



**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
FACULDADE DE ENGENHARIA
CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

MÉTODOS INÉDITOS DE INTERROGAÇÃO ÓPTICA E SUAS APLICAÇÕES NA MEDIÇÃO DE GRANDEZAS FÍSICAS

Texto que sistematiza as atividades de pesquisa desenvolvidas pelo candidato, apresentado à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – FEIS/UNESP, para obtenção do título de Livre Docente na disciplina “ONDAS E LINHAS DE COMUNICAÇÃO”, do Departamento de Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira.

Cláudio Kitano

**Ilha Solteira – SP
Julho de 2016**

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos todos os docentes e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira pela amizade, apoio e colaboração no desenvolvimento desta pesquisa. Em particular, destaco as contribuições proporcionadas pelos professores Ricardo Tokio Higuti, Marcelo Carvalho Minhoto Teixeira, Aparecido Augusto de Carvalho e Dilson Amâncio Alves.

Ao professor Dr. José Edimar Barbosa Oliveira (ITA – DCTA) pelas orientações de mestrado e doutorado. Aos professores doutores Emílio Carlos Nelly Silva (EPUSP), Gefeson Mendes Pacheco (ITA – DCTA), Mauro Henrique de Paula (UFMS, *in memoriam*), Samuel Leite Oliveira (UFMS), Geraldo de Freitas Maciel (FEIS-DEC) e Michael Connelly (University of Limerick). Ao pesquisador do IEAv – DCAT (e meu ex-orientado de mestrado na FEIS), Dr. João Marcos Salvi Sakamoto, pela parceria em trabalhos de pesquisa e amizade.

Aos meus alunos e ex-alunos de iniciação científica, mestrado e doutorado, que muito contribuíram pelos resultados desta pesquisa.

A CAPES, CNPq, FAPESP e FUNDUNESP por concederem suporte financeiro a pesquisa.

RESUMO

Neste Texto Sistematizado, o candidato a Livre Docente expõe os principais resultados alcançados em sua trajetória após o doutorado, em termos de atividades de ensino, extensão, administrativas e de pesquisa. Ênfase especial é destinada à análise crítica das atividades de pesquisa e orientação de dissertações e teses junto ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica – PPGEE, da FE-IS UNESP. O enfoque principal da pesquisa refere-se à proposição teórica e experimental de novas técnicas de detecção de fase óptica empregando-se interferometria laser, e suas aplicações na medição de deslocamentos microscópicos, na caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais e em medições de tensões elétricas elevadas. A motivação para a realização da pesquisa, a exposição dos desafios e as soluções propostas são discutidas. Inserções em outras áreas, que envolvam sensores e sistemas ópticos, bem como, a cooperação com grupos de pesquisas afins, internos e externos à FE-IS UNESP, são apresentadas. No final, discutem-se as pesquisas atuais e as perspectivas futuras.

ÍNDICE GERAL	página
Capítulo 1 - Introdução	1
1.1 Histórico	1
1.2 Atividades de Ensino	6
1.3 Atividades de Extensão	7
1.4 Atividades Administrativas	8
1.5 Atividades de Pesquisa	8
Capítulo 2 - O Problema da Interferometria Óptica	10
2.1 Atuadores Piezoelétricos Flexionais	10
2.2 Interferometria Óptica	16
2.3 Transdutores de Tensões Elevadas – Noções Gerais	19
2.4 Sensores Ópticos de Tensões Elevadas × Interferometria Óptica	22
2.5 Revitalização do LOE com os Projetos de Pesquisas	24
Capítulo 3 - Pesquisas Envolvendo Interferometria Laser	26
3.1 Métodos de Detecção Desenvolvidos no Domínio da Frequência	26
3.2 Métodos de Detecção Desenvolvidos no Domínio do Tempo	57
3.3 Discussão	93
Capítulo 4 - Pesquisas Envolvendo Outros Métodos Ópticos	94
4.1 Sensor Reflexivo em Fibra Óptica para Medição de Deslocamento Linear	94
4.2 Sensor Reflexivo em Fibra Óptica para Medição de Deslocamento Angular	103
Capítulo 5 - Pesquisas em Parcerias com Outros Grupos	112
5.1 Cooperação com o Grupo da EPUSP	112
5.2 Sensores Ópticos Aplicados a Problemas em Aeronáutica	113
5.3 Grupo de Óptica e Fotônica da UFMS	114
5.4 Monitoramento de Perfis de Escoamento de Roll Waves	115
5.5 Colaboração com o Laboratório de Ultra Som	116

Capítulo 6 - Pesquisas Atuais e Futuras	117
6.1 Pesquisas com Interferometria Óptica em Malha Fechada	117
6.1.1 Estudo de Caso Empregando o Controle Clássico	120
6.1.2 Medição de Deslocamento/Velocidade com a Técnica Heteródina Sintética	130
6.1.3 Estudo de Caso Empregando o Controle com Estruturas Variáveis	133
6.2 Pesquisas Envolvendo Óptica Integrada	140
Bibliografia	143

Capítulo 1

Introdução

Conforme publicado no Diário Oficial do Estado de São Paulo, volume 126, número 123, página 180, de 5 de julho de 2016, em seu item 3.1.8., fica estabelecido que os candidatos devem apresentar “tese original e inédita ... versando sobre assunto de livre escolha, pertinente à área em concurso, ou de texto que sistematize criticamente a obra do candidato ou parte dela, elaborados após o doutoramento e por ele apresentado de forma ordenada e crítica, de modo a evidenciar a originalidade de sua contribuição nos campos da Ciência, das Artes ou das Humanidades”. Optou-se assim, neste concurso de Livre Docência (LD), pela opção de Texto Sistematizado, no qual se apresenta uma síntese das atividades acadêmicas do candidato, relacionadas ao ensino, à administração, à extensão e à pesquisa, desenvolvidas após seu doutorado. Ênfase particular é dada à parte de pesquisa e pós-graduação, nas quais os quesitos de originalidade e contribuição mais se destacam. Antes, porém, apresenta-se um breve histórico da trajetória do candidato desde a sua graduação até o final da tese de doutoramento.

1.1 Histórico

O candidato se graduou Engenheiro Eletricista em 1986, pela Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (FE-IS/UNESP), com ênfase na área de Sistemas Elétricos de Potência (ainda durante a primeira proposta curricular do curso, datada de 1977). Como parte de sua formação, realizou um estágio extracurricular na empresa Eletrimar – Materiais Elétricos Ltda., em Marília-SP, e, um estágio curricular remunerado, no Centro de Treinamento da Companhia Energética de São Paulo – CESP, unidade de Ilha Solteira, ambos no ano de 1986.

Em março de 1987, o interessado foi contratado com Professor Auxiliar de Ensino junto ao Departamento de Engenharia Elétrica – DEE, da FE-IS/UNESP, para exercer atividades dentro da Área de Eletrônica e Controle. Entre março e junho de 1987, permaneceu em caráter provisório, e,

depois disso, foi enquadrado no Regime de Dedicção Integral à Docência e à Pesquisa (RDIDP), mediante regime CLT probatório (até 1990).

Nessa época, embora a FE-IS ainda fosse considerada oficialmente como sede da reitoria da UNESP, essa nunca se instalou na cidade de Ilha Solteira, permanecendo provisoriamente na cidade de São Paulo, onde se mantém até hoje, agora na qualidade de sede permanente. Além disso, até o ano de 1989, devido à ausência de quantidade suficiente de professores titulados no corpo docente da FEIS e de Departamentos oficializados segundo o Regimento Geral (RG) da UNESP, a Direção da Unidade era exercida por diretores externos à Unidade, nomeados pelo Governador do Estado de São Paulo. Esta situação somente foi alterada em setembro de 1989, quando se elegeu o primeiro Diretor da FE-IS dentre seu próprio corpo docente. Em concomitância, devido à ausência de no mínimo três professores doutores, o DEE ainda não constituía um Departamento de fato, se enquadrando dentro das disposições transitórias do RG da Universidade: a Chefia era exercida por um Coordenador e o Conselho de Departamento era exercido por uma Comissão Assessora. Somente em dezembro de 1989 o DEE passou oficialmente a categoria de Departamento, elegendo seu primeiro Chefe e seu primeiro Conselho. Ao longo da maior parte desse período, entre 06/1987 e 06/1990, o candidato cumpriu o regime de Estágio Probatório, dentro do qual estava impedido de solicitar afastamento para aperfeiçoar sua titulação. Devido à falta de um programa de pós-graduação no próprio DEE, e, devido a problemas com a grande quantidade de docentes afastados (permitia-se o afastamento de apenas 1/3 do DEE) para se titular em Universidades externas (com auxílio do antigo programa CAPES/PICD), foi necessário se aguardar até o início de 1991 para que o interessado pudesse iniciar seu mestrado.

Durante o período probatório, o candidato desenvolveu pesquisa obrigatória de RDIDP intitulada “Desenvolvimento de um Medidor de Potência de Radiação Eletromagnética”, envolvendo-se com a análise teórica e experimental de transdutores piroelétricos e fotoacústicos para a faixa de radiação eletromagnética entre infravermelho e ultravioleta. Devido à falta de doutores no DEE, o orientador do candidato foi o pesquisador da Embrapa de São Carlos, Dr. Mauro Henrique de Paula. Segundo o regimento da UNESP, esse tipo de pesquisa é trienal e, portanto, durou até metade de 1990. Anos mais tarde, o candidato voltou a trabalhar com esse tema, em 2007, em cooperação com o Dr. Mauro, agora professor da UFMS. Além dos fenômenos físicos envolvidos no assunto, o interessado teve um grande envolvimento com circuitos e dispositivos eletrônicos, bem como, com técnicas de processamento de sinal.

A próxima pesquisa em RDIDP desenvolvida pelo interessado na FE-IS, proposta originalmente para o triênio de julho de 1990 e junho de 1993, tinha como título: “Desenvolvimento de um Medidor de Irradiância Solar Eletrônico”, orientada pelo docente do DEE, Prof. Dr. Aparecido

Augusto de Carvalho. Entretanto, como o candidato obteve bolsa CAPES/PICD para cursar o mestrado no Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, o projeto de pesquisa foi alterado em abril de 1992, para se trabalhar com: “Análise Teórica e Experimental do Efeito Eletro-Óptico e do Efeito Acústico Óptico em Configurações Cristalinas Volumétricas”.

Durante o intervalo de tempo entre março de 1991 e janeiro de 1993 realizou-se o mestrado no ITA, junto ao Departamento de Microondas e Eletroóptica da Divisão de Engenharia Eletrônica e Computação, sob orientação do Prof. Dr. José Edimar B. Oliveira. A tese teve como título: “Análise do Interferômetro Mach-Zehnder com Controle Acústico-Eletro-Óptico”, no qual se desenvolveu um sistema de ajuste de fase de sinal óptico através de interferometria heteródina, com o auxílio de célula Pockels de niobato de lítio e de célula Bragg isotrópica operando em 40 MHz. Essa tese ganhou o Prêmio Unibanco de melhor tese da Divisão de Engenharia Eletrônica do ITA, no ano de 1993.

O candidato retornou do mestrado e retomou suas atividades no DEE em meados de 1993, e, entre julho de 1993 e junho de 1996, desenvolveu a pesquisa de RDIDP intitulada “Implementação de um Interferômetro Óptico do Tipo Mach-Zehnder para Aplicações em Instrumentação e Sensores”, na qual se implementou a técnica de supressão de banda lateral única a fim de se controlar a fase de sinais ópticos, e também, para realizar medições de coeficientes eletroópticos de cristais uniaxiais (no caso, o niobato de lítio). Entretanto, em meio ao projeto, em agosto de 1994, obteve-se permissão para cursar o doutorado, também no ITA, no Departamento de Microondas e Optoeletrônica.

O principal interesse do doutorado, também orientado pelo Prof. Dr. José Edimar, se concentrou em dispositivos a base de óptica integrada objetivando-se modular a portadora óptica em sistemas de comunicação de alto desempenho (faixa de GHz). Propunha-se implementar moduladores eletroópticos integrados, beneficiando-se de cristais de niobato de lítio sintetizados na USP/São Carlos (Prof. Dr. Jose Pedro Andreeta), da infraestrutura dos Laboratórios de Microeletrônica (LME) da UPUSP (Prof. Dr. José Kléber Cunha Pinto) e de astrofísica do INPE (Prof. Dr. Eugenio Scalise Junior), e, com o projeto e coordenação realizados no ITA (projeto temático FAPESP, processo no. 90/4122-0) pelo Prof. Dr. José Edimar. A técnica originalmente selecionada para fabricar os guias ópticos, cuja célula básica era um interferômetro de Mach-Zehnder integrado, foi a difusão de titânio, um processo industrial oneroso (utiliza equipamentos multi-usuários, como metalizadoras por *sputtering*, *pattern generator*, etc.) e lento (consome entre 12 e 14 horas, em fornos com temperaturas superiores a 1000°C e com atmosferas de Argônio, Oxigênio, etc.). A parceria entre ITA e EPUSP foi viabilizada pela colaboração do Prof. Dr. José Kléber do LME. Na época, a manipulação dos equipamentos do LME só era permitida aos engenheiros de

produção da EPUSP, por se exigir longo tempo de treinamento operacional (as vezes, no exterior). Contudo, o candidato percebeu que a sala limpa do LME/EPUSP não era suficientemente adequada para aquele tipo de processo de produção: os fornos não eram usados exclusivamente para niobato de lítio (mas também com semicondutores a base de silício e germânio) e, com isso, inseriam contaminações prejudiciais ao chip óptico; o grau de limpeza da sala (que também era usada para fins didáticos) estava distante do necessário (em torno de 10 partículas por pé cúbico).

Diante das dificuldades assim impostas, deu-se preferência por prosseguir com a pesquisa no Instituto de Estudos Avançados (IEAv/CTA), onde o candidato passou a atuar como Pesquisador Colaborador Técnico-Científico entre fevereiro a dezembro de 1996, sob a supervisão do pesquisador (na época, ex-professor do ITA) André Luis Côrtes. Neste caso, porém, mudou-se totalmente o enfoque da produção do guia óptico de canal, passando-se da difusão de titânio em niobato de lítio em corte-Z, para troca de prótons em niobato de lítio em corte X, com o auxílio de ácido benzóico. Como vantagem, o processo de fabricação do guia óptico passou a ser muito mais rápido (formação do guia em torno de 15 min, seguido de 3 horas de *annealing*) e barato. Concomitantemente, o próximo projeto de RDIDP proposto na UNESP, previsto para julho de 1996 e junho de 1999, foi intitulado: “Análise e Projeto de Moduladores Eletro-Ópticos Integrados”.

Antes de 1996, vários grupos de pesquisa recorriam à colaboração do antigo CPQd da Telebrás (Campinas, SP) para a fabricação das máscaras de guias ópticos e de eletrodos de modulação, e esta era a alternativa que o IEAv contava até então para a realização do seu projeto. Contudo, após 1996, o CPQd iniciou um processo de privatização, e, sua política de pesquisa passou a privilegiar o projeto de sistemas de comunicações ópticas comerciais, com a importação de seus elementos constituintes, em detrimento da pesquisa acadêmica de dispositivos e componentes fotônicos. Assim, foi necessário contratar os serviços do Centro de Tecnologia da Informação (CTI) de Campinas, o qual dispunha de sala limpa necessária à fabricação das máscaras para os canais ópticos e eletrodos de modulação. Na época, também foi contratada uma consultoria do CTI para a construção de uma sala limpa no próprio IEAv, no entanto, tal sala demandou aproximadamente uma década para entrar em operação. Guias ópticos do tipo *slab* e canal foram fabricados e linhas M (do inglês, *M lines*) foram detectadas, sendo que tal procedimento para o guia de canal foi uma realização inédita na época. Contudo, ainda era necessária executar as etapas de transferência de padrão dos guias nas configurações de Mach-Zehnder e de acoplador direcional para o substrato de niobato de lítio, bem como, a deposição do *buffer layer* e o encapsulamento do chip óptico. Ambas as tarefas foram finalizadas pelo pesquisador do IEAv, André Côrtes, alguns anos depois, sendo a primeira em colaboração com o Laboratório de Sistemas Integráveis (LSI) da USP e, a segunda, com o auxílio do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). No entanto, ao longo do processo

ficou evidente a carência de modelamento matemático rigoroso dos moduladores operando em frequências de microondas, o qual envolve: análise dos efeitos da anisotropia do substrato cristalino, da modulação eletroóptica resultante da interação entre os campos gerados por eletrodos planares (guias de ondas do tipo CPS ou CPW, a base de filmes finos) e o modo óptico guiado em guia de canal difundido, dos problemas de descasamentos de velocidades entre os sinais óptico e de modulação, do descasamento de impedâncias entre os geradores (e cargas) com o acesso de entrada (saída) do dispositivo a ondas caminantes, do problema da assimetria da largura dos eletrodos, do efeito do *buffer layer* e de substratos suspensos sobre camadas de ar, da influência do invólucro metálico, dentre outros (Kitano, 2001). Mesmo que o dispositivo do IEAv satisfizesse a operação em baixa frequência, operando segundo o princípio de circuito concentrado, dificilmente seria competitivo com os produtos fabricados por empresas internacionais como, por exemplo, a antiga Lucent Technologies (40 Gbits/s), operando como circuito distribuído (modulador por ondas caminantes).

O fim dessa parceria ocorreu ao final de 1996, quando uma pane elétrica danificou vários dos equipamentos do CTI (devido a um *blackout* originado pela usina hidroelétrica de Itaipu), os quais, demandavam a vinda de técnicos especializados do exterior a fim de repará-los. Diante do cenário desfavorável naquele momento, o candidato (com anuência de seu orientador) optou, no início de 1997, por abandonar completamente as atividades de fabricação dos chips ópticos, e iniciar um novo projeto de tese, agora envolvendo a pesquisa de ferramentas numéricas para o projeto de moduladores eletroópticos em óptica integrada. O campo modulador foi analisado pela método de abordagem de domínio espectral (ADE), o campo óptico foi modelado heurísticamente por uma equação de onda usada regularmente em física quântica, e, a interação eletroóptica, através da teoria de modos acoplados. Começando por reproduzir resultados numéricos de artigos seminais sobre o método de ADE, datados de 1973, obteve-se capacitação para se atingir o estado da arte do assunto no final de 1997. Em 1998, o candidato começou a publicar em congressos os primeiros resultados originais da nova pesquisa. Em setembro de 1998, o interessando realizou seu Exame Geral de Qualificação no tema.

Contudo, o afastamento do candidato cessou em agosto de 1998, retomando-se as atividades didáticas e administrativas na FE-IS sem, no entanto, ter concluído a tese. Com o acúmulo de trabalho, a tese somente pode ser concluída em fevereiro de 2001, sendo intitulada “Aplicação da Abordagem de Domínio Espectral para Análise de Moduladores Eletroópticos Integrados” (Kitano, 2001). As principais contribuições do trabalho foram desenvolvidas nesse período na FE-IS, e envolvem: a determinação da conformação espacial do campo modulador, gerado por distribuição assimétrica de eletrodos planos, recorrendo-se ao método de imagens, e, explorar o efeito da

orientação arbitrária dos eixos cristalinos (usando ângulos de Euler) do substrato anisotrópico objetivando melhorar o desempenho do modulador.

A partir do doutorado, e devido ao fato do candidato já estar na UNESP há mais de 10 anos, não houve mais a necessidade de se submeter projetos trienais de RDIDP e com tutela de orientadores. Em novembro de 2001, o candidato foi credenciado para o Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - PPGEE, na Área de Concentração “Automação”.

Entretanto, sendo o docente o único elemento que trabalhava com optoeletrônica na FE-IS, e, sendo o curso de pós-graduação do DEE ainda recente (o mestrado foi criado em junho de 1992, e, o doutorado, em 1999) e voltado à formação de profissionais com capacitação em automação, não se encontrou recursos humanos (ex-alunos da FE-IS ou de outras IES) especializados em telecomunicações (com forte formação em fenômenos abrangendo óptica ou microondas) que possibilitasse a implantação de pesquisas em óptica integrada. Assim, optou-se por investir na orientação de dissertações e teses na área de instrumentação eletrônica, em particular, envolvendo-se interferometria óptica. Uma vez definida essa questão, investiu-se na infraestrutura do Laboratório de Optoeletrônica - LOE que, no início, herdou recursos de professores que, no passado, trabalhavam com espectroscopia óptica na UNESP. Com o auxílio de equipamentos da graduação e de outros professores do DEE, foram gerados resultados que permitiram as primeiras publicações em periódicos. Estes, por sua vez, forneceram subsídios para a aprovação de projetos financiados pela FAPESP e CNPq, permitindo a aquisição de equipamentos que hoje suprem o LOE. Somente no ano de 2014, quando o grupo de alunos do LOE efetivamente adquiriu expressivo volume e robustez, e, com a consolidação da linha de pesquisa em optoeletrônica na FE-IS, é que o candidato retomou ao assunto de sua tese de doutorado (óptica integrada), orientando alunos mais amadurecidos no tema, no nível de doutorado. Além disso, devido ao seu envolvimento pregresso com instrumentação eletrônica, em espectroscopia piroelétrica e fotoacústica e em propagação de ondas elásticas em sólidos, parcerias foram estabelecidas com grupos externos: Departamento de Física da UFMS (ondas térmicas), e internos à FE-IS: Laboratório de Ultrassom da FE-IS (ondas elásticas guiadas), o Laboratório de Instrumentação (medição de raios-X), Laboratório de Hidrologia e Hidrometria (*roll waves*), dentre outros.

1.2 Atividades de Ensino

Desde 1987, o candidato ministrou cerca de 12 disciplinas diferentes para o curso de graduação em Engenharia Elétrica.

- a) Pela primeira estrutura curricular (1977 e 1988): Medidas Elétricas – Teoria e Laboratório (3 cursos), Eletrônica Industrial – Teoria e Laboratório (4 cursos), Proteção dos Sistemas Elétricos de Potência – Teoria (1 curso);
- b) Pela segunda estrutura curricular (1989 e 2004): Princípios de Comunicação – Teoria e Laboratório (10 cursos), Instrumentação Eletrônica II (optativa) – Teoria e Laboratório (1 curso), Ondas e Linhas de Transmissão (optativa) – Teoria (1 curso), Processamento Digital de Sinais – Teoria (4 cursos), Fundamentos de Eletroóptica – Teoria (optativa) (3 cursos), Introdução a Fibras Ópticas (optativa) – Teoria (1 curso), Eletrônica II – Teoria e Laboratório (7 cursos);
- c) Pela terceira estrutura curricular (2005 e atual): Ondas e Linhas de Comunicação – Teoria (15 cursos), Eletrônica I (fusão de Eletrônica I e 50% de Eletrônica II do currículo anterior) – Teoria e Laboratório (3 cursos), Eletrônica I – Teoria (3 cursos), Eletrônica II (fusão de 50% de Eletrônica II e Eletrônica III do currículo anterior) – Teoria e Laboratório (3 cursos), Eletrônica II – Teoria (4 cursos), Princípios de Comunicação – Teoria e Laboratório (1 curso), Princípios de Comunicação – Teoria (1 curso).

O candidato orientou 3 alunos de Iniciação Científica com bolsa (PIBIC e PIBITI), 3 alunos de Iniciação Científica sem bolsa, 18 trabalhos de graduação (TG), 7 bolsistas do PET, 23 estágios curriculares, 5 bolsistas BAAE I (auxílio financeiro para alunos carentes) e 3 bolsistas BAAE III (monitoria de disciplina). O interessado acompanhou várias visitas técnicas de alunos do DEE a empresas, eventos e instituições externas. Atualmente, o docente orienta 1 IC PIBIC, 1 TG, 1 BAAE I e 1 BAAE III. (Somente as atividades em que se localizaram os comprovantes a tempo constam do Memorial.)

No curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, foram ministrados 4 disciplinas diferentes: Sensores a Fibras Ópticas (atualmente chamado de Sensores Ópticos) (3), Ondas e Linhas de Comunicação (1), Fundamentos de Optoeletrônica (atualmente chamado de Optoeletrônica) (6) e Ondas Acústicas - Princípios e Aplicações (1). O candidato concluiu a orientação de 11 dissertações de mestrado, co-orientou 3 mestrados e orientou 3 teses de doutorado. Atualmente, orienta 5 doutorados no PPGEE e co-orienta 1 doutorado no PPGEM (Engenharia Mecânica).

1.3 Atividades de Extensão

Entre 1987 e 1994 foram oferecidos diversos cursos de formação de técnicos da CESP, no formato de atividade concomitante remunerada, via Fundação para o Desenvolvimento da UNESP – FUNDUNESP. Foram ministrados cursos de Eletrônica Básica (12), Eletrônica Digital I (5),

Eletrônica Básica Aplicada II (1), Instrumentação Analógica e Digital (1) e Eletrônica Básica Aplicada a Relés de Proteção (1). Coordenou-se cursos de Eletrônica Básica (4), Eletrônica Digital I (3), Instrumentação Analógica e Digital (1) e Eletrônica Básica Aplicada a Relés de Proteção (1). Pareceres técnicos remunerados (3) e não remunerados (2) foram emitidos para a Fundação de Ensino, Pesquisa e Extensão de Ilha Solteira - FEPISA. O candidato foi Cotutor do Grupo PET/Elétrica entre 2002 e 2005, na gestão do Prof. Dr. José Paulo Garcia Fernandes, e Colaborador Direto na gestão do Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho. Foram proferidas diversas palestras e mini-cursos em eventos da FE-IS como, por exemplo, Semana da Engenharia, Encontro de Cipeiros e grupo PET.

1.4 Atividades Administrativas

O candidato participou como membro titular de comissões eletivas do DEE e da FE-IS:

- a) Conselho de Departamento de Engenharia Elétrica (anos 2015, 2011, 2009, 2003)
- b) Conselho de Curso de Graduação em Engenharia Elétrica (2013)
- c) Vice-Chefe do Departamento de Engenharia Elétrica (2005).

De 10/2003 a 08/2005 atuou como substituto eventual da Chefia do DEE. Além disso, atuou como membro suplente do Conselho de Curso de Graduação em Engenharia Elétrica (2015), do Conselho de Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (2013, 2010, 2007, 2002) e do Conselho do Departamento de Engenharia Elétrica (2013). No segundo semestre de 2002 e ao longo de todo ano de 2009 atuou como membro efetivo do Conselho de Curso de Pós-Graduação, por ocasião de afastamento temporário do titular.

O docente participou de 39 comissões não eletivas do DEE e da FE-IS, nomeadas por portarias da Chefia do Departamento ou da Direção da Unidade. Em particular, atuou como Coordenador do Laboratório de Ensino do Departamento de Engenharia Elétrica em 2008, 2001, 1999, 1993 e 1990. Participou de 7 bancas de Concursos Públicos para contratação de docentes, professores substitutos e funcionários.

1.5 Atividades de Pesquisa

Após sua graduação, o candidato concentrou sua pesquisa na área de óptica e optoeletrônica e voltados à Instrumentação Eletrônica, sendo este o Grupo de Pesquisa (registrado no CNPq e na Pró-Reitoria de Pesquisa da UNESP) ao qual pertence. Como dito em parágrafos anteriores, entre 1987 e

1990, se envolveu com espectroscopia piroelétrica e fotoacústica, o que viabilizou uma orientação de doutorado em tema envolvendo ambos os assuntos em 2014. Após 1991, sua área de interesse se concentrou principalmente em optoeletrônica, sendo sua tese de mestrado dedicada à interferometria laser. Nesse trabalho, analisou-se o efeito eletroóptico e a célula Pockels, o que permitiu suas aplicações em medidores de tensões elétricas elevadas nos anos posteriores (após 2006). No mestrado, trabalhou-se com um interferômetro Mach-Zehnder heteródino, operando em 40 MHz, utilizando uma célula acústico-óptica (Bragg *cell*). O estudo de ultrassom, necessário àquela pesquisa, viabilizou o desenvolvimento de atividades com ondas de Lamb em anos recentes (2014 e 2015); a cooperação com o grupo de Ultrassom do DEE se tornou prática regular a partir de 2005.

Ao iniciar suas atividades de orientador no PPGEE (em 2001), o candidato implantou o LOE e estabeleceu a interferometria homódina como principal tema de pesquisas. Na época, este tópico pareceu ser o mais identificado com o enfoque geral do PPGEE, voltado para “automação”, e com os demais grupos de pesquisas de seu corpo docente. Vários métodos inéditos de detecção de fase óptica foram propostos, usando interferômetros de Michelson, recursos de plataformas de aquisição de dados e técnicas de processamento analógico/digital de sinais. Aplicações na medição de deslocamentos microscópicos gerados por atuadores piezoelétricos flexensionais (APF) têm constituído a principal frente de trabalho.

Mais recentemente (2014), o candidato também tem orientado pesquisas de doutorado na área de sua própria tese, ou seja, em óptica integrada. Trabalhos envolvendo o método de abordagem de domínio espectral, bem como, vários outros métodos numéricos, estão em andamento.

Nos próximos capítulos, ênfase especial será dedicada à descrição das atividades do candidato na pesquisa e na pós-graduação após o seu doutorado. No capítulo 2, discute-se o problema da interferometria óptica e suas aplicações à caracterização de APFs e à medidores de tensões elétricas elevadas. No capítulo 3, descrevem-se algumas contribuições advindas de orientações de alunos de graduação, mestrado e doutorado na área de interferometria laser, realizados a partir de 2001. Trabalhos envolvendo outras técnicas ópticas são descritas no capítulo 4. Atividades de cooperação com outros grupos de pesquisa, internos e externos a FE-IS, são descritos no capítulo 5. No capítulo 6, apresentam-se as pesquisas que estão sendo desenvolvidos atualmente, e discutem-se trabalhos futuros e outros temas de interesse.

Capítulo 2

O Problema da Interferometria Óptica

A proposição de novos métodos de detecção de fase óptica através de interferometria laser é a principal linha de pesquisas conduzida pelo candidato a LD após o seu doutoramento, a partir da qual foi obtida a maioria das contribuições em termos de formação de recursos humanos e de publicações. Ênfase é dada às aplicações envolvendo a caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais (APF), através de interferômetros de Michelson (ou Michelson modificado), bem como, à medição de tensões elétricas elevadas, através de sensor óptico de tensão a base de efeito eletroóptico.

2.1 Atuadores Piezoelétricos Flexensionais

Como é bem conhecido, o efeito piezoelétrico direto refere-se à geração de uma distribuição de cargas elétricas e, conseqüentemente, de uma diferença de tensão entre as superfícies de uma amostra, quando essa é submetida a uma deformação mecânica (Cady, 1946). Por outro lado, no efeito inverso, ocorre a deformação da amostra quando submetida a uma tensão ou campo elétricos. O efeito piezoelétrico inverso tem sido amplamente empregado na implementação de atuadores mecânicos utilizando-se, por exemplo, cristais como o quartzo, niobato de lítio, etc. (Kino, 19787), bem como, cerâmicas como o PZT (titanato zirconato de chumbo) e outras (Rosenbaum, 1988). Em geral, os piezocristais são desejáveis em operações de altas frequências (MHz e acima), enquanto as piezocerâmicas são adequadas para frequências mais baixas (até centenas de kHz). Em certas aplicações, onde se opera com elevada razão de aspecto, como na indústria de microeletrônica (para o posicionamento de máscaras) ou em microscopia de varredura (para o posicionamento de amostras), é importante que um tal atuador possua elevada faixa dinâmica, a fim de gerar

deslocamentos que vão desde picômetros até micrometros, ou mais (Devasia, et al., 2007). Na área de manipulação celular (injeção intracitoplasmática) ou de microcirurgias, é desejável se operar ferramentas na faixa de micrometros, mas com resolução de nanometros (Bergander et al., 2003).

No caso particular do PZT, a deformação da piezocerâmica é relativamente pequena, o que proporciona boa resolução e eficiência na nanoescala, porém, não pode ser usada diretamente como um atuador na faixa superior a centenas de micrometros, a menos que tensões elevadas sejam utilizadas, ou então, que se opere o dispositivo em sua frequência de ressonância mecânica. Neste último caso, podem ocorrer problemas de largura de banda e linearidade reduzidas. Para esse fim, frequentemente são empregados mecanismos amplificadores em conjunto com as piezocerâmicas, a fim de converter uma pequena deformação induzida num deslocamento maior de saída, o qual pode ser usado em aplicações práticas com pequenas tensões de alimentação (Leletty *et al.*, 2003; Dogan *et al.*, 1997). Mecanismos flexíveis a estado sólido, do tipo solidário com a piezocerâmica (*compliant mechanism*), são usados regularmente para esta função, com o objetivo de se evitar perdas, como ocorre com mecanismos convencionais usando-se pinos, juntas e/ou dobradiças. Um atuador muito eficiente e com mecanismo amplificador solidário, corresponde ao atuador piezoelétrico flexensional, como os investigados na pesquisa do candidato.

Neste texto (embora não seja regra geral), a terminologia APFMA refere-se tanto aos atuadores piezoelétricos flexensionais que contenham uma única piezocerâmica (algumas vezes designados simplesmente por APF), quanto aos atuadores piezoelétricos flexensionais multiatuados (por duas ou mais piezocerâmicas), como os nanoposicionadores/deslocadores XY. Nas pesquisas, os APFMAs foram projetados e manufaturados pelo Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP - EPUSP (Silva *et al.*, 2003; Silva & Kikuchi, 2000; Carbonari et al., 2009; Carbonari et al., 2007; Carbonari *et al.*, 2005), com o qual o candidato mantém vínculo de cooperação desde 2005.

Novos modelos de APFs têm sido desenvolvidos na EPUSP usando-se a técnica de otimização topológica, um método de projeto computacional que combina um algoritmo de otimização e o método de elementos finitos, para satisfazer um compromisso entre grandezas antagônicas como deslocamento e força, flexibilidade e rigidez, etc., a fim de se encontrar a topologia ótima das partes mecânicas. Na Figura 1, ilustram-se seis exemplos de APFs utilizados nas pesquisas do candidato, consistindo essencialmente de uma piezocerâmica de PZT fixada a uma estrutura metálica flexível, a qual proporciona tanto amplificação quanto conversão da direção dos deslocamentos (de extensional para flexural). Todas as piezocerâmicas (PZT-5A, *American Piezoceramics*) dos APFs são polarizadas na direção da menor dimensão, a qual é designada como

direção 3. Os eletrodos para alimentação estão depositados sobre as faces no plano transversal 1-2. As piezocerâmicas são coladas com resina epóxi às estruturas flexíveis de alumínio, e manufaturadas pela técnica de eletro-erosão a fio (EDM - *Electrical Discharge Machining*). Os APFs das Figura 1(a) e 1(b) são constituídas por piezocerâmicas de dimensões $30\text{ mm} \times 14\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ na direções 1, 2 e 3, respectivamente. A piezocerâmica da Figura 1(c) tem dimensões $30\text{ mm} \times 13\text{ mm} \times 3\text{ mm}$, a da Figura 1(d) tem dimensões $30\text{ mm} \times 14\text{ mm} \times 5\text{ mm}$, e, a da Figura 1(e) tem dimensões $30\text{ mm} \times 14\text{ mm} \times 1\text{ mm}$, nas direções 1, 2 e 3, respectivamente.

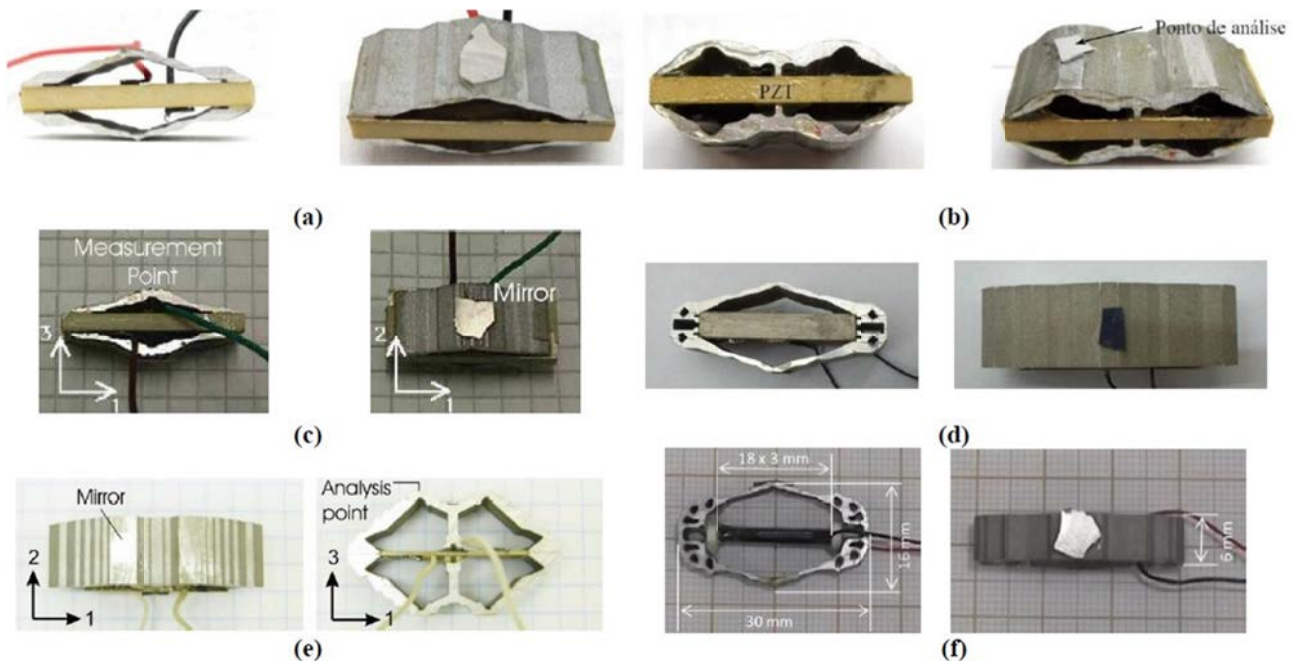


Figura 1 – Protótipos de atuadores piezoelétricos flexionais. (a) e (c) Abertos, com dois pontos de medição (em cima e embaixo). (b) e (e) Fechados com quatro pontos de medição. (d) e (f) Fechados com dois pontos de medição.

Quando se deseja a geração de deslocamento maior que o convencional, mas aplicando-se tensões muito baixas (tipicamente abaixo de 10 V), sugere-se a utilização de atuadores piezocerâmicos em multicamadas, baseados em pilhas de piezocerâmicas. A porção ativa do atuador consiste de uma pilha de discos piezocerâmicos separados por eletrodos metálicos delgados. Os elementos em pilha podem suportar forças elevadas e exibem valores de rigidez muito superiores aos convencionais. A pilha se beneficia do movimento axial, ou seja, a principal contribuição é devido ao coeficiente piezoelétrico d_{33} (Rosenbaum, 1988). A explicação para geração de grandes deslocamentos é que todos os discos estão eletricamente associados em paralelo, e assim, a tensão aplicada à pilha é igual à tensão aplicada a cada elemento individual. Portanto, a tensão máxima de operação é proporcional à espessura dos discos. No atuador mostrado na Figura 1(f), propôs-se acoplar uma pilha de piezocerâmicas a uma estrutura flexível em monobloco, objetivando-se obter um APF capaz de gerar deslocamentos maiores ainda. A pilha de piezocerâmicas tem um comprimento total de 18 mm, composta por diversos discos de 100 μm de espessura e 2 mm de

diâmetro. A pilha é colada à estrutura de alumínio com resina epóxi.

Os deslocamentos nos APFs das Figuras 1(a), 1(c), 1(d) e 1(f) decrescem do centro da estrutura metálica, onde um deslocamento máximo é observado, para as bordas, onde o deslocamento é igual ao da piezo cerâmica (ou pilha) isolada. Cada APF das Figuras 1(b) e 1(e) apresenta deslocamento máximo em quatro pontos a meio caminho entre a borda e o centro, local onde o deslocamento é nulo. Ao contrário dos APFs em estruturas bipartidas das Figuras 1(a), (b) e (c), os protótipo das Figuras 1(d), (e) e (f) foram manufaturado com estrutura metálica em monobloco. Quando posicionado no interferômetro, cada APF (com exceção do atuador em pilha) foi fixado a um suporte através de 3 pontos, na direção perpendicular ao deslocamento a ser medido (direção 2), de modo que a piezocerâmica ficasse livre para vibrar nas demais direções (1 e 3).

Quando a estrutura metálica flexível, solidária ao APF, está em monobloco (fechada nas extremidades), a transmissão de deslocamento da piezocerâmica para o metal envolve dois tipos de ações: (i) um mecanismo de pressão entre as extremidades da piezocerâmica e a estrutura flexível, e (ii) um mecanismo de cisalhamento entre os eletrodos superior e inferior da piezocerâmica e a estrutura flexível. A presença da camada de epóxi entre a piezocerâmica e a estrutura flexível pode introduzir não linearidades no mecanismo de transmissão de deslocamento. O mecanismo de pressão tende a ser menos afetado pelo comportamento não linear da camada epóxi do que o mecanismo de cisalhamento e, portanto, a estrutura fechada não é afetada significativamente pelo epóxi. Por outro lado, nos atuadores com estrutura metálica bipartida (aberta nas extremidades), a transmissão de deslocamento, da piezocerâmica para a estrutura metálica, se deve principalmente ao mecanismo de cisalhamento na camada epóxi e, portanto, o comportamento do APF tende a ser mais afetado pela não linearidade da cola. Contudo, esta configuração é mais fácil de montar e não apresenta risco de curto-circuito entre os eletrodos da piezocerâmica, o que constitui uma vantagem significativa. Desde que o efeito da não linearidade da resina epóxi é difícil de ser modelada no projeto do APF e nas simulações com elementos finitos, a medição interferométrica dos deslocamentos gerados têm um papel muito importante nos testes de validação e desempenho.

O projeto de um APF é relativamente complexo e deve se levar em consideração a amplificação do deslocamento proporcionada pela estrutura flexível e a força produzida na direção do deslocamento de interesse (Carbonari *et al.*, 2005; Silva *et al.*, 2003; Silva & Kikuchi, 2000). Esses parâmetros podem ser otimizados se a estrutura for projetada para se obter flexibilidade e rigidez. Análises numéricas utilizando o software ANSYS permitem realizar uma modelagem dos dispositivos, levando-se em consideração todos os componentes da estrutura: a piezocerâmica, adesivos, formas de excitação, pontos de engastes, etc. O objetivo da otimização topológica é

determinar, através de adição e remoção de material no domínio fixo de projeto, a estrutura contínua que atenda a função objetivo especificada. Ou seja, a técnica avalia como variar os níveis de material, entre zero (ausência de material) até a unidade (presença de material), permitindo-se alguma relaxação (admitindo-se densidades intermediárias entre esses dois níveis), definindo-se assim um modelo contínuo de material. Informações detalhadas sobre este assunto podem ser encontradas em (Silva *et al.*, 2003; Silva & Kikuchi, 2000).

Por sua vez, um APFMA genérico (Carbonari *et al.*, 2009; Carbonari *et al.*, 2007; Carbonari *et al.* 2005) consiste de uma estrutura multi-flexível atuada por duas ou mais piezo cerâmicas, que maximizam movimentos de atuação ou forças em pontos pré-definidos do domínio como, por exemplo, nos nanoposicionadores XY mostrados na Figura 2. Novamente, cada piezo cerâmica (PZT-5A, American Piezoceramics) está polarizada ao longo de sua menor dimensão, a direção 3, e os eletrodos estão depositados sobre as faces no plano 1-2. As piezo cerâmicas são coladas com resina epóxi à estrutura flexível de alumínio e manufaturada pela técnica de EDM. A piezocerâmica na Figura 2(a) tem dimensões 20 mm × 5 mm × 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. Os pontos de medição (máximos valores de deslocamentos Δx e Δy) estão indicados na figura. A piezocerâmica na Figura 2(b) tem dimensões 6 mm × 5 mm × 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. Os pontos de medição estão no canto inferior direito da estrutura.

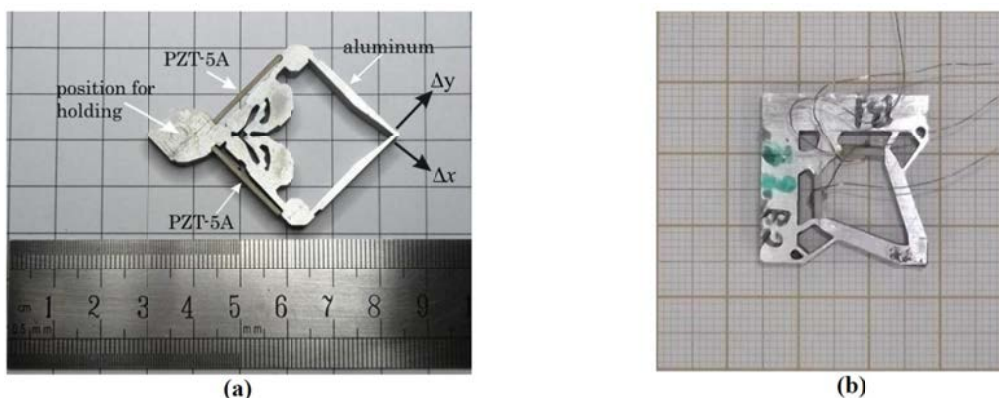


Figura 2 - Atuadores piezoelétricos flexionais com duas piezocerâmicas. (a) e (b) Deslocadores XY.

O projeto de um APFMA é ainda mais complexo que o do APF, pois envolve muitas piezo cerâmicas, com grande número de movimentos de atuação gerados pela aplicação de tensões elétricas nos vários elementos e, principalmente, devido ao acoplamento entre os movimentos, algo bastante crítico. Os movimentos acoplados são movimentos indesejáveis que surgem na estrutura e comprometem a eficiência do dispositivo. No projeto do APFMA também se utiliza o método de otimização topológica, principalmente, para se obter a melhor resposta para os movimentos gerados e a minimização dos movimentos acoplados. Uma discussão detalhada sobre o projeto desses

mecanismos pode ser encontrada em (Carbonari *et al.*, 2009; Carbonari *et al.*, 2007; Carbonari *et al.*, 2005).

Os nanoposicionadores XY da Figura 2 apresentam deslocamentos máximos em vértices específicos, onde o deslocamento na direção X, por exemplo, constitui o deslocamento gerado quando a piezocerâmica que se encontra na direção perpendicular for excitada. Neste caso, o deslocamento ortogonal Y constitui o deslocamento acoplado. Uma medida quantitativa do acoplamento entre os deslocamentos X e Y num nanoposicionador XY pode ser obtida pela seguinte expressão (Carbonari *et al.*, 2005):

$$S_{xy} = \Delta y_s / \Delta x, \quad (1)$$

na qual Δx é o deslocamento direto na direção X (o deslocamento gerado) e Δy_s é o deslocamento espúrio (deslocamento acoplado/cruzado) na direção Y. Consequentemente, é importante tentar diminuir S_{xy} durante o estágio de projeto do nanoposicionador XY (Carbonari *et al.*, 2007; Carbonari *et al.* 2005).

Cita-se que vários outros modelos (não mostrados nas Figuras 1 e 2) foram projetados e usinados pelo Grupo da EPUSP, e disponibilizados ao LOE. Como resultado das pesquisas, pretendeu-se executar a caracterização desses novos protótipos de atuadores, em termos de fatores de mérito como: linearidade do deslocamento gerado em relação à tensão elétrica aplicada, coeficiente de calibração (razão nm/V) ou coeficiente LLVS (do inglês *linear length-to-voltage sensisitivity*), da histerese, da faixa dinâmica de deslocamento linear, da resposta em frequência, determinação da largura de banda, frequências de ressonância, do fator de acoplamento (no caso de deslocadores XY), dentre outros. Com isso, se complementaria a linha de pesquisa do Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, envolvida principalmente com o projeto e fabricação desses dispositivos.

Em geral, excitam-se os dispositivos com tensão senoidal e se detectam as magnitudes dos deslocamentos de saída, desde que se opere dentro das faixas de linearidade entre a tensão elétrica aplicada e o deslocamento produzido. A análise de linearidade permite avaliar a amplificação provocada no deslocamento da piezocerâmica pela estrutura flexível de metal, possibilitando também verificar a deformação máxima e os limites de tensão elétrica de excitação, estabelecendo-se assim, um intervalo de resposta linear do deslocamento, normalizado em relação à tensão elétrica aplicada à piezocerâmica dos atuadores. A resposta em frequência possibilita avaliar suas frequências de ressonâncias, estabelecendo-se uma largura de banda em que um atuador apresenta uma resposta praticamente plana e para a qual pode operar no regime quase estático, abaixo da primeira frequência de ressonância.

2.2 Interferometria Óptica

O diagrama de blocos de um interferômetro de Michelson em óptica volumétrica encontra-se esquematizado na Figura 3: (a) Diagrama de blocos, (b) Exemplo de montagem experimental no LOE e (c) franjas de interferência projetadas sobre um anteparo.

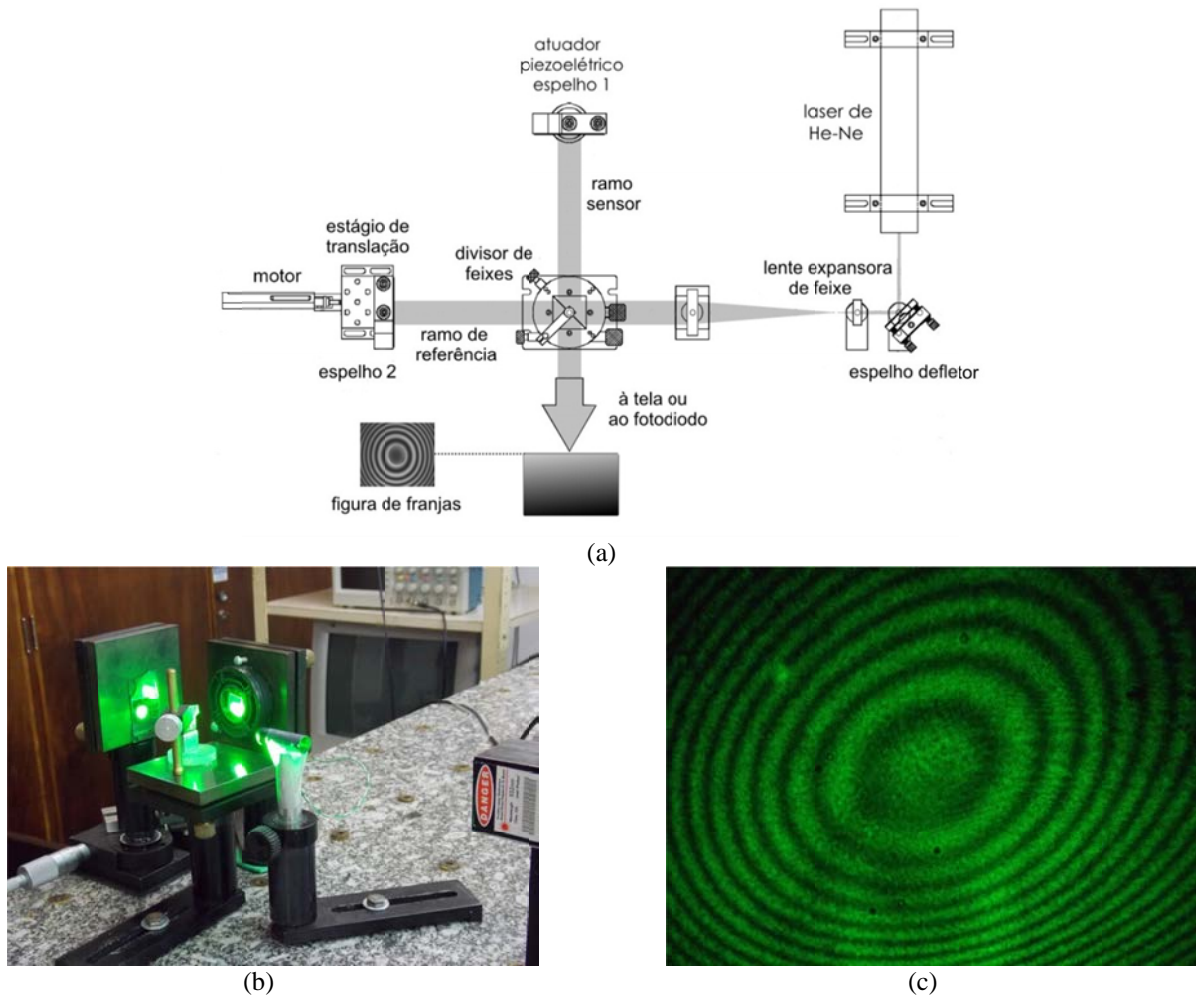


Figura 3 – Interferômetro de Michelson básico (usado no LOE para experiências demonstrativas). a) Esquema geral. b) Montagem experimental. c) Franjas de interferência.

Nessa aplicação em particular, o interferômetro está sendo usado para caracterizar um atuador piezoelétrico (um *bender*). Um divisor de feixes neutro, com razão 50/50, divide o feixe de laser em duas componentes, que constituem os dois braços do interferômetro. O feixe de referência e o feixe sensor são dirigidos para os espelhos fixo e móvel, respectivamente. O feixe sensor é refletido pelo espelho colado ao atuador e retorna ao divisor de feixes, sendo daí dirigido a um fotodetector. O feixe de referência é refletido pelo espelho fixo, retorna ao divisor de feixes e também é focalizado sobre o fotodetector. Sobre esse fotodetector os dois feixes são, portanto, superpostos. Quando um sinal de excitação elétrica [$V_{ext}(t)$, em volts] é aplicado ao atuador, um deslocamento mecânico [$\Delta L(t)$, em nm] será gerado, fazendo-o vibrar e modulando a diferença de fase entre os braços do

interferômetro [$\Delta\phi(t)$, em rad]. À medida que a amostra a ser caracterizada vibra longitudinalmente, a fase do feixe sensor varia em relação à do feixe de referência, causando movimento de franjas de interferência. Se o atuador estiver operando dentro de sua região linear, existe uma proporcionalidade direta entre a tensão elétrica aplicada $V_{ext}(t)$ e o desvio de fase óptica $\Delta\phi(t)$ gerado.

Quando os feixes de saída do interferômetro são superpostos sobre um fotodiodo, a tensão elétrica detectada, $v(t)$ medida em mV, exibe a seguinte forma geral (Udd & Spillman, 2011):

$$v(t) = A \{1 + F \cos[\Delta\phi(t) + \phi_0(t)]\} \quad (2)$$

sendo A (medida em mV) uma constante de proporcionalidade que depende da intensidade da fonte óptica (W/m^2), da responsividade de tensão do fotodetector (V/W) e do ganho do circuito de condicionamento de sinal (V/V). O fator F (adimensional) está relacionado à visibilidade de franjas, e ϕ_0 (radianos) é um deslocamento fase estático (em princípio) devido à diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro na ausência de sinal $\Delta\phi(t)$.

Se for possível mensurar a diferença de fase $\Delta\phi(t)$ a partir do sinal elétrico (2), a variação da amplitude de vibração do atuador é dada por (Udd & Spillman, 2011):

$$\Delta L(t) = [\Delta\phi(t) / 4\pi] \lambda \quad (3)$$

sendo λ o comprimento de onda da luz laser. Como λ , na faixa óptica, é muito pequeno (da ordem de 1 μm), percebe-se que uma variação de fase de apenas $\Delta\phi(t) = 1^\circ$ (a qual pode ser mensurada sem dificuldades usando instrumentos eletrônicos) corresponde a um deslocamento de $1,4 \times 10^{-9}$ m (isto é, 1,4 nanometro ou 14 Å), evidenciando a sensibilidade do interferômetro.

Definindo-se $\Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$ como a variação de fase total em (2), obtém-se

$$v(t) = A \{1 + F \cos \Delta\theta(t)\} \quad (4)$$

a qual dá origem à curva característica de entrada e saída do interferômetro [ou seja, o gráfico ($v \times \Delta\theta$)], tal qual as mostradas nos cantos superiores esquerdos das Figuras 4(a)-(d). Na ausência de sinal (ou seja, quando $\Delta\phi(t) = 0$), a derivada de (3) em relação à fase total $\Delta\theta$ resulta: $dv / d(\Delta\theta) = -AF \text{sen} \Delta\theta = -AF \text{sen} \phi_0$, e assim, quando $\phi_0 = \pi/2$ rad, tem-se uma inclinação máxima (em módulo) na curva característica. O mesmo ocorre para $\phi_0 = 3\pi/2$ rad. Quando o sinal $\Delta\phi(t) \neq 0$ for inserido em (3), como esquematizado na Figura 4(a) [para $\Delta\phi(t)$ senoidal e com amplitude $\Delta\phi(t) \ll 1$ rad], é conveniente manter a condição ϕ_0 constante e igual à aproximadamente $\pi/2$ rad, quando (2) opera em torno de sua região mais linear e de maior sensibilidade (maior inclinação).

Neste caso, o sinal de saída, $[v(t)]$ mostrado no canto superior direito da Figura 4(a)] é uma réplica proporcional ao sinal de entrada, $\Delta\phi(t)$ (a menos de um fator de fase de 180°). A operação na qual $\Delta\phi(t) \ll 1$ rad é denominada de modo de baixa profundidade de modulação.

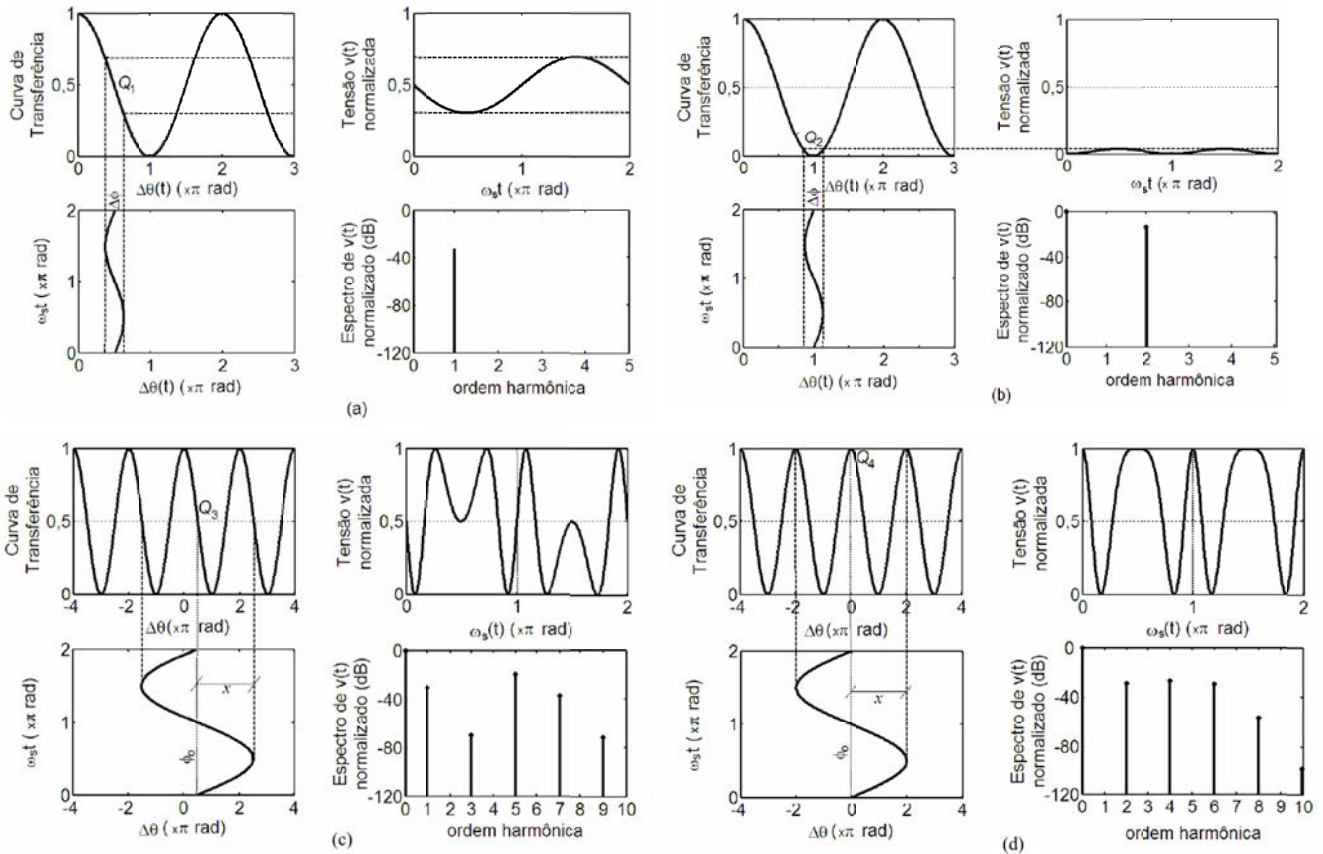


Figura 4 – Efeito de desvanecimento. (a) Para $x = 0,4$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ rad. (b) Para $x = 0,4$ rad e $\phi_0 = \pi$ rad. (c) Para $x = 2\pi$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ rad. (d) Para $x = 2\pi$ rad e $\phi_0 = 0$ rad (Marçal, 2008).

Na prática, contudo, devido às perturbações ambientais espúrias (turbulências de ar, flutuações de baixa frequência na temperatura e na pressão no local do interferômetro, bem como, vibrações externas, mesmo que imperceptíveis pelo operador do sistema), a diferença de fase ϕ_0 varia no tempo, dando origem ao efeito de desvanecimento (*fading*) do sinal de saída $v(t)$. Por exemplo, se ϕ_0 variar agora para $\phi_0 = \pi$ rad e o sinal $\Delta\phi(t)$ for mantido como antes, a forma de onda na saída apresenta amplitude muito pequena (além de grande distorção, com elevado conteúdo de 2ª harmônica), como mostrado na Figura 4(b). A operação neste valor de ϕ_0 , em princípio, seria inviável. Em vista desta discussão, costuma-se representar o termo ϕ_0 por $\phi_0(t)$, o qual oscila aleatoriamente na faixa de frequências abaixo de 5 Hz (tipicamente) em ambiente de laboratório.

Por outro lado, a operação na qual $\Delta\phi(t) > \pi/2$ rad é chamada de modo de grande profundidade de modulação (ou com multi-franjas), devido à grande quantidade de oscilações

presentes no sinal de saída, como mostrado no canto superior direito da Figura 4(c), para o caso $\phi_0 = \pi/2$ rad. Nesses casos são geradas versões bastante distorcidas do sinal de entrada, embora ainda preservem todas as informações sobre o mesmo (basicamente, tratam-se de sinais modulados em fase, que podem ser demodulados eletronicamente). Mantendo-se a mesma amplitude de entrada, mas agora variando ϕ_0 para o valor π rad, obtém-se o sinal de saída mostrado na Figura 4(d), o qual é bastante diferente do anterior, evidenciando a variação causada na saída pela mudança em ϕ_0 . Desta forma, o problema da interferometria óptica consiste essencialmente em se medir valores extremamente pequenos da fase $\Delta\phi(t)$, diante de grandes variações aleatórias de $\phi_0(t)$.

Várias técnicas de demodulação de fase estão disponíveis na literatura para medir $\Delta\phi(t)$: contagem de franjas (Von Martens, 1987), interferometria com luz branca (Yan et al., 2000), com dois comprimentos de ondas (Sasaki et al., 1991), com redes de Bragg (Gangopadhyay, 2004), polarimétrica (Varnham et al., 1983), intermodal em fibra óptica (Kumar et al., 2001), métodos baseados no espectro do sinal detectado (Sudarshanam & Srinivasan, 1989), interferômetro de quadratura (Koo et al., 1982), a técnica homódina ativa (Jackson et al., 1980), heteródina (Monchalin, 1986), pseudo-heteródina (Kersey et al., 1984), heteródina com múltiplos comprimentos de onda (Kim & Kim, 2004), heteródina sintética (Cole et al., 1982), para citar algumas. Cada método apresenta vantagens e desvantagens, cada qual sendo mais adequado para resolver uma classe específica de problemas, mas não todos.

Nas pesquisas do candidato, novos métodos de detecção de fase óptica foram propostos, em particular, os métodos homódinos desenvolvidos no domínio do tempo ou no domínio da frequência. Embora a maioria deles sejam particularizados para fins de medição de deslocamentos micro e sub-micrométricos em atuadores piezoelétricos, também podem ser adaptados para medição de ampla variedade de outras grandezas físicas. Como exemplo, cita-se a medição de tensões elétricas elevadas, assunto que o candidato também desenvolve em sua pesquisa.

2.3 Transdutores de Tensões Elevadas – Noções Gerais

Medições em sistemas de alta tensão têm sido realizadas tradicionalmente através de transformadores com núcleo de ferro ou transformadores capacitivos (ambos os transdutores denominados de Transformadores de Potencial ou TP). Atualmente, a utilização destes equipamentos nos modernos sistemas de energia elétrica encontram-se sob intensa revisão devido aos seus custos, implicações sobre segurança dos operadores e das instalações nas suas proximidades durante uma

falha, o tempo de instalação e as exigências de aterramento da subestação. Desde que os sistemas digitais, de controle e de proteção, foram introduzidos nos sistemas de energia elétrica, a capacidade de atuação diante de pequenos valores de tensão de saída dos transdutores, bem como, a mitigação dos efeitos de interferências eletromagnéticas, tornaram-se importantes.

Nos últimos anos, o setor de energia elétrica vem considerando as técnicas ópticas como alternativas adequadas para se medir alta tensão, em detrimento dos TPs convencionais (Rahmatian et al., 2002). São os chamados TPs ópticos, ou também, de transformadores ópticos de tensão (OVT - *Optical Voltage Transformers*) ou sensores ópticos de tensão (OVS - *Optical Voltage Sensors*). A utilização de fibras ópticas para transportar o sinal óptico de medição, para o interior e exterior do sensor de medição, isola eletricamente o observador do ambiente de alta tensão, e, isola as medições, das interferências eletromagnéticas (Bi & Li, 2012). Características atraentes de sensores ópticos são: bom isolamento elétrico e nenhuma susceptibilidade a interferências eletromagnéticas ao longo do enlace de transmissão que conecta o sensor à subestação, capacidade de controlar remotamente e de forma segura os sistemas de energia, medições mais precisas, possuem ampla faixa dinâmica, elevada largura de banda, são mais leves, sua manutenção é reduzida, além de possuir rápida resposta a transitórios (Leon et al., 2001). Algumas desvantagens dos TPs ópticos se devem essencialmente a obsolescência dos sistemas de proteção e medição, que atualmente ainda contam com equipamentos de diversas gerações, projetados para receber sinais analógicos de tensões mais elevadas. Neste caso, pode tornar-se necessária a utilização de conversores que amplifiquem estes sinais para níveis desejados, pois, os TPs ópticos geram sinais de saída bem abaixo dos aceitáveis pelos sistemas convencionais. Porém, com a natural modernização das subestações, esta desvantagem vem sendo gradativamente superada.

Na medição da tensão o sensor óptico geralmente é um dispositivo baseado no efeito Pockels, medindo-se uma fração da tensão de fase real, utilizando-se de um transformador de tensão capacitivo (Zhao et al., 2012). Deve-se enfatizar que o efeito Pockels refere-se às alterações nas propriedades ópticas (índice de refração) de certos cristais, tais como o niobato de lítio (LiNbO_3), na presença de campos elétricos externos. Assim, estes sensores são eminentemente sensores de campo elétrico e não de tensão elétrica propriamente dita, de modo que a relação entre a tensão aplicada e o campo elétrico deve ser previamente conhecida.

Os sensores ópticos de tensão CA têm sido amplamente estudados nas duas últimas décadas, e a maioria deles empregam cristais Pockels volumétricos como o elemento sensor no interior de uma configuração polarimétrica. Como já foi dito, as alterações nas propriedades do material óptico, chamados materiais eletro-ópticos, como resultado do campo elétrico circundante, podem ser

mensuradas, em vez de se medir diretamente a tensão. Esta técnica baseia-se no mecanismo através do qual o material rotaciona a polarização da luz transmitida. Um sensor de tensão típico geralmente é composto de um cristal eletroóptico, dois polarizadores e uma lâmina de quarto-de-onda, tal qual esquematizado na Figura 5. A quantidade de rotação da polarização depende da intensidade do campo elétrico associado à tensão que se deseja medir, $V_{ext}(t)$ em volts.

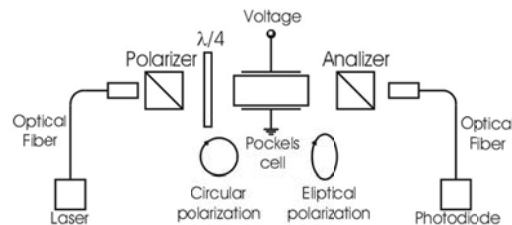


Figura 5 – Modulador eletroóptico em configuração de sensor óptico de tensão elevada (Martins et al. 2006).

No entanto, como a técnica polarimétrica é sensível a estímulos muito fracos, na prática, ela também padece do fenômeno de desvanecimento, particularmente, se efeitos de birrefringências naturais do cristal eletro-óptico estão presentes. Derivas de temperatura induzem deslocamentos aleatórios de fase óptica que introduzem incertezas ao deslocamento de fase verdadeiro, o que irá conduzir a flutuações no sinal de saída. Além disso, os efeitos de vibração mecânica no sistema causam uma indesejável modulação da intensidade da luz e, portanto, constituem uma fonte de ruído. Essas vibrações podem ser produzidas pelo circuito de operação do disjuntor, pelas condições ambientais ou pela interferência humana. Por conseguinte, o sinal detectado pode flutuar aleatoriamente em uma ampla faixa de magnitudes e durante breves períodos de tempo, devido aos agentes de perturbação.

Os desvios aleatórios podem ser rastreados e compensados para manter o funcionamento do sensor em regime de quadratura de fase óptica (Hui et al., 2013). No entanto, em várias aplicações, existe uma necessidade de um método simples e confiável de demodulação de fase. Novas técnicas de demodulação de fase aplicadas à área de interferometria óptica têm sido desenvolvidas na FEIS-UNESP, e que permitem mensurar a profundidade da modulação de fase dinâmica de forma bastante eficiente. Tais métodos proporcionam leituras lineares de deslocamentos de fase dinâmica nesses sistemas polarimétricos, independentemente da deriva aleatória de fase devido às flutuações de temperatura e pressão ambientes, às instabilidades da fonte óptica (laser) e às mudanças na visibilidade das franjas de interferência.

Em síntese, os TPs ópticos fornecem diversas alternativas para melhorar o desempenho dos sistemas de potência, visto que possuem grandes vantagens sobre os TPs convencionais. Dentre estas, porém, deve destacar uma em particular, a saber, suas elevadas larguras de banda (em

princípio, são capazes de operar até na faixa de MHz). Sabe-se que os transformadores de medição convencionais, baseados nos princípios eletromagnéticos, apresentam problemas com relação à suas respostas na presença de distorções harmônicas. Já os transformadores para instrumento ópticos têm apresentado excelente resposta, o que contribui significativamente para uma medição mais precisa destas componentes harmônicas. Amplo é o conhecimento das consequências decorrentes da presença de altos níveis de distorção harmônica, tanto de tensão quanto de corrente, nos elementos componentes dos sistemas de energia e nas cargas elétricas, cada vez mais sensíveis a tais distorções (Lima & Santos, 2010). A identificação da presença de componentes harmônicas, bem como sua quantificação, tem se tornado cada vez mais importante na avaliação da qualidade da energia elétrica. Conseqüentemente, toda técnica ou equipamento, que venha a contribuir com a quantificação dessas distorções, em qualquer nível de tensão ou corrente, devem ser consideradas.

2.4 Sensores Ópticos de Tensões Elevadas × Interferometria Óptica

A configuração clássica de modulador eletroóptico de intensidades (Yariv & Yeh, 1984), proposta na década de 1980 para sistemas de telecomunicações, pode ser empregada como sensor óptico de tensões (ou OVS) elétricas elevadas. Um diagrama esquemático desse sistema é mostrado em Figura 5. Uma célula Pockels a base de cristal de LiNbO_3 tem sido empregada no LOE, sendo que o campo elétrico externo que se deseja medir é aplicado através de eletrodos paralelos à direção do eixo Z desse cristal, e, o feixe de laser se propaga na direção Y. Uma fonte de luz é polarizada linearmente por um polarizador, e acopla os modos próprios de polarização, ordinário e extraordinário do cristal birrefringente, com iguais amplitudes na entrada do cristal. Os dois estados de polarização são equivalentes aos feixes de sinal e de referência de um interferômetro clássico, como o da Figura 3. Um deslocamento entre suas fases pode ser induzido e constitui uma função direta da tensão elétrica aplicada à célula Pockels. Contudo, como estados de polarização ortogonais não interferem entre si, emprega-se um segundo polarizador, orientado a 90° do primeiro (chamado de analisador), para trazer esses estados a um azimute comum tal que possam se interferir e produzir a variação de intensidade detectada na saída.

Coincidentemente, a curva característica de entrada-saída desse OVS exibe uma grande similaridade com a do interferômetro de dois feixes, (2), qual seja (Yariv & Yeh, 1984):

$$v(t) = A \sin^2 \frac{\Delta\theta(t)}{2} = \frac{A}{2} [1 - F \cos \Delta\theta(t)] \quad (5)$$

sendo $v(t)$ a tensão fotodetectada e $\Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$ a variação de fase relativa (também

chamada de retardo eletroóptico) entre os modos ordinário e extraordinário de propagação no cristal birrefringente. O fator A contém informação sobre a potência do laser, responsividade do fotodetector e ganho do sistema de aquisição de dados; ϕ_0 se refere a uma diferença de fase quase-estática entre os raios ordinário e extraordinário na célula Pockels, e, $\Delta\phi(t)$ é o desvio de fase relacionado à tensão elétrica a ser medida [ou seja, $V_{ext}(t)$]. Geralmente, o modulador é polarizado com um retardo de fase fixo e igual a $\pi/2$ rad, a fim de garantir a operação na condição de quadratura de fase sem a necessidade de um *bias* DC da ordem de vários kV (Yariv & Yeh, 1984), o qual é providenciado usando-se a lâmina de $\lambda/4$ mostrada na Figura 5.

Como se observa, existe grande similaridade entre as expressões (2) e (5), exceto pelo sinal algébrico (-) e pela visibilidade F , a qual se apresenta unitária no caso ideal. (Na prática, F pode ser menor que a unidade devido a pequenos erros de orientação dos eixos do cristal ou a desalinhamentos da montagem experimental.) Isto ocorre porque, o arranjo do modulador eletroóptico de intensidades pode ser interpretado como um interferômetro polarimétrico: ocorre interferência entre as componentes dos modos próprios polarizados elipticamente após passarem por um analisador (polarizador na saída do sistema). Com isso, a maioria dos métodos propostos para detectar fase em um interferômetro de dois feixes pode ser aplicada ao OVS. Contudo, uma característica interessante desse sistema é que a célula Pockels com eletrodos paralelos possui solução analítica, a qual pode ser deduzida a partir da teoria eletromagnética (Yariv & Yeh, 1984).

Os deslocamentos de fase estático e induzido são dados, respectivamente, por:

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L \quad (6)$$

e

$$\Delta\phi(t) = \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{L}{d} V_{ext}(t) \quad (7)$$

sendo que λ é o comprimento de onda, n_o e n_e são os índices de refração dos modos ordinário e extraordinário, respectivamente, r_{13} e r_{33} são coeficientes eletroópticos, L e d correspondem ao comprimento e a espessura da célula Pockels, respectivamente, e $V_{ext}(t)$ é a tensão aplicada (e que se deseja medir). Quando a célula Pockels é excitada com tensão senoidal, com amplitude V_{peak} e frequências angular ω_s conhecidas, o deslocamento de fase pode ser escrito como $\Delta\phi(t) = x \sin(\omega_s t)$, onde x é o índice de modulação (amplitude da variação de fase óptica realtiva). O valor de x é dado por:

$$x = \pi V_{peak} / V_\pi \quad (8)$$

onde V_π é a tensão de meia-onda da célula Pockels:

$$V_{\pi} = \frac{\lambda_0}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L} \quad (9)$$

O desvio de fase ϕ_0 em (6) é muito sensível a variações de temperatura, e $\partial\phi_0 / \partial(\Delta n)$ pode atingir valores de 10^6 rad em experimentos práticos. Por isto, neste texto, a fase quase estática ϕ_0 também será representada por $\phi_0(t)$, uma função que varia lenta e aleatoriamente no tempo. A aplicação de métodos de detecção de fase imunes ao desvanecimento é essencial, a fim de fornecer proteção contra efeitos de derivas de temperatura ambiente. Se isto for possível, a lâmina de $\lambda/4$ na Figura 5 pode ser dispensada, simplificando o sistema.

2.5 Revitalização do LOE com os Projetos de Pesquisas

Entre 2001 e 2012, a maior parte dos resultados da pesquisa no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) foi executada graças a pequenos projetos obtidos junto a FUNDUNESP (Fundação para o Desenvolvimento da UNESP), à infraestrutura herdada de antigos professores do DEE e que trabalhavam com espectroscopia fotoacústica, aos equipamentos do laboratório de ensino do Curso de Graduação em Engenharia Elétrica e ao Laboratório de Ultrassom (LUS), com o qual o candidato mantém parceria desde 2005. Uma melhoria significativa foi conseguida a partir de 2012 por meio de recursos financeiros obtidos por dois projetos de pesquisas:

1) Projeto de pesquisa FAPESP (Processo: 2012/01629-7)

Título: “Caracterização de novas famílias de atuadores piezoelétricos flexensionais e de atuadores piezoelétricos multi-atuados através de interferometria óptica”
 Vigência: 01/05/2012 a 30/04/2013
 Recurso: R\$ 55.613,00.

2) Projeto CNPq Universal (Processo: 478817/2012-6)

Título: “Desenvolvimento de novas técnicas de detecção interferométrica de fase aplicadas à caracterização de transdutores piezoelétricos”;
 Vigência: 12/11/2012 a 12/11/2015;
 Recurso: R\$ 29.014,00.

Além disso, contou-se com auxílios do Programa de Incentivo à Captação de Recursos (PICR), da Pró-Reitoria de Pesquisa da UNESP, que atribui uma porcentagem vinculada ao valor total de cada projeto captado externamente à UNESP, para fomentar pequenos gastos de custeio e material permanente. Considerando-se ambos os projetos, captou-se em torno de R\$ 6.000,00.

Atualmente, o LOE está equipado com sala escura e climatizada, mesa óptica de granito com isolamento sísmica, *bread-boards* metálicos (Newport), bancadas para experimentos elétricos e sala anexa com computadores e impressora laser. Tem boa quantidade de componentes ópticos (lasers, polarizadores, divisores de feixes polarizadores e neutros, lâminas de $\lambda/4$ e $\lambda/2$, espelhos, lentes, expansores de feixes, etc.), optoeletrônicos (fotodiodos PIN, células Pockels de LiNbO_3 , etc.), opto-mecânicos (estágios de translação X, Y e Z, rotação, *tilt*, etc.), eletrônicos (CI's de natureza variada, estação de solda digital, lupa de cabeça com iluminação) e utensílios gerais (micrômetro de precisão, ferramentas mecânicas, etc.). Tem disponíveis instrumentos de medição: osciloscópios digitais de 2 ou 4 canais (Tektronix), amplificadores *lock-in* (Stanford e EG&G), eletrômetro (Keithley), multímetros digitais (Minipa), sintetizadores de sinais (Tektronix), amplificadores para PZT (A A Lab Systems), placas de DSP's (*Texas Instruments* - eZdsp TMS320F28335 system kit; Piccolo MCU controlStick – *Evaluation Tool* TMS320C2000 *Microcontrollers*; Stellaris LM3S3748 *Evaluation Board* LM3S3748 ARM Cortex – M3 *Microcontroller*; e Stellaris Ethernet-Enabled *Intelligent Display Modules* LM3S6918 ARM Cortex – M3 *Microcontroller*), placas de aquisição de dados (MyRIO), microcontroladores (PIC, ATmega, Arduino), etc.

Vários tipos de interferômetros se encontram montados no LOE: Michelson, Mach-Zehnder e polarimétrico em quadratura de fases. Também está disponível um outro arranjo polarimétrico, usado para medição de altas tensões a base de célula Pockels, bem como acessórios como transformadores elevadores de tensão (saída na faixa de dezenas de kV), ponta de prova para medição de alta tensão (classe de 20 kV), etc. Em geral, utiliza-se como fonte óptica o laser de He-Ne ($\lambda = 633,8$ nm).

Por anos, os sinais interferométricos captados pelos fotodiodos foram adquiridos predominantemente por osciloscópio digital e enviados ao computador pela interface GPIB ou USB, onde eram processados no ambiente do MATLAB. Alternativamente, empregava-se o *single board computer Raspberry Pi-2*, um computador de dimensões reduzidas, onde é possível desenvolver o sistema já embarcado e a realização de medição em tempo real. Atualmente, as técnicas de detecção são processadas através do ambiente MATLAB ou SIMULINK, e implementadas digitalmente utilizando plataformas como a MyRIO (da *National Instruments*) através do software LabVIEW.

Capítulo 3

Pesquisas Envolvendo Interferometria Laser

Neste capítulo, são apresentadas descrições gerais dos artigos publicados em periódicos indexados, das publicações em eventos e das orientações concluídas. Como a maioria dessas publicações foi oriunda de teses, dissertações e trabalhos de IC orientados na FE-IS, julga-se que a melhor forma de se redigir este capítulo é descrever, em ordem cronológica (na medida do possível), cada uma dessas obras. Por falta de espaço, julga-se prudente expor os resultados das pesquisas na forma de narrativa, apresentando os problemas e explicando as respectivas soluções propostas na forma de texto, evitando-se ao máximo os pormenores matemáticos (os quais estão à disposição da Banca Examinadora a partir de cópias dos artigos, impressos e anexados aos demais comprovantes do Memorial).

3.1 Métodos de Detecção Desenvolvidos no Domínio da Frequência

A primeira dissertação orientada pelo candidato, intitulada “Interferometria Óptica Aplicada à Medição de Amplitudes de Vibração Nanométricas em Piezoatuadores Flexionais” ocorreu em 2004, e foi desenvolvida pelo aluno **José Vital Ferraz Leão** (Leão, 2004). Essencialmente, o trabalho teve o propósito de implantar a área de interferometria no LOE. Métodos clássicos como contagem de franjas (Von Martens, 1987), baixa profundidade de modulação de fase (Udd & Spillman, 2011), J_1/J_3 (Deferrari et al., 1967) e $J_1 \dots J_4$ (Sudarshanam & Srinivasan, 1989) foram testados. No geral, as aquisições de dados foram realizadas com o auxílio de osciloscópio digital, via interface GPIB-USB, com pós-processamento em MATLAB. Embora alguma contribuição tenha sido dada ao método de contagem de franjas por Leão (2004), introduzindo-se um aprimoramento que permitia executar a contagem de frações de franjas, a maior contribuição do trabalho se referiu à caracterização de APFs da EPUSP, algo ainda inédito na época.

O método de contagem de franjas também foi abordado por **Michele Nazareth da Costa** em seu Trabalho de Formatura na FE-IS (Costa, 2006). A aluna automatizou o processo e mediu microdeslocamentos em um transdutor do tipo *bender* extraído de um *tweeter* piezoelétrico, com o auxílio de um frequencímetro digital capaz de medir a quantidade de ciclos (franjas) por período do sinal de excitação de entrada (Pineda & Argote, 2000).

Um resultado interessante verificado por Leão (2004), aplicando-se o método de baixa profundidade de modulação, refere-se ao fenômeno de *tracking error* (Bergander et al., 2003): mesmo que um atuador seja alimentado por uma tensão elétrica $V_{ext}(t)$ de baixa frequência, porém, com forma de onda periódica não senoidal, corre-se o risco de alguma de suas harmônicas superiores, mesmo com amplitude aparentemente desprezível, inadvertidamente excitar uma grande ressonância mecânica do APF. Como resultado, o deslocamento mecânico produzido conterà uma oscilação indesejável superposta à forma de onda de interesse, cuja origem pode ser confundida com ruído ou interferência eletromagnética. Na Figura 6 ilustra-se um exemplo no qual se aplicou formas de ondas triangular de 1800 Hz (a) e 2800 Hz (b) ao APF mostrado na Figura 1(c). Em ambos os casos, uma forte ressonância mecânica do APF, em 24 kHz, também foi excitada (Leão, 2004).

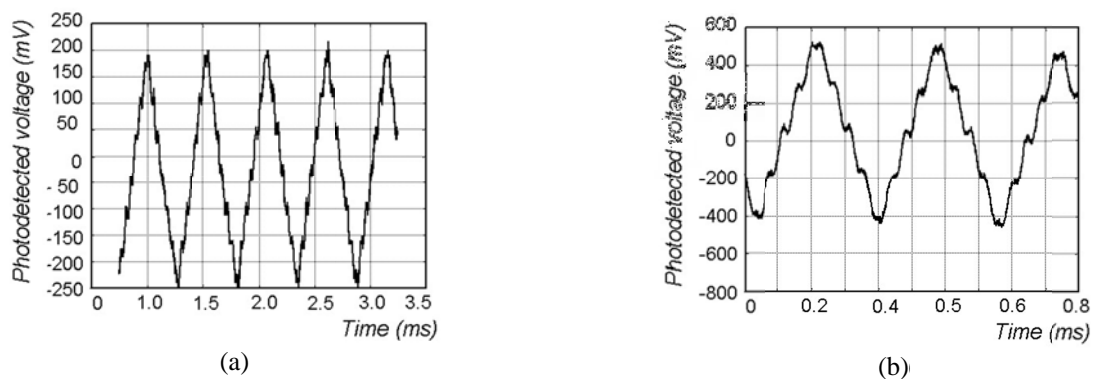


Figure 6 – Ocorrência do fenômeno de *tracking error* quando uma forma de onda triangular é excitada em 1800 Hz (a) e 2800 Hz (b) (Leão, 2004).

Outro resultado curioso obtido por Leão (2004) refere-se à resposta em frequência da admitância elétrica de entrada do APF da Figura 1(c), quando medida por analisador de impedância vetorial (Hewlett-Packard HP4192), entre DC e 70 kHz. Os resultados, ilustrados na Figura 7 (a) e 7(b), correspondem a respostas típicas desse tipo de APF. A ressonância em 49,2 kHz está associada à piezocerâmica isolada, enquanto as ressonâncias em 24,2; 32 e 52,7 se devem à estrutura flexensional global. Contudo, na faixa de baixas frequências, percebem-se pequenos picos, os quais são mais evidentes no espectro de fases.

De fato, a vista em detalhe mostrada na Figura 8(a) revela a ocorrência de múltiplas ressonâncias, as quais não são previstas na etapa de projeto e verificação com o software ANSYS. Um fato importante, é que todas as ressonâncias importantes podem ser confirmadas com o

interferômetro [Figura 8(b)], em particular, as de baixa frequência (como a que está em 4,8 kHz), que se apresentam de forma mais evidente quando se utiliza esta técnica de medição. Ao longo dos últimos 10 anos, essas micro ressonâncias vêm sendo observadas na maioria dos APFs e APFMAs, utilizando-se os mais variados métodos de detecção interferométricos sem, no entanto, se encontrar uma explicação razoável para suas existências (nem mesmo pelo Grupo da EPUSP). Uma possível interpretação do fenômeno será discutida adiante.

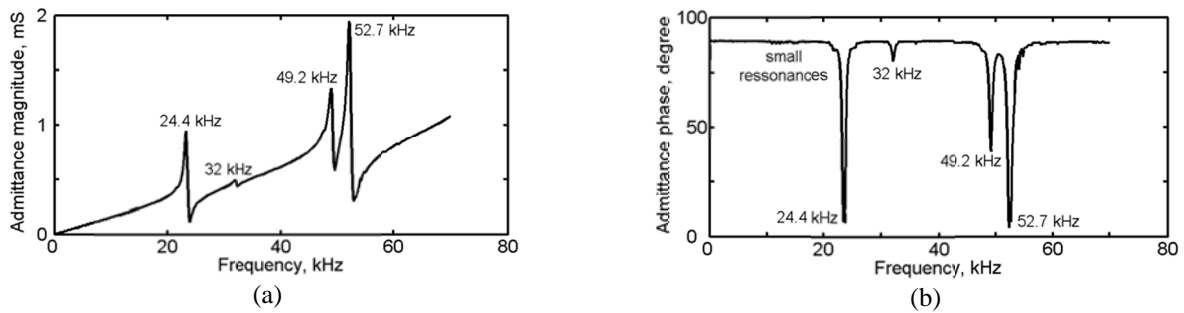


Figura 7 - Curvas de admitância elétrica medidas com o analisador de impedâncias vetorial. (a) Magnitude versus frequência. (b) Fase versus frequência (Leão, 2004).

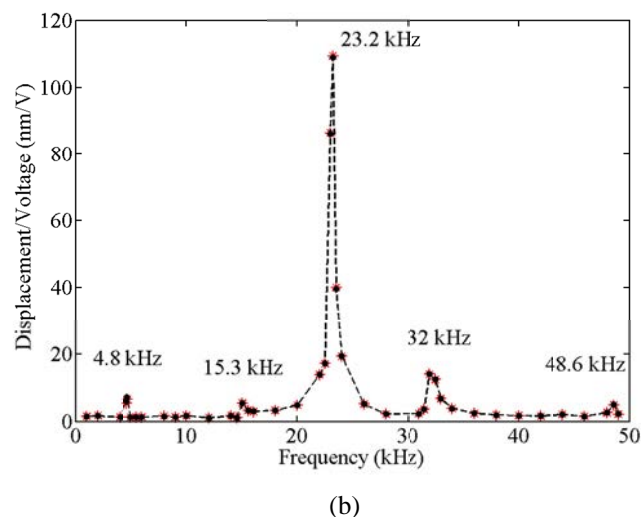
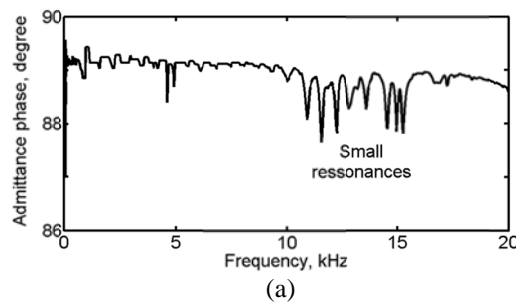


Figura 8 – Resposta em frequência do APF da Figura 1(c). (a) Espectro de admitância obtida pelo analisador de impedâncias, na região de baixas frequências. (b) Espectro de deslocamento obtido com o interferômetro de Michelson (Leão, 2004).

Os resultados descritos acima foram publicados alguns anos após a defesa de Leão (2004) (coautor) por L. A. P. Marçal (cuja Tese de Doutorado será discutida a seguir), em:

- a) Marçal et al., 2007c (IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements);

- b) Marçal et al., 2005a (Proceedings of the IMTC 2005);
- c) Marçal et al., 2005b (Proceedings of the Inter Noise 2005).

Nos artigos acima foram usados métodos espectrais como J_1/J_3 , $J_1...J_4$ e $J_1...J_6$, os quais são descritos a seguir. Quanto o sinal de excitação dos transdutores (APF ou OVS) varia harmonicamente no tempo, então, a fase induzida assume a forma $\Delta\phi(t) = x \sin(\omega_s t)$, e assim, é conveniente reescrever (2) ou (5) em termos de série de Fourier (Sudarshanam & Srinivasan, 1989):

$$v(t) = A \left(\frac{1}{2} + F \left\{ \frac{Q}{2} J_0(x) - P \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin[(2n-1)(\omega_s t)] + Q \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos[2n(\omega_s t)] \right\} \right) \quad (10)$$

sendo $Q = \cos \phi_0(t)$ e $P = \sin \phi_0(t)$, fatores que dependem da variação aleatória da fase $\phi_0(t)$, e, $J_n(x)$ é uma função de Bessel de primeira espécie e ordem n ($=1, 2, 3, \dots$). Verifica-se que o sinal $v(t)$ é composto de um termo DC e de harmônicas ímpares e pares, em frequências múltiplas da componente fundamental em ω_s , cujas amplitudes são dadas, respectivamente, por:

$$V_{2n-1} = AFPJ_{2n-1}(x), \quad (11a)$$

$$V_{2n} = AFQJ_{2n}(x), \quad (11b)$$

sendo $n = 1, 2, 3, \dots$. Por exemplo, o método de J_1/J_3 sugere mensurar as magnitudes das componentes fundamental (V_1) e terceira harmônica (V_3) de $v(t)$ e, em seguida, calcular a razão entre as mesmas. Assim, para $n = 1$ e 3 em (11a) tem-se a equação transcendental:

$$V_1/V_3 = J_1(x)/J_3(x) \quad (12)$$

a qual, por não ter solução analítica, deve ser resolvida numericamente a fim de extrair x . Durante o cálculo da razão V_1/V_3 , apenas as raias espectrais ímpares estarão envolvidas e, assim, os coeficientes AFP de (10a) são automaticamente cancelados na divisão entre o numerador e denominador de (12), evidenciando que o cálculo de x independe do valor de ϕ_0 . Por esse motivo, em princípio, tal método é imune ao desvanecimento; por não depender do parâmetro AF , também se pode afirmar que o método independe da estabilidade da fonte óptica, da responsividade do fotodiodo e da visibilidade.

Por outro lado, o método conhecido como $J_1...J_4$ constitui uma solução elegante na qual se calcula o índice de modulação a partir de V_1 , V_2 , V_3 e V_4 , as magnitudes das quatro primeiras harmônicas da tensão fotodetectada (10). O método $J_1...J_4$ é baseado em relações de recorrências das funções de Bessel e permite o cálculo direto do deslocamento de fase óptica induzido no feixe de sinal, x , através de (Sudarshanam & Srinivasan, 1989):

$$x^2 = 24 \frac{V_2 V_3}{(V_2 + V_4)(V_1 + V_3)} = 24 \frac{J_2(x) J_3(x)}{[J_2(x) + J_4(x)][J_1(x) + J_3(x)]} \quad (13)$$

Neste método, os coeficientes *AFP* ou *AFQ* de (11 a-b) também são automaticamente cancelados durante o cálculo de (13). Além disso, o método permite o cálculo direto (sem inversão de funções de Bessel, como no método J_1/J_3) do deslocamento de fase óptica induzido no feixe de sinal, x , e também, não é afetado por variações da intensidade óptica da fonte, visibilidade de franjas e variações aleatórias da fase aleatória $\phi_0(t)$.

O método $J_1 \dots J_6$ é baseado numa relação de recorrência que emprega as seis primeiras harmônicas de (9) para calcular x através de (Sudarshanam & Claus, 1993):

$$x^2 = 240 \frac{(V_2 + V_4)(V_3 + V_5)}{(2V_1 + 3V_3 + V_5)(5V_2 + 8V_4 + 3V_6)} = 240 \frac{(J_2 + J_4)(J_3 + J_5)}{(2J_1 + 3J_3 + J_5)(5J_2 + 8J_4 + 3J_6)} \quad (14)$$

e goza das mesmas vantagens descritas nos métodos anteriores.

A segunda dissertação orientada pelo candidato foi conduzida pelo aluno **Wander Wagner Mendes Martins**, em 2006, sendo intitulada “Sensores ópticos de tensão baseados no efeito electroóptico em cristais de niobato de lítio” (Martins, 2006). Na pesquisa trabalhou-se com dois OVSs, sendo um para medição de baixa tensão (abaixo de 250 volts), e outro, para medição em média tensão (abaixo de 13 kV). No primeiro arranjo empregou-se métodos espectrais como J_1/J_3 (Deferrari et al., 1967), $J_1 \dots J_4$ (Sudarshanam & Srinivasan, 1989) e $J_1 \dots J_6$ (Sudarshanam & Claus, 1993), tendo como sensor a célula Pockels mostrada na Figura 9. O campo elétrico externo foi aplicado na direção cristalográfica Z e a propagação óptica ocorria segundo a direção Y . As dimensões do cristal eram tais que a tensão de meia-onda era $V_\pi = 180$ volts (valor de pico, medido experimentalmente).

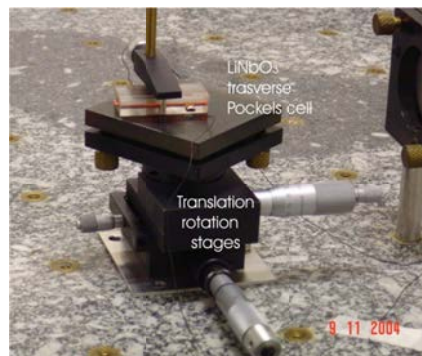


Figura 9 – Célula Pockels transversal com cristal de LiNbO_3 usada na medição de baixa tensão (Martins, 2006).

Por sua vez, no segundo arranjo empregou-se o método de baixo índice de modulação, sendo o sensor constituído pela mesma lâmina de LiNbO_3 anterior, porém, posicionada verticalmente,

como mostrado nas Figuras 10(a) e (b). Assim, o campo elétrico foi aplicado na direção Y e a propagação óptica ocorria na direção Z. O valor da tensão de meia-onda dessa célula foi estimado em $V_{\pi} = 180$ kV. Tensões elevadas foram geradas alimentando-se um transformador de distribuição pelo lado secundário com até 220 volts RMS, e aplicando-as entre os eletrodos superior e inferior do sensor.

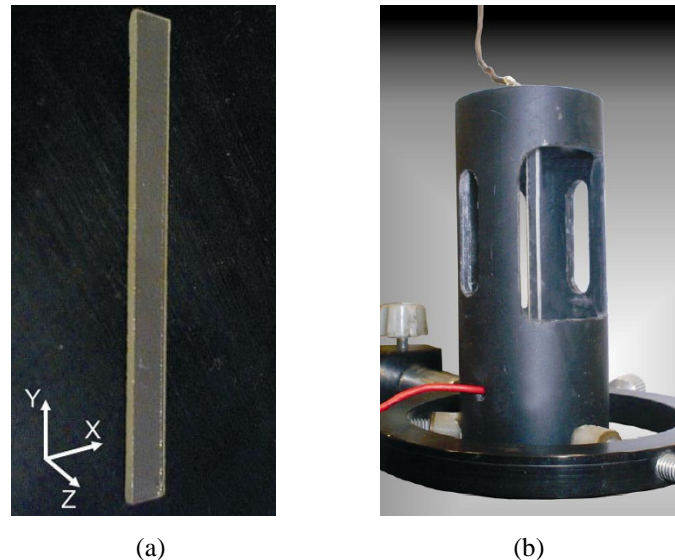


Figura 10 - Célula eletroóptica de LiNbO_3 para medição de média tensão. (a) Cristal de LiNbO_3 utilizado como elemento sensor. (b) Célula Pockels montada com o cristal (Martins, 2006).

Grande esforço analítico foi investido a fim de estabelecer um procedimento experimental que conduzisse a um alinhamento perfeito entre a direção de propagação do feixe óptico e o eixo longitudinal, bem como, entre o paralelismo dos modos ordinário e extraordinário com os eixos transversais do cristal de LiNbO_3 . Para isto, procedeu-se a análise das figuras de franjas que resultam quando o feixe óptico incide no cristal dentro de um cone cujo eixo coincide com a direção de propagação, Y ou Z, obtendo-se os resultados mostrados na Figura 11. Os casos das Figuras 11 (a) e 11(b), referem-se a configuração da Figura 10, e são bem conhecidos da literatura, sendo que o padrão de franjas se forma devido à luz espalhada no interior do cristal. A cruz de malta é formada pela direção dos eixos do polarizador e analisador (Born & Wolf, 1972). A regra prática estabelece que o resíduo do feixe óptico principal deve incidir exatamente no centro da cruz de malta. A aplicação de campo elétrico ao cristal modifica substancialmente este padrão de franjas (o cristal sofre conversão, de uniaxial para biaxial). Os casos das Figuras 11 (c) e 11(d) referem-se à configuração da Figura 9, e não era conhecida pelos autores na época. As assíntotas estão nas direções dos eixos do polarizados e analisador. Novamente, a regra prática estabelece que o feixe principal deve incidir exatamente no centro do padrão de franjas para que se tenha um excelente alinhamento.

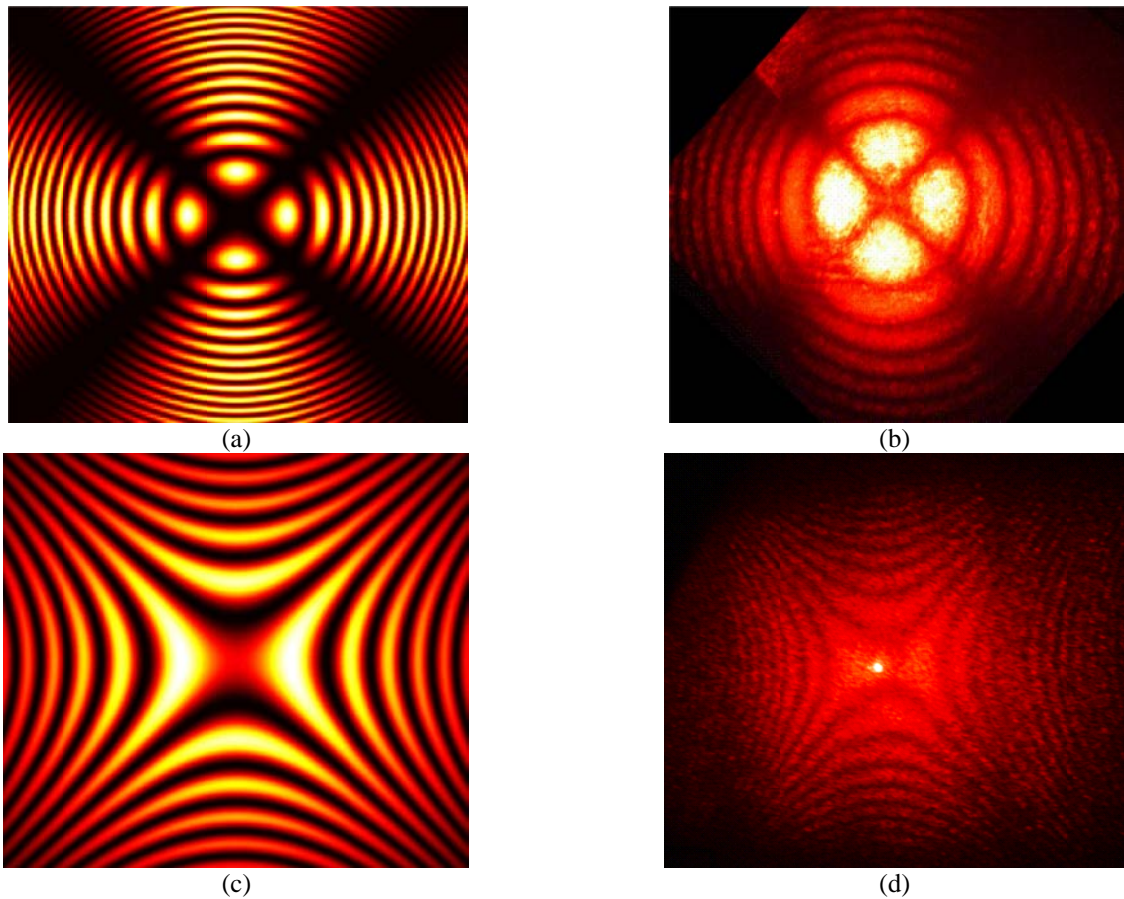


Figura 11 – Figuras de franjas geradas no LiNbO_3 na ausência de campo elétrico. Resultado simulado (a) e experimental (b) para propagação na direção Y. Simulado (c) e experimental (d) para propagação na direção Z (Martins, 2006).

Um exemplo de sinal fotodetectado está apresentado na Figura 12, correspondente a uma tensão senoidal igual a 448 volts RMS e frequência de 60 Hz aplicada ao OVS esquematizado na Figura 5, para a célula Pockels mostrada Figura 9 (cujo $V_\pi = 180$ volts). Raias espectrais até a 15ª ordem podem ser mensuradas com precisão.

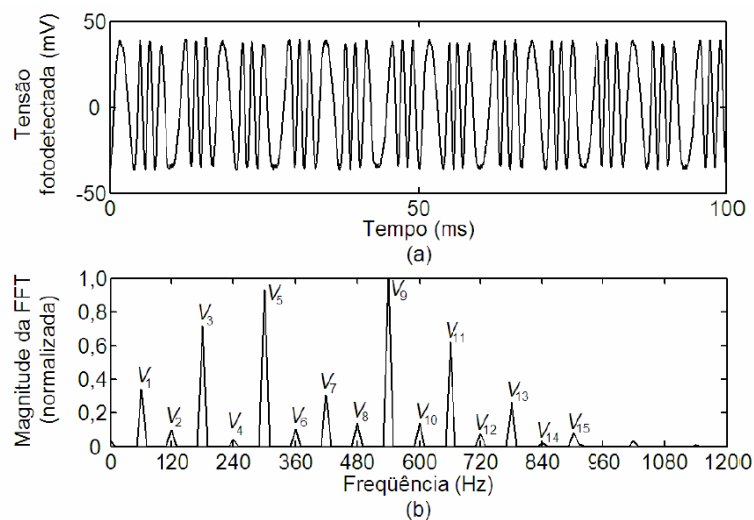


Figura 12 – Sinais de saída típicos observados na saída do OVS da Figura 5. (a) Forma de onda do sinal fotodetectado. (b) Raias espectrais (magnitudo normalizado) correspondentes (Marçal, 2008).

Um resultado interessante dessa dissertação está ilustrado na Figura 13, onde foram aplicadas ao OVS da Figura 9 tensões entre 0 e 250 volts RMS, em 60 Hz, geradas por um sintetizador de funções. A demodulação de fase foi realizada pelos métodos método J_1/J_3 e $J_1 \dots J_4$, cujos resultados estão mostrados na Figura 14.

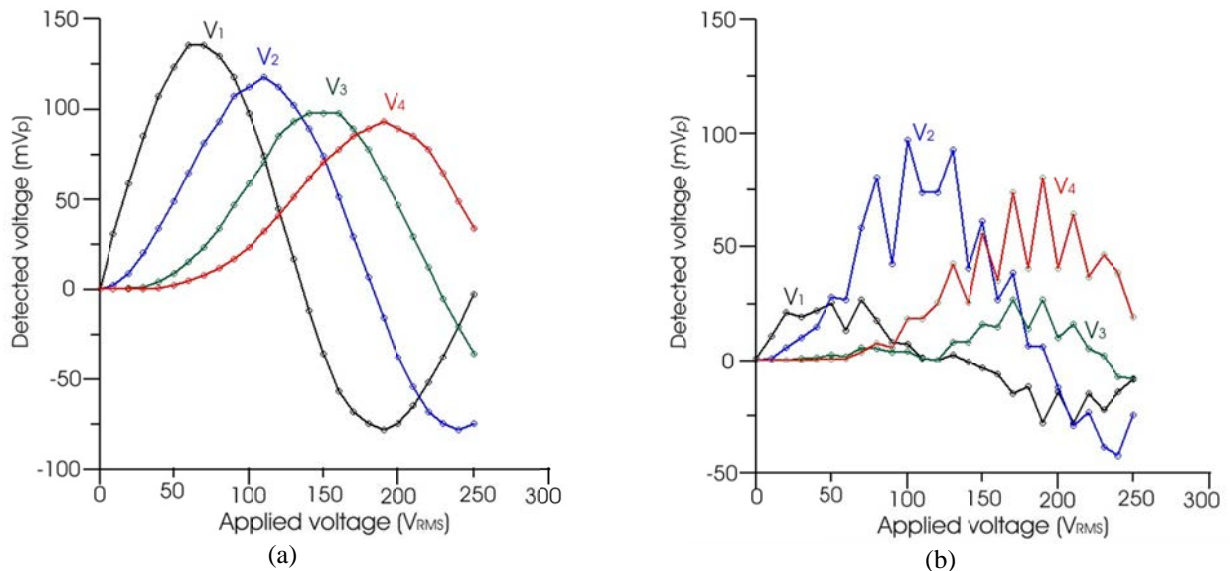


Figura 13 – Comportamento das quatro primeira harmônicas do sinal fotodetectado. (a) Sem o efeito do desvanecimento. (b) Quando o efeito do desvanecimento está presente (Martins et al. 2006).

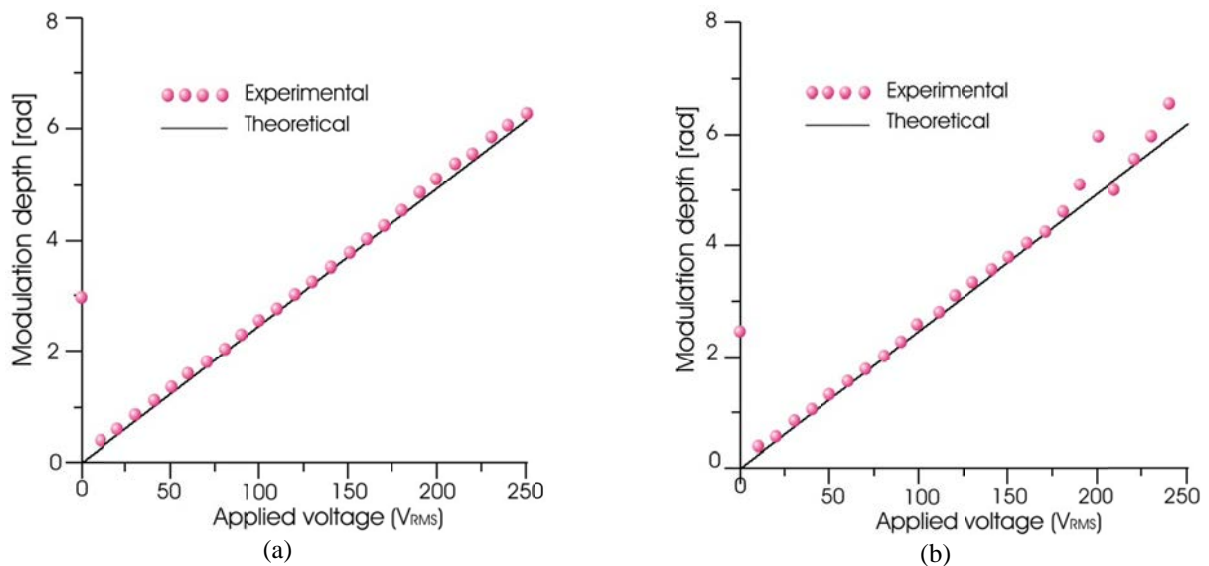


Figura 14 – gráficos de profundidade de modulação versus tensão elétrica aplicada. (a) Usando o método J_1/J_3 . (b) Usando o método $J_1 \dots J_4$ (Martins et al. 2006).

O valor teórico foi calculado aplicando-se (8), considerando-se $V_\pi = 180$ volts. No caso da Figura 13(a), procurou-se manter a temperatura do laboratório constante, bem como, realizar todas as medições dos sinais fotodetectados rápido o suficiente para que o desvanecimento não se manifestasse significativamente. Por outro lado, no caso 13(b), repetiu-se as medições, porém, ao longo de grande intervalo de tempo (vários minutos entre uma tensão e outra). No caso 13(a) obteve-se o comportamento típico das quatro primeiras funções de Bessel de primeira espécie. Por outro

lado, o caso 13(b) ilustra o comportamento errático dos sinais fotodetectados devido a influência de derivas térmicas. Contudo, ao se aplicar (12) ou (13) a ambos os sinais [Figuras 13 (a) e 13(b)], obtiveram-se os mesmos resultados, conforme revelam as Figuras 14 (a) e 14(b), independente do desvanecimento do sinal.

Os resultados dessa dissertação foram publicados em:

(a) Martins et al. 2006 (Proceedings of the INDUSCON 2006),

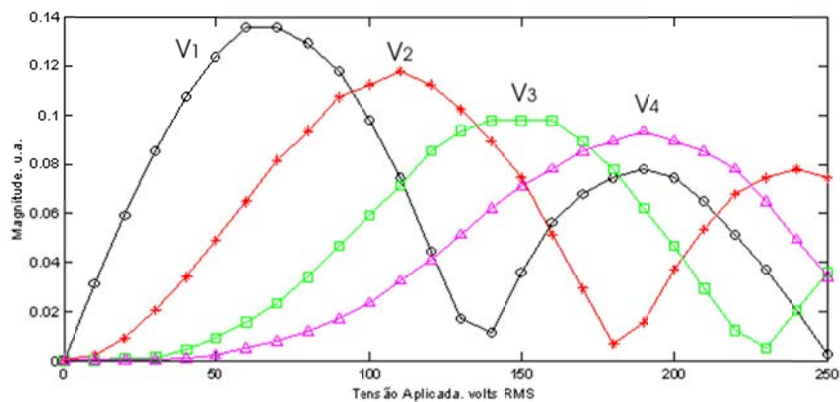
o qual ganhou o prêmio de melhor artigo na área de Componentes e Dispositivos Elétricos do congresso.

A primeira tese de doutorado orientada pelo candidato ocorreu em 2008, de **Luiz Antônio Perezi Marçal**, e intitulada “Novas Técnicas de Detecção de Fase Óptica em Interferômetros Homódinos Aplicadas à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexensionais” (Marçal, 2008). Partindo-se de técnicas clássicas como J_1/J_2 , J_1/J_3 , J_1/\max , J_0/nulo (Deferrari et al., 1967), $J_1 \dots J_4$ (Sudarshanam & Srinivasan, 1989), $J_1 \dots J_6$ (Sudarshanam & Claus, 1993) e outros, Marçal (2008) trabalhou para estender a faixa dinâmica de detecção de fase óptica além das capacidades desses métodos e remover algumas de suas limitações, empregando-se somente o espectro de magnitudes do sinal interferométrico fotodetectado.

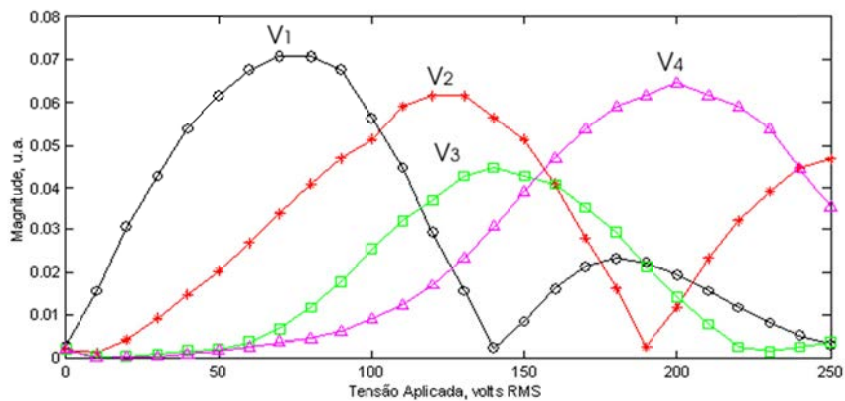
Nos trabalhos de Leão (2004), Martins (2006) e, principalmente, de Marçal (2008), percebeu-se que os métodos espectrais citados acima não eram tão eficientes e poderosos como se anunciavam. Como já foi discutido, os fatores P e Q em (11 a-b) variam com o tempo, devido à variação aleatória de fase $\phi_0(t)$, e assim, a implementação dos métodos interferométricos não é tão simples. Em primeiro lugar, para que a expansão em série de Fourier (10) seja válida, é importante que a fase induzida varie senoidalmente como $\Delta\phi(t) = x \text{sen} \omega_s t$, e assim, na prática, deve-se assegurar que a fonte senoidal que alimenta o transdutor (APF ou OVS) tenha uma elevada pureza espectral, sob pena de se comprometer o desempenho dos métodos. Além disso, é necessário que tais transdutores operem dentro de suas regiões lineares a fim de manter a proporção entre a tensão aplicada [$V_{ext}(t)$] e o desvio de fase produzido [$\Delta\phi(t)$].

Objetivando-se avaliar o quão rigorosa deve ser essa pureza espectral, realizou-se um experimento com a célula Pockels da Figura 9, primeiramente, alimentado-a com uma forma de onda senoidal gerada por uma fonte sintetizada (*California Instruments*, Modelo 5001i), a qual possui menos de 0,4% e 0,05% de terceira e quinta harmônicas, respectivamente. O resultado está mostrado na Figura 15(a), evidenciando o comportamento esperado das funções de Bessel (em módulo,

correspondente às magnitudes das raias espectrais do sinal fotodetectado). Em seguida, a célula foi alimentada com tensão da rede elétrica de 60 Hz da FE-IS, a qual continha (por volta de abril de 2005) aproximadamente 1,4% de quinta harmônica (e menor conteúdo de terceira harmônica), sendo o resultado mostrado na Figura 15(b). Percebe-se claramente que a função de Bessel J_4 chega a ser maior que J_2 e J_3 , revelando a existência de algum problema. Este fenômeno foi corretamente interpretado em outra dissertação de mestrado e será discutido adiante. Em resumo, isto torna imperativo a utilização de sintetizadores de sinais para alimentar os transdutores, sem os quais os métodos espectrais acima citados sofrem severa redução de sua faixa dinâmica de detecção.



(a)



(b)

Figura 15 – Amplitudes das quatro primeiras raias espectrais do sinal fotodetectado. (a) OVS alimentado por uma fonte sintetizada. (b) OVS alimentado pela tensão da rede elétrica da FE-IS (Martins, 2006).

Além disso, como sinais senoidais práticos não são eternos no tempo, deve-se amostrar um grande número de ciclos do sinal fotodetectado a fim de se obter um espectro o mais próximo possível da expansão de Fourier (10). Por outro lado, um número excessivo de ciclos pode aumentar o tempo de aquisição de sinais, permitindo-se que o desvanecimento se manifeste. Neste caso, o sinal fotodetectado seria uma combinação de sinal modulado em fase com uma modulação de amplitude indesejável. Conseqüentemente, apenas um número limitado de ciclos, embora significativo, deve ser amostrado. Por isso, o uso de janelas, o emprego da transformada rápida de Fourier (FFT), do

algoritmo de Goertzel e de outras técnicas de processamento digital de sinais torna-se imperativo (Oppenheim & Schaefer, 1999).

Outros problemas com os métodos espectrais devem ser destacados. Métodos como o J_1/J_3 apresentam o inconveniente de se resolver numericamente equações transcendentais, contudo, isto não chega a ser de fato uma dificuldade devido à disponibilidade de softwares como o MATLAB. O grande problema refere-se à presença de ruído eletrônico aditivo que se apresenta durante o processo de fotodetecção. Cada componente espectral tem uma amplitude que depende de funções de Bessel $J_n(x)$, que podem assumir valores muito pequenos dependendo do argumento x e da ordem n . Na presença de ruído aditivo gerado na fotodetecção, a relação sinal-ruído varia para cada componente espectral, e, é preciso avaliar sua influência na estimativa do erro cometido pelos métodos espectrais. Para índices de modulação muito pequenos ($x \ll 1$ rad), somente a componente fundamental é significativa [ou seja, $J_2(x)$, $J_3(x)$, $J_4(x)$, etc., tornam-se pequenos comparados com $J_1(x)$], sendo que as harmônicas de ordem superior podem possuir SNR menores do que a unidade, limitando a estimação de x a um dado valor mínimo. Por conta disso, todos os métodos espectrais anteriormente citados apresentam limites de resolução, independentemente da grandeza física que estão medindo. Isto pode ser apreciado observando-se que os primeiros pontos nos gráficos das Figuras 14(a) e 14(b) caem fora da reta de linearidade do OVS.

Um fator de mérito de resolução, usualmente empregado na prática, corresponde ao MDPS (*Minimum Detectable Phase Shift*) (Sudarshanam, 1992), o mínimo desvio de fase detectável. Neste relatório, o índice de modulação esperado (ou teórico) é denotado simplesmente por x , enquanto que, o índice de modulação estimado (simulado ou medido) é denotado por x' . Assim, dado que $\Delta x = |x' - x|$, o MDPS corresponde ao valor de x para o qual ocorre $\Delta x = x$, sendo Δx o erro absoluto entre o valor estimado/medido (x') e o valor esperado (x) na presença de ruído. Este parâmetro é definido em analogia com a relação sinal-ruído (SNR do inglês *signal-to-noise ratio*) unitária, regularmente usada para se estabelecer a resolução de um sensor de amplitude.

Na presença de tensão de ruído do tipo $1/f$, o índice de modulação x dado em (12), (13) e (14) deve ser corrigido para x' , substituindo-se cada fator $J_m(x)$ por $[PJ_m(x) + K/m]$, sendo que $K = \Delta V_1 / 2AF$, e, ΔV_1 é a tensão de ruído na frequência fundamental (Sudarshanam, 1992). O fator K pode ser determinado a partir de experimentos, através da FFT de (2), e depende das características do ruído específico do fotodetector, amplificador, sistema de aquisição de dados e largura de banda utilizada. O ruído $1/f^1$ é gerado por junções semicondutoras nos componentes ópticos e eletrônicos do sistema (laser, fotodetector, amplificador, sistema de aquisição de dados, etc.). Por outro lado, se

o ruído for branco (varia com $1/f^0$), o índice de modulação x deve ser corrigidos para x' , substituindo-se cada $J_m(x)$ por $[PJ_m(x) + K]$, simplesmente. Nos artigos de (Sudarshanam e Claus, 1993) as simulações foram executadas usando o valor $K=0.0011$. Por outro lado, seguindo o procedimento estabelecido por (Sudarshanam, 1992), o Grupo do LOE mediu o valor $K=0.0004$ para o aparato experimental no laboratório, na frequência de operação de 4 kHz e com ruído branco predominante. Por exemplo, é possível mostrar que diante de tensões de ruído do tipo $1/f$, o valor do MDPS no método J_1/J_3 é igual a 0,1765 rad. Analogamente, MDPS=0,2 rad para o método $J_1\dots J_4$. Portanto, como todos os métodos de análise espectral apresentam uma resolução limitada, justifica-se a busca por novos métodos que apresentem valores reduzidos de MDPS, como fez Marçal (2008) em sua tese.

Apesar da eficiência do método J_1/J_3 para medir $x > 0,1765$ rad, existe um problema adicional, que torna o método não confiável. Na extração de x a partir de (12) existe o problema de ambiguidade de fase, ou seja, para um mesmo valor da razão V_1/V_3 mensurada, podem estar associados infinitos valores possíveis de x . Isto ocorre devido à natureza oscilatória das funções de Bessel, e restringe a aplicação do método J_1/J_3 à solução de problemas nos quais x aumenta gradativamente a partir de zero, a fim de se rastrear a evolução das raízes da equação transcendental (11), bem como, os seus sinais algébricos. O problema de ambiguidade não ocorre em métodos diretos como $J_1\dots J_4$, e $J_1\dots J_6$.

Para valores de x superiores à aproximadamente 3,83 rad, a função de Bessel $J_1(x)$ assume valores negativos pela primeira vez, e, nessa situação, o uso do espectro de magnitudes (módulo) da tensão fotodetectada (11 a-b) não é bastante para demodular x usando-se, por exemplo, o método $J_1\dots J_4$. Portanto, a faixa dinâmica do método $J_1\dots J_4$ fica limitada entre 0,2 e 3,8 rad, o que equivale a uma faixa de deslocamentos mecânicos em APFs entre 10 e 191 nanômetros, aproximadamente. A fim de se corrigir os sinais algébricos das componentes espectrais, deve-se levar em conta o valor da fase inicial, ϕ_s (que depende do instante inicial da aquisição/amostragem do sinal) do sinal de excitação da fase senoidal com frequência ω_s , ou seja, deve-se considerar que a fase induzida seja $\Delta\phi = x \text{sen}(\omega_s t + \phi_s)$. Visando solucionar esse problema, foi apresentada na literatura uma nova versão do método $J_1\dots J_4$, conhecido por $J_1\dots J_4$ modificado (Jin et al., 1991), onde foi proposto um complicado algoritmo de correção de sinais objetivando-se expandir a faixa dinâmica para valores de x superiores a 3,83 rad. No entanto, percebe-se que tal expediente não é eficiente, novamente, devido à ação do ruído, que os autores daquele artigo não levaram em conta na época. De fato, o extremo superior da faixa dinâmica do método $J_1\dots J_4$ modificado estende-se somente até aproximadamente

5,1 rad, onde ocorre problema de 0/0 nos cálculos. Esta singularidade pontual é intensamente potencializada pela presença do ruído eletrônico na fotodetecção, gerando-se uma região em torno de $x=5,1$ rad em que o erro cresce a valores intoleráveis. Isto pode ser verificado no final da faixa dinâmica do gráfico mostrado na Figura 14(b). Da mesma forma, todos os outros métodos clássicos de análise espectral citados no texto apresentam limitação de faixa dinâmica, inferior e superior.

Uma solução para o problema de correção de sinal algébrico das funções de Bessel seria operar com a série de Fourier complexa do sinal fotodetectado (técnica de transformada de Fourier discreta), a qual automaticamente traz consigo a informação de ϕ_s , i.e., as fase de cada harmônica V_n estariam automaticamente disponíveis. Porém, o candidato tem percebido que, quando se opera com sinais tais que, as amplitudes das harmônicas superiores tornam-se da ordem de grandeza do ruído, o cálculo da série complexa pode determinar equivocadamente a fase do ruído (e não a de sinal), causando erros intoleráveis e que ocorrem com grande frequência na prática. Assim, nas pesquisas, procurou-se conceber métodos que trabalhassem apenas com o espectro de magnitudes de (10), quando o objetivo fosse ampliar ao máximo possível a faixa dinâmica.

Por fim, cita-se outro problema pertinente a todos os métodos espectrais clássicos anteriormente citados: na condição de quadratura de fase, isto é, quando $\phi_0(t) = (2n+1)\pi/2$, ou então, quando $\phi_0(t) = 2n\pi$ rad, $n = 0, 1, 2, \dots$, podem ocorrer $P = 0$ ou $Q = 0$. Com isso, geram-se indeterminações do tipo 0/0 no cálculo de x em métodos como $J_1\dots J_4$ e $J_1\dots J_6$, por exemplo. Este fato, potencializado pelo ruído eletrônico, gera medições espúrias que dificultam esclarecer se houve um erro na aquisição do sinal ou uma singularidade devido à $\phi_0(t)$. A expectativa comum é que estes falsos positivos sejam eventos aleatórios e raros, que possam ocorrer uma vez ou outra durante as medições, não trazendo grandes consequências. Contudo, experimentos na FE-IS têm revelado que tais eventos costumam acontecer com bastante regularidade em interferômetros em malha aberta operando em ambientes de laboratórios convencionais. Desta forma, a investigação de métodos de detecção que sejam transparentes as condições $\phi_0(t) = (2n+1)\pi/2$ e $\phi_0(t) = 2n\pi$ também são de extrema importância. Ressalta-se que, quando $\phi_0(t)$ se move para longe desses pontos, a exatidão das medições melhora (todos os métodos possuem exatidão melhor que 0,5% em pontos longe dessas descontinuidades).

Vários foram os métodos propostos por Marçal (2008) para superar os problemas acima, e não seria razoável discuti-los em detalhes neste texto (por simples falta de espaço), porém, pode-se descrever a abordagem geral adotada em cada um deles. Para tal, recorre-se ao método denominado por Marçal (2008) de “método de $J_1\dots J_5$ ”, composto de duas etapas, objetivando-se medições de x

até 6,38 rad. A primeira etapa é aplicada à faixa $0 < x < 3,6$ rad, enquanto a segunda se aplica para $3 < x < 6,38$ rad. Desta maneira, a primeira etapa começa definindo-se as razões f_{13} e f_{24} como:

$$f_{13} = \frac{J_1(x)}{J_3(x)} \quad \text{e} \quad f_{24} = \frac{J_2(x)}{J_4(x)}, \quad (15)$$

de modo que (13) possa ser reescrita como

$$(x')^2 = 24 \frac{f_{24}}{(f_{24} + 1)(f_{13} + 1)}, \quad (16)$$

sendo que x' é o valor estimado (simulado ou medido) e x é o valor esperado (ou valor teórico) do índice de modulação. Na faixa $0 < x < 3,6$ rad, os autores perceberam que o fator f_{24} pode ser escrito em termos de f_{13} como (aplicando-se o método de mínimos quadrados):

$$f_{24} \cong 1.953 f_{13} + 1.546. \quad (17)$$

Substituindo-se (17) em (16), resulta

$$(x')^2 = 24 \frac{1.953 f_{13} + 1.546}{(1.953 f_{13} + 2.546)(f_{13} + 1)}. \quad (18)$$

Com isto, aplicando-se $\Delta x = |x' - x|$ na faixa $0 < x < 3,6$ rad o erro padrão fica limitado a 0,6 mrad e o fator de correlação é 99,9994%.

A faixa dinâmica pode ser ampliada usando-se uma aproximação polinomial para x' , agora, válida para $3 < x < 6,38$ rad, conforme:

$$x' = -3.7576 f_{35}^4 + 5.2350 f_{35}^3 - 2.1099 f_{35}^2 - 5.0749 f_{35} + 6.3815, \quad (19)$$

sendo

$$f_{35} = \frac{J_3(x)}{J_3(x) + 4J_5(x)}. \quad (20)$$

Neste caso o erro padrão resulta em 0,36 mrad e o fator de correlação em 99,9993%.

Usando-se (18) ou (19) o índice estimado x' depende apenas de J_1 , J_3 e J_5 (somente harmônicas ímpares, sendo que as pares são estimadas) o que constitui a essência do método $J_1 \dots J_5$. Em ambas as expressões, os coeficientes AFP de (11a) são cancelados (exceto quando $P=0$) e o cômputo de x não depende de $\phi_0(t)$. Como resultado, o método $J_1 \dots J_5$ é imune ao desvanecimento, não varia com as instabilidades do laser, responsividade do fotodetector e visibilidade das franjas.

A escolha entre (18) e (19) utiliza as características do próprio sinal fotodetectado e é discutida no corpo da tese, não sendo necessário empregar qualquer algoritmo de correção de sinal

algébrico para $J_n(x)$, como ocorre no método $J_1\dots J_4$ modificado. Para valores reduzidos de x , os fatores J_3 e J_5 tornam-se pequenos relativamente a J_1 , e, então, os valores de V_3 , e V_5 poderiam ser corrompidos quando estão próximos ao ruído de fundo em suas respectivas frequências, limitando a faixa dinâmica do sensor. Devido a esta preocupação, efeitos de ruído eletrônico, bem como, de deriva aleatória da fase $\phi_0(t)$ foram levados em consideração na análise. No trabalho, foi reconhecido (experimentalmente) que o ruído predominante era branco com fator $K=0.0004$.

Na pesquisa, se achou interessante simular o desempenho do método $J_1\dots J_5$ através da inspeção de um gráfico tridimensional do erro porcentual relativo, $\Delta x_r = 100|x'-x|/x$, entre o valor estimado/medido, x' , e o valor esperado, x , na presença de ruído, desenhado em função de x e ϕ_0 . Módulo e fase foram levados em conta durante o cálculo de x' a partir de (18) ou (19). O resultado está registrado na Figura 16(a), denominado pelo candidato de “gráfico de bacias” (por razões óbvias). Resultados obtidos com o método $J_1\dots J_4$ modificado (Jin et al., 1991) também estão apresentados [Figura 16(b), com muitas bacias], para efeito de comparação.

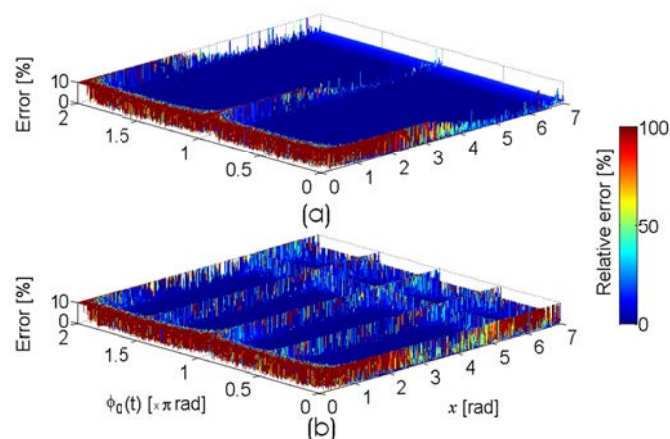


Figura 16 - Simulações do desvio de fase relativa em função do desvio de fase esperado, x , e desvio de fase aleatório, $\phi_0(t)$, com ruído branco e $K=0,0004$. (a) Método $J_1\dots J_5$. (b) Método $J_1\dots J_4$ modificado (Marçal et al., 2012c).

Em geral, os valores no eixo vertical do gráfico foram truncados em $\Delta x_r=10\%$ a fim de facilitar a visualização dos resultados (uma vez que próximo a $x=0$ ou das singularidades $0/0$, o erro ultrapassa 100%). A presença dos patamares superiores e dos septos verticais paralelos no gráfico de bacias se devem a SNR reduzida, a ocorrências de singularidades $0/0$ ou da condição $\phi_0(t) = p\pi/2$ rad (p inteiro) nestes locais, e estão associados a erros intoleráveis que limitam a faixa dinâmica do método. Portanto, a ocorrência de muitas bacias na figura está relacionada a deficiências do método.

Como pode ser observado, o limite superior de detecção de fase para o método $J_1\dots J_5$, antes que uma descontinuidade ocorra, é $x\sim 6,38$ rad, dentro de uma faixa de erro de $\pm 0,05$ rad. Este valor é 16% maior que o limite ($\sim 5,1$ rad) do método $J_1\dots J_4$ modificado. Comparando-se com

(Sudarshanam e Claus, 1993), conclui-se que o limite superior é equivalente ao do método $J_1...J_6(\text{pos})$. No entanto, este último precisa empregar uma componente espectral a mais (J_6), o que implica na desvantagem de um sistema de aquisição de dados com maior largura de banda. Foi verificado que o MDPS para o método $J_1...J_4$ modificado e $J_1...J_5$ são equivalentes ($\sim 0,18$ rad), significando que o método $J_1...J_5$ ganha em faixa dinâmica sem perder em resolução.

Relativamente ao efeito do deslocamento de fase aleatório ϕ_0 sobre a medição de x , quando $\phi_0(t) = 90^\circ$ ou $\phi_0(t) = 0^\circ$, percebem-se septos (singularidades) nestas regiões, quando se aplica o método $J_1...J_5$ modificado [ver Figura 16(b)]. Por outro lado, a Figura 16(a) revela que o método $J_1...J_5$ é menos afetado pela deriva de ϕ_0 : não apresenta problemas próximo de $\phi_0(t) = 90^\circ$, embora ainda tenha deficiências em torno de $\phi_0(t) = 0^\circ$.

Na sequência, apresentam-se resultados obtidos quando a técnica $J_1...J_5$ é testada para o APF mostrado na Figura 1(c). Foi utilizado o laser de He-Ne (Newport, 15 mW, $\lambda = 632.8$ nm) como fonte óptica de um interferômetro de Michelson em malha aberta e em óptica volumétrica. O sinal de saída de um fotodiodo PIN (ThorLabs, PDA 55) foi amplificado, digitalizado por um osciloscópio (Tektronix TDS2022) e transferido para um computador para ser pós-processado. Tensões senoidais entre 0 e 70 V de pico, em 4 kHz, foram aplicadas ao APF obtendo-se os resultados mostrados na Figura 17(a), para os métodos $J_1...J_5$ e $J_1...J_4$, e, na Figura 17(b), para os métodos $J_1...J_5$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e $J_1...J_6(\text{neg})$. Uma vez determinado x , a amplitude de vibração do atuador é calculada por (3).

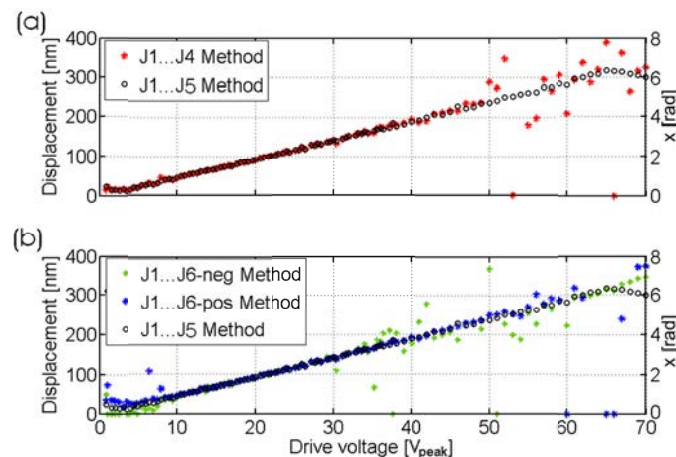


Figura 17 - Amplitudes de deslocamento do APF em função da tensão de alimentação e em 4 kHz. (a) Métodos $J_1...J_5$ e $J_1...J_4$. (b) Métodos $J_1...J_5$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e $J_1...J_6(\text{neg})$ (Marçal et al., 2012c).

Segundo o método $J_1...J_5$, o deslocamento manteve-se linear dentro da faixa entre 1,5 e 67 V de pico, com coeficiente de calibração, LLVS (do inglês *linear length-to-voltage sensitivity*) igual a 4,75 nm/V (desvio padrão de 3,6 nm). O limite superior de deslocamento de fase detectado (dentro de um erro igual a $\pm 0,05$ rad) pelo método $J_1...J_5$ foi 6,2 rad, contra 5,0, 6,0 e 3,5 rad para os

métodos $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_6(\text{pos})$, and $J_1 \dots J_6(\text{neg})$. O desvio de fase mínimo detectado foi 0,18 rad, conforme previsto pela teoria e igual aos obtidos pelos demais métodos.

Seguindo a linha mestre usada para o desenvolvimento do método $J_1 \dots J_5$, outros métodos, denominados de J_1/J_3A , $J_1 \dots J_3$, $J_0 \dots J_3$, etc., foram propostos por Marçal (2008), nos quais se evoluiu sempre objetivando ampliar a largura de faixa dinâmica e reduzir a quantidade de bacias. Por fim, se atingiu o método chamado de $J_m \& J_{m+2}$, capaz de medir até 100 rad e podendo-se ir além caso seja desejável (Marçal et al., 2012a). O gráfico de bacias estimado (considerando-se ruído branco e $K=0,0004$) do método $J_m \& J_{m+2}$ está apresentado na Figura 18. Conforme se observa pela figura, desaparecem todas as bacias restando apenas o septo em torno de $x=0,2$ rad (devido ao ruído), evidenciando-se sua superioridade em termos de faixa dinâmica.

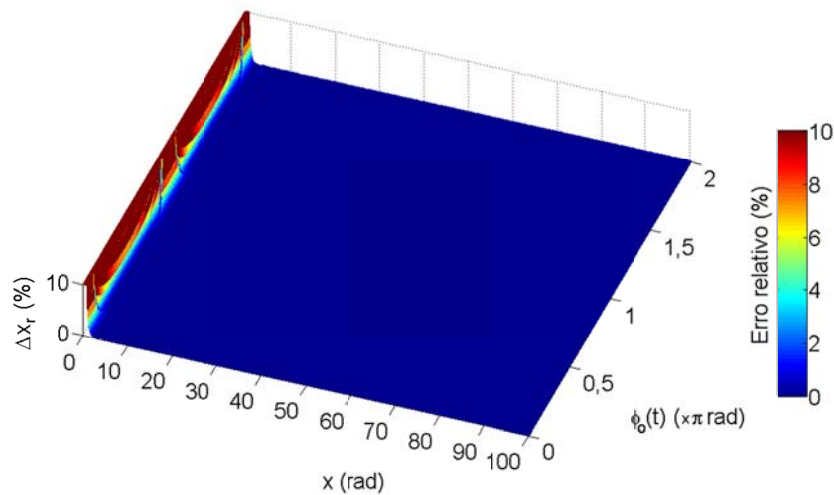


Figura 18 - Erro relativo de fase Δx_r , em função de x e $\phi_0(t)$, calculado para o método $J_m \& J_{m+2}$, considerando ruído branco com $K=0,0004$ (Marçal et al., 2012a).

Resultados experimentais envolvendo APF foram apresentados em termos de gráficos de linearidade e resposta em frequência, empregando uma estrutura extremamente simples, a base de interferômetro de Michelson padrão, mostrada na Figura 19.

Contudo, apesar de mais poderoso que os demais métodos espectrais, não se pode omitir que o método $J_m \& J_{m+2}$ apresenta uma incômoda desvantagem, qual seja, a necessidade de se gravar em memória uma tabela com 98 linhas e 2 colunas, contendo coeficientes calculados através do método de mínimos quadrados, tais quais aqueles presentes em (18) e (19). Por isto, a procura por métodos mais simples prosseguiu, até se atingir os métodos de “Pernick chaveado” e “ J_1/J_3 generalizado”, os quais serão apresentados adiante.

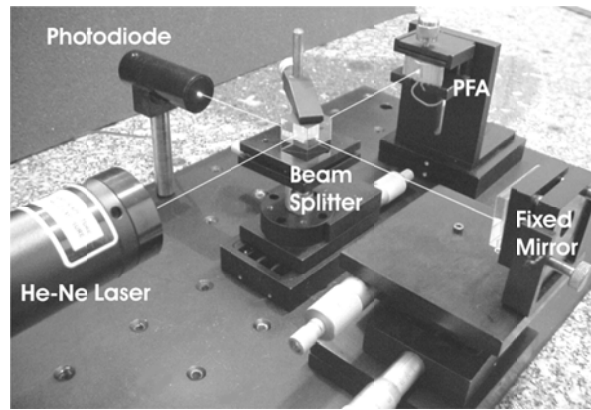


Figura 19 – Interferômetro de Michelson em óptica volumétrica empregado por Marçal (2008).

A tese de Marçal (2008) resultou profícua, permitindo-se a publicação de 3 artigos em periódicos internacionais e 5 trabalhos em congressos:

- (a) Marçal et al., 2012a (Measurement Science and Technology);
- (b) Marçal et al., 2012b (Microwave and Optical Technology Letters);
- (c) Marçal et al., 2012c (Proceedings of the INDUSCON 2012);
- (d) Marçal et al., 2007a (Proceedings of the ICU Viena 2007);
- (e) Marçal et al., 2007b (Proceedings of the IMOC 2007);
- (f) Marçal et al., 2007c (IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements);
- (g) Marçal et al., 2005a (Proceedings of the IMTC Ontario 2005);
- (h) Marçal et al., 2005b (Proceedings of the Inter Noise 2005),

sendo que (f) a (h) já foram citados anteriormente.

A seguir, discutem-se os resultados da dissertação do aluno **João Paulo Crivellaro de Menezes**, intitulada “Análise Teórica e Experimental de um Método Interferométrico de Detecção de Fase Óptica, Auto-Consistente e com Elevada Faixa Dinâmica, Aplicado à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexionais” (Menezes, 2009).

Um método antigo, concebido por Benjamim J. Pernick, em 1973, constitui um dos primeiros métodos propostos para se detectar x a partir das componentes espectrais do sinal fotodetectado. Tal método não recebeu nenhum nome especial, e assim, na pesquisa, ele foi designado simplesmente como método de Pernick. Baseando-se em relações de recorrências para funções de Bessel, Pernick estabeleceu a seguinte expressão para o índice de modulação x (Pernick, 1973):

$$x^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)J_{n+1}(x)}{(n+2)J_{n-1}(x) + 2(n+1)J_{n+1}(x) + nJ_{n+3}(x)} \quad (21)$$

A substituição de (11a) e (11b) em (21) constitui a essência do método, no qual se propõe a

determinar o índice de modulação através das componentes harmônica de $v(t)$ conforme:

$$(x')^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)V_{n+1}(x)}{(n+2)V_{n-1}(x) + 2(n+1)V_{n+1}(x) + nV_{n+3}(x)} \quad (22)$$

Como se observa, os fatores *AFP* ou *AFQ* presentes no numerador e denominador desta expressão são automaticamente cancelados, revelando-se que este método não depende da visibilidade das franjas, da responsividade do fotodetector ou de oscilações da fonte óptica. Portanto, em princípio, o método é direto, auto-consistente e imune ao desvanecimento.

Para $n=1$ em (22), trabalha-se com as harmônicas V_0 , V_2 e V_4 ; para $n=2$, trabalha-se com as harmônicas V_1 , V_3 e V_5 ; para $n=3$, com as harmônicas V_2 , V_4 e V_6 , e assim sucessivamente. Segundo Pernick (1973), deve-se utilizar o valor de n que seja mais adequado ao usuário, porém, sugere que o caso $n=1$ seja evitado, uma vez que é difícil distinguir a componente espectral $V_0(x)$ da parcela DC em $v(t)$, dado em (10), através de simples filtragem. Embora o artigo publicado por Pernick contenha uma excelente discussão teórica sobre o potencial do método, nenhuma medição experimental foi ali apresentada.

Em princípio, interpreta-se que o método de Pernick deveria permitir o cálculo exato de x usando-se indistintamente $n=2$ ou $n=3$, por exemplo, e, além disso, não dependeria do valor atual de x , o qual poderia assumir qualquer magnitude entre zero e infinito. Ou seja, quaisquer valores de x poderiam ser medidos independentemente do valor de n selecionado. Obviamente, escolhendo-se valores de n mais reduzidos, operava-se com harmônicas de menor ordem, evitando-se assim o emprego de rotinas FFT mais complexas (que Goertzel, por exemplo), o que é vantajoso dependendo da faixa de deslocamento desejada. Contudo, conforme observado pelo candidato, o método podia se deparar com limitações severas quando se levam em conta os efeitos altamente restritivos do ruído eletrônico e do desvanecimento do sinal fotodetectado, não considerados no artigo de 1973.

Em vista dos problemas intrínsecos ao método original, propôs-se um algoritmo para selecionar automaticamente o valor do inteiro n em (22), de acordo com as características do próprio sinal cujo índice de modulação se pretende medir, sem o qual haveria restrição da faixa dinâmica de medição. Na realidade, esse foi o trabalho pioneiro dessa técnica no LOE, sendo necessárias mais duas dissertações posteriores para que tal algoritmo fosse completado. Somente em 2013, beneficiando-se dos modernos recursos de aquisição de dados disponíveis no laboratório, propôs-se um método para medições automáticas de deslocamento de fase dinâmica, diante de efeitos de ruído eletrônico e derivas ambientais. Índices de modulação variando entre $0,2$ rad até 100π rad (o suficiente para medições de deslocamentos em APFMA práticos entre 10 nm até 16 μ m, para

$\lambda=632.8$ nm) puderam ser medidos usando-se o método proposto. Nos próximos parágrafos, descreve-se a abordagem proposta em (Menezes, 2009).

Para x variando até 15 rad (por exemplo) apresenta-se, na Figura 20, o resultado da simulação de (21) para o caso particular $n=2$, e, considerando-se ruído $1/f$ com $K=0,0011$ [o mesmo valor usado em (Sudarshanam & Claus, 1993)]. Ressalta-se que este valor de K pode ser considerado bastante conservador, em vista que os orientados do candidato obtiveram valores bem mais reduzidos em seus experimentos (da ordem de $K=0,0004$, para ruído branco).

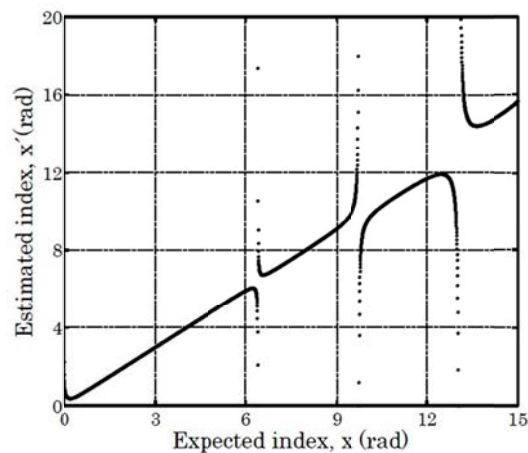


Figura 20 – Relação entre x' e x para o método de Pernick com $n=2$.

Como observado acima, em princípio, a expressão (21) deveria conduzir à relação $x'(x) = x$ para todo x na Figura 20, contudo, como se observa, o resultado é substancialmente diferente. Quando $x \ll 1$ rad, as componentes espectrais de ordens superiores a $V_1(x)$ [esta, proporcional a $J_1(x)$] possuem magnitudes relativamente reduzidas [e proporcionais a $J_n(x)$, para $n > 1$], podendo ser inferiores aos níveis de ruído eletrônico no sistema, e assim, ocorre uma resolução pobre no método. Por outro lado, desconsiderando-se o efeito do ruído, para $x=6,38$ rad verifica-se que o numerador e o denominador de (21) tornam-se iguais a zero e, portanto, existe uma singularidade do tipo $0/0$ neste ponto do gráfico de $x'(x)$. Em princípio, isto deveria gerar somente uma descontinuidade pontual no gráfico e, por isso, suas consequências deveriam ser mínimas. Porém, potencializada pelo ruído, (22) conduz a uma região finita em torno de $x=6,38$ rad, dentro da qual o erro cresce a valores intoleráveis. Outras singularidades do tipo $0/0$ ocorrem (para $n=2$) para x aproximadamente iguais a 9,76, 13,01, 16,22, e assim por diante (ver Figura 20). Por causa disso, a estimativa para $x'(x)$ difere do valor esperado x quando se aplica (21) na presença de ruído e, conseqüentemente, o método de Pernick para $n=2$ tem faixa dinâmica limitada, entre 0,2 rad e 5,9 rad, aproximadamente. O mesmo ocorre para os demais valores de n em (21), conforme revela a Figura 21, onde se considera valores

de n variando entre 2 e 12 (e levando-se em conta somente as faixas entre $x=0$ e as primeiras singularidades $0/0$).

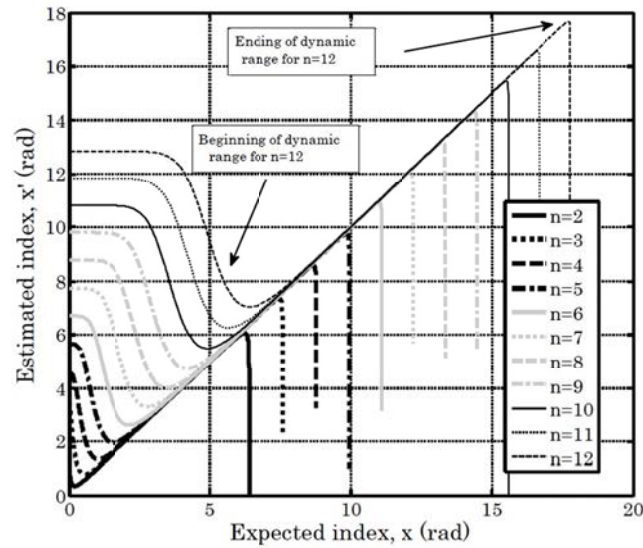


Figura 21 - Gráfico de x' versus x até a primeira singularidade (n entre 2 e 10).

Um segundo problema do método de Pernick, refere-se aos sinais algébricos das funções de Bessel, que devem ser corrigidos quando se trabalha apenas com a magnitude das componentes espectrais dadas por (11a-b) em (22), ou seja, quando o espectro de fases do sinal interferométrico não é levado em consideração. Além desse, existe outro problema com o método: se, no instante da medição, a fase aleatória se aproximar de um múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad (ou seja, se $\phi_0(t) = p\pi/2$ rad, para $p=0, \pm 1, \pm 2, \dots$), ocorre $P=0$ ou $Q=0$ em (22), também conduzindo a singularidades $0/0$, tanto para n par quanto ímpar. Na Figura 22 plota-se o gráfico do erro absoluto entre o valor estimado (ou o medido), x' , e o valor esperado, x , dado por $\Delta x = |x' - x|$, com $K=0,0011$ e para valores de n em (21) variando entre 2 e 12. Para cada valor de n , observam-se erros elevados nas proximidades de x pequeno, bem como, da primeira singularidade $0/0$, contudo, entre estes dois valores, o erro é extremamente reduzido. Esta análise pode ser estendida para valores de n tão grandes quanto $n=100$, por exemplo.

Procedendo-se ao cálculo dos respectivos valores de MDPS, obtém-se os resultados registrados na Tabela 1, para as faixas dinâmicas correspondentes a cada valor de n em (22). O limite superior da faixa dinâmica foi definida arbitrariamente, como sendo a região onde o erro ainda é pequeno, em torno de 0,05 rad. No interior das sucessivas faixas dinâmicas o erro é muito pequeno. Assim, Menezes (2009) concluiu que, chaveando-se sucessivamente os valores de n em (21), e operando-se dentro da faixa dinâmica correspondente, valores cada vez mais elevados de x poderiam ser medidos com elevada exatidão.

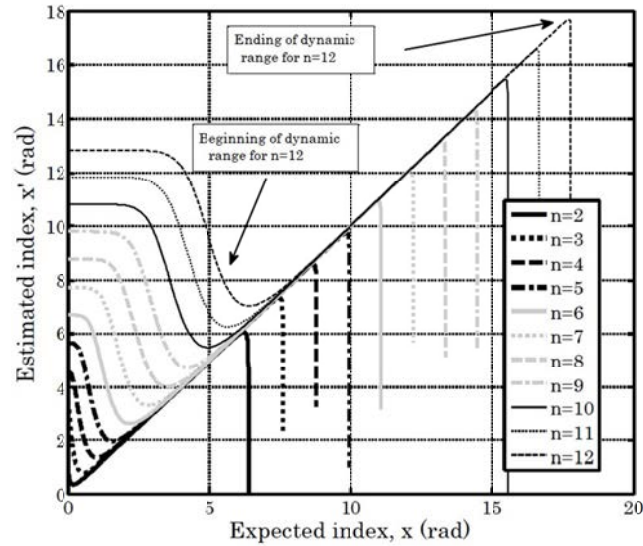


Figura 22 – Erro absoluto em função de x' , para n entre 2 e 12.

TABELA 1- FAIXA DINÂMICA DO MÉTODO DE PERNICK PARA CADA VALOR DE n EM (21).

n	Limite inferior=MDPS, rad	Limite superior, rad
2	0.1790	5.9476
3	0.4274	7.3328
4	0.7618	8.5824
5	1.1616	9.7818
6	1.6113	10.9534
7	2.0997	12.1064
8	2.6187	13.2461
9	3.1622	14.3752
10	3.7254	15.4956
11	4.3046	16.6090
12	4.8966	17.7162

A fim de generalizar as informações sobre o método de Pernick apresenta-se, na Figura 23(a), um gráfico de bacias (erro porcentual relativo, $\Delta x_r = 100|x' - x|/x$ em função de x , entre 0 e 15 rad, e de ϕ_0 , entre 0 e 2π rad.), na presença de ruído do tipo $1/f$, com $K=0,0011$ e para o caso $n=2$. Módulo e fase foram levados em conta durante o cálculo de x' a partir de (21). A presença dos patamares superiores e dos septos verticais paralelos na Figura 23(a) se devem a SNR reduzida, à ocorrência de singularidades $0/0$, ou então, da condição $\phi_0(t) = p\pi/2$ rad nestes locais. A ocorrência de muitas bacias na figura está relacionada a deficiências do método. Repetiu-se este procedimento para o caso $n=3$ em (21), sob as mesmas hipóteses anteriores, obtendo-se o gráfico de bacias da Figura 23(b). Novamente, observa-se a presença de muitas bacias, com patamares superiores e muitas singularidades, ou seja, de regiões onde o método é inadequado. Comportamentos semelhantes podem ser observados para outros valores de n (para $n \geq 4$) em (21).

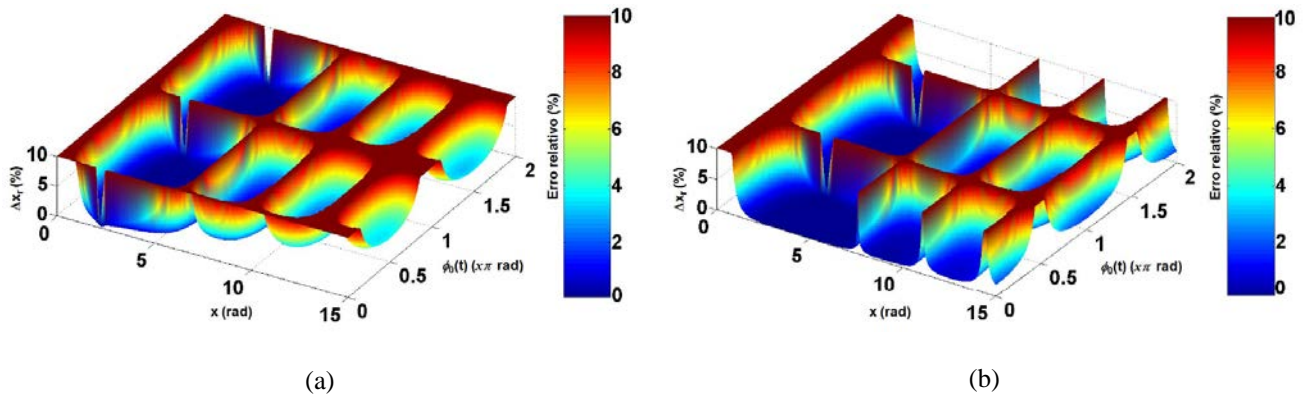


Figura 23 – Gráfico de bacias obtidos pelo método de Pernick para 2 (a) e $n=3$ (b) (Menezes, 2009).

Observando novamente a Figura 20, conclui-se que, se o método de Pernick fosse aplicado a um único valor de n , sua faixa dinâmica seria muito reduzida, como ocorre com os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_4$ modificado e $J_1...J_6$, por exemplo (Sudarshanam e Claus, 1993). Contudo, ao contrário dos demais, o método de Pernick permite ser adaptado para qualquer valor de n inteiro, e, conforme se observa nas Figuras 21 ou 22, à cada valor de n correspondem diferentes faixas dinâmicas. Portanto, chaveando-se adequadamente os valores de n , percebe-se que essas faixas dinâmicas podem ser complementadas entre si, podendo dar origem a um método com elevada faixa dinâmica global. Em sua dissertação, Menezes (2009) propôs uma generalização do método de Pernick, aqui denominada de método de Pernick chaveado, e na qual a maioria das limitações do método de Pernick de 1973 fosse superada.

O chaveamento (ou comutação) de n realizado por Menezes (2009) foi executado manualmente, de forma não automatizada. No trabalho, testou-se o novo método com um OVS de baixa tensão, como o esquematizado na Figura 5, cuja célula Pockels transversal contém um cristal de LiNbO_3 com dimensões $5\text{mm} \times 50,025\text{ mm} \times 1,1\text{ mm}$ nas direções cristalográficas X, Y e Z, respectivamente. O campo elétrico externo foi aplicado na direção Z e a propagação ocorria segundo Y. Nessas condições, e sabendo-se que $n_o = 2,286$, $n_e = 2,2$, $r_{13} = 9,6\text{ pm/V}$ e $r_{33} = 30,9\text{ pm/V}$ para o LiNbO_3 em $\lambda = 0,6328\text{ }\mu\text{m}$, verifica-se que (9) conduz a uma tensão de meia-onda $V_\pi = 64,92\text{ volts}$. Trabalhando-se com x entre 0,2 e 20 rad, Menezes (2009) mediu $V_\pi = 66,6\text{ volts}$, com discrepância de 2,6%. Esse resultado confirmou a eficácia da técnica.

O APF mostrado na Figura 1(c) foi caracterizado em termos de linearidade e resposta em frequência, concordando-se com os resultados obtidos por Leão (2004) e Marçal (2008, em particular, comprovando-se todas as ressonâncias mostradas na Figura 8. Caracterizou-se também o APF mostrado na Figura 1(e), até o limite de 25 kHz, concluindo-se que existe uma forte ressonância mecânica em 20,7 kHz (Menezes et al., 2009). Valores de x entre 0,2 e 40 rad foram testados,

determinando-se em que ponto o AFP entra na região de operação não linear entre tensão aplicada e deslocamento gerado.

Menezes também foi o aluno que explicou o comportamento anômalo das funções de Bessel (em módulo) mostradas na Figura 15(b), em termos de geração de produtos de intermodulação, quando a tensão de alimentação em 60 Hz da célula Pockels continha 1,4% de quinta harmônica (Menezes et al., 2008).

O mestrado de Menezes (2009) deu origem a duas publicações em congressos:

- (a) Menezes et al, 2008 (Anais do MOMAG, 2008);
- (b) Menezes et al, 2009 (Anais do XXXII ENFMC, 2009).

Houve um hiato na procura da automatização do método de Pernick chaveado até 2012. Antes disso, mas ainda envolvendo-se métodos espectrais, teve-se a dissertação de **Aline Emy Takiy**, intitulada “Análise Teórica e Experimental de uma Nova Técnica de Processamento de Sinais Interferométricos Baseada na Modulação Triangular da Fase Óptica” (Takiy, 2010). No trabalho, propôs-se um novo método, empregando-se a modulação triangular de fase, para se determinar a profundidade de modulação de fase óptica. O novo método, aqui denominado de método b_1/b_3 , é inspirado no clássico método J_1/J_3 , porém, supera a maioria das suas imperfeições: o método é direto (não tem de se resolver uma equação transcendental); é auto-consistente (dispensa qualquer procedimento de auto-calibração, como no caso do método J_{1max}); não apresenta problemas de ambiguidade de fases; é imune ao desvanecimento; não necessita de um algoritmo de correção de sinais algébricos para as componentes espectrais do sinal foto detectado (dispensa a necessidade do espectro de fases); tem melhor resolução e faixa dinâmica que os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_4$ modificado e $J_1...J_6$. A faixa dinâmica do método b_1/b_3 é vai de MDPS=0,096 rad (contra 0,18 rad para os métodos acima) até 7,8 rad (para um erro de 0,05 rad).

O fundamento do método b_1/b_3 é o seguinte: quando os transdutores a serem caracterizados por interferometria são alimentados por tensões $V_{ext}(t)$ com formas de onda periódicas e triangulares, não há necessidade de se operar com a série de Fourier em termos de funções de Bessel (as quais são definidas através de integrais que não possuem soluções analíticas fechadas), mas sim, em termos de funções algébricas simples (os coeficientes da série possuem solução analítica fechada). Além disso, o algoritmo final opera com o interferômetro em malha aberta e não demanda cálculos complexos. Este tipo de procedimento torna-se bastante adequado para a análise da linearidade de APFs e medição do coeficiente de calibração (ou coeficiente LLVS, nm/V). Na dissertação, também é apresentado um procedimento para se medir o valor da fase quase estática $\phi_0(t)$ no momento da

aquisição de dados.

No método, considera-se que o sinal de excitação seja uma função triangular periódica, produza um desvio de fase óptica $\Delta\phi(t)=\Lambda(t)$, sendo $\Lambda(t)$ tem frequência ω_0 e amplitude x rad. Com isso, a série de Fourier de (4) torna-se:

$$v(t) = A\{a_0 + F[\sum_{\substack{n=2 \\ n \text{ even}}}^{+\infty} a_n(x) \cos(n\omega_0 t) + \sum_{\substack{n=1 \\ n \text{ odd}}}^{+\infty} b_n(x) \sin(n\omega_0 t)]\} \quad (23)$$

onde $a_0=1$,

$$a_n(x) = \frac{(-1)^{n/2} 8x \sin x}{4x^2 - (n\pi)^2} \quad (24)$$

para n ímpar, e

$$b_n(x) = \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}} 8x \cos x}{4x^2 - (n\pi)^2} \quad (25)$$

para n par. A partir daí, as componentes espectrais de $v(t)$ são dadas por

$$V_n = \begin{cases} AF, & \text{for } n = 0 \\ AF \cos \phi_0 a_n(x), & \text{for } n \text{ even} \\ AF \sin \phi_0 b_n(x), & \text{for } n \text{ odd} \end{cases} \quad (26)$$

em analogia com (11 a-b).

Na prática, calcula-se a razão entre os módulos de V_1 e V_3 :

$$R(x) = \frac{|V_1|}{|V_3|} = \frac{|AV \sin \phi_0 b_1(x)|}{|AV \sin \phi_0 b_3(x)|} = \frac{|b_1(x)|}{|b_3(x)|} = \frac{|4x^2 - 9\pi^2|}{|4x^2 - \pi^2|} \quad (27)$$

tal que $R(x)$ é sempre real e positivo. Com isso, numa dada medição, tem-se que o valor de $R(x)$ é conhecido, e, partir daí, deseja-se determinar x' , o valor estimado de x . Isto pode ser realizado elevando-se (27) ao quadrado e resolvendo-se a equação biquadrada resultante. Como a profundidade de modulação x é um número real e positivo, conclui-se que a solução desejada é uma das duas possibilidades:

$$x' = \begin{cases} x_1 = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{9 - R(x)}{1 - R(x)}} \\ x_2 = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{9 + R(x)}{1 + R(x)}} \end{cases} \quad (28)$$

O critério para a seleção entre $x' = x_1$ ou $x' = x_2$ está apresentado em (Takiy, 2010), e baseia-se em informação presente no próprio espectro de $v(t)$.

Objetivando testar a eficiência do método, executou-se uma simulação variando-se x entre 0.5 e 2.5 rad (dentro de sua faixa dinâmica), e se determinou os respectivos valores de x' . Na simulação, considerou-se a incidência de 40 dB de ruído branco gaussiano, e também, uma variação aleatória da fase quase-estática ϕ_0 . O resultado encontra-se apresentado na Figura 24, na qual a escala do lado esquerdo refere-se a x' , e, a do lado direito à ϕ_0 . Verifica-se que o gráfico permanece linear ao longo de toda a faixa, exceto no ponto em torno de 1.4 rad, devido ao fato de que $\phi_0(t)$ está próximo de 0 rad (por puro acaso), como é previsto pela teoria. Neste caso, sugere-se descartar tal ponto. Num caso prático, notando-se que existe algum ponto fora da curva de linearidade, sugere-se ao usuário calcular o valor de ϕ_0 de acordo com o procedimento discutido por Takiy (2010), e, confirmado que está próximo de um múltiplo de $\pi/2$ rad, descarta-se a medida.

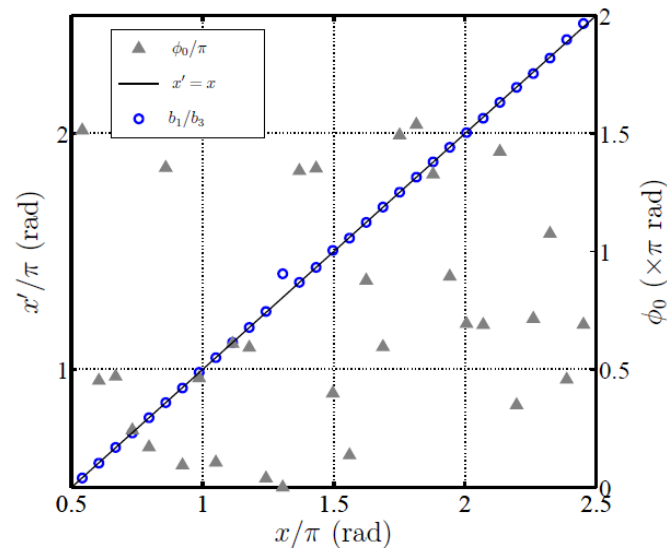


Figura 24 - Simulação do método b_1/b_3 , considerando-se 40 dB de ruído AWG e deriva em ϕ_0 .

Takiy (2010) testou a técnica b_1/b_3 em laboratório, com o OVS usado por (Menezes, 2009), o qual possui $V_\pi = 64,92$ V. Tensões entre 0 e 160 V, em 1 kHz, foram aplicados ao OVS, obtendo-se a curva de linearidade mostrada na Figura 25. Como previsto pela teoria, o gráfico é linear entre 0,07 rad (para $V_{ext} = 5$ V) e 7,8 rad (para $V_{ext} = 155$ V). O valor da tensão de meia-onda resulta em $V_\pi = 64,38$ V, e está associada ao ponto onde $x' = \pi$ rad. A discrepância é de apenas 0,8%. O coeficiente angular da reta, dentro da faixa dinâmica, é igual a 48,6 mrad/V. Aplicando-se a relação (8), calcula-se $x/V = \pi/V_\pi = 48$ mrad/V (adotando-se $V_\pi = 64,92$ V), muito próximo do obtido experimentalmente. Os trabalhos de Takiy (2010), Menezes (2009) e Marçal (2008) mostraram que o OVS esquematizado na Figura 5 constitui um excelente sistema para se testar a exatidão de novos métodos de detecção de fase.

Além do OVS, o método b_1/b_3 foi bem sucedido ao analisar a linearidade dos APFs

mostrados nas Figuras 1(c) e 1(e), bem como, ao deslocador XY mostrado na Figura 2(a). Embora tardio, os autores do método pretendem submeter o novo método para publicação em revista.

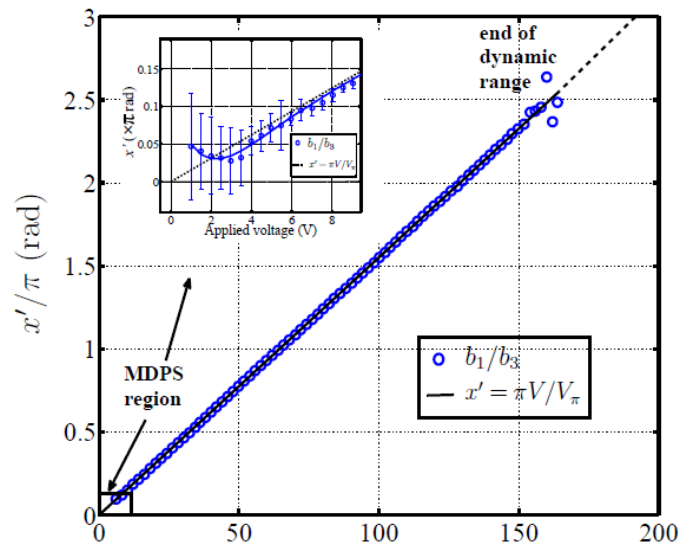


Figura 25 – Resultados experimentais obtidos com o OVS, em termos de gráfico de x' versus x .

A aluna também mostrou que o SIMULINK constitui uma excelente ferramenta para síntese de novos métodos interferométricos de detecção de fase, economizando-se recursos financeiros e tempo de desenvolvimento, antes da etapa experimental (Takiy et al, 2010). No SIMULINK pode-se emular diversos tipos de interferômetros, bem como, analisar os efeitos de desvanecimento e incidência de vários tipos de ruído. Esse estudo foi apresentado no congresso CBA:

(a) Takiy et al, 2010 (Anais do XVIII CBA, 2010).

Outra ferramenta excelente para se testar novas técnicas de detecção de fase foi proposta pelo candidato, ao orientar o trabalho desenvolvido pela bolsista CNPq/PIBITI (2013-2014), **Roberta Irma Martin**, com o circuito integrado AD 639 (*Analog Devices*), um gerador universal de funções senoidais (Martin & Kitano, 2014). Esse recurso permite testar a eficiência dos novos algoritmos num simulador em eletrônica analógica, com características muito próximas as de um interferômetro prático, e diante de condições severas de desvanecimento, visibilidade de franjas e ruído eletrônico, por exemplo. Métodos como o $J_1...J_4$ foram testados por um tal circuito simulador, gerando-se resultados experimentais em perfeito acordo com as previsões teóricas. Na Figura 26 ilustra-se o circuito eletrônico que simula interferômetros, montado em placa de circuito impresso (a fonte de alimentação DC faz parte da placa). O sinal de excitação do “interferômetro” é inserido no pino 1, enquanto o “termo de desvanecimento” é inserido no pino 2 (sinal arbitrário de baixa frequência). Além de seno e cosseno, o CI AD 639 é capaz de gerar as funções tangente, cotangente, secante e

cossecante, e também, suas funções inversas, as quais foram aproveitadas para implementar métodos temporais, conforme será discutido na próxima seção.

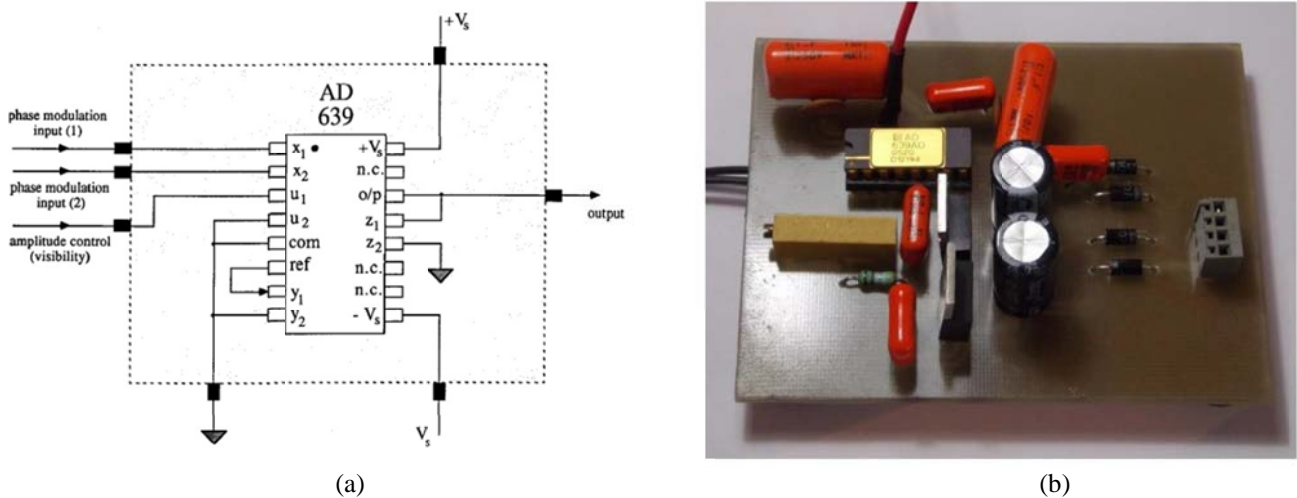


Figura 26 – Circuito simulador de interferômetros com CI AD639. (a) Diagrama esquemático. (b) Montagem em placa de circuito impresso (Martin & Kitano, 2014).

Trabalhos adicionais envolvendo métodos espectrais também foram conduzidos pela co-orientada de Iniciação Científica (bolsa CNPq/PIBIC, iniciada em 2007) e de mestrado (bolsa FAPESP) do candidato, **Paula Lalucci Berton** (Berton, 2013), sob a orientação do Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti da FE-IS/UNESP. Na IC a aluna investigou a possibilidade de se empregar placas de DSPs (*Digital Signal Processors*) para realizar a aquisição e processamento de sinais interferométricos.

Cita-se que até 2012, todos os trabalhos executados no LOE realizavam a aquisição de sinais através de osciloscópios digitais. Por exemplo, para a obtenção da curva de deslocamento em função da tensão aplicada a um piezoatuador em sua região linear, eram necessárias várias aquisições individuais, através de janelas de sinal temporal discretizado, com 2500 amostras, e transferidas para um computador através da interface serial RS232. Estes dados constituíam uma arquivo de texto com formato ASCII, que eram armazenados para pós-processamento. Ao se utilizar amostragens de dados com microcomputadores, antes de cada aquisição devia ser observado se o sinal estava estável e com uma amplitude adequada, a fim de minimizar o erro. O processamento dos dados armazenadas do sinal eram, então, processados via softwares como o MATLAB. Este processo era repetido para cada valor de tensão aplicada ao piezoatuador. A ideia de se empregar DSPs para realizar todas essas etapas motivou a pesquisa.

Processadores digitais de sinais são plataformas otimizados para processamento numérico de alta complexidade. Como já foi dito, a utilização de DSPs para o processamento do sinal fotodetectado foi motivada, principalmente, pela necessidade de se automatizar o processo de

medição. Com o DSP é possível fazer a aquisição do sinal, verificar automaticamente se o sinal está adequado e processá-lo, obtendo-se a informação de deslocamento desejada. Dispensa-se, assim, o uso de osciloscópio para aquisição e microcomputador para o processamento, conforme costuma ser feito regularmente em amostragens tradicionais, simplificando e reduzindo o custo do sistema de medição. Adicionalmente, o tempo gasto para realizar as medições é reduzido, além de haver uma melhora na qualidade dos resultados.

No trabalho, foram empregados os kits baseados nos processadores TMS320VC5416 (ponto-fixos) e TMS320F28335 (ponto-flutuante), ambos fabricados pela *Texas Instruments* (TI). A comunicação entre os DSPs e o micro-computador, utilizado para a programação, foi feita através da interface USB. A programação foi desenvolvida com o software *Code Composer Studio* (CCS) e escrita em linguagem C. Com a compilação, gerava-se o código em linguagem *Assembly*. O CCS é uma ferramenta de desenvolvimento da TI específica a cada kit, possuindo compilador C, *assembler* e algumas ferramentas como o utilitário para gravação na memória *flash*. Sua interface gráfica permite o controle por parte do usuário. Nela estão o editor de criação de códigos fonte, gerenciador de projetos e ferramentas como *debugger*, que permite verificar o programa quando ele está sendo executado. A placa só passa a operar sem auxílio do microcomputador quando o programa em desenvolvimento é finalizado e gravado em sua memória *flash*.

Testes realizados com ambos os DSPs permitiram concluir que o DSP de ponto flutuante pode ser programado de forma mais simples que o de ponto-fixos, além de apresentar mais recursos. Um fato importante, é que o efeito do erro de quantização é bem mais intenso com o DSP em ponto fixo. Tais erros de quantização atuam como fonte ruído e, como a resolução dos métodos espectrais aqui discutidos é limitada pelo MDPS, existe um comprometimento intrínseco da qualidade dos resultados usando DSPs de ponto fixo. Cita-se que seria possível obter melhores resultados com este DSP, investindo-se em uma programação mais sofisticada, no entanto, o DSP de ponto-flutuante se mostrou insuperável quando se deseja operar em tempo real. O eZdsp TMS320F28335 apresenta maior versatilidade na taxa de amostragem, que pode ser modificada e chegar até 12 MHz. Já o DSK TMS320VC5416 apresenta taxa de aquisição restrita em 48 kHz, o que limita a aplicação a frequências mais baixas.

Como nos métodos espectrais era necessário o cálculo de apenas algumas raias de frequência, em vez de se calcular o conteúdo espectral usando o algoritmo de FFT, optou-se por utilizar o algoritmo de Goertzel (Oppenheim & Schaefer, 2009), mais eficiente neste caso.

Trabalhando primeiramente com o método $J_1...J_4$ aplicado à medição de nanodeslocamentos em APFs, a aluna publicou artigo no XXI Congresso de Iniciação Científica da UNESP - CICUNESP (Berton et al., 2009), sendo selecionada para a segunda fase, na qual ficou em terceiro lugar entre os melhores trabalhos. Com isso, foi convidada para apresentar a pesquisa no XXII CICUNESP (Berton et al., 2010a), na 62ª Reunião Anual da SBPC (Berton et al., 2010b) e na XVIII *Jornadas de Jóvenes Investigadores - Asociación de Universidades Grupo Montevideo* (Berton et al., 2010c). Um artigo mais abrangente foi publicado no XVIII Congresso Brasileiro de Automática (Berton, et al., 2010d).

Em sua dissertação, intitulada “Análise e implementação de técnicas de medição de microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores digitais de sinais”, defendida em 2013, a aluna implementou o método de Pernick chaveado com DSP. O objetivo foi estabelecer um procedimento padrão e computacionalmente simples de ser implementado na prática, para se medir valores de x tão elevados quanto 100π rad (ou mais), selecionando-se o valor adequado de n em (22), de acordo com o próprio valor de x . Ou seja, a seleção do valor de n foi realizada a partir de informações do espectro do próprio sinal de saída do interferômetro $v(t)$. O desafio consistia em executar esta tarefa diante do fenômeno de desvanecimento do sinal interferométrico, devido ao comportamento aleatório da função $\phi_0(t)$. Inclusive, a seleção adequada de n está relacionada diretamente ao valor de $\phi_0(t)$ presente no instante da medição. A título de ilustração, mostra-se na Figura 27 o gráfico de bacias que resulta quando o método de Pernick chaveado é aplicado. Como nenhuma bacia está presente, significa que não existe preocupação com $\phi_0(t)$ ou com ruído eletrônico (a não ser devido ao problema inevitável de MDPS finito, em torno de 0,2 rad).

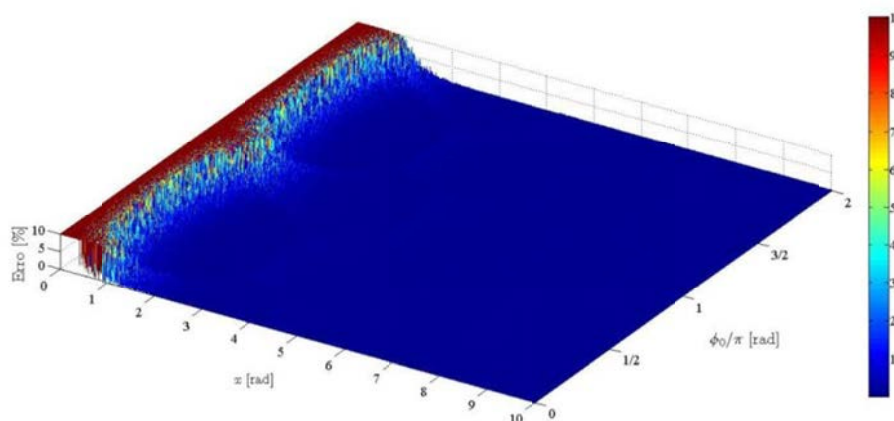


Figura 27 - Gráfico de bacias obtido com o método de Pernick chaveado automaticamente (Galeti et al., 2013a).

Curiosamente, partindo-se de uma sugestão do candidato a LD, dois alunos de mestrado (Paula Lalucci Berton, orientada do Prof. Ricardo Tokio Higuti, e José Henrique Galeti, orientado do

candidato) desenvolveram a automatização do método de Pernick chaveado independentemente um do outro, chegando-se praticamente ao mesmo algoritmo, mas por diferentes abordagens. A proposta de Berton (2013) foi objeto de estudo de sua dissertação de mestrado, e foi apresentada no INDUSCON 2012 (Berton *et al.*, 2012). A ideia foi implementada em DSP e aplicada à caracterização do APF mostrado na Figura 1(a). Extraíndo-se o melhor de cada uma das duas abordagens, escreveu-se o artigo para a revista *Applied Optics* (Galeti *et al.*, 2013a), extendendo-se a faixa de aplicação do método para medir deslocamentos de fase até 100π rad, empregando-se o APFMA mostrado na Figura 2(a), que possui flexibilidade muito maior que os demais APFs empregados.

A demonstração rigorosa do método de Pernick chaveado foi publicada na revista *Applied Optics* em 2013 (Galeti *et al.*, 2013a). Uma outra aplicação do método foi publicada nos anais do I2MTC2014, por Berton e colaboradores, enfatizando-se os resultados experimentais obtidos com o APF inédito mostrado na Figura 1(b) (Berton *et al.*, 2014). O método de Pernick chaveado foi utilizado pelo mestrando José Henrique Galeti de forma *off-line*, amostrando-se os sinais através do osciloscópio digital e transferindo os arquivos para o computador, os quais foram processados em MATLAB.

Como resultado dos trabalhos desenvolvido por Berton(2013), foram obtidas as seguintes publicações:

- (a) Berton et al., 2009 (Anais do XXI CICUNESP);
- (b) Berton et al., 2010a (Anais do XXII CICUNESP);
- (c) Berton et al., 2010b (Anais da 62^a Reunião Anual da SBPC, 2010);
- (d) Berton et al., 2010c (Anais da XVIII Jornadas de Jóvenes Investigadores - Asociación de Universidades Grupo Montevideo);
- (e) Berton et al., 2010d (Anais do XVIII CBA);
- (f) Berton et al., 2012 (Anais do INDUSCON 2012);
- (g) Galeti et al., 2013a (*Applied Optics*, 2013);
- (h) Berton et al., 2014 (Proceedings of the IMTC 2014).

Em 2012, o Prof. Tokio submeteu um projeto à FAPESP para que a aluna fizesse um estágio de quatro meses na Irlanda (*University of Limerick*), na área de vibrometria laser e sob a supervisão do Dr. Michael J. Connelly, especialista em DSP aplicado à interferometria (Connelly, 2002). Esta primeira visita criou perspectivas para reforçar a interação futuras entre as duas instituições, conforme será discutido adiante.

Embora os métodos de detecção de fase baseados na análise do espectro do sinal de saída do interferômetro sejam elegantes, principalmente, pela compensação passiva do desvanecimento de fase, todos padecem por causa do ruído eletrônico aditivo que se apresenta durante o processo de fotodetecção e aquisição de dados. Cada componente espectral tem uma amplitude que depende de funções de Bessel $J_n(x)$, que podem assumir valores muito pequenos dependendo do argumento x e da ordem n . Na presença de ruído aditivo a SNR varia para cada componente espectral; para índices de modulação muito pequenos ($x \ll 1$ rad), somente a componente fundamental é significativa, sendo que as harmônicas de ordem superior podem possuir SNR menores do que a unidade, limitando a estimação de x a um dado valor mínimo. Por conta disso, todos os métodos espectrais anteriormente citados apresentam limites de resolução. A maioria dos problemas devido à variação aleatória de fase $\phi_0(t)$, em geral, podem ser resolvidos, mas o de MDPS elevado (em torno de 0,2 rad) não. Outro problema é que tais métodos espectrais não operam com sinais de excitação diferentes de senoides (as quais devem possuir elevada pureza espectral). Contudo, talvez o problema mais sério, seja a impossibilidade de se medir o retardo de tempo entre a aplicação da excitação elétrica ao atuador $[V_{ext}(t)]$ e sua resposta mecânica $[\Delta L(t)]$; em outras palavras, não é possível quantificar a histerese dos APFMAs. Em verdade, todas as medições apresentadas nesta seção, refletem apenas a relação entre as amplitudes dos sinais de entrada e saída dos atuadores, mas não suas defasagens. Neste contexto, o desenvolvimento de métodos de detecção temporais pode ser de fundamental importância. Tais métodos foram desenvolvidos em outros trabalhos, os quais passam a ser descritos a seguir.

3.2 Métodos de Detecção Desenvolvidos no Domínio do Tempo

Uma dissertação orientada pelo candidato, com forte ênfase para a detecção de fase óptica no domínio do tempo, se deve ao aluno **Francisco de Assis Andrade Barbosa**, intitulada “Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e minimanipuladores piezoelétricos” (Barbosa, 2009). Como o próprio título informa, procurou-se fornecer contribuições à técnica de baixa profundidade de modulação (BPM). Primeiramente, empregando-se a óptica de raios gaussianos, investigaram-se as condições (posições relativas e ângulos de inclinação dos espelhos) necessárias para se gerar franjas circulares, intermediárias e paralelas num interferômetro de Michelson, como mostradas nas Figuras 28(a), 28(b) e 28(c), respectivamente. Nas Figuras 28(d), 28(e) e 28(f) estão os resultados

fotografados no LOE. O aprofundamento nesse assunto foi importante em vista de propostas interessantes que se apresentaram em fases posteriores da pesquisa, como será discutido adiante.

Os APFs mostrados nas Figuras 1(c) e 1(e), bem como, o APFMA mostrado na Figura 2(a), foram caracterizados usando-se o método de contagem de franjas na faixa de deslocamentos superiores a 2500 \AA . À cada deslocamento completo de uma franja, tal aquela mostrada na Figura 3(c), corresponde um deslocamento igual a $\lambda/8$, sendo λ o comprimento de onda da fonte óptica. Basbosa (2009) estudou a relação entre a frequência de modulação, a separação entre as franjas e as dimensões do fotodiodo sobre a tensão de saída gerada em sua saída, e também, a sensibilidade do interferômetro diante de ruído *shot*.

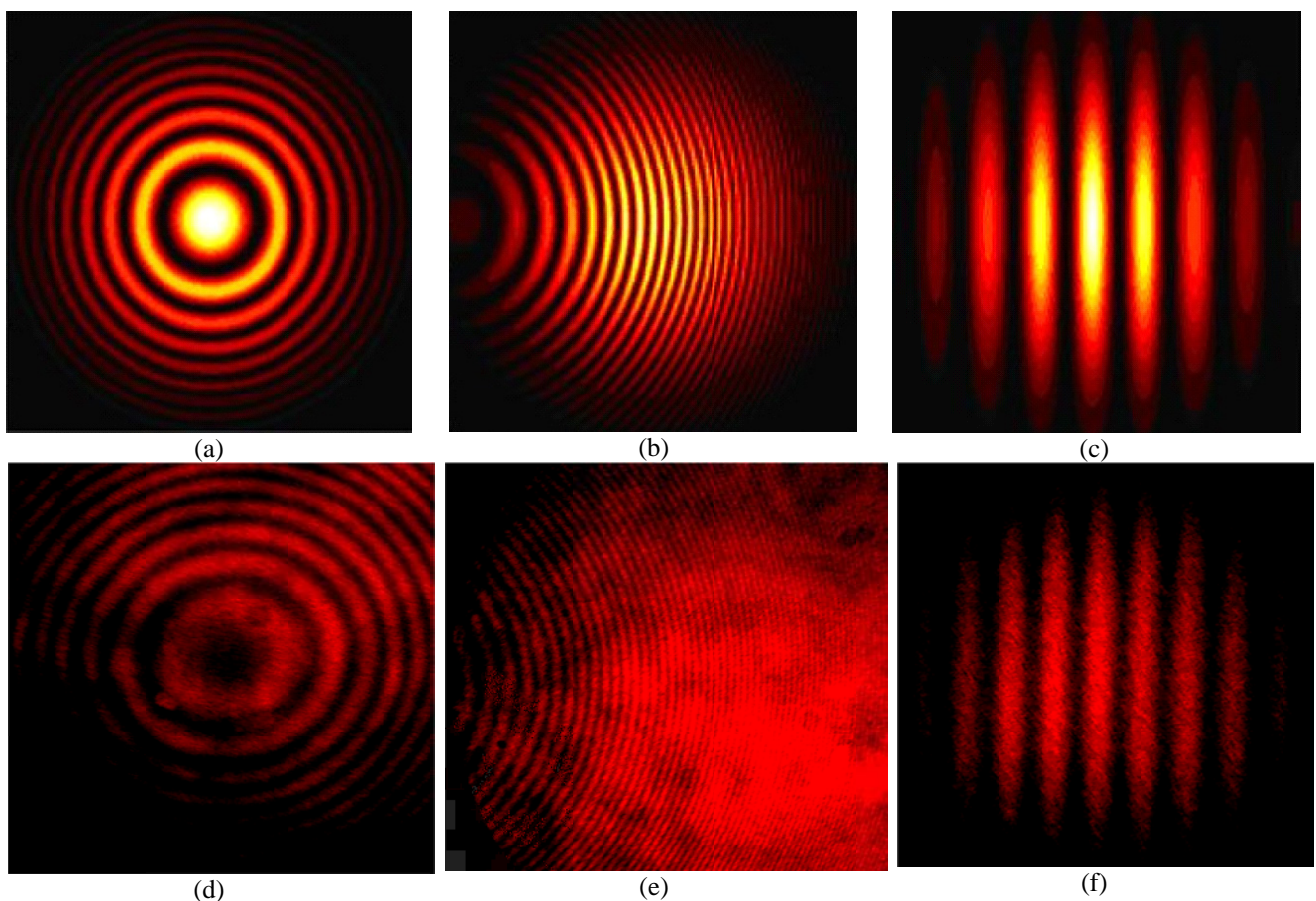


Figura 28 – Padrão de franjas possíveis de serem obtidas no interferômetro de Michelson. (a), (b) e (c) simulações em MATLAB. (d), (e) e (f) medições no LOE (Barbosa, 2009).

Os APFs e o APFMA acima citados também foram caracterizados por Barbosa (2009) usando-se o método BPM, na faixa de deslocamentos inferiores a 600 \AA . Como é bem conhecido, um interferômetro como o de Michelson constitui um padrão primário para medições de deslocamentos, baseado na constância do comprimento de onda do laser, o qual está relacionado com as transições de energia em átomos do meio laser. Por exemplo, a radiação emitida pelo laser de He-Ne, corresponde a $\lambda = 0,6328 \text{ \mu m}$, e está associado à transições específicas de energia no átomo de

Ne. No entanto, no método BPM torna-se necessário realizar um procedimento de auto-calibração do interferômetro, após o qual medições de deslocamentos em unidades absolutas possam ser realizadas (ao contrário dos métodos J_1/J_3 , $J_1\dots J_4$ e $J_1\dots J_6$, por exemplo). Um procedimento de auto-calibração simples foi proposto na dissertação, empregando-se como sinal de excitação dos atuadores, uma forma de onda triangular. Na verdade, este é um procedimento herdado da medição da tensão de meia-onda de moduladores eletroópticos integrados. Tal procedimento é explicado nos próximos parágrafos.

No método de BPM opera-se em regime sub-franja devido aos baixos valores de $\Delta\phi(t)$. Para fins de auto-calibração, foi considerado que $\Delta\phi(t)$ tem a forma de onda triangular, como mostrado na Figura 29.

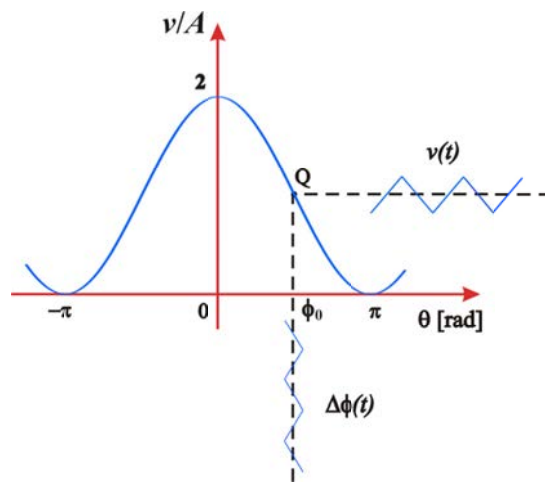


Figura 29 - O processo de detecção de fase óptica utilizando o método BPM (Barbosa et al., 2010a).

A tensão elétrica fotodetectada (2) pode ser escrita simplificadamente como:

$$v(t) = A\{1 + F \cos[\Delta\theta(t)]\} \quad (29)$$

sendo $\Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$. Na ausência de sinal, ou seja, para $\Delta\phi(t) = 0$, a tensão $v(t)$ dá origem a

$$v_{\text{BIAS}} = v(\phi_0) = A [1 + V \cos \phi_0] \quad (30)$$

No ponto Q especificado na Figura 29, ao qual está associada a um determinado valor da fase ϕ_0 , a inclinação da função de transferência é dada por:

$$\left. \frac{dv}{d\theta} \right|_{\phi_0} = -AF \sin \phi_0 \quad (31)$$

a qual tem raiz em $\phi_0 = \pi/2$ rad. Isto que confirma que, em torno de $\phi_0 = \pi/2$ rad tem-se inclinação máxima (em módulo) e, portanto, o interferômetro exibe sensibilidade máxima. Além disso, (31) resulta no valor $v_{\text{BIAS}} = A$, como esperado (ver Figura 29).

A função não linear $v(t)$ em (29) pode ser expandida em série de Taylor por:

$$v(\theta) = v(\phi_0) + \left. \frac{dv}{d\theta} \right|_{\phi_0} (\theta - \phi_0) + \left. \frac{d^2v}{d\theta^2} \right|_{\phi_0} (\theta - \phi_0)^2 + \dots \quad (32)$$

O regime BPM é caracterizado pela condição $\Delta\phi(t) = \theta - \phi_0 \gg (\theta - \phi_0)^2$. Nesta situação e considerando-se $\phi_0 = \pi/2$ rad, $v(\theta)$ será denotado por $v_{BPM}(\theta)$:

$$v_{BPM}[\theta(t)] = v_{BIAS} - A F \Delta\phi(t) = A [1 - F \Delta\phi(t)] \quad (33)$$

cuja parcela AC é

$$v_{BPM,AC}(t) = -AF \Delta\phi(t) \quad (34)$$

que é diretamente proporcional ao deslocamento de fase instantânea $\Delta\phi(t)$, independentemente de sua forma de onda. Esta é a essência do método BPM. Contudo, a fim de se realizar medições de $\Delta\phi(t)$ a partir de $v_{BPM,AC}(t)$ torna-se necessário determinar o fator AF , ou seja, é necessário auto-calibrar o interferômetro.

Se $\Lambda(t)$ for uma função periódica triangular, de amplitude unitária e frequência f , então, $\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{pico} \Lambda(2\pi ft)$ rad, sendo $\Delta\phi_{pico}$ o valor de pico de $\Delta\phi(t)$. No caso particular, quando $\Delta\phi_{pico} = \pi/2$ rad, a função $v(t)$ geral (29), para $\Delta\phi(t)$ pequeno ou não, torna-se

$$v(t) = A \left\{ 1 + F \cos \left[\frac{\pi}{2} \Lambda(2\pi ft) + \frac{\pi}{2} \right] \right\} = A [1 - F \sin(2\pi ft)] \quad (35)$$

sendo sua componente AC dada por

$$v_{AC}(t) = -AF \sin(2\pi ft) = V_{\max} \sin(2\pi ft) \quad (36)$$

uma senoide pura, como ilustrada na Figura 30(a). Por outro lado, para valores imediatamente superiores, $\Delta\phi_{pico} > \pi/2$ rad, pode ser observada uma pequena reentrância nos picos e nos vales do sinal fotodetectado, como mostrado na Figura 30(b).

O procedimento de calibração consiste, basicamente, em aumentar a amplitude de $\Delta\theta(t)$ até se obter uma senoide pura na tela do osciloscópio. Qualquer reentrância no sinal de saída significa que a amplitude de $\Delta\theta(t)$ está além de $\pi/2$ rad. Nestas condições, o valor da tensão $V_{\max} = -AF$ em (36) pode ser medida no osciloscópio e, portanto, o valor do fator AF fica determinado

experimentalmente. A partir daí, o interferômetro estará calibrado e pronto para realizar medições sob regime de BPM empregando-se (34).

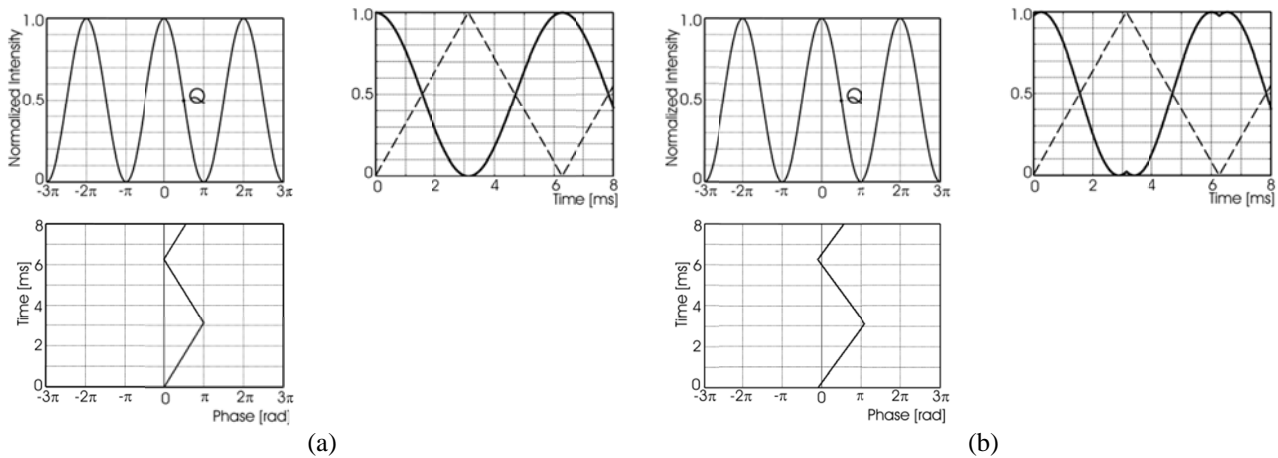


Figura 30 – Processo de auto-calibração do interferômetro. (a) Saída simulada para tensão de alimentação correspondente a $X_{\text{peak}} = \pi/2$ rad. (b) X_{peak} ligeiramente acima de $\pi/2$ rad (Barbosa et al., 2010a).

Os deslocamento podem ser medido aplicando-se (3) e (34), ou seja

$$\Delta L(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta \phi(t) = -\frac{\lambda}{4\pi} \frac{v_{BPM,AC}(t)}{AF} \quad (37)$$

Medindo-se o valor de pico de $v_{BPM,AC}(t)$ com o osciloscópio (tal qual o valor de pico do sinal de saída na Figura 29), ou seja, V_{pico} , calcula-se

$$\Delta L_{\text{peak}} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{v_{\text{peak}}}{V_{\text{MAX}}} \quad (38)$$

Com o método proposto mediu-se, pela primeira vez, os coeficientes gerado e acoplado [aplicando-se (1)] do posicionador XY mostrado na Figura 2(a), obtendo-se valores da ordem de 16%.

A dissertação de Barbosa (2009) permitiu gerar as seguintes publicações:

- (a) Barbosa et al., 2010a (Revista Controle & Automação, 2010);
- (b) Barbosa et al., 2010b (Proceedings of the INDUSCON 2010);
- (c) Barbosa et al., 2009 (Anais do XXXII ENFMC, 2009).

Antes de concluir, registra-se que os resultados mostrados na Figura 6, sobre o fenômeno de *tracking error*, bem como a medição de alta tensão realizada com o OVS mostrado na Figura 10(b), também foram realizados através do método BPM.

Na sequência, descreve-se a dissertação de mestrado do aluno **José Henrique Galeti**, intitulada “Medição Interferométrica de Fase Óptica através do Método de Segmentação do Sinal

Amostrado” (Galeti, 2012).

Como visto, o modo de operação com BPM somente lineariza a curva de entrada-saída do interferômetro diante de sinais com baixa profundidade de modulação, $|\Delta\phi(t)| \ll 1$ rad, conduzindo a (33). Contudo, calculando-se o arco seno do sinal fotodetectado, Galeti *et al.* (2011) mostraram que é possível executar a demodulação de fase até $|\Delta\phi(t)| = \pi/2$ rad, mesmo para sinais arbitrários. Ou seja, basta inverter a parcela AC de (29), desde que o interferômetro opere no ponto de quadratura de fase ($\phi_0 = \pi/2$ rad):

$$\Delta\theta(t) = \sin^{-1}\left[\frac{V_{AC}(t)}{V_{max}}\right] \quad (39)$$

a qual é unívoca nesta faixa de $\Delta\phi(t)$. Além disso, a determinação do fator de auto-calibração $V_{max} = AF$ não precisa de todo o rigor descrito por Barbosa *et al.* (2010a). Na verdade, basta medir a amplitude do sinal fotodetectado para qualquer valor $|\Delta\phi(t)| \geq \pi/2$ rad, em vista que o sinal modulado em fase $[v(t)]$ possuirá amplitude constante sob operação multi-franjas.

Uma forma alternativa de se determinar o arco seno é através do CI AD639 estudado por **Roberta Irma Martin**, bolsista CNPq/PIBITI (2014-2015, renovação) (Martin & Kitano, 2014). O CI AD639 calcula funções trigonométricas inversas fechando-se a malha ao redor da saída do amplificador operacional interno, resultando num sistema realimentado não linear, capaz de determinar o valor do arco seno para $-\pi/2 < \Delta\phi(t) < \pi/2$ rad. O circuito para a configuração arco seno foi montado em placa de circuito impresso e está mostrado Figura 31 (Martin *et al.*, 2015).

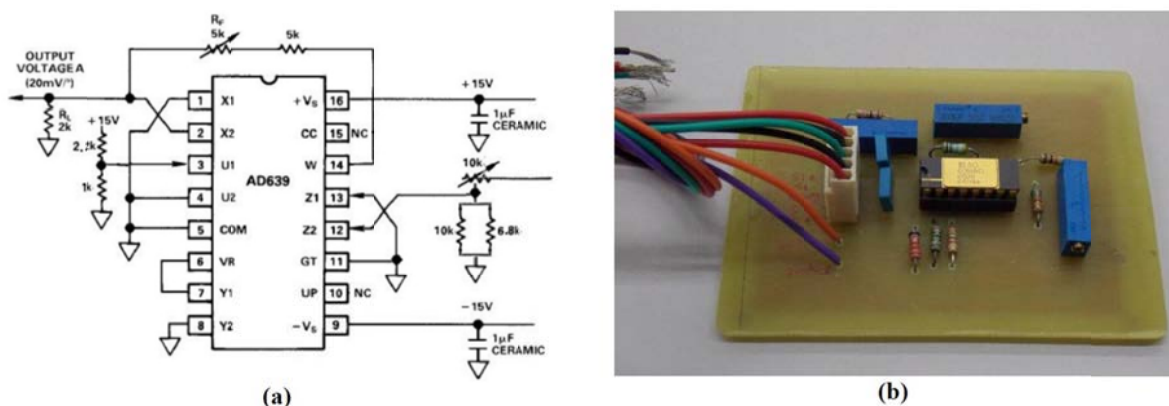


Figura 31 – Função arco seno com AD639. (a) Conexões. (b) Placa de circuito impresso (Martin *et al.*, 2015).

No AD639, uma tensão de referência igual a 1,8 V corresponde à $\pi/2$ rad. Então, por exemplo, uma tensão com forma de onda triangular com 1,8 V de pico, corresponderia à uma defasagem com forma de onda triangular com $\pi/2$ rad de pico. Conforme informaram (Barbosa *et al.*,

2010), se for inserida uma função triangular $\Delta\phi(t)$ com $\pi/2$ rad de amplitude num interferômetro em quadratura de fase e que obedeça a (2), a tensão de saída seria uma senoide pura. Consequentemente, se fosse realizada a operação inversa, ou seja, o arco seno da senoide pura, dever-se-ia obter a função triangular. Assim, para testar o circuito demodulador da Figura 31, alimentou-se o APF mostrado na Figura 1(d) de maneira a gerar $\Delta\phi(t)$ com forma de onda triangular e amplitude 1,8 V pico, mantendo $\phi_0(t)$ em quadratura de fase (usando um interferômetro em malha fechada). O resultado está mostrado na Figura 32.



Figura 32 – Sinal de entrada (amarelo) e sinal demodulado (azul). (a) Sinais superpostos. (b) Sinais com um pequeno *offset* a fim de permitir a observação dos dois sinais separadamente (Martin & Kitano, 2014).

Nos próximos parágrafos discute-se o principal tópico pesquisado por Galeti (2012). Como visto, o método BPM clássico, tradicionalmente é aplicado para detectar sinais polarizados no ponto de quadratura de fase e com amplitudes inferiores a $\pi/2$ rad de pico (Barbosa *et al.*, 2010). As vantagens deste método referem-se à capacidade de medir desvios de fase muito pequenos (limite teórico igual a 1,2 mrad) e por permitir se trabalhar com sinais com forma de onda arbitrária. Como desvantagem, a faixa dinâmica é pequena e geralmente é necessário manter a fase $\phi_0(t)$ constante, igual a $\pi/2$ rad, o que demanda interferômetros estabilizados, operando em malha-fechada. O método, denominado por Galeti (2012) de “método de segmentação do sinal amostrado - MSSA”, constitui essencialmente numa generalização do método arco cosseno de (Galeti *et al.*, 2011), sem no entanto, exigir a condição de quadratura de fase. Portanto, pode operar em malha-aberta, mantém a excelente resolução do BPM e permite elevada faixa dinâmica. O método permite operar com resolução (MDPS) igual a 0,001 rad (devido a ruído de quantização), elevada faixa dinâmica (até 200 rad) e é imune ao desvanecimento do sinal. Outras características podem ser apontadas: é homódino, faz medições de atuadores não lineares, detecta algumas classes de sinais com formas de onda arbitrárias (desde que periódicas), permite medir magnitude e fase do deslocamento mecânico e é pouco sensível aos ruídos eletrônicos e de quantização.

Essencialmente, o MSSA nada mais é do que a literatura denomina de ‘método do arco cosseno’ ou ‘ método do arco seno’, onde se envolve a inversão de funções cosseno ou seno, relacionadas com a curva característica de entrada e saída dos interferômetros (Pang *et al.*, 2007; Chen *et al.*, 2014). O que o torna diferente é a maneira encontrada para realizar o desdobramento de fase (*phase unwrapping*) em regime multi -franjas. Tal técnica é semelhante ao método de aproximação por senos (que será discutido adiante), no qual é necessário inverter uma função tangente sob regime de multi-franjas, porém, ao contrário desse último, demanda um procedimento de auto-calibração, o que seria uma desvantagem. No entanto, com a automatização do sistema de aquisição, isto pode ser realizado de forma bastante imediata, conforme será visto. Uma vantagem do MSSA é a simplicidade do circuito: um interferômetro de Michelson padrão, de baixo custo (o método SAM exige circuitos ópticos bem mais complicados a fim de se gerar os dois termos em quadratura de fase). A automatização do processo de medição aumenta significativamente o potencial do novo método, reduzindo a carga de trabalho do operador do sistema e melhorando a representação e interpretação dos resultados obtidos.

Como é bem sabido, um APFMA converte um sinal elétrico de alimentação $V_{ext}(t)$ em movimento mecânico $\Delta L(t)$, e esse, por sua vez, provoca a variação da fase óptica $\Delta\phi(t)$ num dos braços do interferômetro. O método MSSA é capaz de reconstituir a forma de onda da variação da fase óptica $\Delta\phi(t)$, a partir de segmentos da forma de onda do sinal fotodetectado $v(t)$. Com o método é possível avaliar o movimento do APFMA em cada instante e, compará-lo com a tensão aplicada. A partir da identificação do período da entrada $V_{ext}(t)$ e o correspondente período do sinal de saída $v(t)$, pode-se sincronizar $V_{ext}(t)$ com $\Delta L(t)$, e daí, avaliar a linearidade da resposta do atuador, por exemplo. Comparado aos procedimentos aplicados aos métodos espectrais abordados na seção anterior, afirma-se que uma única amostragem usando o MSSA equivale a 2500 pontos de medições daqueles gráficos, permitindo o levantamento da curva de linearidade de um atuador com uma única aquisição.

A fim de auxiliar na explicação do método, apresenta-se a Figura 33, na qual se considera que $\Delta\phi(t)$ seja senoidal, do tipo $\Delta\phi(t) = x\text{sen}(\omega_s t + \phi_s)$, embora a análise possa ser generalizada para certos tipos de sinais periódicos arbitrários. Por simplicidade de notação, considera-se que a fase total seja $\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$. No exemplo, considera-se $x \cong \pi$ rad, $\phi_s = 0$ e $0 \leq \phi_0(t) \leq \pi/2$ rad no instante da medição. Admite-se que a visibilidade F seja unitária, por simplicidade. Basicamente, o diagrama relaciona os sinais de entrada ($\theta \times t$) e saída ($v \times t$) de um interferômetro através de sua

curva característica ($v \times \theta$). Ainda por simplicidade de notação, estes gráficos serão referenciados por $\theta(t)$, $v(\theta)$ e $v(t)$, respectivamente.

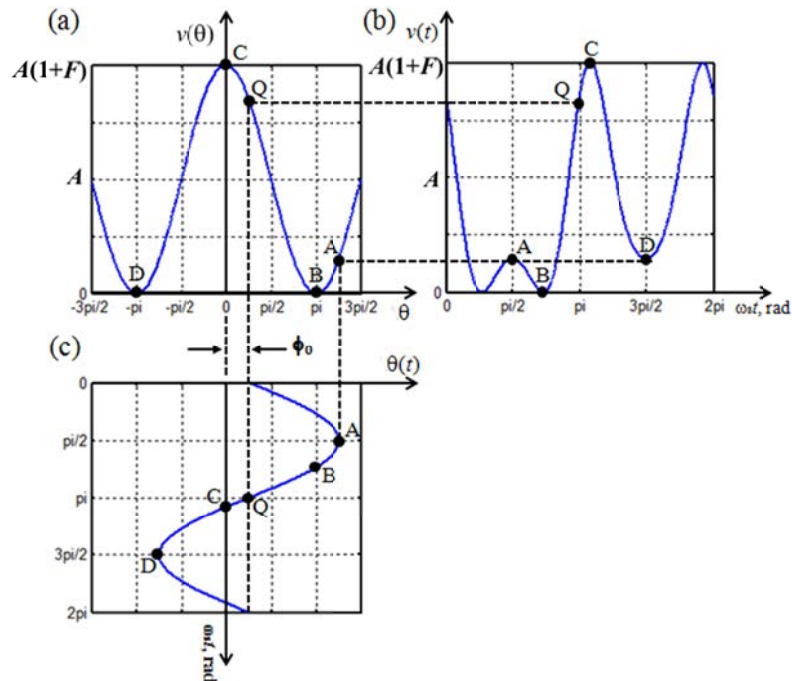


Figura 33 – Exemplo de sinal interferométrico. a) Curva de transferência entrada-saída. b) Sinal interferométrico. c) Sinal de entrada polarizado por ϕ_0 (Galetti, 2012).

Todos os gráficos parciais são segmentados em trechos AB, BC (o qual contém o ponto de operação quiescente, Q) e CD. Para esse caso particular de índice de modulação de fase, são estes três segmentos do sinal fotodetectado $v(t)$ que permitirão recuperar o sinal de fase $\Delta\phi(t)$, e daí, originou-se o nome “método da segmentação do sinal amostrado”. Essencialmente, o MSSA procura realizar o procedimento inverso ao da Figura 33, ou seja, uma vez conhecido o sinal de saída fotodetectado $v(t)$, procura-se obter o sinal de entrada $\theta(t)$. Devido à periodicidade, basta conhecer o meio-ciclo de $v(t)$ para se recuperar meio ciclo correspondente do sinal $\theta(t)$, e daí, por simetria, se recuperar o ciclo completo. Se o sinal $\theta(t)$ não for senoidal, mas ainda for periódico, basta se recorrer ao fato de que, tanto $v(t)$ quanto $\theta(t)$, exibem simetria de meia-onda. Novamente, a partir do meio ciclo do sinal $v(t)$ poder-se-á recuperar o sinal $\theta(t)$.

Antes de prosseguir, é importante se definir a função $v_A(t)$, obtida a partir de (2), desconsiderando-se a parcela constante A , isto é

$$v_A(t) = v(t) - A = AF \cos \theta(t) = AF \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t)) \quad (40)$$

Ressalta-se que esta função não corresponde à parcela AC de $v(t)$, a menos que $\phi_0(t) = p\pi/2$,

$p=0,1,2, \dots$. De fato, se $\phi_0(t)$ for arbitrário, então, considerando-se $\phi(t) = x \text{sen}(\omega_s t + \phi_s)$ em (2), por exemplo, tem-se que, em geral, $v(t)$ pode exibir uma outra componente DC, dada por $AF \cos \phi_0 J_0(x)$, conforme revela (9). Portanto, $v_A(t)$ não pode ser obtido simplesmente utilizando-se o acoplamento AC do osciloscópio (por exemplo). O procedimento correto envolve a determinação da constante A , no instante da medição, através da relação:

$$A = \frac{v(t)_{\max} + v(t)_{\min}}{2} = \frac{v_C + v_B}{2} \quad (41)$$

sendo $v_B = v(t)_{\min}$ e $v_C = v(t)_{\max}$ conforme observado na Figura 33(b). Observe-se que nem sempre $v_B = 0 \text{ V}$ como ocorre, por exemplo, nos casos onde a visibilidade F em (2) não é unitária; nestes casos, $v_B > 0$, embora ainda seja um mínimo.

Assim com nos métodos de BPM, o conhecimento do produto AF é importante para o processo de medição de deslocamentos mecânicos em valores absolutos (em unidade S.I.). Este produto também pode ser medido a partir do sinal $v(t)$ calculando-se:

$$AF = \frac{v(t)_{\max} - v(t)_{\min}}{2} = \frac{v_C - v_B}{2} \quad (42)$$

Relembre-se que, num caso geral, onde a visibilidade F não seja unitária, pode ocorrer $v_B \neq 0$. O conhecimento do produto AF garante que o interferômetro encontra-se calibrado (auto-calibração).

A seguir, define-se a versão normalizada da tensão $v_A(t)$ em (40), a qual varia somente entre -1 e $+1$, e que estará na forma adequada para a implementação do MSSA:

$$v_n(t) = \frac{v_A(t)}{AF} = \frac{v_A(t)}{v_A(t)_{\max}} = \cos \theta(t) = \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t)) \quad (43)$$

onde $v_A(t)_{\max}$ é o valor de pico de $v_A(t)$. A análise que se segue é desenvolvida em termos da função de saída normalizada $v_n(t)$.

Neste texto, o sub-índice r [$\Delta\phi_r(t)$, $\theta_r(t)$, etc.] designa um sinal que foi reconstruído ou recuperado a partir dos segmentos (como AB, BC e CD na Figura 33) de meio período do sinal de saída $v(t)$ [mais especificamente, em função da saída normalizada $v_n(t)$ em (43)]. Acrescida da propriedade de simetria de meia-onda, obtém-se um ciclo completo.

O MSSA se baseia no fato da relação entrada-saída do interferômetro [função $v_n(t)$ em (43)] ser um simples cosseno. Na verdade, a inversão trigonométrica entre $v_n(t)$ e $\Delta\phi(t)$ pode parecer simples: a partir de (43), ter-se-ia: $\Delta\phi(t) = \arccos v_n(t) - \phi_0(t)$. Porém, a função arco cosseno é

definida apenas entre 0 e $+\pi$ rad, e assim, quando aplicado a problemas de multi franjas, torna necessária a inserção de vários saltos de $\pm\pi$ rad. Na prática, a fim de se recompor $\Delta\phi(t)$, torna-se necessário adequar cada um dos seus segmentos, $\Delta\phi_r(t)$, ao respectivo quadrante do círculo trigonométrico, ou seja, executar o processo de desdobramento de fase (*phase unwrapping*). Encontram-se na literatura diversas propostas para realizar o desdobramento de fase, no entanto, a maioria é restritiva em termos de faixa dinâmica ou muito complicadas para implementação computacional.

Na sequência, discute o processo de inversão da função arco cosseno. Antes, porém, convém destacar que os autores do MSSA deram preferência por trabalhar com a função arco seno, por exibir simetria entre $-\pi/2$ e $+\pi/2$ rad. A análise começa escrevendo-se a expressão inversa de (43). Se n_i ($i = 0, 1, 2, \dots$) for usado para especificar uma amostra que foi adquirida com tempos discretos (em outras palavras, o tempo discreto será medido em amostras), o MSSA objetiva recuperar a fase total

$$\Psi_r(n_i) = \pm \arcsin[v_n(n_i)] + m\pi \quad (44)$$

para $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, sendo $\arcsin(x)$ o valor fundamental da função arco seno, definida entre $-\pi/2$ e $+\pi/2$ rad, e para $\Psi(t)$ definido como

$$\Psi(t) = \theta(t) + \frac{\pi}{2} = \Delta\phi(t) + \phi_0(t) + \frac{\pi}{2} \quad (45)$$

Portanto, o problema do método SSA basicamente é: dada uma amostragem $v_n(n_i)$, para tempos discretos n_0, n_1, n_2, \dots , determinar o valor adequado do salto m (inteiro), se m será positivo ou negativo, e qual dos sinais (\pm) devem ser aplicados em cada instante para se obter $\Psi_r(n_i)$ conforme (44). Ainda, esta tarefa deve ser executada diante de ruído eletrônico e variações aleatórias da fase $\phi_0(t)$.

Além disso, na prática, a detecção dos extremos absolutos ou relativos é realizada através dos instantes em que a derivada de $v_n(t)$ se anula. Na presença de ruído eletrônico, esta tarefa pode ficar comprometida. Também, diferentemente do método de quadratura de fases, no MSSA é necessário realizar o procedimento inicial de auto-calibração do processo (medição do produto AF), antes de se proceder às medições. Por fim, em caso de piezoatuadores, deve haver um tempo de retardo entre a aplicação da tensão de excitação e a respectiva resposta mecânica. Estes, então, foram os desafios enfrentados no trabalho de Galetti (2012).

No exemplo a seguir será estudado um caso onde $\phi_0(t) \neq 0$, mais especificamente, $\phi_0(t) =$

$-0,2 \pi$ rad. Considerando-se que o APFMA se encontra em sua região de operação linear, a fase $\Delta\phi(t)$ induzida no interferômetro é diretamente proporcional à sua tensão de alimentação $V_{ext}(t)$. Por isso, neste exemplo, ambos são tratados indistintamente, ou seja, supõe-se um fator de proporcionalidade igual a 1 rad/V, sem perda de generalidade. Assim, na Figura 34 se apresenta um sinal (entrada, em vermelho) $\Delta\phi(t)$ senoidal, com valor de pico de π rad, e a tensão normalizada do sinal de saída (em azul), $v_n(t)$, ambos representados por 2500 amostras de um sinal adquirido de forma digital. Como se percebe, o sinal interferométrico $v_n(t)$ tem valor não nulo em $t=0$. Desta maneira, será proposto um método geral que, uma vez aplicado ao caso da Figura 34, deve recuperar $\Delta\phi(t)$ com amplitude de $x=\pi$ rad e com $\phi_0(t) = -0,2 \pi$ rad.

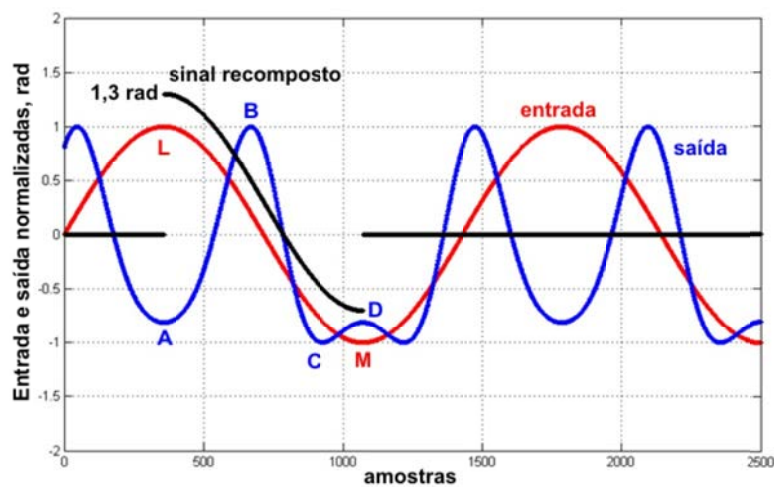


Figura 34 – Sinais de entrada [$V_{ext}(t)$ ou $\Delta\phi(t)$, vermelho], de saída do interferômetro [$v_n(t)$, azul] e recomposto [$\Psi_r(t)$, preto] (Galeti, 2012).

Inicialmente, divide-se o sinal de entrada (tensão senoidal de alimentação do APFMA, $V_{ext}(n_i)$ normalizada) nos os segmentos LM e MN, compreendidos entre máximo e mínimo de cada período. O sinal fotodetectado $v_n(n_i)$ também é dividido em segmentos, cada qual contido entre dois pontos consecutivos de derivadas nulas (máximos e mínimos, locais e absolutos). No exemplo, são os segmentos AB, BC e CD. O sinal recuperado total será composto por uma sequência da forma (sequência em linha de código MATLAB):

$$\Psi(n_i) = \Psi_r(n_i)|_{AB}; \Psi_r(n_i)|_{BC}; \Psi_r(n_i)|_{CD} \quad (46)$$

sendo n_i tempos discretos medidos em amostras ($0 \leq n_i \leq 2500$).

Cada segmento do sinal demodulado $\Psi_r(n_i)$, correspondente aos segmentos AB, BC e CD da Figura 34, são calculados pela equação (44) aplicada na forma de (46), isto é:

$$\Psi_r(358 : 1071) = -\arcsen[v_n(358 : 668)] + \pi; + \arcsen[v_n(669 : 925)]; - \arcsen[v_n(926 : 1071)] - \pi \quad (47)$$

cujo resultado está mostrado na Figura 34 (em preto). Observe-se que o sinal recomposto $\Psi_r(n_i)$ é idêntico ao sinal de interesse $\Delta\phi(n_i)$, a menos de um *offset*.

O valor da fase quase-estática $\phi_0(t)$ pode ser obtido a partir do valor médio temporal de $\Psi_r(t)$ em (45), ou seja:

$$\langle \Psi_r(t) \rangle = \left\langle \Delta\phi_r(t) + \phi_0(t) + \frac{\pi}{2} \right\rangle \quad (48)$$

onde $\langle \cdot \rangle$ denota valor médio temporal. Lembrando-se que $\Delta\phi_r(t)$ neste exemplo deve resultar numa senóide, então $\langle \Delta\phi_r(t) = 0 \rangle$ e, conseqüentemente, $\phi_0(t)$ pode ser extraído simplesmente de:

$$\langle \Psi_r(t) \rangle = \phi_0(t) + \frac{\pi}{2} \quad (49)$$

Conforme se verifica na Figura 34, o valor médio do sinal recuperado é $\langle \Psi_r(t) \rangle = +0,3\pi$ rad, correspondente ao *offset* da curva preta em relação à vermelha na direção vertical. Com isto, aplicando-se (49), o valor de $\phi_0(t)$ é: $+0,3\pi = \phi_0(t) + \pi/2$, ou seja, $\phi_0(t) = -0,2\pi$ rad, como esperado.

Cita-se que o método de segmentação do sinal amostrado foi implementado no LOE de forma totalmente automatizada. Ao operador do sistema exigem-se apenas as tarefas de alinhamento do interferômetro e de digitar alguns valores iniciais na programação do sistema de aquisição de dados. Contudo, não se pode omitir uma desvantagem do MSSA: os extremos A, B, C e D mostrados na Figura 34, são determinados pela operação de derivada, a qual maximiza o ruído (de quantização e eletrônico) presente no sinal fotodetectado. Por causa disso, torna-se necessária uma pré-filtragem (filtro passa baixa Butterworth de ordem superior) deste sinal antes de processá-lo. Embora possa haver alguma perda de informação após a filtragem, esta não tem se mostrado significativa para a maioria das aplicações da pesquisa.

Garante-se que antes de proceder às medições experimentais no LOE, o método foi testado por meio de simulações, sob condições severas de ruído eletrônico, operação multi-ciclo (com grande número de franjas de interferência), não linearidade do APFMA (saturação), baixa visibilidade e grande desvanecimento, a fim de se avaliar o erro de estimação. Contudo, as medições apresentadas a seguir, operou-se com os APFMAs dentro de suas regiões lineares. No trabalho foram

feitas 10 medições para cada frequência (acima de 200 Hz), variando-se a tensão de entrada $V_{ext}(t)$ na faixa de 5 V a 155 V (valores de pico). Cada aquisição envolveu a amostragem de 2500 pontos.

A primeira estrutura a ser investigada foi o APF mostrado na Figura 1(b). Como testes dinâmicos, foram feitas medições interferométricas com sinal de entrada senoidal, na frequência de 700 Hz e para dois valores de tensão $V_{ext}(t)$ [denominada de $V_i(t)$ por Galeti, (2012)]: 120 V e 150 V (de pico). O resultado da curva de linearidade encontra-se registrado na Figura 35, sendo que a linha em preto corresponde à subida da tensão aplicada e a linha vermelha corresponde à sua descida. Observou-se que as variações de $\phi_0(t)$ não afetam as medições e, inclusive, que o método permite mensurar os seus valores no instante da aquisição. Como se verifica, os valores de $\phi_0(t)$ são $\phi_0(t)=5$ rad e $\phi_0(t)=4,8$ rad, para as tensões de 120V e 150 V (de pico), respectivamente. Observa-se na figura que ambas as curvas se superpõem, o que já era esperado por corresponderem a uma mesma frequência de alimentação.

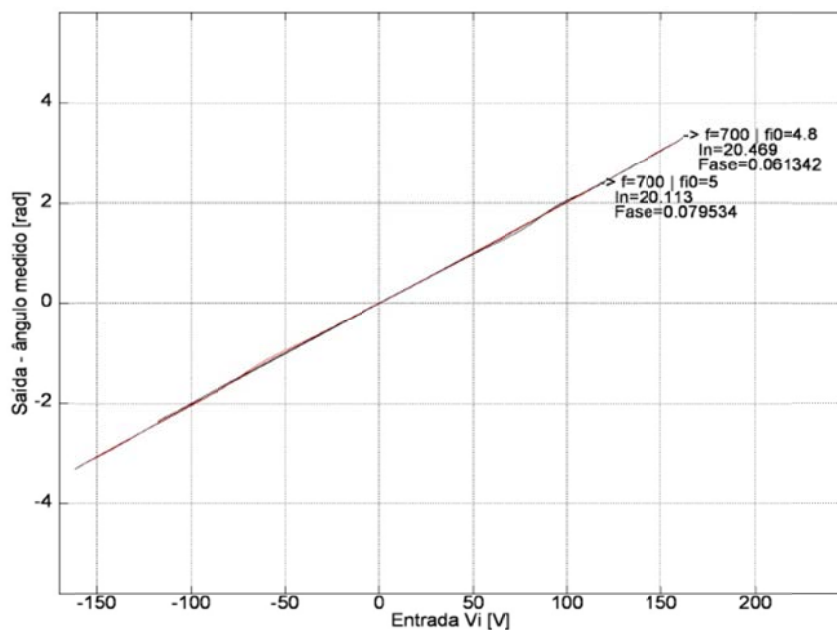


Figura 35 – Curvas de linearidade para tensões de alimentação iguais a 120 e 150 V de pico (Galeti, 2012).

Foram mensurados os atrasos da instrumentação utilizada, que inclui o osciloscópio com os cabos e pontas de prova, o fotodetector e amplificador. O valor máximo obtido foi 8 μ s, que corresponde a 0,0503 rad/kHz. Este valor pode ser compensado, ou, no caso de se operar acima de 1 kHz, desconsiderado. Por ser desprezível, desconsiderar o tempo de atraso foi a opção adotada neste trabalho. Com isso, também foram mensuradas as defasagens entre os sinais de entrada e saída, cujos valores são 0,079534 rad e 0,061342 rad, respectivamente. Ou seja, ambos os valores são praticamente nulos, evidenciando uma histerese desprezível.

Como se observa no gráfico da Figura 35, a inclinação média é de 20,469 rad/kV para o sinal com 150 V e 20,113 rad/kV para o sinal com 120 V (valores de pico). Ou seja, o fator de calibração do APF é igual a aproximadamente 20 rad/kV, na frequência de 700 Hz. Se for desejado, o gráfico do deslocamento mecânico do APF pode ser obtido aplicando-se a relação (3). No caso presente, isto resulta em $LLVS = 1,007 \text{ nm/V}$, um resultado que está de acordo com o obtido pelo método de Pernick chaveado (não mostrado na figura).

A seguir, são considerados conjuntos com 10 valores distintos de tensões de excitação do APF para cada frequência, em 60 frequências distintas. Testando-se a saída demodulada do APF, $\Delta\phi_r(t)$, confirmou-se o comportamento linear em relação à tensão de entrada $V_{ext}(t)$, nas 60 frequências estudadas, variando de 210 Hz a 1 kHz. O resultado global encontra-se registrado na Figura 36, em termos de inclinação (rad/kV) versus frequência. Tanto os gráficos de magnitude quanto os de fase estão apresentados. Como foi utilizada apenas uma escala, esclarece-se que o gráfico de fase está medido em radianos (e não em graus) multiplicados pelo fator 10. Por exemplo, próximo à primeira ressonância significativa (em 303 Hz), a fase varia de 0 rad para aproximadamente $-13/10 = -1,3 \text{ rad}$, algo em torno de $-74,5^\circ$.

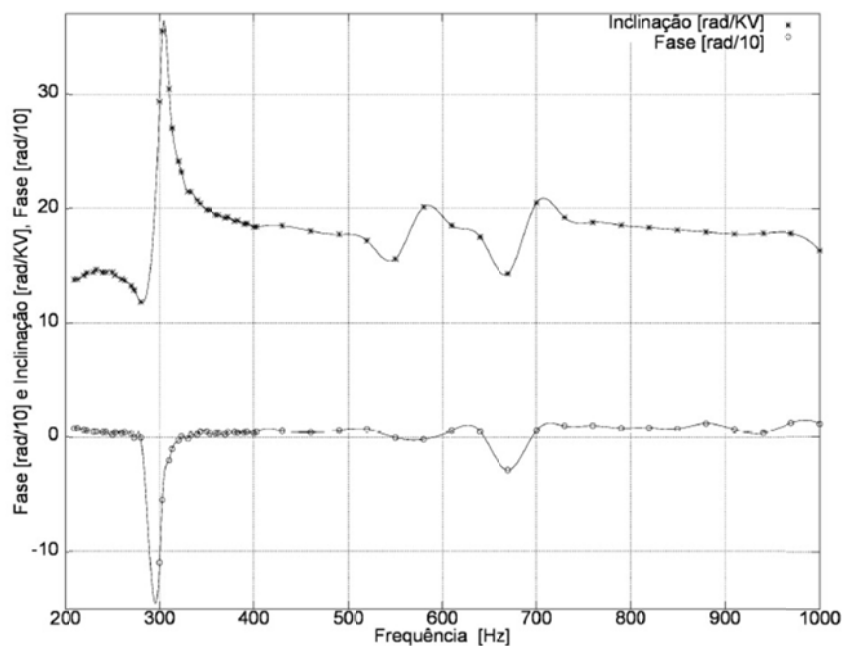


Figura 36 – Resposta em frequência para deslocamento do APF – magnitude e fase (Galetti, 2012).

Observa-se no gráfico da Figura 36 uma antirressonância próxima de 280 Hz e uma ressonância próxima de 303 Hz. Outras possíveis ressonâncias, de menores magnitudes, podem ser observadas nas frequências próximas de 600 Hz e 700 Hz.

Na sequência, ensaiou-se o nanoposicionador XY mostrado na Figura 2(a), o qual é muito interessante porque é capaz de gerar grandes amplitudes de deslocamento por unidade de tensão elétrica aplicada. Com isto, pode-se testar a nova técnica MSSA para grandes valores de índice de modulação.

Inicialmente, executa-se um teste com o MSSA aplicado a demodulação de sinais $\Delta\phi(t)$ nas frequências iguais a 170 e 1230 Hz, com a detecção dos movimentos gerados. Os sinais $\Delta\phi_r(t)$ são recuperados, e apresentam boa conformidade com a tensão de alimentação do manipulador, $V_{ext}(t)$, cuja amplitude é de 75 V aproximadamente. Os valores de $\phi_0(t)$ medidos são 8,4 e 3,4 rad, para 170 e 1230 Hz, respectivamente. Na Figura 37 ilustram-se as curvas de linearidade para as duas frequências. Os fatores de calibração resultam em 248,16 e 1024,3 rad/kV, para as frequências de 170 e 1230 Hz, respectivamente. Antecipa-se que em 1230 Hz ocorre uma ressonância do dispositivo.

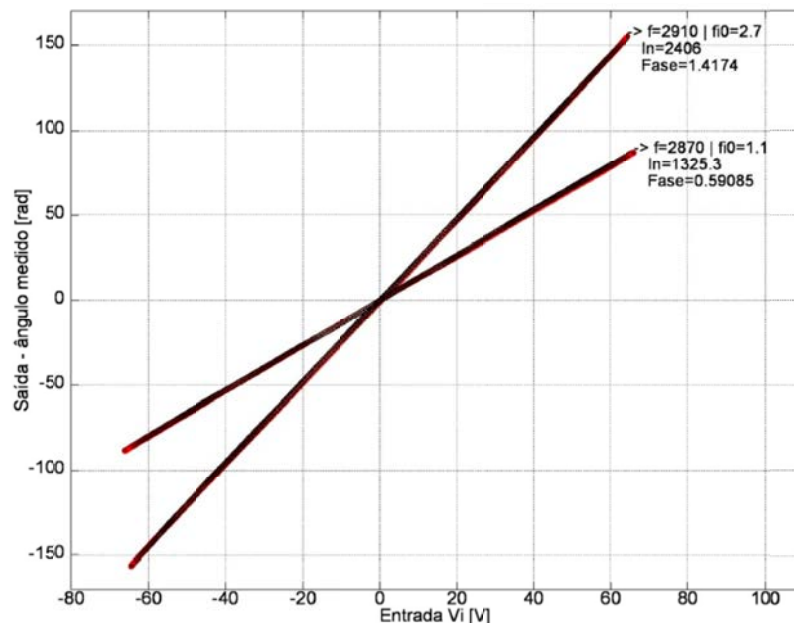


Figura 37 – Curva de linearidade para o nanoposicionador XY – movimento gerado (Galeti, 2012).

Para o levantamento da curva de resposta em frequência do nanoposicionador XY em termos de deslocamento gerado, são feitas medições interferométricas com 10 variações crescentes de tensão para cada frequência, em 165 frequências distintas, desde 80 Hz a 4 kHz. O resultado está registrado na Figura 38. Tomou-se o cuidado de comprovar a linearidade do dispositivo em todas as medições usadas na construção da resposta em frequência.

Observa-se na Figura 38, que abaixo de 700 Hz não existem ressonâncias significativas do APFMA, constituindo uma faixa de reposta em frequência razoavelmente plana. Por outro lado, entre 1000 e 1500 Hz ocorrem várias ressonâncias, e, particularmente, em aproximadamente 2910 Hz,

ocorre uma ressonância muito intensa. O próximo objetivo foi testar o MSSA em torno desta ressonância acentuada e trabalhando-se com grandes índices de modulação, como o do sinal amostrado ilustrado na Figura 39.

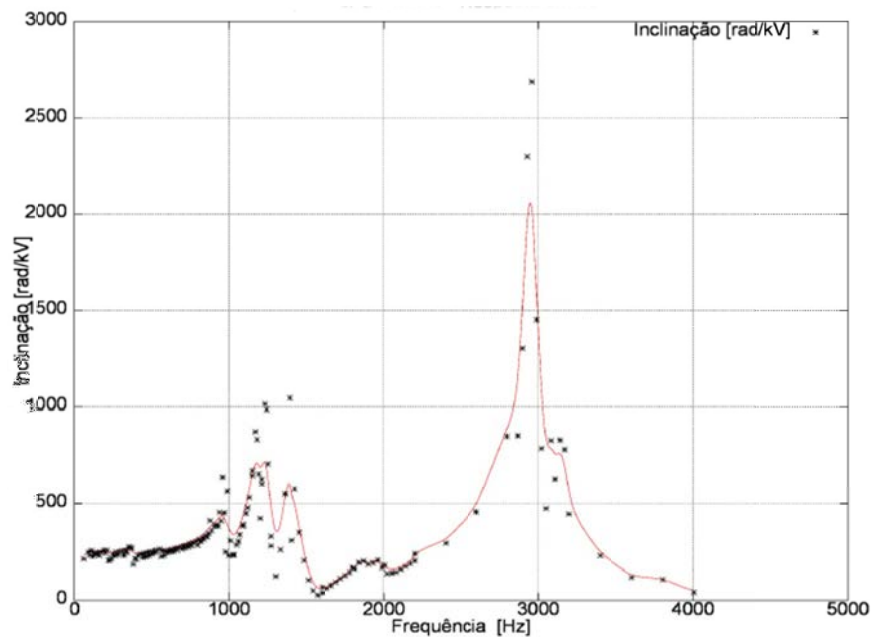


Figura 38 – Resposta em frequência do nanoposicionador XY – movimento gerado (Galeti, 2012).

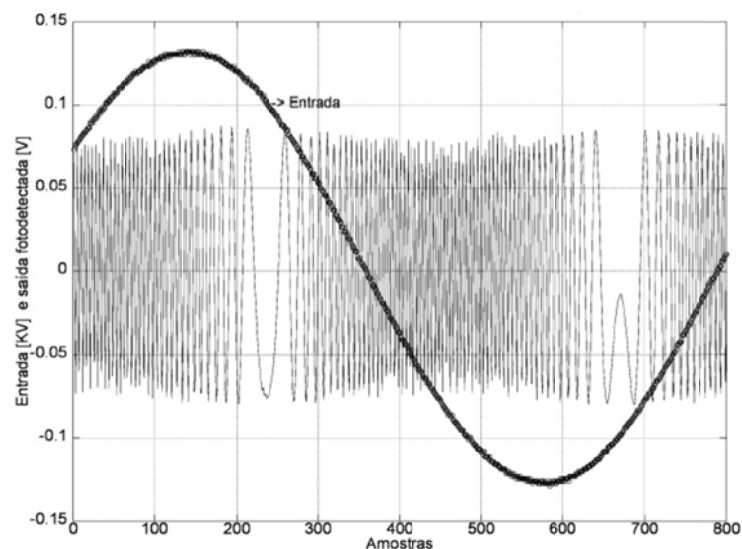


Figura 39 – Sinais de entrada e saída do interferômetro na condição de maior ressonância em $f_s=2910$ Hz (Galeti, 2012).

Desta forma, testou-se o MSSA em seu limite superior da faixa dinâmica (200 rad). O resultado está registrado na Figura 40. Observa-se na figura a linearidade do nanoposicionador XY para movimentos até 200 rad (ou $10,07 \mu\text{m}$), mesmo operando-se com tensões não muito elevadas, inferiores a 130 V de pico, aproximadamente. Cita-se, contudo, que a faixa dinâmica do MSSA ainda pode ser ampliada, por exemplo, usando-se fotodetector e sistema de aquisição de dados com maiores larguras de banda.

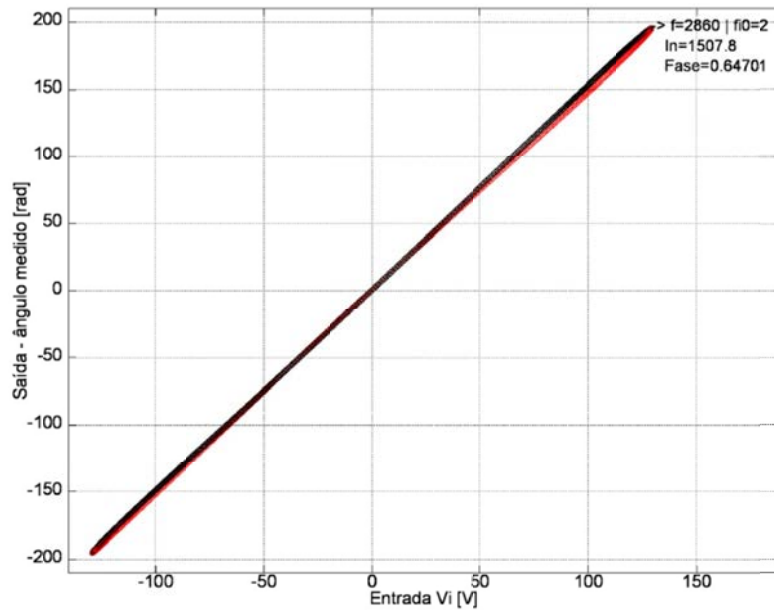


Figura 40 – Curva de linearidade do nanoposicionador XY para $V_{ext}(t) = 130$ V e $f_s = 1507,8$ Hz (Galeti, 2012).

Na figura 41 apresentam-se os gráficos de linearidade relativos aos movimentos acoplados no APFMA, medidos em duas frequências, em 1050 e 1249 Hz. Os valores de $\phi_0(t)$ medidos são 4,4 rad e 4,5 rad, respectivamente. As inclinações obtidas são 78,113 rad/kV e 1157,9 rad/kV, respectivamente, valores aquém daqueles obtidos para o movimento gerado, porém, mais elevados do que o desejável. Ressalta-se que isto reflete certa deficiência de projeto do manipulador e não da técnica de medição.

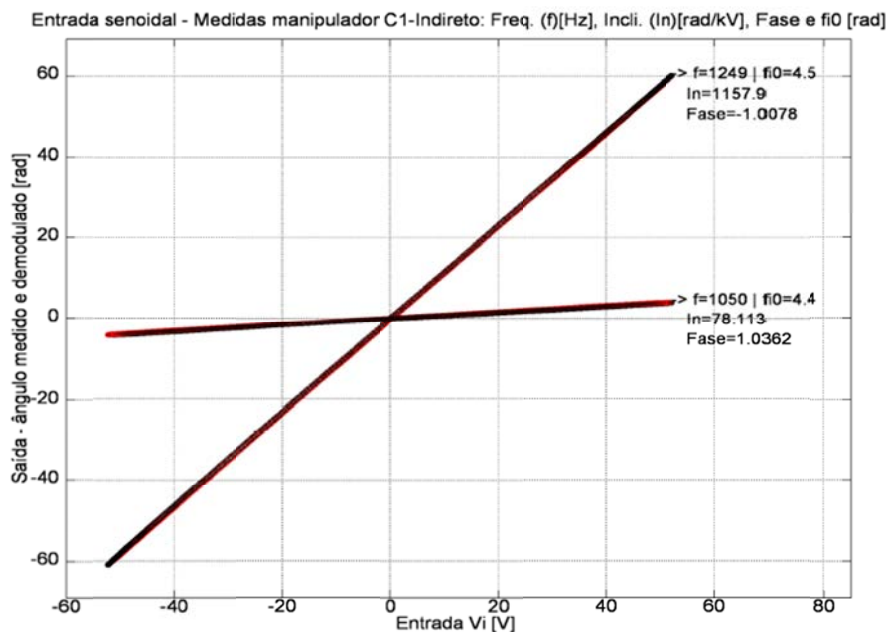


Figura 41 – Curva de linearidade do nanoposicionador XY – movimento acoplado (Galeti, 2012).

De forma análoga ao movimento gerado, para o levantamento da resposta em frequência do movimento acoplado, foram feitas medições interferométricas com 10 valores de tensão para cada

frequência, em 58 frequências distintas, desde 90 Hz a 1270 Hz. Constatou-se a linearidade do movimento acoplado do nanoposicionador XY em todas as medições usadas na construção da resposta em frequência. O resultado encontra-se registrado na Figura 42. O gráfico de fases deve ser encontrado multiplicado por 100.

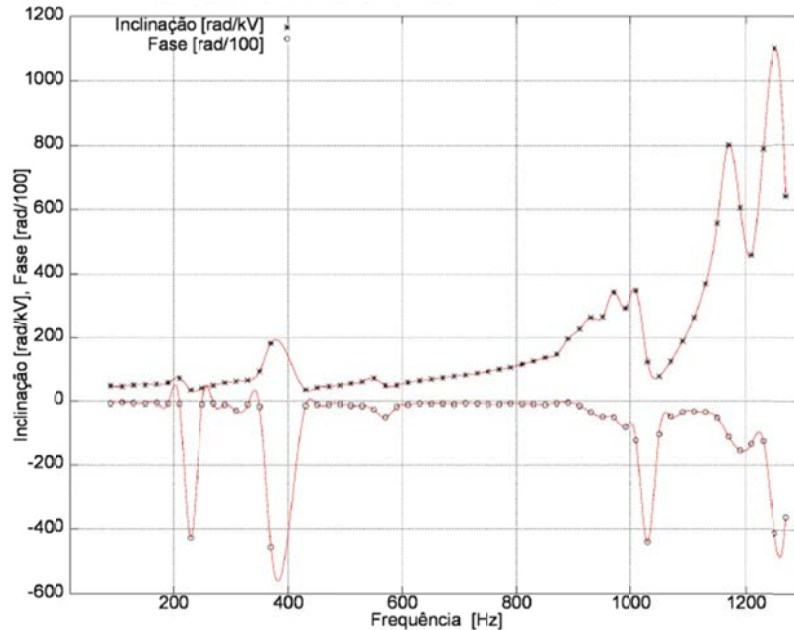


Figura 42 – Resposta em frequência do nanoposicionador XY – movimento acoplado (Galeti, 2012).

Conforme se verifica, as ressonâncias encontradas em torno das frequências de 225, 380, 1025 e 1250 Hz são coerentes com as ressonâncias encontradas no movimento gerado (Figura 38). Para a faixa de frequências inferior a 200 Hz, a magnitude do movimento acoplado é 20,8% do movimento gerado. O nanoposicionador XY em movimento acoplado apresenta inclinação média de 50 rad/kV para as frequências inferiores a 200 Hz (Figura 42), enquanto o movimento gerado apresentava inclinação média de 240 rad/kV para a mesma faixa de frequências (Figura 38). Contudo, na região de ressonância, próximo da frequência de 1250 Hz, os movimentos exibem a mesma ordem de grandeza, i.e. têm sensibilidades deslocamento-tensão muito próximas. Para o movimento acoplado a maior inclinação (próxima de 1249 Hz) é 1158 rad/kV (Figura 46), enquanto para o movimento gerado, a maior inclinação (próxima de 1230 Hz), é 1024 rad/kV (Figura 42). Este é um resultado interessante: na ressonância o APFMA vibra como um todo, perde-se o controle sobre o movimento gerado individual, e o dispositivo não pode ser utilizado eficientemente.

Como observação final, destaca-se que Galeti (2012) determinou-se a resolução do método obtendo-se um MDPS de 0,001 rad, o que supera (para melhor) as expectativas previstas pelas simulações. Isto equivale a se medir um deslocamento mínimo de 0,5 Å (ou 50 pm). Em resumo,

com os ensaios que foram feitos nessa dissertação, garante-se que a faixa dinâmica do método SSA na medição de deslocamento de fase, vai desde 0,001 rad até 200 rad, pelo menos.

Apesar de usado por diversos outros alunos de pós-graduação, o MSSA ainda não foi publicado, o que se pretende investir em breve. O mestrado de Galeti (2012) permitiu gerar as seguintes publicações:

- (a) Galeti et al., 2013a (*Applied Optics*, 2013);
- (b) Galeti et al., 2013b (Proceedings of the ICU, 2013);
- (c) Galeti et al., 2011 (Anais do DINCON, 2011).

sendo que o primeiro já foi citado, e refere-se ao método de Pernick chaveado concebido em conjunto com (Berton, 2013).

O MSSA também foi explorado na dissertação de mestrado de **Rafael Araujo Lima**, intitulada “Sensor Eletro-Óptico de Tensões Elevadas e sua Viabilidade para Implementação de TP Óptico” (Lima, 2013). O aluno foi bem sucedido ao adaptar o MSSA para aplicações em medidores eletroópticos de tensões elevadas. O aluno testou dois OVSs: no primeiro, de baixa tensão [Figura 43(a)], usou uma célula Pockels semelhante à mostrado na Figura 9, com $V_{\pi} = 64,92$ volts. Na segunda [Figura 43(b)], também em LiNbO_3 , usou um cristal com dimensões $10,258 \text{ mm} \times 9,924 \text{ mm} \times 9,924 \text{ mm}$ nas direções X, Y e Z, respectivamente. O campo elétrico externo é aplicado na direção Y e a propagação óptica ocorre na direção Z. Isto conduz a uma tensão de meia-onda igual a $V_{\pi} = 3,768 \text{ kV}$.

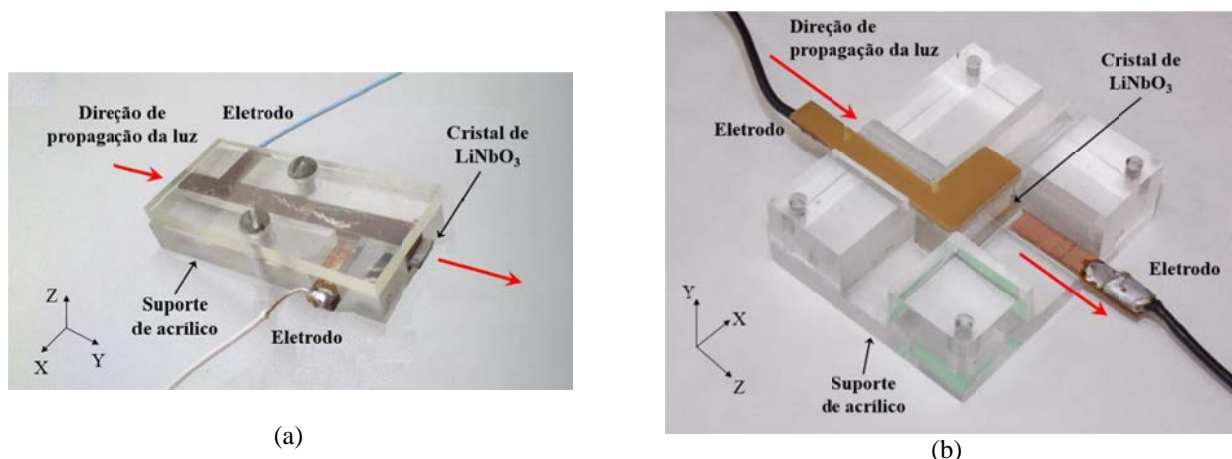


Figura 43 - Células Pockels para OVS: cristal de niobato de lítio e eletrodos de placas paralelas. (a) Para medição de baixa tensão. (b) Para medição de tensões elevadas (Lima, 2013).

Usando o MSSA, obtiveram-se curvas de retardo de fase ($\Delta\phi$ rad) versus tensão externa (volts) para ambos os OVSs, as quais resultaram bastante lineares e que conduziram a valores de $V_{\pi} = 62,8 \text{ V}$ e $V_{\pi} = 3,908 \text{ kV}$, com 0,6% e 3,6% de discrepância, respectivamente.

Os OVSs foram testados com diversos tipos de sinais de entrada em 60 Hz, desde senoides puras até sinais fortemente distorcidos. O MSSA recuperou as formas de onda desses sinais com grande precisão, permitindo-se mensurar o conteúdo harmônico até a 15^a. ordem com exatidão melhor que 10%. A dissertação de Lima (2013) conduziu à seguinte publicação:

(a) Lima et al., 2013 (Anais do CBQEE, 2013).

No mesmo ano, **Fernando da Cruz Pereira** implementou o MSSA com a placa de DSP eZdspF28335 (Texas Instruments, de ponto flutuante) em sua dissertação de mestrado, intitulada “Demodulação de sinais interferométricos de saída de sensor eletro-óptico de tensões elevadas utilizando processador digital de sinais” (Pereira, 2013). Neste texto, deu-se ênfase aos resultados produzidos em alta tensão (até 20 kV de pico-a-pico).

Usando-se o DSP para efetuar tanto a aquisição de sinal de saída dos OVSs, quanto o processamento do MSSA, foram testados vários tipos de sinais de alimentação. O primeiro deles corresponde ao sinal da rede elétrica de 60 Hz, e com 8 kV de pico (após passar por um transformador elevador). Na Figura 44(a) estão ilustrados os sinais de alimentação (medidos com uma ponta de prova de alta tensão) e recuperado pelo MSSA. Este último foi mensurado aplicando-se (8), considerando-se $V_{\pi} = 3,908$ kV. Aplicando-se FFT, obteve-se o espectro correspondente ao sinal de saída, ilustrado na Figura 44(b) e que informa sobre a existência de elevado conteúdo de harmônicas ímpares.

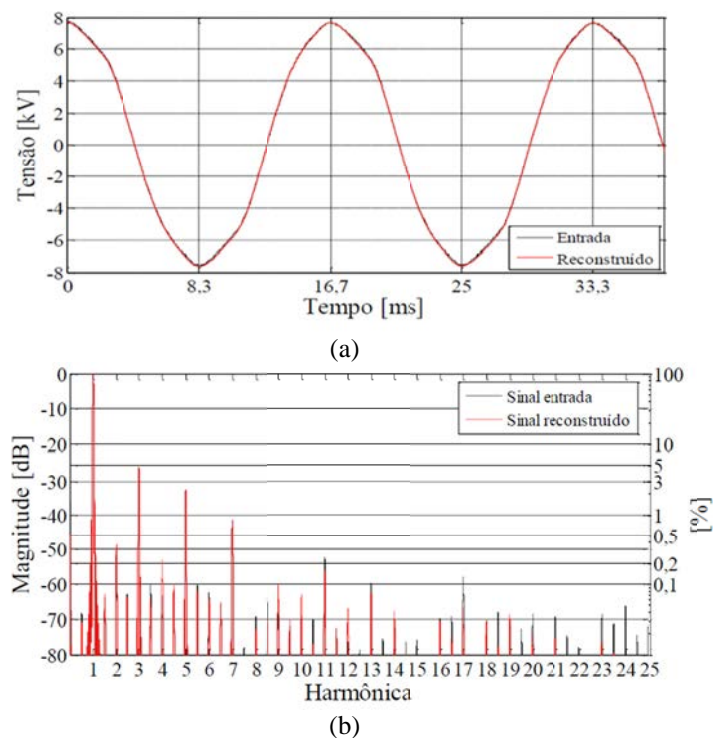


Figura 44 – Análise da tensão da rede. (a) Gráfico contendo os sinais de entrada e reconstruído. (b) Espectro correspondente (Pereira, 2013).

Pereira (2013) levantou a resposta em frequência do OVS de alta tensão, mostrando que o mesmo permanece plano até pelo menos 10 kHz. Assim, para mostrar a capacidade deste sistema de medir elevado conteúdo harmônico, testou-se uma forma de onda de 60 Hz mas altamente distorcida (gerada por um sintetizador de funções). Os sinais de entrada e saída do OVS estão mostrados na Figura 45(a), evidenciando uma excelente concordância. O respectivo espectro de frequências informa que o OVS é eficaz para medir as magnitudes das componentes harmônicas do sinal de entrada (predominantemente ímpares) pelo menos até a 30ª componente (acima de -40 dB).

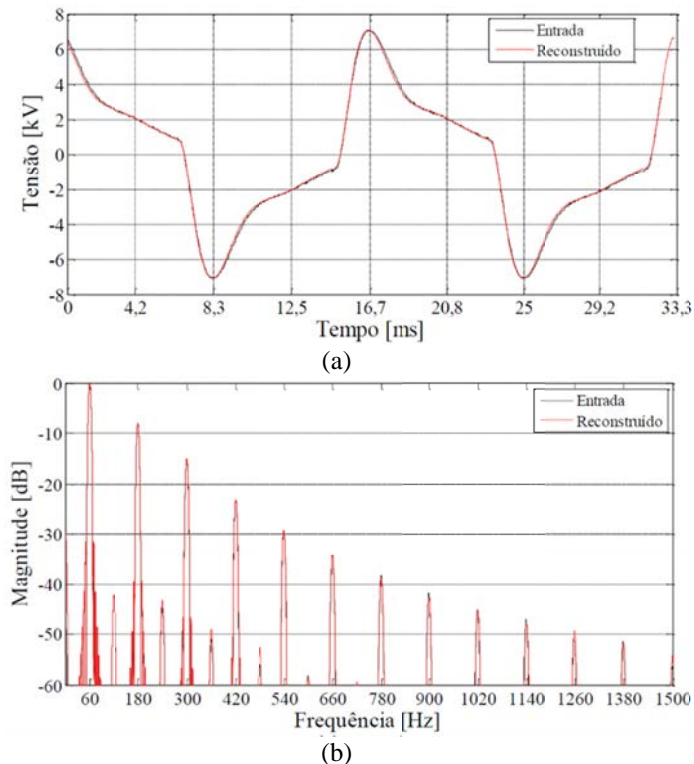


Figura 45 – Análise de uma forma de onda com alto conteúdo harmônico. (a) Gráfico contendo os sinais de entrada e reconstruído. (b) Espectro correspondente (Pereira, 2013).

O mestrado de Pereira (2013) conduziu à seguinte publicação:

(a) Pereira et al., 2013 (Anais do SBMO, 2013).

O aluno de graduação, **Guilherme Alves Martinez**, Bolsista CNPq/PIBIC (2014-2015), também aplicou o MSSA para analisar a simetria dos APFs mostrados na Figura 1, relativamente aos pontos onde os maiores deslocamentos são gerados (Martinez & Kitano, 2015). Como se sabe, durante a fase de projeto de um APF através do método de otimização topológica, considera-se apenas um quarto da estrutura a fim de economizar tempo de processamento (Silva & Kikuchi, 2000). As outras três porções são cópias da primeira, ajustadas adequadamente para constituir o dispositivo como um todo. Simulações com o ANSYS dessa estrutura completa são executadas, e, se resultarem de acordo com as especificações desejadas, o atuador é construído. Caso contrário,

retorna-se à fase de projeto, onde correções são sugeridas. No entanto, devido a imprecisões (por menores que sejam) durante a fase de usinagem do APF, colagem das piezocerâmicas, etc., somente se terá certeza do sucesso do projeto do APF através da análise experimental. Este constituiu o objetivo de Martinez & Kitano (2015), que usaram o MSSA para testar todos os protótipos de APFs projetados pelo Grupo da EPUSP e que estavam disponíveis no LOE. Dentre esses, apresentam-se neste relatório os resultados obtidos para o atuador mostrado na Figura 1(e), o qual está mostrado na Figura 46 preso ao suporte de fixação. O APF está fixado na direção 1 da piezocerâmica e, com isto, a mesma fica livre para vibrar nas direções 2 e 3.

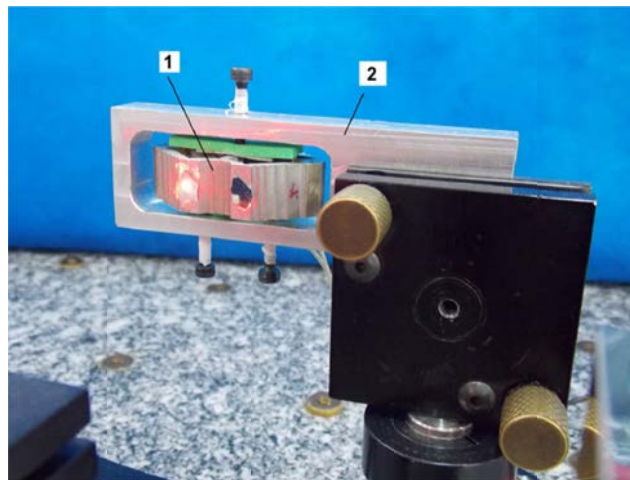


Figura 46 – Detalhe do APF [1] e do suporte do atuador [2] (Martinez & Kitano, 2015).

Iniciando-se na porção situada na metade superior esquerda do APF, e seguindo em sentido horário, define-se como ‘Ponto 1’ àquele que está associado ao ponto de maior deslocamento, como ‘Ponto 2’ o que vem a seguir, e assim por diante. Aplicou-se tensões senoidais de 2 V a 85 V, variando-se a frequência de 100 Hz a 23000 Hz. No instante da medição, foram determinados os valores correspondentes de $\phi_0(t)$, bem como, as defasagens entre a tensão de excitação e a resposta do APF. Estes resultados informaram que a histerese é desprezível nas frequências em que o APF operava na região linear. Para cada aquisição obtém-se uma inclinação média, medida em rad/kV, e o respectivo LLVS (nm/V), em uma determinada frequência. A existência ou não de simetria entre os diferentes quartis do APF somente pode ser confirmada se gráficos de linearidade forem levantados para todas as frequências e nos quatro pontos de maior deslocamento do APF. A informação que pode esclarecer esta questão é o gráfico de resposta em frequência, sendo os resultados mostrados na Figura 47, em termos de espectros de magnitude (LLVS versus frequência) e fase (rad).

Os gráficos de magnitudes são mais parecidos entre si; como a fase é uma grandeza mais sensível à variação de parâmetros, seus gráficos revelam mais acentuadamente as pequenas discrepâncias entre as duas metades do APF. Contudo, interpreta-se que as discrepâncias observadas

não são tão exageradas a ponto de se reprovar o projeto. Possivelmente, isto se deve a pequenas assimetrias que surgem durante o processo de fabricação do APF.

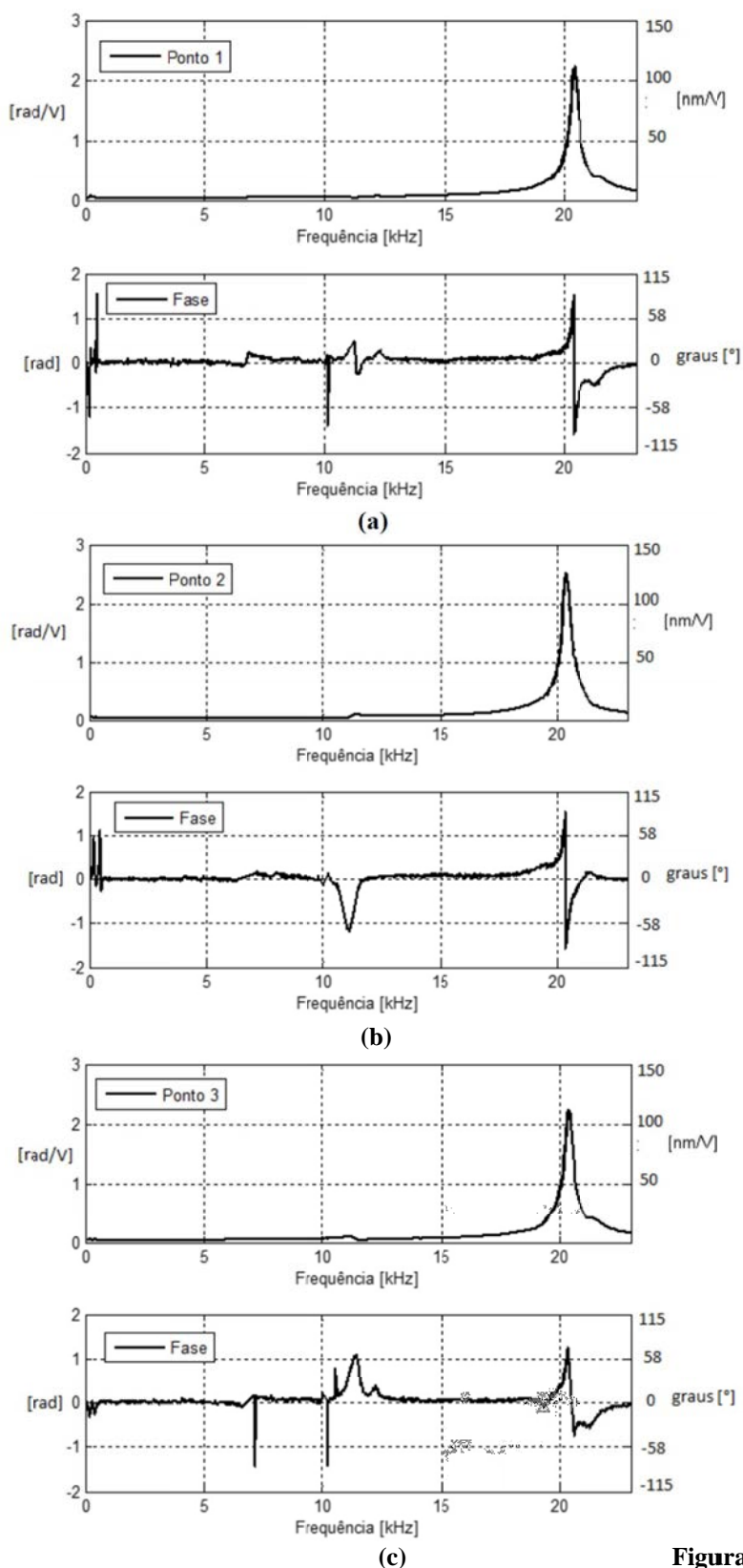


Figura 47 (continua...)

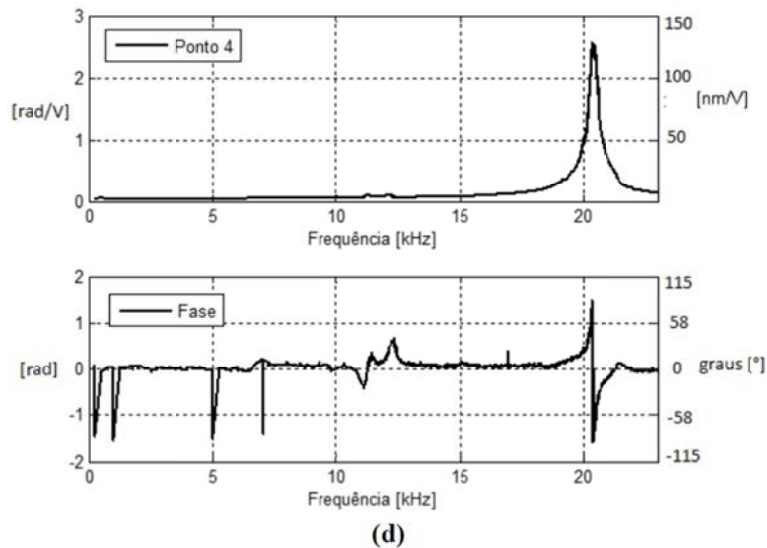


Figura 47 – Resposta em frequência para o APF da Figura 3(e). (a) Para o Ponto 1. (b) Ponto 2. (c) Ponto 3. (d) Ponto 4 (Martinez & Kitano, 2015).

Percebe-se maior semelhança entre os gráficos para os pontos 1 e 3, e, para os pontos 2 e 4, que estão em posições diagonalmente opostas. No geral, observa-se uma ressonância principal em 20330 Hz, e, uma pequena anti ressonância seguida de uma micro ressonância próxima a 11500 Hz, algo que fica mais evidente ao se observar o espectro de fases. Adicionalmente, ocorrem micro ressonâncias em baixas frequências (< 1000 Hz), o que também fica mais evidente nos gráficos de espectro de fase. Análises criteriosas desse tipo de espectro evidenciaram que tais micro ressonâncias realmente ocorrem na prática, ainda que não sejam previstas nas simulações com o ANSYS. Deve-se lembrar de que, próximo a uma ressonância mecânica, as amplitudes tornam-se muito intensas e a defasagem tende a se aproximar de 90^0 , e assim, os gráficos de histerese (figura de Lissajous) assume um formato circular ou elíptico, como verificado em laboratório. Embora esse tipo de fenômeno tenha sido observado na maioria dos APFs testados no LOE desde 2005, apenas recentemente seus membros chegaram a uma explicação consensual sobre sua causa. Como as microrressonâncias ocorrem predominantemente na região abaixo das principais frequências de ressonâncias (as que são previstas pelo ANSYS), devem ter origem em aspectos estruturais envolvendo grandes dimensões (a fim de se acomodar metade de um comprimento de onda mecânico), e não do APF propriamente dito. Assim, a causa deve estar associada ao suporte (pedestal) usado para fixar o APF no interferômetro, principalmente se a estrutura contiver componentes flexíveis com molas, como é o caso do *holder* com *tilt* mostrado na Figura 46. Esta hipótese foi efetivamente comprovada há poucos meses, e pretende-se aprofundar o assunto em trabalhos futuros.

Outro método de detecção no domínio do tempo corresponde ao consagrado método de quadratura de fase, o qual foi investigado por **Andryos da Silva Lemes** em sua dissertação de mestrado intitulada “Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção

de fase óptica baseadas em *phase unwrapping*” (Lemes, 2014). Largamente utilizadas na área de metrologia dimensional, as técnicas de interferometria em quadratura fornecem informação da amplitude e direção do deslocamento de uma amostra (Ripper, 2005). O interferômetro homódino de quadratura é uma estrutura passiva adaptada para o uso de óptica polarizada que fornece sinais de saída defasados de 90° . Processando eletronicamente estes sinais de saída, obtém-se o índice de modulação independentemente das derivas ambientais descritas por $\phi_0(t)$.

Em geral, a obtenção de dois sinais em quadratura de fase requer que o feixe laser mude de polarização várias vezes ao percorrer os ramos do interferômetro. Isso normalmente é feito à custa de adição de diferentes dispositivos ópticos. Sendo assim, as configurações de interferômetros homódinos de quadratura são mais complexas do que as dos interferômetros convencionais. Um arranjo relativamente simples, proposto por (Vilkomerson, 1976), refere-se ao interferômetro de quadratura baseado na configuração de Michelson tradicional acrescida de uma lâmina retardadora de $\lambda/8$ e de um divisor de feixes polarizador. Outro exemplo, um pouco mais elaborado, é o interferômetro de Michelson modificado discutido em (Gollwitzer *et al.*, 2009), no qual se recorre a lâminas de onda ($\lambda/2$ e $\lambda/4$), divisor de feixes polarizador, divisor de feixes neutro e polarizadores. Na Figura 48 apresenta-se a proposta de (Lemes, 2014), baseada na configuração de Michelson. Não são necessários divisores de feixes polarizadores, mas apenas do tipo neutro.

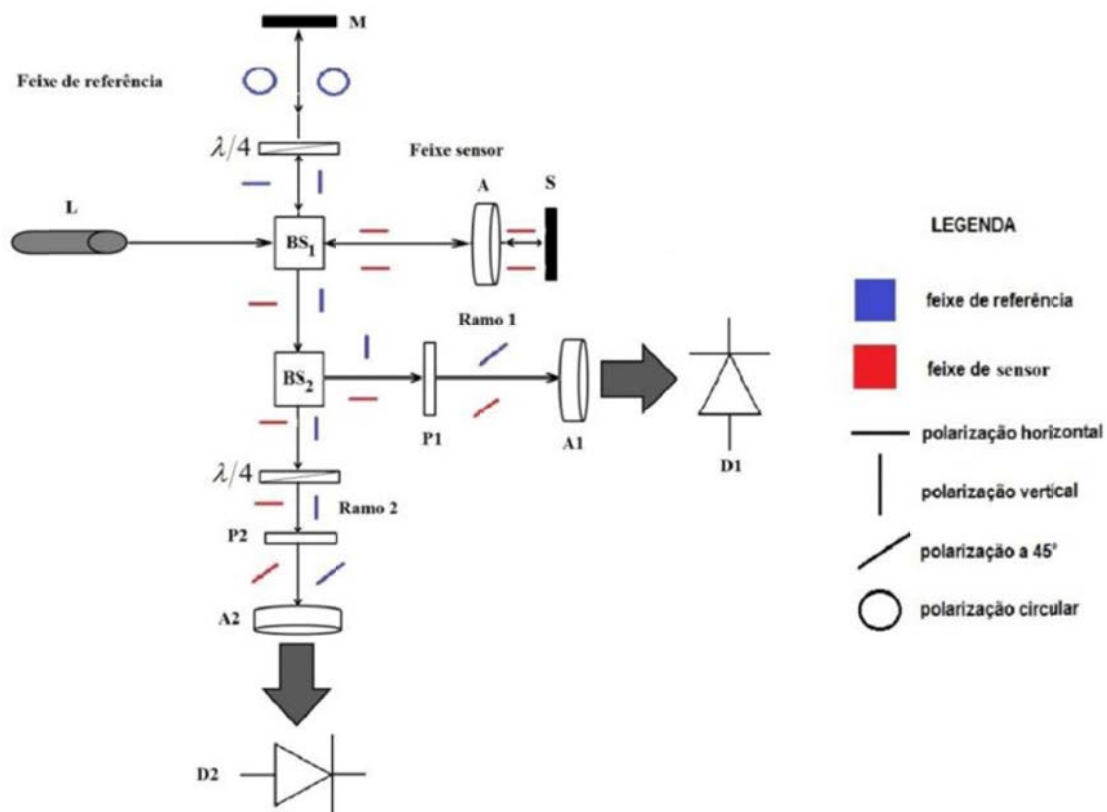


Figura 48 - Interferômetro de Michelson modificado proposto no projeto (Lemes, 2014).

Resumidamente, o feixe laser passa por BS₁, e daí, os dois feixes resultantes (feixes sensor e de referência) percorrem seus respectivos ramos e retornam a BS₁. Os feixes se somam, porém, sem interferência, uma vez que são ortogonais, e seguem até BS₂, onde serão divididos e seguem por caminhos distintos até os fotodiodos D1 e D2.

Devido às várias mudanças no estado de polarização do laser, um modo simples de equacionar um interferômetro homódino de quadratura é por meio do cálculo matricial de Jones (Yariv & Yeh, 1984). Na Figura 48, assume-se que a luz do laser é polarizada a 0° e que a lâmina de $\lambda/4$ do ramo 2 possui o eixo lento orientado a 90°, ambos em relação ao plano da mesa óptica. Desta maneira, Lemes (2014) demonstra que os sinais de saída desse interferômetro podem ser escritas numa notação compatível com as de (Ripper, 2005; Veldman, 2003; Dobosz *et al.*, 1998):

$$v_1(t) = A_1 \{1 + F_1 \cos[\Delta\phi(t) + \phi_0(t)]\} \quad (50a)$$

$$v_2(t) = A_2 \{1 + F_2 \sin[\Delta\phi(t) + \phi_0(t) + \varphi]\} \quad (50a)$$

dois sinais defasados em $\pi/2$ rad, ou seja, em quadratura de fases, sendo que A_i e F_i (para $i = 1, 2$) são os fatores de amplitude do circuito fotodetector e visibilidade das franjas de interferência, respectivamente. O termo de erro de fase φ refere-se a desvios eventuais da condição de quadratura que ocorrem na prática, devido as não idealidades dos componentes ópticos do interferômetro, bem como, da má localização dos fotodetectores em pontos não correspondentes nas duas figuras de franjas.

Caso ocorra uma ou mais das seguintes desigualdades: $A_1 \neq A_2$, $F_1 \neq F_2$ ou $\theta \neq 0$, ao se visualizar os sinais descritos em (50 a-b) no modo XY de um osciloscópio (por exemplo), ter-se-ia uma figura de Lissajous com forma de uma elipse. Em condições ideais, têm-se $A_1=A_2=A$, $F_1=F_2=F$ e $\theta = 0$, e assim, a figura de Lissajous é um círculo. Neste caso, então, removendo-se as primeiras parcelas do lado direito de (50 a-b), resultam:

$$v_1(t) = AF \cos[\theta(t)] \quad (51a)$$

$$v_2(t) = AF \sin[\theta(t)] \quad (51a)$$

sendo $\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$ a fase total na anotação de Lemes, (2014). A partir de (51 a-b), pode-se extrair a fase óptica total do sinal interferométrico calculando-se:

$$\theta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{v_2(t)}{v_1(t)} \right) \quad (52)$$

a qual constitui a essência do método de quadratura da fases. Observa-se em (52) que não há necessidade de se auto-calibrar o interferômetro (como MSSA) uma vez que o fator AF é cancelado durante a divisão.

Entretanto, a equação (52) é válida apenas quando $v_1(t)$ e $v_2(t)$ estão em condições ideais de quadratura, e assim, antes de se extrair $\theta(t)$, necessita-se realizar correções nos sinais descritos em (50 a-b) para casos práticos. Na pesquisa, adotou-se o método proposto em (Heydemann, 1981), por se tratar de um método simples e de fácil implementação. Essencialmente, o método realiza a correção das não idealidades nos dados experimentais $v_1(t)$ e $v_2(t)$, recorrendo à técnica de mínimos quadrados. Ao final do processo, os sinais corrigido serão aqui denominados de $v_{1C}(t)$ e $v_{2C}(t)$. Apresentam-se na Figura 49 as figuras de Lissajous que se obtêm quando uma tensão elétrica senoidal em 4,5 kHz foi aplicada ao APF da Figura 1(e). Em 49(a) e 49(b) têm-se os sinais adquiridos, e, em 49(c) e 49(d), têm-se os sinais após a correção de quadratura.

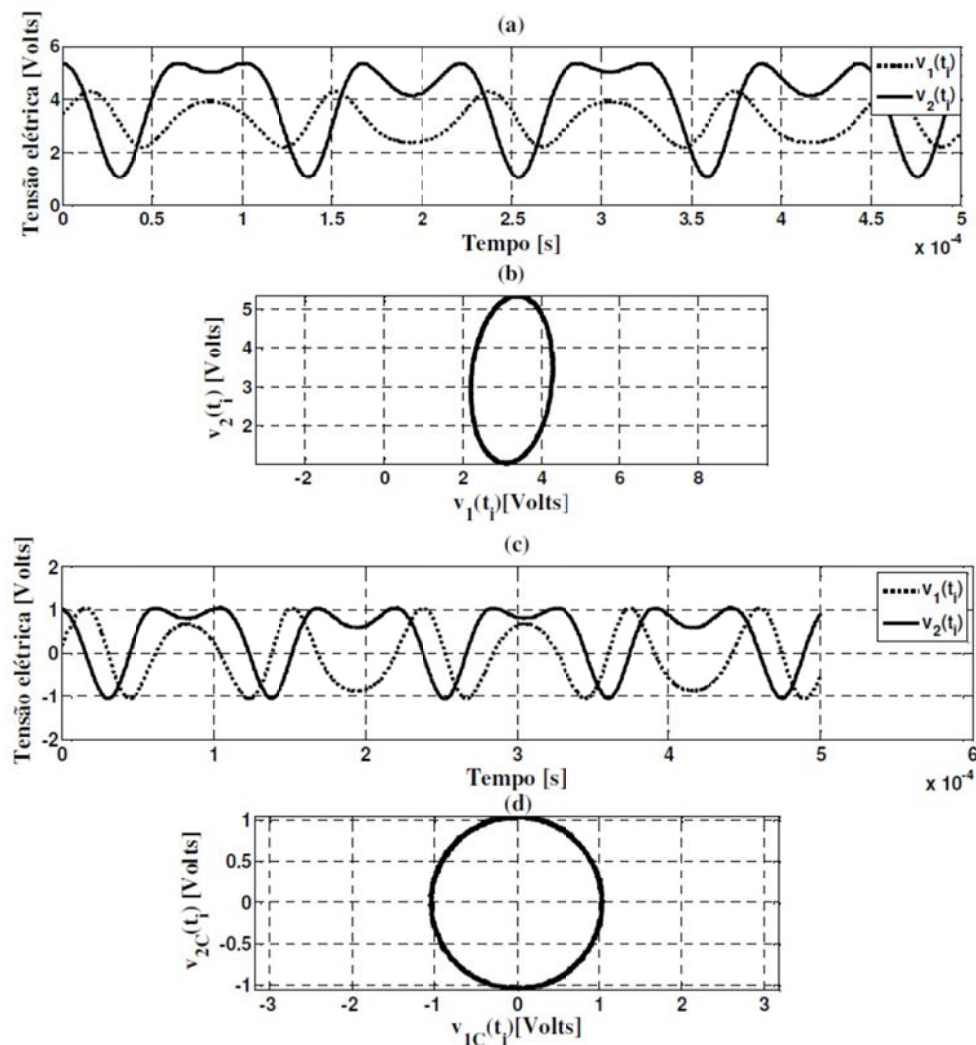


Figura 49 - Sinais interferométricos de saída e figura de Lissajous obtida. (a) e (b) Sinais adquiridos. (c) e (d) Sinais com quadratura corrigida (Lemes, 2014).

Uma vez efetuadas as correções de quadratura nos sinais, pode-se extrair a fase óptica total $\theta(t)$ por meio de (52). Entretanto, como a função arco tangente é definida apenas entre $-\pi/2$ e $+\pi/2$, casos como o da Figura 49(b), que pode envolver várias voltas sobre o círculo ao longo de um período de sinal, faz com que o argumento de (51) seja uma função de múltiplos valores, e assim, a forma de onda resultante para $\theta(t)$ quando calculada por programas como o MATLAB, apresentará várias descontinuidades, como esquematizado na Figura 50(a).

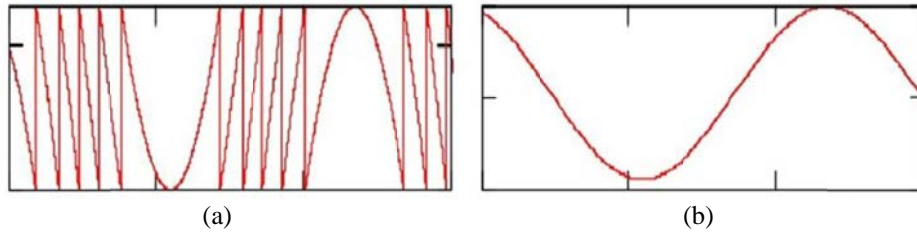


Figura 50 - Processo de *phase unwrapping*. (a) Função (51) obtida pelo MATLAB. (b) Função (52) com *phase unwrapping* (Lemes, 2014).

Neste texto, a fase total a ser recuperada será denotada por $\theta_r(t)$, para diferenciá-la da fase $\theta(t)$ esperada. Sendo assim, a $\theta_r(t)$ deve ser calculada por uma versão generalizada de (52), qual seja:

$$\theta_r(t) = \tan^{-1}\left(\frac{v_{2C}(t)}{v_{1C}(t)}\right) + m\pi \quad (53)$$

sendo m inteiro. O problema agora consiste em se determinar os valores corretos de m para que $\theta(t)$ seja detectada de forma correta, como a mostrada na Figura 50(b). Este processo é denominado de *phase unwrapping* (desdobramento de fase).

A literatura apresenta diferentes algoritmos para determinação de m , como a clássica técnica discutida por (Tribolet, 1977), e outros, como (Dobosz *et al.*, 1998; Usuda *et al.*, 1998). Em particular, tem-se o clássico método SAM (*Sine-Aproximation Method*), uma técnica de processamento *off-line*, sugerido como método número 3 da norma ISSO 16063-11:1999, destinada à calibração absoluta de acelerômetros piezoelétricos submetidos a sinais variáveis harmonicamente no tempo (Ripper, 2005; Veldman, 2003). O método é aplicado para extrair o índice de modulação e a fase inicial de sinais de modulação senoidais, a partir das formas de onda dos sinais corrigidos $v_{1C}(t)$ e $v_{2C}(t)$. O método SAM é clássico e sua descrição pode ser encontrada nas referências (Dobosz *et al.*, 1998; Usuda *et al.*, 1998). Na pesquisa foi implementado o algoritmo indicado na Figura 51 [na qual $\Phi(t)$, de (Lemes, 2014), refere-se a $\theta(t)$ usado neste texto], cujos detalhes podem ser esclarecidos em (Lemes, 2014).

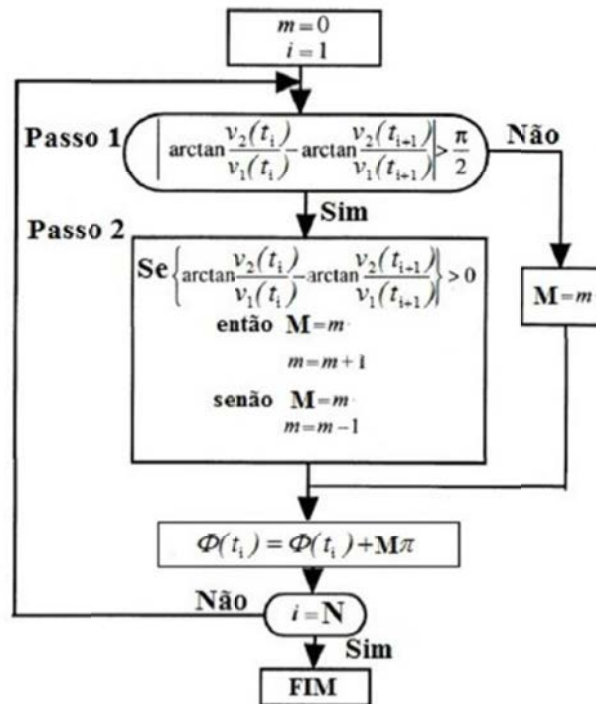


Figura 51- Algoritmo de *phase unwrapping* usando o método SAM (Lemes, 2014).

Contudo, todas as referências citadas acima estabelecem o valor inicial de m em zero, conforme se observa no fluxograma da Figura 51. Com isso, se $\theta(t)$ não começar no primeiro ou quarto quadrantes do círculo trigonométrico, todas as amostras recuperadas $\theta_r(t)$ não estarão nos quadrantes correspondentes. Desta forma, não se pode afirmar em qual quadrante está o valor médio de $\theta(t)$, o qual corresponde ao valor de $\phi_0(t)$ no instante da medição [quando $\Delta\phi(t)$ tem valor médio nulo]. Um tal exemplo é ilustrado na Figura 52 [na qual $\Psi(t)$, de (Lemes, 2014), refere-se a $\theta(t)$], onde se tem o sinal esperado de fase óptica total $\theta(t) = x \sin(2\pi f_s t + \phi_s) + \phi_0(t)$, sendo ϕ_s a fase inicial do sinal de excitação, e o resultado recuperado $\theta_r(t)$ pelo algoritmo de *phase unwrapping* mostrado no fluxograma da Figura 51; considerou-se $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 0$ rad, $\phi_0(t) = 0,75\pi$ rad e $F_s = 1249,5$ kHz (taxa de amostragem de dados).

Observa-se que, embora as amplitudes e formas de onda de ambos os sinais sejam iguais, o nível médio ($\phi_0(t)$) da forma de onda recuperada $\theta_r(t)$ (em azul) é diferente do nível médio do sinal de fase óptica esperada $\theta(t)$ (em vermelho), o qual é inferior a $0,75\pi$ rad. Sendo assim, é de interesse obter um algoritmo que forneça a forma de onda exata de $\theta(t)$, de modo que cada amostra de $\theta_r(t)$ esteja no quadrante correto, para que assim possa poder determinar $\phi_0(t)$.

Com este objetivo, Lemes (2014) propôs um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de detecção de fase óptica, capaz de reconstruir a forma de onda de sinais de

modulação e fornecer a diferença de fase estática entre os braços do interferômetro, quando o sinal de modulação possui valor médio nulo. Além disso, o novo método opera com sinais arbitrários de excitação dos atuadores piezoelétricos, periódicos ou não.

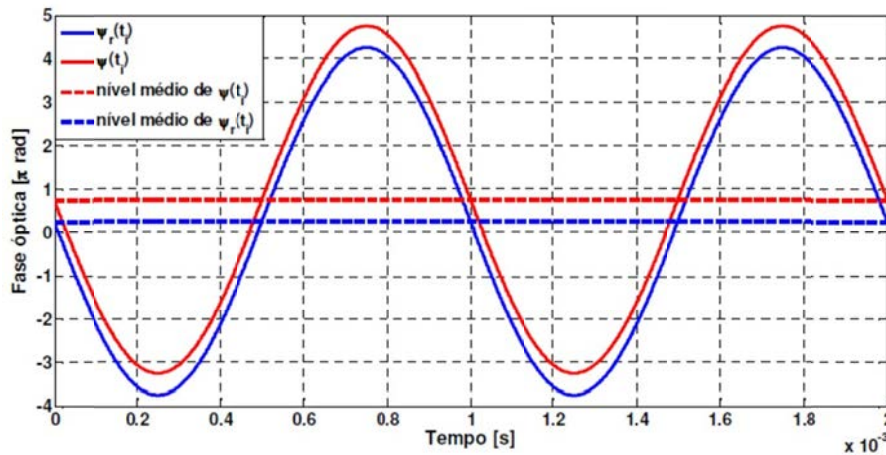


Figura 52 - Diferença entre os níveis médios de $\theta(t)$ e de $\theta_r(t)$ (Lemes, 2014).

O novo algoritmo proposto por Lemes (2014) encontra-se esquematizado na Figura 53, o qual envolve basicamente três passos. No Passo I, realiza-se a identificação do quadrante da amostra e, em seguida, se calcula o arco do círculo trigonométrico correspondente. No Passo II investiga se o arco calculado completou ou retrocedeu uma volta no círculo e, desta forma, adiciona-se ou subtrai-se 1 em m , respectivamente. Caso contrário, mantém-se o valor de m . No Passo III realiza-se o cálculo de $\theta_r(t)$ com o valor correto de m . Se for a última amostra, encerra-se o algoritmo, senão, retorna-se ao Passo I para repetir o processo para a amostra seguinte.

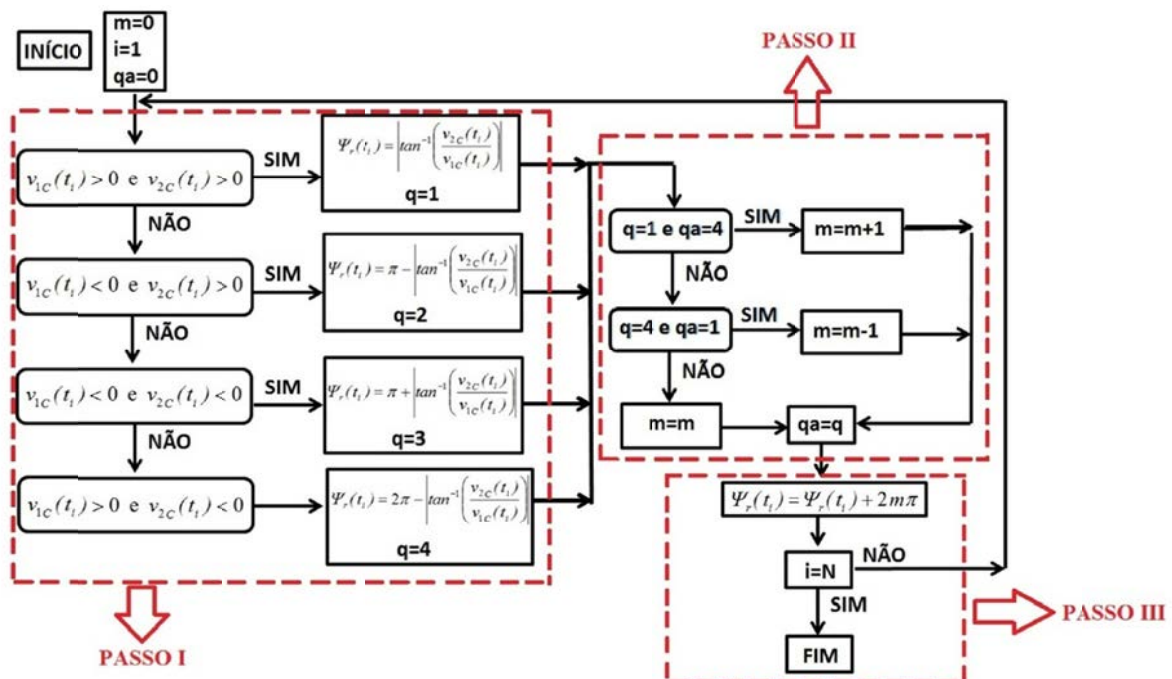


Figura 53 - Algoritmo de demodulação baseado em *phase unwrapping* (Lemes, 2014).

Procedeu-se a um novo cálculo de $\theta_r(t)$, diante das mesmas condições usadas na simulação da Figura 52. O resultado está apresentado na Figura 54, onde se tem a curva $\theta_r(t)$ (em cor azul) obtida pelo novo algoritmo de *phase unwrapping*, o sinal de fase total interferométrica $\theta(t)$ (em cor vermelha) e as seus respectivos valores médios. Observa-se que o sinal reconstruído $\theta_r(t)$ possui exatamente o mesmo nível médio [$\phi_0(t)=0,75\pi$ rad] com relação ao sinal esperado $\theta(t)$. Ambas as curvas, de $\theta(t)$ e $\theta_r(t)$, se superpõem perfeitamente.

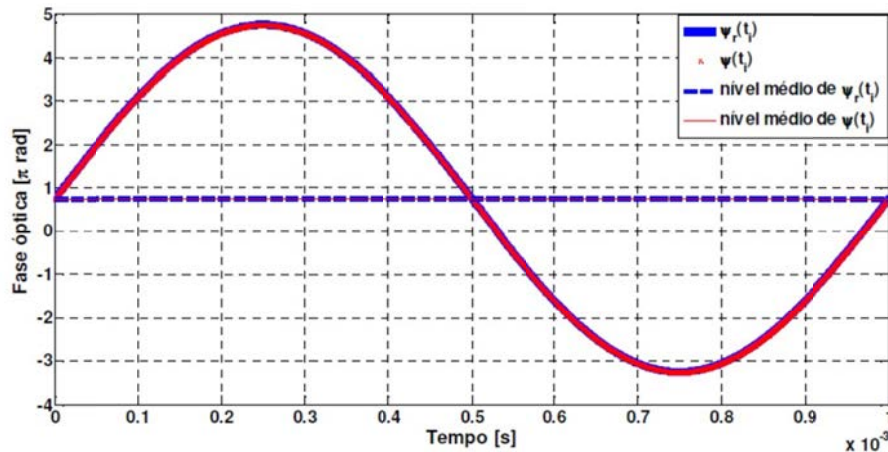


Figura 54 – Resultado do processo de *phase unwrapping* proposto: curvas de $\theta_r(t)$, $\theta(t)$ e seus respectivos valores médios (Lemes, 2014).

Na sequência, o método de quadratura de fases foi empregado para analisar o APF mostrado na Figura 1(e) sob o ponto de vista experimental, revelando certos aspectos do atuador que não puderam ser extraídos usando-se os métodos estudados anteriormente. A montagem do interferômetro está ilustrada na Figura 55, sendo: (1) laser de He-Ne; (2) divisor de feixes neutro (50:50); (3) lâmina de $\lambda/4$; (4) espelho de referência; (5) APF; (6) lente expansora; (7) divisor de feixes neutro (50:50); (8) polarizador; (9) fotodetector; (10) lâmina de $\lambda/4$; (11) polarizador; (12) fotodetector.

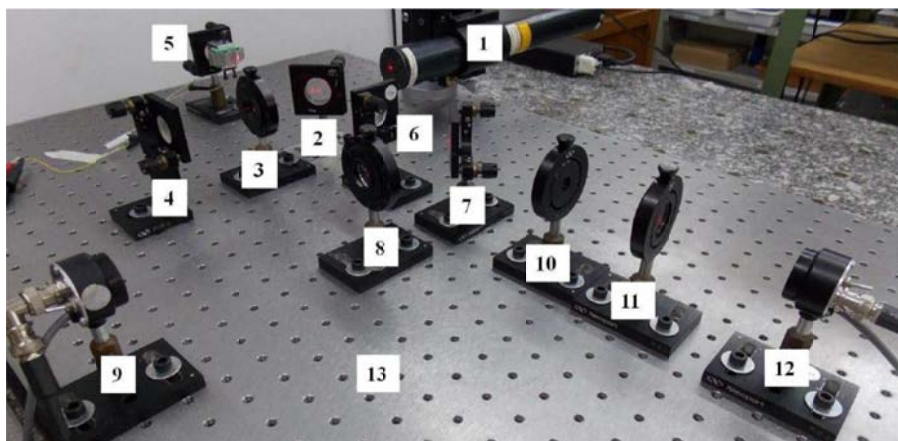


Figura 55 - Montagem experimental do interferômetro de Michelson em quadratura (Lemes, 2014).

Os sinais interferométricos de saída, $v_1(t)$ e $v_2(t)$, e o sinal de excitação (sinal de tensão elétrica aplicado ao atuador) são adquiridos por um osciloscópio controlado por computador via rotina implementada em MATLAB. Realiza-se a aquisição dos sinais por meio da amostragem de 2500 pontos. Os sinais adquiridos são processados em computador por outra rotina MATLAB que corrige a quadratura, demodula os sinais por meio do novo método de *phase unwrapping* e determina o valor médio estimado $\phi_{0e}(t)$, o qual é subtraído do sinal da fase óptica total $\theta_r(t)$ para se obter $\Delta\phi(t)$. As formas de onda, antes e após a correção de quadratura, são aquelas que foram mostradas na Figura 49. Ao contrário do MSSA, que torna necessária a filtragem do sinal fotodetectado antes de aplicar o algoritmo de detecção, o método de quadratura de fase dispensa tal filtragem. Comprova-se essa afirmação através da Figura 56, onde se têm o sinal de excitação, de aproximadamente 103 V de pico (em 4,5 kHz), e o sinal de fase óptica demodulada [já descontando o valor médio calculado $\phi_{0e}(t)$]. Em 56(a) tem-se todas as amostras dos sinais, e, em 56(b), tem-se uma vista em detalhe de uma dada região, para se observar melhor a presença do ruído elétrico. Observa-se que, a despeito da presença de ruído eletrônico, a demodulação ocorre satisfatoriamente.

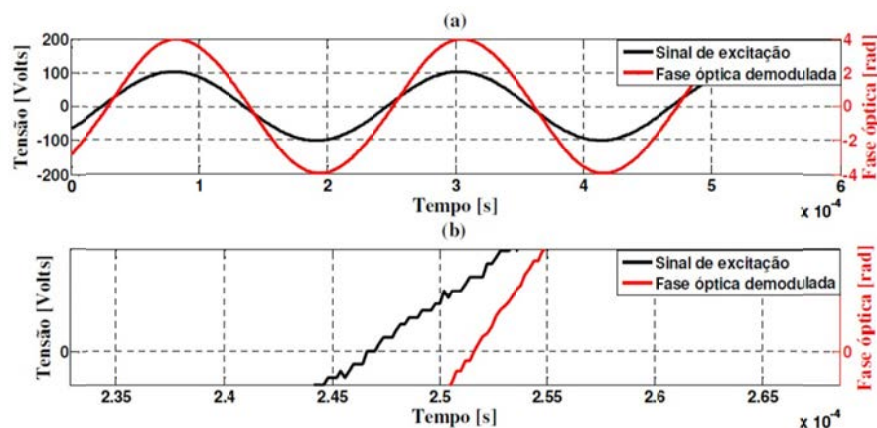


Figura 56 - Sinais de excitação e de fase óptica demodulada sem aplicação de filtros. (a) Todas as amostras. (b) Vista em detalhe (Lemes, 2014).

Nota-se na Figura 56(b), que existe um atraso/retardo entre os sinais de excitação e de fase óptica demodulada. Para o caso de caracterização de atuadores piezoelétricos, o método de quadratura permite medir o atraso entre os sinais de excitação (sinal elétrico aplicado ao atuador) e a fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída. Tal atraso se deve essencialmente à dinâmica da cerâmica piezoelétrica. Sendo assim, o tempo de atraso é determinado identificando-se o número de amostras que o sinal de fase óptica reconstruída está atrasado com relação ao sinal de excitação, e, em seguida, multiplicando-se este valor pelo período de amostragem $\tau_s = 1/F_s$ utilizado na aquisição dos sinais elétricos. Na pesquisa, o retardo de fase foi calculado por meio de um algoritmo de detecção de cruzamento por zeros.

Apresenta-se na Figura 57 a resposta em frequência do APF da Figura 1(e), em termos de espectro de magnitudes e de fases, para a faixa de frequência entre 7 Hz e 25 kHz. Cada ponto destes gráficos são calculados pela média de 10 medições realizadas em cada frequência. A curva de magnitudes é expressa em termos do fator de calibração (medido em rad/V) medido quando o atuador opera em sua região linear de movimento mecânico relativamente ao nível de tensão aplicada. A curva de fases é obtida a partir do atraso entre os sinais de excitação e fase óptica demodulada, desconsiderando-se o atraso gerado pela instrumentação eletrônica. Como esperado, próximo a uma ressonância existe uma tendência de defasagem igual a $\pi/2$ rad entre o sinal de excitação e o movimento mecânico do atuador (Nader, 2002). Observa-se uma frequência de ressonância em 20,1 kHz, com um fator de calibração de 1,353 rad/V (o que corresponde a 67,65 nm/V). Próximo à origem existem máximos locais em 220 Hz, 400 Hz e 560 Hz. Também se observam mínimos locais em 250 Hz e 490 Hz.

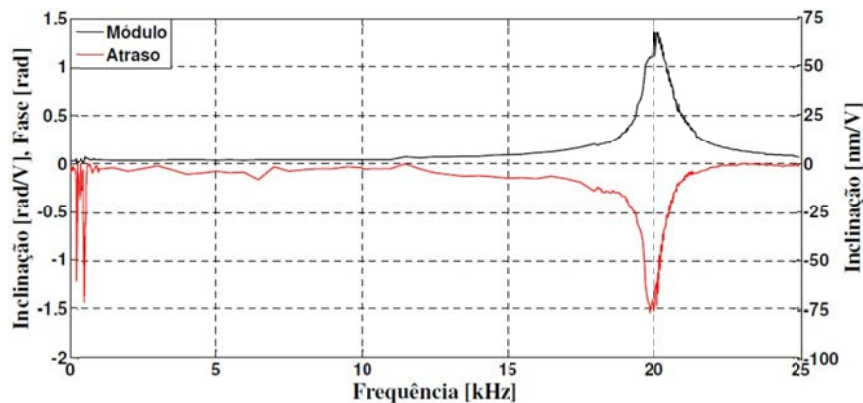


Figura 57 - Resposta em frequência do PFX-2 com a curva de atrasos incluída (Lemes, 2014).

Nos próximos parágrafos, analisa-se a linearidade do APF em alguns pontos de particular interesse do espectro de frequências. Como se estudou, no caso de um sinal de fase óptica $\Delta\phi(t)$ com valor médio nulo, a demodulação consiste em se calcular a fase óptica interferométrica total reconstruída $\theta_r(t)$ e subtrair desta o valor médio estimado $\phi_0(t)$. A curva de linearidade é plotada em termos de $\Delta\phi(t)$ em função da tensão aplicada à amostra sob estudo. Na Figura 58 são apresentados gráficos de linearidade do APF, contendo as seguintes informações: fase óptica demodulada [$\Delta\phi(t)$ em radianos] em função da tensão aplicada (e, azul), a inclinação média (fator de calibração ou LLVS, em rad/V) (em vermelho), o valor da diferença de fase estática no instante da medição [$\phi_{0e}(t)$ em radianos], o retardo de fase do movimento mecânico do atuador (em radianos) e a frequência de amostragem utilizada (F_s , em Hz). O deslocamento mecânico [$\Delta L(t)$] é obtido aplicando-se (3). As frequências de interesse são: 7 Hz, 560 Hz, 1 kHz e 20,12 kHz.

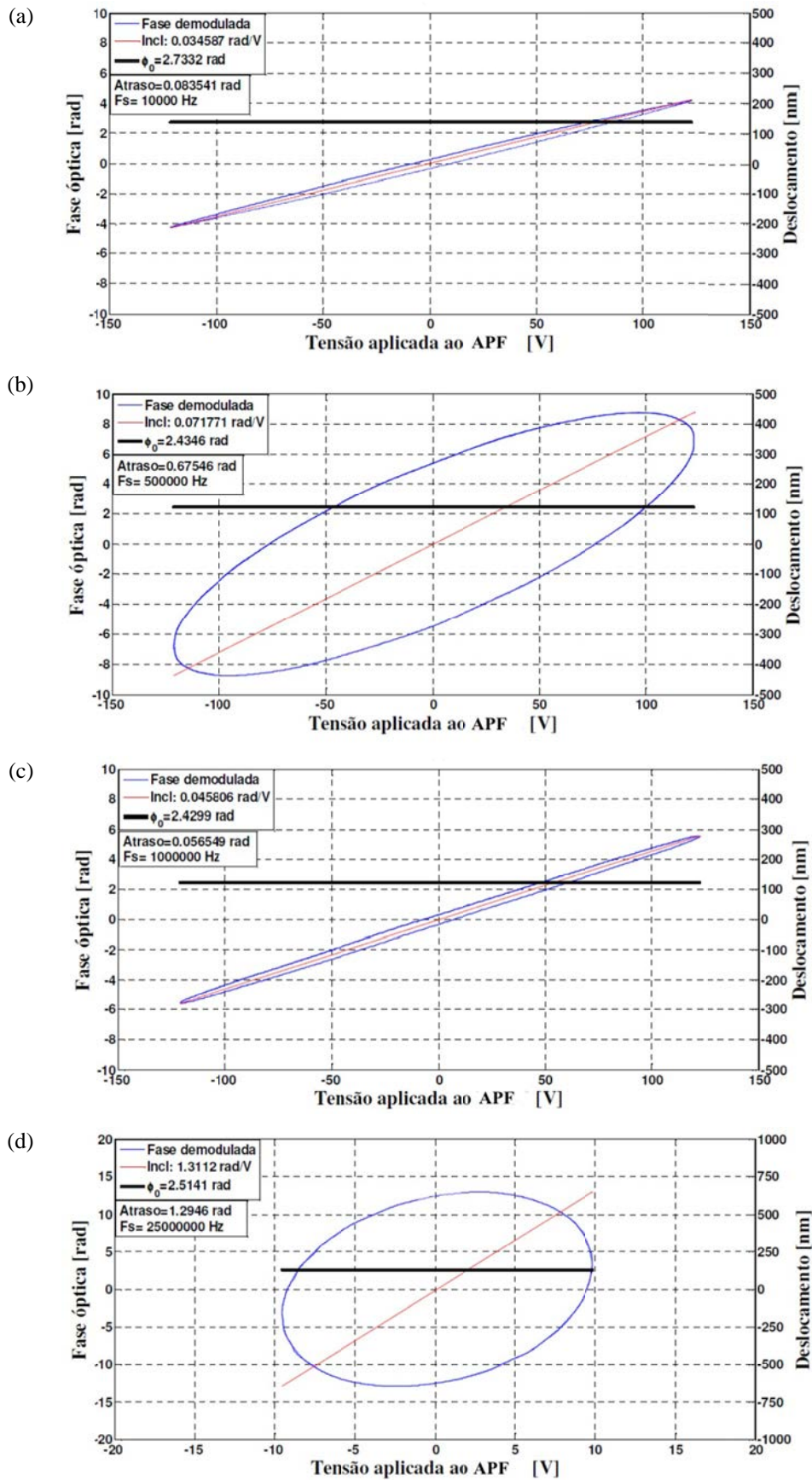


Figura 58 - Curvas de deslocamento de fase e deslocamento absoluto versus tensão elétrica aplicada. (a) 7 Hz; (b) 560 Hz; (c) 1 kHz; e (d) 20,12 kHz (Lemes, 2014).

As curvas das Figura 58(a) e 58 (c) estão na faixa plana do espectro mostrado na Figura 57, e exibem boa linearidade com pequenos atraso de fase; suas pequenas elipsidades revelam baixa histerese. Os valores das inclinações estão em concordância com a curva de resposta em frequência. Os picos nas curvas de fase das Figuras 58(b) e 58(d) revelam que o APF ressoa nestas frequências; isto é corroborado pelo aumento da elipsidade, indicando histerese moderada. Como discutido acima, os autores do projeto ainda discutem a origem dessas micro ressonâncias de baixa frequência; o fato é que elas efetivamente existem, como se comprova pelo comportamento da Figura 58(b), mesmo que não sejam detectadas nas simulações com o ANSYS ou por medições em analisadores de impedâncias. Da Figura 58(d), observa-se haver uma forte ressonância em 20,12 kHz; nesta frequência, a figura de Lissajous é quase circular, indicando uma defasagem próxima a $\pi/2$ rad. Tensões mais reduzidas foram aí aplicadas como medida de segurança, para que o APF não saia da sua região linear e a fim de se evitar deslocamentos que possam danificar a piezocerâmica.

Estudando a dissertação (Barbosa, 2009), Lemes (2014) percebeu que termos em quadratura de fase poderiam ser gerados a partir do interferômetro de Michelson padrão com um divisor de feixes neutro em sua saída, e sem recorrer à óptica polarizada mostrada na Figura 48. Para isto, bastava explorar a distribuição de franjas de interferência, como mostrado na Figura 59.

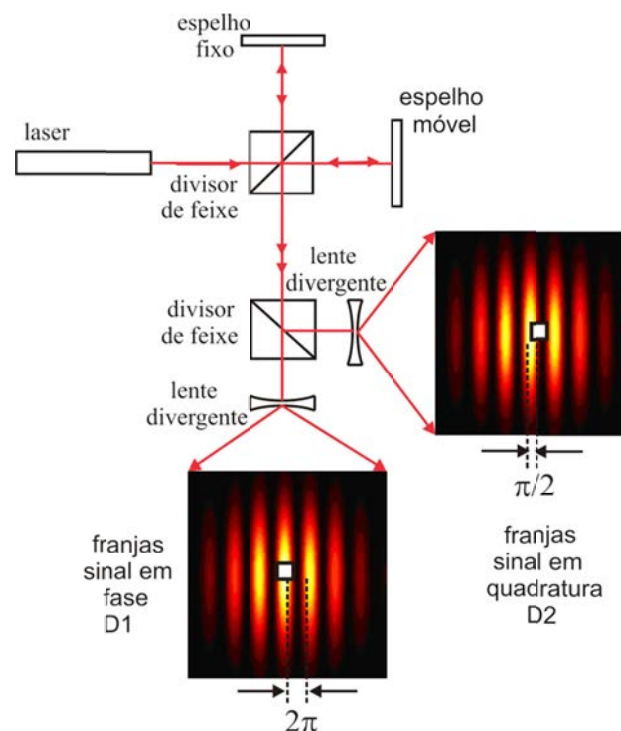


Figura 59 – Geração de sinais em quadratura de fase a partir de um interferômetro de Michelson convencional (Lemes, 2014).

De fato, posicionando-se os fotodiodos D1 e D2 em pontos adequados de cada franja, tais que a defasagem relativa fosse igual a 90° , torna-se possível gerar 50(a) e 50(b) de maneira bastante

simples. Lemes (2014) refez todas as medições anteriores usando esta estrutura mais simples, obtendo-se praticamente os mesmos resultados.

Embora os resultados obtidos na dissertação de Lemes (2014) ainda não tenham sido publicados, o mestrado conduziu às seguintes publicações:

- (a) Lemes et al., 2014 (ABCM, Part I - International Congress, Section II - Sensor, Vision, Image & Embedded Systems);
- (b) Lemes et al., 2013 (Anais do COBEM 2013).

ambos empregando-se uma primeira versão de um método de detecção de fase (baseado no espectro do sinal fotodetectado) denominado b_1/b_3 generalizado, e que foi publicado em 2015.

3.3 Discussão

Desde o doutorado, o candidato atuou na área de interferometria laser aplicada a medições de deslocamentos micro e nanométricos, e, medições de tensões elétricas elevadas, resultando na orientação de uma tese de doutorado (Marçal, 2008), oito dissertações de mestrado (Leão, 2004), (Martins, 2006), (Menezes, 2009), (Barbosa, 2009), (Takiy, 2010), (Lima, 2013), (Pereira, 2013), (Lemes, 2014) e uma coorientação de mestrado (Berton, 2013). No nível da graduação, orientou quatro (uma renovação) iniciações científicas:

- Roberta Irma Martin (PIBITI/CNPq), “Utilização de simulador analógico como ferramenta de síntese para testar métodos de demodulação de fase em sinais interferométricos”, nos períodos de (2013-2014) e com renovação (2014- 2015);
- Guilherme Alves Martinez (PIBIC/CNPq), “Caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais com multi-cerâmicas através da interferometria laser”, no período de (2013-2014);
- Rogério Santana de Oliveira (PIBIC/Reitoria), “Utilização de DSP para realizar a detecção de nano-deslocamentos em atuadores piezoelétricos através de interferômetro de quadratura de fase”, no período de (2015-2016), em andamento.

Métodos inéditos de detecção de fase óptica foram propostos, tanto no domínio do tempo quanto da frequência, gerando-se artigos em revistas e publicações em congressos. Dois projetos de pesquisa (FAPESP e CNPq) foram aprovados. Nos próximos capítulos, o candidato discute trabalhos realizados em outros assuntos, bem como, a pesquisa atual e futura.

Capítulo 4

Pesquisas Envolvendo Outros Métodos Ópticos

A óptica tem sido apontada na engenharia como solução para resolver grande número de problemas práticos. Na área de instrumentação eletrônica, destacam-se os sensores em fibra óptica, os quais, dependendo da configuração, podem apresentar as seguintes vantagens em relação a sensores convencionais: baixa susceptibilidade à interferência eletromagnética, inércias térmica e mecânica reduzidas, não produzem centelhamento, suportam altas temperaturas, não sofrem oxidação ou corrosão, possuem sensibilidade, largura de banda e faixa dinâmica elevadas, são compatíveis com sistemas de teletria por fibra óptica, dentre outras (Giallorenzi et al., 1982; Udd & Spillman, 2011). Nas pesquisas nessa linha, ênfase especial foi dedicada a um tipo de arranjo conhecido como sensor reflexivo em fibra óptica, o qual permite medir deslocamentos lineares em sólidos na faixa micro e sub-microscópica. Portanto, também podem ser usados para caracterizar APFMAs, porém, possuindo estrutura mais simples e maior facilidade de uso que interferômetros. Além disso, com pequenas modificações na sua estrutura, podem ser adaptados para medir deslocamentos angulares. Com isso, tal arranjo permite medir deslocamentos no plano (*in plane*) e fora do plano (*out of plane*), competido com os interferômetros, em vista de que a interferometria mede majoritariamente deslocamentos *out of plane*, embora também possa medir deslocamentos *in plane* (Monchalín, 1986).

4.1 Sensor Reflexivo em Fibra Óptica para Medição de Deslocamento Linear

Nesta seção, apresenta-se a dissertação de mestrado de **João Marcos Salvi Sakamoto**, intitulada “Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais” (Sakamoto, 2006). De acordo com a literatura, este tipo de sensor tem sido designado

por diferentes nomes dependendo do autor: sensor fotônico (*Fotonic Sensor*), sensor de deslocamento com feixe bifurcado de fibras ópticas (*bifurcated optical fiber bundle displacement sensor*), sensor com guia em Y (*Y-guide probe*), transdutor de deslocamento de haste de fibra óptica (*fiber optic lever displacement transducer*), sensor reflexivo de deslocamento em fibra óptica (*reflective fiber optic displacement sensor*). No trabalho, adotou-se a última denominação ou, simplesmente, sensor reflexivo.

O sensor reflexivo é composto por uma fonte de luz, dois trechos de fibras ópticas, uma superfície refletora e um fotodetector, como esquematizado na Figura 60(a). Uma das fibras é utilizada para enviar a luz proveniente da fonte até o espelho, e a outra, para captar a luz refletida pelo espelho. A distância entre a superfície refletora e as terminações das fibras determina a intensidade de luz que será acoplada à fibra receptora. Na Figura 60(b), mostram-se as extremidades das fibras emissora e receptora do sensor (cabeça sensora – *sensor head*) implementado no LOE.

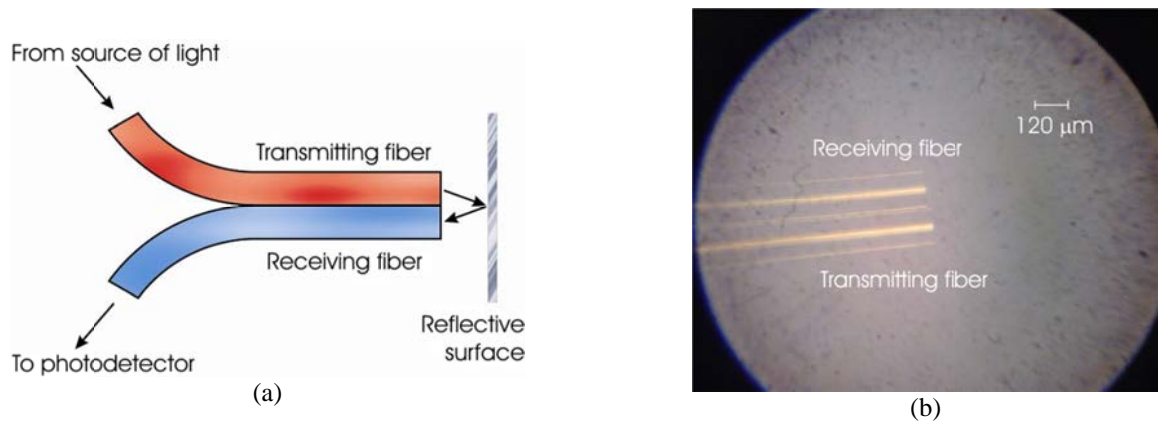


Figura 60 - Configuração do sensor reflexivo. (a) Diagrama esquemático. (b) Foto da cabeça sensora (Sakamoto, 2006).

No trabalho, uma fibra monomodo com distribuição de índice de refração em degrau é usada como fibra emissora, em vista do perfil do modo LP_{01} ter simetria circular e não é granulada (*speckle*, como no caso de fibras multi modos, o que pode resultar em instabilidades). Como fibra receptora foi selecionada uma fibra multi modos com índice degrau, devido a sua grande área de núcleo, a qual aumenta a luz capturada. Qualitativamente, o cone de luz que sai da face da fibra emissora ilumina uma certa área na superfície do alvo, como mostrado na Figura 61(a). Esta área torna-se, para todos os efeitos, a fonte de um cone secundário de luz refletida que, por sua vez, ilumina a face frontal da fibra receptora. Desde que o refletor é um espelho plano, conceitualmente, é bem mais simples estender o cone de luz para além do espelho, e então, analisar a imagem da superfície da fibra receptora, como esquematizado na Figura 61(b). O sensor se comporta como uma junção de fibra-para-fibra com uma separação longitudinal duplicada ($2d$) e um offset M .

A definição básica da eficiência de acoplamento (η_1) é dada pela razão entre a potência acoplada a fibra receptora e a potência total do feixe óptico da fibra emissora. Um dos primeiros

modelos estudados por Sakamoto (2006) para determinar a eficiência de acoplamento foi o publicado por (He & Cuomo, 1991). Outros dois modelos foram então propostos e comparados com o primeiro.



Figura 61 - Sensor reflexivo. (a) A luz incide no espelho, sofre reflexão e ilumina a fibra receptora. (b) A luz do núcleo da fibra emissora é estendida para além do espelho (Sakamoto et al., 2007a).

Como se sabe, a distribuição de campo elétrico no interior de uma fibra monomodo tem solução clássica envolvendo funções de Bessel. O campo elétrico em qualquer ponto fora da extremidade da fibra emissora deve ser deduzida a partir da teoria de difração. Contudo, a fim de simplificar a análise, as distribuições de intensidade dentro e fora da fibra monomodo podem ser aproximadas por funções gaussianas na direção radial, como foi proposto por Kleiza et al. (2004).

No modelamento matemático do sensor, Sakamoto (2006) introduziu uma coordenada z ao longo do eixo da fibra emissora, iniciando-se em $z=0$ e estendendo-se para além da superfície reflexiva. Também foi considerado que o perfil de intensidades emitido pela fibra óptica monomodo, no modo LP_{01} , pudesse ser aproximado por uma função gaussiana circular, mas com alguma diferença em relação ao modelo de Kleiza et al. (2004). As perdas na entrada e na saída das fibras foram desprezadas, bem como as perdas no meio. Assumiu-se que as superfícies refletoras fossem perfeitas e a reflexão Fresnel na face da fibra receptora não foi considerada. Sendo P_i a potência de saída da fibra emissora e, usando óptica de raios gaussianos (Yariv & Yeh, 1984), calculou-se a potência que incidia sobre a área da face da fibra receptora, P_r . A partir daí, calculou-se o coeficiente de acoplamento $\eta_1 = P_r/P_i$. Entretanto, nesse modelo considera-se que toda a potência óptica que incide na face da fibra receptora é acoplada para o seu interior. Na verdade, há um descasamento entre as conformações dos campos elétricos, que faz com que a potência efetivamente acoplada seja menor que a potência incidente na face. Para calcular a potência que efetivamente é acoplada à fibra receptora é necessário determinar um fator de acoplamento ($0 \leq \Gamma \leq 1$), e assim, redefinir a eficiência de acoplamento por $\eta_2 = \Gamma(P_r/P_i)$.

O conceito de fator de acoplamento usado no trabalho foi herdado da área de óptica integrada, sendo definido como (Nishihara et al., 1989):

$$\Gamma = \frac{[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_f(x, y) E_g(x, y) dx dy]^2}{[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_f^2(x, y) dx dy] [\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_g^2(x, y) dx dy]} \quad (54)$$

sendo $E_f(x, y)$ e $E_g(x, y)$ os perfis de campos modais do feixe incidente e do modo guiado, respectivamente. As duas integrais no denominador correspondem às potências acopladas em cada fibra e, portanto, correspondem a simples fatores de normalização. Por sua vez, o numerador contém a integral de superposição (*overlap integral factor*), o qual evidencia o casamento modal.

O fator de acoplamento Γ é uma medida do grau de similaridade entre os perfis dos modos que se propagam nas fibras transmissora e receptora. Distribuições de campo cujos perfis são muito distintos conduzem a uma baixa superposição e, conseqüentemente, a valores reduzidos de Γ . Conforme foi discutido acima, o modo fundamental LP_{01} na fibra transmissora monomodo tem um perfil aproximadamente gaussiano. Por sua vez, a fibra óptica receptora é multimodos e, portanto, acomoda um grande número de modos próprios em seu interior. Segundo Faria (1988) e Wang et al. (1996), na média, o perfil de intensidade óptica numa fibra multimodos também pode ser aproximada por uma gaussiana, sendo tanto mais verdadeiro quanto maior o número de modos que a fibra suporta.

A simulação do sensor foi realizada computacionalmente utilizando-se MATLAB, com o objetivo de se obter o gráfico do coeficiente de transmissão η em função da distância d . Considera-se que a fibra transmissora seja monomodo com parâmetros: raios do núcleo e casca da fibra emissora iguais a $a = 4 \mu\text{m}$ e $b = 58,5 \mu\text{m}$, enquanto a fibra receptora possui raios $a_r = 31,25 \mu\text{m}$ e $b_r = 31,25 \mu\text{m}$, respectivamente. Para ambas as fibras, tem-se índices de refração no núcleo e casca iguais a $n_1 = 1,465$ e $n_2 = 1,460$, respectivamente. Sakamoto (2006) utilizou os modelos de He & Cuomo (1991), chamado de modelo de raios uniaangulares, e, os modelos η_1 (gaussiano sem fator de superposição) e η_2 (gaussiano com fator de superposição), sendo que os resultados estão mostrados na Figura 62. A distância entre o plano refletor e as terminações das fibras foi variada entre 0 e 10 mm. A magnitude de saída está normalizada pelo valor máximo.

Na prática, obtém-se a curva característica do sensor reflexivo variando-se a distância entre o espelho e as extremidades das fibras ópticas transmissora e receptora, com o auxílio de um estágio de translação micrométrico longitudinal. Sakamoto (2006) procedeu ao experimento, variando-se gradualmente a distância d entre os elementos do sistema, na faixa entre 0 e 10 mm, aferida diretamente na escala de um micrômetro (Starrett, resolução 0,01 mm). O sinal de saída (DC) do

fotodetector para cada ajuste de d foi medido com um osciloscópio convencional e também foi desenhado na Figura 62.

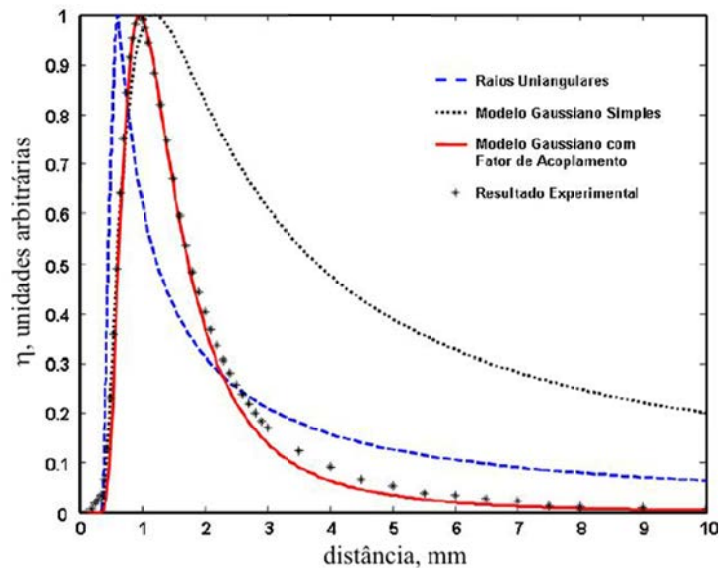


Figura 62 – Curva característica do sensor. (---) Modelo de raios uniangulares. (....) Modelo gaussiano simples, η_1 . (—) Modelo gaussiano com fator de acoplamento, η_2 . (***) Resultados experimentais (Sakamoto, 2006).

Pode-se observar que sobre cada curva característica há duas regiões em que o sensor pode operar: a região com inclinação positiva e a região com inclinação negativa. No entanto, a fim de se beneficiar de um valor mais elevado do fator de transdução entre deslocamento e intensidade óptica de saída, opera-se sobre a região de inclinação positiva, a qual proporciona uma maior sensibilidade. Como se percebe, o modelo teórico que mais se ajustou ao resultado experimental foi o gaussiano com fator de acoplamento desenvolvido por Sakamoto (2006). De acordo com o discutido anteriormente, pode-se concluir que a potência que incide na face da fibra óptica receptora é bem maior que a potência que realmente consegue ser acoplada para o interior da mesma. Isso mostra que o fator de acoplamento Γ é um parâmetro relevante e deve ser considerado nas simulações teóricas. Apesar de muito bem divulgado na literatura, o modelo de raios uniangulares (He & Cuomo, 1991) mostrou-se pouco adequado para representar a curva característica deste sensor, pois tanto a região de inclinação positiva como a de inclinação negativa apresentaram-se em discordância com o resultado prático. Acredita-se que este modelo seja mais adequado para descrever um feixe (*bundle*) de fibras ópticas.

Após o levantamento da curva característica do sensor reflexivo, deve-se estabelecer um ponto de operação quiescente apropriado, em torno do qual sinais de deslocamento dinâmico oscilam em regime de pequenos sinais. Isto pode ser realizado pré-ajustando a distância d_{bias} com o auxílio de um estágio de translação micrométrica. Uma forma de se determinar tal ponto de operação é através da derivada da curva característica em relação à d , isto é, $D = \partial\eta / \partial d$. Esta nova curva

corresponde à sensibilidade da curva característica, e assim, quanto maior o valor da derivada, maior a amplitude do sinal de saída do sensor. Na figura 63, ilustra-se tanto a curva característica quanto sua derivada, ambas normalizadas.

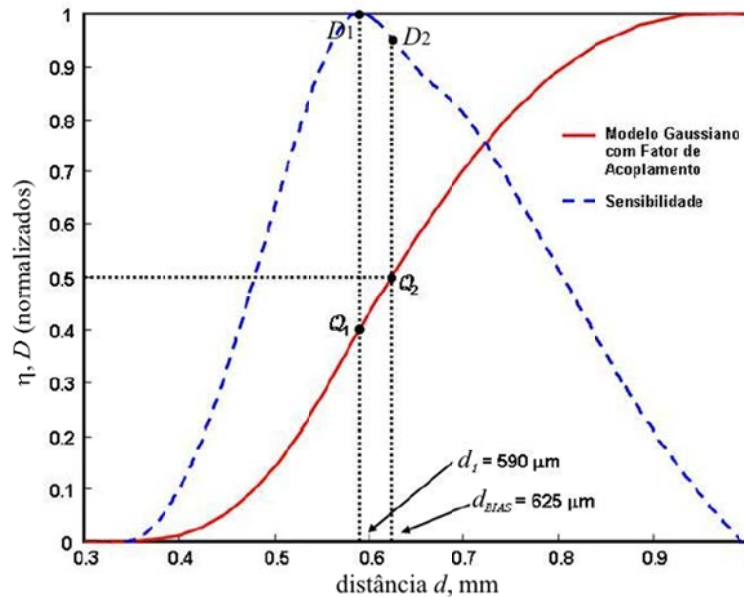


Figura 63 – Curvas do sensor reflexivo. (—) Curva característica. (---) Curva de sensibilidade (Sakamoto, 2006).

Para o sensor de Sakamoto (2006), o ponto em que a sensibilidade é máxima corresponde a $d_1 = 590 \mu\text{m}$. Em princípio, este ponto sobre a curva característica deve ser escolhido como ponto de operação para o sensor, o qual é denominado Q_1 , e está associado a $D_1 = 1$, sobre a curva da derivada. No entanto, por uma questão de simplicidade prática, utilizou-se nos experimentos o ponto de operação associado à metade do valor máximo de η , ou seja, $\eta = 0,5$, obtendo-se $d_{bias} = 625 \mu\text{m}$. Este ponto corresponde à Q_2 , sobre a curva característica, e a $D_2 = 0,9542$, sobre a curva da derivada. A diferença entre as inclinações associadas a D_1 e D_2 não é grande, da ordem de 5% e, portanto, tolerável para a finalidade do trabalho. Além disso, com o ajuste de d_{bias} sobre o ponto Q_2 , permite-se haver uma maior excursão do sinal de deslocamento sem que haja distorção ou saturação do sinal de saída do fotodetector, ou seja, aumenta-se a faixa dinâmica do sensor reflexivo. Assim, Sakamoto (2006) estabeleceu um procedimento para ajuste inicial do sensor reflexivo, com vistas para aplicações dinâmicas, bastando realizar a medição de um único parâmetro: a máxima tensão de saída do sensor medida com o fotodiodo, $V_{m\acute{a}x}$ (em volts). Deve ser lembrado que é preciso medir este parâmetro para cada tipo de superfície utilizada, uma vez que cada uma possuirá um fator de reflexão (refletância) diferente.

Por sua vez, a calibração do sensor foi realizada a partir da curva característica obtida experimentalmente e mostrada na Figura 63 (desenhada com asteriscos, *). O fator de calibração f_{cal} , em unidades de nm/V, é dado por:

$$f_{cal} = \frac{10^6}{2,4864 \times V_{max}}, \text{ nm/V} \quad (55)$$

tal que $d = f_{cal} \times v$ (em nanômetros) sendo v a tensão do fotodiodo (em volts).

Com o intuito de validar o procedimento de calibração, realizou-se a medição do perfil de uma peça utilizando-se o sensor reflexivo. A superfície da peça utilizada era de aço polido para que apresentasse uma reflexão razoável da luz. A peça foi fixada em um disco rotativo, como esquematizado na figura 64, para que a forma de onda pudesse ser adquirida com um osciloscópio. A velocidade de rotação do disco rotativo é de aproximadamente 800 ciclos por segundo. No disco mostrado na figura, existem marcadores escuros (baixa refletância) que servem como referências de sincronia para o osciloscópio. Entre essas marcas foi colada a peça de metal. Esta peça é constituída por dois patamares com um pequeno degrau de espessura T_d entre eles. Tomou-se o cuidado para que as refletâncias de ambas as superfícies dos patamares fossem iguais.

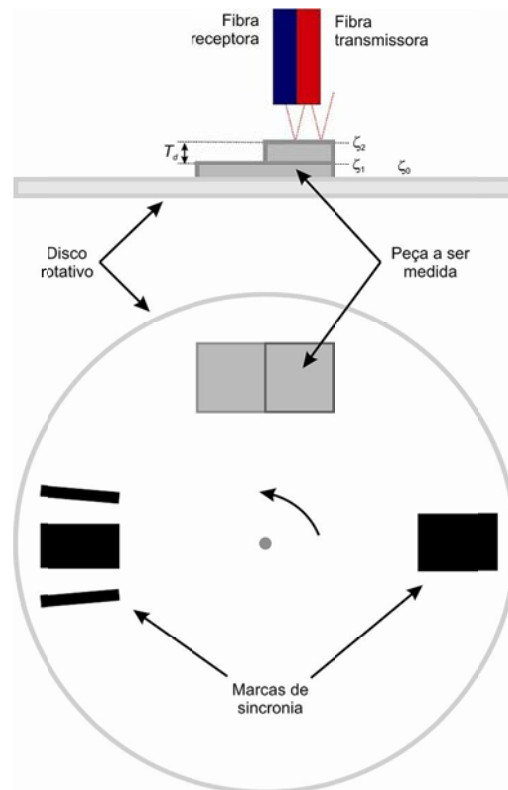


Figura 64 – Disco rotativo, peça metálica e sensor reflexivo usado para calibração (Sakamoto, 2006).

O procedimento de calibração estática foi realizado, tomando como base a região do plano ζ_1 mostrado na Figura 64, ou seja, esta região foi utilizada como referência para obter a curva característica. Dessa forma, mediu-se uma tensão $V_{máx} = 3,7$ V, correspondente ao pico da curva característica. Assim, o fator de calibração (55) resultou em $f_c = 1,087 \times 10^5$ [nm/V]. Em seguida, ajustou-se o sensor na posição correspondente à metade de $V_{máx}$ com o auxílio do estágio de translação micrométrico. Para se obter a forma de onda correspondente à superfície da peça, o disco

rotativo [HD de computador, mostrado na Figura 65(a)] foi ligado e obteve-se forma de onda mostrada na Figura 65(b).

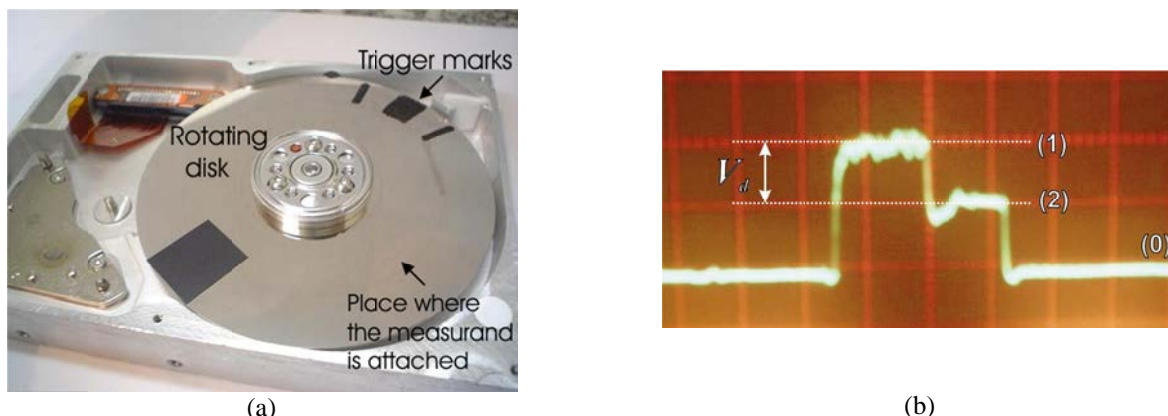


Figura 65- Teste do processo de calibração. (a) HD de computador. (b) Sinal obtido no osciloscópio (Sakamoto, 2006).

A diferença de espessura, T_d , entre as superfícies dos planos ζ_1 e ζ_2 mostrada na Figura 64 pode ser medida através da medição da tensão elétrica equivalente e do fator de calibração. A diferença de tensão elétrica obtida foi $V_d = 1,0$ V. Dessa forma, obtém-se a diferença de espessura multiplicando-se a tensão medida pelo fator de calibração: d (nm) = $f_{cal} \times v$ (volts) $\Rightarrow T_d = f_{cal} \times V_d = 1,087 \times 10^5$ [nm/V] $\times 1$ V = 108,7 μ m. A fim de validar este resultado, mediu-se a espessura T_d com um micrômetro de precisão, obtendo-se 105 μ m, o que significa um erro menor que 4%.

Sakamoto (2006) caracterizou alguns APFs usando o aparato experimental esquematizado na Figura 66. Em todas as medições, operou-se na região linear com inclinação positiva da curva característica do sensor reflexivo. A cada medição, aplica-se o procedimento de calibração do sensor óptico discutido anteriormente.

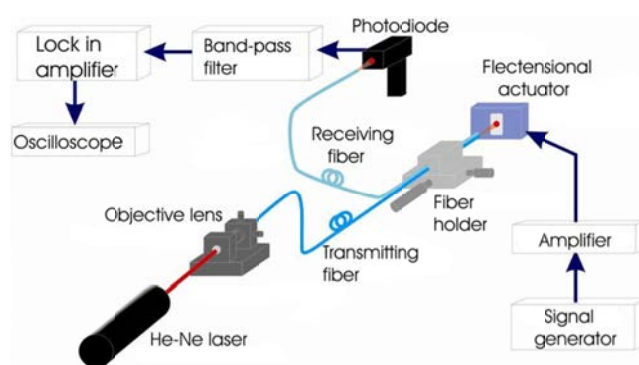


Figura 66 - Configuração utilizada para análise dinâmica (Sakamoto, 2006).

Perturbações ambientais como vibração mecânica e turbulências de ar podem causar trepidação no sistema de acoplamento de luz na fibra transmissora, desalinhamento entre a fibra transmissora e o fotodetector, oscilações nos trechos da fibra que servem como guias de ondas, etc. Estas perturbações externas podem estimular sinais espúrios que variam aleatoriamente com o tempo e prejudicam a leitura dos sinais de interesse. Contudo, as frequências desses sinais espúrios ocupam

bandas tipicamente inferiores a 100 Hz e, assim, podem ser filtradas, desde que os sinais de interesse estejam em frequências superiores, utilizando-se técnicas de filtragem pós-deteccção. Desta forma, para realizar medições das características dinâmicas dos piezoatuadores diante da excitação com sinais arbitrários (não senoidais) utilizou-se na saída do fotodetector, um filtro passa-altas para eliminar os efeitos das perturbações de baixa frequência. Mais especificamente, utilizou-se o circuito integrado UAF42 da Burr-Brown, ajustado para fornecer uma frequência de corte de 500 Hz.

Alternativamente, para a medição da resposta em frequência e da linearidade de APFs, o emprego de amplificador *lock-in* mostrou-se útil. Sendo que o sinal de excitação do piezoatuador flexensional utilizado era estritamente senoidal, foi possível sintonizar o *lock-in* através do sinal de referência síncrona do gerador de sinais. O sistema de deteção sensível à fase, em conjunto com filtros ajustáveis e intrínsecos ao *lock-in*, detectam somente os sinais cujas frequências estejam muito próximas à frequência de referência. Componentes de ruído e tensões oriundas de perturbações ambientais são sensivelmente atenuadas na saída do *lock-in*. Na dissertação, utilizou-se o amplificador *lock-in* da EG&G Princeton Applied Research, modelo 5209.

Nas medições com o APF da Figura 1(c), ajustou-se o sensor reflexivo para operar em torno de $d_{bias} \approx 625 \mu\text{m}$, o qual está associado à tensão detectada igual a $V_{max}/2$. O gráfico de resposta em frequência (magnitudes) está mostrado na Figura 67. A concordância entre as frequências de ressonâncias assim detectadas com os resultados de métodos interferométricos é muito boa.

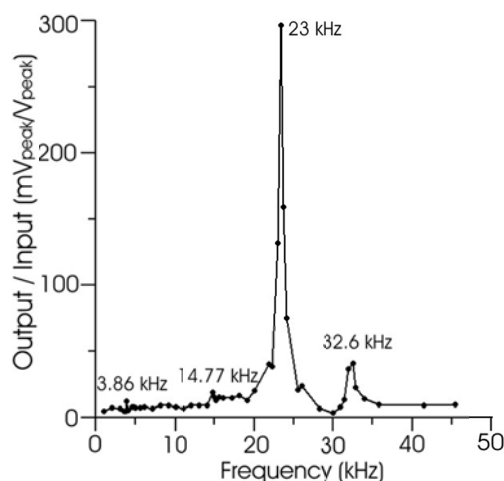


Figura 67 - Resposta em frequência do APF da Figura 1(c), obtida com o sensor reflexivo (Sakamoto et al., 2006).

Sakamoto (2006) foi o primeiro orientado do candidato a caracterizar o APF mostrado na Figura 1(e). Por exemplo, na Figura 68 encontra-se ilustrada a curva de resposta em frequência, cuja frequência de ressonância em torno de 20 kHz foi confirmada em vários trabalhos posteriores.

Contudo, o sensor reflexivo apresenta um problema: devido à característica extremamente pontual do sensor, este é sensível tanto ao deslocamento *out-of-plane*, como ocorre em

interferômetros convencionais, quanto *in-plane*. Assim, além do deslocamento linear o sensor também sente o deslocamento angular, sendo que a separação entre ambos os efeitos é de difícil execução.

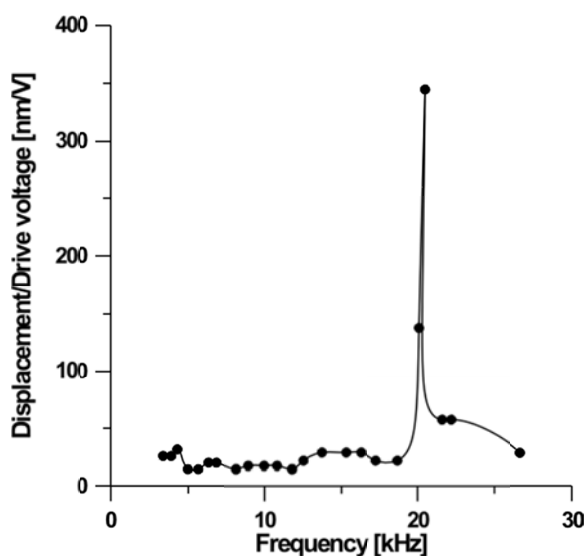


Figura 68 - Resposta em frequência do APF da Figura 1(e), obtida com o sensor reflexivo (Sakamoto et al., 2007b).

A dissertação de Sakamoto (2006) conduziu às seguintes publicações:

- (a) Sakamoto et al., 2006 (Anais do Induscon 2006);
- (b) Sakamoto et al., 2007a (Anais do ENFMC 2007);
- (c) Sakamoto et al., 2007b (Anais do ENFMC 2007).

4.2 Sensor Reflexivo em Fibra Óptica para Medição de Deslocamento Angular

Após concluir o mestrado, o ex-aluno da FE-IS, João Marcos Salvi Sakamoto, cursou o doutorado no Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, onde defendeu a tese “*Laser Ultrasonics System with a Fiber Optic Angular Displacement Sensor*”, em 2012, sob orientação do Prof. Dr. Gefeson Mendes Pacheco. O candidato colabora com o Dr. Gefeson há vários anos, sendo que esta cooperação será discutida na próxima seção. O fato é que o pessoal do ITA desenvolveu um novo tipo de sensor reflexivo, com capacidade de medir deslocamento angular (Sakamoto, 2012). Concomitantemente, o candidato a LD colabora com o professor da FE-IS, Dr. Ricardo Tokio Higuti desde longa data, em particular, em trabalhos envolvendo ondas guiadas em placas. Assim, nos próximos parágrafos, descreve-se a dissertação de mestrado de **Marlon Rodrigues Garcia**, intitulada “Aplicação de sensor de deslocamento angular em fibra óptica para medição de

concentração de líquidos via ondas acústicas guiadas”, o qual utilizou o sensor de deslocamento angular do ITA para detectar ondas de Lamb (Garcia, 2016).

Basicamente, o novo sensor é constituído pelo sensor reflexivo da seção anterior, acrescido de uma lente positiva posicionada entre as cabeças das fibras e a superfície refletora, como esquematizado na Figura 69. A lente tem por função colimar o feixe incidente da fibra emissora, e também, focalizar o feixe refletido pela superfície refletora e que incide na fibra receptora. Além disso, a lente é responsável por converter o deslocamento angular, θ , numa posição Y_2 sobre o plano focal, e também, desacoplar o deslocamento linear Z_1 de Y_2 .

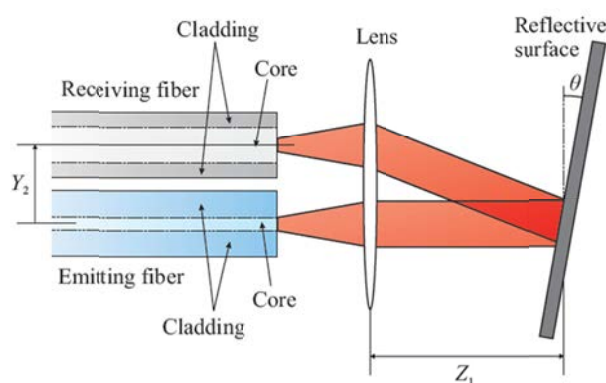


Figura 69 – Esquema do sensor de deslocamento angular (Sakamoto, 2012).

A razão desse desacoplamento pode ser explicado qualitativamente com o auxílio da Figura 70, através de óptica geométrica. O parâmetro f_L corresponde à distância confocal da lente.

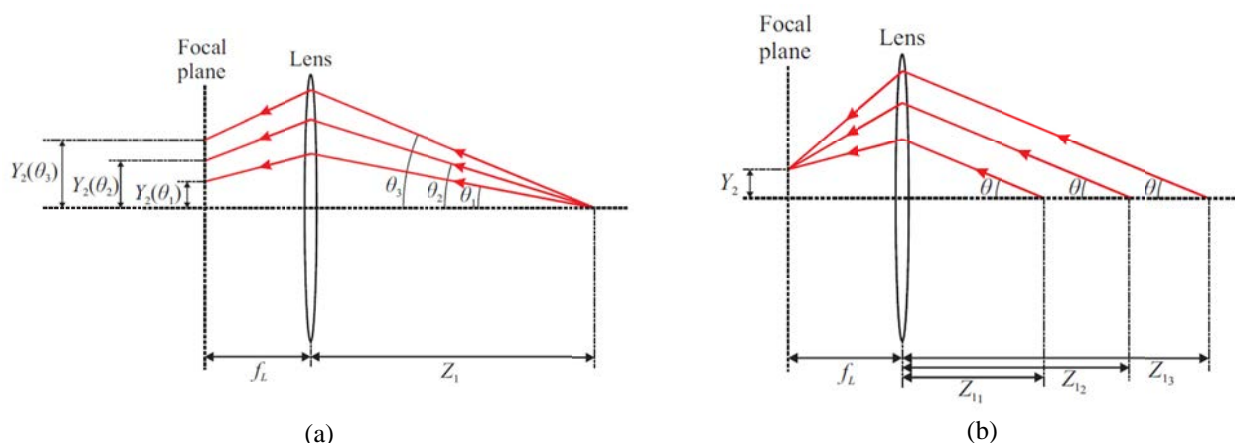


Figura 70 – Princípio de operação. (a) Deslocamento angular. (b) Deslocamento linear (Sakamoto, 2012).

Na Figura 70(a), os raios incidentes com diferentes ângulos (θ_1 , θ_2 e θ_3) atingem o plano focal em diferentes posições [$Y_2(\theta_1)$, $Y_2(\theta_2)$ e $Y_2(\theta_3)$, respectivamente]. Por sua vez, na Figura 70(b), o ângulo permanece constante (θ) para cada um dos três deslocamentos lineares (Z_{11} , Z_{12} e Z_{13}), os quais atingem o plano focal numa mesma posição, Y_2 . Portanto, o deslocamento angular θ está acoplado com a posição Y_2 , enquanto o deslocamento linear Z_1 está desacoplado da posição Y_2 . Pela Figura

70(a), a cada raio que entra na fibra receptora na posição $Y_2(\theta)$, corresponde uma diferente quantidade de potência acoplada, constituindo o princípio de funcionamento do sensor.

A geometria detalhada da cabeça sensora do sistema está mostrada na Figura 71.

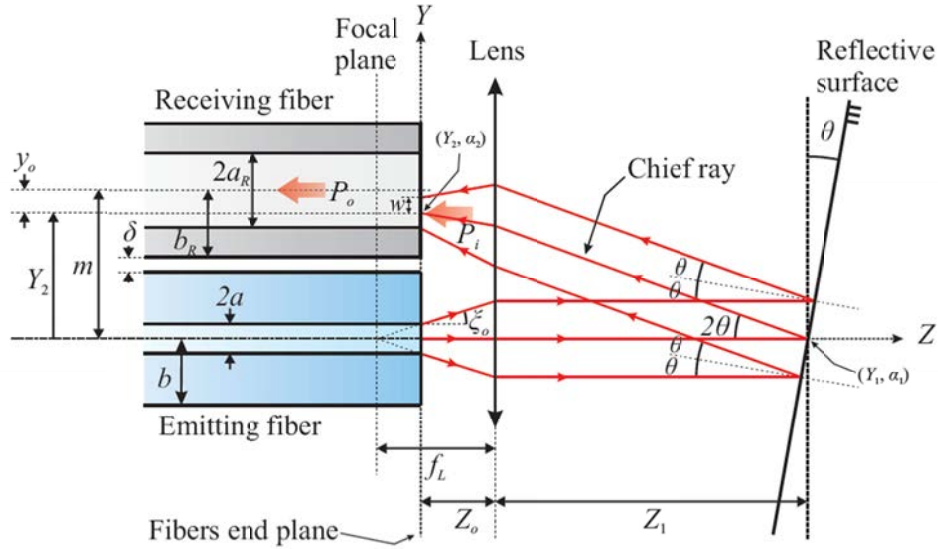


Figura 71 – Geometria da cabeça sensora do sistema (Sakamoto, 2012).

Empregando a óptica de raios gaussianos, Sakamoto (2012) demonstra que o coeficiente de acoplamento $\eta = P_o/P_i$, sendo P_i a potência emitida pela fibra emissora e P_o a potência acoplada à fibra receptora, vale:

$$\eta = \Gamma \frac{4}{\pi w^2} \int_0^{y_0(\theta) + a_R} r \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \cos^{-1}\left(\frac{r^2 + y_0^2(\theta) - a_R^2}{2ry_0(\theta)}\right) dr \quad (56)$$

tal que $y_0(\theta) = m - K\theta$ (57a)

$$m = b + b_R + \delta \quad (57b)$$

$$K = 2(Z_0 + Z_1 - Z_1 Z_0 / f_L) \quad (57c)$$

$$Z_0 = f_L - \frac{a}{\text{tg} \zeta_0} \quad (57d)$$

$$\zeta_0 = \sin^{-1} \frac{NA}{n} \quad (57e)$$

onde m é a distância entre os centros das fibras, $y_0(\theta) = m - Y_2$, Y_2 é o centro do spot, Z_0 é a distância entre a lente e a fibra, Z_1 é a distância entre a lente e a superfície refletora, a e b são o raio do núcleo e da casca da fibra emissora, respectivamente, ζ_0 e NA são o ângulo de abertura e a abertura numérica da fibra emissora, respectivamente, b_R é o raio da casca da fibra receptora, n é o índice de refração do

meio que envolve as fibras, δ é o *gap* de separação entre as fibras e w é o raio de *spot* óptico no plano da fibra receptora (Siegman, 1986). O parâmetro Γ leva em conta as perdas por inserção na fibra receptora, e varia entre 0 e 1. No trabalho, considerou-se $\Gamma = 0$ e $\delta = 0$.

Sakamoto (2012) testou o sensor para diferentes razões a/a_R de fibras ópticas, sendo a = raio do núcleo da fibra emissora e a_R = raio do núcleo da fibra receptora. Como se dispunha de fibras monomodos (4/62,5 μm , raio do núcleo/da casca) ou multimodos (25/62,5 μm e 52,5/62,5 μm), nove diferentes combinações foram possíveis: 4/4, 4/25, 4/52,5, 25/4, 25/25, 25/52,5, 52,5/4, 52,5/25 e 52,5/52,5. Com isto, mostrou que o par 4/4 conduzia à maior sensibilidade de transdução para o seu arranjo experimental. O resultado simulado através de (56), bem como o resultado experimental medido em laboratório estão mostrados na Figura 72(a). Obviamente, quanto $\theta=0^\circ$, o raio emitido pela fibra emissora retorna sobre si mesmo. Assim, a rigor, esses gráficos devem estar distribuídos em torno de um certo ângulo θ_0 inicial e não nulo. No trabalho, Sakamoto (2012) escolheu como θ_0 o ângulo inicial no qual o spot central está centrado com o núcleo da fibra receptora, ou seja, quando $y_0=0$ na Figura 71. Portanto, a Figura 72(a), na verdade, teve o eixo θ deslocado de $\theta_0 = m/K$ [devido a (57a)], a fim da curva característica ficar simétrica em torno da origem.

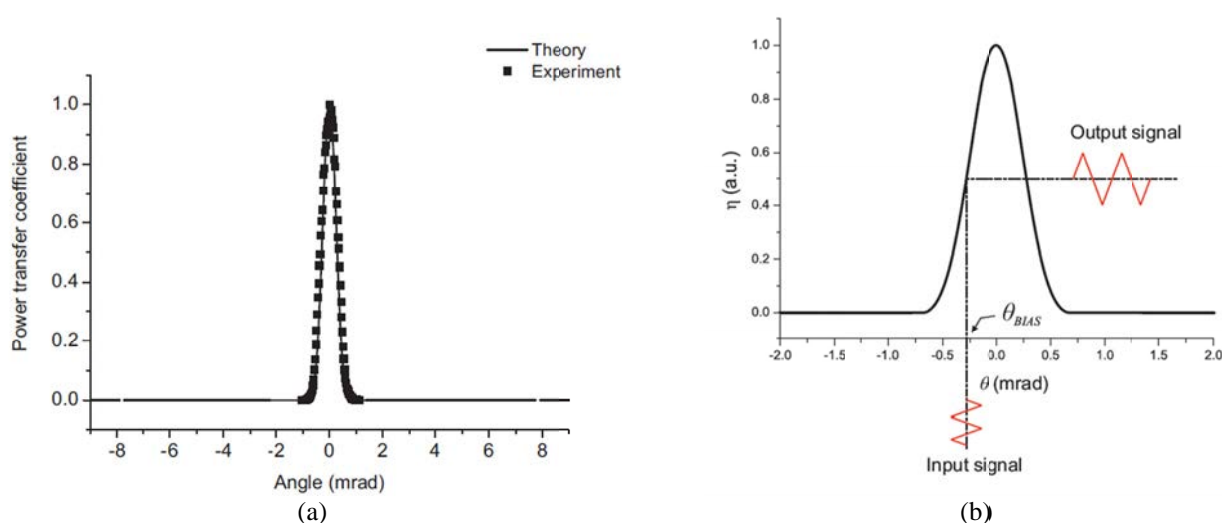


Figura 72 – Característica do sensor angular com o par 4/4. (a) Curva estática. (b) Operação dinâmica (Sakamoto, 2012).

O interesse em operação dinâmica surge quando se deseja medir deslocamentos angulares que variam dinamicamente no tempo e com pequenas amplitudes (menor que a faixa dinâmica do sensor), como exemplificado na Figura 72(b). A fim de explorar toda a faixa dinâmica, é adequado ajustar o ponto de operação no centro dessa região. Este ajuste demanda variar θ com um goniômetro até se atingir uma tensão de saída máxima V_{max} , e então, estabelecer um ângulo θ_{BIAS} , correspondente a tensão $V_{max}/2$ (tal como foi sugerido no caso do sensor de deslocamento linear).

Garcia (2016) testou as configurações 4/4, 4/31,25, 31,25/4 e 31,25/31,25 no LOE juntamente com os parâmetros: $\delta = 0$, $\Gamma = 1$, $f_L = 23$ mm, $Z_1 = 37$ mm, $b = b_R = 62,5$ μm , $n = 1$ (ar), $NA = 0,1209$ e $w \approx a$. Os resultados estão mostrados na Figura 73, normalizadas. A configuração 4/4 também foi a selecionada na dissertação, por conduzir ao maior valor de sensibilidade angular.

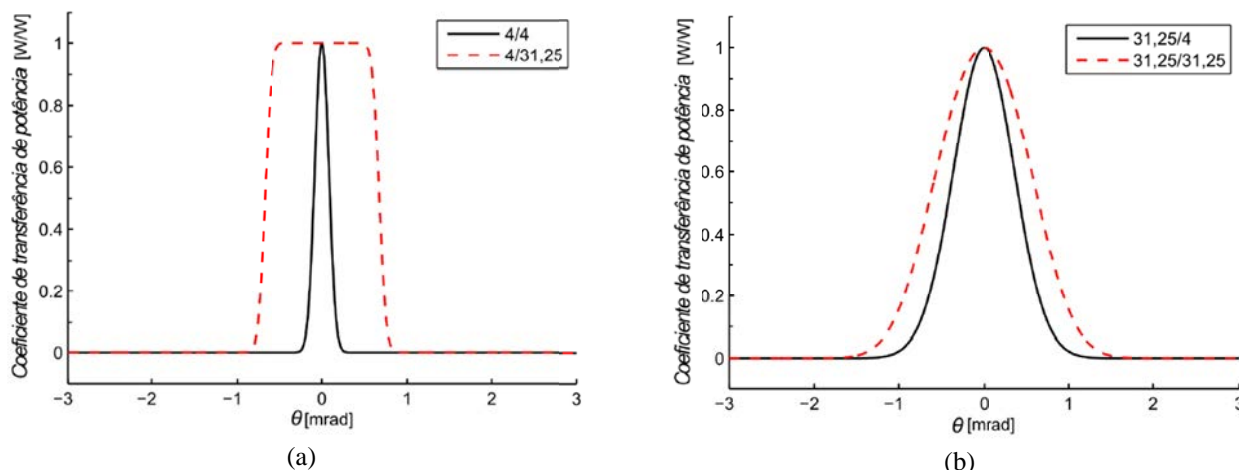


Figura 73 - Características normalizadas. (a) Configurações 4/4 e 4/31,25. (b) Para 31,25/4 e 31,25/31,25 (Garcia, 2016).

Obtida a curva característica estática do sensor, em volts por μrad , é possível se medir um deslocamento angular arbitrário produzido na superfície reflexiva, em valores absolutos. Para tanto, basta calcular (ou medir) a declividade da curva característica simulada (ou experimental), em volts/ μrad , no local onde o ângulo θ corresponde ao ponto quiescente. Conhecendo o inverso da declividade, em $\mu\text{rad/volts}$, o sistema encontra-se calibrado, e pode-se converter os valores de tensão elétrica medidos na saída do sensor em valores de ângulo (μrad).

No teste descrito a seguir, Garcia (2016) mediu a velocidade de propagação da onda de Lamb guiada por uma placa de alumínio imersa no ar (Rose, 2014; Royer & Dieulesaint, 1996). Para se excitar somente o modo antissimétrico sem frequência de corte, S_0 , utilizou-se um prisma de acrílico acoplado a um transdutor piezoelétrico do tipo *bulk* (onda longitudinal, com velocidade $c_i = 2700$ m/s), com um ângulo de incidência $\theta_i = 30^\circ$, como esquematizado na Figura 74. Um pulso de RF com envoltória gaussiana foi aplicado ao transdutor utilizando-se um gerador de funções (AFG 3021B, da Tektronix) e um amplificador de potência linear (modelo 240L, da *Electronics & Innovation*). A placa de alumínio utilizada possuía $2h=1$ mm de espessura, 30 cm de largura e 45 cm de comprimento. O feixe óptico do sensor de deslocamento angular foi posicionado a uma distância d_x a partir do transdutor piezoelétrico.

Sabendo-se que $d_1 = 21,59$ mm na Figura 74, aplicou-se o pulso de RF e medições foram efetuadas em várias posições de d_x . Na Figura 75 estão ilustrados alguns dos sinais captados pelo sensor óptico, bem como algumas reflexões de borda.

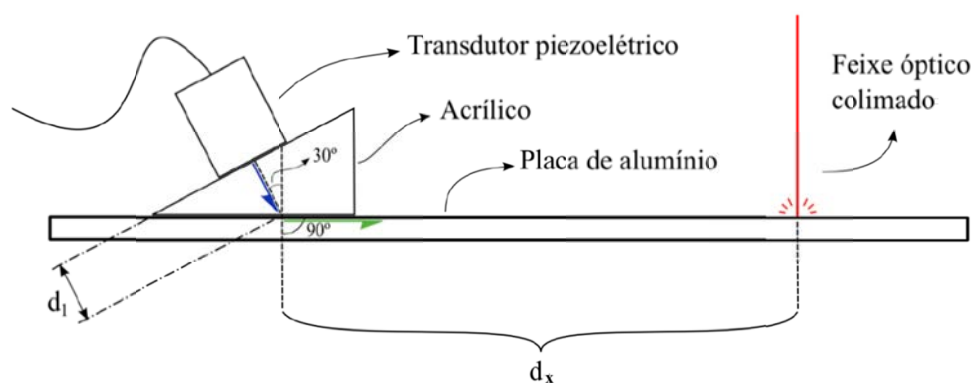


Figura 74 - Medição das ondas de Lamb pelo sensor à fibra óptica (Garcia, 2016).

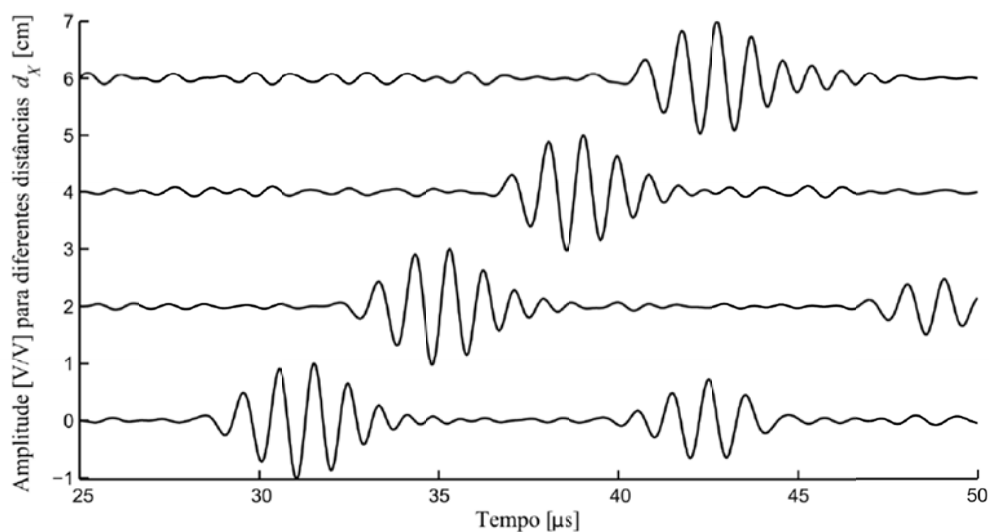


Figura 75 – Amplitude normalizada dos sinais captados pelo sensor à fibra para diversos valores de d_x (Garcia, 2016).

Conhecendo-se as distâncias d_x e medindo-se os respectivos retardos de tempo entre a excitação e captação de cada pulso (com o auxílio da transformada de Hilbert), podem-se medir as velocidades correspondentes. O valor médio das medições conduziu ao valor $c_g = 5267,8$ m/s para o modo S0. Nesse caso, a velocidade obtida é a velocidade de grupo, já que o pulso é um sinal passa banda.

Garcia (2016) desenvolveu rotinas em MATLAB para determinar as curvas de dispersão para ondas de Lamb, ou seja, gráficos da velocidade de fase versus produto frequência-semi-espessura da placa, $(f.h)$, para modos fundamentais e superiores guiados por uma placa imersa em fluido (não obrigatoriamente o ar). Para uma placa de alumínio imersa em ar, são necessárias informações do alumínio: velocidade longitudinal $c_{ls} = 6400$ m/s, velocidade de cisalhamento $c_{ts} = 3100$ m/s, e densidade $\rho_s = 2700$ kg/m³, bem como, do ar: velocidade longitudinal, $c_f = 343$ m/s, densidade $\rho_f = 1,2$ kg/m³, coeficiente de viscosidade de cisalhamento $\eta_f = 18$ μ Pa.s, e coeficiente de viscosidade volumétrico $\zeta_f = 0,6$ μ Pa.s. A partir das curvas de velocidade de fase, podem ser obtidas as curvas de dispersão em termos de velocidade de grupo versus produto $(f.h)$ (Rose, 2014; Royer & Dieulesaint,

1996). A estimativa teórica resultou em 5152,0 m/s e, portanto, numa discrepância de apenas 2,25%. Sakamoto (2012) havia usado o novo sensor angular para medir as velocidades de ondas elásticas volumétricas (*bulk*), longitudinais e transversais, bem como, de ondas de Rayleigh. Assim, esta foi a primeira vez em que ondas de Lamb foram medidas como o sensor em fibra óptica.

Garcia (2016) também investigou o potencial do sensor em fibra óptica para realizar a caracterização de líquidos. Nesse caso, posicionou-se a cabeça sensora horizontalmente em relação à mesa, e em frente a uma placa de alumínio com 1 mm de espessura, 20 cm de largura, e 30 cm de comprimento, parcialmente imersa no líquido a ser caracterizado e contido numa cubeta de vidro, como esquematizado na Figura 76.

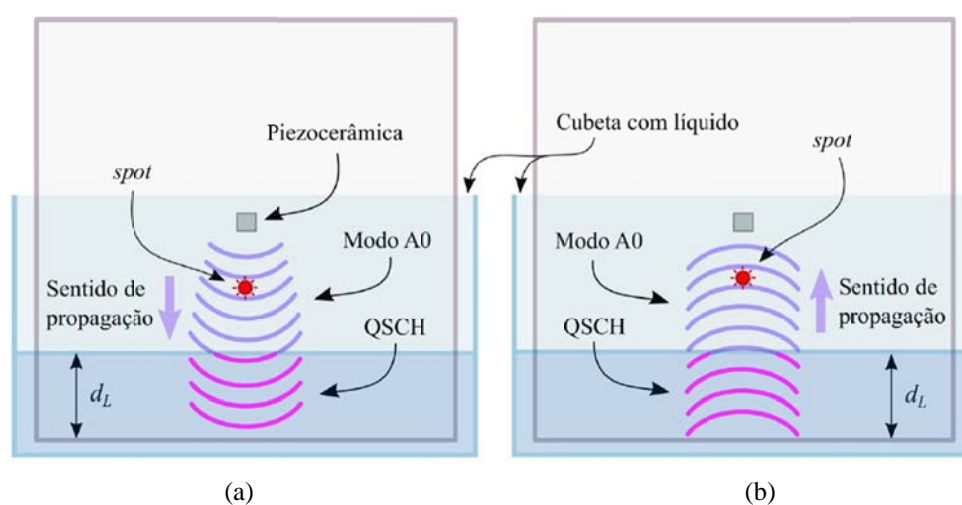


Figura 76 - Propagação dos modos A0 e QSCH (a) em direção à borda e (b) em direção à piezocerâmica (Garcia, 2016).

Segundo Cegla et al., (2005), sabe-se que, quando uma onda de Lamb se depara com uma interface ar-líquido, parte da energia do modo fundamental antissimétrico, A0, pode ser convertida no modo quase Scholte. Este fenômeno de acoplamento de modos pode ocorrer em certas faixas de frequências, nas quais as velocidades de fase de ambas as ondas estão próximas. Em particular, para frequências relativamente baixas (inferiores a 500 kHz), o modo quase Scholte (QSCH) possui número de onda semelhante ao modo de Lamb A0. Como o modo quase Scholte possui caldas evanescentes que penetram mais profundamente (que a onda de Lamb) no líquido, o mesmo pode captar importantes informações sobre os parâmetros do fluido.

Aplicando-se um pulso de RF à piezocerâmica em modo de emissão [Figura 76(a)], o modo A0 propaga-se na placa em direção à borda imersa no líquido. Ao se deparar com a interface ar-fluido, o modo A0 se converte em modo QSCH. Após ser refletido pela borda da placa metálica imersa no fluido, o modo QSCH inverte o sentido de propagação e retorna em direção à piezocerâmica, como esquematizado na Figura 76(b). Porém, ao atingir a interface fluido-ar, o modo QSCH sofre conversão inversa para o modo A0.

Nesse processo, o sensor à fibra capta o modo A0 duas vezes: antes de se converter em modo QSCH, que é o caso mostrado na Figura 76(a), e após se converter em modo QSCH, se propagar no líquido e se reconverter em modo A0, que é o caso mostrado na Figura 76(b). Na Figura 77 se apresentam exemplos de dois pulsos captados pelo sensor. O intervalo de tempo Δt_p depende das velocidades dos modos A0 e QSCH, das distâncias propagadas pelo modo A0 no sistema placa-ar e das distâncias propagadas pelo modo QSCH no sistema placa-fluido.

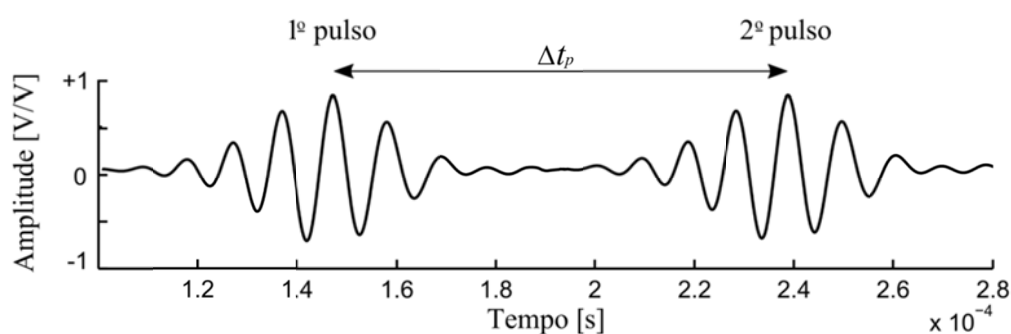


Figura 77 - Primeiro pulso e segundo pulso (eco) captados pelo sensor à fibra (Garcia, 2016).

Como a velocidade do modo A0 é diferente da velocidade do modo QSCH, diferentes níveis de imersão, d_L , irão provocar diferentes intervalos de tempo entre os pulsos captados pelo sensor óptico. Ou seja, considerando o caso em que a velocidade do modo QSCH é menor que a velocidade do modo A0, quanto maior for d_L , maior será a distância percorrida pelo modo QSCH, e maior será o retardo Δt_p . Se forem obtidos um gráfico da variação de Δt_p por d_L , a derivada da curva obtida depende da diferença entre as velocidades de propagação do modo QSCH e do modo A0. Como a rotina em MATLAB desenvolvida por Garcia (2016) também opera com modos quase Scholte, o aluno mediu a velocidade de propagação desse modo em vários líquidos, como o ácido acético e etanol. Por exemplo, no caso do ácido acético mediu-se 1358,57 m/s, contra 1447 m/s previsto pelas simulações, obtendo-se uma diferença relativa percentual de 6,11 %. As medições foram realizadas na temperatura igual a 27 °C.

Tendo em vista que diferentes líquidos possuem diferentes velocidades de propagação do modo QSCH, torna-se possível identificar o líquido sob teste a partir deste parâmetro. Ou então, para o caso da mistura de dois líquidos com diferentes velocidades do modo QSCH, pode-se correlacionar a velocidade medida com a porcentagem de cada um dos líquidos na mistura. Na Tabela 2, considerou-se valores de 0%, 20%, 40% e 100% de concentração de água em etanol.

TABELA 2- VELOCIDADES DE GRUPO EXPERIMENTAIS E TEÓRICAS, E DIFERENÇAS RELATIVAS CONSIDERANDO-SE DIFERENTES CONCENTRAÇÕES DE ÁGUA EM ETANOL (GARCIA, 2016).

	Temperatura [°C]	c_g prático [m/s]	c_g teórico [m/s]	Diferença relativa [%]
0 %	27	1425,14	1544	7,698
20 %	27	1773,34	1774	0,037
40%	27	1925,07	1906	1,000
100 %	27	1996,82	1942	2,823

Uma maneira mais precisa de se medir concentrações emprega a velocidade de fase em vez da velocidade de grupo. Uma das formas de se obter a velocidade de fase do modo QSCH é utilizando a fase dos sinais, para diferentes valores de d_L . Esta informação de fase pode ser extraída a partir dos próprios sinais adquiridos anteriormente, mais especificamente, a partir das FFTs dos pulsos de eco [aqueles que são captados no esquema da Figura 76(b)], para diferentes valores de d_L . Aplicando este enfoque ao caso da concentração de água em etanol, obteve-se os resultados da Tabela 3, bem mais precisos que os da Tabela 2.

TABELA 3- VELOCIDADES DE FASE EXPERIMENTAIS E TEÓRICAS, E DIFERENÇAS RELATIVAS CONSIDERANDO-SE DIFERENTES CONCENTRAÇÕES DE ÁGUA EM ETANOL (GARCIA, 2016).

	Densidade [kg/m ³]	Temperatura [°C]	c_p prático [m/s]	c_p teórico [m/s]	Diferença relativa [%]
0 %	786,6	27	1099	1097	0,18
20 %	831,3	27	1125	1133	0,70
40%	858,9	27	1142	1152	0,87
100 %	997,4	27	1136	1146	0,87

A dissertação de Marlon (2016) conduziu às seguintes publicações:

- (a) Garcia et al., 2015 (Proceedings of the SPIE OFS24 2015);
- (b) Garcia et al., 2014 (Proceedings of the Induscon 2014).

Desde o doutorado, o candidato a LD vem se envolvendo com outros métodos de interrogação óptica de grandezas físicas, porém, aqueles que foram executados fora das dependências do LOE, serão tratados no próximo capítulo.

Capítulo 5

Pesquisas em Parcerias com Outros Grupos

Outros tópicos de pesquisa, envolvendo óptica aplicada à instrumentação eletrônica, têm sido desenvolvidos pelo candidato no LOE em parcerias com outras instituições/departamentos. Colaborações com grupos de pesquisa de instituições externas (EPUSP, ITA, IEAv, UFMS) e internas à FEIS- UNESP têm sido mantidas.

5.1 Cooperação com o Grupo da EPUSP

A maior parte dos trabalhos realizados no LOE, empregando-se interferometria óptica e sensores em fibra óptica, foram dedicados à caracterização de atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos flexensionais, projetados e manufaturados pelo Grupo de Sensores e Atuadores, do Departamento de Engenharia Mecatrônica e Sistemas Mecânicos, da Escola Politécnica da USP (EPUSP). Graças à linha de pesquisas criada na USP pelo Prof. Dr. Emílio Carlos Nely Silva, vários protótipos de APFs e APFMAs foram gerados por seus orientados e cedidos ao LOE para investigações realizadas sob a perspectiva da engenharia elétrica. Passada uma década, ainda existem focos que demandam investimentos como, por exemplo, a medição da força gerada pelos atuadores, o efeito dos *holders* dos APFs na indução de frequências de ressonâncias adicionais, dentre outras. Neste estágio, o LOE começa a testar também a aplicação destes atuadores em casos de interesse prático. De fato, APFs da EPUSP têm sido usados regularmente nas malhas de realimentação de interferômetros estabilizados conduzindo a bons resultados.

O candidato acredita que esta parceria prosseguirá no futuro, sendo que o Prof. Emílio sempre se mostra muito solícito às demandas do LOE, quando surgem problemas de ordem técnica ou instrumental.

Como todos os trabalhos publicados em revistas ou congressos como resultado desta colaboração, já foram destacadas nos capítulos anteriores, não há necessidade de repeti-los aqui.

5.2 Sensores Ópticos Aplicados a Problemas em Aeronáutica

O candidato mantém parceria, desde 2006, com o Prof. Dr. Gefeson Mendes Pacheco, do Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, colaborando na área de ensaios não destrutivos de materiais usando-se a técnica de laser *ultrasound*. Foi neste assunto que o ex-aluno de mestrado do candidato a LD, João Marcos Salvi Sakamoto (Sakamoto, 2006), cursou seu doutorado do ITA (Sakamoto, 2012), realizando vários experimentos durante o doutorado sanduíche na *Pensylvania State University* – PSU, sob a supervisão do Dr. Bernhard R. Tittmann. Após o doutorado, o Dr. Sakamoto passou a fazer parte do quadro de pesquisadores do Instituto de Estudos Avançados - IEAv/CTA, reforçando ainda mais os laços de cooperação entre essas instituições.

Nas pesquisas no LOE tem-se dado ênfase as técnicas de detecção homódinas, nas quais ambos os feixes de um interferômetro possuem as mesmas frequências. Contudo, a aplicação de técnicas heteródinas (Monchalín, 1986), onde um dos feixes tem sua frequência deslocada, também está sendo conduzida, mas em parceria com o Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) (Kitano et al., 2012). Um tópico promissor nesta linha refere-se à utilização da transformada de Hilbert-Huang na demodulação de fase óptica na saída de interferômetros heteródinos, algo ainda pouco explorado na literatura (Wang & Da, 2012; Camp et al., 2007).

Um assunto que tem merecido grande destaque no IEAv é o estudo de sensores reflexivos em fibra óptica para medição de deslocamentos angulares, assunto que fez parte da tese de Sakamoto (2012). Este sensor tem sido usado como microfone óptico para fins de medição de microvibrações em sólidos e de detecção de emissão acústica em gases (Sakamoto et al., 2012b) e em sistema de *laser ultrasound* (Sakamoto et al., 2013)..

Os seguintes trabalhos resultaram da cooperação com os pesquisadores do ITA e IEAv, e que tiveram o candidato como coautor:

- (a) Pacheco et al., 2015 (*Acta Physica Polonica A*);
- (b) Sakamoto et al., 2015 (*Proceedings of the LIM 2015*);
- (c) Sakamoto et al., 2014 (*Applied Optics*);
- (d) Sakamoto et al., 2013 (*Proceedings of the LU2013*);
- (e) Kitano et al., 2012 (*Proceedings of the ICU 2012*);

- (f) Sakamoto et al., 2012a (Applied Optics);
- (g) Sakamoto et al., 2012b (Proceedings of the ICU 2012);
- (h) Sakamoto et al., 2008 (Anais do ENFMC 2008);
- (i) Pacheco & Kitano, 2006 (Anais do XII SBMO).

5.3 Grupo de Óptica e Fotônica da UFMS

O candidato manteve, por vários anos, parceria com o Prof. Dr. Mauro Henrique de Paula, antigo pesquisador da Embrapa de São Carlos e seu primeiro orientador de RDIDP. Com a ida do Prof. Mauro para a Universidade Federal do Mato Grosso do Sul – UFMS, iniciou-se uma colaboração, juntamente com o Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho, da FEIS-UNESP. O objetivo era modelar analiticamente uma célula fotopiroelétrica com janela transparente. Com o falecimento do Prof. Mauro, a colaboração continuou sob a supervisão do Prof. Dr. Samuel Leite de Oliveira, do Grupo de Óptica e Fotônica da UFMS. Nesse período, o candidato orientou a tese de doutorado de **Cleudson Ramos Omido**, intitulada “Desenvolvimento de uma câmara fototérmica com transdutor transparente para monitoramento de água em etanol combustível” (Omido, 2014).

A adulteração de etanol combustível pode causar danos aos motores de veículos e contribuem para evasão fiscal. No Brasil, a ANP impõe que o máximo conteúdo de água em etanol não seja superior a 4.9 (vol.%). O método convencional indicada para realizar estes testes é o Karl Fischer, uma técnica destrutiva, tóxica e lenta. No trabalho de Omido (2014), a célula fototérmica transparente proposta pelo Prof. Dr. Mauro Henrique foi empregada para mensurar a concentração de água em etanol. A câmara possuía uma janela transparente de tantalato de lítio e operava com um diodo laser no comprimento de onda de 1450 nm. Os resultados revelaram um comportamento linear entre o sinal de potência óptica detectado e a concentração, para taxas variando entre 0 e 100 (vol.%). Medições de concentração com resolução de 1(vol.%) foram executadas e a possibilidade de monitoração em tempo real ficou evidenciada.

Os seguintes trabalhos resultaram da cooperação com os pesquisadores da UFMS e que tiveram o candidato como coautor:

- (a) Omido et al., 2015 (Fuel);
- (b) Omido et al., 2013 (Sensors and Actuators B: Chemical);
- (c) Omido et al., 2012 (Anais do XXXV ENFMC);
- (d) Omido et al., 2011 (Anais do XXXIV ENFMC);
- (e) De Paula et al., 2009 (Sensors and Actuators B: Chemical);

(f) De Paula et al., 2007 (Sensors and Actuators B: Chemical).

5.4 Monitoramento de Perfis de Escoamento de Roll Waves

Corridas de lama e deslizamentos de terra, corriqueiros nas épocas de chuvas, tratam-se de eventos naturais que causam grandes prejuízos em núcleos habitacionais vulneráveis. Sob condições favoráveis de inclinação e vazão, esse tipo de escoamento pode constituir um domínio propício à propagação de instabilidades na sua superfície livre que, eventualmente, podem vir a se tornar um tipo específico de ondas denominado na literatura como *roll waves*. Em laboratórios, são regulares a utilização de carbopol como fluido representativo das lamas (fluido não-newtoniano), ou então, de glicerina (fluido newtoniano), os quais, dependendo da reologia, podem dar origem a *roll-waves*. A literatura tem indicado que técnicas ópticas são bastante adequadas para a visualização dos perfis de escoamento desses fluídos (Itoh et al., 2009; Forterre and Pouliquen, 2003). Ficou evidenciado que a técnica da absorção luminosa (Mouza et al., 2000) permite aferir informações de altura de escoamento em regime oscilatório nos testes com a glicerina.

Desde o ano de 2011, o candidato colabora com o Laboratório de Hidrologia e Hidrometria da FEIS/UNESP, sob a supervisão do Prof. Dr. Geraldo de Freitas Maciel, do PPGEM da FEIS/UNESP, para a utilização de óptica para o monitoramento de perfis de escoamento de *roll waves*. Nessa época, o candidato coorientou a dissertação de mestrado de **Evandro Fernandes da Cunha**, intitulada “Implementação de aparato experimental para medição de instabilidades tipo Roll Waves em fluidos não- newtonianos” (Cunha, 2013). Esta colaboração deve prosseguir, sendo que o candidato agora é co-orientador de doutorado de Evandro F. Cunha, que trabalha com o fluido não newtoniano carbopol.

Os seguintes trabalhos resultaram da cooperação com os pesquisadores do PPGEM e que tiveram o candidato como coautor:

- (a) Fiorot et al., 2015 (Flow Measurement and Instrumentation);
- (b) Fiorot et al. 2011 (Engenharia Térmica);
- (c) Maciel et al., 2012 (Anais do XI SRHN 2012);
- (d) Fiorot et al., 2010 (Proceedings of the V Brazilian Conference on Rheology).

5.5 Colaboração com o Laboratório de Ultra Som

Seguramente, pode-se afirmar que a vitalização do LOE não teria acontecido sem o auxílio do Laboratório de Ultra Som (LUS), da FE-IS/UNESP, sob a coordenação do Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti. Foi o Prof. Tokio quem colocou em contato o candidato e o Prof. Dr. Emílio, da EPUSP, o qual havia sido seu co-orientador de doutorado. Isto viabilizou a principal linha de pesquisas do LOE, numa época em que procurava urgentemente alguma aplicação que justificasse estudar interferometria. Além disso, o Prof. Tokio tem colaborado na orientação dos alunos do LOE, em particular, na área de processamento digital de sinais. Julga-se que a recíproca também seja verdadeira, ou seja, que o candidato também tenha contribuído com o LUS nesses 15 anos de cooperação.

Foi assim que o candidato se viu motivado a orientar **Aline Emy Takiy** em sua tese de doutorado intitulada “Uso de ondas de Lamb e Scholte para caracterização de líquidos” (Takiy, 2015), em tema de interesse de um dos projetos FAPESP coordenado pelo Prof. Tokio. Embora o trabalho não tenha relação direta com optoeletrônica, ressalta-se que foi graças ao mesmo que surgiu o mestrado de Garcia (2016), discutido no capítulo anterior. Grande parte da instrumentação eletrônica usada nessa dissertação foi oriunda do LUS.

O candidato prevê prosseguir na pesquisa de medição de concentrações em misturas líquidas usando sensores ópticos para interrogar ondas de Rayleigh, Lamb ou Scholte porém, agora, excitando esses tipos de ondas acústicas guiadas através da conversão termoelástica devido a interação de um laser de alta potência com a superfície do meio material.

Capítulo 6

Pesquisas Atuais e Futuras

Atualmente, o candidato orienta um aluno de iniciação científica e cinco alunos de doutorado, sendo que um aluno de mestrado está praticamente aceito pelo PPGEE. Dentre os alunos de doutorado, três desenvolvem pesquisa em interferometria óptica em configuração de malha fechada, objetivando a medição de nanodeslocamentos ou medição de tensões elétricas elevadas. Os outros dois, estão envolvidos com o tema de doutorado do candidato, em óptica integrada, assunto que retorna a ordem do dia após um hiato de 15 anos após sua defesa de tese.

Neste capítulo são descritas brevemente as pesquisas atuais desenvolvidas no LOE, bem como as perspectivas futuras.

6.1 Pesquisas com Interferometria Óptica em Malha Fechada

Os seguintes alunos encontram-se desenvolvendo trabalhos de tese do LOE:

- **José Henrique Galeti**, bolsa CNPq institucional.

Ingressou no doutorado em 09/2012, e, dando continuidade ao assunto de seu mestrado no PPGEE (Galeti, 2012), investiga novas configurações de interferômetros em malha-fechada, sob o ponto de vista da teoria de controle não linear. No período de 10/2014 a 09/2015, realizou um doutorado sanduíche (Programa de Doutorado Sanduíche no Exterior – PDSE/CAPES) no *Optical Communications Research Group*, do Departamento de Engenharia Eletrônica e Computação da Universidade de Limerick, na Irlanda, sob a supervisão do Prof. Dr. Michael Connelly. A cooperação foi bem sucedida, resultando em duas publicações na revista *Applied Optics*. Além disso, o Dr. Connelly aceitou o convite para atuar como co-orientador na tese do aluno. Galeti pretende defender

sua tese em agosto/2016 e, se possível, prosseguir no LOE desenvolvendo um pós-doutorado. Até o momento, o aluno publicou os seguintes trabalhos no doutorado:

- (a) Galeti et al., 2015a (*Applied Optics*);
- (b) Galeti et al., 2015b (*IEEE TIM*);
- (c) Connelly et al., 2015 (*Applied Optics*).

além daqueles citados na seção 3.2.

• **Fernando da Cruz Pereira**, bolsa CAPES institucional.

Oriundo do mestrado no PPGEE (Pereira, 2013), ingressou no doutorado em 03/2014, onde desenvolve pesquisas com novos métodos de realimentação automática aplicados à detecção de fase óptica em OVSS. Tem demonstrado grande habilidade em operar plataformas como o MyRIO (*National Instruments*) + LabVIEW e com o software de elementos finitos COMSOL *Multiphysics*. Deve defender sua tese até julho de 2018.

• **Roberta Irma Martin**, bolsa CAPES institucional

Ingressou em Doutorado Direto no PPGEE em 31/08/2015, antes mesmo de ter concluído o curso de Graduação na FE-IS/ UNESP, o qual concluiu em apenas quatro anos e meio. Foi bolsista CNPq/PIBITI por dois anos e fez o Trabalho de Graduação na área. Atualmente cursa as disciplinas do PPGEE e tem obtido resultados encorajadores com a aplicação de técnicas de Controle Não Linear na detecção interferométrica de fase óptica (LMI's, modos deslizantes, controle chaveado, etc.). No momento, atua como pesquisadora visitante do IEAv/CTA e cursa, no ITA, as disciplinas restantes de seu doutorado. Deve defender sua tese até fevereiro de 2020.

Recentemente, arranjos inovadores altamente estabilizados têm sido usados por diversos grupos de pesquisas para medição de vibrações/deslocamentos, recorrendo-se a interferômetros em fibra óptica dotados com redes de Bragg (*fiber Bragg-grating*, PBG) (Xie et al., 2010; Lin et al., 2004). Esses sistemas são capazes de medir deslocamentos mecânicos, desde DC até altas frequências, bem como, proporcionar o sentido de direção desses deslocamentos, algo que a maioria dos arranjos não é capaz. Entretanto, mesmo tal tipo de abordagem ainda segue o conceito clássico de interferômetro em malha fechada estabelecido nos anos 1980, empregando-se os expedientes:

- (i) Operar em torno de um ponto de quadratura de fases extremamente estável, em modo de baixo ganho (Udd & Spillman, 2011), ou então,
- (ii) Linearizar a curva característica de entrada e saída (*feedback interferometry*), em modo de alto ganho (Cheung et al., 2003).

Nesta última, realiza-se a conversão da curva característica (de entrada e saída) senoidal do interferômetro em um segmento de reta (Shirai et al., 1999), em concomitância com o uso de circuitos de *reset* (Fritsch & Adamovski, 1981).

Sob o ponto de vista da teoria de controle clássico, a dificuldade que existe no tratamento matemático de sistemas não lineares foi inicialmente superada mediante algumas considerações e aproximações fundamentadas na teoria de sistemas lineares, a qual pode ser aplicada interpretando-se o sistema como linear por partes (estabilizar o ponto de operação em quadratura de fase através da linearização por série de Taylor). Neste contexto, tornou-se possível testar o potencial da teoria de sistemas lineares, beneficiando-se de seus poderosos resultados matemáticos, para o projeto de controladores que satisfizessem os requisitos de funcionamento e desempenho da planta. Esta é a abordagem regularmente empregada nos interferômetros estabilizados até os dias de hoje, salvo raras exceções.

Contudo, o uso de técnicas lineares demanda o atendimento de certas condições que, em geral, exigem que o estado do sistema permaneça próximo do ponto de operação no qual foi linearizado. Além disso, surgem problemas devido à pequena faixa dinâmica (intervalo entre o menor e o maior valor de fase óptica que podem ser mensurados) gerada pela detecção direta de fase óptica (através do método de detecção de sinais com baixa profundidade de modulação), e daí, a necessidade de utilização de técnicas adicionais de *phase-unwrapping* para se aumentar essa faixa.

A perspectiva de se estabelecer uma nova agenda, na qual se reescreva o problema da realimentação em uma linguagem inovadora e mais abrangente que o tratamento clássico, tal qual a empregada comumente nas modernas teorias de controle não linear (e, portanto, mais adequada para operar com a natureza não linear da curva característica do interferômetro), se mostra promissora. Artigos que seguem esta orientação ainda são poucos e raros na literatura, mas já começam a se avolumar, como as propostas apresentadas por (Hui et al., 2013) e (Li et al., 2014). Acredita-se que esta mudança de paradigma possa revelar detalhes ainda ocultos por traz da característica não linear do interferômetro e, conseqüentemente, ampliar seu poder de medição e simplificar os circuitos de realimentação automática.

6.1.1 Estudo de Caso Empregando o Controle Clássico

Como as flutuações da fase $\phi_0(t)$ ocorrem em baixas frequências, a estabilização do padrão de interferência pode se concentrar nessa banda a fim de se compensar a incidência das derivas externas. Na demodulação homódina ativa, normalmente se insere um modulador de fase auxiliar no

ramo de referência do interferômetro, e se emprega um laço de realimentação que age sobre esse modulador para obrigar o interferômetro a se manter na sua condição de quadratura. Conseqüentemente, a resposta do sistema a sinais de baixa amplitude ($\Delta\phi(t) \ll \pi/2$ rad) e alta frequência é linearizada em torno da posição de máxima sensibilidade. Num controlador dito proporcional e em modo de baixo ganho, como o representado na Figura 78, a tensão fotodetectada realimenta o modulador de fase auxiliar, que no caso é um atuador piezoelétrico. A variação de fase introduzida pelo atuador auxiliar será denominada de ϕ_c .

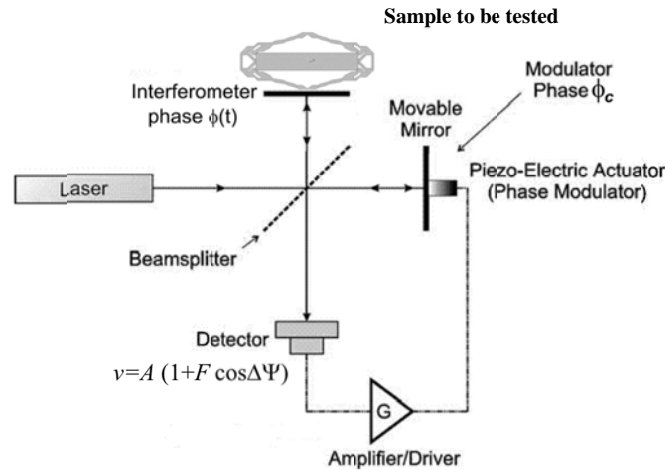


Figure 78 - Diagrama esquemático de um interferômetro de Michelson em malha fechada com controle proporcional [adaptado de Barnes et al., (2002)].

O modulador auxiliar recebe tanto o sinal de interesse $\Delta\phi(t)$ quanto a fase aleatória $\phi_0(t)$, ou seja, $\Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$. A modulação desse transdutor gera uma variação no comprimento do caminho óptico, tal que (1) se torna igual a

$$v(t) = A(1 + F \cos \Delta\theta) = A[1 + F \cos(\Delta\phi + \phi_0 - \phi_c)] \quad (58)$$

Assume-se que a realimentação ϕ_c é rápida o suficiente para rastrear as lentas variações de $\phi_0(t)$, mas não as rápidas oscilações de $\Delta\phi(t)$. Em geral, isto pode ser atingido com o auxílio de um filtro/amplificador passa-baixa (indicado por G na figura) conectado entre o fotodiodo e o atuador auxiliar. Quando o interferômetro trava na quadratura, a condição $\phi_0 - \phi_c = (2m+1)\pi/2$ rad é satisfeita, e

$$\Delta\theta = \Delta\phi + \phi_0 - \phi_c = \Delta\phi + (2m+1)\frac{\pi}{2} \quad (59)$$

ou seja, o controlador compensa as variações espúrias em $\phi_0(t)$ a fim de mantê-lo na quadratura. Se $\phi_0(t)$ já estiver em $\pi/2$ rad, então, o sinal do controlador $\phi_c(t)$ será nulo.

Por exemplo, se $m=1$, as equações (58) e (59) implicam numa saída proporcional à tensão:

$$v(t) = GA \left[1 + F \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\phi\right) \right] = GA(1 - F \sin \Delta\phi) \quad (60)$$

onde G é o ganho do amplificador. Na condição $\Delta\phi(t) \ll 1$, vale a aproximação $\sin \Delta\phi \cong \Delta\phi$, e assim, após passar a tensão do fotodiodo $v(t)$ por um filtro passa-alta se obtém:

$$v(t) \cong -GAF\Delta\phi(t) \quad (61)$$

Desta maneira, a resposta do interferômetro é linearizada e o sinal de saída é diretamente proporcional ao desvio de fase de interesse $\Delta\phi(t)$.

Esta abordagem tem as seguintes vantagens: (i) a técnica não restringe a largura de banda de medição, dado que os sinais abaixo da frequência de corte do filtro passa-baixa aparecem como um sinal de correção de fase acionando o modulador auxiliar, enquanto os sinais acima da banda do filtro têm suas frequências limitadas apenas pela banda do fotodiodo (tipicamente na faixa de MHz); assim, o sistema apresenta ótima resposta a sinais $\Delta\phi(t)$ de altas frequências; e (ii) esses sinais de altas frequências não demandam qualquer processo de demodulação adicional e, portanto, podem proporcionar informações em tempo real ao longo de escalas limitadas de tempo.

Contudo, o modo de operação com baixo ganho possui o inconveniente do sinal de saída ser diretamente proporcional ao produto GAF , o que não é ideal em vista que vários fatores podem mudar ao longo do tempo. Por isso, tem havido crescente interesse em analisar o sistema da Figura 78 sob outro ponto de vista: deseja-se compensar a fase global $\Delta\theta = \Delta\phi + \phi_0 - \phi_c$, e não somente a diferença $(\phi_0 - \phi_c)$. Com isso, não apenas as derivas de baixa frequência são compensadas, mas também, as frequências de sinais. Nessa abordagem pode-se mostrar que a intensidade de saída do interferômetro é usada para controlar a fase do sistema, proporcionando várias características interessantes, dentre as quais se inclui a linearização da característica de entrada-saída do interferômetro: a relação entre a variação de fase e a tensão fotodetectada varia, do conhecido perfil cossenoidal mostrado na Figura 79(a), para um perfil em dente-de-serra, como mostrado na Figura 79(b), onde a intensidade de saída varia quase linearmente ao longo de uma faixa de fase bem definida (Shirai et al., 1999).

Nessa nova abordagem, observa-se que o sinal de saída do interferômetro, (58), pode ser reescrita genericamente como:

$$v(t) = A + B \cos \Delta\Psi(t) = A + B \cos[\Delta\theta(t) + \phi_c] \quad (62)$$

onde A é o valor médio, B é a variação de amplitude das intensidades das franjas, $\Delta\Psi(t) = \Delta\theta(t) + \phi_c$

$$e \Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0.$$

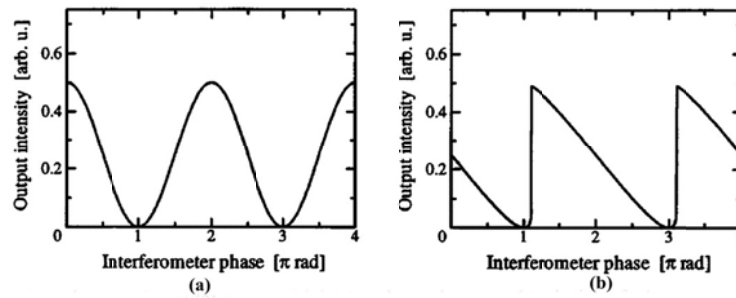


Figura 79 - Características de entrada-saída: cossenoidal (a) e dente-de-serra (b), do interferômetro em malha aberta e do interferômetro realimentado, respectivamente (Shirai et al., 1999).

O piezoatuador auxiliar da Figura 78 é alimentado pelo amplificador, cujo sinal de entrada é a tensão fotodetectada na saída do interferômetro, ou seja, a fase de compensação ϕ_c é proporcional à saída interferométrica:

$$\phi_c = 2\pi G v \quad (63)$$

onde G é o ganho de realimentação proporcionado pelo amplificador. Com o auxílio de (63), a expressão (62) se torna

$$v(t) = A + B \cos[\Delta\theta(t) + 2\pi G v(t)] \quad (64)$$

uma equação transcendental em termos da variável $v(t)$. Sem realimentação, $\phi_c=0$, e o interferômetro produz o conhecido perfil de franja senoidal mostrado na Figura 79(a).

Soluções para a equação transcendental (64) conduzem a curvas características como a mostrada na Figura 79(b), para um reduzido valor de ganho (por exemplo, $G=0,5$). O interferômetro realimentado possui uma característica interessante, qual seja, a linearização da sua característica de entrada-saída do interferômetro.

Se o interferômetro realimentado opera na região de uma seção linear do gráfico na Figura 79(b), então, à medida que $\Delta\theta(t)$ aumenta devido a um aumento em ϕ_0 , a tensão $v(t)$ decresce e, portanto, a fase induzida pelo modulador auxiliar ϕ_c (a qual é proporcional à tensão) também decresce, e assim o desvanecimento é compensado. Isto é esperado se a realimentação é negativa, visto que o laço de realimentação tenta manter a fase global ($\Delta\theta(t) + \phi_c$) aproximadamente constante. Quando a fase interferométrica $\Delta\theta(t)$ aumenta, espera-se que a fase do modulador auxiliar ϕ_c a compense diminuindo de valor, o que, devido à (63), corresponde a uma diminuição da tensão de saída $v(t)$. De fato, substituindo-se (62) em (63), obtém-se

$$\phi_c = 2\pi G(A + B \cos[\Delta\theta(t) + \phi_c]) \quad (65)$$

e então, calculando-se a derivada em torno do ponto de equilíbrio, resulta:

$$d\phi_c = -2\pi GB \{d[\Delta\theta(t)] + d\phi_c\} \times \sin[\Delta\theta(t) + \phi_c] \Big|_{\text{equilibrium}} \quad (66)$$

Isolando o diferencial $d\phi_c$, deduz-se que

$$d\phi_c = -2\pi GB d[\Delta\theta(t)] \frac{\sin[\Delta\theta(t) + \phi_c] \Big|_{\text{equilibrium}}}{1 + 2\pi GB (\sin[\Delta\theta(t) + \phi_c] \Big|_{\text{equilibrium}})} = - \frac{\sin[\Delta\theta(t) + \phi_c] \Big|_{\text{equilibrium}} d[\Delta\theta(t)]}{\frac{1}{2\pi GB} + (\sin[\Delta\theta(t) + \phi_c] \Big|_{\text{equilibrium}})} \quad (67)$$

a partir da qual se observa que, se G torna-se muito grande, então, (67) conduz à $d\phi_c = -d[\Delta\theta(t)]$, ou então, de (63), que $\delta\phi_c = 2\pi G \delta v = -\delta[\Delta\theta(t)]$, confirmando a asserção acima de que uma variação em ϕ_c compensa uma variação em $\Delta\theta(t)$. Note-se que, quanto maior o ganho de realimentação G , melhor é o rastreamento e correção do sistema. Nessas condições, um pequeno deslocamento de franjas $\delta v(t)$ em relação ao ponto de equilíbrio, gera um erro com polaridade correta para reduzir o desvio de fase $\delta[\Delta\theta(t)]$.

O resultado acima revela que o sinal de saída AC do interferômetro é $\delta v = -\delta[\Delta\theta(t)]/2\pi G$, ou seja, varia linearmente com o desvio de fase, como esperado. Contudo, ele depende do ganho G , e então, trata-se da abordagem de baixo produto banda-passante. A geração de um perfil de franjas essencialmente linear [Figura 79(b)] ocorre porque o sistema está operando com forte realimentação negativa quando rastreia uma franja. O grau no qual o perfil é linearizado e, conseqüentemente a exatidão com que o interferômetro realimentado rastreia a fase é dependente do ganho do laço de realimentação, G . Quanto maior o valor de G , mais acuradamente a fase do interferômetro é rastreada pela tensão de saída.

A fase do modulador auxiliar, ϕ_c , rastreia a fase total $\Delta\theta(t)$ quase que linearmente, até que atinja seu valor máximo, fazendo com que a tensão de saída $v(t)$ salte para a mais próxima solução estável da equação (66), e então, o rastreamento se inicia novamente. Isto dá origem ao clássico perfil de franja em forma de dente-de-serra do interferômetro realimentado.

Segundo Jackson et al. (1980), as principais características de qualquer compensador (deslocador de fase) usado em interferômetros em malha fechada são: (i) elevada faixa dinâmica, ~ 1000 rad, com elevado valor de LLVS para assegurar tensões de controle moderadas (< 100 V); (ii) resposta linear e rápida tanto para magnitude quanto variação da polaridade do desvio de fase; (iii) operação suave, a fim de se introduzir o mínimo de ruído ao sinal final detectado; (iv)

controlabilidade simples, sem tendência a oscilar espontaneamente; (v) modulação de fase óptica para frequências acima de 20 kHz; (vi) construção robusta e (vii) pequena perda por inserção.

Ao longo da pesquisa, os deslocadores de fase usados na malha de realimentação dos interferômetros foram APFs calibrados na frequência de operação. Contudo, suas faixas dinâmicas são relativamente pequenas para, e ainda não permitem a implementação de interferômetros operando no modo de alto-ganho. Os parágrafos a seguir referem-se a um interferômetro de Michelson volumétrico ensaiado no LOE (tal como o mostrado na Figura 78), com um filtro passa-baixa de primeira ordem inserido no laço de realimentação. Trata-se de um controle proporcional operando em modo de baixo-ganho. Antes, porém, testes com o SIMULINK são retratados.

Nesta configuração, dá-se preferência por operar com a seguinte versão da equação (58):

$$v_A(t) = v(t) - A = AF \cos \Delta\Psi(t) \quad (68)$$

a qual será aqui denominada de ‘tensão diferencial’, sendo $\Delta\Psi(t) = \Delta\theta(t) + \phi_c$ e $\Delta\theta(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0$. O diagrama de blocos do sistema está mostrado na Figura 80, e objetiva testar um dos protótipos de APF disponível no LOE. Registra-se que todos os valores numéricos dos parâmetros que serão citados a seguir estão de acordo com o experimento realizado e que será discutido adiante. O objetivo é investigar a influência da fase aleatória $\phi_0(t)$ sobre o sinal de interesse $\Delta\phi(t)$ em situações práticas no laboratório.

Desde que um APF opere em sua região linear, existe proporcionalidade direta entre a tensão aplicada sobre o mesmo (em volts) e o deslocamento de fase gerado no interferômetro (em rad). Assim, estas fases simuladas foram geradas através de sinais elétricos de sintetizadores de sinais; mais especificamente, a fase $\phi_0(t)$ foi sintetizada artificialmente e sobreposta ao sinal de interesse $\Delta\phi(t)$.

O primeiro bloco na Figura 80 (da esquerda para a direita) refere-se ao sinal do sintetizador de funções (amplitude de 2,68 V de pico-a-pico e frequência 1 kHz), seguido do ganho do amplificador linear ($G_{amp1} = 20$ V/V) e do ganho do APF sob estudo (bloco ‘APF’, $G_{APF} = 0,045$ rad/V). Estes três blocos em cascata objetivam emular o sinal interferométrico $\Delta\phi(t)$. A variação de fase aleatória $\phi_0(t)$ é composta por uma parcela AC [$\phi_{0ac}(t)$, com amplitude de 1,5 V de pico e frequência 3 Hz], e, por uma parcela DC com valor $\phi_{0dc} = \pi/2$ rad, para garantir que o interferômetro se mantenha em quadratura quando operado em malha aberta. Enfatiza-se que os valores de $\Delta\phi(t)$ e $\phi_0(t)$ devem ser medidos em radianos, porém, como correspondem às tensões aplicadas ao APF (e que serão convertidas em variação de caminho óptico dos braços do

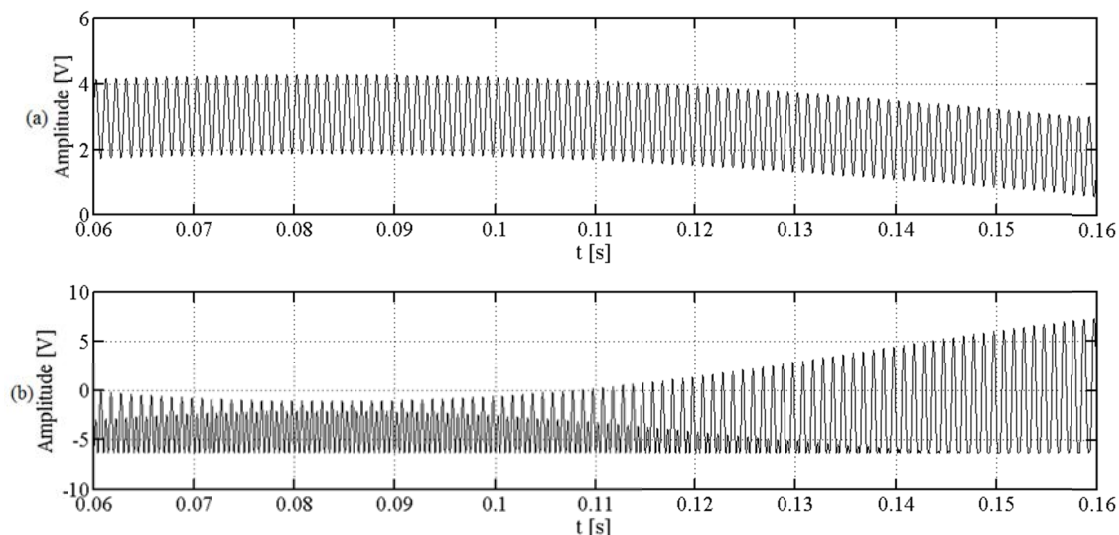


Figura 81 – Resultados da simulação para o sistema em malha aberta. (a) Sinal de entrada. (b) Sinal de saída.

A seguir, fechou-se o circuito de realimentação, considerando-se os mesmos valores de $\Delta\phi(t)$ e $\phi_0(t)$ usados anteriores. O resultado é apresentado na Figura 82, na qual se observa que o sinal de saída apresenta pouca variação, mesmo com a oscilação de $\phi_0(t)$.

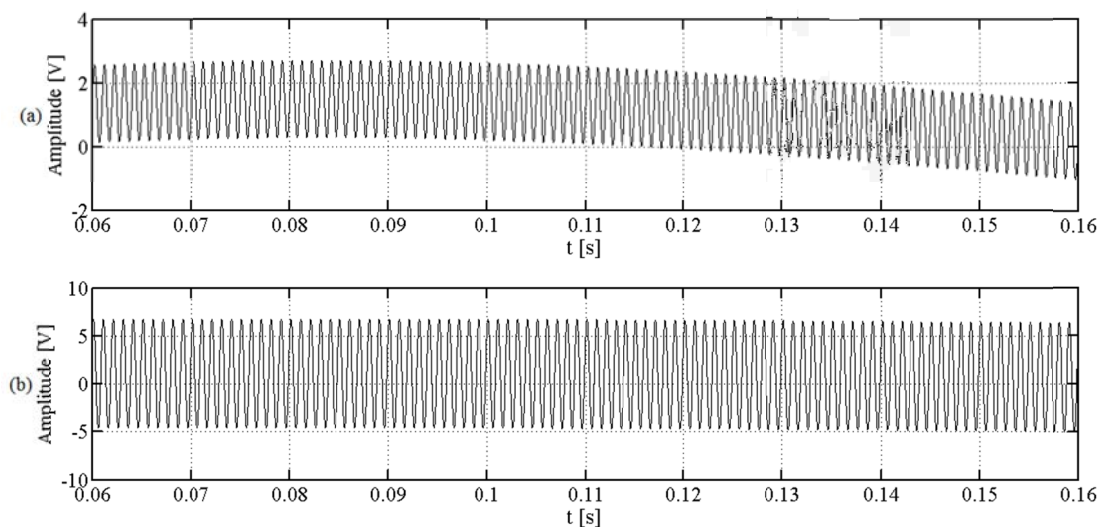


Figura 82 - Resultados da simulação para o sistema em malha fechada. (a) Sinal de entrada. (b) Sinal de saída.

Dado que o interferômetro é um sistema não linear, propõe-se, através da teoria de controle não linear, encontrar os pontos de equilíbrio estável para o sistema sem entradas, correspondendo a (69) com $\Delta\theta(t)=0$:

$$v_A(t) = AF \cos[-\phi_c(t)] \quad (70)$$

O filtro $h(t)$ mostrado no diagrama da Figura 80 é um filtro Butterworth de primeira ordem com 20 Hz de frequência de corte, e cuja função de transferência é dada por:

$$H(s) = \frac{1}{1 + s/(2\pi 20)} = \frac{40\pi}{s + 40\pi} \quad (71)$$

Então, através do diagrama de blocos da Figura 80, obtém-se:

$$\Phi_C(s) = G_{LPF} G_{amp} G_{APFr} H(s) V_A(s) \quad (72)$$

sendo que $G_{LPF} G_{amp} G_{APFr} = 2,784 \text{ rad}$, e, $\Phi_C(s)$ e $V_A(s)$ são as transformadas de Laplace de $\phi_c(t)$ e $v_A(t)$, respectivamente. Substituindo-se (71) em (72) e procedendo ao cálculo da transformada de Laplace inversa, tem-se:

$$\frac{d\phi_c(t)}{dt} = 40\pi [G_{LPF} G_{amp} G_{APFr} v_A(t) - \phi_c(t)] \quad (73)$$

Considerando que $AF G_{LPF} G_{amp} G_{APFr} = 20,6 \text{ rad}$, para $AF = 7,43 \text{ V}$, e substituindo (70) em (73) obtém-se:

$$\frac{d\phi_c(t)}{dt} = 2598,72 [\cos(-\phi_c) - \frac{\phi_c}{20,68}] \quad (74)$$

a equação diferencial do sistema na condição $\Delta\theta(t) = 0$ (*unforced system*).

Fazendo-se $x_2 = d\phi_c / dt$ e $x_1 = \phi_c$, tem-se o plano de fases ($x_2 \times x_1$) levando-se em consideração o filtro de primeira ordem, o qual está mostrado na Figura 83. Soluções para a equação (74) existem nos pontos em que o eixo horizontal ($x_2=0$) corta a curva: $2598,72(\cos \phi_c - \phi_c / 20,68)$. Sempre que derivada é positiva ($x_2 = d\phi_c / dt > 0$) a fase modulada (x_1) é crescente, seguindo a trajetória para direita da Figura 83. Por sua vez, quando a derivada é negativa ($x_2 = d\phi_c / dt < 0$) a fase modulada segue a trajetória para a esquerda. Os pontos de equilíbrio estáveis ocorrem quando as trajetórias convergem, vindo por cima e por baixo para o mesmo ponto sobre o eixo $x_2 = d\phi_c / dt = 0$. Os pontos de equilíbrio instáveis ocorrem quando as trajetórias divergem, indo para cima e para baixo a partir de um ponto sobre o eixo $x_2 = d\phi_c / dt = 0$.

Portanto, os pontos de equilíbrio estável são $x_1 = \phi_c = -5,22\pi; -3,337\pi; -1,433\pi; 0,4989\pi; 2,374\pi; 4,282\pi$ e $6,136\pi \text{ rad}$. Os pontos de equilíbrio instável são $x_1 = \phi_c = -4,74\pi; -2,627\pi; -0,526\pi; 1,575\pi; 3,684\pi$ e $5,833\pi \text{ rad}$. As regiões de atração entre dois pontos instáveis são adjacentes ao ponto estável; por exemplo, a região de atração correspondente ao ponto $0,4989\pi \text{ rad}$ (o qual é aproximadamente igual a $\pi/2 \text{ rad}$) vai de $-0,526\pi$ até $1,575\pi \text{ rad}$.

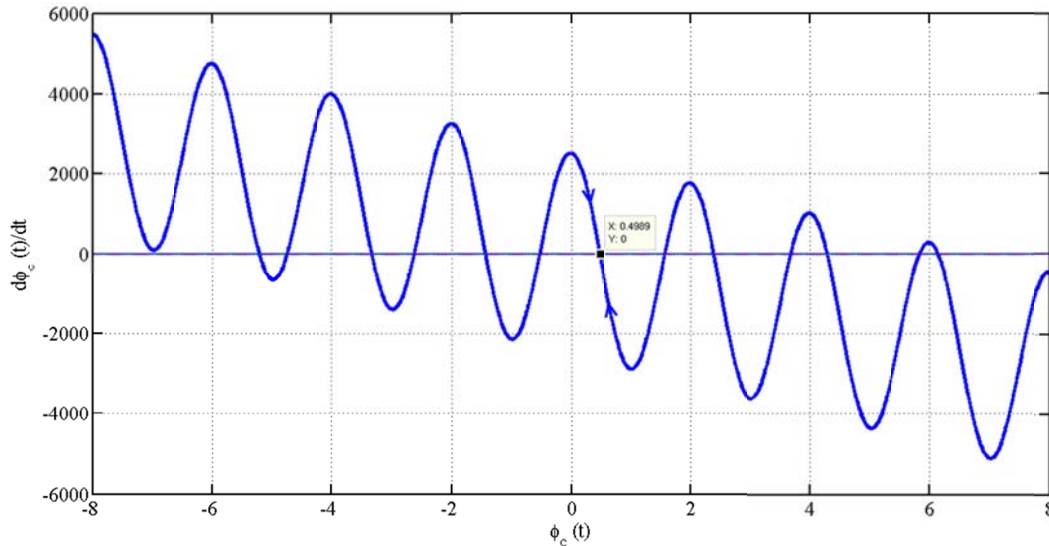


Figura 83 – Gráfico de espaço de estado para a equação (76), com $x_2 = d\phi_c/dt$ e $x_1 = \phi_c$.

Deve ser lembrado que, no modo de operação com baixo ganho, procura-se atingir a condição $\phi_0 - \phi_c = \pi/2$ rad, e então, quando $\phi_c \cong \pi/2$ rad, a realimentação procura manter a fase quase estática no valor $\phi_0(t) = \pi$ rad em todos os instantes. Com isso, (69) torna-se $v_A(t) = AF \cos[\Delta\phi(t) + \pi/2] = AF \sin \Delta\phi(t) \cong -AF\Delta\phi(t)$, de forma semelhante ao obtido em (61). Como o produto AF pode ser medido sem dificuldades na prática, medições de deslocamento em unidades absolutas podem ser realizadas com este interferômetro.

Após esta etapa de simulações, descrevem-se alguns resultados obtidos experimentalmente no LOE. Um laser de He-Ne (Newport, 15 mW, $\lambda = 632.8$ nm) foi usado em um interferômetro de Michelson em malha fechada, conforme esquematizado na Figura 78. O atuador sob teste foi o APF mostrado na Figura 1(d), enquanto o atuador auxiliar usado no laço de realimentação é o APF mostrado na Figura 1(a). O fotodiodo PIN era da ThorLabs (PDA 55 *Amplified Si Photodetector*, largura de banda de 10 MHz, faixa de 400–1100 nm). O APF sob teste foi alimentado por um sintetizador de sinais (Agilent 22330A) e um amplificador de potência para PZT [A. A. Lab Systems, A-301HS *Piezo Amplifier*, opera até 350 V (pico-a-pico) para frequências até 1 kHz]. Os sinais foram digitalizados por um osciloscópio digital de 4 canais (Tektronix TDS 2024), com 2500 pontos a cada aquisição. Os dados são transferidos para um computador e processados em MATLAB. Um filtro passa-baixas de primeira ordem e frequência de corte de 20 Hz foi usado na malha de realimentação. Contribuíram para o trabalho, os alunos J. H. Galetti, F. C. Pereira e R. I. Martin.

No experimento, uma forma de onda arbitrária foi aplicada na entrada do sistema, como mostrado nas porções superiores das Figuras 84(a) e 84(b) (capturadas da tela do osciloscópio). As respostas, sem e com realimentação, estão registradas nas porções inferiores das telas. Quando o

sistema de realimentação é ligado, ambos os sinais, de entrada e de saída, exibem perfeita concordância ao longo do tempo, informando-se que a estabilização foi obtida com sucesso.

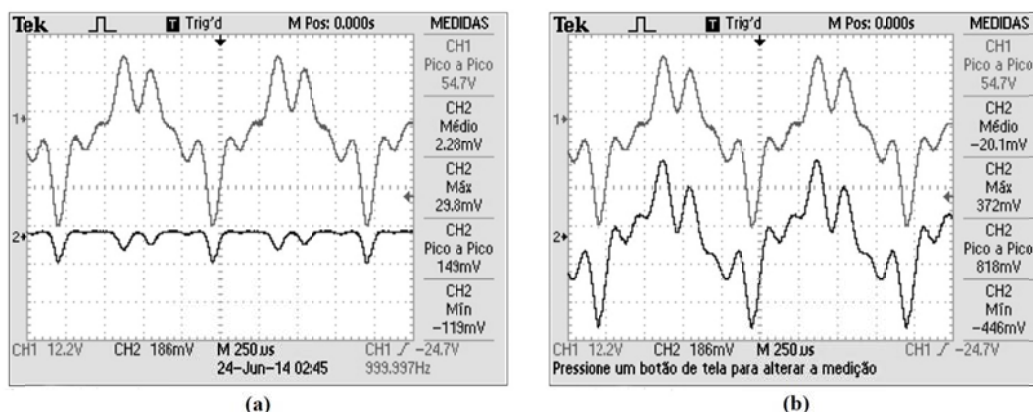


Figure 84 – Resposta a sinais arbitrários. (a) para operação em malha aberta. (b) em malha fechada.

Existem disponíveis diversos materiais eletroópticos que podem ser usados em deslocadores de fase. Infelizmente, eles geralmente produzem variações de índice de refração muito pequenas por tensão aplicada e, conseqüentemente, exibem faixa dinâmica relativamente pequena (~ 10 rad), não satisfazendo os critérios estabelecidos por Jackson et al. (1980). Vários autores têm usado deslocadores de fase a base do efeito piezoelétrico, em particular, os que induzem variação de fase óptica na luz transmitida por uma fibra óptica enrolada sobre cilindros de PZT. Em tais dispositivos, a taxa entre a variação de fase induzida e a tensão aplicada é da ordem de 2π rad/V e a faixa total pode atingir valor superior a 6000 rad (a despeito de se usar tensões elevadas); seu coeficiente de variação de fase com a tensão permanece linear dentro de 5 ordens de magnitudes (de ~ 1 a 10^{-5} rad). Limitando-se a faixa de saída dos integradores do circuito de realimentação a ± 15 V, isto corresponde a uma compensação de fase de ± 90 rad. Ocasionalmente a deriva de fase relativa excede esse valor devido ao desvanecimento, e daí, um sistema de *reset* eletrônico deve ser usado, o qual obriga a saída do integrador a reinicializar em 0 V (Fritsch & Adamovski, 1981).

O candidato investe atualmente na aplicação da teoria de controle não linear, em particular, a de controle com estruturas variáveis (ou chaveado), por acreditar que novas abordagens podem ser propostas e utilizando deslocadores de fase com faixa dinâmica relativamente baixa, por exemplo, entre $-\pi$ e $+\pi$ rad, apenas. Neste caso, os APFs caracterizados na pesquisa seriam bastante o suficiente. Testes iniciais estão sendo conduzidos no LOE, tanto por simulação (SIMULINK, AD639) quanto em interferômetros práticos, e os resultados obtidos até agora são encorajadores.

6.1.2 Medição de Deslocamento/Velocidade com a Técnica Heteródina Sintética

Em 2002, o Dr. Michael J. Connelly descreveu uma das primeiras aplicações de DSPs (dSPACE DS1102) em interferometria óptica (Connelly, 2002). Foi empregada a técnica conhecida por alguns como heteródina sintética (Cole *et al.*, 1982), e por outros, como PGC - *Phase Generated Carrier* (Dandridge *et al.*, 1982), para detectar sinais dinâmicos de pressão, operando na banda de 550 Hz. No período de 10/ 2014 a 09/2015, o aluno de doutorado do PPGEE da FEIS/ UNESP, José H. Galeti, realizou um doutorado sanduiche no laboratório do Dr. Connelly, em Limerick, Irlanda. Neste estágio, o aluno aprimorou seus conhecimentos da teoria de controle, para aplicar o método heteródino sintético na medição de velocidades e deslocamentos mecânicos. Como resultado, dois artigos foram publicados no periódico *Applied Optics* (Connelly *et al.*, 2015; Galeti *et al.*, 2015), com contribuições inovadoras à melhoria da técnica.

No método heteródino sintético, contudo, adota-se uma abordagem um pouco diferente da usada neste texto, para descrever o sinal interferométrico. Nesse caso, (2) é substituída por:

$$v(t) = A\{1 + F \cos[C \cos(2\pi f_0 t) + \theta(t)]\} \quad (75)$$

onde A é uma tensão constante, F é a visibilidade de franjas e $\theta(t)$ é o desvio de fase total, ou seja, $\theta(t) = \Delta\phi(t) + \theta_0(t)$, sendo $\Delta\phi(t)$ a fase de interesse e $\phi_0(t)$ o desvio de fase aleatória entre os braços do interferômetro. Neste novo ponto de vista, o termo cossenoidal com amplitude C e frequência f_0 é apenas uma função auxiliar que permite expandir (75) é série de funções de Bessel:

$$v(t) = A + AF \left\{ J_0(C) \cos \theta(t) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(C) \cos(2\pi 2k f_0 t) \cos \theta(t) - \right. \\ \left. - 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(C) \cos(2\pi(2k+1) f_0 t) \sin \theta(t) \right\} \quad (76)$$

Para o perfeito funcionamento da técnica heteródina sintética convencional, torna-se necessário conhecer a visibilidade F e os argumentos de duas componentes de funções de Bessel, nas frequências f_0 e $2f_0$. No sistema proposto em (Connelly *et al.*, 2015), empregou-se um interferômetro de Michelson homódino, operando em 658 nm, tal qual esquematizado na Figura 85. A modulação de fase é realizada modulando-se a corrente de um diodo laser (Ondax TO-658 - PLR35). O objeto sob teste é um atuador piezoelétrico (Piezomechanik STr-35) e o sinal adquirido é processado em tempo real usando-se LabVIEW.

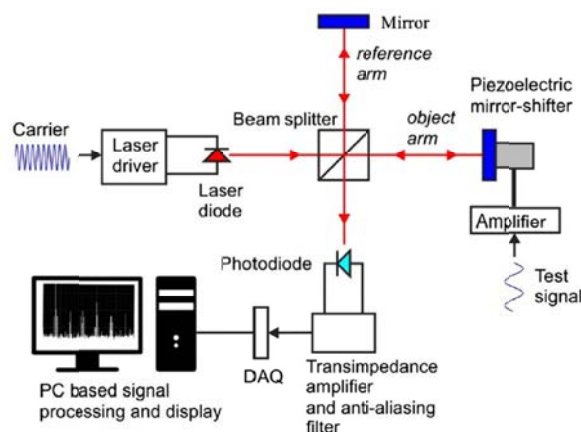


Figura 85 – Arranjo experimental utilizado em (Connelly *et al.*, 2015).

No artigo, descreve-se um novo método para controlar o produto AF e ajustar o argumento das funções de Bessel a fim de garantir máxima sensibilidade. Um sistema de controle em malha fechada foi usado para atingir esses objetivos. A técnica heteródina sintética convencional requer o uso de dois osciladores locais em fase, contudo, a fase inicial desses osciladores em relação à do sinal interferométrico é desconhecida. Usando-se dois osciladores locais em quadratura, um sinal de demodulação pode ser obtido, o qual é independente dessa diferença de fase reativa. O diagrama de blocos do sistema completo está mostrado na Figura 86.

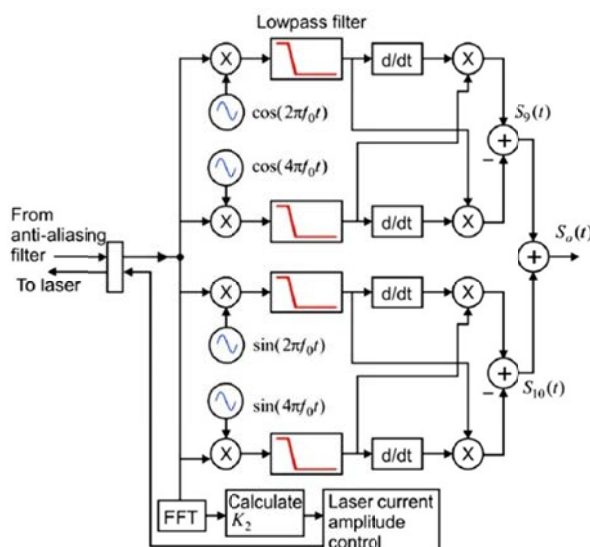


Figura 86 – Diagrama da demodulação heteródina sintética e bloco de controle do laser (Connelly *et al.*, 2015).

Gráficos de linearidade e de resposta em frequência entre 500 Hz e 10 kHz foram levantados, e os resultados foram comparados com os gerados pelo método de Pernick chaveado (Galeti *et al.*, 2013), havendo grande concordância entre os mesmos.

No sistema proposto no segundo artigo (Galeti *et al.*, 2015a), se aperfeiçoou o método heteródino sintético do primeiro artigo, corrigindo detalhes que a maioria dos autores não levam em consideração, e que normalmente reduz a qualidade do sinal demodulado. Na prática, o produto AF pode sofrer variações no tempo em sistemas mecanicamente pouco estáveis, ou então, onde a

refletividade do objeto sob teste varia, causando-se flutuações indesejáveis nos valores de velocidades/deslocamentos medidos. Além disso, não se costuma levar em consideração as fases iniciais dos osciladores locais, Γ_1 e Γ_2 . Na Figura 87, ilustra-se o diagrama de blocos do sistema proposto.

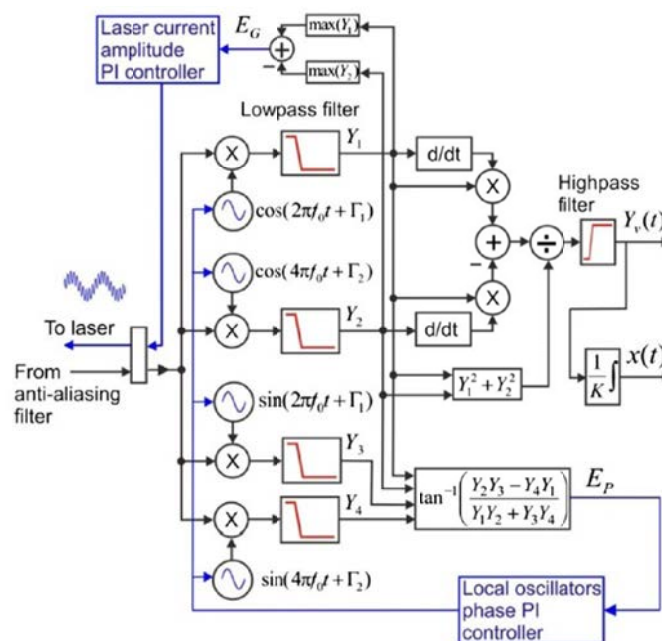


Figura 87 – Diagrama de processamento de sinais e dos laços de controle (Galeti *et al.*, 2015a).

Dois laços independentes de realimentação, de amplitude e de fase, são usados para compensar amplitude e ganho da resposta não ideal de um filtro *anti aliasing* necessário à aquisição de sinal interferométrico banda larga. Um dos laços é aplicado à corrente de modulação do diodo laser, enquanto o outro, às fases relativas dos dois osciladores locais. Assim, a primeira realimentação ocorre via hardware, enquanto a segunda, via software. Controladores PI foram usados para controlar as fases iniciais dos osciladores locais. Esses dois laços de realimentação melhoraram sensivelmente a estabilidade e exatidão dos deslocamentos e velocidades detectadas.

Recentemente, estas técnicas foram adaptadas para atuarem com os sensores ópticos de alta tensão (OVS), conforme esquematizado na Figura 5. A célula Pockels mostrada na Figura 43(b) atua como elemento sensor, enquanto que a célula da Figura 43(a) atua como elemento de realimentação. Foi proposta uma evolução do sistema da Figura 87, dispensando-se o uso dos osciladores locais. Com isso, foi gerado o artigo intitulado “*Polarimetric Optical High-Voltage Sensor using Synthetic-Heterodyne Demodulation and Hilbert Transform with Gain Control Feedback*”, de autoria de José Henrique Galeti, Ricardo T. Higuti, Cláudio Kitano, and Michael. J. Connelly, e que foi submetido ao periódico *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. Aguarda-se resposta dos revisores.

Dando sequência ao trabalho com o OVS acima, o aluno de doutorado F. C. Pereira encontra-se investigando um novo método de detecção através de quadratura de fase, onde os termos em quadratura são gerados chaveando-se dois sinais fotodetectados e que são obtidos a partir de dois fotodiodos posicionados em duas posições da mesma franja de interferência na saída do sistema. A geração dos sinais de excitação, o controle e o processamento dos sinais de saída são realizados na plataforma MyRIO, através do software LabVIEW. Apresentando-se os dois sinais em quadratura na forma de figura de Lissajous, obtém-se uma elipse, a qual é usada para produzir a realimentação necessária a estabilização do sistema diante de variações de temperatura, por exemplo. Os resultados são promissores.

6.1.3 Estudo de Caso Empregando o Controle com Estruturas Variáveis

Em se tratando de controle não linear, ainda não há uma metodologia fechada para o projeto de controladores (Sepulchre et al, 1997). Existem, na verdade, diversos resultados úteis que podem ser combinados para se atingir os objetivos de controle. Muitos desses resultados são baseados na teoria de estabilidade de Lyapunov (Slotine & Li, 1991), que se tornou uma das principais ferramentas na análise de sistemas não lineares.

O interesse no projeto de controladores que leve em conta as incertezas inerentes dos sistemas práticos deu origem à Teoria de Controle Robusto, a qual considera que a planta pode não ser perfeitamente representada através de um modelo matemático linear, devido às não linearidades que caracterizam o sistema como, por exemplo, saturação nos elementos de controle (atuadores). O modelamento não linear do sistema permite levar em consideração aspectos dinâmicos que, em um modelo linearizado por partes, podem ter sido mascarados ou até desconsiderados.

Dentre as diversas teorias na análise de sistemas não lineares, como as mostradas em (Sepulchre et al, 1997; Slotine & Li, 1991; Isidori, 1995), destacam-se os sistemas de controle por relé, que foram amplamente utilizados na engenharia de controle (Utkin, 1978; Itkis, 1976) devido a simplicidade de implementação e característica de robustez. O tratamento matemático dado a este tipo de estrutura forma a base da linha de controle de estrutura variável, consolidando-a como uma das principais técnicas de controle não linear, com forte ferramental teórico (Utkin, 1978; Itkis, 1976; De Carlo et al., 1988). Com a evolução da eletrônica de semicondutores, esse tipo de implementação não mais se restringe ao uso de relés eletromecânicos, mas também, tais descontinuidades puderam ser implementadas eletronicamente por meios analógicos e digitais.

O diagrama de blocos generalizado de uma proposta com realimentação por estrutura variável, para o caso de um interferômetro de Michelson, está representado de forma resumida na

Figura 88, conforme proposto pela aluna de doutorado R. I. Martin. O sistema é descrito pelo modelo de variáveis de estado com equações diferenciais de estado dadas por:

$$\dot{x} = f(t, x) + B(t, x)u(t) \quad (77)$$

onde o vetor de estado $x \in \mathbb{R}^n$ e $f(t, x) \in \mathbb{R}^n$, $B(t, x) \in \mathbb{R}^{n \times m}$. A lei de estado $u \in \mathbb{R}^m$ é dada por:

$$u = \text{sgn}(e) \quad (78)$$

sendo e o sinal de erro e ‘sgn’ a função sinal. Na figura, r é o *setpoint* (‘valor alvo’ do sistema de controle), assumido como nulo, e, s_1 é o ganho da malha de realimentação. As grandezas x_1 e x_2 são variáveis de estado.

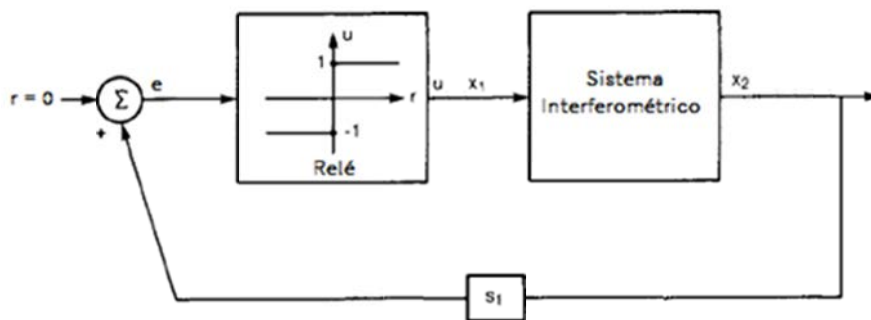


Figura 88 – Diagrama de blocos do sistema interferométrico de Michelson em malha fechada com a estratégia de controle do tipo estrutura variável.

Na Figura 89, ilustra-se o resultado da simulação, através do software SIMULINK, do interferômetro inicialmente em malha aberta, considerando-se um sinal $\Delta\phi(t)$ senoidal, com 0.8 V de pico de amplitude e frequência igual a 1 kHz. Para simular as derivas ambientais, considera-se $\phi_0(t)$ senoidal, com amplitude igual a 1 V de pico e frequência de 10 Hz. A superposição de $\Delta\phi(t)$ e $\phi_0(t)$ encontra-se desenhada na Figura 89(a), o qual constitui o sinal de entrada do interferômetro. Na Figura 89(b) tem-se o sinal de resposta, $v(t)$, onde se observa uma grande variação na saída interferométrica devido ao efeito do termo de fase variável e de baixa frequência $\phi_0(t)$.

Na Figura 90, inseriu-se o circuito de realimentação na simulação, para os mesmos valores de $\Delta\phi(t)$ e $\phi_0(t)$ usados na Figura 89. Como é possível observar, agora, a saída está sensivelmente estabilizada, com tempo de estabelecimento de aproximadamente 80 ms.

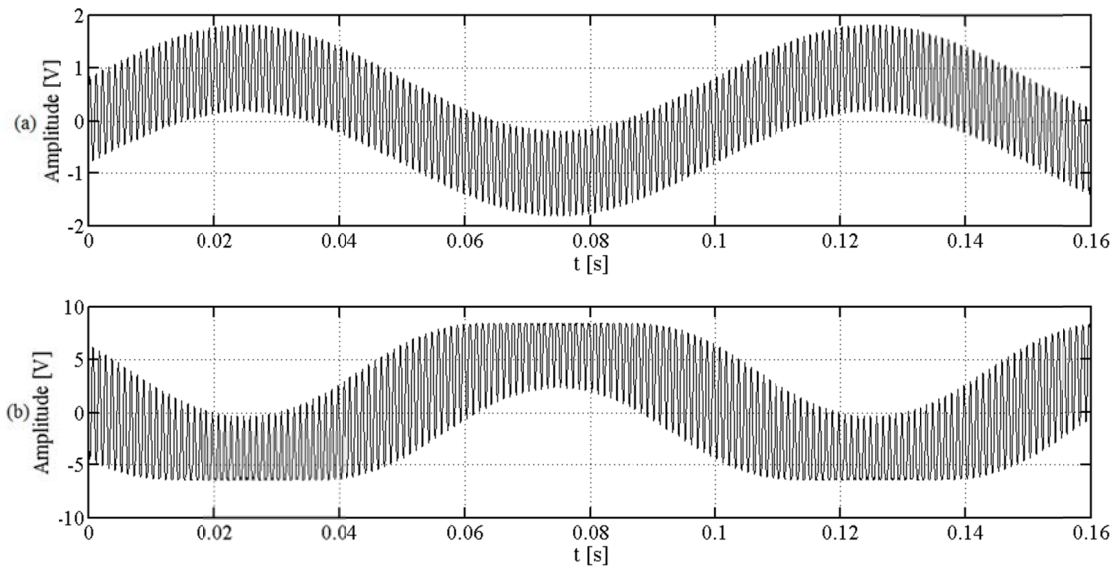


Figura 89 – Resultados da simulação para o sistema em malha aberta. (a) Sinal de entrada $\Delta\phi(t) + \phi_0(t)$. (b) Sinal de saída $v(t)$.

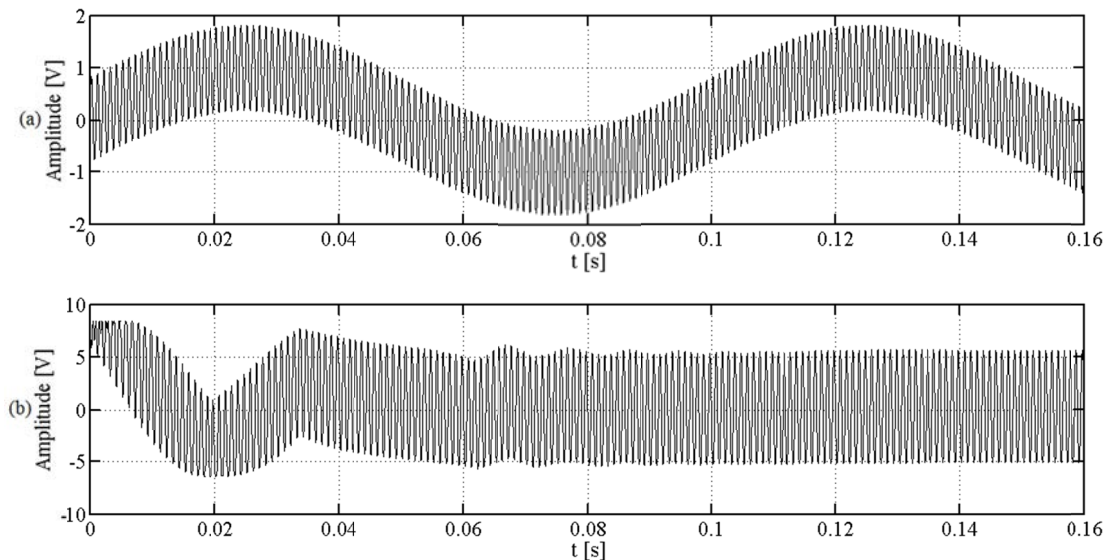


Figura 90 – Resultados da simulação para o sistema em malha fechada. (a) Sinal de entrada $\Delta\phi(t) + \phi_0(t)$. (b) Sinal de saída $v(t)$ estabilizado após 80 ms.

Com relação ao sistema descrito por equações diferenciais de estado com forma geral (77), também se torna possível avaliar seu comportamento (em termos da estabilidade do sistema interferométrico realimentado) através da análise do plano de fases. Na Figura 91 mostra-se a resposta do sistema, obtida através de análise numérica pelo método Runge-Kutta e empregando-se o software MATLAB. Na Figura 91(a), tem-se o gráfico dos estados x_1 versus x_2 do sistema, diante de diversas condições iniciais estabelecidas de acordo com $x_0 = r[[\cos(\theta) + \pi/2r] \text{sen}(\theta)]^T$, onde r corresponde ao raio da circunferência e $\theta \in \{0, \pi/32, 2\pi/32, \dots, 2\pi\}$. Todas as trajetórias dentro da região de observação convergem para o ponto $(x_1 = \pi/2, x_2 = 0)$ quando $t \rightarrow \infty$. Por exemplo, se a condição inicial estiver no ponto A, a solução será forçado a seguir a trajetória em linha azul que

contém o ponto A, da esquerda para a direita e para $x_2 > 0$, em direção do ponto $(x_1 = \pi/2, x_2 = 0)$, à medida que o tempo passa. No entanto, se a condição inicial estiver no ponto B, o mesmo acontece, porém, seguindo a trajetória da direita para a esquerda, com $x_2 < 0$. O ponto $(x_1 = \pi/2, x_2 = 0)$ corresponde a um ponto de equilíbrio estável segundo a análise das equações de estado do sistema.

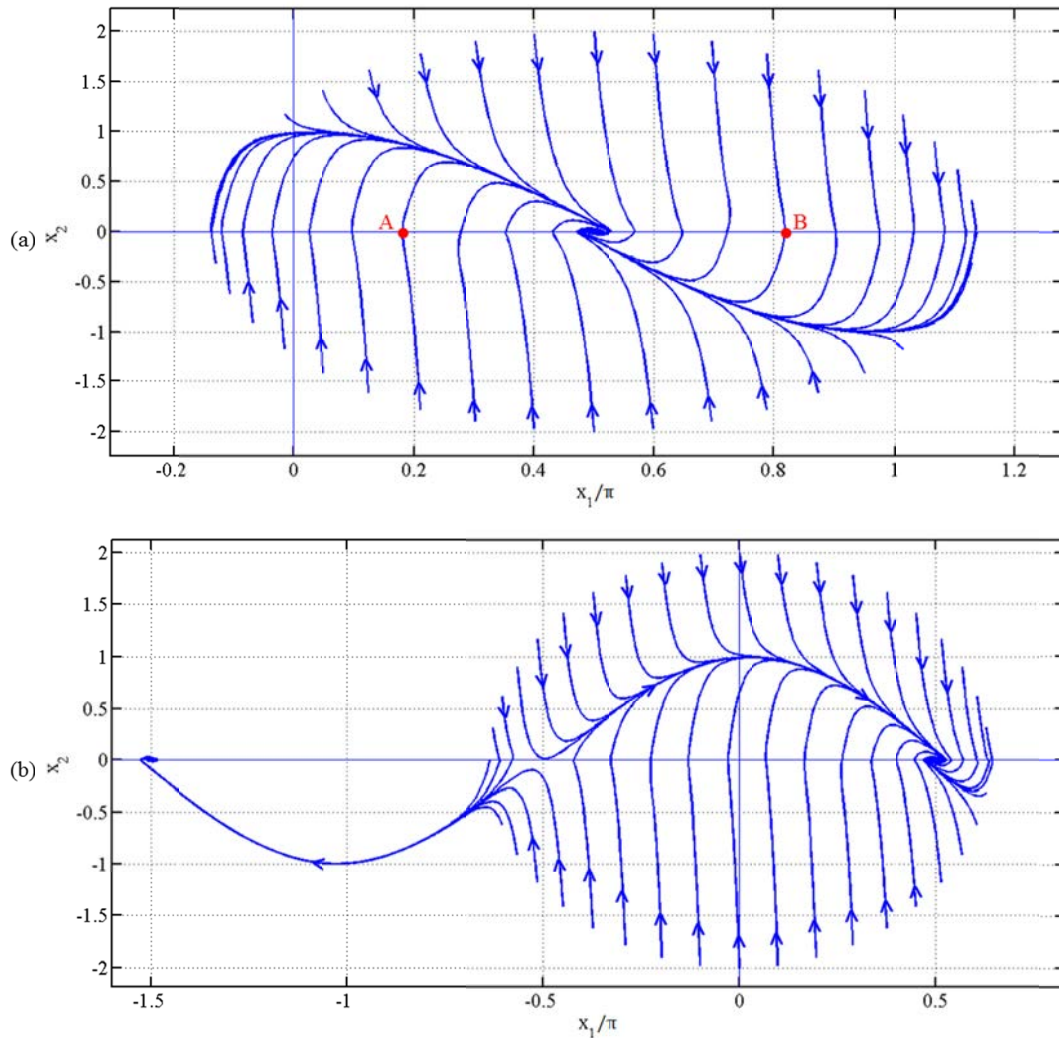


Figura 91 – Planos de fases teóricos para diferentes condições iniciais. (a) Caso $x_0 = r[[\cos(\theta) + \pi/2r] \text{sen}(\theta)]^T$. (b) Caso $x_0 = r[\cos(\theta) \text{sen}(\theta)]^T$.

Por outro lado, na Figura 91(b) ilustra-se o comportamento do sistema quando se desloca a circunferência contendo as condições iniciais ao longo de uma região mais ampla do plano de fases (maiores valores para x_1), de acordo com $x_0 = r[\cos(\theta) \text{sen}(\theta)]^T$. Como se verifica, agora se reconhecem dois pontos de equilíbrio estável: $(x_1 = \pi/2, x_2 = 0)$ [o mesmo que o da Figura 91(a)] e $(x_1 = -3\pi/2, x_2 = 0)$; e um ponto de equilíbrio instável: $(x_1 = -\pi/2, x_2 = 0)$. Isto evidencia a característica não linear do interferômetro, o qual contém infinitos pontos de equilíbrio estáveis e instáveis.

Resultados experimentais preliminares foram obtidos no LOE objetivando a estabilização de um interferômetro de Michelson. Através da medição de sinais elétricos x_{1n} (proporcional à variável de estado x_1) e x_2 , acessíveis na planta do circuito implementado, pôde-se obter o plano de fase prático com o auxílio de uma placa de aquisição de dados USB 6009 (da *National Instruments*). Os resultados obtidos estão registrados na Figura 92.

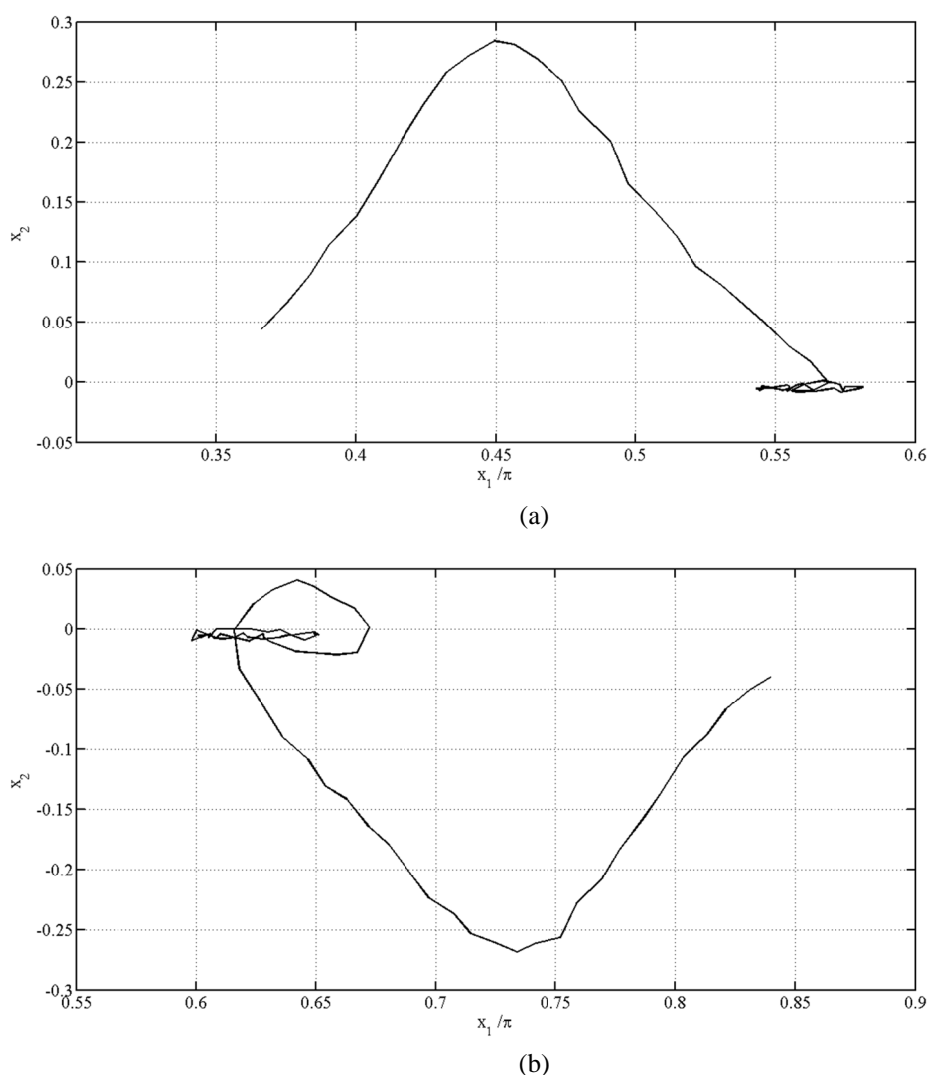


Figura 92 – Plano de fase prático para diferentes condições iniciais. (a) O ponto inicial segue uma trajetória pelo semiplano x_2 positivo. (b) O ponto inicial segue uma trajetória pelo semiplano x_2 negativo.

Na Figura 92(a), tem-se uma condição inicial numa posição correspondente ao ponto A na Figura 91(a), na qual o estado segue uma trajetória da esquerda para a direita e no semiplano superior positivo, $x_2 > 0$. Na Figura 92(b), a posição da condição inicial correspondente ao ponto B da Figura 91(a), a qual segue uma trajetória da direita para a esquerda sobre o semiplano inferior negativo, $x_2 < 0$. Observa-se, portanto, que as trajetórias dos estados estão de acordo com o estabelecido no plano de fase teórico, sempre convergindo para um ponto de equilíbrio estável à medida que $t \rightarrow \infty$. No

entanto, ressalta-se que x_{1n} converge para um ponto que corresponde à tensão (em vez da fase propriamente dita) necessária para compensar $\phi_0(t)$ e levar o estado x_1 para um ponto de equilíbrio estável.

O sistema de controle discutido na Figura 88, foi implementado no LOE e utilizado para realizar medições ultra sensíveis de amplitudes de deslocamento mecânico. O arranjo experimental empregado nas medições de deslocamento mínimo está esquematizado na Figura 93. Um interferômetro de Michelson realimentado foi empregado no modo de baixa profundidade de modulação. O APF auxiliar, posicionado no laço de realimentação, foi o mostrado na Figura 1(a). Sinais senoidais em 1 kHz foram aplicados ao APF da Figura 1(d), através de um gerador de sinais (Agilent 33220A) e um divisor de tensão resistivo; com isto, tensões entre 0,5 mV e 0,1 V de pico puderam ser aplicadas ao atuador. Um amplificador *lock-in* (Stanford, SR530) foi usado para amplificar, filtrar o ruído e limitar a banda de medição do sinal fotodetectado.

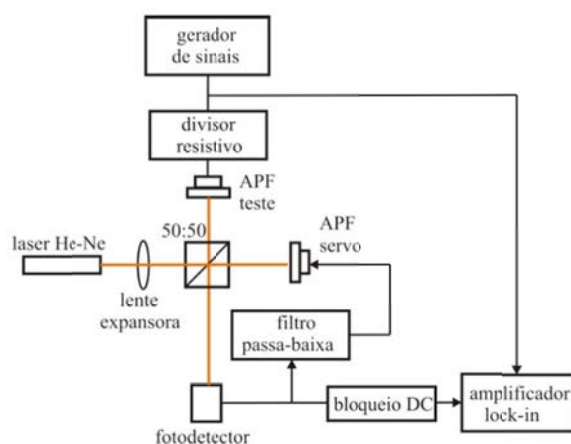


Figura 93 – Diagrama de blocos do arranjo empregado para medição de deslocamento sub-picométrico.

A leitura do pico de tensão de saída do sinal fotodetectado foi realizado diretamente do painel do *lock-in* (após transformar RMS para pico). Uma vez medidos o fator de calibração do interferômetro (fator AF), os ganhos do *lock-in* e do fotodetector, e todas as demais constantes multiplicativas envolvidas, aplicou-se o método de baixa profundidade de modulação para converter tensão fotodetectada em radianos. Na Figura 94 ilustra-se o resultado obtido, em termos de desvio de fase medido versus tensão de alimentação. Aplicando-se a relação (3), as respectivas amplitudes de deslocamento mecânico do APF sob teste podem ser determinadas em unidades absolutas. A vista em detalhe dentro da Figura 94 informa que o menor deslocamento medido foi de $7,51 \times 10^{-14}$ m (ou então, $0,1 \text{ m}\text{\AA}$). Este resultado está compatível com o artigo de (Yimnirun *et al*, 2003), que mediram deslocamentos da ordem de 10^{-14} m, entre 3 e 20 kHz, e que é considerado um dos menores valores já medidos até hoje. Ressalta-se que a autora somente não mediu valores ainda menores devido a falta

de um medidor de tensão mais sensível (empregou-se um multímetro digital de 5 ½ dígitos). Participaram das medições os alunos R. I. Martin, F. C. Pereira e G. A. Martinez.

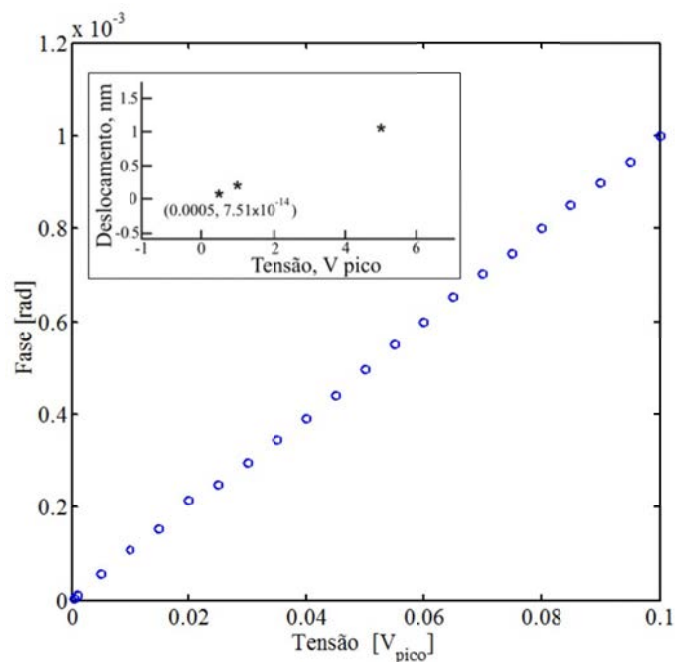


Figura 94 – Gráfico de linearidade na região de deslocamento sub-picométrico.

Outra técnica que tem recebido muita atenção na teoria de controle são os chamados controladores *fuzzy*, utilizados para resolver problemas de estabilidade de sistemas não lineares (Teixeira & Zàk, 1999; Wang, 1996) e, em geral, no projeto, a planta é representada através de modelos *fuzzy* Takagi-Sugeno proposto na referência (Takagi & Sugeno, 1985). Os modelos *fuzzy* Takagi-Sugeno consistem da descrição de um sistema não linear em termos da combinação de um certo número de modelos locais lineares e invariantes no tempo, sendo que estes modelos descrevem o comportamento de forma aproximada ou exata deste sistema em diferentes pontos do seu espaço de estados (Teixeira & Zàk, 1999). Esta abordagem permite o projeto de controladores chaveados que relaciona convenientemente, em cada instante de tempo, um controlador, dentre um conjunto de controladores previamente projetados (Jabri et al., 2012).

Com o avanço no estudo de Desigualdades Matriciais Lineares (LMI, do inglês *Linear Matrix Inequalities*) que garantem a estabilidade de sistemas lineares e não lineares, também surgiram condições, baseadas em LMIs, que garantem a estabilidade de sistemas chaveados para o caso não linear utilizando modelos *fuzzy* Takagi-Sugeno (Tanaka et al, 1988; Alves et al., 2015). Uma das vantagens do projeto de controladores baseado em LMIs é que os resultados, em geral, podem ser facilmente estendidos para tratar sistemas incertos, sujeitos ou não a falhas estruturais, e também, podem ser incluídos os efeitos de saturação dos componentes controladores como, por exemplo, os atuadores piezoelétricos (Teixeira et al., 2000).

Os resultados apresentados neste item referem-se a resultados preliminares obtidos por R. I. Martin a partir de discussões com o candidato e com seu co-orientador, o Prof. Dr. Marcelo Carvalho Minhoto Teixeira, docente do PPGEE da FE-IS UNESP e um dos maiores especialistas na área de controle não linear (atual editor da revista *IEEE Transactions on Fuzzy Systems*).

Por fim, deseja-se registrar que o candidato submeteu uma proposta à Chamada MCTI/CNPq No. 01/2016 – Universal – Faixa B, cujo projeto foi intitulado “Implementação de técnicas avançadas da teoria de controle para a detecção de fase óptica através de interferômetros a laser em malha fechada”, no qual aguarda-se a divulgação dos resultados. Além disso, no mais tardar até final de 2016, pretende-se submeter um projeto a FAPESP solicitando-se recursos para investir na pesquisa de sensores de correntes elevadas (da ordem de milhares de ampéres), baseados no efeito Faraday presente em certos tipos de vidros (por exemplo, SF2).

6.2 Pesquisas Envolvendo Óptica Integrada

Na tese de doutorado do candidato, aplicou-se o método de abordagem de domínio espectral (*Spectral Domain Approach* - SDA) para o estudo de moduladores eletroópticos integrados com substratos estratificados. A maior parte do problema abordado e desafios enfrentados já foi explicado na seção 1.1.

As configurações dos moduladores utilizavam estruturas de microondas, do tipo ondas caminantes, com seção transversal limitada por paredes condutoras. Os substratos desses moduladores eram constituídos por cristais eletroópticos (LiNbO_3 ou LiTaO_3) e camadas dielétricas isotrópicas. A rede de eletrodos planos (filmes finos), utilizada para configurar o campo de modulação, era posicionada em uma interface apropriada do substrato estratificado, e os guias ópticos do tipo canal, estavam localizados na camada eletroóptica.

A modelagem da interação eletroóptica, para um modulador faixa larga, levava em consideração as características de propagação do sinal óptico e do campo elétrico de modulação. Grande ênfase foi dada ao estudo do campo elétrico modulador através de SDA, levando em consideração os efeitos de dielétricos em multi camadas, da rede de eletrodos e da blindagem elétrica. Na aplicação do método SDA, em configuração de moduladores com assimetria geométrica, identificaram-se as funções de base que aceleravam o cálculo do campo de modulação, empregando-se o método das imagens.

A formulação desenvolvida foi aplicada para moduladores com substratos cujos eixos cristalinos estavam orientados arbitrariamente em relação aos eixos geométricos. Contudo, ênfase especial foi dedicada aos moduladores que utilizam CPS e CPW com substrato de LiNbO_3 ou LiTaO_3 , com cortes $-Z$ ou $-X$ e *buffer-layer* de SiO_2 , por apresentarem grande importância prática na época. Para o corte- Z apresentou-se uma análise detalhada do modulador com relação às curvas de dispersão, a impedância característica e a distribuição de campo elétrico do sinal modulador, em ampla faixa de frequência, em função da geometria do modulador.

Para moduladores com multi eletrodos, que utilizavam um modo de propagação dominante com característica quase-TEM, foi apresentado um modelamento fundamentado na representação do sinal de modulação através de uma linha de transmissão equivalente. Levaram-se em consideração os efeitos do descasamento entre as velocidades dos sinais óptico e de modulação, e os coeficientes de reflexão nas extremidades dos eletrodos. A largura de faixa e a tensão de meia-onda de estruturas com dois ou três eletrodos de modulação foram discutidas em detalhes para diversas configurações de moduladores de interesse prático.

Garante-se que, mesmo hoje em dia (15 anos depois), certos aspectos da tese ainda não se encontram publicados na literatura. Contando com isso, o candidato orienta dois alunos de doutorado no assunto:

- **Henrique Carlos Diniz**, bolsista CAPES

O aluno do PPGEE tem graduação em Matemática e mestrado em Engenharia Elétrica pela FE-IS/UNESP. O aluno desenvolveu programas em MATLAB que determinam as curvas de dispersão de dispositivos com multi camadas e multi eletrodos através de SDA, o qual emprega diádicas de Green no domínio espectral, em conjunto com o método de Galerkin aplicado a um número adequado de correntes de base, para se determinar a constante de fase dos diferentes modos de propagação. Programas para se determinar a impedância característica, a distribuição de corrente nos eletrodos e a de campo elétrico modulador encontram-se em operação, percorrendo-se assim as principais etapas da tese do candidato a LD. O objetivo da tese será o projeto desses moduladores levando-se em consideração as espessuras dos eletrodos, algo que contribui sensivelmente para elevar a largura de banda de modulação.

- **Max Robert Marinho**, professor da UNEMAT

O aluno do PPGEE é formado em Engenharia da Computação, tem mestrado pelo IBILCE (UNESP - São José do Rio Preto) e trabalha como professor da UNEMAT - Universidade do Estado de Mato Grosso, Campus Universitário de Alto Araguaia. Foi aceito recentemente no PPGEE, e o

objetivo de sua tese também se concentra em óptica integrada. Marinho tem experiência com métodos numéricos como, por exemplo, o Método de Elementos Finitos, e faz parte de um grupo de pesquisas na UNEMAT interessado em aplicar técnicas numéricas em áreas como a de ensino e de tecnologia (Marques et al., 2007). Contudo, exhibe particular interesse num método numérico que vem despertando crescente interesse, conhecido como Método *Element-Free Galerkin* (EFGM), e sobre a possibilidade de aplicá-lo aos problemas de interesse do candidato.

Nenhum resultado inovador ou que mereça destaque, além daqueles que já foram obtidos em 2001, foi obtido até o momento, de maneira que este item resulta bastante sucinto. No entanto, o empenho e interesses evidenciados pelos alunos têm gerado otimismo. Além disso, o candidato a LD tem recebido convites para cooperação de pesquisadores da área de Sensores e Atuadores Espaciais do IEAv, cujos membros tem interesse em desenvolver chips em óptica integrada para aplicações em sensores em fibra óptica em geral. Além disso, M. R. Marinho já desenvolveu trabalhos com pesquisadores da área de Física e Matemática Aplicadas do IEAv, o que pode viabilizar uma aproximação entre os diferentes grupos.

Com o início de orientações na área de óptica integrada na FE-IS UNESP, cria-se mais um desafio, cujos resultados ainda demorarão alguns meses para aparecerem e, certamente, à custa de grande sacrifício intelectual. No entanto, com a consolidação da área de sensores ópticos (cujas realizações ocuparam a maior parte deste texto), acredita-se que finalmente se dispõe de um cenário favorável para o estabelecimento do tema, o qual não existia ao final da tese do candidato e no início da formação do LOE em 2001.

Bibliografia

- Alves, U. N. L. T.; Teixeira, M. C. M.; Oliveira, D. R.; Cardim, R.; Assunção, E.; Souza, W. A., *Smoothing switched control laws for uncertain nonlinear systems subject to actuator saturation*, Int. J. Adapt. Control and Signal Process, (26p), 2016.
- Barbosa, Francisco de Assis Andrade; Nader, Gilder; Higuti, Ricardo Tokio; Kitano, Cláudio; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *A simple interferometric method to measure the calibration factor and displacement amplification in piezoelectric flextensional actuators*, Revista Controle & Automação, vol.21, No. 6, pp. 577-587, 2010a.
- Barbosa, F. A. A.; Takiy, A. E.; Higuti, R. T.; Carbonari, R C.; Kitano, C.; and Silva, E C N, *Coupling rate measurement of a novel multi- actuated piezoelectric device Using optical interferometry*, In: 9th IEEE/IAS International Conference on Industry Applications, November 8 - 10, Sao Paulo - SP, pp. 1-6, 2010b.
- Barbosa, Francisco de Assis Andrade, *Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e minimanipuladores piezoelétricos*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.158, 2009.
- Barbosa, Francisco de Assis Andrade; Menezes, João Paulo Crivellaro; Kitano, Cláudio; and Silva, Emilio Carlos Nelli, *Analysis of linearity of a novel multi-actuated piezoelectric device using optical interferometry*, In: XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 11 a 15 de maio de 2009, Águas de Lindóia, SP, pp.1-1, 2009.
- Barnes, T.H., Eiju, T., Cheung, D. C. L., and Wu, C.Y., *Phase measurement accuracy of feedback interferometers*, Optics and Lasers in Engineering, vol. 38, pp.387–404, 2002.
- Bergander, A., Driesen, W., Varidel, T, Breguet, J. M., *Development in miniature manipulators for application in biology and nanotechnologies*. In: Proc. of the Microrobotics for Biomanipulation Workshop, In: IEEE/RSJ Int. Conf. on Intelligent Robots and Systems (IROS'03), Las Vegas, USA, pp. 11-35, 2003.
- Berton, Paula Lalucci; Galeti, José Henrique; Higuti, Ricardo Tokio; Kitano, Cláudio; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *Nano-displacement measurements of a new piezoelectric flextensional actuator by using a high dynamic range interferometry homodyne method*, In: Proceedings of the 2014 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference, Montevideo – Uruguay, pp. 1533-1536, 2014.
- Berton, Paula Lalucci, *Análise e implementação de técnicas de medição de microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores digitais de sinais*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.108, 2013.
- Berton, P. L.; Higuti, R. T.; e Kitano, C., *Vibrometria em piezoatuadores por interferometria utilizando DSP em tempo real*, In: 10th INDUSCON - 10th IEEE/IAS International Conference on Industry Applications, Fortaleza-CE, pp.1-6, 2012.

- Berton, Paula Lalucci; Higuti, Ricardo Tokio; e Cláudio Kitano, *Medição de deslocamentos nanométricos por interferometria óptica em tempo real*, In: XXII Congresso de Iniciação Científica da Unesp, Marília – SP, p. 1-4, 2010a.
- Berton, Paula Lalucci; Higuti, Ricardo Tokio; e Kitano, Cláudio, *Medição de deslocamentos nanométricos por interferometria óptica em tempo real*, In: 62ª Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência, Natal, RN, 25-30 Julho, pp.1-1, 2010b.
- Berton, Paula Lalucci; Higuti, Ricardo Tokio; e Kitano, Cláudio, *Medição de deslocamentos nanométricos por interferometria óptica em tempo real*, In: XVIII Jornadas de Jóvenes Investigadores - Asociación de Universidades Grupo Montevideo, 19, 20 y 21 de octubre, 2010, Universidad Nacional del Litoral, Argentina, pp.1-4, 2010c.
- Berton, Paula L.; Higuti, Ricardo T.; e Kitano, Cláudio, *Interrogação de sensor interferométrico de deslocamento em atuadores piezoelétricos flexionais usando processador digital de sinais*, In: XVIII Congresso Brasileiro de Automática, 12 a 16-setembro-2010, Bonito-MS, pp. 4949-4956, 2010d.
- Berton, Paula Lalucci; Higuti, Ricardo Tokio; e Cláudio Kitano, *Medição de deslocamentos nanométricos por interferometria óptica em tempo real*, In: XXI Congresso de Iniciação Científica da UNESP (XXI CICUNESP), São José do Rio Preto. Anais do XXI Congresso de Iniciação Científica da UNESP (XXI CICUNESP), pp. 09967-09975, 2009.
- Bi, Lan, and Li, Hui, *An Overview of Optical Voltage Sensor*, In: Computer Science and Electronics Engineering (ICCSEE), 2012 International Conference on, vol. 3, pp.197-201, 2012.
- Born, Max & Wolf, Emil, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th Edition, Cambridge University Press, London, p. 985, 1999.
- Cady, Walter A., *Piezoelectricity*, McGraw-Hill, New York, p.699, 1946.
- Carbonari, R. C., Silva, E. C. N., Paulino, G. H., *Multi-actuated functionality graded piezoelectric micro-tools design: a multiphysics topology optimization approach*, International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 77, pp. 301-336, 2009.
- Carbonari, R. C., Silva, E. C. N., Nishiwaki, S., *Optimum placement of material in piezoactuator design*, Smart Materials and Structures, vol. 16, pp. 207-220, 2007.
- Carbonari, R. C., Nader, G., Nishiwaki, S., Silva, E.C.N., *Experimental and numerical characterization of multi-actuated piezoelectric device designs using topology optimization*, In: Proceedings of SPIE, Smart Structure and Materials 2005, Smart Structures and Integrated Systems, 2005, San Diego, vol. 5764. pp. 472-481, 2005.
- Camp, Jordan B.; Cannizzo, John K. and Numata, Kenji, *Application of the Hilbert-Huang transform to the search for gravitational waves*, Physical Review D, vol. 75, 5 pp. 061101, 2007.
- Cegla, F. B.; Cawley, P.; Lowe, M. J. S. Material property measurement using the quasi-Scholte mode - A waveguide sensor. Journal of the Acoustical Society of America, v.117, n. 3, p. 1098-1107, 2005.
- Chen, X. H., Zeng, X. L., Fan, D., Liu, Q. C., Bie, B. X., Zhou, X. M., and Luo, S. N, *Note: Phase retrieval method for analyzing single-phase displacement interferometry data*, Review of Scientific Instruments, vol. 85, 026106, p.4 , 2014.
- Cheung, D.C.L., Barnes, T.H., and Haskell, T.G., *Feedback interferometry with membrane mirror for adaptive optics*, Optics Communications, vol. 218, pp. 33-41, 2003.

- Cole, J. H., Danver, B. A., and Bucaro, J. A., *Synthetic-heterodyne interferometric demodulation*, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 18, pp. 694–697, 1982.
- Connelly, Michael J.; Galeti, José Henrique; and Kitano, Cláudio, *Michelson interferometer vibrometer using selfcorrecting synthetic-heterodyne demodulation*, Applied Optics, vol. 54, No. 18, pp. 5734-5738, 2015.
- Connelly, M. J., *Digital synthetic-heterodyne interferometric demodulation*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, vol. 4, pp.400–405, 2002.
- Costa, Michele Nazareth, *Interferômetro de Michelson: Estudo e aplicação do método de contagem de franjas*, Trabalho de Formatura, FE-IS/UNESP, pp.48, 2006.
- Cunha, Evandro Fernandes, *Implementação de aparato experimental para medição de instabilidades tipo Roll Waves em fluidos não-newtonianos*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.106, 2013.
- Dandridge, A., Tveten, A. B., and Giallorenzi, T. G., *Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier*, IEEE J. Quantum Electron., vol. 18, pp. 1647–1653, 1982.
- De Carlo, R. A.; Zak, S. H. and Matthews, G. P., *Variable structure control of nonlinear multivariable systems: A tutorial*, Proceedings of the IEEE, vol. 76: pp.212–232, 1988.
- Deferrari, H. A., Darby, R. A., and Andrews, F. A., *Vibrational displacement and mode-shape measurement by a laser interferometer*, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 42, no. 5, pp. 982–990, 1967.
- De Paula, M.H.; Lemos, G.M.; Amaral, M.S.; Nunes, J.R.; Louren, A.; Carvalho, A.A.; Kitano, C.; Silva, J.G.; Sakamoto, W.K.; Siqueira, O.S.; Mello, G.A.B.; Pinto, J.O.P.; Galotto Jr., L.; and Peres, M.T.L.P., *The photothermal transparent transducer method applied to the spectroscopy of liquids*, Sensors and Actuators B, vol. 136, pp.287–289, 2009.
- De Paula, M.H.; Melo Filho, S.F.; Lemos, G.M.; Lopes Júnior, C.A.T.; Maeoca, G.S.; Cortez, M.A.A.; Carvalho, A.A.; Kitano, C.; da Silva, J.G.; and Melo, W.L.B., *The open-ended photothermal cell with LiTaO₃ and its use in determining the photochemical loss*, Sensors and Actuators B: Chemical, vol. 125, pp. 274–277, 2007.
- Devasia, S., Eleftheriou, E., Moheimani, S. O. R., *A survey of control issues in nan positioning*, IEEE Transactions on Control Systems Technology, vol. 15, no. 5, pp. 802-823, 2007.
- Dobosz, M., Usuda, T., Kurosawa, T., *Methods for the calibration of vibration pickups by laser interferometry: I. Theoretical analysis*, Measurement Science and Technology, vol. 9, n. 2, pp. 232-239, 1998.
- Dogan, A., Uchino, K., Newnham, R. E., *Composite piezoelectric transducer with truncated conical endcaps “cymbals”*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 44, n. 3, pp. 597-605, 1997.
- Faria, J. B., *A theoretical analysis of the bifurcated fiber bundle displacement sensor*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, v. 47, n. 3, p. 742-747, June, 1998.
- Fiorot, G.H.; Maciel, G.F.; Cunha, E.F.; and Kitano, C., *Experimental setup for measuring roll waves on laminar open channel flows*, Flow Measurement and Instrumentation, Vo. 41, pp. 149–157, 2015.
- Fiorot, G. H.; Maciel, G. F.; and Kitano, C., *Mathematical model and experimental proceedings to determine roll waves in open channels*, Engenharia Térmica (Thermal Engineering), vol. 10,

No. 01 – 02, pp. 55-62, 2011.

- Fiorot, Guilherme Henrique; Maciel, Geraldo de Freitas; Kitano, Cláudio; and Ferreira, Fabiana Oliveira, *Numerical-experimental confrontation of roll waves in mud*, In: V Brazilian Conference on Rheology, Rio de Janeiro, Brazil, July 14-16, pp.1-2, 2010.
- Forterre, Yoel and Pouliquen, Olivier, *Long-surface-wave instability in dense granular flows*, *J. Fluid Mech.*, vol. 486, pp. 21–50, 2003.
- Fritsch, K. & Adamowsky, G., *Simple circuit for feedback stabilization of a single-mode optical fiber interferometer*, *Review of Scientific Instruments*, vol. 52, no.7, pp. 996-1000, 1981.
- Galeti, José Henrique; Kitano, Cláudio; and Connelly, Michael J., *Improved synthetic-heterodyne Michelson interferometer vibrometer using phase and gain control feedback*, *Applied Optics*, vol. 54, No. 35, pp. 10418-10424, 2015a.
- Galeti, José Henrique; Higuti, Ricardo T.; Silva, Emílio Carlos Nelli; and Kitano, Cláudio, *Nanodisplacement measurements of piezoelectric flexensional actuators using a new interferometry homodyne method*, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 64, No. 5, pp. 1256-1265, 2015b.
- Galeti, José Henrique; Berton, Paula Lalucci; Kitano, Cláudio; Higuti, Ricardo Tokio; Carbonari, Ronny Calixto; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *Wide dynamic range homodyne interferometry method and its application for piezoactuator displacement measurements*, *Applied Optics*, vol. 52, No. 28, pp. 6919-6930, 2013a.
- Galeti, José Henrique; Kitano, Cláudio; Higuti, Ricardo Tokio; Carbonari, Ronny Calixto; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *Nanometric vibration measurements in multi-actuated piezoelectric devices by using a new interferometric method*, In: *Proceedings of the 2013 International Congress on Ultrasonics (ICU 2013)*, Singapura, pp. 764-769, 2013b.
- Galeti, José Henrique, *Medição Interferométrica de Fase Óptica através do Método de Segmentação do Sinal Amostrado*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.148, 2012.
- Galeti, J. H.; Higuti, R. T.; Kitano, C.; Nader, G.; and Silva, E. C. N., *Interferometria óptica homódina aplicada à medições de deslocamentos nanométricos de atuadores piezoelétricos flexensionais*, In: *X Conferência Brasileira de Dinâmica, Controle e Aplicações - DINCON 2011*, Águas de Lindóia – SP, pp.63-66, 2011.
- Gangopadhyay, T. K., *Prospects for fibre Bragg gratings and Fabry-Perot interferometers in fibre-optic vibration sensing*, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 113, no. 1, pp. 20-38, 2004.
- Garcia, Marlon Rodrigues, *Aplicação de sensor de deslocamento angular em fibra óptica para medição de concentração de líquidos via ondas acústicas guiadas*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p. 95, 2016.
- Garcia, M. R.; Sakamoto, J. M. S.; Higuti, R. T.; and Kitano, Claudio, *Lamb wave detection with a fiber optic angular displacement sensor*, In: *Proc. of SPIE - 24th International Conference on Optical Fibre Sensors - OFS24*, Curitiba – PR, vol. 9634, vol. 9634, pp.96347-I - 96347I-4, 2015.
- Garcia, Marlon Rodrigues; Galeti, José Henrique; Higuti, Ricardo Tokio; and Kitano, Cláudio, *A simple and efficient off-optical axis electro-optic voltage sensor*, In: *2014 11th IEEE/IAS International Conference on Industry Applications - INDUSCON 2014*, Juiz de Fora, pp. 1-8, 2014.
- Giallorenzi, T.G., Bucaro, J.A., Dandridge, A., Sigel, G.H., Cole, J.H., Rashleigh, S.C., Priest, R.G., *Optical Fiber Sensor Technology*, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*,

vol. 30, pp. 472 – 511, 1982.

- Gollwitzer, A., Haugg, S., Fischerauer, G., *An auto-focusing approach for a dynamic quadrature interferometer*, In: Sensor Test Conferences, 1., 2009, Wunstorf. Anais... Wunstorf: AMA, 2009. Disponível em: <<http://www.amascience.org/home/details/127>>. Acesso em: 2015.
- He, G.; Cuomo, F. W., *Displacement response, detection limit, and dynamic range of fiber-optic lever sensors*, Journal of Lightwave Technology, v. 9, n. 11, p.1618-1625, Nov., 1991.
- Heydemann, P. L. M., *Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers*, Applied Optics, vol. 20, n. 19, pp. 3382-3384, 1981.
- Hui, Li, Lan, Bi, Lijing, Li, Shuling, Hu, Xiujuan, Feng, and Chunxi, Zhang, *Tracking algorithm for the gain of the phase modulator in closed-loop optical voltage sensors*, Optics & Laser Technology, vol. 47, pp. 214–220, 2013.
- Isidori, A., *Nonlinear Control Systems*, Springer, London, 3 edition, 1995.
- Itkis, U., *Control Systems of Variable Structure*, Israel Universities Press, Jerusalem, 1976.
- Itoh, K., Maruwaka, D., Kumamaru, H., *Optical measurement of the instantaneous wavy surface structure on a water plane jet*, In: The 6th International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows, Journal of Physics: Conference Series 147, pp. 1-12, 2009.
- Jabri, D.; Guelton, K.; Manamanni, N.; Jaadari, A. and Chinh, C. D., *Robust stabilization of nonlinear systems based on a switched fuzzy control law*, Control Engineering and Applied Informatics, vol. 14, pp. 40–49, 2012.
- Jackson, D. A., Priest, R., Dandridge, A., and Tveten, A. B., *Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber*, Applied Optics, vol. 19, pp. 2926-2929, 1980.
- Jin, W., Zhang, L. M., Uttamchandani, D. and Culshaw, B., *Modified J_1 – J_4 method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer*, Appl. Opt., vol. 30, pp. 4496-99, 1991.
- Kersey, A. D., Lewin, A. C., Jackson, D. A., *Pseudo-heterodyne detection scheme for the fibre gyroscope*, Electronics Letters, vol. 20, n. 9, pp. 368-370, 1984.
- Kim, M. S.; Kim, S. W., *Two-way frequency-conversion phase measurement for high-speed and high-resolution heterodyne interferometry*, Measurement Science and Technology, vol. 15, pp. 2341-2348, 2004.
- Kino, G., *Acoustic Waves: Devices, Imaging and Analog Signal Processing*, Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice Hall, Inc., 1987.
- Kitano, Cláudio, *Aplicação da Abordagem de Domínio Espectral para Análise de Moduladores Eletroópticos Integrados*, Tese de doutorado, ITA, São José dos Campos – SP, p. 397, 2001.
- Kitano, C.; Higuti, R. T.; Sakamoto, J. M. S.; and Pacheco, G. M., *Heterodyne interferometry applied to the characterization of acousto-electro-optic light modulators*, In: AIP Conference Proceedings, International Congress on Ultrasonics: Gdansk 2011, vol. 1433, p. 84-87, 2012.
- Kleiza, V., Paukste, J., Verkeliš, J., *Modeling light transmission in a fiber-optical reflection system*, Nonlinear Analysis: Modeling and Control, vol. 9, n0 1, pp.55-63, 2004.
- Koo, K. P., Tveten, A. B., Dandridge, A., *Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3x3) fiber directional couplers*, Applied Physics Letters, vol. 47, n. 1, pp. 616-618, 1982.

- Kumar, A., Goel, N. K., Varshney, R. K., *Studies on a few-mode fiber-optic strain sensor based on $LP_{01} - LP_{02}$ mode interference*, Journal of Lightwave Technology, vol. 19, n. 3, pp. 358-362, 2001.
- Leão, José Vital Ferraz, *Interferometria Óptica Aplicada à Medição de Amplitudes de Vibração Nanométricas em Piezoatuadores Flexionais*, Dissertação de Mestrado, FE-IS/UNESP, p.157, 2004.
- Leletty, R., Claeysen, F., Barillot, F., Lhermet, N., *Amplified piezoelectric actuators for aerospace application*. In: Proceedings of the AMAS Workshop on Smart Materials and Structures – SMART'03, Jadwisin, pp. 51-62, 2003.
- Lemes, Andryos da Silva, *Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção de fase óptica baseadas em phase unwrapping*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.143, 2014.
- Lemes, A. S.; Galeti J. H.; Higuti, R. T.; and Kitano, Cláudio, *Sinusoidal vibration measurements in a piezoelectric XY nanositioner by using a new interferometric method*, In: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas, ABCM, Part I - International Congress, Section II - Sensor, Vision, Image & Embedded Systems, Editors: Sadek Crisostomo Absi Alfaro, Glauco Augusto de Paula Caurin, Antonio Carlos Valdiero, Rogério Sales Gonçalves, Victor Juliano De Negri, Job Angel Ledezma. (Org.), 01ed., Rio de Janeiro, RJ:, v. 06, p. 360-370, 2014.
- Lemes, Andryos da Silva; Galeti, José Henrique; Higuti, Ricardo Tokio; and Kitano, Cláudio, *Sinusoidal vibration measurements in a piezoelectric XY nanositioner by using a new interferometric method*, In: Proceedings of the 22nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013), November 3-7, Ribeirão Preto, SP, Brazil, pp. 10053-10063, 2013.
- Leon, L.M., Diez, A., Cruz, J.L., Andrés, M.V., *Frequency-Output Fiber-Optic Voltage Sensor for High-Voltage Lines*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n.9, pp.996-998, Sep. 2001.
- Li, H., Cui, L., Lin, Z., Li, L., and Zhang, C., *An Analysis on the Optimization of Closed-Loop Detection Method for Optical Voltage Sensor Based on Pockels Effect*, Journal of Lightwave Technology, vol. 32, pp. 1006-1013, 2014.
- Lima, Rafael Araújo, *Sensor Eletro-Óptico de Tensões Elevadas e sua Viabilidade para Implementação de TP Óptico*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.118, 2013.
- Lima, Rafael A.; Pereira, Fernando C.; Kitano, Cláudio; Galeti, Jose Henrique; Higuti, Ricardo Tokio; e Souza, Júlio Borges, *Sensor eletroóptico de tensões com formas de ondas periódicas arbitrárias e sua viabilidade para implementação de TP óptico*, In: Anais: X Conferência Brasileira Sobre Qualidade de Energia Elétrica, CBQEE-2013, Araxá-MG, pp. 1-6, 2013.
- Lima, Dorival Kitakawa e Santos, Josemir Coelho, *Transformadores para instrumentos ópticos: sua viabilidade no setor elétrico brasileiro*, Revista Setor Elétrico, Edição 54, julho de 2010.
- Lin, D., Jiang, X., Xie, F., Zhang, W., Zhang, L., and Bennion, I., *High stability multiplexed fibre interferometer and its application on absolute displacement measurement and on-line surface metrology*, Optics Express, vol. 12, pp. 5729-5734, 2004.
- Maciel, G. F.; Minussi, C. R.; Dallaglio Sobrinho, M.; Kitano, Cláudio; Ferreira, F. O.; Fiorot, G. H.; Cunha, E. F.; e Moraes, E. L., *Contribuição do Grupo de Pesquisa RMVP para o entendimento de roll waves em corridas de lama*. In: Anais do XI Simpósio de Recursos Hídricos do Nordeste - XI SRHN 2012, João Pessoa – PB, pp. 1-18, 2012.
- Marçal, L. A. P.; Kitano, C; Higuti, R. T.; Nader, G; and Silva, E. C. N., *A high dynamic range*

method for the direct readout of a dynamic phase change in homodyne interferometers, Measurement Science and Technology, vol. 23, 125201 (12pp), 2012a.

Marçal, Luiz A. P.; Higuti, Ricardo T.; and Kitano, Cláudio, *A simplified and higher dynamic range version of the $J_1 \dots J_4$ method for optical phase measurements*, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 54, No. 2, pp. 387-392, 2012b.

Marçal, L. A. P.; Galeti, J. H.; Higuti, R. T.; Kitano, C.; and Silva, E. C. N., *Interferometric measurements of nanometric displacements in a piezoelectric flextensional actuator by using the new $J_1 \dots J_5$ method*, In: 10th INDUSCON - 10th IEEE/IAS International Conference on Industry Applications, Fortaleza-CE, pp.1-6, 2012c.

Marçal, Luiz Antônio Perezi, *Novas Técnicas de Detecção de Fase Óptica em Interferômetros Homódinos Aplicadas à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexensionais*, Tese de Doutorado, FE-IS/UNESP, p. 263, 2008.

Marçal, Luiz Antônio Perezi; Leão, José Vital Ferraz; Nader, Gilder; Higuti, Ricardo Tokio; Kitano, Cláudio; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *Analysis of linearity and frequency response of a novel piezoelectric flextensional actuator using a homodyne interferometer and the J_1 – J_4 method*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 56, No. 3, pp. 954-961, 2007a.

Marçal, L. A. P.; Higuti, R. T.; Kitano, C.; and Silva, E. C. N., *The $J_1 \dots J_3$ method for linear readout of dynamic phase change in a flextensional piezoelectric actuator*, In: International Congress on Ultrasonics - 2007 ICU Vienna, 9 a 12 Abril, Viena, Austria, pp. 1-4, 2007b.

Marçal, L. A. P.; Vendramini, E.; Higuti, R. T.; and Kitano, C., *Linear readout of dynamic phase modulation index in an optical voltage sensor using the new $J_1 \dots J_3$ spectral method*, In: Microwave and Optoelectronics Conference, 2007 – IMOC 2007, SBMO/IEEE MTT-S International, 29/10 a 01/11/2007, pp. 219-223, 2007b.

Marçal, L.A.P.; Leão, J.V.F.; Nader, G.; Silva, E.C.N.; Higuti, R.T.; and Kitano, C., *Analysis of linearity and frequency response of a new piezoelectric flextensional actuator using a homodyne interferometer and the J_1 – J_4 method*, In: IMTC 2005 – Instrumentation and Measurement Technology Conference, 16 – 19 May 2005 – Ottawa – Ontário – Canadá, pp.1048-1053, 2005a.

Marçal, L.A.P.; Leão, J.V.F.; Nader, G.; Silva, E.C.N.; Higuti, R.T.; and Kitano, C., *Dynamic analysis of a new piezoelectric flextensional actuator using the J_1 - J_4 optical interferometric method*, In: Inter Noise 2005 – The 34th Congress and Exposition on Noise Control Engineering, 07 – 10 August 2005 – Rio de Janeiro – RJ –Brazil, pp. 1-10, 2005b.

Marques, Gleber Nelson; Machado, Jose Márcio; Verardi, Sérgio Luis Lopes, and Stephan Stephany, and Preto, Airam Jonatas, *Interpolating EFGM for computing continuous and discontinuous electromagnetic fields*, COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, vol. 26, pp. 1411-1438, 2007.

Martin, Roberta Irma, Martinez; Guilherme Alves; e Kitano, Cláudio, *Aplicação de controle linear para estabilização de interferômetros de dois feixes operando com baixo índice de modulação de fase óptica*, In: XXVII Congresso de Iniciação Científica da Unesp – CIC 2015, Faculdade de Eng. de ilha Solteira – FE-IS/UNESP, 26/08/2015, pp.1-1, 2015.

Martin, Roberta Irma & Kitano, Cláudio, *Utilização do CI AD639 como ferramenta para sintetizar sinais interferométricos e para testar métodos de demodulação de fase*, In: XXVI Congresso de Iniciação Científica da Unesp – CIC 2015, Faculdade de Eng. de ilha Solteira – FE-IS/UNESP, 16 a 17/09/2014, pp.1-1, 2014.

Martinez, Guilherme Alves & Kitano, Cláudio, *Caracterização de atuadores piezoelétricos*

flexionais através de interferometria laser, In: XXVII Congresso de Iniciação Científica da Unesp – CIC 2015, Faculdade de Eng. de Ilha Solteira – FE-IS/UNESP, 26/08/2015, pp.1-1, 2015.

Martins, Wander Wagner Mendes, *Sensores ópticos de tensão baseados no efeito eletroóptico em cristais de niobato de lítio*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p. 163, 2006.

Martins, Wander Wagner Mendes; Rossi, José Carlos; Higuti, Ricardo Tokio; and Kitano, Cláudio, *Evaluation of a pre-prototype optical voltage sensor based on the electrooptic effect in lithium niobate crystal*, In: INDUSCON2006 - VII Conferência Internacional de Aplicações Industriais, Recife. PE, pp. 1-7, 2006.

Menezes, João Paulo Crivellaro, *Análise Teórica e Experimental de um Método Interferométrico de Detecção de Fase Óptica, Auto-Consistente e com Elevada Faixa Dinâmica, Aplicado à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexionais*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.146, 2009.

Menezes, João Paulo Crivellaro; Barbosa, Francisco de Assis Andrade; Kitano, Cláudio; and Emilio Carlos Nelli Silva, *Analysis of linearity of piezoelectric flexensional actuators using a spectral method of optical phase detection*, In: XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 11 a 15 de maio de 2009, Águas de Lindóia, SP, pp.1-1, 2009.

Menezes, João Paulo C.; Higuti, Ricardo Tokio; and Kitano, Cláudio, *Effects of the modulation signal distortion on interferometric spectral methods of phase detection*, In: MOMAG 2008 - 13° SBMO – Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica o 8° CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 7 a 10 de setembro, Florianópolis, Santa Catarina, pp. 339-343, 2008.

Monchalin, J. P., *Optical detection of ultrasound*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. UFFC-33, n. 5, pp. 485-499, 1986.

Mouza, A. A., Vlachos, N. A., Paras, S. V., Karabelas, A. J., *Measurement of liquid film thickness using a laser light absorption method*, Experiments in Fluids, vol. 28, pp. 355-359, 2000.

Nader, G., *Desenvolvimento de técnicas de caracterização de transdutores piezoelétricos*, Tese (Doutorado em Engenharia) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.

Nishihara, H.; Haruna, M.; Suhara, T., *Guided-wave excitation and waveguide evaluation, Optical integrated circuits*, McGraw-Hill Book Co., 1989. p. 224-244.

Omido, Cleidson R.; Oliveira, Samuel L.; Lima, Juliete R.; Magalhães, Keurison F.; Carvalho, Aparecido A.; and Kitano, Cláudio, *Water content in hydrated ethanol fuel measured by a photothermal chamber with a transparent transducer*, Fuel, vol. 157, pp. 122–125, 2015.

Omido, Cleidson Ramos, *Desenvolvimento de uma câmara fototérmica com transdutor transparente para monitoramento de água em etanol combustível*, Tese de Doutorado, FE-IS/UNESP, p. 127, 2014.

Omido, C.R.; Oliveira, S.L.; Shiraishi, R.S.; Magalhães, K.F.; Ferreira, V.S.; Carvalho, A.A.; Kitano, C.; and De Paula, M.H., *Quantification of water in ethanol using a photothermal transparent transducer*, Sensors and Actuators B, Vol. 178, pp. 581– 585, 2013.

Omido, Cleidson R.; Candido, S. D.; Magalhães, Keurison F.; Kitano, Cláudio; Caires, Anderson R. L.; and Oliveira, Samuel L., *Evaluation of the potential of polarized laser scattering to investigate impurities in ethanol and biodiesel*, In: XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada - XXXV ENFMC, 2012, Águas de Lindóia - SP. Resumos do XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, p. 1-1, 2012.

- Omido, Cleidson R.; Kitano, C.; Candido, Samuel D.; Ferreira, Valdir S.; and Oliveira, Samuel L., *Photothermal transparent transducer applied in the determination of the water content in ethanol*, In: XXXIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Foz do Iguaçu, PR, pp.1-1, 2011.
- Oppenheim, A. V. & Schaefer, R. W., *Discrete time signal processing*, 3rd edition, Prentice-Hall signal processing series, p. 1120, 2009.
- Pacheco, Gefeson Mendes; Sakamoto, João Marcos Salvi; and Kitano, Cláudio, *From Acoustic Waves to Microwaves*, Acta Physica Polonica A, vol. 127, No. 1, pp. 25-28, 2015.
- Pacheco, Gefeson Mendes e Kitano, Cláudio, *Atenuação Variável e Equalização da Curva de Ganho de Dispositivos Ópticos Operando na Faixa de WDM via Dispositivo Acústico-Óptico*, In: MOMAG 2006: 12o SBMO – Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica + 7o CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, Belo Horizonte – MG, pp. 1-5, 2006.
- Pang, M., Zhang, M., Wang, L. W., Zou, Q. L., Kuang, W., Wang, D. N., and Liao, Y. B., *Phase mode-matching demodulation scheme for interferometric fiber-optic sensors*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, n. 1, pp. 39-41, 2007.
- Pereira, Fernando da Cruz, *Demodulação de sinais interferométricos de saída de sensor eletro-óptico de tensões elevadas utilizando processador digital de sinais*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.125, 2013.
- Pereira, Fernando da Cruz; Galeti, José Henrique; Higuti, Ricardo Tokio; Kitano, Cláudio; and Silva, Emílio Carlos Nelli, *New Improved Version of J1...J4 Interferometry Method and its Application to Nanometric Vibration Measurements*, In: Proceedings of the 2013 SBMO/IEEE MTTT International Microwave and Optoelectronic Conference (IMOC 2013), Rio de Janeiro, RJ, Brazil, pp. 1-5, 2013.
- Pernick, B. J., *Self-consistent and direct reading laser homodyne measurement technique*, Applied Optics, vol. 12, pp. 607–610, 1973.
- Pineda, G. S. & Argote, L. F., *Vibration measurement using laser interferometry*, In: Sixth International Conference on Education and Training in Optics and Photonics, SPIE vol 3831, pp. 308-318, 2000.
- Rahmatian, F., Chavez, P.P., Jaeger, N.A., *230 kV Optical Voltage Transducers Using Multiple Electric Field Sensors*, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 17, n. 2, pp.417-422, Apr. 2002.
- Ripper, G. P., *Padronização primária em metrologia de vibrações*, Tese (Doutorado em Ciências em Engenharia Mecânica) - Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2005.
- Rose, J. L., *Ultrasonic guided waves in solid media*, New York: Cambridge University Press, 2014. 669 p.
- Rosenbaum, J.F., *Bulk Acoustic Wave Theory and Devices*, Artech House, London, p.462, 1988.
- Royer, D.; Dieulesaint, E., *Elastic waves in solids I: free and guided propagation*, Heidelberg: Springer, 1996. 390 p.
- Sakamoto, João Marcos Salvi; Marques, R. B.; Riva, R.; Kitano, Cláudio; and Pacheco, G. M., *Laser welding inspection on aeronautic material with non-contact real time optical beam deflection sensor*, In: Proceedings of the Lasers in Manufacturing Conference 2015, Stuttgart – Germany, pp.1 – 6, 2015.
- Sakamoto, João Marcos Salvi; Pacheco, Gefeson Mendes; Kitano, Cláudio; and Tittmann, Bernhard

- Rainer, *Geometrical parameter analysis of a high-sensitivity fiber optic angular displacement sensor*, Applied Optics, vol. 53, No. 36, pp. 8436-8443, 2014.
- Sakamoto, J.M.S.; Pacheco, G. M.; Kitano, C.; and Baba, A., *Fiber angular displacement sensor as the detector of a laser ultrasonic system*, In: Proceedings of the Laser Ultrasonic and Advanced Sensing - LU2013, Yokohama, Japan, pp.1-1, Jun. 2013.
- Sakamoto, João Marcos Salvi, *Laser Ultrasonics System with a Fiber Optic Angular Displacement Sensor*, Tese de doutorado, ITA, São José dos Campos – SP, p. 176, 2012.
- Sakamoto, João Marcos Salvi; Kitano, Cláudio; Pacheco, Gefeson Mendes; and Tittmann, Bernhard Rainer, *High sensitivity fiber optic angular displacement sensor and its application for detection of ultrasound*, Applied Optics, vol. 51, No. 20 , pp. 4841-4851, 2012a.
- Sakamoto, J. M. S.; Pacheco, G. M.; Kitano, C.; and Machado, H. A., *Laser ultrasonics system for measurement of speed of sound in gases*, Gdansk, In: AIP Conference Proceedings, International Congress on Ultrasonics: Gdansk 2011, vol. 1433, p. 737-740, 2012b.
- Sakamoto, João Marcos Salvi; Pacheco, Gefeson Mendes; and Kitano, Cláudio, *Experimental analysis of an optical microphone based on fiber optic reflective sensor*, XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 05 a 09 de Maio, Águas de Lindóia, SP, pp.1-4, 2008.
- Sakamoto, J. M. S.; Higuti, R. T.; Kitano, C.; and Pacheco, G. M., *Overlap integral factor applied to reflective fiber optic displacement sensor: theory and experiment*, In: XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 7 a 11 maio, São Lourenço, MG, pp. 241-244, 2007a.
- Sakamoto, J. M. S.; Higuti, R. T.; Kitano, C.; and Silva, E. C. N., *Low cost reflective fiber-optic sensor applied to resonance frequencies measurement of flextensional piezoelectric actuators*, In: XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 7 a 11 maio, São Lourenço, MG, pp. 237-240, 2007b.
- Sakamoto, João Marcos Salvi, *Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.154, 2006.
- Sakamoto, João Marcos Salvi; Silva, Alexandre C. R.; Higuti, Ricardo Tokio; Nader, Gilder; Silva, Emílio Carlos Nelli; and Kitano, Cláudio, *Reflective fiber optic displacement sensor applied to characterization of flextensional piezoelectric actuators*, In: INDUSCON-VII Conferência internacional de Aplicações Industriais, Recife. PE, pp. 1-7, 2006.
- Sasaki, O., Sasazaki, T., Susuki, *Two-wavelength sinusoidal phase/modulating laser-diode interferometer insensitive to external disturbances*, Applied Optics, vol. 30, n. 28, pp. 4040-4045, 1991.
- Sepulchre, R.; Jankovi'c, M. and Kokotovi'c, P., *Constructive Nonlinear Control*. Springer, London, 1997.
- Shirai, T., Barnes, T. H., and Haskel, T. G., *Surface-profile measurement by means of a polarization Sagnac interferometer with parallel optical feedback*, vol. 24, Optics Letters, pp. 297-299, 1999.
- Siegman, A. E., *Lasers*, 1st edition, Sausalito: University Science Books, p. 1283, 1986.
- Silva, E. C.N., Nader, G., Shirahige, A. B., Adamowski, J. C., *Characterization of novel flextensional actuators designed by using topology optimization method*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, vol. 14, n. 4/5, p. 297-308, 2003.
- Silva, E. C. N., Kikuchi, N., *Topology optimization design of flextensional actuators*, IEEE

- Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 47, pp. 597-605, 2000.
- Slotine, J. J. and Li, W., *Applied Nonlinear Control*, Prentice Hall, New Jersey, 1991.
- Sudarshanam, V.S. and Claus, R., *Generic $J_1...J_4$ method of optical phase detection: accuracy and range enhancement*, J. Mod. Opt., vol. 40, pp. 483-92, 1993.
- Sudarshanam, V. S., *Minimum detectable phase shift in spectrum-analysis techniques of optical interferometric vibration detection*, Applied Optics, vol. 31, n. 28, pp. 5997-6002, 1992.
- Sudarshanam, V. S. & Srinivasan, K., *Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer*, Optics Letters, vol. 14, n. 2, pp. 140-142, 1989.
- Takagi, T.; Sugeno, M., *Fuzzy identification of systems and its applications to modeling and control*, IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, New York, v. 15, n. 1, p. 116–132, 1985.
- Takiy, Aline Emy, *Uso de Ondas de Lamb e Scholte para Caracterização de Líquidos*, Tese de Doutorado, FE-IS/UNESP, p. 123, 2015.
- Takiy, Aline Emy, *Análise Teórica e Experimental de uma Nova Técnica de Processamento de Sinais Interferométricos Baseada na Modulação Triangular da Fase Óptica*, Dissertação de mestrado, FE-IS/UNESP, p.148, 2010.
- Takiy, Aline E.; Marçal, Luiz A. P.; Higuti, Ricardo T.; e Kitano, Cláudio, *Utilização do Simulink como ferramenta de síntese para métodos de demodulação da variação dinâmica da fase de sinais interferométricos*, In: XVIII Congresso Brasileiro de Automática, 12 a 16-setembro-2010, Bonito-MS, pp. 4957-4964, 2010.
- Tanaka, K.; Ikeda, T.; Wang, H. O., *Fuzzy regulators and fuzzy observers: Relaxed stability conditions and LMI-based designs*, IEEE Transactions on Fuzzy Systems, vol. 6, pp. 250–265, 1998.
- Teixeira, M. C. M.; Pietrobom, H. C.; Assunção, E., *Novos resultados sobre estabilidade e controle de sistemas não-lineares utilizando modelos fuzzy e LMI*, Controle & Automação, vol. 11, p. 37–48, 2000.
- Teixeira, M. C. M.; Zák, S. H., *Stabilizing controller design for uncertain nonlinear systems using fuzzy models*, IEEE Transactions on Fuzzy Systems, vol. 7, pp. 133–142, 1999.
- Tribolet, J. M., *A new phase unwrapping algorithm*, IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing, vol. 25, n. 2, pp. 170-177, 1977.
- Udd, Eric and Spillman Jr., William B., *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, 2nd Edition, Wiley, New York, p. 512, 2011.
- Usuda, T. and Kurosawa, T., *Calibration methods for vibration transducers and their uncertainties*, Metrologia, vol. 36, pp.375-383, 1998.
- Utkin, V. I., *Sliding Modes and their Application in Variable Structure Systems*, MIR Publishers, Moscow, 1978.
- Varnham, M. P., Barlow, A. J., Payne, D. N., Okamoto, K., *Polarimetric strain gauge using high birefringence fiber*, Electronics Letters, vol. 19, n. 17, pp. 699-700, 1983.
- Veldman, C. S., *A novel implementation of an ISO standard method for primary vibration calibration by laser interferometry*, Metrologia, vol. 40, pp.1–8, 2003.
- Vilkomerson, D., *Measuring pulsed picometer-displacement vibrations by optical interferometry*, Applied Physics Letters, vol. 29, n. 3, pp. 183-185, 1976.

- Von Martens, H. J., *Interferometric counting methods for measuring displacements in the range 10^{-9} m to 1 m*, Metrology, vol. 24, pp. 163-170, 1987.
- Wang, L.-X., *A course in fuzzy systems and control*, Upper Saddle River: Prentice Hall, 1996.
- Wang, Chenxing & Da, Feipeng, *Phase retrieval for noisy fringe pattern by using empirical mode decomposition and Hilbert Huang transform*, Optical Engineering, vol. 51, 12 pp. 061306, 2012.
- Wang, A., Miller, M.S., Plante, A. J., Gunther, M.F., Murphy, K.A., Claus, R.O., *Split-spectrum intensity-based optical fiber sensors for measurement of microdisplacement, strain, and temperature*, Applied Optics, vol. 35, no 15, pp. 2595-2601, 1996.
- Xie, F, Ren, J., Chen, Z., Feng, Q., *Vibration-displacement measurements with a highly stabilized optical fiber Michelson interferometer system*, Optics & Laser Technology, vol. 42, pp. 208-212, 2010.
- Yan, L., Zhou, L., Jin, W., Chan, C. C., *Recent progress of white light interferometric fiberoptic strain sensing technique*, Review of Scientific Instruments, vol. 71, n. 12, pp. 4648-4654, 2000.
- Yariv, Amnon & Yeh, Pochi, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*, Wiley-Blackwell, New York, p. 608, 1984.
- Yimnirun, R., Moses, P. J., Meyer Jr., R. J., and Newnham, R. E., *A single-beam interferometer with sub-ångstrom displacement resolution for electrostriction measurements*, Measurement Science and Technology, vol. 14, pp. 766-772, 2003.
- Zhao, Yi-Nan, Zhang, Guo-Qing, Guo, Zhi-Zhong, Cheng, Song, Ma, Zhi-Gang, Li, Shen-Wang, *Application of Pockels Electro-Optic Effect in Voltage Transducer*, In: Photonics and Optoelectronics (SOPO), 2012 Symposium on, pp. 1-6, 2012.