de luz refletida pela retina.

LT022PDO.....SHARP.

Potência máxima de saída.....	5 mW.
Tensão reversa LD.....	2 V.
Tensão reversa PD.....	30 V.
Temperatura operacional.....	-10 à 60 °C.
Temperatura de armazenagem.....	-40 à 85 °C.
Corrente de <i>Threshold</i> para 3 mW.....	típica = 50 mA. máxima = 80 mA.
Corrente de operação para 3 mW.....	típica = 65 mA. máxima = 100 mA.
Tensão de operação para 3 mW.....	típica = 1,75 V. máxima = 2,2 V.
Comprimento de onda da emissão laser para 4 mW.....	mínima = 770 nm. típica = 780 nm. máxima = 795 nm.

Todos os dados acima, são válidos para modo CW de operação, em temperatura ambiente de 25 °C. Podem ser encontrados no manual da SHARP, intitulado: Laser Diode with visible 780 nm wavelength, Product Guide.

O cálculo do comprimento de coerência pode ser feito através da expressão (2.45), utilizando a curva característica da figura A4 fornecida pelo fabricante.

FIGURA- A4- Curva característica da emissão espectral do laser de diodo LT022PDO. O comprimento de coerência pode ser calculado tomando-se o λ médio e a largura total dos modos de emissão $\Delta\lambda$. Este laser opera na região de infravermelho próximo. Isto é interessante do ponto de vista de se obter maior intensidade de luz refletida pela retina.

APÊNDICE 2

MEDIDA DE ALTA PRECISÃO DA REGIÃO DE EPITÉLIO.

A técnica interferométrica para medida de distância pode ser tão mais precisa quanto menor for o comprimento de coerência da fonte de luz utilizada no interferômetro. Em outras palavras, poderíamos dizer que a largura dos picos característicos das interfaces equivale ao comprimento de coerência da fonte. É lógico presumir, portanto, que interfaces separadas por uma distância menor que o comprimento de coerência da fonte não podem ser identificadas. Por outro lado se dispormos de fontes de luz altamente incoerente, potentes e colimadas, poderemos medir estruturas muito próximas do nível celular. O limite de definição dependerá, unicamente, do comprimento de coerência.

Uma comprovação evidente de tal conclusão foi obtida em um experimento, não programado, com um laser danificado. Os lasers de diodo da TOSHIBA do tipo TOLD 9211 são extremamente sensíveis a danos em sua estrutura. Estatisticamente, alguns danos produziram uma anomalia cujo efeito se manifestou como uma sensível diminuição no comprimento de coerência. Apesar disso, a emissão laser ainda se manteve estável por mais de 36 horas de operação, embora, a potência óptica tenha caído para cerca de 50% do valor normal. Utilizando um destes lasers avariados, efetuamos algumas medidas comparativas à nível de córnea. A figura (5-5) mostra a medida de comprimento de coerência de um destes lasers. Conforme pode-se observar, seu comprimento de coerência é significativamente menor que os demais mostrados nas figuras (5-1), (5-2), (5-3) e (5-4). As figuras A5 e A6 mostram o mesmo interferograma, da região do epitélio, de uma córnea em globo ocular de coelho. Com exceção do laser de diodo, todas as condições foram mantidas e as medidas foram refeitas várias vezes para nos certificarmos de sua validade. O intervalo entre uma medida e outra foi em torno de cinco à sete minutos.

FIGURA -A5- Interferograma da superfície externa da córnea, processado com uso de um diodo laser do tipo TOLD 9200 normal.

FIGURA -A6- Interferograma da superfície externa da córnea, processado com uso de um diodo laser do tipo TOLD 9211 avariado. Em condições normais esse laser seria muito mais coerente que o TOLD 9200. Entretanto sua anomalia produziu, como efeito, uma diminuição drástica no seu comprimento de coerência. O resultado final, foi a observação de uma estrutura que não era observada antes. Há grande possibilidade de ser a interface entre o epitélio e a córnea propriamente dita.

REFERÊNCIAS

CAPÍTULO 1

- [1.1]. **Sheppard, Jr, J.J.** -The process of color perception. In: Human Color Perception (A Critical Study of the Experimental Foundation). New York: American Elsevier Publishing Company, 1968: 1-9.
- [1.2]. **Westheimer, G.; Liang, J.** - Method for measuring visual resolution at the retinal level. Optical Society America 8: 1691- 1696, 1993.
- [1.3]. **Posakony, G.J.** - Ultrasonic transducers and acoustic waves. In: Optthalmic Ultrasound (An International Symposium). Saint Louis: C.V. Mosby Company, 1969: 7- 8.
- [1.4]. **Franken, S.** - Measuring the lengh of the eye with the help of ultrasonic echo. Ophthalmologica 143: 82- 85, 1962.
- [1.5]. **Reid, J.M.** - Eletronic instrumentation for ultrasonic tissue visualization. In: Optthalmic Ultrasound (An International Symposium). Saint Louis: C.V. Mosby Company, 1969: 18- 26.
- [1.6]. **Duguay, M.A.; Mattick, A.T.** - Investigate the internal structured of a turbid medium without interference from scattered light. Applied Optics 10: 2162- 2168, 1971.
- [1.7]. **Fujimoto, J.G.; Puliafito, C.A.; et al.** - Fentosecond optical ranging in biological systems. Optics Letters 3: 150- 152, 1986.

- [1.8]. **Fercher, A.F.; Mengedoht, K.; Werner, W.** - Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. *Optics Letters* 3: 186- 188, 1988.
- [1.9]. **Yariv, A.** - Some specific laser systems. In: *Introduction to Optical Electronics*. San Francisco: Rinehart and Winston, 1971: 157- 197.
- [1.10]. **Schmidt W.** - Lasers in medicine. In: *The Art of Measurement (Methodology in Fundamental and Applied Physics)*. Bundesanstalt: Bernhard Kramer, 1987: 277- 279.

CAPÍTULO 2

- [2.1]. **Folmer, T.N.** - Óptica ondulatória. Em: *Elementos de Óptica*. São Paulo: Folmer-Johnson, 1959: 232- 254.
- [2.2]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Production and measurement of light. In: *Introduction to Optics*. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 7- 25.
- [2.3]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Wave equations. In: *Introduction to Optics*. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 224- 236.
- [2.4]. **Folmer, T.N.** - Velocidade de propagação da luz. Em: *Elementos de Óptica*. Folmer-Johnson, 1959: 207- 214.
- [2.5]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Geometrical optics. In: *Introduction to Optics*. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 31- 61.
- [2.6]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Interference of light. In: *Introduction to Optics*. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 253- 275.

- [2.7]. **Zajac, A.; Hecht, E.** - Eletromagnetic theory, photons, and light. In: Optics. New York: Addison-Wesley, 1987: 30- 48.
- [2.8]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Coherence. In: Introduction to Optics. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 316- 335.
- [2.9]. **Butkov, E.** - Fourier transformed. In: Mathematical Physics. New York: Addison-Wesley, 1968: 264- 280.
- [2.10]. **Zajac, A.; Hecht, E.** - Interference. In: Optics. New York: Addison-Wesley, 1987: 276- 323.
- [2.11]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Optical interferometry. In: Introduction to Optics. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 278- 297.

CAPÍTULO 3

- [3.1]. **Sheppard, Jr, J.J.** - Cerebral physiology. In: Human Color Perception (A Critical Study of the Experimental Foundation). New York: American Elsevier Publishing Company, 1968: 90- 98.
- [3.2]. **Messenger, J.B.** - Coleta de informações. Em: Nervos, Cérebro e Comportamento (Temas de Biologia Vol. 22). São Paulo: EDUSP, 1980: 13- 26.
- [3.3]. **Moses, R.A.** - The cornea. In: Physiology of the Eye (Clinical Application). Saint Louis: Moses, 1975: 38- 64.
- [3.4]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** - Optics of the eye In: Introduction to Optics. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 192- 212.

- [3.5]. **Strayer, L.** - Fisiologia molecular. Em: Bioquímica. Rio de Janeiro: Guanabara Koogan S.A., 1992: 729- 823.
- [3.6]. **Folmer, T.N.** - Instrumentos de óptica. Em: Elementos de Óptica. Folmer-Johnson, 1959: 150- 190.
- [3.7]. **Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.S.** -Lasers applications. In: Introductions to Optics. New Jersey: Prentice-Hall, 1987: 176- 184.
- [3.8]. **Kossoff, G.** - Ultrasonic visualization system. In: Optthalmic Ultrasound (An International Symposium). Saint Louis: C.V. Mosby Company, 1969: 27- 38.
- [3.9]. **L'Esperance, Jr, F.A.** - Photocoagulation, photovaporization, and photoradiation techniques. In: Ophthalmic Lasers (Photocoagulation, Photoradiation, and Surgery). Saint Louis: C.V. Mosby Company, 1983: 179- 308.

CAPÍTULO 4

- [4.1]. **Zajac, A.; Hecht, E.** - Interference. In: Optics. New York: Addison-Wesley, 1987: 276- 323.
- [4.2]. **Izatt, J.A. ; et al.** - Micro resolution biomedical imaging with optical coherence tomography. Optics & Photonics News 4: 14- 19, 1993.
- [4.3]. **Tonissi, S.A.** - Instrumentação Eletrônica para Pesquisas na Área de Óptica. Tese de Dissertação de Mestrado 933, IFSC-DFCM-USP, 1992.
- [4.4]. Princeton Applied Research. Technical Note 115, Explore The Lock-in Amplifier. New Jersey, 1976.

- [4.5]. **Fercher, A.F.; Roth, E.** - Sub-micron precision interferometry. Proc. Int. Soc. Opt. Eng. (SPIE) 658: 48- 49, 1986.

CAPÍTULO 6

- [6.1]. **Sonomed, Inc.** Instructions Operating, Digital Biometric A- Scan Models A1000 and A2000. New York, 1985.