

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Matéria Condensada

Rafael Barmak

Desenvolvimento de Sensores Termoacústicos

Rio de Janeiro

2018

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Matéria Condensada

Rafael Barmak

Desenvolvimento de Sensores Termoacústicos

Dissertação submetida à Coordenação de Formação Científica do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como requisito para a obtenção do título de mestre em Física com ênfase em Instrumentação Científica

Orientador:

Dr. Geraldo Cernicchiaro

Rio de Janeiro

2018

Rafael Barmak

Desenvolvimento de Sensores Termoacústicos

Dissertação apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como requisito para a obtenção do título de mestre em Física com ênfase em Instrumentação Científica

Aprovada em: 24 de outubro de 2018.

BANCA EXAMINADORA

Dr. Geraldo Cernicchiaro (CBPF)

Dr. João Paulo Sinnecker (CBPF)

Dra. Ana Lucia Ferreira de Barros (CEFET/RJ)

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de expressar a minha mais profunda gratidão à minha esposa Daniela por co-participar em todas as etapas deste projeto, auxiliando em experimentos, revendo manuscritos, abrindo mão de inúmeros momentos de lazer e me encorajando continuamente.

Ao meu orientador, Geraldo Cernicchiaro, por toda a paciência e por me permitir desenvolver criativamente este trabalho sempre me guiando nos momentos de necessidade.

Aos pesquisadores do grupo de biofísica do CBPF: Darci Esquivel, Eliane Wajnberg, Daniel Avalos e Henrique Lins de Barros por sempre me receberem de portas abertas e pelos conselhos.

Aos pesquisadores Alexandre Mello, Fábio Borges e Fabrício Borghi, do Laboratório de Plasma Aplicado (LAPA) do CBPF, pelo auxílio e sugestões nos experimentos com laser.

À equipe da Prooceano por me aturarem diariamente. Ao Francisco dos Santos por contribuir na realização do meu mestrado e ao André Santi pela ajuda e sugestões sempre meticolosas e precisas.

Ao amigo Marco Vinícius R. Lopes pelas inúmeras contribuições.

À minha família pelo suporte infalível durante toda a minha educação. Esta realização não teria sido possível sem eles.

RESUMO

Alguns processos naturais e artificiais podem ser detectados e quantificados através da análise da interação de sua radiação característica com um meio controlado, como um volume de água. Muitas vezes a detecção direta de certos fenômenos pode se mostrar extremamente desafiadora ou até mesmo inviável por diversas razões. Às vezes o evento de interesse pode ser raro tendo um fluxo muito baixo para dispositivos com uma área reduzida de detecção (por exemplo raios cósmicos de alta energia) ou ainda o fenômeno pode ser muito rápido e/ou de grande intensidade, dificultando a construção de instrumentos com alta taxa de aquisição e resistentes ao evento (por exemplo a medição de pulsos lasers de grande potência e pequena duração). Com o objetivo de medir e detectar a radiação absorvida por um meio condensado a técnica termoacústica vem ganhando notoriedade e mais espaço nas mais diversas aplicações, da medicina à física de altas energias. Esta técnica mede indiretamente a quantidade de energia absorvida de um pulso de radiação através do sinal de pressão acústico gerado por conta da rápida variação do volume de material aquecido. Porém estes sinais acústicos costumam ser de baixa amplitude, tornando restritivo o acesso aos poucos sensores disponíveis no mercado e que geralmente são voltados para estudos de acústica submarina. Neste trabalho é apresentado o desenvolvimento de um sensor termoacústico onde foi dada atenção para as características de baixo ruído da eletrônica, para a robustez mecânica do sensor e o baixo custo de fabricação. Através do uso de um laser pulsado infravermelho foi possível avaliar a capacidade do sensor desenvolvido em detectar o sinal característico do fenômeno termoacústico. Talvez, o principal resultado deste trabalho foi a observação da inversão do sinal acústico quando a água estava abaixo e acima de 4 °C, quando o coeficiente de variação volumétrica (β) tem sinais opostos. Essa medida é a constatação que o sinal capturado é majoritariamente oriundo do efeito termoacústico.

Palavras-chave: termoacústica; optoacústica; sensor termoacústico; sensor piezoelétrico

ABSTRACT

Some natural and artificial processes can be detected and quantified by analyzing the interaction of their characteristic radiation with a controlled medium such as a volume of water. Often the direct detection of certain phenomena can be extraordinarily challenging or even unfeasible for several reasons. Sometimes the event of interest may be rare, having a very low flux for devices with a reduced detection area (e.g., high energy cosmic rays), or the phenomena may be very fast and/or very intense, making it difficult to construct instruments with high acquisition rate and capable of withstanding the event (for example the measurement of laser pulses of high power and small duration). To measure and detect the radiation absorbed by a condensed medium, the thermoacoustic technique has been gaining notoriety and more space in very diverse applications, ranging from medicine to high energy physics. This technique indirectly measures the amount of energy absorbed from a pulse of radiation through the amplitude of the acoustic pressure signal generated by the rapid change in the volume of the heated material. However, these acoustic signals are usually of low magnitude, restricting the access to the few low-noise sensors available in the market, that are typically directed to underwater acoustics studies. In this work, we present the development of a thermoacoustic sensor, where attention was paid to the low noise characteristics of the electronics, for the mechanical robustness of the sensor and the low manufacturing cost. Through the use of a pulsed infrared laser, it was possible to evaluate the ability of the constructed sensor to detect the characteristic signal of the thermoacoustic phenomenon. Perhaps the main result of this work was the observation of the inversion of the acoustic signal (change of polarity) when the water was below and above 4 °C where the coefficient of thermal expansion (β) has opposite signs. This observation allows the conclusion that the captured signal is mostly derived from the thermoacoustic effect.

Keywords: thermoacoustics; optoacoustics; thermoacoustic sensor; piezoelectric sensor

SUMÁRIO

1	Introdução	1
1.1	Estado da arte em termoacústica	2
1.2	Objetivos	5
2	Fundamentos de Termoacústica	7
2.1	Breve histórico	7
2.2	Absorção de radiação pela matéria	8
2.3	Mecanismos de geração de som em líquidos	9
2.4	Modelo termoacústico	10
2.4.1	Influência da temperatura e do meio	11
2.4.2	Radiação laser como fonte termoacústica	12
2.4.2.1	Absorção de radiação eletromagnética por líquidos	16
2.5	Propagação de sinais acústicos na água	17
2.6	Escutando pulsos de radiação	18
2.6.1	Crítérios de proximidade – zonas acústicas	19
3	Elementos de Transdução Acústica	21
3.1	Cerâmicas piezoelétricas	21
3.1.1	Sensibilidade	24
3.1.1.1	Geometria e conexões	25
3.1.1.2	Efeito das tampas	27
3.2	Características elétricas	30
3.2.1	Medidas de impedância	31
3.2.1.1	Circuito equivalente	34
3.2.2	Ruído interno	35
3.3	Síntese	37
4	Pré-amplificadores	39
4.1	Topologias de circuitos de amplificação	39
4.2	Projeto dos pré-amplificadores	41
4.2.1	Seleção do amplificador operacional	42
4.2.2	Implementação do circuito	45
4.2.3	Análise do ruído do circuito completo (pré-amp + cerâmica)	46
4.2.4	Montagens	49
4.3	Caracterização do amplificadores	50
4.4	Considerações sobre pré-amps	52

5	Protótipos	53
5.1	Construção do sensor termoacústico	53
5.1.1	Impedância acústica e materiais	54
5.1.2	Molde e resinagem	55
5.2	Teste de funcionamento	56
5.3	Sensibilidade do conjunto	58
6	Resultados e Discussão	59
6.1	Medidas de parâmetros físicos da água	59
6.1.1	Velocidade do som por tempo de deslocamento	59
6.1.2	Atenuação do som	62
6.2	Sinais termoacústicos por radiação laser	63
6.2.1	Fonte termoacústica	63
6.2.2	Absorção de radiação infravermelha pela água	65
6.2.3	Sinais termoacústicos	67
6.2.4	Origem hidrodinâmica	71
6.2.5	Variação da energia do pulso	72
6.2.6	Variação da distância	73
6.2.7	Variação da temperatura	74
7	Considerações Finais	77
7.1	Dificuldades encontradas	78
7.2	Propostas para trabalhos futuros	79
7.3	Publicações e colaborações	79
	Referências Bibliográficas	79
	Apêndices	89
A	Eletrônica	90
A.1	Fonte simétrica de baixo ruído	90
A.2	Especificação dos amp-ops selecionados	93
A.3	Implementação de um amplificador de carga	94
A.4	Aprimoramento do pré-amplificador	96

LISTA DE FIGURAS

2.1.1 O fotofone de Bell	7
2.1.2 Gurgen Ashotovich Askaryan	8
2.3.1 Mecanismos de geração de energia acústica	9
2.4.1 Inversão do pulso termoacústico pelo β	13
2.4.2 Simulação do perfil de densidade de energia absorvida	14
2.4.3 Pulso de pressão termoacústico	15
2.4.4 Sinal termoacústico no tempo e na frequência	15
2.4.5 Anatomia dos mecanismos de geração de som na água	16
2.6.1 Componentes principais do sensor termoacústico	19
2.6.2 Variação do nível de pressão sonora com a distância da fonte	20
3.1.1 Piezoeletricidade em cristais de quartzo	21
3.1.2 Polarização de cerâmicas piezoelétricas	22
3.1.3 Piezoeletricidade em cerâmicas do tipo PZT	23
3.1.4 Aspecto de uma curva de sensibilidade de um sensor piezoelétrico	25
3.1.5 Foto das cerâmicas avaliadas	25
3.1.6 Ilustração das cerâmicas escolhidas	26
3.1.7 Circuito equivalente entre o transdutor e a capacitância do cabo de ligação	26
3.1.8 Configurações das tampas do transdutor	28
3.1.9 Curvas de sensibilidade de três cerâmicas cilíndricas	29
3.1.10 Foto das cerâmicas montadas	30
3.2.1 Circuito de medição da impedância das piezo-cerâmicas.	31
3.2.2 Pulsos de entrada e saída no circuito de medição de impedância	32
3.2.3 Módulo da impedância complexa de duas cerâmicas	33
3.2.4 Influência das tampas na impedância da cerâmica	34
3.2.5 Modelo do circuito equivalente de uma cerâmica piezoelétrica	34
3.2.6 Modelo do transdutor piezoelétrico para baixas frequências	35
3.2.7 Espectro de densidade de potência do ruído do transdutor	36
4.1.1 Amplificador seguidor de tensão	40
4.2.1 Modelo do ruído de um amplificador	43
4.2.2 Curvas de densidade de ruído em função de R_s para amp-ops selecionados	44
4.2.3 Contribuição de cada fonte para o modelo de ruído de um amp-op	45
4.2.4 Circuito do pré-amplificador	46
4.2.5 Modelo do ruído do circuito de amplificação com realimentação	46
4.2.6 Variação do ruído com variação de parâmetros do transdutor	47

4.2.7	Análise do ruído total equivalente à entrada de 4 cerâmicas	48
4.2.8	Primeiro protótipo do circuito do pré-amplificador	49
4.2.9	Caixa metálica com a PCI de pré-amp	50
4.3.1	Magnitude e fase de dois pré-amps montados em caixas metálicas	51
4.3.2	Influência do circuito o pré-amp em um pulso bipolar	51
5.1.1	Diagrama do sensor indicando os principais elementos.	53
5.1.2	Resinagem do sensor termoacústico	55
5.1.3	Resultado final da montagem de dois sensores	56
5.2.1	Primeiro teste de campo realizado na praia da Urca	57
5.2.2	Espectrograma dos dados coletados pelos sensores	57
6.1.1	Aparato experimental para medir a velocidade do som na água	60
6.1.2	Exemplo de sinal transmitido e recebido	60
6.1.3	Algoritmo de filtragem dos sinais acústicos	61
6.1.4	Medidas de velocidade do som	62
6.1.5	Medida de atenuação do som	62
6.2.1	Laser Quantel Brilliant-b	64
6.2.2	Ilustração de um feixe laser usado como fonte termoacústica	65
6.2.3	Experimento de absorção de radiação infravermelha pela água	66
6.2.4	Medidas de absorção de energia IR pela água	67
6.2.5	Diagrama simplificado do sistema de medição do sinal termoacústico	68
6.2.6	Foto do experimento no laboratório de ablação e plasma do CBPF	68
6.2.7	Exemplo da forma de onda capturada pelo sensor termoacústico	69
6.2.8	Distância percorrida de um sinal da superfície até o sensor	70
6.2.9	Pulso bipolar de origem termoacústica extraído da série de pressão	71
6.2.10	Confirmação da origem acústica dos sinais do laser	71
6.2.11	Variação da amplitude do sinal em função da energia do pulso	72
6.2.12	medida da amplitude do sinal acústico com a variação da energia do pulso	73
6.2.13	Decaimento da amplitude em função da distância	74
6.2.14	Dependência térmica do sinal termoacústico	75
6.2.15	Exemplo de inversão da forma de onda do sinal acústico	75
6.2.16	Amplitude sinal acústico e β	76
A.1.1	Diagrama lógico da fonte simétrica	90
A.1.2	Foto da montagem final da PCI	91
A.1.3	Histograma das saídas do fonte simétrica	91
A.1.4	Esquema elétrico da fonte simétrica de baixo ruído.	92
A.3.1	Amplificador de carga	94
A.3.2	Esquema elétrico do integrador de cargas.	95

A.3.3	Placa de circuito impresso de um amplificador de carga	95
A.4.1	Amplificador híbrido com acoplamento CA	96

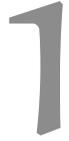
LISTA DE TABELAS

2.4.1	Valores da constante de Grüneisen	12
3.1.1	Propriedades piezoelétricas das cerâmicas utilizadas nos sensores	24
3.1.2	Sensibilidade de cerâmicas	28
3.1.3	Características de materiais para tampas	30
4.3.1	Componentes e ganho dos pré-amps montados.	50
5.1.1	Propriedades acústicas de diversos materiais	55
5.3.1	Sensibilidade calculada para os sensores termoacústicos	58
5.3.2	Sensibilidade de dois hidrofones comerciais	58
6.2.1	Especificações técnicas do laser Quantel Brilliant-b	64
A.2.1	Amplificadores operacionais de baixo ruído.	93
A.4.1	Transistores JFETs de baixo ruído	97

LISTA DE SÍMBOLOS

A_b	Área do feixe laser [m ²]
C	Capacitância [F]
c_a, c_s	Velocidade do som [m/s]
C_p	Calor específico [J/kg·K]
C_{PZT}	Capacitância do transdutor [F]
C_{ref}	Capacitância de referência [F]
d	Distância [m]
d_{ij}	Coefficiente piezoelétrico de carga [C/N]
D	Vetor deslocamento elétrico [C/m ²]
e_n	Densidade espectral de ruído de tensão [V/√Hz]
E	Campo elétrico [V/m]
E_a	Energia absorvida [J]
f	Frequência [Hz]
f_c	Frequência de corte [Hz]
g_{ij}	Coefficiente piezoelétrico de voltagem [V·m/N]
G	Ganho [V/V]
H	Calor de vaporização [J/kg]
i_n	Densidade espectral de ruído de corrente [A/√Hz]
k_{ij}	Coefficiente piezoelétrico de acoplamento eletromecânico
k	Constante de Boltzman [J/K]
M_0	Sensibilidade em campo-livre [V/Pa]
p_0	Pressão de referência [Pa]
p_n	Densidade espectral de ruído de pressão [Pa/√Hz]
$p(\vec{r}, t)$	Pressão acústica [Pa]
$q(\vec{r}', t)$	Densidade de energia [J/m ³]
q	Carga elétrica do elétron [C]
Q_m	Fator de qualidade mecânica
r_b	Raio do feixe de radiação [m]
S	Deformação mecânica [m]
s^E	Coefficiente elástico em um campo E constante [m ² /N]
t	Tempo [s]
T	Tensão mecânica [N/m ²]
T	Temperatura [°C, K]
TA	Termoacústico
T_c	Temperatura de Curie [°C]

$tg \delta$	Fator de perda do dielétrico (tangente de perdas)
W_m	Fluência máxima [J/cm^2]
Z	Impedância elétrica [Ω]
Z_a	Impedância acústica [kg/m^2s]
α_a	Coefficiente de absorção acústica da água [dB/m]
β	Coefficiente de expansão térmica [K^{-1}]
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo [F/m]
ϵ^T	Permissividade elétrica a tensão constante [F/m]
Γ	Constante de Grüneisen
Γ_r	Coefficiente de reflexão
λ	Comprimento de onda [m]
μ	Coefficiente de absorção óptica [m^{-1}]
ω	Frequência angular [$rads/s$]
ρ	Densidade [kg/m^3]
σ_b	Diâmetro do feixe de radiação [m]
τ_a	Tempo de trânsito do sinal acústico através do raio do feixe [s]
τ_p	Duração do pulso de radiação [ns]



INTRODUÇÃO

Há algumas dezenas de milhões de anos, o ancestral dos golfinhos e das baleias retornou aos oceanos [1] e de pronto iniciou sua adaptação sensorial ao novo ambiente. Estes animais “perceberam” que a luz (radiação eletromagnética) era rapidamente atenuada tornando a visão um sentido de curta distância em ambientes aquáticos e assim, adaptaram suas capacidades de vocalização e audição, uma vez que os sinais acústicos eram capazes de viajar longas distâncias. O registro mais antigo dessa propriedade acústica da água por humanos foi feita algum tempo depois, em 1490, quando o italiano Leonardo da Vinci escreveu: “Se você parar o seu barco e colocar a ponta de um longo tubo na água e na outra extremidade colocar a sua orelha, você escutará navios a grandes distâncias” [2].

A eficiência da propagação de sinais acústicos em meios mais densos que o ar vem sendo explorada em diversos sistemas de detecção e nas mais variadas aplicações. Nos anos de 1950 considerou-se a geração de sinais acústicos pela passagem de feixes de partículas em líquidos, abrindo a possibilidade de detecção de partículas por novos tipos de sensores¹ e assim surgiu um novo campo de investigação de efeitos acústicos gerados por radiação, muitas vezes denominado de foto/opto-acústica ou mais especificamente de termoacústica, quando o mecanismo de expansão térmica por absorção é responsável pela geração de som.

Com o surgimento da nova técnica veio a necessidade do desenvolvimento da instrumentação necessária para capturar os possíveis sinais previstos pela teoria. Entre as principais dificuldades dessa nova instrumentação destacam-se: as baixas eficiências de alguns mecanismos de interação que impõem a necessidade de sensores com alta sensibilidade e a pequena oferta de sensores disponíveis no mercado. Em algumas aplicações há a possibilidade da utilização de hidrofones de baixo ruído, mas estes também não são isentos de dificuldades técnicas e comerciais tais como: frequência de operação, dimensão, ruído, custo elevado, limites ou sanções de exportação de tecnologia com capacidade de aplicação militar, etc.

¹Alguns exemplos de sensores modernos utilizados na detecção de radiação são: sensores ópticos que detectam a cintilação de um material pela passagem de uma partícula, sensores a gás que emitem um pulso elétrico devido às cargas do gás ionizado pela radiação e dispositivos semicondutores que geram pares elétrons-buraco [3].

1.1 ESTADO DA ARTE EM TERMOACÚSTICA

A versatilidade da técnica termoacústica (TA) pode ser mais facilmente apreciada com a sua aplicação aos mais distintos propósitos. Na lista que segue algumas aplicações são exemplificadas, porém vale ressaltar que a lista está longe de ser exaustiva, sendo esta uma compilação de alguns tópicos selecionados.

FÍSICA DE ALTAS-ENERGIAS A investigação de fenômenos de geração de som por radiação foi estimulada principalmente pelo progresso no campo da física de altas energias [4]. O interesse na compreensão da origem de raios cósmicos de energia ultra-alta vem se consolidando em projetos de grande magnitude como, por exemplo, o observatório Pierre Auger na Argentina [5], o experimento IceCube na Antártica [6] e os observatórios submarinos ANTARES e KM3NeT no Mediterrâneo [7]².

Esses quatro observatórios têm em comum detectores Cherenkov, onde luz é produzida da interação de partículas com a água, contida em tanques no Pierre Auger, com a água do mar no caso do AMANDA e do KM3NeT, ou com gelo no caso do IceCube. Porém conforme deseja-se detectar partículas com energias cada vez mais altas o fluxo (número de partículas/área) tem um declínio dramático [9] sendo necessário instrumentar áreas, ou volumes, cada vez maiores.

Os sensores desses observatórios têm um limite de detecção igual a distância de absorção óptica da água e do gelo que no melhor dos casos é da ordem de dezenas de metros. Com o objetivo de aumentar a distância de detecção e conseqüentemente o tamanho dos observatórios, foram concebidos os experimentos SPATS (*South Pole Acoustic Test Setup*) [10], no IceCube, e o AMADEUS (*ANTARES Modules for the Acoustic Detection Under the Sea*) [11], no ANTARES³. Estes experimentos utilizam sensores desenvolvidos para a detecção do sinal termoacústico [13, 14] gerado em decorrência do aquecimento da água por um chuveiro hadrônico na colisão de um raio cósmico de alta energia com um átomo do meio.

GEOFÍSICA Um projeto inusitado foi proposto por De Rújula *et al.* (1983) [15] com o objetivo de explorar a estrutura geológica da Terra utilizando neutrinos. O projeto GENIUS (*Geological Exploration by Neutrino-Induced Underground Sound*) tinha como pro-

²O primeiro projeto de um observatório submarino foi o projeto DUMAND (*Deep Underwater Muon and Neutrino Detection*) iniciado em meados de 1976. Seus sensores seriam instalados em profundidades de 5 km, em planícies abissais próximas à costa do Havaí. Em 1996 o projeto teve sua verba terminada, encerrando o projeto antes da sua conclusão [8].

³No KM3NeT os módulos com os detectores ópticos (tubos fotomultiplicadores) têm um sensor acústico (hidrofone) projetado para o sistema de posicionamento acústico. Já se estuda a utilização desses sensores para a detecção termoacústica de partículas [12].

posta a exploração de jazidas de óleo e gás através da geração de sinais termoacústicos da interação entre partículas, emitidas por um acelerador de prótons submarino, e as estruturas geológicas de interesse.

Outros dois projetos propostos no mesmo trabalho são o GEMINI que estudou a possibilidade de exploração de depósitos de minérios de alto número atômico (Z) utilizando múons decorrentes da interação entre um feixe de neutrinos e os núcleons dos elementos. E por último, foi concebido o projeto GEOSCAN que tinha como finalidade fazer um perfil de densidade da Terra, especialmente do núcleo terrestre.

METROLOGIA A utilização do efeito termoacústico tem se mostrado promissora no desenvolvimento de medidores de potência de fontes de radiação. O método acústico de medição não difere das técnicas calorimétricas, onde a amplitude do sinal gerado é proporcional a energia absorvida.

A medição da potência de lasers foi feita inicialmente utilizando alvos sólidos e dentre os diversos trabalhos devotados a essa técnica podemos citar Peralta *et al.* (1988) [16] e Duarte e Vieira (1997) [17], onde o material de absorção térmica utilizado foram filtros de densidade neutra. Sensores similares aos desenvolvidos para fontes laser foram feitos para a detecção de radiação síncrotron, onde a intensidade do sinal termoacústico apresentou uma dependência linear com a corrente do feixe no *storage ring*. No trabalho de Masujima *et al.* (1989) [18], os pesquisadores foram capazes de medir sinais com comprimento de onda no raio-X e no infravermelho distante.

MONITORAMENTO AMBIENTAL No trabalho de Hodgson *et al.* (1995) [19] foram medidos os sinais termoacústicos de pulsos de radiação laser com duração de 200 ns e energia de ~ 2 mJ em amostras de água contaminadas com óleo. Demonstrou-se que para fonte de radiação de $\lambda = 0,904 \mu\text{m}$ os coeficientes de absorção da água e do óleo são muito distintos ($0,007$ e 14 cm^{-1}) resultando em uma grande variação do sinal para a adição ou subtração de cada miligrama de óleo. Além disso, quando usada uma fonte laser de $\lambda = 1064 \text{ nm}$, foi possível identificar a existência de óleo dissolvido e disperso (emulsificado) na amostra. Um dispositivo foi construído para monitorar a concentração de hidrocarbonetos da água de certos processos, que não deveria ultrapassar o limite de 40 ppm.

ESPECTROSCOPIA Através da modulação da fonte de excitação é possível gerar um espectro de resposta dos sinais fotoacústicos [20]. São inúmeras as aplicações espectroscópicas do método termoacústico. Por exemplo, em Acosta-Avalos *et al.* (2012) [21] foi investigado o efeito foto-tóxico do azul de metileno no fungo *Candida albicans*,

comum na microbiota gastrointestinal. Pela primeira vez foi levantando o espectro de absorção do *C. albicans* e foi identificado que a morte das células, pelo azul de metileno, está associada a alterações no metabolismo celular do fungo. Os autores citam que a mesma técnica já foi utilizada no estudo de drogas fotossintetizadas, que promovem uma resposta tóxica em células tratadas, em estudos com parasitas da malária, leishmaniose e disenteria.

MEDICINA Nós últimos dois exemplos foi visto que o mecanismo termoacústico pode ser empregado na detecção de substâncias em amostras. Em Zhao (2002) [22] também utilizou-se lasers pulsados infravermelhos para a determinação da concentração de glicose no sangue e em tecidos humanos. No trabalho foram desenvolvidos sensores com transdutores a base de PZT e PVDF, além da eletrônica de pré-amplificação necessária. Os resultados das medidas termoacústicas mostraram um sensibilidade de 2,5% e 14% para a mudança de 1% de glicose em amostras de tecido e sangue.

ARTES A possibilidade de ver por baixo da camada de tinta de quadros pode permitir estudar a técnica de artistas famosos através dos esboços e desenhos feitos nas telas antes da camada de tinta. Em Tserevelakis *et al.* (2017) [23] foi desenvolvido um procedimento que disparando pulsos laser de $\lambda = 1064$ nm foi possível imagear os desenhos feitos com lápis e carvão sob a camada de tinta da pintura. Na técnica, é depositada uma camada de gel sobre a obra de forma criar uma interface de baixa impedância acústica entre a região de emissão do sinal termoacústico e o transdutor que irá capturar o sinal.

INSTRUMENTAÇÃO OCEANOGRÁFICA A utilização de fontes pulsadas de radiação laser tem se mostrado fértil para o desenvolvimento de técnicas e instrumentos voltados a estudos oceanográficos. Por exemplo, no trabalho de Egerev *et al.* (2004) [24] utilizou-se um laser de CO₂ para transmitir uma sequência de dados gerados pelo impacto de pulsos laser na superfície do mar, com uma taxa de alguns bits/s, a um instrumento localizado a uma profundidade de 80 m e distante de 400 m.

Nos trabalhos de Chotiros *et al.* (1986) [25] e Hsieh H. A. (1987) [26] foi analisado a possibilidade da utilização de lasers aerotransportados para aplicações SONAR (*SOund NAvigation and Ranging* ou “Navegação e Determinação da Distância pelo Som”). Em Hickman e Edmonds (1983) [27] foi testada a possibilidade de fazer levantamentos batimétricos (relevo submarino) em águas rasas e turvas (em águas claras é possível medir a reflexão de um pulso de laser verde no leito marinho) utilizando pulsos de laser infravermelho com energias variando de 5 a 15 J/pulso. Como a proposta era de transportar o laser com uma aeronave, foram utilizados microfones com refletores parabólicos para aumentar a sensibilidade do sistema, em 20 dB, e restringir a

direcionalidade de captura do sinal. Estes três exemplos têm em comum a utilização de pulsos de alta densidade de energia fazendo com que outros mecanismos, além do termoacústico, sejam os principais contribuidores para a geração de som (p.e. vaporização do líquido).

1.2 OBJETIVOS

O grande número de publicações recentes, diretamente relacionadas a construção de sensores termoacústicos é um bom indício de um campo de pesquisa ainda jovem e pouco explorado. Veremos que diversos mecanismos de interação entre radiação e um meio condensado são capazes de gerar emissões acústicas. Afinal por que focar no desenvolvimento de um sensor capaz de detectar sinais acústicos gerados pelos mecanismos termoacústicos?

- Primeiramente diversos fenômenos interessantes são capazes de gerar sinais termoacústicos.
- Diferentemente dos processos de vaporização, quebra de dielétrico e mudanças fotoquímicas, no mecanismo de expansão térmica não há alteração da fase nem das propriedades da amostra.
- Dentre todos os processos fotoacústicos, o termoacústico é o que tem a teoria mais bem desenvolvida. Além de exibir uma relação proporcional simples entre a amplitude do sinal acústico e a energia absorvida [4, p.24].
- Como a eficiência do mecanismo termoelástico é baixa, cria-se a necessidade de se desenvolver um transdutor com alta sensibilidade abrindo oportunidades de empregar o sensor em campos que necessitem de medidas de pequenos sinais acústicos, como em acústica submarina⁴.

Assim, decidiu-se como objetivo do projeto o desenvolvimento de um sensor termoacústico, há ser usado em meios líquidos. O desenvolvimento do sensor foi inicialmente direcionado para duas aplicações específicas, porém não limitadas a elas:

- Medidas de deposição de energia por pulsos de radiação (metrologia);
- Estudos em física de altas energias, na detecção de partículas.

⁴No observatório de neutrinos NEMO/O ν DE, instalado a 3500 m de profundidade, há uma boa produção científica em temas relativos a bioacústica marinha e a paisagem acústica da região do empreendimento [28].

Como o sensor termoacústico é basicamente um hidrofone adaptado para a captura dos sinais termoacústicos (abreviado como TA), através de modificações simples, é possível expandir as possibilidades de utilização do sensor em aplicações não relacionadas a fenômenos termoacústicos. Por exemplo em acústica submarina, mais especificamente em: bioacústica, monitoramento da paisagem acústica submarina, detecção de sinais de telemetria para controle de instrumentos submersos, etc.

Alguns atributos desejados serviram como diretrizes iniciais para guiar o desenvolvimento dos sensores. São estes:

- Como os sinais relativos ao mecanismo termoacústico são tênues devido à baixa eficiência na conversão da energia absorvida em energia acústica almeja-se uma sensibilidade de transdução superior a -170 dB referente a $1\text{V}/\mu\text{Pa}$ [29].
- Resposta plana para uma banda espectral de pelo menos 50 kHz levando em consideração a resposta dos elementos transdutores (cerâmicas piezoelétricas) e a eletrônica de amplificação;
- Para não mascarar o sinal do mecanismo termoacústico é necessário minimizar o ruído elétrico na faixa espectral de operação do sensor;
- Afim de não privilegiar nenhuma direção de origem do sinal acústico é desejado uma padrão de direcionalidade omni-direcional;
- O sensor desenvolvido será utilizado em meios líquidos e portanto precisará ser robusto e capaz de operar durante longos períodos de imersão, com capacidade de suportar pressões hidrostáticas de até 50 dbar;
- Baixo custo, significativamente menor que o de sensores comerciais (\sim US\$ 2000);

2.1 BREVE HISTÓRICO

Os fenômenos de geração de som por radiação são normalmente conhecidos como mecanismos “fotoacústicos” ou “optoacústicos”, que apesar de insinuar uma relação direta com radiação óptica, outros tipos de radiação além da eletromagnética são capazes de interagir com substâncias e gerar som, como por exemplo: elétrons, prótons, íons e outras partículas. O trabalho precursor no campo do som gerado por radiação é atribuído a Alexandre Graham Bell, quando, em 1880, estudou a capacidade de diferentes materiais, incluindo diversos líquidos, de gerar som quando irradiados por um feixe de luz solar modulado por um disco com ranhuras regularmente espaçadas [30]. Nesse mesmo trabalho Bell descreveu a invenção do “fotofone” (Figura 2.1.1) onde a luz refletida do sol era modulada por um diafragma conectado a um bocal permitindo a transmissão de áudio.

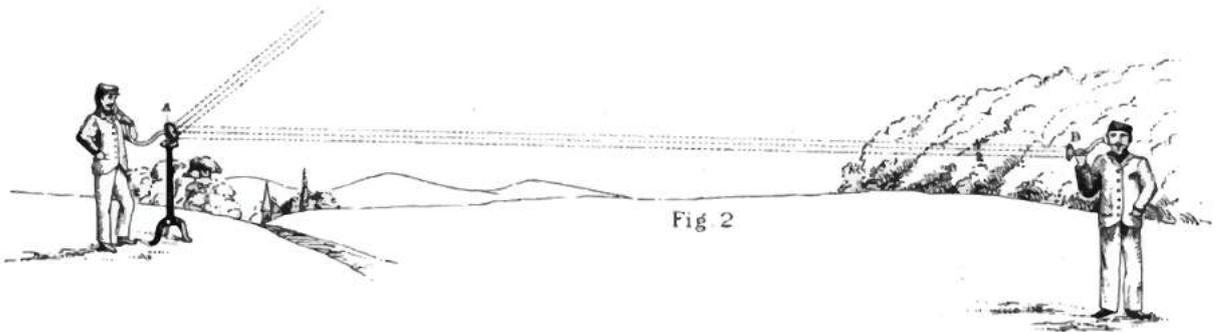


Figura 2.1.1.: Teste do fotofone em Paris, possivelmente a primeira aplicação prática de um mecanismo de geração de som por radiação. Extraído de [30].

Quase 80 anos após os experimentos de Bell, no fim da década de 1950, Gurgen A. Askaryan (Figura 2.1.2), físico russo de origem armênia, desenvolveu a teoria da geração de ondas acústicas emitidas pelo aquecimento localizado de líquidos pela passagem de partículas carregadas [31]. Este trabalho pioneiro levou ao desenvolvimento do “modelo termoacústico” no final da década de 1970 [31, 32, 33], e foi comprovado experimentalmente por Sulak *et al.* (1979) [34] utilizando um feixe de prótons e por feixes de elétrons e raios laser por Golubnichy *et al.* (1983) [35].

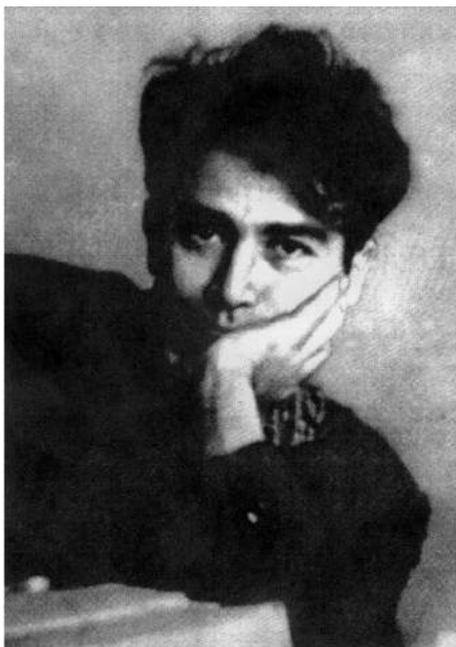


Figura 2.1.2.: Gurchen Ashotovich Askaryan (1928–1997). Fonte: Bolotovskii, B. M.

2.2 ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO PELA MATÉRIA

O campo acústico gerado pela penetração de radiação em um meio condensado é determinado predominantemente pelas características de absorção da radiação pela substância. A absorção depende do tipo de partícula, sua energia e o material do alvo. Durante a passagem da partícula pela substância, esta interage com os átomos nas camadas eletrônicas ou com os núcleons atômicos. Dentre os tipos de interação (gravitacional, forte, eletromagnética e fraca) a que exerce um papel de protagonista é o acoplamento eletromagnético [4, p.13]. Alguns exemplos de interação são descritos abaixo.

Partículas carregadas, como por exemplo elétrons, múons, prótons e diversos núcleos atômicos (H, He³, He⁴, etc.), com níveis moderados de energia, são absorvidas pela colisão inelástica com os elétrons das camadas mais externas da nuvem eletrônica.

As partículas com carga nula, entre as mais importantes os nêutrons e os neutrinos, são desaceleradas em colisões diretas com o núcleo atômico onde a força nuclear é a intermediadora do processo. Como a perda de energia de partículas neutras é bem menor do que em partículas carregadas, a partícula neutra tem uma maior capacidade de penetração, assim percorrendo maiores distâncias dentro da substância.

Quando tratamos de radiação eletromagnética, onde as partículas são fótons, veremos mais adiante (§2.4.2) uma absorção caracterizada por um decaimento exponencial conforme a radiação penetra o material. Os processos que regem a interação dos *quanta* com a substância são: o efeito fotoelétrico (p.e. a ejeção de um elétron por um raio-X) [36], o espalhamento Compton e a formação de pares elétron-pósitron [4].

2.3 MECANISMOS DE GERAÇÃO DE SOM EM LÍQUIDOS

Uma gama de fenômenos é capaz de gerar ondas acústicas a partir da injeção de radiação em uma substância absorvedora. Estes mecanismos dependem do tipo de radiação, da intensidade, do material que compõe o alvo e da maneira como essa energia é liberada na região de absorção. Os múltiplos fenômenos podem ser listados em ordem crescente de eficiência (η = energia acústica gerada/energia absorvida) como sendo: eletrostrição, expansão térmica, vaporização superficial, vaporização explosiva (ebulição) e *breakdown* óptico [4, 25, 37]. O mecanismo de geração de som de cada um destes fenômenos pode diferir entre um e outro e, como mostrado na Figura 2.3.1, nem sempre tem origem termodinâmica ou tem como princípio efeitos de absorção.

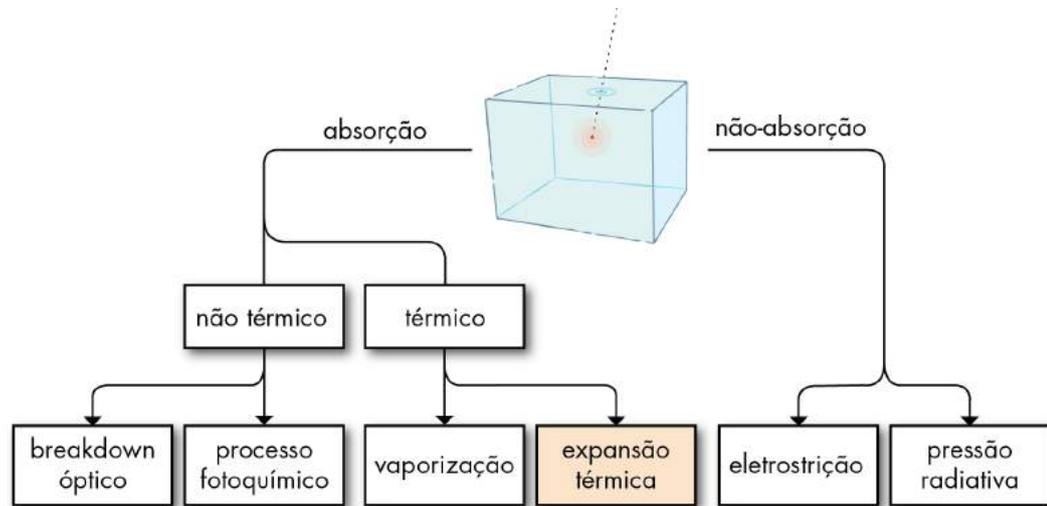


Figura 2.3.1.: Mecanismos de geração de energia acústica por pulsos de radiação. Adaptado de [22].

A eletrostrição provoca a contração da matéria devido a ionização produzida por um agente ionizador, como por exemplo partículas carregadas ou radiação eletromagnética ionizante. Com a interação da radiação com o meio há produção de íons que, por serem carregados eletricamente, atraem moléculas do meio produzindo variações na densidade da amostra que em condições adequadas propiciam a emissão de ondas acústicas que se propagarão pelo material. A geração de som por eletrostrição acontece especialmente em valores baixos do coeficiente de expansão térmica β [38] (ou coeficiente de dilatação volumétrica) e se limita a substâncias transparentes, ou de baixa absorção, e para o caso de radiação eletromagnética somente quando aplicados intensos campos elétricos ($> 10^7$ V/cm) [22, 39].

O próximo fenômeno em eficiência, e foco deste trabalho, é o mecanismo termoacústico, ou também chamado de termoelástico quando tratamos de alvos sólidos. Quando a radiação é absorvida pelo líquido, é causado um aumento local de temperatura que consequentemente expandirá o meio, aumentando o volume e assim mudando

a densidade. Essa variação de densidade gera um gradiente de pressão que se propagará pelo material. O mecanismo termoacústico acontece com fontes de densidade de energia moderada e quando não há transição de fase do meio. Dentre os mecanismos de geração acústica por radiação este é o único fenômeno onde a intensidade da onda acústica é linearmente proporcional à densidade de energia absorvida [4, 40, p.4].

Vaporização e ebulição do líquido acontecerão quando a densidade de energia absorvida ultrapassar certos limites definidos pelas propriedades ópticas e térmicas da substância, que para água está próximo de $2,5 \text{ kJ/cm}^3$ [39, 41, 40]. Se o aumento de temperatura se aproximar da temperatura de ebulição, os efeitos de geração de som por evaporação serão significativos. O pulso de som será gerado pela expansão térmica do meio. Conforme a deposição de energia na superfície do meio é intensificada a camada superficial do material entrará em ebulição de onde uma pluma de vapor será ejetada. A ejeção do vapor em alta velocidade irá criar uma onda de choque que produzirá uma onda de compressão na superfície do líquido. Se houver formação de bolhas a implosão destas também emitirá sinais acústicos [25, 42]. A eficiência de conversão deste mecanismo pode alcançar 1% [43].

A quebra do dielétrico (*breakdown*) acontece quando há a ionização completa ou parcial da substância através da absorção de energia térmica ou eletromagnética, resultando num plasma, constituído de um aglomerado de partículas carregadas, que produzirá uma onda de choque no líquido que se propagará a velocidades supersônicas [44]. Para que ocorra a quebra do dielétrico em água pura é necessária a deposição de intensidades de $\sim 10^{10} \text{ W/m}^2$ [42, 43]. A produção de pulsos acústicos pela formação de plasma pode ser facilmente alcançada com lasers modernos, capazes de gerar pulsos de curta duração que focados através de lentes, podem alcançar níveis elevados de irradiação. A quebra do dielétrico é um dos fenômenos com maior eficiência de conversão podendo alcançar até 30% em líquidos [37, 45].

Por fim, dois mecanismos curiosos de geração de som, porém de menor importância para este trabalho, são reações fotoquímicas capazes de causar emissões acústicas, como por exemplo em amostras de cloroplastos em processo de fotossíntese [37] e o mecanismo de pressão radiativa, ou mecanismo dinâmico [4], que é a pressão exercida sobre a superfície da amostra pela transferência de momento das partículas incidentes para os átomos do alvo [22].

2.4 MODELO TERMOACÚSTICO

De acordo com o modelo termoacústico, a energia depositada localmente em um meio líquido, p.e. pela interação de um chuveiro hadrônico ou um pulso de laser,

acarreta em um aquecimento quase instantâneo em relação à velocidade de propagação do som no meio. Por conta da variação da temperatura, o meio expande ou contrai de acordo com coeficiente de expansão volumétrica β . O movimento acelerado do meio aquecido forma um pulso de pressão que se propaga pelo volume.

O campo de pressão $p(\vec{r}, t)$ gerado pela deposição da densidade de energia no meio $q(\vec{r}', t)$, desprezados os efeitos da viscosidade e atenuação acústica, é governado pela equação da onda definida por [32, 33, 46],

$$\vec{\nabla}^2 p(\vec{r}, t) - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{\beta(T)}{C_p} \frac{\partial^2 q(\vec{r}', t)}{\partial t^2} \quad (2.4.1)$$

Onde \vec{r} refere-se à posição do observador, \vec{r}' o ponto de deposição de energia, C_p o calor específico, β o coeficiente de expansão térmica do meio e c_s a velocidade do som do meio. Uma solução para a equação acima é dada na seguinte forma [32]:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\beta(T)}{4\pi C_p} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} q\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s}\right) dV' \quad (2.4.2)$$

onde $|\vec{r} - \vec{r}'|/c_s$ é o tempo de viagem do sinal acústico. A solução para a equação 2.4.2 depende do tipo de deposição de energia $q(\vec{r}', t)$. Nos estudos de geração acústica por raios cósmicos, como neutrinos de altíssima energia, é comum utilizar a função delta de Dirac $\delta(\vec{r}', t)$ para representar uma deposição quase instantânea de energia. Em estudos com laser e outros tipos de fonte, é recorrente o uso de feixes com perfis gaussianos de intensidade, sendo estes mais apropriados para a função $q(\vec{r}', t)$ [4, 39].

2.4.1 *Influência da temperatura e do meio*

O modelo teórico prevê que o sinal de origem termoacústica depende das características da fonte de radiação (geometria, energia, etc.) e das propriedades do meio absorvedor. As propriedades do meio podem ser agrupadas no parâmetro de Grüneisen [4]:

$$\Gamma = \frac{\beta c_s^2}{C_p} \quad (2.4.3)$$

Onde c_s é a velocidade do som no meio, C_p o calor específico e β o coeficiente de expansão térmica. Estes três apresentam uma dependência substancial com a temperatura.

Como o sinal TA é proporcional à constante de Grüneisen Γ , a escolha do material alvo terá fortes implicações no nível dos sinais. Na Tabela 2.4.1 foram calculados

os valores de Γ para algumas substâncias, de onde fica evidente a vantagem na escolha adequada do material alvo. Alguns projetos exploram a utilização de meios com Γ maior que o da água. Por exemplo, o observatório IceCube, na Antártica, acolhe o experimento SPATS (*South Pole Acoustic Test Setup*) utilizando o gelo como meio de detecção, e a utilização de domos salinos para a detecção acústica de neutrinos também já foi tema de estudo [47].

Tabela 2.4.1.: Valores da constante de Grüneisen (Γ) para diferentes materiais.

Parâmetro	água destilada [33]	água do mar [33, 10]	gelo [10]	sal [10]
T [°C]	20	15	-51	30
ρ [kg/m ³]	998	1051	920	2160
c_s [m/s]	1483	1530	3920	4560
β [10 ⁻⁵ /K]	20,7	25,5	12,5	11,6
C_p [J/kg · K]	4182	3900	1720	839
Γ	0,11	0,15	1,12	2,87

O coeficiente de expansão volumétrica da água tem um comportamento anômalo e importante na detecção do fenômeno termoacústico. Quando em baixas temperaturas o β da água assume valores negativos. Em temperaturas próximas a 4 °C, ponto de máxima densidade da água, β tende a zero, e acima dessa temperatura assume valores positivos. O fato de β , e conseqüentemente o sinal TA, inverter de polaridade e desaparecer próximo a 4 °C é uma peculiaridade do mecanismo de expansão térmica e serve como um teste decisivo para a comprovação experimental da origem do sinal [48]. Na Figura 2.4.1 é mostrado um exemplo de duas curvas características de pulsos termoacústicos invertidas pela inversão da polaridade de β por conta da temperatura da água estar abaixo e acima de 4 °C [49].

2.4.2 Radiação laser como fonte termoacústica

A utilização de fontes de radiação laser é bastante difundida¹, sendo as primeiras utilizações realizadas por Askaryan *et al.* em 1963 [54] e Carome *et al.* em 1964 [55]. Alguns trabalhos analisaram uma característica interessante de fontes laser como sendo capazes de gerar sinais acústicos similares aos de partículas carregadas [14, 34, 53]. Além disso, os sistemas modernos apresentam uma grande flexibilidade no controle

¹Algumas referências: [14, 22, 26, 39, 40, 48, 49, 50, 51, 52, 53] entre outras dezenas (centenas?) de publicações.

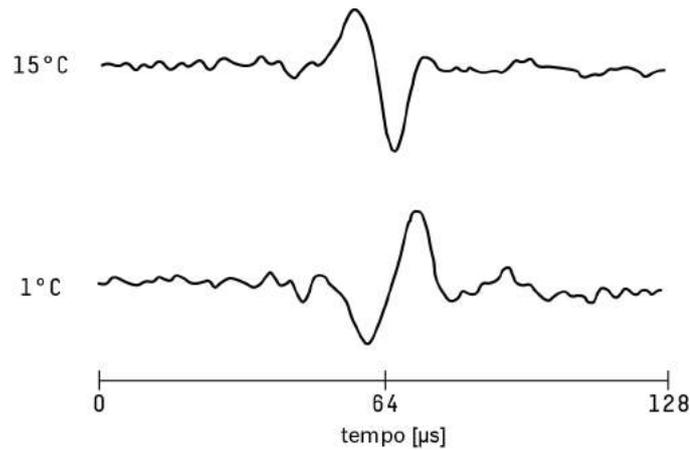


Figura 2.4.1.: Inversão dos pulsos por conta da temperatura do líquido, fenômeno característico do mecanismo termoacústico. No exemplo foi utilizado um laser de rubi de $\lambda = 6943 \text{ \AA}$, diâmetro de 1 cm e $\tau = 10 \text{ ns}$. Adaptado de [49].

do experimento, como por exemplo a capacidade de geração de pulsos monocromáticos de alta densidade de energia e curta duração, e a facilidade de adaptar a direção do feixe e modificá-lo utilizando elementos ópticos simples como prismas e lentes.

Quando um pulso de radiação eletromagnética atinge um líquido, a radiação será absorvida por um certo volume que sofrerá uma expansão seguida por uma relaxação térmica, ou o inverso para o caso da água a temperaturas abaixo de $4 \text{ }^\circ\text{C}$. Para pulsos de curta duração² a pressão acústica é proporcional à densidade de energia absorvida, e também ao coeficiente de Grüneisen definido pelos parâmetros físicos do meio.

Para definir o comportamento do pulso de pressão é necessário definir a função de densidade de energia absorvida $q(\vec{r}', t)$, e a geometria do volume de líquido que a absorveu. Diversos são os trabalhos que tratam sobre este assunto [14, 26, 39, 40, 56]. A título de ilustração é exibido na Figura 2.4.2 a distribuição espacial da energia absorvida por um volume de água para um pulso laser de 10 ns de duração de $\lambda = 1064 \text{ nm}$, feita com base no trabalho de Bushanam (1975) [56],

$$I(r, z) = \frac{I_0 \sqrt{e}}{\tau_p} \mu \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_b^2}\right) \cdot \exp(-\mu z) \quad (2.4.4)$$

Onde I_0 é a intensidade de pico do laser em W/m^2 , μ o coeficiente de absorção do material para o comprimento de onda do laser, e τ_p a duração do pulso. A equação acima pode ser desmembrada em três partes, o primeiro termo relacionado às características da fonte laser (intensidade e diâmetro do feixe), o segundo termo relativo à atenuação radial de energia e o último termo referente ao decaimento da intensidade

²Um pulso é considerado de curta duração quando a duração deste é muito menor que o tempo de difusão da energia sobre o volume aquecido, ou seja, $c_s \cdot \tau_p \ll \mu^{-1}$ [22].

com a profundidade, e se analisado isoladamente é exatamente a Lei de Beer-Lambert, descrita em seguida (§2.4.2.1). Resolvendo a equação 2.4.4 podemos visualizar a absorção de energia sofrida por um pulso de radiação laser na Figura 2.4.2.

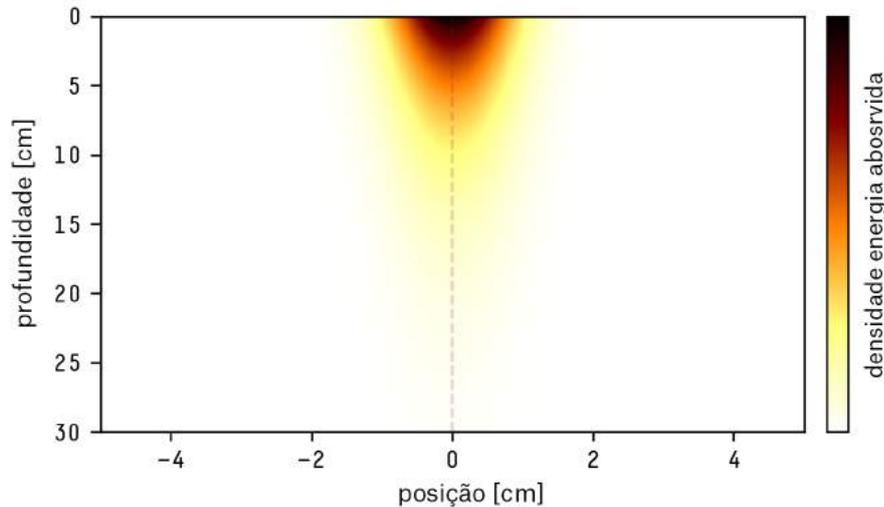


Figura 2.4.2.: Simulação do perfil de absorção de energia de um pulso de radiação laser de $\lambda = 1064$ nm, diâmetro de 9 mm, $I = 370$ MW/cm² e $\mu = 0,14$ cm⁻¹.

Uma primeira solução para a Equação 2.4.2 foi proposta por Hu, C.L. (1969)[57] para um volume aquecido³ com geometria esférica e depois adaptada por [37, 39, 40, 58] de forma a generalizar a geometria do volume aquecido. O pulso de pressão, supondo uma deposição de energia com perfil gaussiano, pode ser representada por [39, 59]:

$$p(r, t) = -\frac{\beta(T)E_a c_s^3}{2\pi^{3/2} C_p r_0^3} \frac{1}{r} \left(t - \frac{r}{c_s} \right) \exp \left\{ -\left[\frac{c_s}{r_0} \left(t - \frac{r}{c_s} \right) \right]^2 \right\} \quad (2.4.5)$$

A forma do transiente de pressão TA depende da distribuição da absorção mas geralmente tem um formato bipolar, quando gerado por fontes esféricas ou cilíndricas [40], e duração que dependerá da duração do pulso laser τ_p e o tempo de trânsito do sinal acústico τ_a , pelo raio do feixe r_b , calculado por $\tau_a = r_b/c_a$ [59]. Na Figura 2.4.3 são mostrados os pulsos previstos pelo modelo teórico e o pulso medido experimentalmente pela injeção rápida de um feixe laser com energia de 13 mJ. Inicialmente observa-se um pulso de compressão devido a expansão do volume aquecido e logo em seguida um pulso de compressão devido a contração ou relaxação do meio [40, 49].

Uma investigação do formato espectral do sinal bipolar, similar ao da Figura 2.4.3, pode ser vista na Figura 2.4.4 onde foi calculada a transformada de fourier do pulso bipolar simulado, através da Equação 2.4.5, com energia do pulso de 13 mJ, $\lambda =$

³O aumento de temperatura pode ser calculado através de $\delta T = E_a / (\pi(\sigma_b/2)^2 \mu^{-1} \rho C_p)$ [43]. Por exemplo, para um pulso de 10 mJ teremos um aumento da temperatura do volume de absorção de $\delta T \approx 0,5 \times 10^{-3}$ °C.

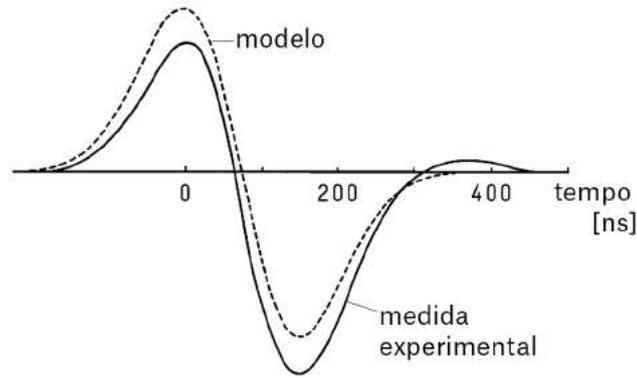


Figura 2.4.3.: Pulso de pressão termoacústico gerado por um pulso rápido de radiação laser de 13 mJ. A linha tracejada mostra os valores esperados pelo modelo teórico e a linha contínua o sinal medido. Imagem adaptada de [39].

1064 nm e os coeficiente de condutividade e expansão térmica da água.

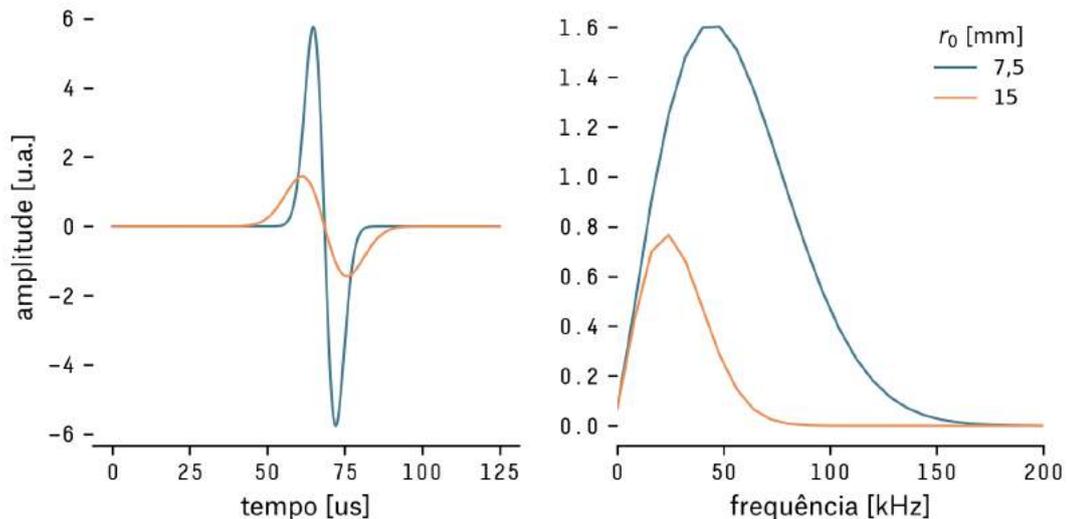


Figura 2.4.4.: Sinal termoacústico no tempo (esquerda) e na frequência (direita). As curvas são para dois valores distintos de r_0 , que é definido pelo diâmetro do feixe e a absorvidade da água[39].

Como descrito em §2.3, com o aumento da densidade de energia é possível mudar ou combinar mecanismos de geração de som. No trabalho de Chotiros *et al.* (1986) [25] foram compilados, da literatura científica, limites mais precisos para as regiões dos fenômenos de interação geradores de som em relação à fluência (em J/m^2) e à irradiância (ou intensidade, em W/m^2) de um laser infravermelho de $\lambda = 1,06 \mu m$ infligido contra um volume de água. Nos experimentos realizados neste trabalho as características energéticas da fonte laser foram mantidas na região de expansão térmica, de cor alaranjada na Figura 2.4.5.

Quando um pulso laser passa de um meio transparente para um “opaco” ou absorvedor, este transfere sua energia para uma camada superficial da ordem da distância de absorção óptica do material [51], portanto o conhecimento desta propriedade da substância absorvedora faz-se importante para a definição das características da fonte

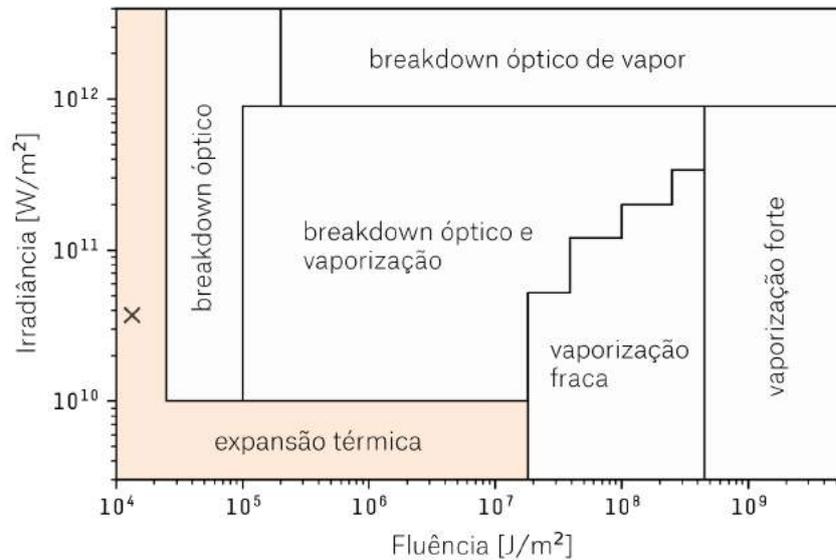


Figura 2.4.5.: Anatomia dos mecanismos de geração de som na água com um laser de $\lambda=1,06 \mu\text{m}$. Como a radiação laser não é ionizante, o fenômeno de eletrostrição não aparece. O x indica os valores nominais máximos do laser Quantel-b de $1,064 \mu\text{m}$. Adaptado de [25].

TA e das dimensões do tanque de provas.

2.4.2.1 Absorção de radiação eletromagnética por líquidos

Parte da radiação laser que penetra no líquido é absorvida pela matéria, e a intensidade da absorção é determinada pelas características do meio absorvedor e do tipo de radiação penetrante. Quando a radiação eletromagnética (luz, radiação laser, raios-X, raios- γ , feixe de elétrons relativísticos) atravessa o meio absorvedor, sua intensidade é reduzida exponencialmente, produzindo um aumento na temperatura do meio, descrita pela lei de Beer-Lambert:

$$I = I_0 e^{-\mu z} \quad (2.4.6)$$

A distância percorrida até o sinal ser atenuado por um fator de $1/e$, equivalente a aproximadamente 63% da energia inicial, é chamada de distância de atenuação e igual ao inverso da constante de absorção do meio, μ^{-1} .

O conhecimento da constante de absorção do meio para a fonte utilizada tem implicações importantes na determinação do volume irradiado. As dimensões espaciais da distribuição térmica da fonte são definidas pelo raio do feixe laser, r_b , e a constante de atenuação, μ .

Se $\mu \cdot r_b \gg 1$, equivalente a uma forte absorção, a zona de aquecimento será formada próxima à fronteira onde ocorreu o impacto e terá um formato similar a um

disco fino. O caso oposto, quando $\mu \cdot r_b \ll 1$, haverá uma baixa absorção e o calor será depositado em um extenso cilindro penetrando a substância (eixo z).

Independentemente da forma como pulso da radiação perturba o meio e da intensidade do pulso acústico gerado, o líquido influenciará no sinal de som propagante.

2.5 PROPAGAÇÃO DE SINAIS ACÚSTICOS NA ÁGUA

Sons se propagam com bastante eficiência em meios densos. Por exemplo, enquanto no ar a velocidade do som é de 340 m/s, na água o som viaja a aproximadamente 1500 m/s. Não é por acaso animais marinhos utilizam o som para comunicação a longas distâncias⁴.

Porém, quando um sinal acústico é emitido este sofre uma atenuação que é caracterizada pelas propriedades do meio de propagação, e que varia com a distância entre a fonte e o receptor, ou seja, conforme nos afastamos de uma fonte sonora a amplitude do sinal escutado irá diminuindo.

Podemos estimar a atenuação do sinal acústico na água através de um modelo simples de perda de transmissão (em inglês, *TL - Transmission Loss*) que leva em consideração dois fenômenos: a absorção da água α , e o efeito de divergência dos raios de som, também chamado de espalhamento geométrico. Este modelo pode ser definido da seguinte forma [61].

$$TL = \alpha \cdot r + n \cdot \log_{10} \left(\frac{r}{r_{ref}} \right) \quad [\text{dB}] \quad (2.5.1)$$

É conveniente utilizar $r_{ref} = 1 \text{ m}$, simplificando a equação acima para:

$$TL = \alpha \cdot r + n \cdot \log_{10} (r) \quad [\text{dB}] \quad (2.5.2)$$

A água pura é um meio dissipativo de propagação, absorvendo parte da energia da onda através da sua viscosidade (e de reações químicas quando há outros componentes dissolvidos na água, como por exemplo o sulfato de magnésio – MgSO_4 – e o ácido bórico – H_3BO_3 – na água do mar). Um modelo da atenuação pela absorção da água pura, α_a , é descrito em Clay e Medwin (1977)[61] de onde é possível calcular o coeficiente de atenuação com base na frequência do sinal (f) e alguns parâmetros da água como viscosidade (μ), densidade (ρ_a) e a velocidade do som na água (c_a) por:

⁴Por exemplo, em 1991, o oceanógrafo Walter H. Munk idealizou um experimento no sul do oceano Índico, próximo à ilha de Heard, onde uma fonte sonora foi submergida a 175 metros de profundidade emitindo um tom de 57 Hz com intensidade de 206 dB re 1 μPa a 1 metro. O sinal foi detectado por diversas estações hidroacústicas espalhadas pelo mundo, incluindo uma estação em Bermudas a 16.000 km de distância [60].

$$\alpha_a = \frac{1,71 \times 10^8 (4\mu/3 + \mu') f^2}{\rho_a c_a} \quad [\text{dB/m}] \quad (2.5.3)$$

Quando as distâncias de viagem do pulso de som são pequenas, a atenuação das ondas de som pela absorção da água pode ser negligenciada e será dominada pelo efeito de espalhamento geométrico. Por exemplo, para um sinal senoidal $f = 100$ kHz, em água a 20 °C, obtemos um coeficiente de absorção $\alpha_a \sim 0,002$ dB/m.

Quando raios de som convergem ou divergem, a variação da separação entre dois raios próximos pode ser usada para estimar a perda por transmissão. Este fenômeno é conhecido como espalhamento geométrico e é quantificado pelo segundo membro da Equação 2.5.2 [61]⁵. Quando o som tem um espalhamento com geometria esférica, ou seja, ainda longe das interfaces do ambiente de propagação, utilizamos $n=20$ e quando o espalhamento for cilíndrico, normalmente quando a frente de onda já alcançou o topo e o fundo da região de propagação, utiliza-se $n=10$.

Então, considerando somente a perda por espalhamento geométrico esférico, qualquer sinal, independente da frequência, sofrerá uma atenuação de 6 dB após cada duplicação da distância viajada⁶. Por exemplo, supondo a distância de referência como sendo 1 m, um sinal será atenuado em 6 dB a 2 m, 12 dB a 4 m...

2.6 ESCUTANDO PULSOS DE RADIAÇÃO

Uma forma de detectar sinais acústicos gerados pela interação da radiação com um meio-condensado é através da utilização de um elemento capaz de transduzir energia acústica em energia elétrica. Fortuitamente, materiais com propriedades piezoelétricas são apropriados para essa conversão e diversos compostos piezoelétricos, nos mais variados formatos, podem ser adquiridos com certa facilidade. Atualmente, as cerâmicas piezoelétricas são o tipo de elemento de transdução mais utilizado em hidrofones. Porém algumas tecnologias mostram-se promissoras, destacando-se sensores a fibra óptica e polímeros piezoelétricos, como por exemplo o PVDF (fluoreto de polivinilideno).

Assim que uma onda acústica vai de encontro com um transdutor piezoelétrico a força exercida nas superfícies expostas do elemento faz com este sofra minúsculas deformações. Estas deformações irão gerar um pequeno sinal elétrico captado por fios conectados a eletrodos metálicos, normalmente depositados nas faces do material piezoelétrico. A amplitude do sinal elétrico depende da sensibilidade do transdutor (uni-

⁵Um segundo modelo de absorção, descrito em [62], foi avaliado, obtendo-se resultados similares ao modelo utilizado.

⁶ $TL = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{2r}{r} \right) = 20 \cdot \log_{10}(2) = 6,02$ dB

dade: $V/\mu\text{Pa}$ ou $\text{dB re } V/\mu\text{Pa}$) e geralmente é da ordem de microvolts, e portanto precisa ser amplificado para ser detectado em estágios posteriores de amplificação, filtragem, transmissão, digitalização ou processamento (Figura 2.6.1).

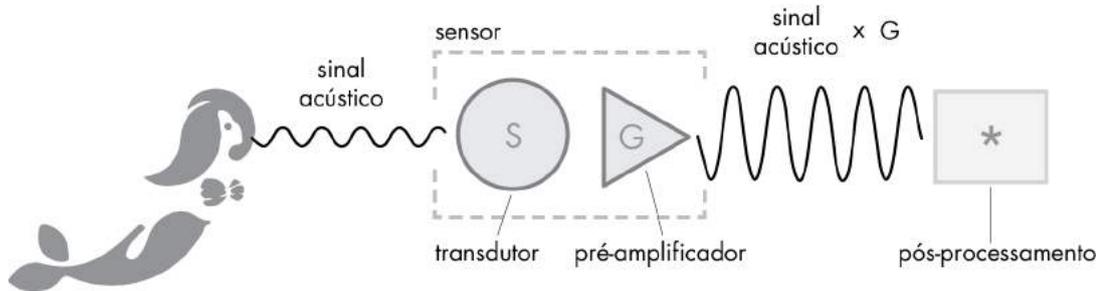


Figura 2.6.1.: Componentes principais do sensor termoacústico.

O objetivo final deste trabalho é o desenvolvimento e a construção de um sensor com sensibilidade para medir fenômenos termoacústicos, com boas características elétricas e robustez mecânica para aplicações em campo.

2.6.1 Critérios de proximidade – zonas acústicas

O campo próximo de uma fonte acústica (em inglês, *near-field*) é a região onde o campo exibe uma interferência considerável entre as ondas de som emanando das diferentes partes da estrutura da fonte [63]. Nessa região, a distribuição espacial da amplitude do campo é relativamente complexa. Sem um modelo físico da fonte de vibração torna-se difícil tomar conclusões significativas sobre a saída acústica da fonte através de uma medição pontual.

Por isso a maioria das medidas de ruído irradiado são feitas no campo distante (em inglês, *far-field*). O campo distante é a região distante o bastante da fonte onde a pressão sonora e a velocidade das partículas estão com uma pequena diferença de fase, e toda onda sonora parece originar de uma fonte pontual. Nessa região, longe de fronteiras refletoras de som, a pressão sonora deverá cair com o inverso da distância da fonte, ou seja, 6 dB para cada duplicação da distância. Uma forma de averiguar experimentalmente se o sensor encontra-se no campo distante seria, utilizando uma fonte acústica constante, medir a variação de tensão de saída do sensor para duas distâncias. Se a variação de voltagem for inversamente proporcional à distância, o critério de proximidade é satisfeito [64].

Idealmente devemos trabalhar com um cenário de campo-livre (*free field*), porção esquerda da Figura 2.6.2, onde o campo acústico na região das medidas estará idealmente livre da influência do ambiente de teste, ou seja, longe das bordas e interfaces.

Como visto, desejamos manter o sensor na região do campo distante do projetor

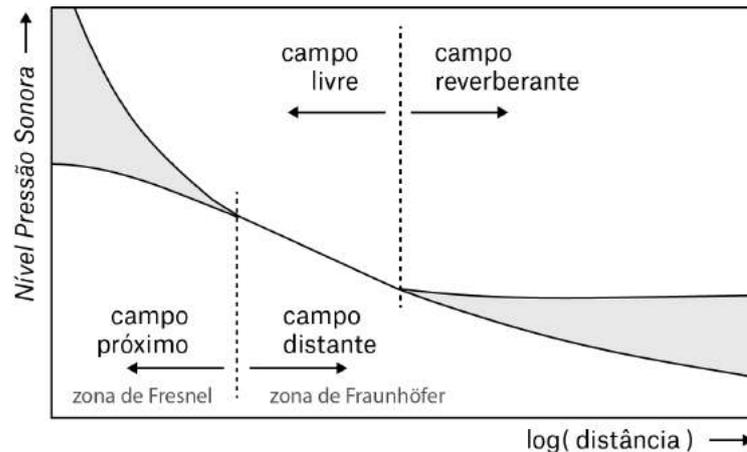


Figura 2.6.2.: Variação do nível de pressão sonora com a distância da fonte e definições das regiões dos tipos de campo acústico. As áreas cinzas indicam regiões onde a intensidade sonora não varia monotonicamente, como na interseção do campo distante com o campo livre, podendo variar bruscamente para pequenas variações de posição. Adaptado de [63].

acústico, no nosso caso um pulso de radiação. Nesta região a intensidade da pressão sonora tem um decaimento monotônico conforme nos afastamos da fonte. É comum utilizar a Equação 2.6.1 para a distância da fronteira que separa o campo próximo do campo distante em transdutores com geometria cilíndrica [22, 32, 49, 65]⁷:

$$d_{far} = \frac{L^2}{\lambda} \quad (2.6.1)$$

Quando utilizamos um laser como fonte termoacústica, L representa a maior dimensão da nossa fonte que neste caso assumimos como sendo a distância de absorção $1/\mu$ [59] (§2.4.2.1), e λ é o comprimento de onda do som que pode ser aproximado por duas vezes o diâmetro do feixe, $\lambda = 2\sigma_b$ [32, 34]⁸.

⁷A definição exata da fronteira que divide o campo próximo do campo distante é motivo de debate. Em [66] as diferenças e discussões são analisadas aprofundadamente. Por exemplo, a norma IEC 60565 define a distância de fronteira para um projetor de pistão circular de raio a como $d > 4a^2/\lambda$. Já na norma ANSI/ASA S1.20-2012 o critério é $d > \pi a^2/\lambda$.

⁸Para o laser usado nos experimentos $d_{far} \approx \frac{(\mu^{-1})^2}{\lambda} = \frac{(\mu^{-1})^2}{2\sigma_b} = \frac{(1/0,14)^2}{1,8} \approx 28$ cm.

O primeiro passo na construção de um sensor termoacústico é a escolha do elemento de transdução eletroacústica. A definição desse elemento deve ser criteriosa, pois seus parâmetros definirão a banda passante, a sensibilidade do sensor e o ruído mínimo do sistema. Portanto, análises teóricas dos parâmetros de interesse das cerâmicas são avaliadas antes da escolha definitiva entre as opções disponíveis comercialmente, e uma vez selecionado o elemento de transdução, este é configurado e caracterizado para verificar se o produto corresponde com as especificações do fabricante e com os valores previstos.

3.1 CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS

Em 1880, o efeito piezoelétrico foi descoberto pelos irmãos Pierre e Jacques Curie em amostras de cristais de quartzo, SiO_2 [67]. Eles descobriram que cristais com células unitárias assimétricas, quando submetidos a esforços mecânicos, sofrem uma mudança de polarização elétrica proporcional ao estresse sofrido, acumulando cargas elétricas (Figura 3.1.1)¹. É interessante notar que o efeito é reversível, ou seja, além de converter energia mecânica em elétrica o oposto também procede, se injetarmos energia elétrica ao material este irá sofrer deformações.

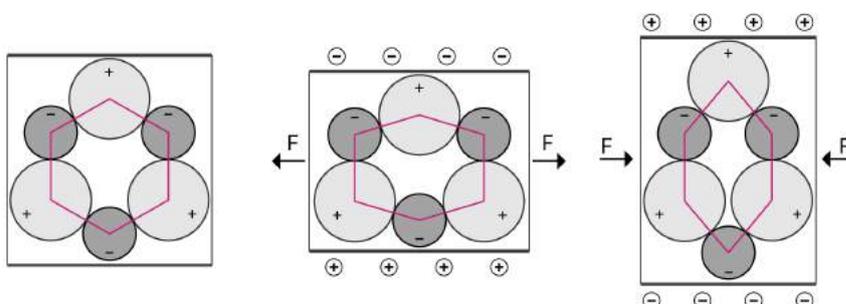


Figura 3.1.1.: Piezoeletricidade em um cristal de quartzo (SiO_2) em três momentos: repouso, sofrendo tensão e sob compressão.

¹Uma das primeiras aplicações de cristais piezoelétricos foi no ano de 1917 quando o físico francês Paul Langevin, ex-aluno de Pierre Curie, percebeu o potencial dos cristais de quartzo na geração e detecção de pulsos de som, desenvolvendo sensores acústicos (hidrofonos) para detecção de submarinos [68, 69, 70].

Atualmente, são conhecidos um grande número de materiais que apresentam características piezoelétricas, desde o mais simples cristal de quartzo até polímero e materiais compostos como as cerâmicas e até mesmo biomateriais como tendões, tecidos ósseos e ácido desoxirribonucleico (DNA) [70]. Porém, de interesse deste trabalho, trataremos especificamente das cerâmicas piezoelétricas, que são a matéria-prima para a maioria dos piezo-elementos produzidos industrialmente [13] e com vasta aplicação em sensores acústicos nas mais diversas áreas.

Hoje sabemos que algumas cerâmicas podem adquirir propriedades piezoelétricas, com maior ou menor duração, através de um processo chamado de *poling*, aplicando temporariamente um forte campo elétrico [71, p.1]. O processo de fabricação destas cerâmicas não é muito diferente das cerâmicas “convencionais”. Inicialmente é feita uma mistura de materiais ferroelétricos que são moídos a temperaturas de até 1000 °C. Este pó é misturado a agentes que permitem moldar a cerâmica na geometria desejada e em seguida, é realizado o processo de sinterização, onde as partículas do pó se fundem umas nas outras criando uma cerâmica resistente e de alta-densidade. Com a forma finalizada a cerâmica recebe eletrodos (contatos elétricos) por eletrodeposição, normalmente à base de prata ou níquel.

Neste estágio a cerâmica está com seus diversos domínios de dipolos elétricos aleatoriamente alinhados (Figura 3.1.2-a). Então é feito o processo de *poling* que consiste na aplicação de um intenso campo elétrico ($\sim 2 \text{ kV/mm}$) com a cerâmica aquecida pouco abaixo da temperatura onde o material perde suas propriedades piezoelétricas (temperatura de Curie), que alinhará os domínios paralelamente ao campo elétrico (Figura 3.1.2-b). Mesmo após o desligamento do campo elétrico, a cerâmica terá adquirido uma polarização remanente (Figura 3.1.2-c) que, dependendo da sua composição, irá durar mais ou menos tempo. A escolha apropriada da simetria do campo elétrico permite a realização de diferentes tipos de polarização, por exemplo cerâmicas com formato cilíndrico e polarização radial.

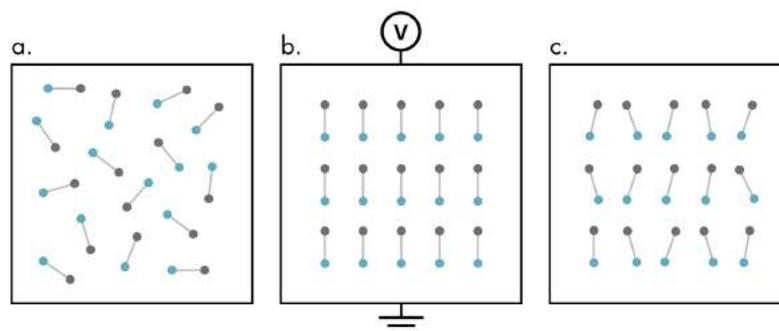


Figura 3.1.2.: Rearranjo dos momentos de dipolo elétrico em um domínio de Weiss nas etapas de polarização de uma cerâmica. (a) dipolos aleatoriamente orientados, (b) aplicação de um campo elétrico polarizando os dipolos e (c) polarização remanente dos dipolos após retirado o campo \vec{E} . Adaptado de [72].

Dentre as piezo-cerâmicas mais utilizadas encontram-se as da família de titanato zirconato de chumbo (PZT), compostas de diferentes proporções de zirconato de chumbo ($PbZrO_3$) e titanato de chumbo ($PbTiO_3$). O principal motivo da adoção massiva das cerâmicas PZT deve-se a sua estabilidade piezoelétrica, resistência mecânica e à umidade. Todas as cerâmicas utilizadas neste trabalho pertencem a esta família. Na Figura 3.1.3 é mostrado um diagrama da célula unitária de uma cerâmica PZT a temperaturas maiores e menores que a temperatura de Curie, quando deixará de haver uma simetria na estrutura, mudando de cúbica para ortorrômbica, permitindo o surgimento de um vetor de polarização.

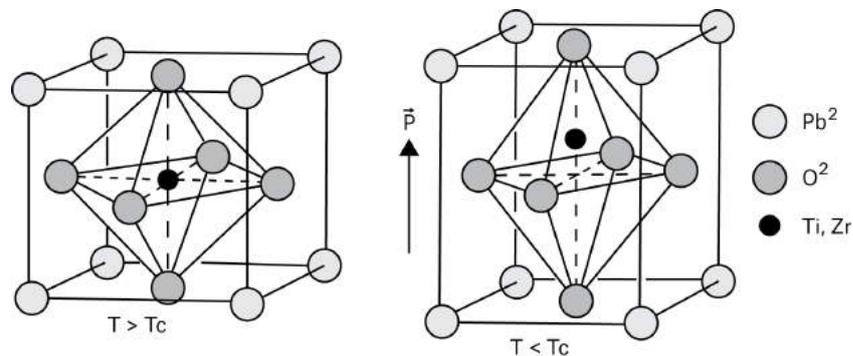


Figura 3.1.3.: Piezoelectricidade em cerâmicas PZT acontece abaixo da temperatura de Curie do material, quando há uma assimetria na célula unitária. Adaptado de [72].

O valor da temperatura de Curie (T_c) é de grande importância para materiais que não apresentam polarização espontânea, pois quando aquecidos a temperaturas superiores a T_c a polarização será perdida no processo de resfriamento devido à aleatoriedade da reorientação molecular, deixando de ter propriedades piezoelétricas.

Elementos piezoelétricos podem ser descritos por um conjunto de equações lineares que descrevem o comportamento eletromecânico do material, relacionando as grandezas elétricas: deslocamento elétrico ou densidade de fluxo elétrico (D) e campo elétrico (E) com as grandezas mecânicas: deformação mecânica (S) e tensões mecânicas (T). Essas grandezas são ponderadas por constantes piezolétricas específicas de cada material. A interação eletromecânica pode ser representadas por [52, 71, 73, 74, 75]:

$$\begin{aligned} D &= d \cdot T + \epsilon^T \cdot E \\ S &= s^E \cdot T + d \cdot E \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

Na Tabela 3.1.1 são apresentados os valores das constantes piezoelétricas das cerâmicas utilizadas neste trabalho, informadas pelo fabricante [76], e que possibilitarão o cálculo da sensibilidade assim como outros parâmetros, como por exemplo, o deslocamento quando aplicada uma diferença de potencial nos terminais da cerâmica. Geralmente cada constante tem dois índices subscritos após o nome da constante (d_{ij})

para indicar as direções de duas quantidades relacionadas. Por exemplo, a constante de carga elétrica d_{33} quantifica a polarização induzida na direção $i=3=z$ quando uma excitação externa é aplicada na mesma direção $j=3=z$ [72].

Tabela 3.1.1.: Propriedades e constantes piezoelétricas das cerâmicas utilizadas nos sensores [76]

Material	ρ 10 ³ kg/m ³	k_{31} %	d_{33} 10 ⁻¹² C/N	d_{31} 10 ⁻¹² C/N	g_{33} 10 ⁻³ Vm/N	g_{31} 10 ⁻³ Vm/N	Q_m	$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$ a 1 kHz	$tg \delta$	T_c °C
SM111 (PZT-4)	7,9	34	320	-140	25	-11	1800	1400	0,4	320
SM410 (PZT-5J)	7,7	36	500	-210	23,3	-10,3	60	2000	2	320

3.1.1 Sensibilidade

Um dos principais parâmetros no desenvolvimento de um sensor acústico é a sensibilidade em tensão em condições de campo-livre (em inglês, *free-field voltage sensitivity – FFVS*). Este valor irá determinar o projeto de todos os estágios de amplificação, tanto em relação ao ganho necessário quanto ao ruído elétrico máximo, de forma a não aumentar demasiadamente o ruído intrínseco da cerâmica e assim diminuir a relação sinal-ruído (SNR, em inglês, *Signal-to-Noise Ratio*). A sensibilidade de campo-livre (M) é o parâmetro que determinará a amplitude de saída do sinal elétrico para uma certa intensidade de pressão e é definida como a razão entre a amplitude da tensão em circuito aberto (V_0) e a amplitude da pressão em condições de campo-livre (p) para uma frente de onda de som plana². Ou seja, $M_0 = V_0/p$, e portanto é expresso em V/Pa.

Idealmente deseja-se uma sensibilidade constante na faixa do espectro habitada pelos sinais a serem medidos pelo sistema. Porém, no gráfico da Figura 3.1.4 [64], vemos que a curva de sensibilidade de um sensor acústico real não tem um comportamento plano – constante em todo o espectro. Alguns efeitos indesejados podem surgir devido à qualidade do material da cerâmica (*leakage resistance*, ressonâncias espúrias) e também à maneira como o elemento de transdução é montado fazendo com que determinadas superfícies tenham seu movimento restringido, alterando o comportamento das ressonâncias. A corcova evidente nas regiões de mais alta frequência, seguida de uma acentuada queda, é causada por efeitos de ressonância da cerâmica piezoelétrica e, para a nossa aplicação, a posição no espectro desse pico determinará a faixa operacional do sensor, pois sinais na região de ressonância seriam fortemente deformados, limitando-nos às frequências abaixo do primeiro pico de ressonância. A determinação dos picos de ressonância será feita mais adiante na Seção 3.2.1.

²O símbolo M_0 é tradicionalmente usado para denominar a sensibilidade de tensão em circuito aberto, enquanto M_s para condição de curto-circuito [69].

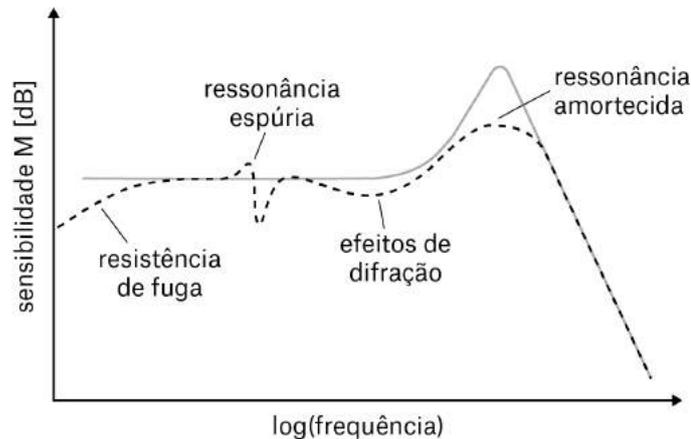


Figura 3.1.4.: Aspecto ideal de uma curva de sensibilidade de um sensor piezoelétrico (cinza) e curva real com alguns efeitos indesejados (tracejado). Adaptado de [64].

Alguns exemplos que podem influenciar na sensibilidade são: tipo de material, a configuração e quantidade de elementos de transdução assim como a geometria do sensor, fazendo com este tenha um padrão de direcionalidade, o que significa que a sensibilidade irá variar dependendo da direção de chegada da onda acústica. Porém, para sermos capazes de prever e avaliar valores de sensibilidade, é necessário determinar a geometria do elemento (tamanho e forma), o tipo de composto da cerâmica e se este será montado em alguma configuração especial.

3.1.1.1 Geometria e conexões

Outros fatores que influenciam na sensibilidade final do sensor estão relacionados à geometria do elemento de transdução, à quantidade de elementos utilizados e à configuração de montagem do elemento. O tipo mais comum de cerâmicas utilizadas como elemento de transdução são tubos (ou cilindros) com paredes de pouca espessura e polarização radial, porém também são encontrados elementos cilíndricos com outros tipos de polarização assim como cerâmicas esféricas ou até mesmo em formato de discos [69].

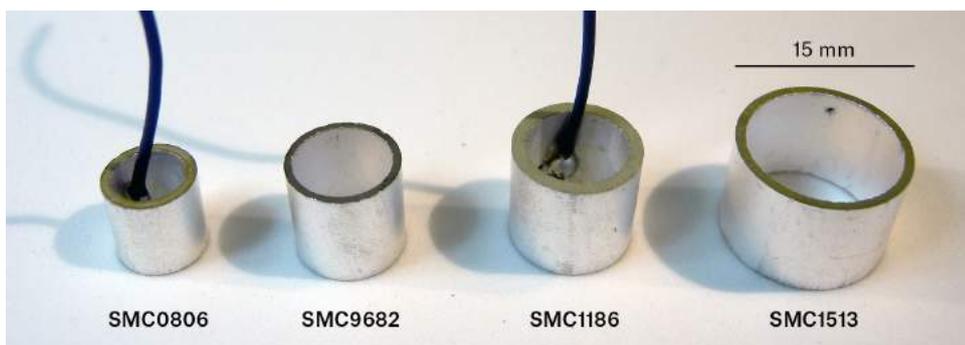


Figura 3.1.5.: Foto das cerâmicas avaliadas.

Para este trabalho optou-se por elementos com formato cilíndrico, exibidos na Figura 3.1.5, e polarização radial, ilustrado na Figura 3.1.6. Diversos fatores influenciaram nessa decisão e podemos citar os principais como sendo a geometria mais popular na fabricação de hidrofones (embora a adoção de cerâmicas esféricas vem aumentando), criando assim um precedente histórico de confiabilidade. A geometria tubular permite uma construção robusta e resistente à pressão hidrostática onde também podemos isolar facilmente a face interna do cilindro, com a utilização de tampas, e assim aumentar a sensibilidade do elemento. Cilindros também apresentam uma omnidirecionalidade no plano perpendicular ao eixo do tubo [69, p.81] e têm uma boa relação preço/sensibilidade, além de serem de fácil manuseio.

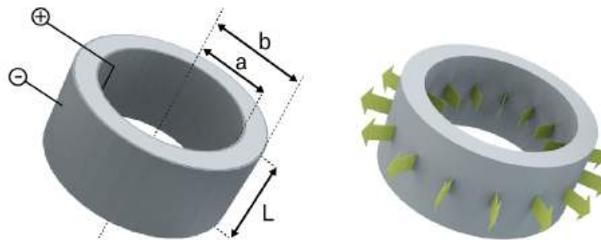


Figura 3.1.6.: Ilustração das cerâmicas escolhidas, com geometria cilíndrica e polarização radial. No cilindro esquerdo as paredes escuras ilustram a metalização dos eletrodos e as conexões de acesso a estes. Na direita, setas radiais amarelas mostram a orientação do campo elétrico durante o processo de polarização da cerâmica.

A capacitância do cilindro piezoelétrico pode ser calculada por $C = 2\pi\epsilon_0\epsilon_{33}^T L / \ln(b/a)$ [77, 78]. Para a cerâmica SMC1513 o valor encontrado foi de 7,8 nF, estando próximo do valor medido pelo fabricante de 8,5 nF \pm 20%.

Vale citar que a sensibilidade de um sensor acústico pode ser aumentada ligando-se em série ou paralelo um maior número de elementos. Logo, veremos que em baixas frequências, o elemento transdutor se comporta como um capacitor C_{cer} e, no nosso caso, com geometria cilíndrica. Quando um cabo com capacitância C_c é ligado à cerâmica, as duas capacitâncias formam o divisor de tensão mostrado no circuito da Figura 3.1.7.

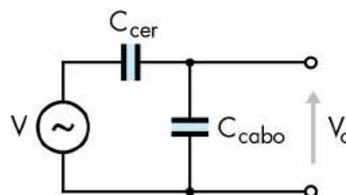


Figura 3.1.7.: Circuito equivalente entre o transdutor e a capacitância do cabo de ligação.

Através da expressão abaixo é possível perceber que a tensão de saída V_c será reduzida quanto maior for a capacitância do cabo de conexão e, conseqüentemente, o

mesmo ocorrerá com a sensibilidade.

$$V_c = V \cdot \frac{C_{cer}}{C_{cer} + C_{cabo}} \quad (3.1.2)$$

Uma solução para remediar este problema, principalmente quando há a necessidade de se usar cabos longos (por exemplo quando o transdutor deve ficar distante do circuito de amplificação ou quando simplesmente deseja-se aumentar a sensibilidade), é através do aumento da capacitância total do elemento de transdução usando diversos transdutores em conjunto.

Por exemplo, se C_{cer} for igual a C_{cabo} então $V_c/V = 0,5$, resultando na redução de 6 dB na sensibilidade efetiva [69]. Porém se a capacitância do transdutor fosse dobrada, ligando em paralelo duas cerâmicas idênticas, o fator de redução passaria para 0,66 (-3,6 dB). Se fossem usadas quatro cerâmicas, o valor passaria para 0,8 (-1,9 dB). Se as cerâmicas fossem ligadas em série, suas tensões seriam somadas e a capacitância dividida pelo número de cerâmicas dando o mesmo efeito quando ligadas em paralelo. Outra vantagem na conexão de diversos elementos em paralelo é a redução da impedância total de saída, permitindo projetar pré-amplificadores com menor impedância de entrada, portanto, melhorando o nível de ruído do par cerâmica/amplificador [79].

Nos sensores desenvolvidos neste trabalho utilizou-se somente uma única cerâmica e os fios que conectam a cerâmica ao pré-amplificador foram feitos com o comprimento mais curto possível (~1,5 cm) afim de minimizar a diminuição de sensibilidade.

3.1.1.2 *Efeito das tampas*

No trabalho de Langevin de 1953 [80], foi feita a primeira discussão aprofundada sobre como o tipo de polarização e as condições de contorno influenciam na sensibilidade de cerâmicas tubulares. Langevin discutiu o impacto de se isolar a face interna da cerâmica do campo acústico, não permitindo a formação de tensões nessa face, através da utilização de tampas rígidas. Na Figura 3.1.8 são exibidas três configurações com tampa mencionadas em [80] além da cerâmica simples.

As equações abaixo definem as três configurações que utilizam tampas [75, 80, 81]. Ressalta-se que para os cálculos das sensibilidades teóricas foi assumido que a frequência é suficientemente baixa para que o comprimento de onda seja grande o bastante para sonificar uniformemente o sensor. Da mesma forma, assume-se que as frequências dos sinais medidos estão abaixo da primeira ressonância, onde a sensibilidade varia pouco com a frequência [69, p.153]:



Figura 3.1.8.: Configurações de tampas do transdutor para aumento da sensibilidade [80].

Extremidades expostas:

$$M_0 = \left| \frac{V}{p_0} \right| = b \left[g_{33} \left(\frac{1 - \phi}{1 + \phi} \right) + g_{31} (2 - \phi) \right] \quad (3.1.3)$$

Extremidades cobertas:

$$M_0 = \left| \frac{V}{p_0} \right| = b \left[g_{33} \left(\frac{1 - \phi}{1 + \phi} \right) + g_{31} \left(\frac{2 + \phi}{1 + \phi} \right) \right] \quad (3.1.4)$$

Extremidades blindadas:

$$M_0 = \left| \frac{V}{p_0} \right| = b \left[g_{33} \left(\frac{1 - \phi}{1 + \phi} \right) + g_{31} \right] \quad (3.1.5)$$

As equações de Langevin utilizam as constantes piezoelétricas de potencial elétrico g_{31} e g_{33} , o raio interno e externo do cilindro a e b , e a razão entre esses valores $\phi = a/b$. A unidade das sensibilidades acima é de V/Pa . Na Tabela 3.1.2 são exibidos os valores das sensibilidades para as três configurações de tampa. Os valores estão em dB relativo a $1V/\mu\text{Pa}^3$.

Tabela 3.1.2.: Sensibilidade das cerâmicas, dB re $1V/\mu\text{Pa}$, em função da configuração da tampa.

configuração	cerâmicas			
	SMC1513	SMC1186	SMC9682	SMC0806
blindado	-197,8	-201,7	-201,2	-205,1
exposto	-196,5	-199,4	-199,8	-202,3
coberto	-193,5	-196,7	-196,9	-199,8

³Em acústica submarina foi convencionado a utilização do valor de referência de $1 \mu\text{Pa}$, que representa a intensidade de uma onda plana com pressão rms de $1 \mu\text{Pa}$ [63]. E normalmente abreviado como X dB re $1V/\mu\text{Pa}$

Com base nas equações acima podemos investigar a sensibilidade em função do diâmetro do cilindro. Na Figura 3.1.9 são exibidas três curvas que representam os valores de sensibilidade para cada uma das configurações de tampa para as cerâmicas SMC0806 e SMC1513, de composição SM410 e espessura de parede de 2 mm.

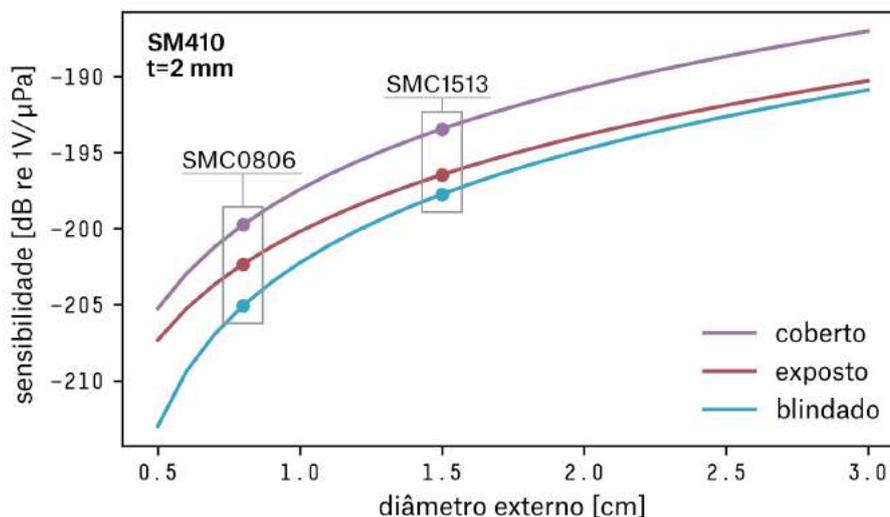


Figura 3.1.9.: Resultado teórico das curvas de sensibilidade de cerâmicas cilíndricas em função do diâmetro externo, para as três configurações com tampa. Ilustrativamente são indicadas as sensibilidades de dois cilindros (SMC0806 e SMC1513) feitos de SM410.

Claramente nota-se um aumento de sensibilidade com o aumento do diâmetro da cerâmica. Entretanto, com o aumento do diâmetro há um aumento da massa do elemento fazendo com que os picos de ressonância ocorram em frequências mais baixas, consequentemente limitando a largura de banda do sensor. Por fim, optou-se pelas maiores cerâmicas com frequências de ressonância especificadas acima de 65 kHz.

No resultado numérico da Figura 3.1.9, é possível observar que a configuração blindada é a que tem a menor sensibilidade. Porém, a escolha dessa opção tem um cunho prático. A utilização de um isolante razoavelmente elástico permite uma certa folga entre os coeficientes de expansão térmica da cerâmica e da tampa. Por exemplo, se a escolha fosse pela configuração coberta, os coeficientes de dilatação dos materiais deveriam ser similares, pois com a variação de temperatura os materiais sofreriam contrações e dilatações parecidas, não rompendo o adesivo usado para unir a tampa à cerâmica. Na Tabela 3.1.3 são mostrados os valores de expansão térmica para alguns materiais aptos para fabricação de tampas.

Na montagem dos sensores foi escolhida a configuração blindada, exibida na Figura 3.1.10, onde as tensões sofridas pela tampa rígida, em decorrência de um campo acústico, não são transferidas para as extremidades da cerâmica. Esse desacoplamento é alcançado colocando um material absorvedor entre a cerâmica e a tampa. Nesse estudo, utilizou-se o policloropreno, ou corprene, uma mistura de cortiça com neoprene [85].

Tabela 3.1.3.: Características de materiais para tampas. Adaptado de [74, 82, 83, 84].

Material	Densidade ρ $\times 10^3$ [kg/m ³]	Velocidade do som c [m/s]	Coeficiente linear de expansão térmica $\times 10^{-6}$ [K ⁻¹] a 25°C
Acrílico	1,27	2760	68-75
Alumina (Al ₂ O ₃)	2,6	9810	8,1
Alumínio	2,7	6320	21-24
Aço Inox 347	7,91	5740	16
Cobre	8,93	4660	16
Titânio	4,5	6070	8,5-9
PZT-5A	7,75	4350	3
Vidro quartzo	2,6	5570	4
Corprene	0,8	700	-
Água a 25°C	0,997	1497	69

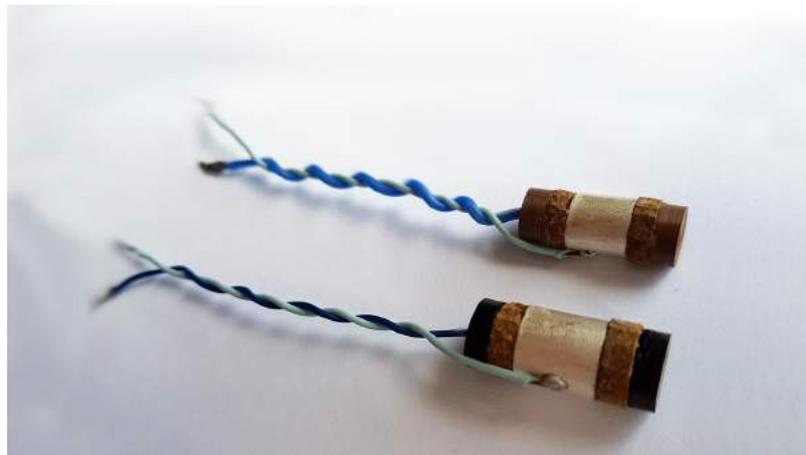


Figura 3.1.10.: Duas cerâmicas montadas na configuração blindada. Na cerâmica superior foram utilizadas tampas de cobre e na inferior de acrílico.

Em algumas cerâmicas utiliza-se como tampa rígida um disco de cobre que fornece a possibilidade de criar uma blindagem eletromagnética conectando a referência do circuito de amplificação ao eletrodo externo da cerâmica e às tampas de cobre. Na Figura 3.1.10 a cerâmica da parte superior utiliza tampas de cobre.

3.2 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS

Uma vez definida a cerâmica, as configurações das tampas e montados os primeiros protótipos, deve-se avaliar outras características importantes para o entendimento das limitações operacionais para auxiliar no desenvolvimento da eletrônica de amplificação que fará interface com o transdutor.

3.2.1 Medidas de impedância

A medida da impedância das cerâmicas fornece algumas informações importantes. Os picos de impedância indicam as posições das ressonâncias e anti-ressonâncias do transdutor no espectro de frequências, e que será um dos fatores que determinará a faixa de operação do sensor. Com a definição da impedância também será possível estimar o ruído interno da cerâmica causado pela componente resistiva da impedância [86], escolher componentes para o pré-amplificador adequados à impedância medida e calcular uma figura de mérito, normalmente considerada como sendo $M^2/|Z_h|$ onde Z_h é a impedância elétrica do transdutor [69].

Apesar da impedância ser medida eletricamente, ela é uma função das características mecânicas e acústicas do transdutor. Conseqüentemente, a impedância do transdutor pode ser dividida em algumas partes. A componente puramente elétrica é a parte que seria medida caso fosse possível prevenir o transdutor de vibrar e é chamada de impedância bloqueada (Z_b), e a componente vibracional (Z_m), que não considera a porção elétrica ($Z_m = Z_T - Z_b$) [64].

Para a medida das propriedades elétricas dos transdutores foi utilizado o circuito mostrado na Figura 3.2.1, onde o capacitor Z_{ref} de valor fixo (2,5 nF) é usado como impedância de referência formando um divisor com a cerâmica piezoelétrica.

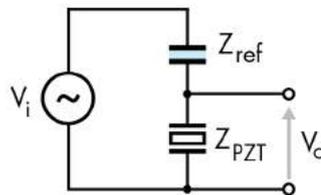


Figura 3.2.1.: Circuito de medição da impedância das piezo-cerâmicas.

Com o propósito de simplificar as medidas, foram utilizados pulsos gaussianos como sinal de entrada V_i com largura espectral suficientemente ampla para excitar o circuito em frequências superiores a faixa prevista para a utilização dos sensores (~ 100 kHz), permitindo a obtenção do espectro de impedância complexo realizando somente uma medição. Os sinais de entrada foram injetados no circuito através de um gerador de funções digital (Agilent 33521B). A impedância de saída do gerador de sinal, de 50Ω , em série com a soma das duas capacitâncias resulta em um filtro passa-baixa. Para evitar a atenuação do sinal escolhemos valores de Z_{ref} baixos, fazendo com que a frequência de corte ficasse em regiões de alta frequência, $f_c = 1/2\pi R(C_{ref} + C_{PZT}) \approx 425$ kHz.

Os sinais de entrada e saída foram capturados com um osciloscópio digital (Agilent DSO-X 2012A) com taxa de amostragem de 100 MHz. Posteriormente, estes sinais foram convertidos para o domínio da frequência com o cálculo das DFTs (*Discrete Fou-*

rier Transform) destes sinais através de um algoritmo rápido de transformada rápida – FFT (*Fast Fourier Transform*). Um exemplo do pulso gaussiano de entrada e do sinal de saída resultante é mostrado no domínio do tempo, na porção esquerda da Figura 3.2.2 e o mesmos sinais, agora no domínio da frequência, são exibidos na porção direita da figura.

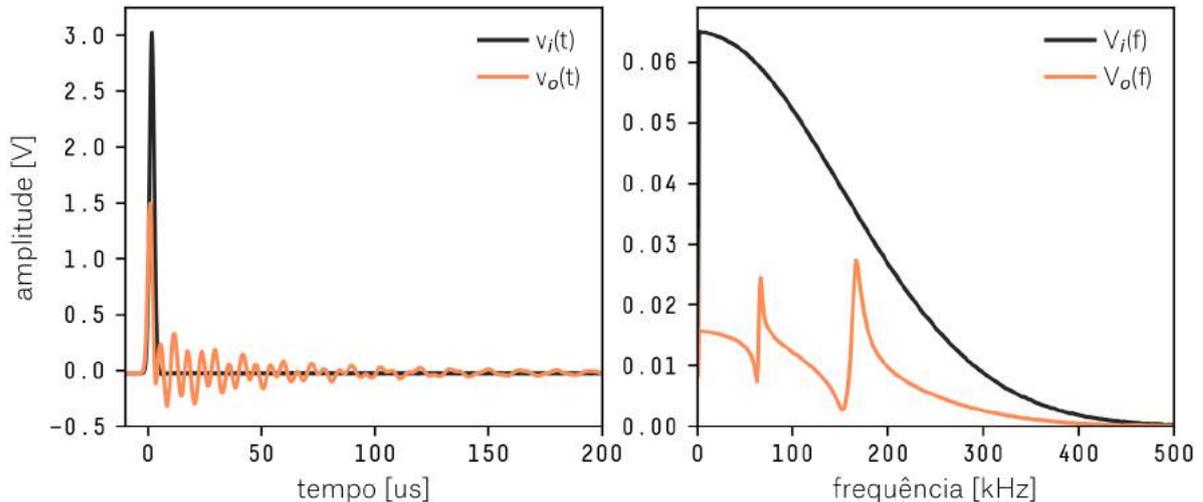


Figura 3.2.2.: Pulsos de entrada e saída no circuito de medição de impedância. No gráfico à esquerda os sinais no domínio do tempo e na direita no domínio da frequência. Exemplo utilizando a cerâmica SMC1513.

Com base no circuito acima, a impedância absoluta do piezo-elemento poderá ser encontrada calculando a transformada discreta de Fourier dos sinais de entrada V_i e de saída V_o através de:

$$|Z_{PZT}(\omega)| = Z_{ref}(\omega) \cdot \frac{V_o(\omega)}{V_o(\omega) - V_i(\omega)} = \frac{1}{i\omega C_{ref}} \frac{V_o(\omega)}{V_o(\omega) - V_i(\omega)} \quad (3.2.1)$$

Utilizando o método acima foi possível medir as impedâncias das cerâmicas que foram utilizadas nesse trabalho. Na Figura 3.2.3, é mostrado o módulo das impedâncias complexas de duas cerâmicas com diâmetro externo de 11 mm (SMC1186) e 15 mm (SMC1513). As linhas tracejadas representam a impedância de um capacitor ideal com o mesmo valor da capacitância estática (C_0) informada pelo fabricante. Apesar da incerteza de C_0 informada pelo fabricante ser de 20%, os valores medidos (linha preta) estavam bem próximos do valor informado.

Observa-se que nas baixas frequências a impedância da cerâmica tem um comportamento similar ao de um capacitor até atingir a primeira ressonância, onde há uma abrupta diminuição da impedância seguida de um pico de anti-ressonância. Na primeira cerâmica este pico ocorre em 63 kHz e na segunda em 89 kHz. Um segundo par de ressonâncias pode ser encontrado em 153 e 160 kHz respectivamente. Para estas cerâmicas pode-se considerar a medida de sinais com frequências um pouco mais baixas

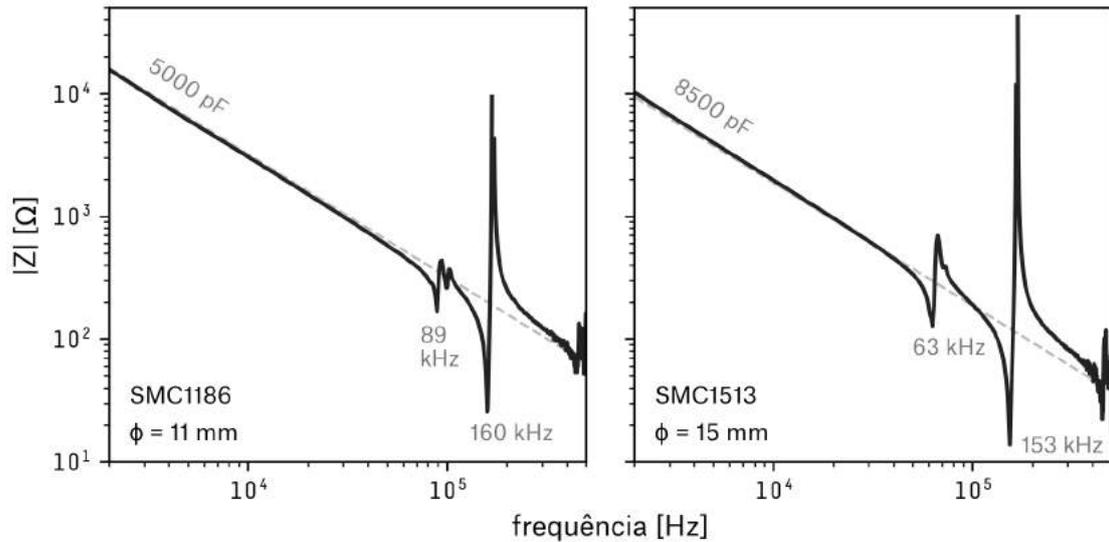


Figura 3.2.3.: Módulo da impedância complexa de duas cerâmicas com espessura de 2 mm e diâmetros distintos. A curva tracejada indica a impedância ideal de um capacitor com o valor da capacitância da cerâmica informado pelo fabricante (5 e 8,5 nF).

que a frequência do primeiro pico de ressonância, após esta frequência os picos de ressonância causariam fortes distorções ao sinal recebido.

Em acordo com a teoria, observou-se uma relação inversa entre o tamanho (diâmetro e espessura) do cilindro e a localização das ressonâncias no espectro. Cerâmicas menores terão ressonâncias em frequências mais altas e cerâmicas maiores em frequências mais baixas.

Na Figura 3.2.4 podemos comparar as diferenças entre o comportamento da impedância complexa de um elemento simples da cerâmica SMC1186, sem as tampas (curva cinza) e o mesmo elemento com tampas (curva laranja). Vemos que a impedância em baixas frequências e a posição das ressonâncias não mudaram. Entretanto, os valores da impedância nas regiões de ressonância foram amortecidos devido à adição de massa das tampas e ao aumento da rigidez mecânica nas extremidades do cilindro.

Cabe ressaltar que as medidas foram feitas com as cerâmicas fora d'água, no ar. Idealmente as medidas devem ser feitas dentro da água onde haverá um acoplamento mecânico e acústico mais forte com o meio. Em Naumann, C. (2007) [13, p.35] foram feitas análises comparativas entre a cerâmica livre e a cerâmica acoplada ao meio e foi observado que o principal efeito da água foi uma diminuição das amplitudes de ressonância, principalmente no segundo e terceiro picos.

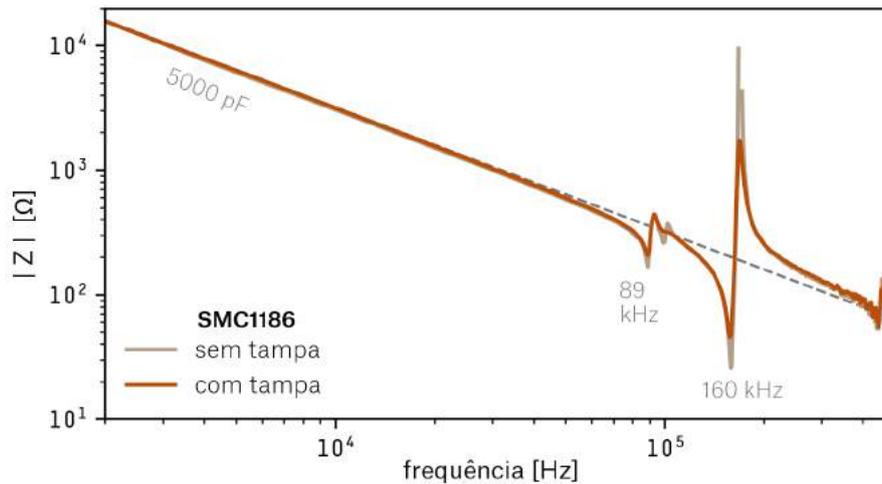


Figura 3.2.4.: Influência das tampas na impedância da cerâmica SMC1186.

3.2.1.1 Circuito equivalente

Foi dito, através da equação 3.1.1, que uma cerâmica piezoelétrica é um sistema dinâmico onde as propriedades mecânicas estão relacionadas com as propriedades elétricas do material. Esta relação pode ser explorada para encontrar parâmetros mecânicos/elásticos do sistema através de medidas elétricas – como a impedância.

No gráfico de impedância das cerâmicas analisadas (Figura 3.2.4) observa-se que nas baixas frequências o comportamento da impedância da cerâmica é praticamente igual ao de um capacitor, que no exemplo da figura tem um valor de 5 nF. Nas frequências mais altas podem ser vistos dois pares de picos de ressonância e anti-ressonância. Cada um destes pares pode ser representado por uma combinação RLC em série, onde cada elemento representa certas propriedades mecânicas da cerâmica [13, 14, 52]. O circuito equivalente com n ressonâncias é ilustrado na Figura 3.2.5.

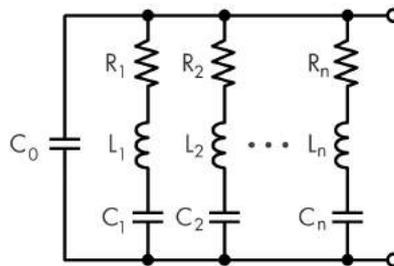


Figura 3.2.5.: Modelo do circuito equivalente de uma cerâmica piezoelétrica com n ressonâncias.

A impedância do circuito acima pode ser calculada através de:

$$Z_{tot}^{-1} = Z_0^{-1} + Z_{RLC,1}^{-1} + Z_{RLC,2}^{-1} + \dots + Z_{RLC,n}^{-1} \quad (3.2.2)$$

onde a impedância de cada segmento RLC é igual a:

$$Z_{RLC,k}^{-1} = R_k + j\omega L_k + \frac{1}{j\omega C_k}, \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (3.2.3)$$

O conhecimento do circuito equivalente pode ser usado para simular o comportamento elétrico da cerâmica de forma isolada (ruído Johnson, frequências de ressonância, distorção de sinais aplicados, etc.) ou quando conectada a circuitos de interface e amplificação.

3.2.2 Ruído interno

No transdutor, o ruído elétrico é causado pela agitação térmica interna da cerâmica. Este ruído interno tem origem em mecanismos dissipativos elétricos e mecânicos permitindo que ambos tipos de energia sejam perdidas como energia térmica [69, 87, 88], o que irá impor o limite fundamental do ruído mínimo do sistema. Nesta seção será discutido o ruído interno do elemento de transdução e somente a porção relativa ao ruído Johnson (térmico) [89]. O ruído total, que é a soma do ruído térmico do transdutor com o ruído gerado pelo circuito de pré-amplificação (Seção 4.2.3), será tratado nos próximos capítulos.

Como a cerâmica será utilizada em uma banda limitada às baixas frequências, pode-se utilizar um modelo simplificado da cerâmica piezoelétrica, ilustrado na Figura 3.2.6, como um gerador de tensão (v_h) representando a transdução acústico-elétrica, um capacitor (C_h) equivalendo à impedância de baixa frequência do elemento e um resistor (R_h) relativo à parte real da impedância, e que efetivamente contribuirá com o ruído térmico [87]. O valor de R_h pode ser aproximado por $R_h \approx \text{tg}\delta / (\omega C_h)$ [69, 86].

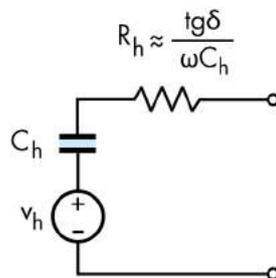


Figura 3.2.6.: Modelo do transdutor piezoelétrico para baixas frequências.

Através do modelo descrito é possível obter o ruído em baixas frequências das cerâmicas como sendo o ruído Johnson gerado pela resistência R_h . A densidade espectral do ruído térmico de um elemento resistivo (e_h) pode ser definida através da constante

de Boltzman ($k=1,38 \times 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$) e a temperatura absoluta em Kelvin (T) por [89]:

$$e_h^2 = 4kTR_h \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (3.2.4)$$

Substituindo o valor de R_h na equação 3.2.4 obtém-se a densidade espectral de ruído térmico como sendo uma função da capacitância C_h , do fator de dissipação do dielétrico (tangente de perdas – $tg\delta$) e da frequência:

$$e_h^2 = \frac{4kTtg\delta}{\omega C_h} \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (3.2.5)$$

O ruído em pressão equivalente ao ruído em tensão elétrica (p_h) pode ser encontrado dividindo o ruído elétrico (e_h) pela sensibilidade da cerâmica (M):

$$p_h^2 = \frac{e_h^2}{M^2} = \frac{4kTtg\delta}{\omega M^2 C_h} \quad [\mu\text{Pa}^2/\text{Hz}] \quad (3.2.6)$$

Com base nas equações de ruído acima, foram calculados os ruído em tensão e em pressão equivalente para três cerâmicas comerciais. Na porção esquerda da Figura 3.2.7 é exibido o ruído interno das cerâmicas, em pV^2/Hz , para a faixa de 1 Hz a 100 kHz. Na porção direita da figura, é calculado o ruído em pressão equivalente, onde os valores foram convertidos para decibéis (dB re $1\mu\text{Pa}^2/\text{Hz}$).

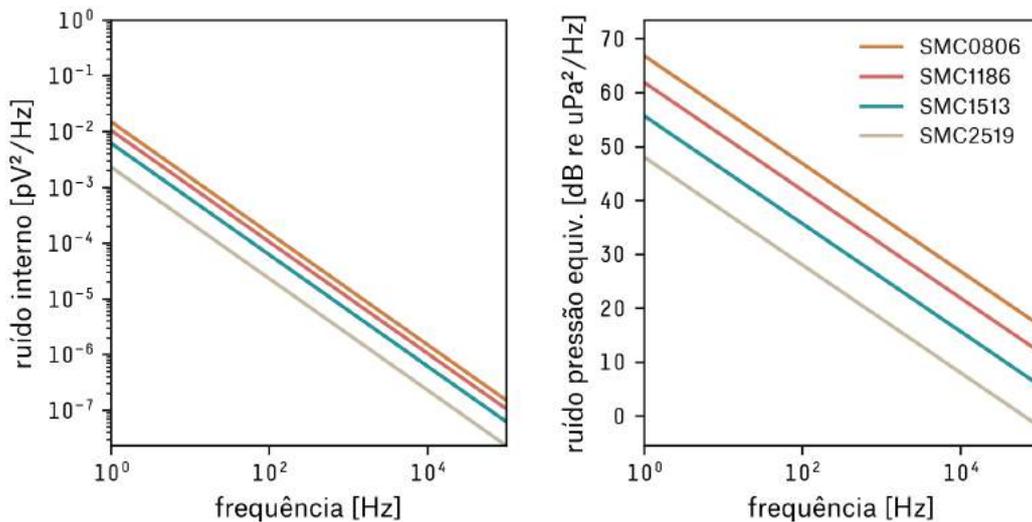


Figura 3.2.7.: Espectro de densidade de potência (PSD – *Power Spectral Density*) do ruído devido às perdas internas do transdutor. Em tensão (esq.) e em pressão equivalente (dir.).

Uma segunda abordagem, mais prática, levaria em consideração o valor de R_h como sendo a parte real da impedância complexa medida da cerâmica, assim:

$$e_h^2 = 4kT\Re(Z_{tot}) \quad (3.2.7)$$

A parte real da impedância pode ser facilmente medida⁴, porém é possível simplificar considerando um caso extremo. Por exemplo, para a cerâmica SMC1513 a 25 °C, extrai-se da curva de impedância que $R_h = \Re(Z_{tot}) \approx 120 \Omega$ na região de ressonância, e arbitrando uma banda passante de $\Delta f = 50 \text{ kHz}$ obtemos um ruído interno total de:

$$e_h = \sqrt{4kTR_h\Delta f} \approx 314 \text{ nV}_{\text{rms}} \quad (3.2.8)$$

Utilizando a sensibilidade do piezo pode-se calcular a pressão correspondente ao ruído elétrico. Para o piezo SMC1513 este valor é de aproximadamente $M_h = -198 \text{ dB re } 1\text{V}/\mu\text{Pa} = 1,26 \cdot 10^{-10} \text{ V}/\mu\text{Pa}$, resultando em

$$p_h = \frac{e_h}{M} \approx 2,5 \text{ mPa}_{\text{rms}} \quad (3.2.9)$$

Este valor deve ser comparado com o ruído ambiente do local de medidas. Idealmente p_h deverá ser menor que o ruído ambiente⁵

3.3 SÍNTESE

Neste capítulo foram estudadas as propriedades físicas das cerâmicas piezoelétricas utilizadas como elementos de transdução. Os principais conhecimentos adquiridos são resumidos abaixo:

- O tamanho da cerâmica tem uma relação inversa na posição dos picos de ressonância. Cerâmicas menores terão ressonâncias em frequências mais altas, portanto, uma maior largura de banda (Figura 3.2.3).
- A sensibilidade também depende da geometria das cerâmicas e quanto maior for o volume da cerâmica maior será a sensibilidade (Figura 3.1.9).
- O ruído interno do piezo-elemento, devido a mecanismos dissipativos, será menor em cerâmicas com alta capacitância estática e um baixo fator de dissipação do dielétrico $tg\delta$ (Figura 3.2.7).

Devido à baixa sensibilidade⁶ e à alta impedância de saída dos elementos pie-

⁴Uma maneira seria colocar a impedância em série com um resistor conhecido e aplicar um sinal. O valor lido do meio do divisor é anotado. Em seguida substitui-se a impedância por um resistor variável que é ajustado até o sinal atingir o mesmo valor quando usada a impedância. Remove-se o resistor variável e mede-se sua resistência, essa será a componente resistiva da impedância.

⁵É comum comparar o ruído de sensores hidroacústicos com os níveis de ruído normalmente encontrados no mar. No trabalho de Wenz (1962)[90] são apresentadas curvas espectrais das principais fontes sonoras nos oceanos, além de curvas mínimas de ruído. Por exemplo, em 100 Hz o ruído mínimo é de $\sim 40 \text{ dB}$, e em 10 kHz $\sim 18 \text{ dB re } 1\mu\text{Pa}^2/\text{Hz}$ [91].

⁶Imagine um pequeno sinal sonoro de intensidade de 5 mPa e de baixa frequência ($f_{\text{sinal}} < f_{\text{ressonância}}$)

zoelétricos quase sempre é necessário a utilização de um circuito de amplificação que eleve a tensão do sinal elétrico a níveis que permitam a aquisição e o processamento, mantendo um compromisso de alterar minimamente as características do sinal de origem. No próximo capítulo será descrito o desenvolvimento de pré-amplificadores para as cerâmicas piezoelétricas estudadas.

percorra um curto percurso dentro de um tanque até atingir a cerâmica SMC1513 com extremidades blindadas e sensibilidade teórica de $-197,7$ dB re $1\text{V}/\mu\text{Pa}$. Este evento irá gerar um sinal elétrico de meros $645\text{ nV}_{\text{rms}}$. Sendo este sinal de baixa amplitude para ser visto diretamente por um osciloscópio ou um conversor Analógico-Digital (ADC).

PRÉ-AMPLIFICADORES

O principal propósito da utilização de pré-amplificadores é a necessidade de amplificar o diminuto sinal do transdutor piezoelétrico, e também de converter uma fonte de sinal de alta impedância em uma de baixa impedância. Portanto, neste capítulo, trataremos do desenvolvimento e caracterização de um pré-amplificador adequado aos transdutores adquiridos, enfatizando a simplificação do circuito, minimização do ruído intrínseco e escolha de componentes com base no desempenho e custo.

4.1 TOPOLOGIAS DE CIRCUITOS DE AMPLIFICAÇÃO

As duas configurações básicas de pré-amplificadores para sensores piezoelétricos são o seguidor de tensão e o amplificador de carga. Tais topologias podem ser incrementadas com uma seleção rigorosa de componentes e a implementação de funcionalidades adicionais, por exemplo, múltiplos estágios de ganho, compensadores de *offset* (*DC servo*), filtros, saídas diferenciais, etc. A complexidade é limitada pelos requisitos mínimos do projeto e as relações de custo/benefício de cada funcionalidade. O uso de amplificadores de carga é bastante útil quando não se tem um controle da capacitância de entrada do circuito, por exemplo, quando utilizados diferentes transdutores com distintos comprimentos de cabo. Este tipo de amplificador é insensível a essas variações de capacitância. No apêndice A.3 é descrito o funcionamento desse tipo de configuração, assim como a montagem de um circuito que implementa tal funcionalidade.

Uma vez selecionada a cerâmica piezoelétrica, esta estará conectada ao pré-amp por meio de fios condutores curtos. Estes elementos estarão fixados dentro do sensor não sendo possível a sua posterior alteração, fazendo com que a escolha de um amplificador – do tipo seguidor de tensão com ganho – seja uma solução adequada para amplificar os diminutos sinais acústicos. Conforme visto na Seção 3.2.1 (medidas de impedância) os transdutores piezoelétricos têm uma alta impedância, com alguns elementos cilíndricos de capacitância nominal $C_0 \approx 3500$ pF com impedâncias da ordem de $M\Omega$ em baixas frequências, sendo assim, necessários pré-amplificadores com alta impedância de entrada a fim de não causar atenuações (*loading*) no sinal do transdutor.

A forma mais simples de se obter um amplificador com alta impedância de en-

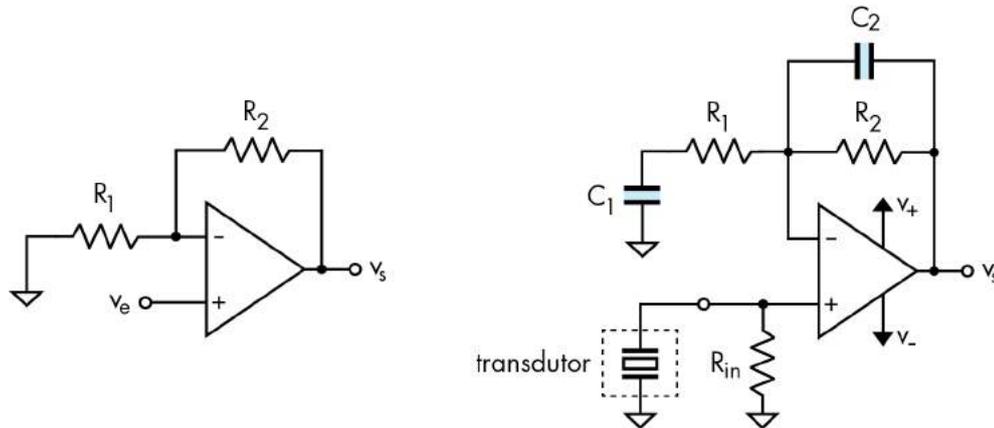


Figura 4.1.1.: Amplificador não-inversor. Na esquerda, a configuração básica. Na direita, o circuito incrementado com capacitores para geração de filtros (C_1 e C_2) e um resistor de entrada (R_{in}) para evitar o efeito de sobrecarregamento do transdutor.

trada é através de um amplificador operacional¹ na configuração não-inversora, conforme Figura 4.1.1 (esq.). Neste modo, a saída do amplificador acompanhará o sinal injetado na porta não-inversora, onde a impedância de entrada do circuito se dará pela impedância de entrada do amp-op, que no caso ideal tende a infinito, mas em integrados comerciais com entradas do tipo FET (do inglês, *Field Effect Transistor*) pode alcançar dezenas de $G\Omega^2$. Por exemplo, a impedância dos circuitos integrados AD745 e LT1792 é de $\sim 10 G\Omega$.

O divisor de tensão gerado pelos dois resistores determinará a fração da tensão que será injetada na entrada inversora como sendo $v_- = \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_s$. Por conta da diferença de tensão entre as entradas ser zero ($\Delta V = v_+ - v_- = 0$), surgirá um curto virtual entre a entrada inversora e a não-inversora, implicando em:

$$v_- = v_e = \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_s \quad (4.1.1)$$

Da definição do ganho como sendo a razão v_s/v_e obtemos

$$G = \frac{v_s}{v_e} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (4.1.2)$$

O ganho G é um número positivo maior que 1 e terá um valor máximo definido pelo ganho de malha aberta do amp-op. Na Figura 4.1.1 (dir.) a substituição

¹Abreviado como amp-op.

²Na configuração inversora a impedância de entrada depende dos elementos da rede de ganho e realimentação, formada por R_1 e R_2 . Dificilmente os valores práticos destes componentes se aproximaria dos enormes valores de impedância de entrada de um amplificador operacional. Além disso, a alteração dos valores desses componentes, para alterar o ganho ou diminuir o ruído, poderia alterar o valor da impedância de entrada. E por fim, para ganhos elevados, o valor de R_1 precisa ser baixo o que poderia comprometer o sinal de entrada [92].

dos resistores por uma impedância complexa formada por pares RC permite limitar a faixa de operação em frequência. Com a introdução dos dois capacitores serão formados dois filtros, um passa-alta, entre R_1 e C_1 , com frequência de corte definida por $f_{PA} = 1/(2\pi R_1 C_1)$, que limita a frequência inferior e remove a componente DC do sinal, e outro passa-baixa, definido por R_2 e C_2 , que limita a frequência superior de operação, em $f_{PB} = 1/(2\pi R_2 C_2)$, restringindo a banda do sinal e do ruído.

Mesmo utilizando amp-ops com entrada do tipo FET ainda haverá uma pequena corrente de *bias*³, I_B , fluindo nas entradas do operacional, que pode variar de valores tão baixos quanto 250 fA, para o CI AD745, até algumas dezenas de pA (Tabela A.2.1). Como em baixas frequências o transdutor tem um comportamento capacitivo, essa pequena corrente de *bias* irá carregar o elemento piezoelétrico. Consequentemente, surgirá na entrada do amplificador uma tensão que crescerá gradativamente com o passar do tempo e, eventualmente irá saturar ou até mesmo destruir o circuito integrado. Para evitar este problema, é necessário colocar um resistor R_{in} que servirá de caminho de retorno para a corrente de *bias* limitando a tensão de *bias* ao máximo de $V_B = R_{in} \cdot I_B$ ⁴.

Sem dúvida R_{in} incrementará o ruído total do sistema, por adicionar mais uma fonte de ruído térmico, porém o problema não é tão grave. Em relação ao sinal do transdutor, a inserção de R_{in} formará um filtro passa-alta com a capacitância estática do transdutor C_0 . Portanto, para preservar as baixas frequências, o valor de R_{in} precisa ser grande. Quando olhamos em relação à fonte de ruído gerado pelo resistor R_{in} , será formado um filtro passa-baixa com C_0 [93], então, apesar de termos a impressão que o aumento do valor de R_{in} aumentará o ruído total, isto não ocorrerá, pois quanto maior for o valor do resistor, menor será a frequência de corte do filtro passa-baixa ($f_c \propto R_{in}^{-1}$)⁵, ocasionando numa redução da densidade espectral do ruído nas frequências acima de f_c e consequentemente diminuindo o ruído total quando integrado em todas as frequências [13, 94].

4.2 PROJETO DOS PRÉ-AMPLIFICADORES

O projeto do pré-amplificador, ou pré-amp, focou nas características consideradas fundamentais para atender às necessidades mínimas estipuladas pelo tipo de sinal de interesse. Abaixo são detalhados os processos de escolha e quantificação, com atenção ao tamanho do circuito, ao tipo de alimentação, a largura de banda, ao ruído intrínseco e ao ganho do pré-amp.

³Às vezes denominada corrente de repouso, em português.

⁴Por exemplo, se $I_B = 300$ pA (LT1792) e $R_{in} = 20$ M Ω \rightarrow $V_B = 6$ mV.

⁵Para um sensor com capacitância de $C_0 = 5000$ pF e $R_{in} = 20$ M Ω , a fonte de ruído do resistor “verá” um filtro passa-baixa com $f_c = 1,6$ Hz.

Inicialmente decidiu-se pela configuração do tipo seguidor de tensão, descrito na Seção 4.1. Como a distância entre o transdutor e o pré-amp será fixa e curta, não há grandes vantagens na utilização de um amplificador de carga no sensor final. Porém, com o objetivo de possibilitar teste de diferentes tipo de cerâmicas nas mais diversas montagens, foi construído um amplificador de carga, descrito no Apêndice A.3.

Entre a concepção e a construção foram feitas simulações, utilizando um simulador SPICE do *software* LTspice XVII [95], montagens em placas de prototipagem e por fim a confecção das placas com uma empresa de fabricação de placas de circuito impresso. Foram selecionados somente componentes do tipo SMD (do inglês, *Surface Mounted Devices*) com o objetivo principal de miniaturizar o circuito.

Também foram escolhidos amp-ops monolíticos para simplificar a concepção do projeto e a montagem dos pré-amps. Apesar de ser possível alcançar melhores características de ruído e consumo de energia com a utilização de componentes discretos, como transistores no lugar de circuitos integrados, nesta primeira etapa de construção dos pré-amps não julgamos necessário esse tipo de implementação, pois a potência disponível para a alimentação do circuito não é um fator limitante. E mesmo utilizando amp-ops integrados, o ruído total ainda poderia ser mantido baixo selecionando integrados com valores reduzidos de e_n e i_n . Apesar de não haver sido implementado um pré-amp híbrido, com *front-end* com transistores discretos de baixíssimo ruído, estes são bastante utilizados em situações onde se deseja amplificadores de alta impedância e ruído ultra-baixo. Portanto, visando aprimoramentos futuros, uma discussão sobre o tema poderá ser encontrada no Apêndice A.4.

4.2.1 Seleção do amplificador operacional

Um bom sensor acústico precisa ter duas características principais: uma alta sensibilidade acústica, definida pela escolha adequada do elemento de transdução, e um baixo ruído, normalmente dominado pela eletrônica do pré-amplificador [96].

Como discutido anteriormente, o circuito será simplificado utilizando um amp-op monolítico, que é o coração do pré-amp, rodeado por alguns elementos passivos. Este *chip* precisa ser criteriosamente selecionado de forma a não elevar em demasia o auto-ruído do sensor e com isso impactar na relação sinal-ruído. Assim, os principais parâmetros estudados para a definição do integrado foram suas características de ruído e o impacto da impedância do transdutor nesses valores. Além do ruído, outros parâmetros foram considerados na escolha dos amp-ops, por exemplo: faixa de alimentação, consumo quiescente, ganho máximo, tipo de encapsulamento, disponibilidade de compra, preço, etc. No Apêndice A.2 consta uma tabela com os principais parâmetros dos

chips investigados nas análises que seguem.

Com base na análise de ruído é possível estabelecer os limites mínimos de ruído, que poderão ser convertidos para níveis de pressão através da sensibilidade do transdutor, auxiliando na compreensão e quantificação dos menores sinais que poderão ser detectados pelo sensor [97].

O modelo de ruído, mostrado na Figura 4.2.1, pode ser usado para representar qualquer amplificador [98]. No modelo, o ruído do amplificador é reduzido a três fontes geradoras de ruído: um gerador de tensão de impedância nula (e_n), uma fonte de corrente com impedância infinita (i_n) e uma fonte de ruído térmico (e_t), representado por uma fonte de tensão com resistência (R_s), em série com a fonte de sinal (v_e).

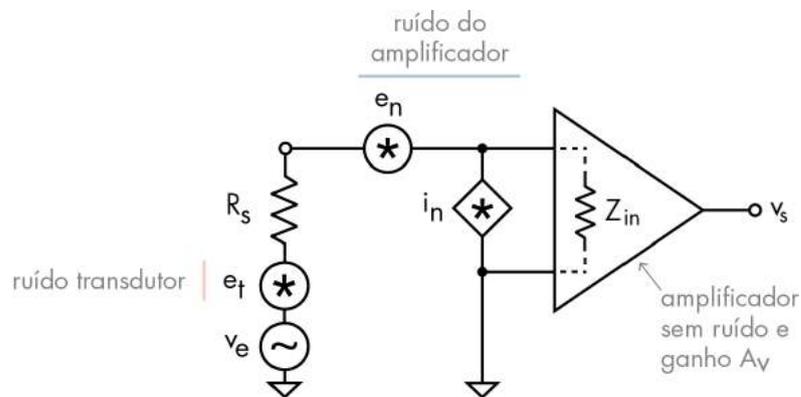


Figura 4.2.1.: Modelo do ruído de um amplificador incluindo o ruído do transdutor. Adaptado de [98].

Como as três fontes de ruído são descorrelacionadas, encontra-se a densidade de ruído total relativa à entrada (e_{ni}), somando o quadrado das densidades de ruído de cada fonte e calculando a raiz quadrada⁶

$$e_{ni} = \sqrt{4kTR_s + e_n^2 + i_n^2 Z_s^2} \quad [V/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (4.2.1)$$

O desempenho de ruído de amp-ops é especificado pelo ruído de tensão (e_n), e o ruído de corrente (i_n), e sua variação com a frequência. Alguns desses valores são listados na folha de especificações do componente (*datasheets*) e foram usados para analisar a densidade de ruído relativa à entrada de diversos *chips* em função da resistência da fonte de sinal, no nosso caso o transdutor acústico. No gráfico da Figura 4.2.2 são exibidas as curvas de ruído equivalente à entrada (e_{ni}), para os amplificadores listados na tabela A.2.1. Através deste gráfico percebe-se que não basta escolher o integrado com o menor ruído. Deve-se escolher um *chip* com a curva que mais se aproxima da curva que define o limite mínimo do ruído térmico (linha pontilhada) para a resistência da

⁶Para impedâncias complexas, como o transdutor acústico, a parte real de R_s é usada nos termos que representam a geração de ruído térmico ($4kTR$) e a magnitude da impedância para os termos que representam diferenças de potencial [88].

fonte de sinal da aplicação (R_s).

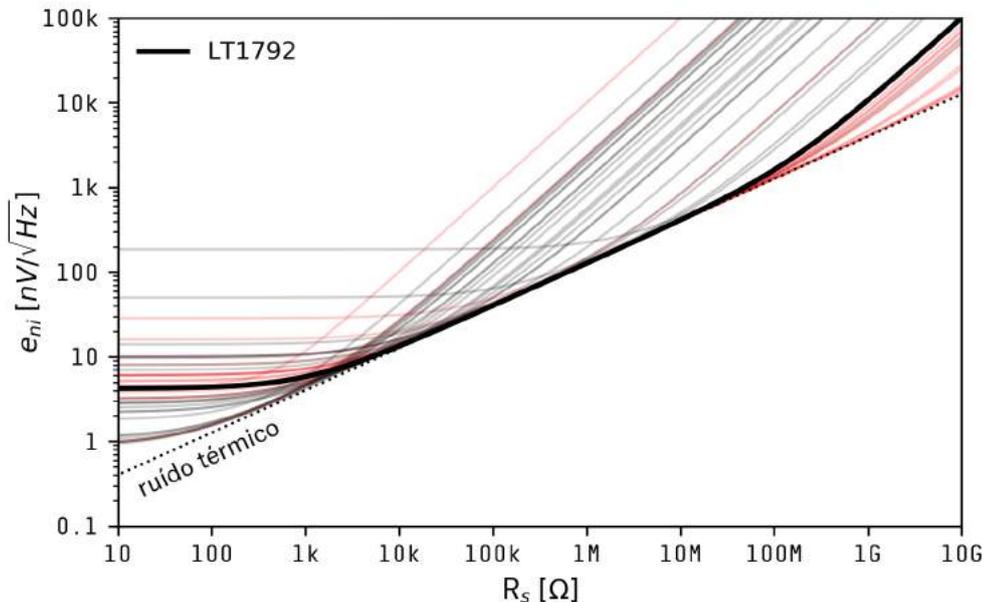


Figura 4.2.2.: Curvas de densidade de ruído equivalente à entrada em função de R_s para amp-ops selecionados. As curvas pretas representam amp-ops do tipo BJT ou CMOS e as curvas vermelhas do tipo JFET.

Na Figura 4.2.3, foi selecionada a curva de densidade de ruído relativo à entrada do amp-op LT1792 (curva preta) de forma a exemplificar a contribuição de cada uma das fontes de ruído da equação 4.2.1. Para uma ampla faixa de valores de R_s o ruído é limitado pelo ruído térmico do transdutor (curva azul), onde em um sistema eletrônico representa a situação ideal, quando o ruído da eletrônica de amplificação é menor que o ruído térmico do sensor. Para valores de R_s superiores a $\sim 100 \text{ M}\Omega$, o ruído total relativo à entrada será igual ao termo $i_n \cdot Z_s$.

Do gráfico, vemos que na decisão por um circuito integrado o ruído de corrente i_n ⁷ deve ser priorizado, ao invés do e_n (curva laranja). Como os transdutores piezoelétricos têm uma alta impedância, a passagem da corrente i_n pelo transdutor fará com que surja uma tensão indesejada igual ao produto $i_n \cdot Z_s$ (curva vermelha).

Alguns cuidados relativos aos resultados acima: os valores de e_n e i_n , informados pelos fabricantes, foram medidos em 1 kHz (às vezes em 10 kHz), então, um amp-op com um ponto de transição de ruído $1/f$ para ruído térmico em frequências mais elevadas, terá densidades de ruídos consideravelmente piores em baixas frequências, por exemplo, em 10 Hz [99]. Das análises anteriores, para a primeira versão do protótipo, foi selecionado o amplificador operacional LT1792 com boas especificações ($I_B = 800 \text{ fA}$, $e_n = 4,2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, $i_n = 10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, $\text{GBW} = 4 \text{ MHz}$) além do preço razoável ($\sim \$ 7,00/\text{un.}$) e

⁷Geralmente o valor de i_n é oriundo do “ruído shot” que no caso de amp-ops com entrada JFET está relacionado a corrente de fuga (*leakage*) do *gate*. E espera-se que o ruído tenha uma relação com a corrente de *bias* pela equação do ruído shot, $i_n = \sqrt{2qI_B}$.

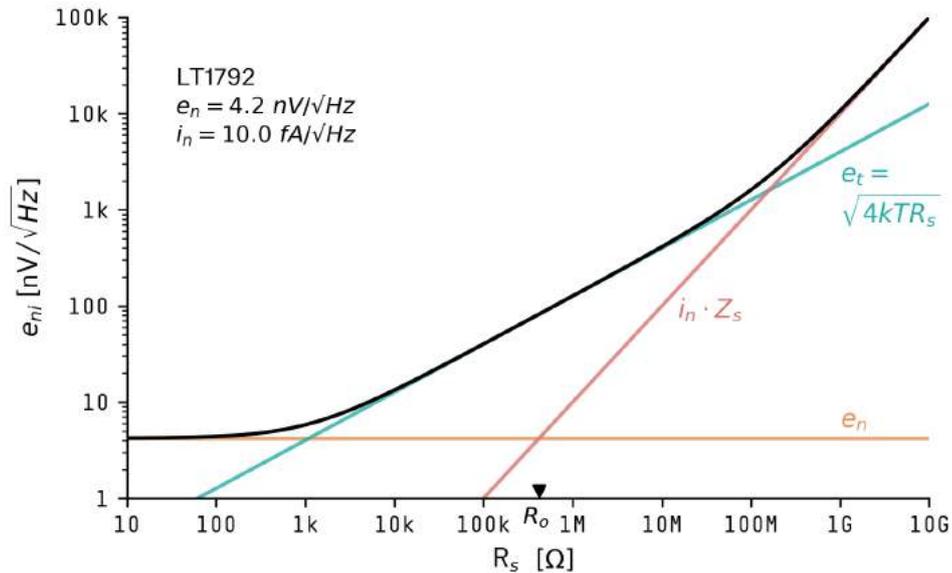


Figura 4.2.3.: Exemplo de contribuição de cada fonte do modelo de ruído do amp-op (curvas coloridas) ao ruído total relativo à entrada (curva preta). Valores de e_n e i_n para $f = 1 \text{ kHz}$.

imediate disponibilidade de aquisição.

4.2.2 Implementação do circuito

Usando como base o integrado LT1792, da empresa Linear Technologies, foi projetado um amplificador seguidor de tensão (Figura 4.2.4) com ganho ajustável por dois resistores, R_1 e R_2 , com possibilidade de filtragem das altas frequências através da inserção do capacitor C_2 . Os valores dos resistores de ganho foram escolhidos de forma a não ultrapassar o ganho máximo do *chip*: ganho \times largura de banda GBW (do inglês, *Gain-Bandwidth*). Por exemplo, para uma largura de banda de 100 kHz o ganho máximo que podemos ter, sem causar distorções, usando um amp-op com GBW = 4 MHz é de $G = 40$ (ganho = GBW/BW).

Na placa de circuito impresso foram acomodados espaços que permitem a possibilidade de soldar dois elementos, R_B e C_B , porém nos protótipos montados não foram populados. O resistor R_B serve para compensar o desvio de tensão (*offset*) em CC (corrente contínua) e deve ter valor igual ao de R_{in} para que a corrente de *bias* de ambas as entradas flua por resistências iguais [93]. O capacitor C_B tem a função de cancelar as variações de fase causadas pela capacitância de entrada do amp-op e por R_B .

Decidiu-se por uma alimentação simétrica de +5 V e -5 V, em vez de uma alimentação simples, pelo ganho da faixa dinâmica (*dynamic range*) de variação do sinal de saída. A alimentação pode ser provida por baterias ou por uma fonte simétrica de baixo ruído, similar a desenvolvida no Apêndice A.1. Próximo ao pinos de alimentação

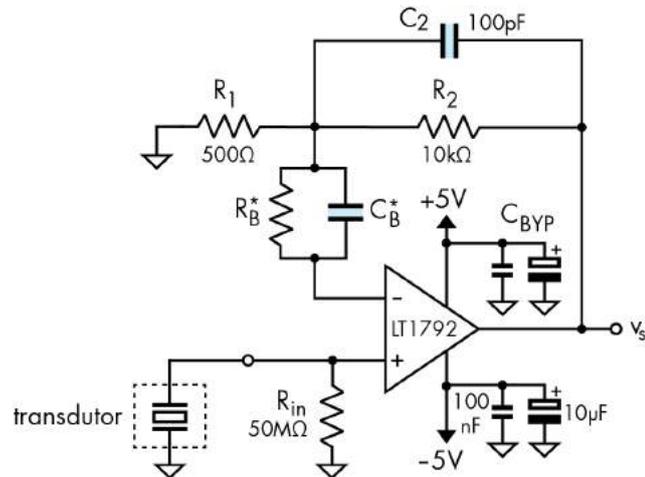


Figura 4.2.4.: Circuito do pré-amplificador. Componentes com valores de exemplo.

do *chip* foram posicionados capacitores de desacoplamento (*bypass*), que servem para amenizar o ruído de alta frequência introduzido através das linhas de alimentação.

4.2.3 Análise do ruído do circuito completo (pré-amp + cerâmica)

Uma vez definido o circuito elétrico do amplificador é possível fazer uma análise mais precisa do ruído, que além de contabilizar o ruído do transdutor e do circuito integrado, são adicionadas as influências da resistência de entrada R_{in} e das resistências da malha de realimentação.

Um modelo com as fontes de ruído térmico do circuito do amplificador completo é detalhado na Figura 4.2.5. Assim como no modelo do ruído simplificado (§4.2.1), as fontes básicas de ruído do amp-op e do transdutor permanecem presentes.

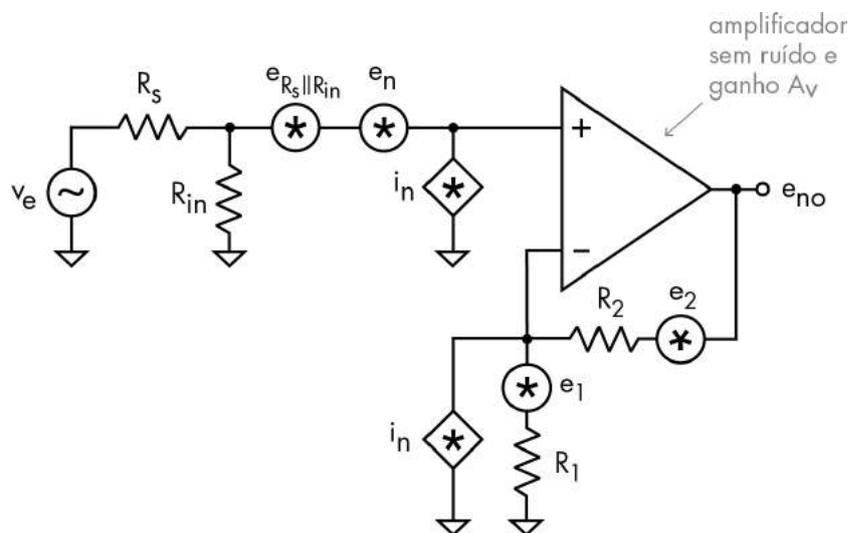


Figura 4.2.5.: Modelo do ruído do circuito de amplificação com realimentação. Adaptado de [100].

Como todas as fontes de ruído do modelo são assumidas como sendo independentes, podemos calcular a contribuição de cada uma separadamente e superpor os resultados. Ou seja, escolhemos uma fonte, em seguida todas as outras são ajustadas para zero (fontes de tensão viram abertos e fontes de corrente curtos) e calcula-se a saída para a fonte escolhida. Uma vez feito isso para todas as fontes, soma-se o quadrado de todas as tensões de saída para encontrar a média quadrática do ruído em tensão, e_{no}^2 , em V^2/Hz , que resulta na seguinte expressão [100]:

$$e_{no}^2 = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)^2 \left[e_n^2 + e_{s||in}^2 + (i_n(R_s || R_{in}))^2 \right] + e_2^2 + (i_n R_2)^2 + \left(\frac{R_2}{R_1} e_1\right)^2 \quad (4.2.2)$$

Para encontrar o valor da densidade de ruído relativo a entrada e_{ni} , basta dividir e_{no} pelo ganho, ou seja: $e_{ni}^2 = e_{no}^2 / G^2$, resultando em:

$$e_{ni}^2 = e_n^2 + e_{s||in}^2 + [i_n(R_s || R_{in})]^2 + e_{1||2}^2 + [i_n(R_1 || R_2)]^2 \quad [V^2/Hz] \quad (4.2.3)$$

Agora é possível estimar o ruído do seguidor de tensão em diversas situações e avaliar o impacto de parâmetros como capacitância e tangente de perdas do dielétrico do transdutor no ruído total. Para as análises à seguir foram utilizados os valores para as fontes de ruído do *chip* LT1792 de $e_n = 4,2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ e $i_n = 10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, especificadas em 1 kHz ⁸. Também foram fixados os valores da temperatura $T = 300 \text{ K}$ ($26,8 \text{ }^\circ\text{C}$), do resistor de entrada $R_{in} = 30 \text{ M}\Omega$, e dos resistores R_1 e R_2 como sendo $500 \text{ }\Omega$ e $10 \text{ k}\Omega$ respectivamente, resultando num ganho de $\times 21$. O valor de R_s foi calculado por $\approx tg\delta / (\omega C_h)$, como discutido em §3.2.2.

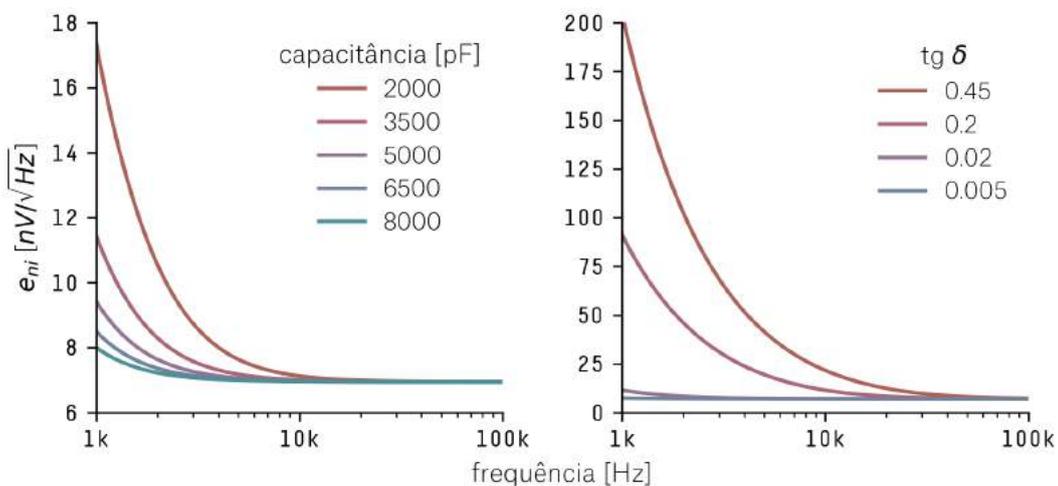


Figura 4.2.6.: Variação do ruído equivalente à entrada para distintas capacitâncias com $tg\delta = 2\%$ (esq.) e para diferentes tangentes de perdas com $C_0 = 3500 \text{ pF}$ (dir.).

⁸O modelo implementado não leva em consideração o ruído $1/f$, consequentemente subestimando os resultados em baixas frequências. Uma solução é proposta em [87].

Na Figura 4.2.6 são exibidos os resultados da influência de dois parâmetros do transdutor no ruído total. No gráfico da esquerda são exibidas curvas de ruído para distintos valores da capacitância do transdutor com $tg\delta = 0,02$. E no gráfico da direita as curvas de ruído para quatro valores de $tg\delta$ para uma cerâmica de 3500 pF. Ficando evidente o impacto de ambos parâmetros no ruído total do amplificador.

Através do modelo acima foram feitas análises de ruído para quatro cerâmicas comerciais. Os resultados são exibidos na Figura 4.2.7 para o intervalo de frequência entre 1 e 100 kHz.

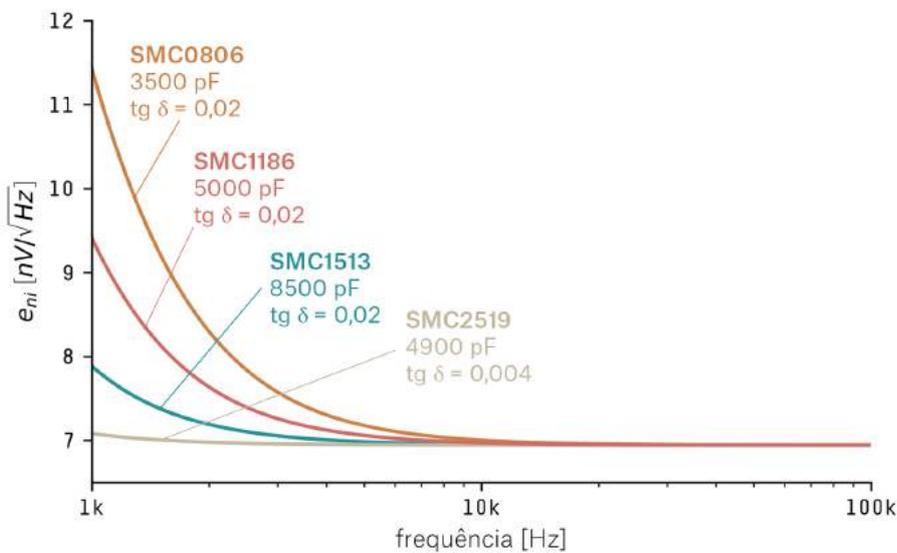


Figura 4.2.7.: Análise do ruído total equivalente à entrada de quatro cerâmicas comerciais.

Na Figura 4.2.7 vemos que a cerâmica SMC1513 (curva azul)⁹ parece ser uma candidata promissora, com uma densidade de ruído total de $\sim 8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, para frequências maiores que 1 kHz. O ruído rms total relativo à entrada, para uma banda de largura de 50 kHz, pode ser calculado por¹⁰,

$$v_{ni} = e_{ni} \cdot \sqrt{B} = 8 \times 10^{-9} \cdot \sqrt{50 \times 10^3} = 1,79 \mu\text{V}_{\text{rms}} \quad (4.2.4)$$

Através da sensibilidade da cerâmica é possível encontrar o ruído em pressão equivalente¹¹ para a mesma banda:

$$p_{ni} = \frac{v_{ni}}{M_h} = \frac{1,79 \times 10^{-6}}{1,26 \times 10^{-10}} = 14,2 \text{ mPa}_{\text{rms}} \quad (4.2.5)$$

⁹A cerâmica SMC2519 não foi selecionada pois a frequência de ressonância é de apenas 48 kHz.

¹⁰Um cálculo mais preciso pode ser feito através de $v_{ni} = \int_{f_l}^{f_H} e_{ni}^2 df$

¹¹A densidade espectral do ruído em pressão equivalente pode ser calculada por: $p_S = \frac{e_{ni}}{M_h} = \frac{8 \times 10^{-9} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}}{1,26 \times 10^{-10} \text{ V}/\mu\text{Pa}} = 63,5 \frac{\mu\text{Pa}}{\sqrt{\text{Hz}}} (= 18 \text{ dB re } \frac{\mu\text{Pa}}{\sqrt{\text{Hz}}})$

4.2.4 Montagens

Com o propósito de avaliar o funcionamento do circuito concebido, este foi implementado em uma placa de prototipagem rápida e instalada dentro de uma caixa de alumínio com controles de ajuste de ganho externos e conexões para alimentação, entrada do sinal do transdutor e saída do sinal amplificado (Figura 4.2.8). Este primeiro protótipo foi construído com dois estágios de amplificação, o primeiro igual ao projeto do pré-amplificador e um segundo estágio de ganho simples com acoplamento AC.

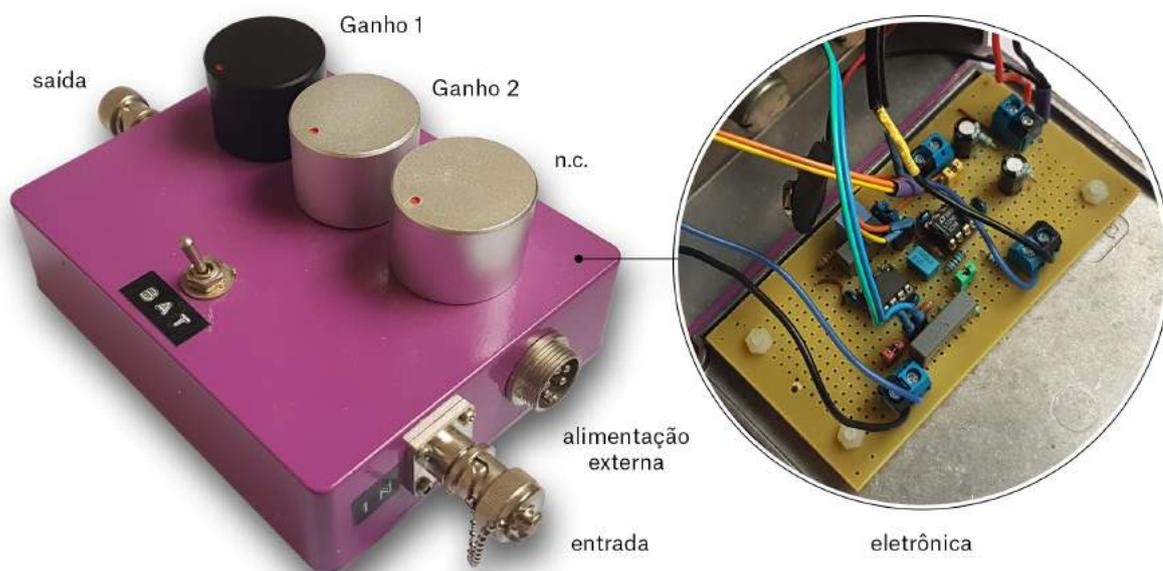


Figura 4.2.8.: Primeiro protótipo do circuito do pré-amplificador. Dentro do círculo é destacada a eletrônica instalada dentro da caixa. Os dois primeiros *knobs* controlam os ganhos.

Uma vez testados os parâmetros de ganho e resposta em frequência, do circuito montado na placa de prototipagem, projetou-se uma placa de circuito impresso (PCI) que posteriormente foi fabricada em substrato do tipo FR-4 de laminado de vidro reforçado com epóxi. As partes de cobre exposto foram tratadas com níquel e imersas em ouro para proteger o níquel contra oxidação, pelo processo conhecido como ENIG (*Electroless Nickel Immersion Gold*).

As PCIs montadas foram instaladas em pequenas caixas metálicas, como a da Figura 4.2.9, com conectores externos para acessar o pré-amplificador. Na caixa foram instalados dois conectores BNC, para entrada e saída do sinal, e um conector do tipo MIC-5 para a alimentação externa.

Com o circuito de pré-amplificação encapsulado em um envólucro metálico, provendo robustez mecânica e alguma blindagem contra interferência eletromagnética, foram feitas medidas do desempenho do circuito.

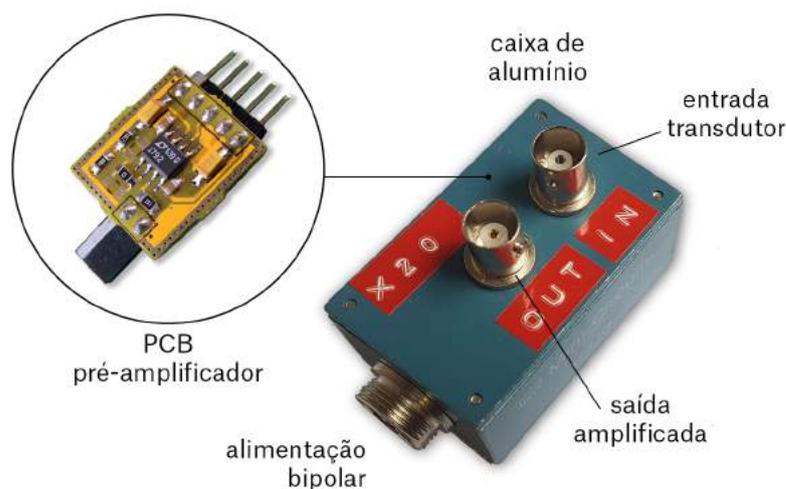


Figura 4.2.9.: Caixa metálica com a PCI do pré-amp para avaliação dos parâmetros de projeto.

4.3 CARACTERIZAÇÃO DO AMPLIFICADORES

Foram montados dois pré-amplificadores em caixas metálicas com o intuito de levantar as características de magnitude do ganho e fase. O primeiro amplificador foi projetado com ganho de 33,6 dBV ($\times 48$) e o segundo com 27,2 dBV ($\times 23$). Os valores dos principais componentes usados na montagem estão listados na Tabela 4.3.1.

Tabela 4.3.1.: Componentes e ganho dos pré-amps montados.

Pré-amp #	R_{in} (Ω)	R_1 (Ω)	R_2 (Ω)	G (V/v)	G (dB)	C_2 (pF)	f_{-3dB} (kHz)
Pré-amp 1	33M	100	4,7k	48	33,6	100	338
Pré-amp 2	33M	100	2,2k	23	27,2	220	328
Pré-amp 3	100M	100	2,7k	28	28,9	100	589

Para medir o ganho e a fase dos amplificadores utilizou-se um gerador de sinais (Minipa MFG-4221) para injetar uma onda senoidal de baixa amplitude, 20 mV_{pp} , no conector de entrada da caixa do pré-amp. O sinal de resposta foi digitalizado por um osciloscópio (Agilent DSO-X 2012A). Como desejávamos caracterizar o circuito até 1 MHz foi desenvolvido um *software* de controle para ajustar a frequência da onda de excitação e armazenar os valores capturados pelo osciloscópio. Uma vez capturada a resposta dos pré-amps, os valores de ganho e diferença de fase entre as ondas foram calculados e armazenados em um arquivo digital. Os resultados são exibidos na Figura 4.3.1, onde são mostradas a magnitude (esquerda) e diferença de fase (direita) das duas caixas.

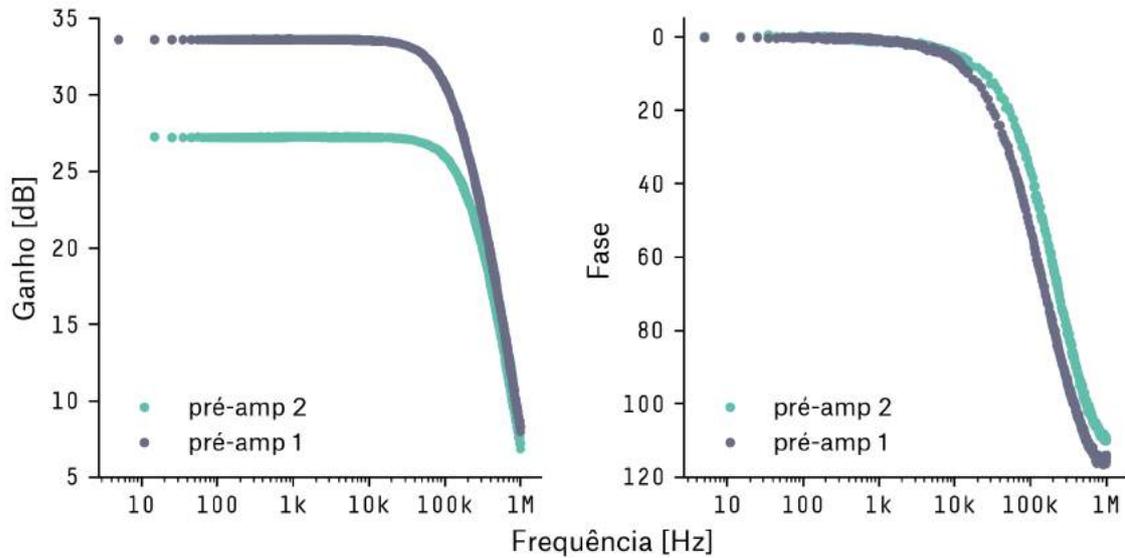


Figura 4.3.1.: Resultados experimentais da magnitude (esq.) e fase (dir.) de dois pré-amps montados em caixas metálicas.

Uma segunda verificação focou na distorção causada no sinal de entrada pela eletrônica do pré-amp. Para tal, utilizou-se uma montagem experimental similar a anterior, utilizando um gerador de funções de ondas arbitrárias (Agilent 33521B) para injetar uma sequência de pulsos bipolares, descritos em [33], e que são similares aos pulsos de pressão esperados do fenômeno termoacústico.

Foi injetado um pulso bipolar de 100 mV_{pp} , curvas cinzas na Figura 4.3.2, com períodos decrescentes de duração: 124, 25 e $11 \mu\text{s}$. As curvas de cor laranja representam os sinais de resposta do pré-amp.

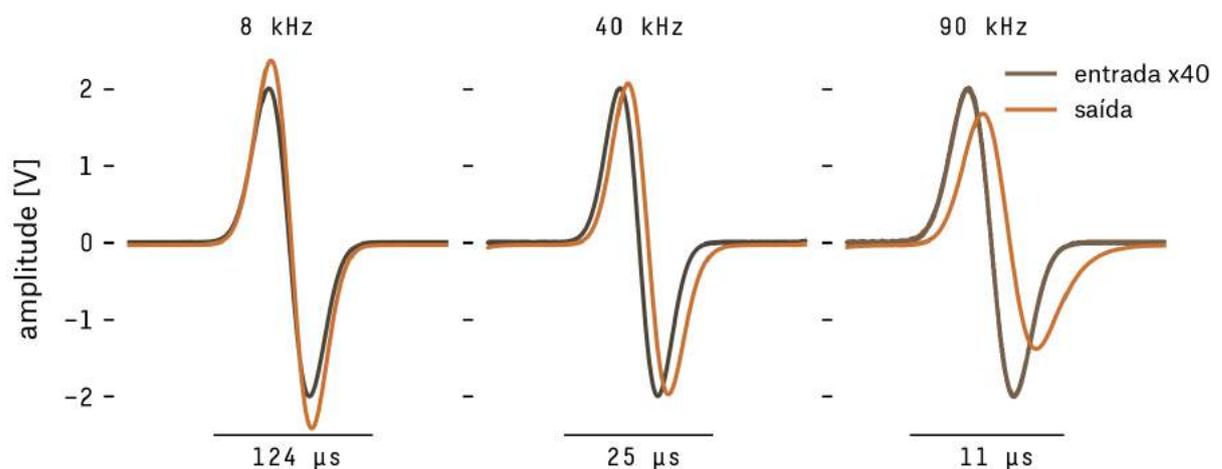


Figura 4.3.2.: Influência do circuito o pré-amp em um pulso bipolar. Curvas de entrada aumentadas por um fator de 40.

4.4 CONSIDERAÇÕES SOBRE PRÉ-AMPS

Neste capítulo foi apresentado o desenvolvimento do circuito de amplificação projetado para ter dimensões reduzidas e baixo ruído. Também foram realizadas algumas análises de ruído com o objetivo de compreender a influência de cada componente no ruído total da eletrônica, que definirá qual a amplitude do menor sinal possível de ser captado.

Alguns fatos importantes foram aprendidos no decorrer do desenvolvimento do pré-amp. Com o compromisso de manter níveis baixos de ruído não basta apenas fazer uso do CI com menor e_n , mas sim um *chip* com impedância adequada para o tipo de transdutor, $R_o=e_n/i_n$, e também limitar a banda de operação do circuito, o que consequentemente limitará a banda de ruído.

No Apêndice A.4 é discutido uma ideia que poderá beneficiar futuros projetos. É feito um estudo da utilização de transistores do tipo JFET de baixo ruído como estágio de entrada dos pré-amps (*front-end*) possibilitando circuitos com menor ruído elétrico. Uma segunda possibilidade, porém não abordada neste trabalho, é a utilização de um circuito de conversão do sinal amplificado para um formato diferencial, ou balanceado, também com o propósito de diminuir o ruído elétrico, porém o causado por interferências externas ao circuito.

Após a aquisição dos componentes e montagem das cerâmicas e pré-amplificadores alcançamos o último estágio de construção dos sensores termoacústicos, que consiste na interligação dos elementos principais (transdutor, pré-amp e cabo de transporte do sinal elétrico) e o encapsulamento destes em um invólucro hermético, resistente e acusticamente transparente.

5.1 CONSTRUÇÃO DO SENSOR TERMOACÚSTICO

O diagrama da Figura 5.1.1 mostra a disposição de cada um dos elementos no sensor idealizado.

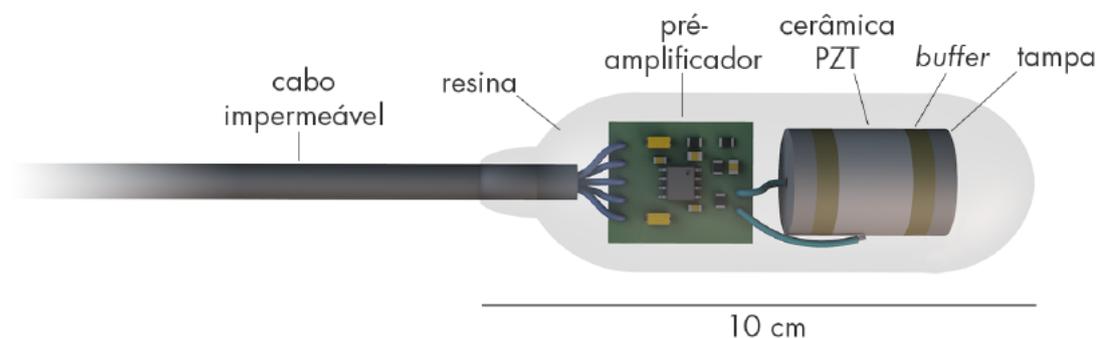


Figura 5.1.1.: Diagrama do sensor indicando os principais elementos.

A primeira etapa na montagem do sensor é a conexão do transdutor ao terminal de entrada da placa do pré-amp. A interconexão foi feita na menor distância possível com intuito de diminuir a capacitância do cabo, amenizando o efeito de redução na sensibilidade do sensor (§3.1.1.1).

Em seguida é soldado um cabo blindado ao terminal de saída do pré-amplificador, que transportará as linhas de alimentação (+5V, -5V, terra) e o sinal de saída do sensor para o sistema de aquisição. Inicialmente foram utilizados cabos do tipo Manga de 4 vias, bastante usados em aplicações de áudio, porém a capa de PVC não oferece uma barreira eficiente contra a infiltração de água nos condutores internos, não permitindo a imersão do sensor por períodos longos. Então foram adquiridos cabos com capa de EPDM, uma borracha utilizada em vedações e apropriada para aplicações submarinas,

a serem usados nos próximos protótipos.

Com todas as interligações efetuadas, o próximo passo foi proteger a eletrônica dentro de um invólucro de resina. A resina, além de proteger a eletrônica do contato com a água, cria uma estrutura mecanicamente robusta que, se escolhida corretamente, impõe uma baixa atenuação ao sinal de pressão acústica que atingirá o elemento de transdução. Com base na geometria do molde se dará a forma final do sensor, que deve ser pequeno em relação ao comprimento de onda do sinal de interesse, minimizando as perturbações ao campo de pressão acústica.

5.1.1 Impedância acústica e materiais

Somente algumas resinas especializadas são apropriadas para aplicações acústicas e capazes de suportar extensos períodos de imersão. A resina será o material que ocupará o maior volume, então possivelmente o maior perturbador do campo acústico incidente sobre o sensor, demandando um cuidado extra na sua especificação.

Uma forma de especificar o material ideal é através de uma análise da compatibilidade com o meio em que será imerso. Um parâmetro importante nessa análise é a impedância acústica do material¹, $Z_a = \rho \cdot c$, onde ρ e c são a densidade e a velocidade do som do material.

Com os valores da impedância acústica do meio, e também de distintos materiais, pode-se calcular o coeficiente de reflexão (Γ_r) de uma onda plana com incidência normal na face externa do sensor através de [101, 102]:

$$\Gamma_r = \frac{A_r}{A_i} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \quad (5.1.1)$$

Para que haja uma boa transmissão acústica de um meio para o outro é necessário que o valor de Γ_r seja pequeno, indicando uma baixa reflexão do sinal incidente. De forma análoga, a impedância elétrica implica em escolher materiais com impedâncias parecidas, idealmente iguais ($Z_1 \approx Z_2$), assim casando a impedância do material e do meio para atingir uma máxima transferência de energia. Na tabela 5.1.1 são listadas as propriedades de alguns materiais de interesse para a construção do sensor e o coeficiente de transmissão de cada um em relação à água.

¹A unidade de impedância acústica é o Rayl, que no sistema internacional tem unidade de $[kg/s \cdot m^2]$.

Tabela 5.1.1.: Propriedades acústicas de diversos materiais

material	ar	água	resinas		PZT ^B	aço ^B	FR-4 ^C
			PU ^A	epóxi ^B			tg140
ρ [kg/m ³]	1,2	1000	1040	900	7750	7800	1850
c [m/s]	343	1425	1231	1950	4350	5940	3602
Z_a [kg/m ² s]	412	1,48·10 ⁶	1,27·10 ⁶	1,8·10 ⁶	38,5·10 ⁶	46,3·10 ⁶	6,6·10 ⁶
$\Gamma_{r(H_2O)}$	0,99	0	0,003	0,01	0,84	0,88	0,42

A:[101], B:[14], C: welltechpcb.com

5.1.2 Molde e resinagem

Definida a resina de poliuretano (PU) como o material mais adequado, foi construído um molde para a resinagem do conjunto cerâmica + pré-amp + cabo. Primeiramente foi produzido um molde positivo com termoplástico PLA (ácido polilático) através de uma impressora 3D (MakerGear M2), usando tecnologia FDM (*Fused Deposition Modeling*). A partir do molde positivo foi feito o molde final, em borracha de silicone, com formato bipartido (Figura 5.1.2).

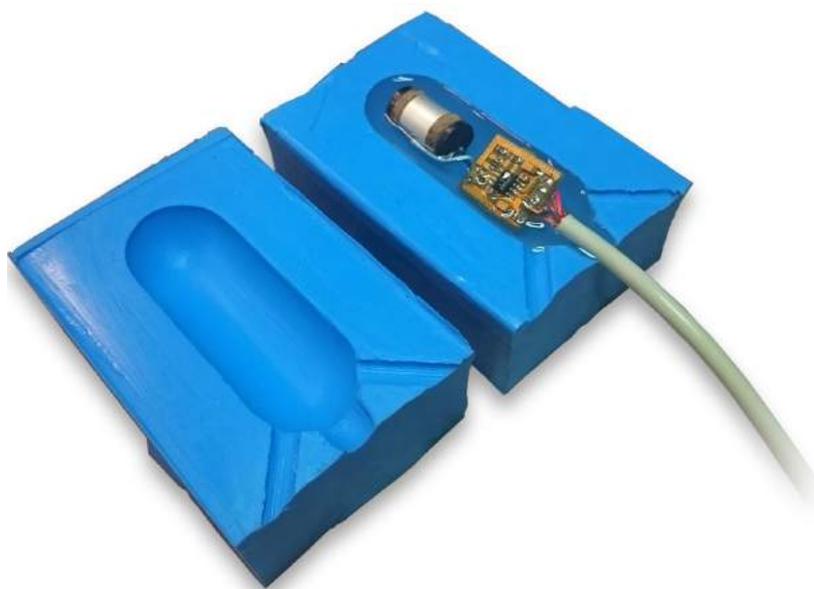


Figura 5.1.2.: Resinagem da primeira metade do sensor termoacústico. Destaca-se o molde bipartido em borracha de silicone de cor azul.

Durante o processo de resinagem diversos cuidados foram tomados para evitar a formação de bolhas. Como visto anteriormente, a impedância acústica do ar é muito menor que a da água e da resina, causando grande atenuação sonora. No caso de resinas PU o maior causador de bolhas é a umidade absorvida pela resina vinda dos utensílios utilizados na mistura, como palitos de madeira e potes. A absorção de umidade pela

resina foi remediada construindo uma câmara vedada com fundo recoberto com sílica, material dissecante, mantendo a resina armazenada em umidade relativa de ~10%.

O processo de cura tem duração mínima de 24 horas e mesmo com os cuidados acima, ainda assim, houve uma pequena formação de bolhas da reação da resina com a água residual. A Figura 5.1.3 ilustra o resultado final do sensor após o processo de cura da resina.



Figura 5.1.3.: Resultado final da montagem de dois sensores. No sensor superior foi adicionada uma malha de blindagem feita de cobre.

5.2 TESTE DE FUNCIONAMENTO

Uma maneira simples de testar os sensores construídos é imergir o sensor em um tanque cheio de água com alguma fonte sonora emitindo pulsos dentro da faixa de frequência sensível do sensor termoacústico. Porém, uma outra forma mais interessante de testar não somente o funcionamento, mas também a robustez do sensor, foi instalar os sensores no mar com uma fonte acústica localizada a uma certa distância destes.

A maior dificuldade do teste no mar foi a escolha de uma fonte sonora que pudesse ser facilmente identificada dentre as inúmeras fontes de ruído presentes no oceano, como por exemplo, sons de origem biológica, como dos crustáceos nos paredões rochosos e sons antrópicos como a passagem de embarcações motorizadas. Então decidiu-se utilizar como fonte de sinal acústico um *pinger*, dispositivo utilizado para a localização de objetos submersos, sendo este um *pinger* encontrado em caixas-preta de aviação², que uma vez submerso emite continuamente um sinal com frequência de 37,5

²Mais precisamente de um gravador de dados de voo, conhecido pela sigla FDR (*Flight Data Recorder*).

± 1 kHz em intervalos de 1 segundo, com duração de 10 ms e intensidade de pressão acústica de 160,5 dB re $1\mu\text{Pa}$ a 1 m [103].

O primeiro teste dos sensores foi realizado na enseada da praia da Urca, no Rio de Janeiro. Na extremidade norte da praia foi instalado o *pinger* e na extremidade sul, a uma distância de 170 metros do emissor, os sensores termoacústicos (Figura 5.2.1). Os sensores foram alimentados por uma bateria de chumbo-ácido de 12 V e o sinal de saída foi capturado através de um gravador de áudio portátil (Zoom H4n Pro) com resolução de 24 bits e taxa de amostragem de 96 kHz [104].

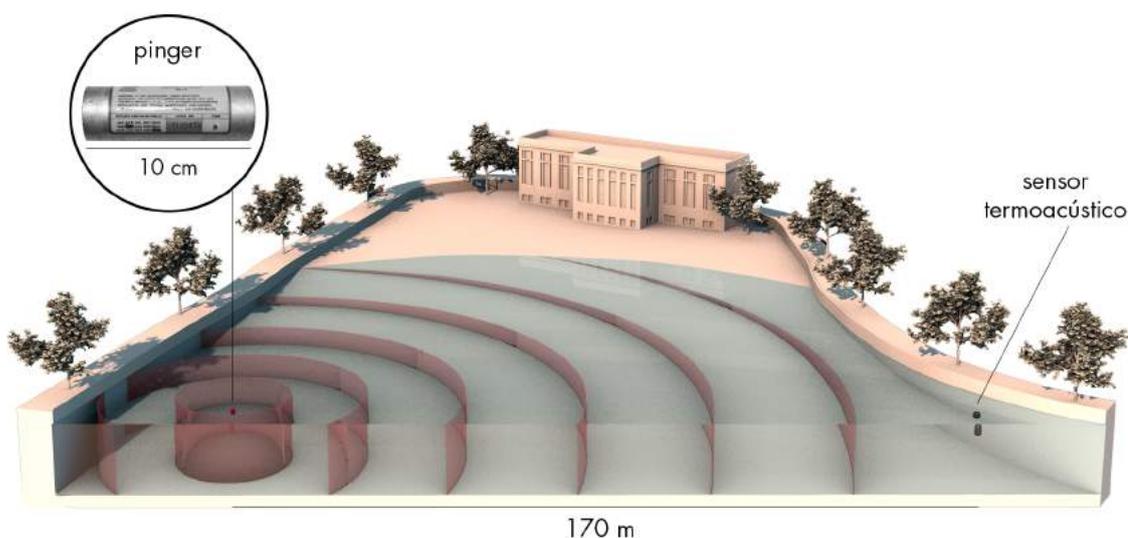


Figura 5.2.1.: Localização do *pingor* e do sensor termoacústico no primeiro teste de campo realizado na enseada da praia da Urca. As curvas vermelhas simbolizam as frentes de onda dos pulsos acústicos emitidos em intervalos de 1 s.

Na Figura 5.2.2 é exibido o espectrograma [105, p.793] de um trecho de 10 segundos dos dados obtidos no teste. Na figura é possível observar pulsos espaçados de 1 s na região de emissão do *pingor*, sendo um indício do bom funcionamento dos sensores.

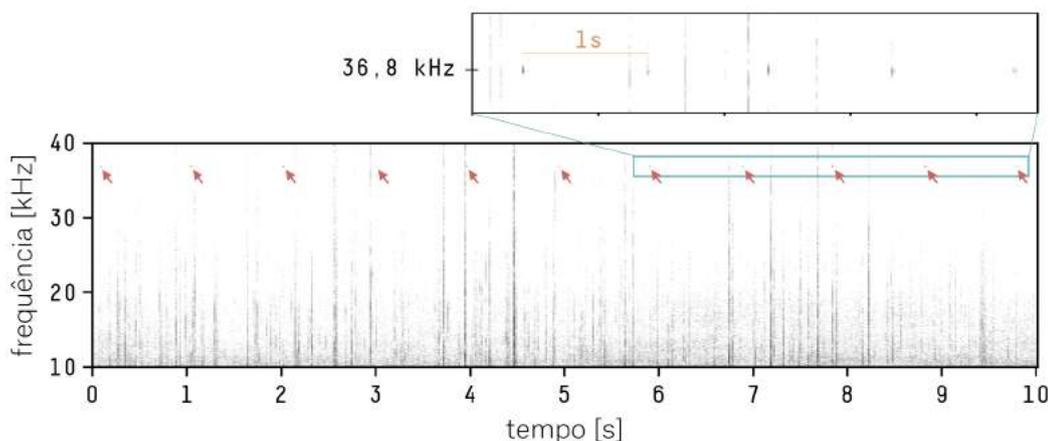


Figura 5.2.2.: Espectrograma dos dados coletados pelo sensor. Na parte superior foi destacada uma seleção de um período curto para facilitar a visualização dos pulsos detectados.

5.3 SENSIBILIDADE DO CONJUNTO

A sensibilidade total do sensor será igual a sensibilidade de transdução da cerâmica piezoelétrica somada ao ganho do circuito de pré-amplificação. Na Tabela 5.3.1 são exibidas as sensibilidades teóricas de tensão em campo-livre (ou FFVS, *Free Field Voltage Sensitivity*) para as duas cerâmicas estudadas anteriormente e um pré-amplificador de tensão com ganho de 28,9 dB.

Tabela 5.3.1.: Sensibilidade calculada para os sensores termoacústicos

modelo cerâmica	M_h dB re $V/\mu\text{Pa}$	ganho pré-amp	“planicidade” dB	FFVS dB re $V/\mu\text{Pa}$
SMC1186	-201,7	28,9 dB	± 1 (<60 kHz)	-172,8
SMC1513	-197,8	28,9 dB	± 1 (“)	-168,9

Com o objetivo de comparação, na Tabela 5.3.2 são indicadas as sensibilidades de dois hidrofones comerciais pré-amplificados.

Tabela 5.3.2.: Sensibilidade de dois hidrofones comerciais [106]

modelo hidrofone	FFVS dB re $V/\mu\text{Pa}$	faixa de operação	“planicidade” dB	preço (2003)
Brüel & Kjael 8106	-174	10 Hz - 40 kHz	+3/-1,5	\$3100
Reson TC4032	-170	5 Hz - 88 kHz	+1,5/-3	\$2500

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Finalmente será possível avaliar se os sensores desenvolvidos poderão ser usados no estudo de fenômenos de interação entre pulsos de radiação e um alvo líquido. Abaixo são apresentados os resultados dessa avaliação, onde os sensores foram utilizados para medir parâmetros físicos do meio e os sinais decorrentes da absorção da radiação pelo líquido usado como alvo.

6.1 MEDIDAS DE PARÂMETROS FÍSICOS DA ÁGUA

Para compreendermos os fenômenos de geração termoacústica de som é imprescindível uma boa caracterização do meio alvo, que na maioria dos casos deste trabalho foi água da torneira. Dois parâmetros importantes são a velocidade do som e o coeficiente de absorção. O primeiro permite inferir se os sinais medidos são de origem acústica e estimar distâncias entre a região geradora de som e o ponto de recepção do sinal. O segundo parâmetro permite entender de que maneira e em qual intensidade a radiação é absorvida pelo meio, aquecendo mais ou menos o meio absorvedor e influenciando a forma do sinal gerado.

6.1.1 *Velocidade do som por tempo de deslocamento*

Uma abordagem para estimar a velocidade do som utiliza a distância d , entre o par projetor/receptor e o tempo de viagem do sinal (t), sendo, $c_a = d/t$ [m/s].

Elaborou-se um experimento, esquematizado na Figura 6.1.1, onde foi utilizado um tanque não-aneicoico com capacidade para 170 litros de água ($74 \times 56 \times 41$ cm³), cuja distância do sensor em relação ao projetor foi variada em intervalos de 0,5 cm e o tempo de viagem do sinal foi medido para cada uma das distâncias. O posicionamento do sensor foi ajustado com o auxílio de um posicionador linear automatizado (Daedal MD-2303) com passo de 50 μ m e um osciloscópio digital com taxa de amostragem de 350 MHz (Tektronix MSO-4034), que permitiu a medição do tempo de viagem do sinal.

O projetor utilizado foi um disco piezoelétrico de 35 mm estimulado por um



Figura 6.1.1.: Aparato experimental, montado no Laboratório de Instrumentação e Medidas do CBPF, utilizado para medir a velocidade do som na água.

gerador de sinais (Agilent 33250A) emitindo pulsos de 5 ciclos de seno com $7,5 V_p$ e frequência de 200 kHz (curva laranja na Figura 6.1.2). Para cada posição uma forma de onda foi armazenada no computador pelo *software* de controle e representa a média de 256 medidas feitas pelo osciloscópio. A temperatura da água durante o experimento foi de $(28,0 \pm 0,5) ^\circ\text{C}$.

O sensor utilizado está identificado pelo número de série 0001 e foi construído com uma cerâmica cilíndrica e um pré-amplificador de tensão com ganho de $29 \text{ dB } V/v$, alimentado por uma fonte simétrica de $\pm 5 \text{ V}$ (§A.1).

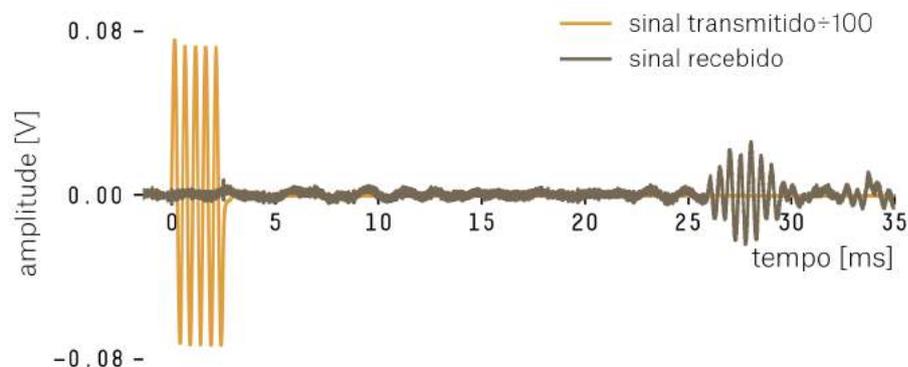


Figura 6.1.2.: Exemplo de sinal transmitido (laranja) e recebido (marrom) quando o sensor estava a 39 cm do projetor. O sinal transmitido foi encolhido por um fator de 100 para facilitar a visualização.

Desenvolveu-se um programa para calcular automaticamente o tempo que o sinal levou para viajar do projetor até o sensor, facilitando a realização futura de medi-

das com pequenas variações de distância, possibilitando maiores resoluções espaciais. O *software* calcula a diferença temporal entre o primeiro pico do sinal injetado pelo gerador de função e o surgimento deste primeiro pico no sensor. Para cada posição o algoritmo executa as seguintes etapas:

1. Suavização do sinal capturado aplicando um filtro Savitzky-Golnay [107, 108] (curva cinza na Figura 6.1.3).
2. Determinação de um nível de veto (linhas vermelhas na Figura 6.1.3) usado pelo código de determinação de picos, onde somente os valores acima deste nível serão considerados para análise.
3. Detecção do primeiro pico (círculo azul na Figura 6.1.3).
4. Cálculo do tempo de viagem do primeiro pico do sinal de entrada e o mesmo pico no sinal recebido pelo sensor.
5. Cálculo da velocidade de propagação ($c_s = d/t$).

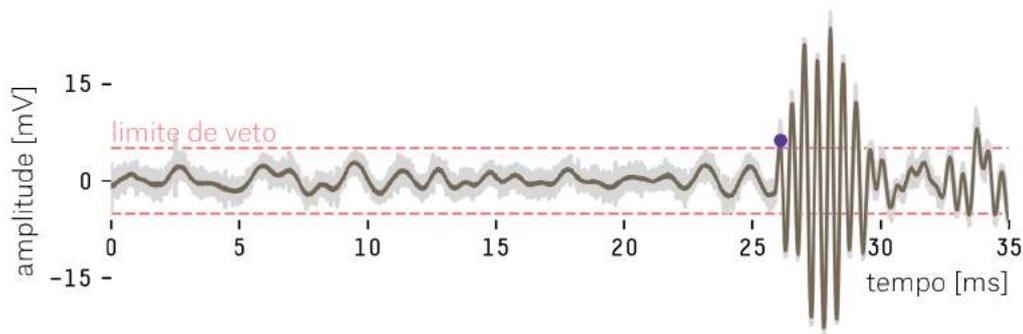


Figura 6.1.3.: Etapas do processo de filtragem e detecção do primeiro pico do sinal recebido. Foi utilizado o mesmo exemplo da Figura 6.1.2.

Na Figura 6.1.4 são mostrados os pares de pontos (t, d) medidos pelo algoritmo acima, de onde é possível encontrar a média e a incerteza-padrão da velocidade do som na água como sendo igual a (1532 ± 30) m/s. A velocidade de referência para a mesma temperatura encontrada na literatura é de 1504 m/s [109, 110]. Apesar do valor de referência estar dentro do intervalo de incerteza da medição, credita-se o alto valor de incerteza à fixação do hidrofone na extremidade da haste móvel e a falta de rigidez entre a haste e o carro do atuador linear. Ambos casos contribuindo para a variação da posição do sensor.

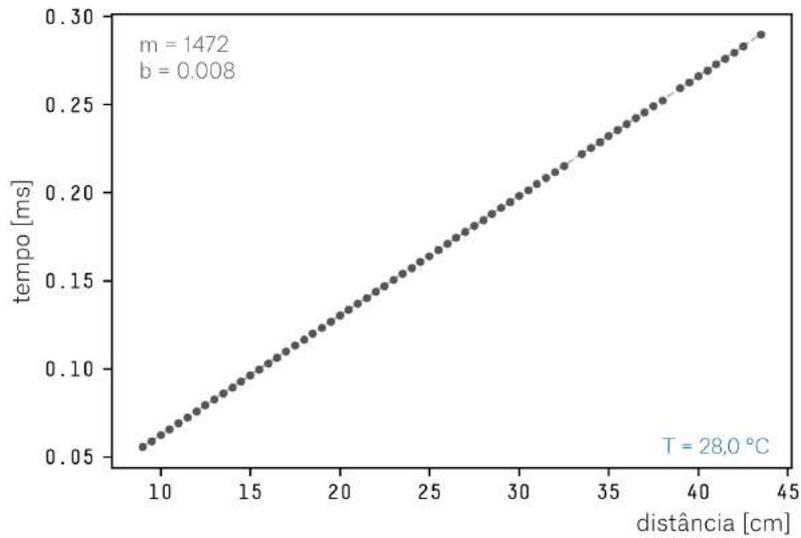


Figura 6.1.4.: Medidas do tempo de viagem de um sinal e a distância entre o projetor e o sensor acústico. O ajuste linear das amostras resultou em um coeficiente angular de 1472 m/s e $R^2 = 0,99$.

6.1.2 Atenuação do som

Foi visto anteriormente (§2.5) que os sinais acústicos sofrem atenuação em função da distância. Aproveitando os dados da medida de velocidade do som (§6.1.1), foram comparadas as variações da amplitude dos picos dos sinais recebidos para cada uma das distâncias de medição. Os resultados da medida são apresentados na Figura 6.1.5, onde a amplitude do sinal recebido (primeiro pulso recebido) é exibida em função da distância. Na mesma imagem são exibidas duas curvas, uma relativa a um espalhamento geométrico do tipo cilíndrico, na cor cinza ($n = 10$), e outra na cor curva laranja representando um espalhamento esférico ($n = 20$), definidas na Equação 2.5.2.

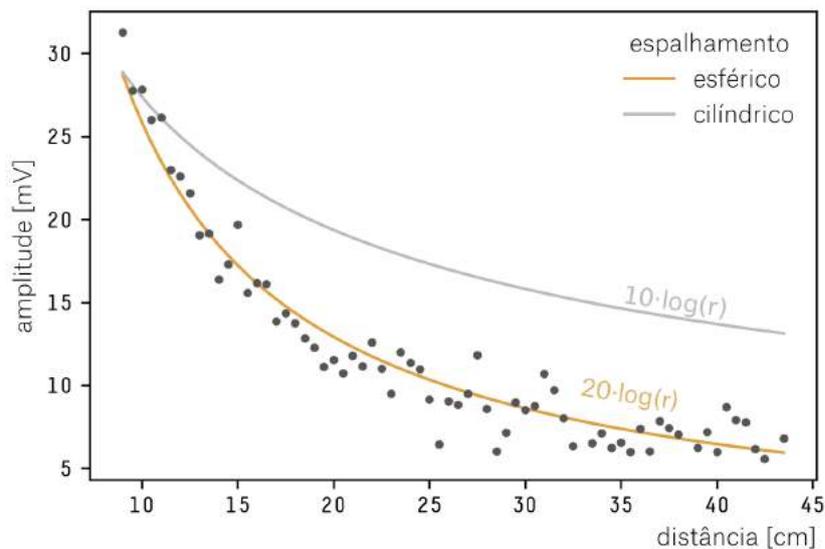


Figura 6.1.5.: Medidas da variação da amplitude em função da distância do projetor (disco piezoelétrico de 35 mm de diâmetro).

O fato dos valores seguirem um espalhamento do tipo esférico era esperado quando levada em consideração a pequena dimensão do projetor, que pode ser aproximado por um fonte pontual.

Para a frequência do sinal de estímulo do projetor $f = 200$ kHz e temperatura de 28 °C, obtemos um coeficiente de absorção $\alpha_a \sim 0,008$ dB/m (equação 2.5.3). Devido à pequena distância de viagem do pulso de som, a atenuação pela absorção da água pode ser ignorada e será dominada pelo efeito de espalhamento geométrico, como observado na Figura 6.1.5.

6.2 SINAIS TERMOACÚSTICOS POR RADIAÇÃO LASER

Agora que já foram levantadas algumas propriedades acústicas da água utilizada nos experimentos, podemos nos aventurar na tentativa de escutar (medir) os sons gerados por pulsos de radiação infligidos sobre o meio e assim averiguar a capacidade do sensor desenvolvido neste trabalho na detecção de sinais de origem termoacústica.

6.2.1 Fonte termoacústica

Os principais critérios na escolha da fonte de sinal termoacústico foram a necessidade de manter o tanque de testes com dimensões reduzidas e ser fácil o acesso à fonte. A escolha mais natural foi a de um laser com capacidade de disparar pulsos de energia ajustável, de curta duração e com frequência na faixa do espectro onde ocorra grande absorção pela água (maior opacidade), evitando-se assim danos ao fundo do tanque¹.

Então foi utilizado o laser comercial modelo Quantel Brilliant-b (Figura 6.2.1), localizado no Laboratório de Plasmas e Ablação a Laser do CBPF, sendo este um laser pulsado com meio ativo de Nd:YAG (acrônimo do inglês, *Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*²) e com comprimento de onda $\lambda = 1064$ nm. O equipamento é capaz de gerar pulsos com duração na ordem de 10^{-8} s e energia máxima de 850 mJ (5,3 EeV). As principais características do laser utilizado estão resumidas na Tabela 6.2.1.

Nos experimentos realizados o feixe foi defletido, através de um prisma, contra a superfície livre do líquido (Figura 6.2.2). A região de impacto do raio incidente no “meio-espaço” líquido (em inglês, *liquid half-space*) absorve a maior parte da radiação

¹Outras fontes de radiação foram contempladas para este trabalho, como por exemplo, feixe de prótons e radiação síncrotron (raios-X). Estas fontes são geradas em instalações de médio e grande porte e por questões práticas não foram utilizadas neste trabalho.

²Granada de ítrio e alumínio, é um mineral cristalino do grupo das granadas, que é um tipo de silicato.



Figura 6.2.1.: Laser Quantel Brilliant-b (LAPA – CBPF).

Tabela 6.2.1.: Especificações técnicas do laser Quantel Brilliant-b

Comprimento de onda (λ)	1064	nm
Energia máxima (E_m)*	850 (5,3)	mJ (EeV)
Taxa de disparos*	10	Hz
Duração pulso - FWHM (τ_p)*	3,6	ns
Diâmetro do feixe (σ_b)*	9	mm
Potência pico ($=E_m / \delta T$)	236	MW
Potência média ($=E_m \cdot f$)	8,5	W
Densidade de energia (fluência)	1,34	J/cm ²
Densidade de potência (irradiância)	371	MW/cm ²
Divergência*	0,3395	mrad
<i>Jitter</i>	0,5	ns

*Parâmetros calibrados pelo fabricante

penetrante. De forma a evitar reflexões, os experimentos só eram realizados quando não havia nenhuma ondulação perceptível a olho-nú na superfície da água e durante as medições a movimentação no laboratório foi restringida de forma a minimizar perturbações no tanque causadas por vibrações. Foi adotado um sistema de coordenadas cartesianas para localizar eventos e objetos dentro do “meio-espaço” líquido, com a origem do sistema definida na superfície-livre $z = 0$ e em uma das extremidades do tanque $(x, y) = (0, 0)$.

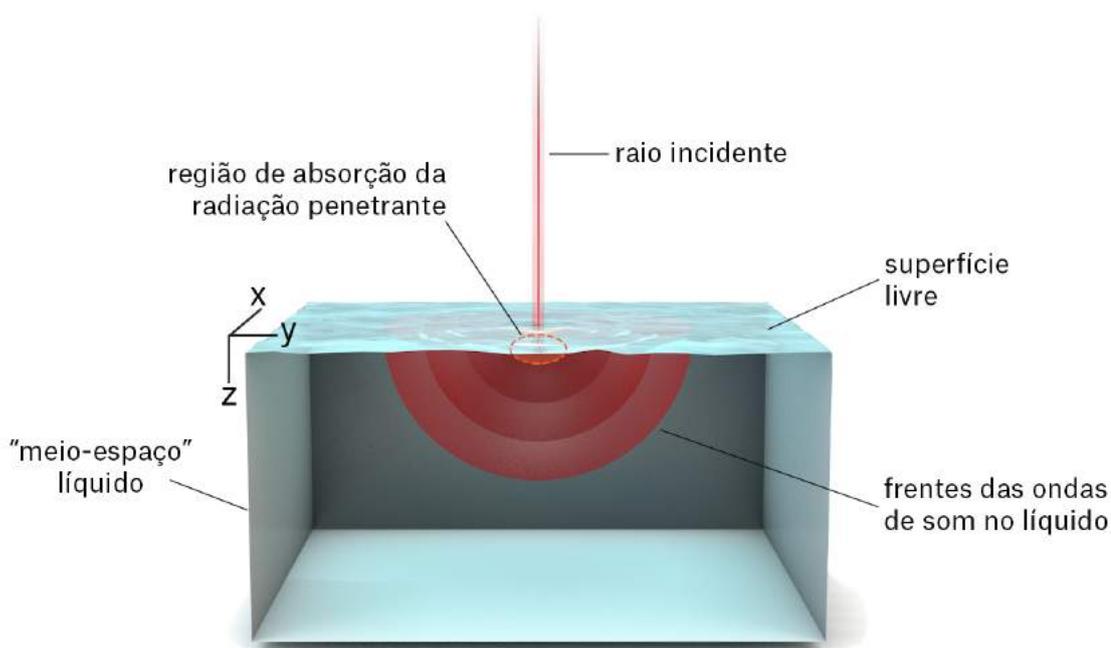


Figura 6.2.2.: Ilustração de um feixe laser usado como fonte termoacústica em um volume de líquido.

6.2.2 Absorção de radiação infravermelha pela água

As medidas da distância de atenuação, μ , do laser na água, servem ao propósito de verificar se os intensos pulsos de radiação poderiam causar algum dano ao fundo do tanque e também mapear a região de absorção e com isso entender a dimensão da região geradora de som.

Para obter o valor de μ da água utilizada nas medições, um aparato experimental simples foi desenvolvido (Figura 6.2.3). O laser descrito na Seção 6.2.1 foi direcionado, com o auxílio de um prisma de deflexão, contra a superfície-livre da água de um recipiente de acrílico orientado verticalmente, onde variando-se a altura da coluna d'água era possível estimar o valor da energia absorvida.

Após o feixe laser atravessar o "percurso óptico" (prisma, coluna de água e uma janela de borossilicato de 6,5 mm de espessura), este ilumina a superfície de um sensor piroelétrico (Coherent J-50MB-YAG) com área ativa de 35 mm de diâmetro e especificações de ruído equivalente de energia $\leq 50 \mu\text{J}$, incerteza de calibração de 2% e linearidade de 3%. Por sua vez, o sensor piroelétrico é conectado a um sistema de medição de energia e potência (Coherent LabMax-TOP) que exibe o valor médio e a incerteza padrão da energia dos pulsos que atingiram o sensor. O sistema de medição tem uma resolução de 0,1% FS (fundo de escala), exatidão do mostrador de $\pm 1\%$ e uma incerteza de calibração de $\pm 1\%$.

Foram negligenciados os efeitos de perda de energia nas interfaces ar-água e

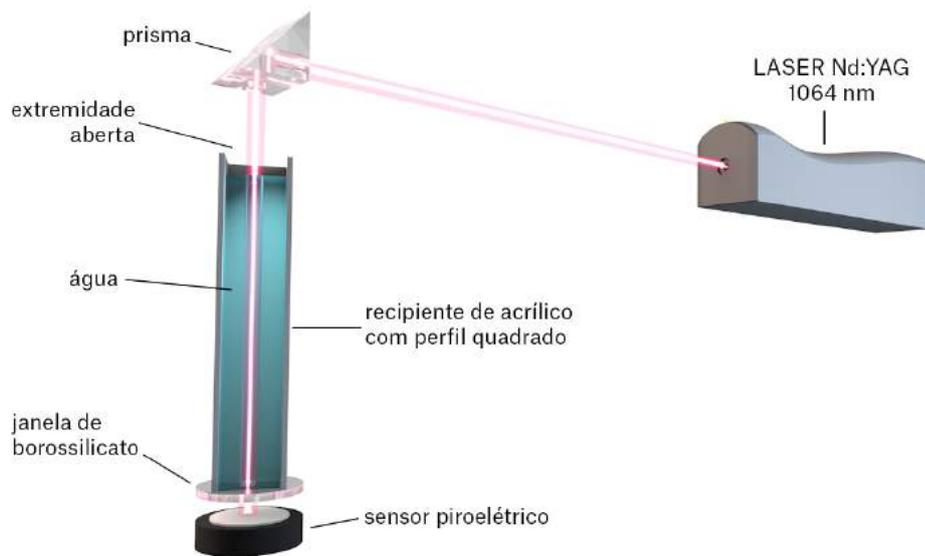


Figura 6.2.3.: Diagrama simplificado exibindo os principais elementos do experimento de absorção de radiação infravermelha pela água.

água-vidro e também as perdas ocasionadas pelos componentes ópticos (prisma e janela). Assumiu-se que a água da torneira utilizada continha uma baixa quantidade de material particulado, não causando interferências nas medidas por bloqueio ou espalhamento óptico (*scattering*).

A medição foi realizada 5 vezes com valores crescentes de energia do feixe: 10, 77, 147, 450 e 600 mJ. No início de cada uma das 5 iterações o tubo foi esvaziado ($h = 0$ cm). Foi medida a variação de energia ΔE para um total de 10 alturas de coluna de água, em intervalos de $\Delta h = (5 \pm 0,5)$ cm. Para cada uma das alturas foi calculada a energia média e a incerteza padrão de 250 pulsos.

A quantidade de energia absorvida para cada altura de líquido é exibida na Figura 6.2.4. Neste gráfico as linhas sólidas representam as equações que se encaixam (*fit*) nos valores medidos, ficando evidente que a diminuição de energia com o aumento do percurso da luz dentro da água obedece um decaimento exponencial, como previsto pela Lei de Beer-Lambert (equação 2.4.6). Logo, podemos encontrar a constante de absorção da água utilizada como sendo de $\mu = 0,14 \text{ cm}^{-1}$, não estando muito distinto dos valores encontrados em outros trabalhos (p.e.: 0,144 [111] e 0,154 [112]).

Durante os experimentos deseja-se que o sinal acústico gerado tenha exclusivamente origem termoacústica. Para garantir tal fato deve-se manter a energia do feixe abaixo do limite necessário para que não ocorra uma mudança de fase da água. O processo de vaporização do líquido acontece quando a densidade de energia absorvida ultrapassa o limite de vaporização do meio, que para a água é $\sim 2300 \text{ J/cm}^3$ [39, 41, 113]³,

³O limite de vaporização da água pode ser calculado multiplicando o calor de vaporização, H (J/kg) pela densidade, ρ (kg/m³), ou seja, $H \cdot \rho = 2,26 \times 10^6 \cdot 1000 = 2,26 \times 10^9 \text{ J/m}^3 = 2260 \text{ J/cm}^3$.

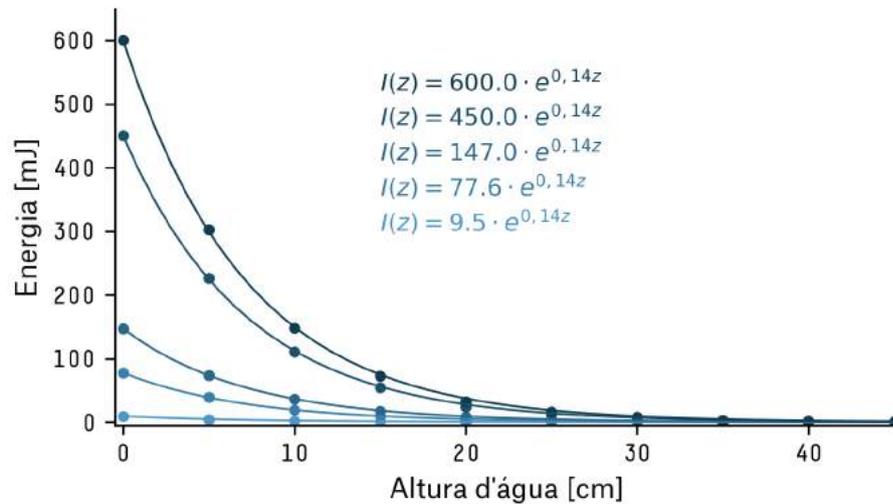


Figura 6.2.4.: Medidas de absorção de energia IR pela água.

e que para o laser previamente descrito, utilizando pulsos de máxima energia (0,85 J) pode ser calculada por:

$$E_{abs} = \mu W_m = \frac{\mu E_m}{A_b} = 0,186 \ll 2300 \text{ J/cm}^3 \quad (6.2.1)$$

Onde W_m é a fluência máxima do laser, e A_b é a área do feixe (πr_b^2). Do resultado acima conclui-se que o laser utilizado não tem capacidade para ultrapassar o limite de vaporização da água, supondo que a área do feixe não tenha sofrido grandes alterações durante a passagem pelo prisma.

6.2.3 Sinais termoacústicos

Finalmente, chegamos no objetivo principal: medir sinais de origem termoacústica com os sensores desenvolvidos neste trabalho. No experimento a seguir utilizou-se o mesmo tanque plástico com água da torneira e o laser pulsado dos experimentos anteriores com a mesma duração de pulso, fixada em 3,6 ns, também defletido em direção ao alvo por meio de um prisma. O sensor termoacústico n°0001 foi montado em uma haste rígida a uma distância de $(15,0 \pm 0,5)$ cm do feixe de entrada. O sinal analógico proveniente do sensor foi digitalizado por um osciloscópio (Tektronix MSO-4032) com um total de 100.000 amostras e taxa de amostragem de 250 MHz, equivalente a um período de aquisição de 0,4 ms (intervalo entre amostras de 4 ns). Na Figura 6.2.5 é mostrado um esquema simplificado do experimento e na Figura 6.2.6 uma foto da montagem no Laboratório de Plasma e Ablação a Laser do CBPF.

A Figura 6.2.7 mostra um exemplo da forma de onda característica dos sinais

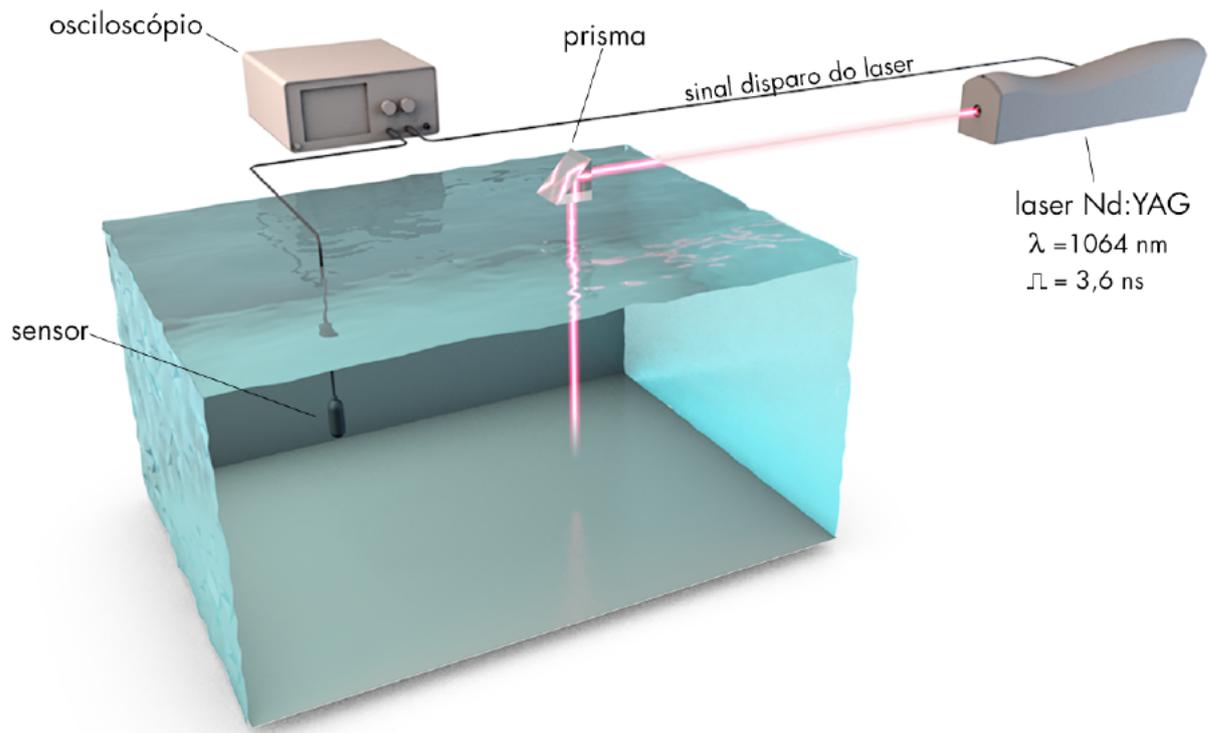


Figura 6.2.5.: Diagrama simplificado do sistema de medição do sinal termoacústico indicando os principais equipamentos utilizados.

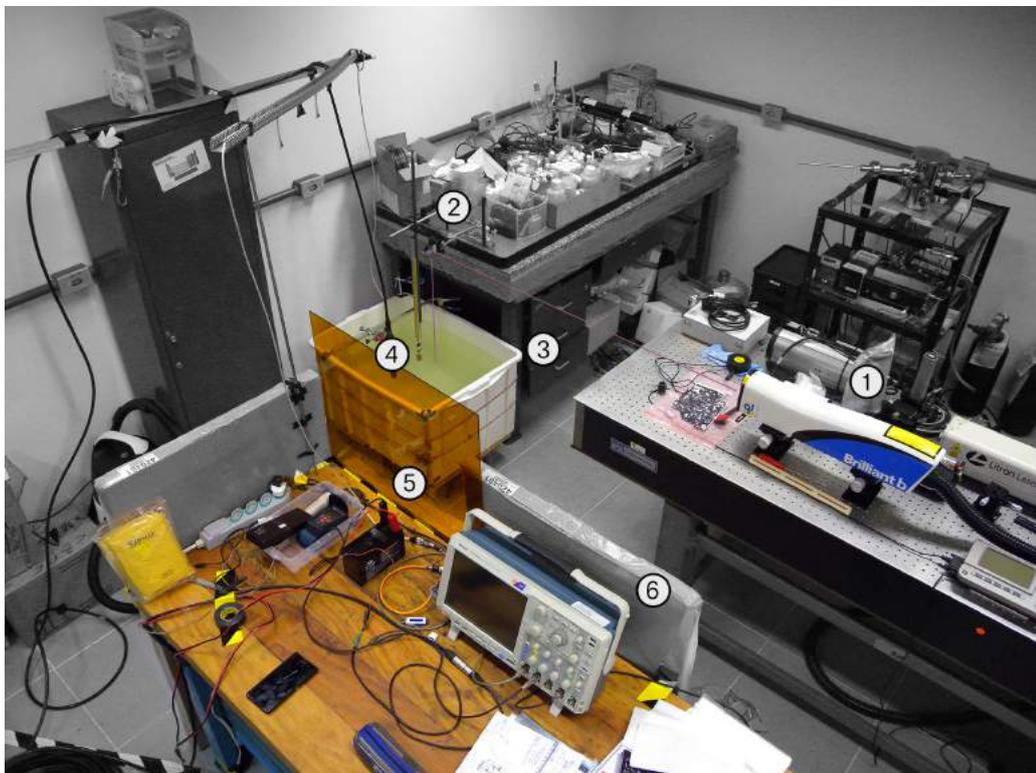


Figura 6.2.6.: Disposição da maioria dos experimentos realizados. 1 - laser Brilliant-b, 2 - prisma fixado em uma mesa óptica, 3 - tanque de provas, 4 - sensor termoacústico, 5 - fonte de alimentação do sensor, 6 - osciloscópio digital.

capturados. Esta onda foi gerada da média de 256 pulsos com energia média e incerteza padrão de $92,5 \pm 2,5$ mJ ($577,3 \pm 15,6$ PeV) por pulso. No instante que o feixe de laser é disparado, $t = 0$, é possível ver um acentuado sinal na forma de onda. Este sinal não poderia ter origem acústica por ter sido detectado quase que instantaneamente com o acionamento do laser, e é gerado por um pulso de RF (Rádio-Frequência) durante a descarga do banco de capacitores da fonte do laser, como também observado em Hunter (1981) [49]. Apesar de ser uma contaminação no sinal gravado, este pulso é de valia pois injeta na série de dados o instante em que o laser foi disparado.

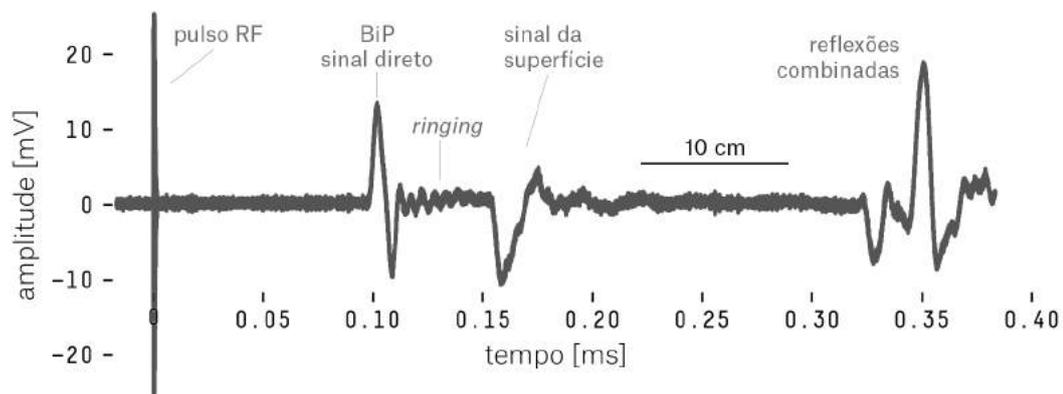


Figura 6.2.7.: Exemplo da forma de onda capturada pelo sensor termoacústico para pulso com energia de 92,5 mJ. Este sinal representa a média de 256 pulsos quando a temperatura da água era de 20 °C.

Cerca de 100 μ s após o impacto do raio laser na superfície livre do líquido podemos observar um pulso bipolar (BIP, *Bipolar Pulse*) – um pulso de compressão seguido de um pulso de rarefação – formado quando a densidade de energia depositada é menor que o limiar de vaporização do líquido e previsto por diversos trabalhos [4, 32, 33, 39, 53] como originário do processo de interação termoelástico.

Ainda no exemplo da Figura 6.2.7, o sinal bipolar é seguido de oscilações de menor amplitude relacionadas à excitação das regiões de ressonância da cerâmica do sensor pelas componentes de maior frequência do sinal de pressão acústica – *ringing* [48, 53]. Em outras situações, dependendo da densidade de energia do pulso de radiação, diferentes formas de onda podem surgir pela influência do mecanismo de vaporização do líquido e formação de microbolhas [39].

O próximo pulso de amplitude notável é proveniente da superfície. Este sinal também foi detectado em outros trabalhos [48, 53] e é resultado da grande deposição de energia próxima da interface ar/água, como pode ser visto no resultado de uma simulação na Figura 2.4.2. Calculando a distância do ponto de impacto do laser ao sensor podemos confirmar o tempo necessário para um sinal percorrer esta distância (Figura 6.2.8).

Também não se pode descartar a possibilidade deste pulso da superfície sofrer

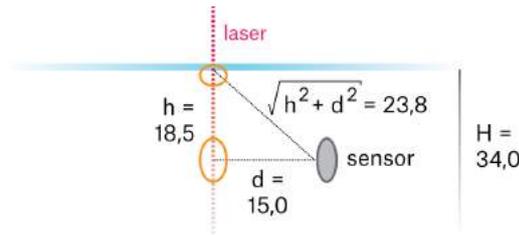


Figura 6.2.8.: Distância percorrida por um sinal acústico da superfície até o sensor ($t \sim 154 \mu\text{s}$).

contribuição do mecanismo dinâmico de geração de som (ou pressão radiativa) devido à transferência do momento dos fótons do feixe para o meio líquido. A suspeita dessa contribuição deve-se a não inversão desta porção do sinal na transição de temperatura passando pelo ponto de 4°C , e que pode ser observada na porção final da Figura 6.2.14. A pressão exercida por cada pulso não é desprezível e pode ser calculada por,

$$p = \frac{I_f}{c} = \frac{E_p}{\tau_p A_b c} = \frac{92,5 \times 10^{-3}}{3,6 \times 10^{-9} \cdot 6,362 \times 10^{-5} \cdot 2,998 \times 10^8} = 1347 \text{ [N/m}^2\text{]} \quad (6.2.2)$$

Onde I_f é a intensidade do pulso, em W/m^2 , e c é a velocidade da luz. A força exercida por cada pulso em uma área igual ao *spot* pode ser calculada através de,

$$F = p \cdot A_b = 1347 \cdot 6,362 \times 10^{-5} = 85,7 \times 10^{-3} \text{ N.} \quad (6.2.3)$$

Sabendo qual porção do sinal captado é oriundo do mecanismo termoelástico, podemos selecionar somente esta parte da série temporal de dados e calcular o espectro de amplitude, através da transformada discreta de Fourier, utilizando o algoritmo de transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*), exibido na Figura 6.2.9. Devido à quantidade finita de amostras foi utilizada uma janela do tipo *Hanning*, com intuito de suavizar o efeito de vazamento espectral causado pelas descontinuidades da borda do sinal.

Com o sinal no domínio da frequência é fácil perceber que a maior parte da energia do sinal termoacústico está concentrada na faixa abaixo de 150 kHz com um máximo próximo de 70 kHz. O segundo pico, de menor amplitude e localizado entre 150 e 250 kHz, nos leva a crer que é causado pela interação do sinal com as ressonâncias da cerâmica (*ringing*), pois, na Figura 3.2.4 observa-se que o maior pico de ressonância da cerâmica está situado justamente nessa faixa.

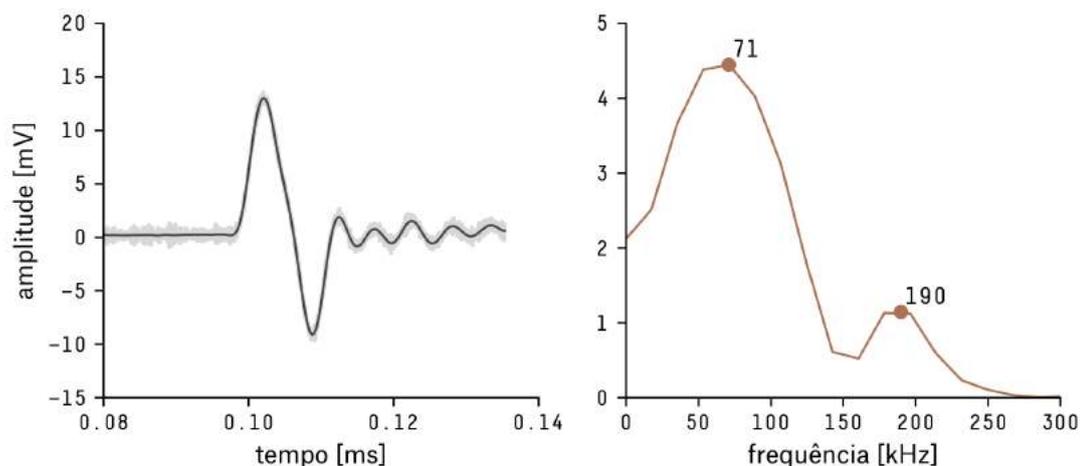


Figura 6.2.9.: Pulso bipolar de origem termoacústica extraído da série de pressão do sensor (esquerda) e o espectro de amplitude deste sinal (direita).

6.2.4 Origem hidrodinâmica

Com o objetivo de ter uma confirmação mais rigorosa se os sinais medidos tiveram origem hidrodinâmica, foi feita uma sequência de disparos do laser com o sensor termoacústico a diferentes distâncias do ponto de impacto, indicadas na Figura 6.2.10 e incerteza na posição de 0,5 cm. O laser foi configurado para emitir feixes com energia de 22 mJ a uma taxa de 10 Hz. O traço de cada medida representa a média de 256 pulsos (curva cinza) e as linhas coloridas representam os sinais filtrados através de um filtro digital do tipo Butterworth de 2ª ordem [114]. A temperatura da água no momento da medição era de $(26,0 \pm 0,5) \text{ } ^\circ\text{C}$ (velocidade do som de referência $c_a = 1500 \text{ m/s}$ [110]).

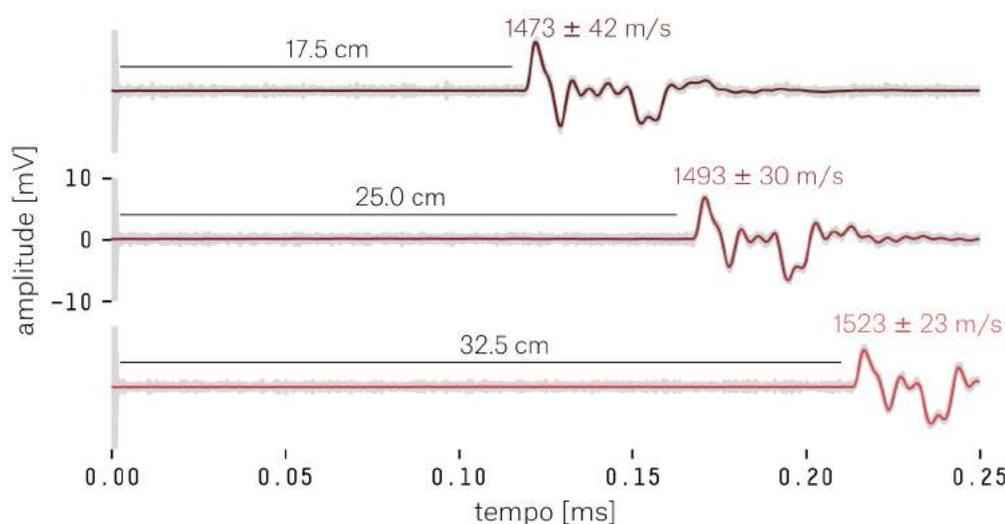


Figura 6.2.10.: Velocidade do som estimada com base na diferença do tempo de chegada do pulso gerado pelo impacto do laser na água e o sensor em três distâncias distintas.

Apesar da incerteza grande no valor da velocidade do som, devido à imprecisão

no posicionamento do sensor, os valores calculados de velocidade do som ($c_a=d/t$) para as três posições não deixam dúvidas que o sinal medido é de natureza acústica por conta do tempo de deslocamento.

6.2.5 Variação da energia do pulso

De acordo com a teoria termoacústica a pressão acústica varia linearmente com a densidade de energia absorvida [40, 53], conseqüentemente, fazendo com que a amplitude do sinal elétrico do sensor também varie linearmente. Assim, com o intuito de avaliar a variação do sinal de pressão em função da energia do pulso de radiação laser, são apresentados, na Figura 6.2.11, os dados obtidos com a variação da energia do laser para valores de temperatura entre 2,5 e 10,0 °C.

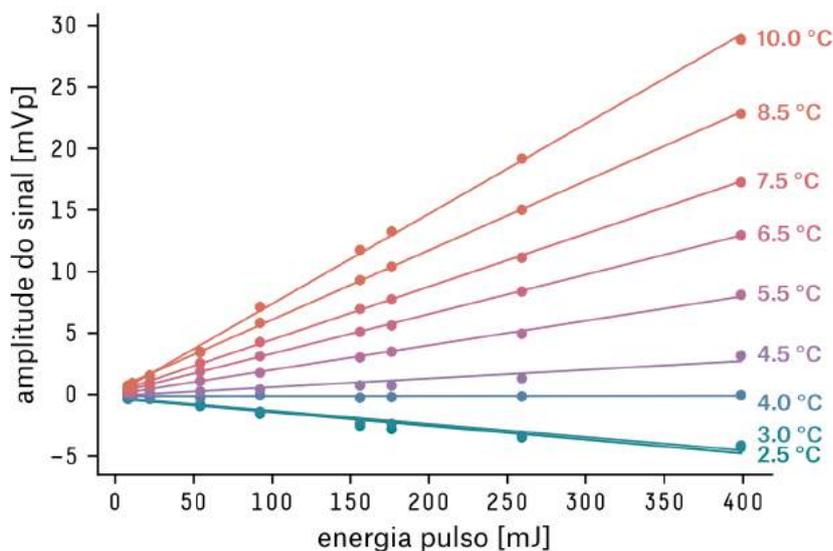


Figura 6.2.11.: Variação da amplitude do primeiro pico do sinal em função da energia do pulso e da temperatura da água.

No experimento foram feitas 9 medidas em diferentes temperaturas variando a energia do pulso entre 8 e 400 mJ e o resultado de cada medida representa a média de 256 disparos de laser. Observa-se uma tendência linear da relação da amplitude do sinal com a variação da energia, em acordo com o previsto pela teoria. Os traços sólidos da figura representam uma regressão linear do conjunto de pontos para cada uma das temperaturas. Os coeficientes de determinação para todos os ajustes são maiores que 90% ($R^2 > 0,9$).

Com a intenção de observar em maiores detalhes o limiar inferior de detecção, foram feitas outras medidas com maior número de amostras e com a energia dos pulso limitado a 80 mJ. O gráfico da Figura 6.2.12 mostra uma medida realizada a 20°C. A aglomeração de pontos em baixas energias se deve à baixa precisão do medidor de

potência no limite inferior de medição, que pode ser considerado empiricamente próximo de ~ 10 mJ. A amplitude do sinal aparenta ter uma relação linear com o aumento da energia do pulso. A qualidade da regressão linear pode ser estimada pelo coeficiente de determinação (R^2), que para os dados medidos é de $R^2=0,99$.

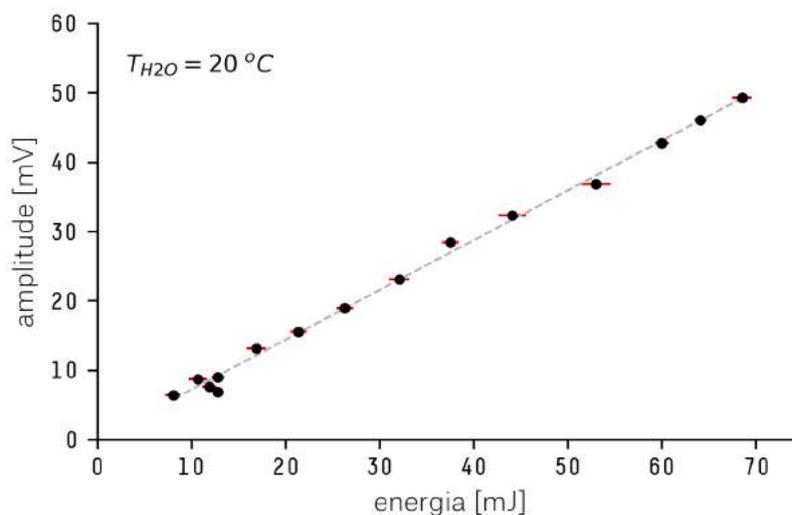


Figura 6.2.12.: Medida da amplitude do sinal acústico com a variação da energia do pulso. O experimento foi realizado a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

6.2.6 Variação da distância

Numa tentativa de obter a dependência da amplitude do pico de pressão em relação à distância do eixo de entrada do laser, o sensor foi instalado a uma profundidade de $z = 7,5$ cm sendo gradativamente afastado entre os intervalos de medição. Para cada uma das distâncias as curvas capturadas correspondem a média de 256 pulsos e o valor do primeiro pico é medido após a passagem de um filtro digital do tipo butterworth. A temperatura da água no momento do experimento era de $(26,0 \pm 0,5)\text{ }^{\circ}\text{C}$.

O experimento foi realizado para 5 níveis de energia, variando de 44 a 176 mJ por pulso e para 4 distâncias distintas. Os resultados do experimento são exibidos na Figura 6.2.13.

Apesar de evidente o decaimento da amplitude do sinal com o aumento da distância, as curvas exibidas não se encaixam nos modelos previstos e observados em outros experimentos similares. Para uma fonte termoacústica com geometria cilíndrica era de se esperar que às curvas tivessem um decréscimo proporcional a $1/\sqrt{r}$ no campo-próximo e a $1/r$ no campo-distante [32, 34, 39, 49, 53, 115].

Portanto não foi possível concluir uma relação clara entre a energia do feixe e a distância do sensor até a região de geração de som. Uma possível resposta para esta falta de conclusão pode estar ligada aos padrões de direcionalidade da fonte e/ou do

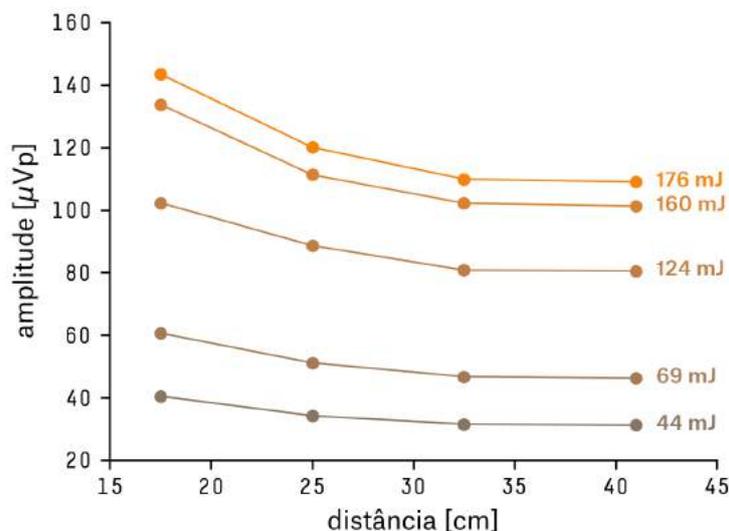


Figura 6.2.13.: Decaimento da amplitude em função da distância para diferentes energias de pulso.

sensor e que não foram medidos neste trabalho.

6.2.7 Variação da temperatura

Como visto anteriormente, a amplitude do sinal acústico, quando gerado pelo fenômeno termoacústico, é proporcional à constante de Grüneisen (§2.4.1). Dentre os três parâmetros que compõem Γ , o coeficiente de expansão térmica (β) tem a distinta característica de assumir valores próximos de zero quando a temperatura da água atinge o ponto de maior densidade e menor volume a 4 °C. A polaridade de β também muda conforme a temperatura do meio fica abaixo (sinal negativo) ou acima (sinal positivo) de 4 °C. Através deste comportamento do coeficiente de expansão térmica pode-se julgar se o sinal recebido foi gerado pelo mecanismo termoelástico, pois, quando a temperatura da água estiver próxima de 4 °C o pulso bipolar deverá ser extinto, e em temperaturas diferentes de 4 °C a polaridade do sinal acústico será modulada pelo valor negativo ou positivo de β (linha bicolor no gráfico da Figura 6.2.16).

Então, posicionou-se o sensor em $(x, y, z) = (28, 28.5, 16.5)$ cm e o ponto de entrada do feixe em $(x, y) = (44, 31.5)$ cm, resultando em uma distância horizontal de 16,3 cm. Encheu-se o tanque com água e gelo e somente após o derretimento total do gelo foram efetuadas medidas conforme a temperatura da água ia naturalmente se elevando. Os valores registrados são as médias de 256 disparos filtrados por um filtro Butterworth de 2ª ordem. As temperaturas foram medidas com um termômetro de mercúrio com marcações em intervalos de 1 °C. As medidas foram feitas entre 2,5 °C e 10,0 °C, conforme os gráficos da Figura 6.2.14.

Na Figura 6.2.15 foram selecionadas as curvas das temperaturas de 2.5, 4.0 e

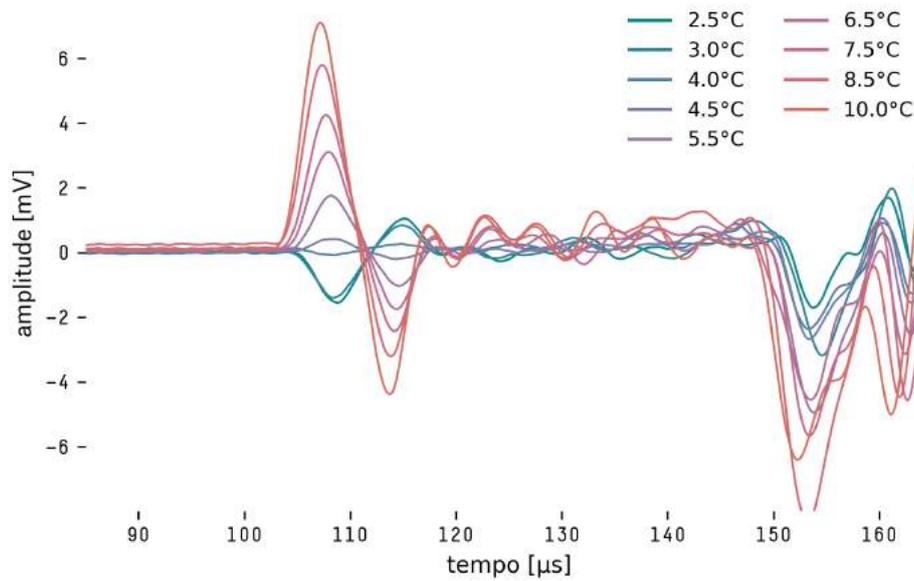


Figura 6.2.14.: Sinais capturados para pulsos com energia de 92 mJ a diferentes temperaturas.

5.5°C do exemplo anterior. Observa-se que os sinais acústicos capturados pelo sensor condizem com o padrão previsto pela teoria. Na curva azul a temperatura da água estava a 2,5 °C e vemos inicialmente um pulso de rarefação seguido de um pulso de compressão. Conforme a temperatura se aproxima de 4 °C o sinal praticamente desaparece, pois $\beta \approx 0$ (curva roxa). E quando a água ultrapassa esta temperatura, $\beta > 0$, passamos a observar um pulso de compressão seguido de um pulso de rarefação (curva vermelha).

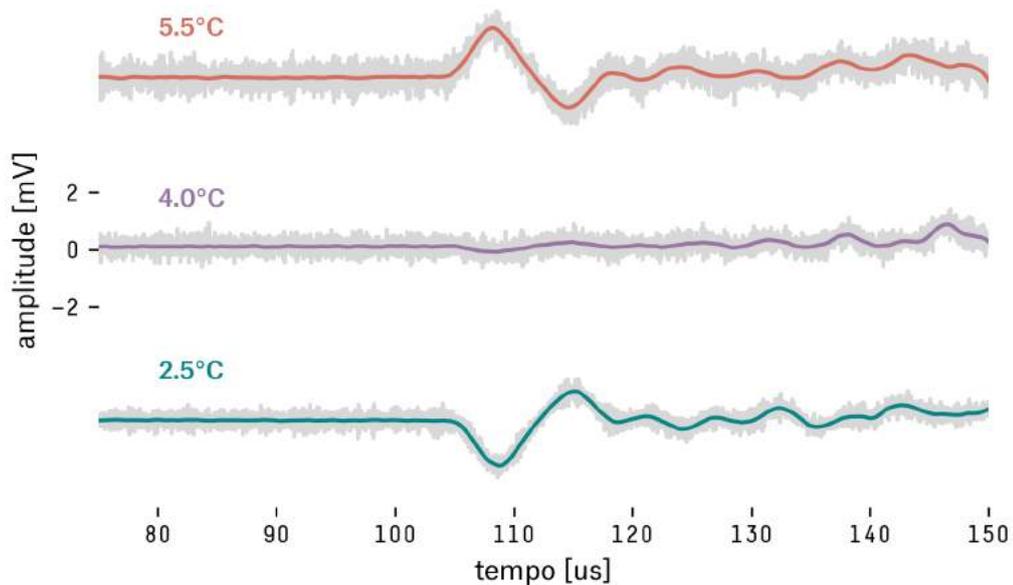


Figura 6.2.15.: Exemplo de inversão da forma de onda do sinal acústico em três temperaturas distintas para um feixe com energia de 92 mJ/pulso. A parte cinza corresponde aos dados da média de 256 pulsos e a curva colorida a média após a aplicação de um filtro digital do tipo Butterworth.

A amplitude do primeiro pico da curva de pressão em relação à temperatura

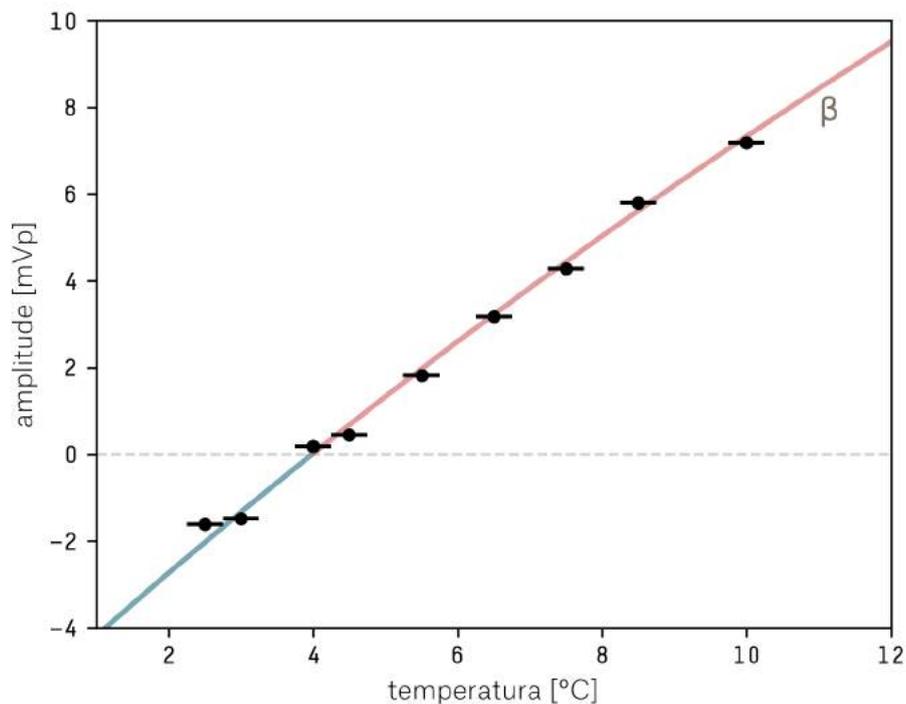


Figura 6.2.16.: Amplitude dos picos das curvas em função da temperatura e a variação de β [116], normalizado em relação aos dados.

da água é mostrada na Figura 6.2.16. A curva bicolor sólida representa os valores do coeficiente de expansão térmica β em função da temperatura normalizados em relação aos dados medidos, de onde é possível notar uma correlação com as amplitudes do sinal termoacústico, como era de se esperar.

Não foi avaliada a variação da sensibilidade do sensor em função da temperatura, porém espera-se que a influência para a faixa de temperaturas dos experimentos realizados seja baixa, como descrito no trabalho de Lahmann, R. (2015) [53].

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho foi devotado ao desenvolvimento de sensores termoacústicos. Iniciei a investigação estudando os fenômenos de geração de som por deposição de radiação e quais as características das formas de onda (sinais) geradas pelo mecanismo termoacústico. Foi apresentada brevemente a teoria de propagação de sinais acústicos na água e levantados quais os elementos básicos necessários para a construção dos sensores termoacústicos. No decorrer de três capítulos foram analisados os dois principais elementos do sensor: os transdutores cerâmicos e os pré-amplificadores, além de testes e a montagem em um envólucro resistente. Por fim, foi utilizado um laser infravermelho para testar a capacidade do sensor de detectar os sinais do fenômeno termoacústico através de diferentes experimentos.

Foi feito um esforço na compreensão dos parâmetros principais dos elementos de transdução e dos circuitos de pré-amplificação assegurando a capacidade do sensor de medir sinais hidroacústicos de baixa amplitude.

Para os elementos de transdução foram estudadas cerâmicas piezoelétricas feitas de PZT por serem duráveis, ter boa resistência mecânica e, por ser um pó, pode ser moldado e sinterizado em diversos formatos. A geometria escolhida foi a cilíndrica por apresentar um padrão de sensibilidade com simetria radial, pelo menos teoricamente, e ter uma boa disponibilidade comercial. Foi visto que a sensibilidade do transdutor pode ser alterada com o aumento do volume da cerâmica e com a blindagem das faces internas ao campo de pressão acústico, o que foi feito utilizando tampas feitas de corprene, cobre ou acrílico. Para o sensor final foram escolhidas as cerâmicas SMC1186 e SMC1513 que na configuração blindada têm uma sensibilidade de campo livre teórica de $M_0 = -201,7$ e $-197,8$ dB re $1V/\mu\text{Pa}$ respectivamente.

As medidas de ressonância permitiram estabelecer as frequências dos picos de ressonância das cerâmicas. Os valores do primeiro pico de ressonância foram encontrados em 89 kHz para a cerâmica SMC1186 e em 63 kHz para a cerâmica SMC1513, estando próximos dos valores informados pelo fabricante (90 e 65 kHz \pm 5%).

Um modelo teórico do ruído elétrico da cerâmica foi analisado permitindo explorar os parâmetros de influência. Concluiu-se que o ruído elétrico pode ser diminuído em cerâmicas com maior capacitância e menor $\text{tg } \delta$, e que para a cerâmica SMC1513 foi

calculado um ruído de $324 \text{ nV}_{\text{rms}}$ em uma banda de 50 kHz, equivalendo a um ruído em pressão de 2,5 mPa.

Foram projetados dois pré-amplificadores, um seguidor de tensão e um integrador de carga. Porém somente o pré-amplificador de tensão foi utilizado na montagem dos protótipos. A eletrônica utilizada no sensor foi montada com um circuito integrado de baixo ruído, de corrente e tensão, e com um ganho fixo de 28,9 dBV ($\times 28 \text{ V/V}$) razoavelmente plano ($\pm 1 \text{ dB}$) até $\sim 60 \text{ kHz}$. A banda do sensor foi limitada através de um filtro passa-baixa de 1ª ordem com $f_c = 589 \text{ kHz}$. A adição do pré-amplificador às cerâmicas incrementou a sensibilidade total para $M_h = -172,8$ e $-168,9 \text{ dB}$ re $1 \text{ V}/\mu\text{Pa}$ (SMC1186 e SMC1513).

Utilizando um laser infravermelho como fonte termoacústica foi possível observar uma relação linear entre a energia do pulso, na faixa entre 8 e 400 mJ, e a amplitude do sinal TA, como previsto pela teoria (Figuras 6.2.11 e 6.2.12). A boa linearidade, $R^2 > 0,9$, abre a possibilidade da utilização do sensor em aplicações metrológicas para medição de potência/energia de fontes pulsadas de radiação.

Considero o principal resultado deste trabalho a observação da inversão do sinal acústico durante a variação da temperatura do líquido passando pelo ponto onde $\beta \approx 0$ em $4 \text{ }^\circ\text{C}$. Essa medida é a constatação que o sinal medido é majoritariamente oriundo do efeito termoacústico. Sendo este o fenômeno gerador de sinais característicos de outros fenômenos interessantes como por exemplo da interação de raios-cósmicos de alta energia com meios condensados.

7.1 DIFICULDADES ENCONTRADAS

Algumas das dificuldades encontradas no decorrer deste projeto são descritas abaixo.

Durante o processo de resinagem de alguns sensores, ocorreu a formação de bolhas de CO_2 . O surgimento das bolhas deve-se a reação dos compostos da resina de poliuretano com a umidade presente no ar, na resina e nos utensílios utilizados para misturar a resina com o catalisador. A formação de bolhas deve ser minimizada pois a diferença de impedância ar/resina faz com ocorra uma diminuição na sensibilidade do sensor. Posteriormente à fabricação dos primeiros sensores foi desenvolvida uma câmara hermética de baixa umidade para o armazenamento da resina PU.

A principal fonte de incerteza nos experimentos realizados e conseqüentemente nos resultados encontrados foi a baixa rigidez da estrutura de fixação e suporte do sensor. Aliado a isso a falta de um sistema de posicionamento preciso do sensor incorreu

em incertezas mais altas. Esta afirmação pode ser constatada com as altas incertezas nas medidas de velocidade do som.

7.2 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Aproveito para propor uma lista com tópicos importantes que poderão ser abordados futuramente e que complementariam o trabalho aqui desenvolvido.

- Calibração dos sensores em um tanque acústico. Pois permitirá avaliar a sensibilidade dos sensores desenvolvidos e assim intercomparar com outros sensores e resultados de outros trabalhos.
- Medir o padrão de direcionalidade. Assim, averiguando o quão próximo de um padrão de sensibilidade omni-direcional o sensor se encontra.
- Medidas da intensidade do sinal acústico gerado por pulsos laser com o sensor posicionado em um número razoavelmente grande de posições, de forma a auxiliar na obtenção de melhores resultados sobre a variação da amplitude com a distância além de permitir inferir a geometria do campo acústico irradiado.
- Desenvolvimento de um protocolo robusto (técnica e instrumentação) para a medição do ruído elétrico dos pré-amplificadores.

7.3 PUBLICAÇÕES E COLABORAÇÕES

Em decorrência dos estudos direta ou indiretamente relacionados a este trabalho foi publicada uma Nota Técnica no CBPF, feita uma apresentação de pôster no congresso “Rio Acoustics 2017” [103] e formada uma colaboração com o grupo do Laboratório de Aceleradores Lineares do Centre Scientifique d’Orsay, na França, onde um dos sensores desenvolvidos será usado para medir pulsos de radiação gerados por um laser de elétrons livres (FEL – *Free Electron Laser*).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AU, W. W.; POPPER, A. N.; FAY, R. R. *Hearing by Whales and Dolphins*. New York, NY: Springer New York, 2000. 485 p. (Springer Handbook of Auditory Research, v. 12). Citado na página 1.
- [2] DURANT, W. *The Renaissance (The Story of Civilization V)*. [S.l.]: Simon & Schuster, 1980. 776 p. Citado na página 1.
- [3] BARBOSA, A. F.; MARECHAL, B.; POLYCARPO, É. Scientific instrumentation for physics research. In: *ICFA 2003 Instrumentation School*. Rio de Janeiro: CBPF, 2007. p. 305. Citado na página 1.
- [4] LYAMSHEV, L. M. *Radiation acoustic*. [S.l.]: CRC Press, 2004. Citado 7 vezes nas páginas 2, 5, 8, 9, 10, 11 e 69.
- [5] Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 798, p. 172–213, out 2015. Citado na página 2.
- [6] KARLE, A. IceCube — the next generation neutrino telescope at the South Pole. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 118, p. 388–395, abr 2003. Citado na página 2.
- [7] ANTARES Collaboration. A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos. jul 1999. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/astro-ph/9907432>>. Citado na página 2.
- [8] WILKES, R. J.; LEARNED, J. G.; GORHAM, P. W. *Deep Ocean Neutrino Detector Development: Contributions by The DUMAND Project*. Disponível em: <<https://www.phys.hawaii.edu/dumand/dumacomp.html>>. Acesso em: 22/07/2018. Citado na página 2.
- [9] CRONIN, J. W.; GAISSER, T. K.; SWORDY, S. P. Cosmic Rays at the Energy Frontier. *Scientific American*, v. 276, n. 1, p. 44–49, 1997. Citado na página 2.
- [10] VANDENBROUCKE, J. A. *Acoustic detection of astrophysical neutrinos in South Pole ice*. Tese (Doutorado) — University of California - Berkeley, 2009. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1201.0072>>. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 12.
- [11] AGUILAR, J. et al. AMADEUS—The acoustic neutrino detection test system of the ANTARES deep-sea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 626-627, p. 128–143, jan 2011. Citado na página 2.
- [12] LAHMANN, R. Acoustic neutrino detection investigations within ANTARES and prospects for KM3NeT. *EPJ Web of Conferences*, v. 116, abr 2016. ISSN 2100-014X. Citado na página 2.
- [13] NAUMANN, C. L. *Development of Sensors for the Acoustic Detection of Ultra High Energy Neutrinos in the Deep Sea*. Tese (Doutorado) — Universität Erlangen-Nürnberg, 2007. Citado 6 vezes nas páginas 2, 22, 33, 34, 41 e 93.
- [14] BÖSER, S. *Acoustic detection of ultra-high energy cascades in ice*. Tese (Doutorado) —

- Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2007. Citado 6 vezes nas páginas 2, 12, 13, 34, 55 e 93.
- [15] RÚJULA, A. D. et al. Neutrino exploration of the earth. *Physics Reports*, v. 99, n. 6, p. 341–396, 1983. Citado na página 2.
- [16] PERELTA, S. B.; AL-KHAFAJI, H. H.; WILLIAMS, A. W. Photoacoustic optical power meter using piezoelectric detection. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, v. 21, n. 2, p. 195–196, fev 1988. Citado na página 3.
- [17] DUARTE, M.; VIEIRA, M. M. Laser power-meter employing neutral density filters. *Optics and Lasers in Engineering*, v. 28, n. 6, p. 481–484, 1997. Citado na página 3.
- [18] MASUJIMA, T. et al. Photoacoustic detector for synchrotron-radiation research. *Review of Scientific Instruments*, v. 60, n. 7, p. 2318–2320, jul 1989. Citado na página 3.
- [19] HODGSON, P. et al. Application of pulsed laser photoacoustic sensors in monitoring oil contamination in water. *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 29, 1995. Citado na página 3.
- [20] BAGESHWAR, D. V. et al. Photoacoustic Spectroscopy and Its Applications – A Tutorial Review. *Eurasian J. Anal. Chem.*, v. 5, n. 2, p. 187–203, 2010. Citado na página 3.
- [21] ACOSTA-AVALOS, D. et al. Photoacoustic Spectroscopy of *Candida albicans* Treated with Methylene Blue. *International Journal of Thermophysics*, v. 33, n. 10-11, p. 1864–1869, nov 2012. Citado na página 3.
- [22] ZHAO, Z. *Pulsed photoacoustic techniques and glucose determination in human blood and tissue*. Tese (Doutorado) — University of Oulu, 2002. Disponível em: <<http://jultika.oulu.fi/files/isbn9514266900.pdf>>. Citado 6 vezes nas páginas 4, 9, 10, 12, 13 e 20.
- [23] TSEREVELAKIS, G. J. et al. Photoacoustic imaging reveals hidden underdrawings in paintings. *Scientific Reports*, Springer US, v. 7, n. 1, p. 1–11, 2017. Citado na página 4.
- [24] EGEREV, S. V.; MOROZOV, A. K.; LYAMSHEV, L. M. Laser Sound Technique for the Remote Control of Underwater Oceanographic Instrumentation. *Acta Acustica united with Acustica*, v. 90, n. 2, p. 263–271, mar 2004. Citado na página 4.
- [25] CHOTIROS, N. P.; BUSCH-VISHNIAC, I. J.; BERTHELOT, Y. H. *The moving thermoacoustic array*. Austin, Texas, 1986. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a174677.pdf>>. Citado 5 vezes nas páginas 4, 9, 10, 15 e 16.
- [26] HSIEH, H. A. *Design of laser induced heating configurations for generation and control of underwater sound beams*. Tese (Doutorado) — Georgia Institute of Technology, 1987. Citado 3 vezes nas páginas 4, 12 e 13.
- [27] HICKMAN, D. G.; EDMONDS, J. A. Laser-acoustic measurements for remotely determining bathymetry in shallow turbid waters. *J. Acoust. Soc. Am.*, v. 73, n. 3, p. 840–843, mar 1983. Citado na página 4.
- [28] NOSENGO, N. Underwater acoustics: The neutrino and the whale. *Nature*, v. 462, n. 7273, p. 560–561, dec 2009. Citado na página 5.

- [29] TELEDYNE RESON. *Hydrophone TC4032: Low Noise Sea-State Zero Hydrophone*. [S.l.], 2005. Citado na página 6.
- [30] BELL, A. G. Upon the production of sound by radiant energy. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, v. 11, n. 71, p. 510–528, jan 1881. Citado na página 7.
- [31] ASKARYAN, G. A. Hydrodynamic radiation from the tracks of ionizing particles in stable liquids. *The Soviet Journal of Atomic Energy*, v. 3, p. 921–923, 1957. Citado na página 7.
- [32] ASKARIYAN, G. et al. Acoustic detection of high energy particle showers in water. *Nuclear Instruments and Methods*, v. 164, p. 267–278, 1979. Citado 5 vezes nas páginas 7, 11, 20, 69 e 73.
- [33] LEARNED, J. G. Acoustic radiation by charged atomic particles in liquids: An analysis. *Physical Review D*, v. 19, n. 11, p. 3293–3307, 1979. Citado 5 vezes nas páginas 7, 11, 12, 51 e 69.
- [34] SULAK, L. et al. Experimental Studies of the Acoustic Signature of Proton Beams Traversing Fluid Media. *Nuclear Instruments and Methods*, v. 161, p. 203–217, 1979. Citado 4 vezes nas páginas 7, 12, 20 e 73.
- [35] GOLUBNICHY, P. I. et al. Influence of substance parameters on the acoustic signal value in DUMAND installation. In: *18th International Cosmic Ray Conference*. Bangalore, India: [s.n.], 1983. p. 170. Citado na página 7.
- [36] STAN, C. A. et al. Liquid explosions induced by X-ray laser pulses. *Nature Physics*, v. 12, n. 10, p. 966–971, oct 2016. Citado na página 8.
- [37] TAM, A. C. Applications of photoacoustic sensing techniques. *Reviews of Modern Physics*, v. 58, n. 2, p. 381–431, 1986. Citado 3 vezes nas páginas 9, 10 e 14.
- [38] ASKARYAN, G. A.; DOLGOSHEIN, V. A. Microelectrostriction in an ionized medium. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 28, n. 10, p. 617–620, 1978. Citado na página 9.
- [39] SIGRIST, M. W.; KNEUBÜHL, F. K. Laser-generated stress waves in liquids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 64, n. 6, p. 1652–1663, dec 1978. Citado 10 vezes nas páginas 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 66, 69 e 73.
- [40] HOELEN, C. G. A.; MUL, F. F. M. de. A new theoretical approach to photoacoustic signal generation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 106, n. 2, p. 695–706, aug 1999. Citado 5 vezes nas páginas 10, 12, 13, 14 e 72.
- [41] MACCABEE, B. Laser Induced Underwater Sound. In: *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*. [S.l.]: IEEE, 1987. p. 1099–1108. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 66.
- [42] LYAMSHEV, L. M. Lasers in Acoustics. In: *Physical Acoustics*. Boston, MA: Springer US, 1991. p. 55–63. Citado na página 10.
- [43] SIGRIST, M. W. Laser generation of acoustic waves in liquids and gases. *Journal of Applied Physics*, v. 60, n. 7, 1986. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 14.
- [44] KENNEDY, P. K.; HAMMER, D. X.; ROCKWELL, B. A. Laser-induced breakdown in aqueous media. *Progress in Quantum Electronics*, v. 21, n. 3, p. 155–248, 1997. Citado na página 10.

- [45] TESLENKO, S. V. Investigation of photoacoustic and photohydrodynamic parameters of laser breakdown in liquids. *Sov. J. Quantum Electron.*, v. 7, n. 8, p. 981–984, 1977. Citado na página 10.
- [46] BOWEN, T. Sonic particle detection. In: *15th International Cosmic Ray Conference*. Plvdiv, Bulgaria: [s.n.], 1977. p. 277–282. Citado na página 11.
- [47] MANTHEI, G.; EISENBLÄTTER, J.; SPIES, T. Experience on acoustic wave propagation in rock salt in the frequency range 1-100 kHz and conclusions with respect to the feasibility of a rock salt dome as neutrino detector. *International Journal of Modern Physics A*, v. 21, n. supp01, p. 30–34, jul 2006. Citado na página 12.
- [48] GRAF, K. *Experimental Studies within ANTARES towards Acoustic Detection of Ultra-High Energy Neutrinos in the Deep-Sea*. Tese (Doutorado) — Universität Erlangen-Nürnberg, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 69.
- [49] HUNTER, S. D.; JONES, W. V.; MALBROUGH, D. J. Nonthermal acoustic signals from absorption of a cylindrical laser beam in water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 69, n. 6, p. 1563–1567, jun 1981. Citado 6 vezes nas páginas 12, 13, 14, 20, 69 e 73.
- [50] READY, J. F. *Effects of High-Power Laser Radiation*. 1st. ed. [S.l.]: Academic Press, 1971. 448 p. Citado na página 12.
- [51] GORODETSKIĭ, V. S. et al. Generation of sound by laser pulses. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, v. 8, n. 11, p. 1345–1347, nov 1978. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 15.
- [52] MEURES, T. *Reciprocity Calibration of Hydrophones in the Aachen Acoustic Laboratory*. Tese (Doutorado) — Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2010. Citado 3 vezes nas páginas 12, 23 e 34.
- [53] LAHMANN, R. et al. Thermo-acoustic sound generation in the interaction of pulsed proton and laser beams with a water target. *Astroparticle Physics*, v. 65, p. 69–79, 2015. Citado 5 vezes nas páginas 12, 69, 72, 73 e 76.
- [54] ASKAR'YAN, G. A. et al. The effects of a laser beam in a liquid. *Soviet Physics - JETP*, v. 17, n. 6, p. 1463–1465, 1963. Citado na página 12.
- [55] CAROME, E. F.; CLARK, N. A.; MOELLER, C. E. Generation of acoustic signals in liquids by ruby laser-induced thermal stress transients. *Applied Physics Letters*, v. 4, n. 6, p. 95–97, mar 1964. Citado na página 12.
- [56] BUSHANAM, G. S. Laser-generated thermoelastic shock wave in liquids. *Journal of Applied Physics*, v. 46, n. 5, p. 2074–2082, mai 1975. Citado na página 13.
- [57] HU, C. Spherical Model of an Acoustical Wave Generated by Rapid Laser Heating in a Liquid. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 46, n. 3B, p. 728–736, set 1969. Citado na página 14.
- [58] HERITIER, J. M. Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection. *Optics Communications*, v. 44, n. 4, p. 267–272, 1983. Citado na página 14.
- [59] HUTCHINS, D. A. *Ultrasonic Generation by Pulsed Lasers*. [S.l.]: Academic Press, Inc., 1988. 21–123 p. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 20.
- [60] MUNK, W. H. et al. The Heard Island Feasibility Test. *The Journal of the Acoustical*

- Society of America*, v. 96, n. 4, p. 2330–2342, out 1994. Citado na página 17.
- [61] CLAY, C. S.; MEDWIN, H. *Acoustical Oceanography: Principles and Applications*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1977. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- [62] FRANCOIS, R. E.; GARRISON, G. R. Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 72, n. 3, p. 896–907, 1982. Citado na página 18.
- [63] URICK, R. J. *Principles of Underwater Sound*. 3d. ed. [S.l.]: Peninsula Publishing, 1983. Citado 3 vezes nas páginas 19, 20 e 28.
- [64] BOBBER, R. J. *Underwater electroacoustic measurements*. Orlando, Florida, 1970. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/717318.pdf>>. Citado 4 vezes nas páginas 19, 24, 25 e 31.
- [65] LAI, H. M.; YOUNG, K. Theory of the pulsed optoacoustic technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 72, n. 6, p. 2000–2007, dez 1982. Citado na página 20.
- [66] FOOTE, K. G. Discriminating between the nearfield and the farfield of acoustic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 136, n. 4, p. 1511–1517, 2014. Citado na página 20.
- [67] CURIE, J.; CURIE, P. Développement, par pression, de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, v. 91, p. 294–295, 1880. Citado na página 21.
- [68] HUNT, F. V. *Electroacoustics: the analysis of transduction, and its historical background*. Cambridge: Harvard University Press, 1954. Citado na página 21.
- [69] SHERMAN, C. H.; BUTLER, J. L. *Transducers and Arrays for Underwater Sound*. New York, NY: Springer New York, 2007. Citado 7 vezes nas páginas 21, 24, 25, 26, 27, 31 e 35.
- [70] MANBACHI, A.; COBBOLD, R. S. C. Development and Application of Piezoelectric Materials for Ultrasound Generation and Detection. *Ultrasound*, v. 19, n. 4, p. 187–196, nov 2011. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 22.
- [71] JAFFE, B.; COOK, W. R.; JAFFE, H. *Non-Metallic Solids: Piezoelectric Ceramics*. [S.l.]: Academic Press, 1971. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 23.
- [72] APC. *Piezoelectric Ceramics: Principles and Applications*. [S.l.]: APC International, Ltd, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 22, 23 e 24.
- [73] ADAMOWSKI, J. C. *Sensores: Teoria e Aplicações*. São Paulo: Escola Politécnica da USP, 2000. Citado na página 23.
- [74] HACKATHORN, M. F. *The Design of a Deep Ocean Hydrophone*. Tese (Doutorado) — University of Central Florida, 1983. Disponível em: <<http://stars.library.ucf.edu/rtd/684>>. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 30.
- [75] WILSON, O. B. *An introduction to the theory and design of sonar transducers*. Los Altos, CA: Peninsula Pub, 1989. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 27.
- [76] STEMINC. *Piezo material properties*. Disponível em: <<https://www.steminc.com/PZT/en/piezo-materials-properties>>. Acesso em: 09/04/2018. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

- [77] HANISH, S. *A Treatise on Acoustic Radiation*. Washington, D.C., 1981. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a140578.pdf>>. Citado na página 26.
- [78] JONES, D.; PRASAD, S.; KAVANAUGH, S. *An end-capped cylindrical hydrophone for underwater sound detection*. Dartmouth, Canada, 1992. Disponível em: <<http://cradpdf.drdc-rddc.gc.ca/PDFS/unc63/p125721.pdf>>. Citado na página 26.
- [79] AU, W. W. L.; HASTINGS, M. C. *Principles of Marine Bioacoustics*. New York, NY: Springer US, 2008. 283–334 p. Citado na página 27.
- [80] LANGEVIN, R. A. The Electro-Acoustic Sensitivity of Cylindrical Ceramic Tubes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 26, n. 3, p. 421–427, 1954. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.
- [81] HAAN, D.; HARRELL, R. Analytical comparisons of four types of low-frequency, cylindrical hydrophones. In: *Ocean 73 - IEEE International Conference on Engineering in the Ocean Environment*. [S.l.]: IEEE, 1973. p. 316–320. Citado na página 27.
- [82] GROOVES, I. D. *The design of deep-submergence hydrophones*. Orlando, FL, 1971. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/729643.pdf>>. Citado na página 30.
- [83] Engineering Toolbox. *Coefficients of Linear Thermal Expansion*. 2003. Disponível em: <https://www.engineeringtoolbox.com/linear-expansion-coefficients-d_95.html>. Acesso em: 05-jul-2018. Citado na página 30.
- [84] Engineering Toolbox. *Speed of Sound in common Solids*. 2004. Disponível em: <https://www.engineeringtoolbox.com/sound-speed-solids-d_713.html>. Acesso em: 05-jul-2018. Citado na página 30.
- [85] HIGGS, R. W.; ERIKSSON, L. J. Acoustic Decoupling Properties of Corprene DC-100. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 46, n. 5B, p. 1254–1258, 1969. Citado na página 29.
- [86] YOUNG, J. W. Optimization of acoustic receiver noise performance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 61, n. 6, p. 1471, 1977. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 35.
- [87] STRAW, T. B. *Noise Prediction for Hydrophone/Preamplifier Systems*. Newport, RI, 1993, 1–39 p. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 47.
- [88] GABRIELSON, T. B. *Fundamental noise limits in miniature acoustic and vibration sensors*. Warminster, PA, 1991, 92 p. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a247016.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 43.
- [89] JOHNSON, J. B. Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 32, p. 97–109, Jul 1928. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 36.
- [90] WENZ, G. M. Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 34, n. 12, p. 1936, 1962. Citado na página 37.
- [91] ERBE, C. *Underwater acoustics: noise and the effects on marine mammals*. JASCO Applied Sciences, 2011. Disponível em: <<http://oalib.hlsresearch.com/PocketBook3rd>>

- ed.pdf>. Citado na página 37.
- [92] TI. *SBOA135 - Considerations for High-Gain Multistage Designs*. Texas Instruments, 2013. Disponível em: <<http://www.ti.com/lit/an/sboa135/sboa135.pdf>>. Citado na página 40.
- [93] STARECKI, T. Analog Front-End Circuitry in Piezoelectric and Microphone Detection of Photoacoustic Signals. *International Journal of Thermophysics*, v. 35, n. 11, p. 2124–2139, nov 2014. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 45.
- [94] ELLIOT, R. *High Impedance Input Stages*. 2015. Disponível em: <<http://sound.whsites.net/articles/high-z.html>>. Acesso em: 19-mai-2018. Citado na página 41.
- [95] ENGELHARDT, M. *LTspice (Versão XVII) [Software]*. 2017. Disponível em: <<http://www.analog.com/en/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html>>. Acesso em: 01-ago-2018. Citado na página 42.
- [96] TIMME, R.; DAVIDSON, R.; TIMES, A. *Expendable hydrophone for sonobuoy application*. Orlando, FL, 1973. Citado na página 42.
- [97] TIMS, A. C. *Hydrophone Preamplifier Optimization: Prediction of Hydrophone Self-Noise by a Noise Model*. Washington, D.C., 1978. Citado na página 43.
- [98] MOTCHENBACHER, C. D.; CONNELLY, J. A. *Low-noise electronic system design*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1993. Citado 3 vezes nas páginas 43, 96 e 97.
- [99] HOROWITZ, P.; HILL, W. *The art of electronics*. 3rd. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 44, 96 e 97.
- [100] VOGEL, B. *The Sound of Silence*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008. Citado 4 vezes nas páginas 46, 47, 96 e 97.
- [101] CAFARELLI, A. et al. Speed of sound in rubber-based materials for ultrasonic phantoms. *Journal of Ultrasound*, Springer International Publishing, v. 19, n. 4, p. 251–256, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 55.
- [102] KINSLER, L. E. et al. *Fundamentals of Acoustics*. 4a. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2000. Citado na página 54.
- [103] BARMAK, R. et al. Underwater Locator Beacon signal propagation on tropical waters. In: *2017 IEEE/OES Acoustics in Underwater Geosciences Symposium (RIO Acoustics)*. [S.l.]: IEEE, 2017. p. 1–4. Citado 2 vezes nas páginas 57 e 79.
- [104] MIYARA, F. et al. Suitability of a consumer digital recorder for use in acoustical measurements. In: *39th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering*. Lisboa: [s.n.], 2010. Citado na página 57.
- [105] BJØRNØ, L. *Applied Underwater Acoustics*. [S.l.]: Elsevier, 2017. Citado na página 57.
- [106] ALVARADO-JUAREZ, M. *Construction and testing of low-noise hydrophones*. Dissertação (Mestrado) — Naval Postgraduate School, 2003. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a420311.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 58 e 96.
- [107] ORFANIDIS, S. J. *Introduction to Signal Processing*. Prentice Hall, 2010. 798 p. Disponível em: <<http://www.ece.rutgers.edu/orfanidi/intro2sp/orfanidis-i2sp.pdf>>.

Citado na página 61.

- [108] SAVITZKY, A.; GOLAY, M. J. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. *Analytical Chemistry*, v. 36, n. 8, p. 1627–1639, 1964. Citado na página 61.
- [109] GROSSO, V. A. del; MADER, C. W. Speed of Sound in Pure Water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 52, n. 5B, p. 1442–1446, nov 1972. Disponível em: <<http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1.1913258>>. Citado na página 61.
- [110] GREENSPAN, M.; TSCHIEGG, C. Speed of sound in water by a direct method. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, v. 59, n. 4, p. 249, 1957. Disponível em: <http://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/59/jresv59n4p249_A1b.pdf>. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 71.
- [111] KOU, L.; LABRIE, D.; CHYLEK, P. Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5 μm spectral range. *Applied Optics*, v. 32, n. 19, p. 3531, 1993. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-32-19-3531>>. Citado na página 66.
- [112] PALMER, K. F.; WILLIAMS, D. Optical properties of water in the near infrared. *Journal of the Optical Society of America*, v. 64, n. 8, p. 1107, 1974. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-64-8-1107>>. Citado na página 66.
- [113] BUNKIN, F. V. et al. Excitation of sound when a surface layer of a liquid absorbs a laser pulse. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 13, p. 341, 1971. Citado na página 66.
- [114] BUTTERWORTH, S. On the theory of filter amplifiers. *Experimental Wireless*, p. 536–541, 1930. Citado na página 71.
- [115] XIAOYU, G.; YONGYUE, L. A pulsed laser experiment simulating acoustic signals from high energy charged particles in water. In: *18th International Cosmic Ray Conference*. Bangalore: [s.n.], 1983. Citado na página 73.
- [116] KELL, G. S. Density, Thermal Expansivity, and Compressibility of Liquid Water from 0° to 150°C: Correlations and Tables for Atmospheric Pressure and Saturation Reviewed and Expressed on 1968 Temperature Scale. *Journal of Chemical and Engineering Data*, v. 20, n. 1, p. 97–105, 1975. Citado na página 76.
- [117] BOGGS, C.; DOAK, A.; WALLS, F. Measurement of voltage noise in chemical batteries. In: *Proceedings of the 1995 IEEE International Frequency Control Symposium (49th Annual Symposium)*. [S.l.]: IEEE, 1995. p. 367–373. Citado na página 90.
- [118] BARLOW, J.; RANKIN, S.; DAWSON, S. *A guide to constructing hydrophones and hydrophone arrays for monitoring marine mammal vocalizations*. La Jolla, CA, 2008. Citado na página 93.
- [119] KARL, R. *Characterization and Analysis of Acoustical Sensor Devices for KM3NeT and ANTARES*. Tese (Doutorado) — Universität Erlangen-Nürnberg, 2013. Disponível em: <http://www.ecap.nat.uni-erlangen.de/publications/pub/2013_Karl_Master.pdf>. Citado na página 93.
- [120] BARBOSA, A. F. *Eletrônica analógica essencial para instrumentação científica*. 1a. ed.

- São Paulo: Livraria da Física/CBPF, 2010. Citado na página 94.
- [121] SHARAPOV, V. *Piezoceramic Sensors*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. (Microtechnology and MEMS). Citado na página 94.
- [122] JUNG, W. *Op Amp Applications Handbook*. Analog Devices, 2005. Disponível em: <<http://www.analog.com/en/education/education-library/op-amp-applications-handbook.html>>. Citado na página 94.
- [123] LEVINZON, F. A. Ultra-low-noise high-input impedance amplifier for low-frequency measurement applications. *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers*, v. 55, n. 7, p. 1815–1822, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 96 e 97.
- [124] IEP, S. *Low noise preamplifier for capacitive sensors*. Tese (Doutorado) — MIT, 1995. Citado na página 96.
- [125] BAKAS, K. *Construction and Testing of Low Noise Hydrophones*. Dissertação (Mestrado) — Naval Postgraduate School, 2004. Disponível em: <<http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a424808.pdf>>. Citado na página 96.
- [126] SELF, D. *Small signal audio design*. 2nd. ed. Burlington, MA: Focal Press, 2015. Citado na página 96.
- [127] DANYUK, D. Measurements Rate SMT Low-Voltage n-JFETs Under Consistent Conditions. *Electronic Design*, p. 5–6, apr 2013. Citado 2 vezes nas páginas 96 e 97.
- [128] LEVINZON, F. Measurement of Low-Frequency Noise of Modern Low-Noise Junction Field Effect Transistors. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 54, n. 6, p. 2427–2432, dec 2005. Citado 2 vezes nas páginas 96 e 97.
- [129] GRONER, S. A Low Noise Laboratory-Grade Measurement Preamplifier. *Linear Audio*, v. 3, n. Abril, p. 143, 2012. Citado na página 97.

APÊNDICES

A.1 FONTE SIMÉTRICA DE BAIXO RUÍDO

O circuito dos pré-amplificadores, desenvolvidos e utilizados neste trabalho, foi projetado para funcionar com alimentação simétrica de +5V e -5V, porém o circuito é tolerante a tensões de até ± 15 V, ditado pelo *chip* do amplificador operacional.

A tolerância do pré-amp para tensões maiores que ± 5 V torna a utilização de baterias a forma mais simples de alimentação, tanto na praticidade de traslado quanto em medidas onde se faz necessário um baixo ruído. Apesar da vantagem de serem fontes “limpas” (especialmente as baterias com química de Ni-Cd [117]), estas podem ser pouco práticas em experimentos de longa duração, onde há necessidade de monitorar o nível da tensão da bateria, com o objetivo de garantir que o seu valor não fique abaixo dos limites operacionais da eletrônica.

Com o objetivo de obter uma tensão estabilizada (regulada) e diminuir a dependência da utilização de baterias como fonte de baixo ruído, foi projetado e montado uma fonte bipolar utilizando reguladores de baixo ruído. No diagrama da Figura A.1.1 são exibidos os principais blocos que constituem o circuito da fonte e na Figura A.1.2 pode ser visto o circuito montado.

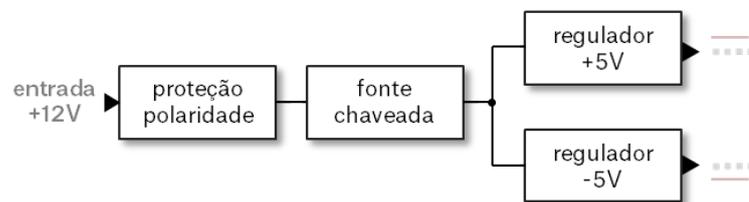


Figura A.1.1.: Diagrama lógico dos elementos da fonte simétrica.

O circuito é alimentado por uma fonte simples de +12V, como uma fonte de bancada ou baterias. Na entrada existe uma ponte de diodos protegendo o circuito contra ligações com polaridade invertida. Após a ponte, há uma fonte chaveada (XP Power IML02) com saída bipolar de ± 9 V, eficiência de 80% e capacidade de fornecimento de corrente de 100 mA por saída. A folha de especificações do IML02 informa um *ripple* de 150 mV_{pp} , o que não é satisfatório para condições de baixo ruído. Então, os termi-

nais de saída da fonte chaveada são ligados a dois reguladores lineares, um positivo (TI TPS7A49) e seu par complementar para tensões negativas (TI TPS7A3001).

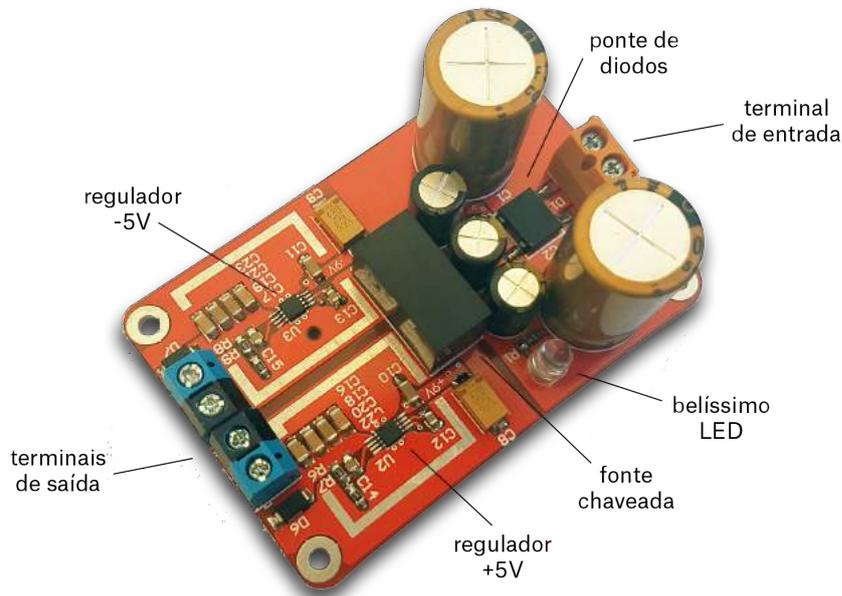


Figura A.1.2.: Foto da montagem final da PCI (Placa de Circuito Impresso).

A fim de averiguar as tensões e a estabilidade das saídas reguladas, foram feitas cerca de 10.450 medidas da tensão em circuito aberto para cada um dos canais, utilizando um multímetro de bancada Agilent 34460A. Na porção esquerda da Figura A.1.3 é exibido o histograma dos valores capturados para a saída positiva de +5V, com valor médio de $(+4,970944 \text{ V} \pm 27 \mu\text{V})$. Na porção direita da imagem, é exibido o histograma do canal negativo com tensão de saída nominal de -5V, onde foi obtido um valor médio de $(-4,984196 \text{ V} \pm 24 \mu\text{V})$.

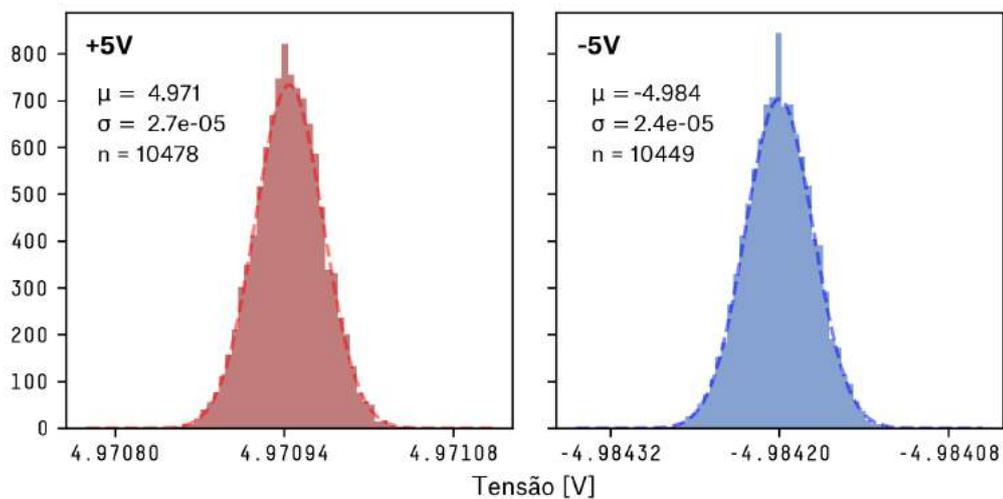


Figura A.1.3.: Histogramas de ~ 10.000 medidas das saídas da fonte simétrica.

Esquema elétrico da fonte

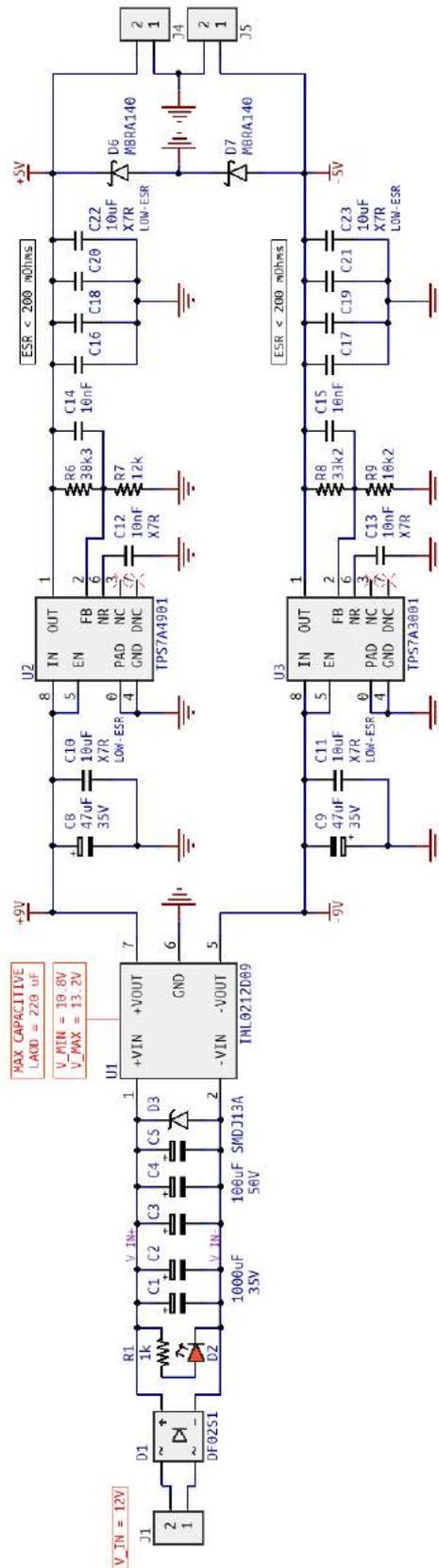


Figura A.1.4.: Esquema elétrico da fonte simétrica de baixo ruído.

A.2 ESPECIFICAÇÃO DOS AMP-OPS SELECIONADOS

Tabela A.2.1.: Amplificadores operacionais de baixo ruído.

#	Modelo	tipo	Alimentação		V _{OS} max (mV)	I _B max (nA)	Ruído ^A			R _n (kΩ)	C _{in} (pF)	GBW min (MHz)	CMRR min (dB)	PSRR min (dB)	Pkg.		preço ^B (\$)	Nota / Referências
			faixa (V)	I _Q (mA)			e _n 1 kHz (nV/√Hz)	f _c (Hz)	i _n 1 kHz (fA/√Hz)						SOP-8	DFP-8		
1	AD8641	JFET	5-26	0,25	0,75	0,001	28,5	250	0,5	57000	-	3	90	74	-	•	4,34	
2	AD820	JFET	5-30	0,8	1,2	0,025	16	90	0,8	20000	2,8	1,8	66	70	•	•	4,91	
3	OPA1641	JFET	4,5-36	1,8	3,5	0,02	5,1	8	0,8	6375	6	11	120	68	-	•	2,74	audio
4	LT1169	JFET	9-40	5,3	2,2	0,02	6	60	1,0	6000	2	3,3	82	83	•	•	7,79	hidrofone ^C
5	OPA827	JFET	8-36	4,8	0,15	0,01	3,8	26	2,2	1727	9	22	104	-	-	•	9,59	
6	OPA627	JFET	10-36	7	0,1	0,005	5,2	73	2,5	2080	7	16	106	106	•	•	25,00	AMADEUS/ANTARES [13]
7	AD8620A	JFET	10-27	2,5	0,25	0,01	6	1000	5,0	1200	15	25	90	100	-	•	15,90	audio
8	ADA4627	JFET	9-37	7	0,2	0,005	6,1	250	5,0	1220	7	19	100	106	-	•	11,38	
9	LTC6240HV	CMOS	3-12	1,8	0,175	0,001	7	42	5,6	1250	3	13	80	80	-	•	3,26	
10	AD795	JFET	8-36	1,3	1	0,003	8	53	6,0	1333	2,2	1,6	86	84	-	•	8,14	
11	AD743	JFET	9,6-36	10	1	0,0004	3,2	50	6,9	464	18	4,5	80	90	•	•	11,55	hidrofone Barlow et al. (2008) [118]
12	AD745	JFET	9,6-36	10	0,5	0,00025	3,2	50	6,9	464	18	20	90	100	-	•	11,00	hidrofone Böser (2007)[14]
13	LT1793	JFET	9-40	4,2	0,8	0,01	6	30	8,0	750	2	2,5	83	85	•	•	4,77	hidrofone
14	LT1495	BJT	2,2-36	0,001	0,38	1,0	185	3	10	18500	-	0,003	90	90	•	•	6,31	
15	LT1792	JFET	9-40	4,2	0,8	0,8	4,2	30	10	420	14	4	82	83	•	•	6,91	hidrofone
16	AD8651	CMOS	2,7-5,5	9	0,3	0,6	8	10000	25	320	9	50	80	76	-	•	3,33	
17	LT1490	BJT	2,5-44	0,04	0,5	8,0	50	3	30	1666	4,6	0,11	84	84	•	•	3,92	
18	LT1012	BJT	2,7-40	0,37	0,025	0,15	14	3	60	233	-	-	114	114	•	•	6,63	
19	AD8677	JFET	8-36	1,1	0,13	1,0	10	8	74	135	-	0,6	120	115	-	•	2,31	
20	OP07D	BJT	8-44	2,7	0,15	7,0	10	8	74	135	-	0,6	120	115	-	•	1,14	
21	LT1613	BJT	2,7-40	0,15	0,06	0,25	10	2	150	67	4	1	107	112	-	•	2,71	
22	LT1124	BJT	8-44	2,75	0,1	30	2,8	2	300	9	4,2	9	106	110	•	•	7,44	
23	LT1677	BJT	3-44	2,8	0,06	20	3,2	13	300	11	4,2	7,2	55	108	•	•	4,90	
24	LT1007	BJT	4-44	2,7	0,05	35	2,5	3	400	6,25	-	5	117	110	•	•	4,15	
25	OPA209	BJT	4,5-36	2,2	0,15	4,5	2,2	13	500	4,40	2	18	120	83	-	•	3,01	hidrofone
26	ISL28127	BJT	4,5-42	0,85	0,09	10	2,8	6	550	5,09	-	10	115	110	-	•	3,00	
27	LT16233	BJT	3-12	1,5	0,5	3	2,2	53	800	2,75	2,1	42	90	90	-	•	5,18	
28	LT1028A	BJT	8-44	7,4	0,04	90	0,85	4	1000	0,85	5	50	108	117	•	•	9,55	hidrofone
29	LT1115	BJT	9-44	8,5	0,2	380	0,9	2	1200	0,75	5	40	100	100	•	•	6,35	hidrofone
30	LT1001	BJT	10-30	0,65	25	2	9,6	4	1200	8	-	0,8	114	110	•	•	4,20	
31	OPA211	BJT	4,5-36	3,6	0,05	175	1,1	23	1700	0,65	2	45	114	80	-	•	8,20	
32	OPA1611	BJT	4,5-36	3,6	0,5	250	1,1	23	1700	0,65	2	40	110	80	-	•	5,01	audio
33	AD797	BJT	10-36	5,2	0,08	1500	0,9	60	2000	0,45	5	110	114	120	•	•	10,65	
34	ISL28191	BJT	3-5,5	2,6	0,84	7000	0,9	73	2100	0,43	-	61	78	74	•	•	1,94	
35	EL12125	BJT	5-30	10	0,2	22000	1	166	2300	0,43	2,2	175	80	80	-	•	6,24	
36	LMP7731	BJT	1,8-5,5	3,9	0,6	75	2,9	1	2300	1,26	-	21	89	105	-	•	2,00	AMADEUS/ANTARES [119]
37	ADA4898	JFET	10-32	8,1	0,13	400	0,9	8	2400	0,38	2,5	65	103	98	-	•	6,07	
38	LMH6624	BJT	5-12	12	0,5	20000	1,8	10000	4000	0,45	0,9	1800	87	82	-	•	4,25	
39	LT1113	JFET	9-40	5,3	2,1	1,2	4,5	133	10000	0,45	-	3,2	81	83	•	•	6,53	hidrofone

A – Tabela em ordem crescente de i_n. B – Digkey (10/02/2017). C – Mencionado no *datasheet* aplicação em hidrofones.

A.3 IMPLEMENTAÇÃO DE UM AMPLIFICADOR DE CARGA

Um transdutor piezoelétrico pode ser modelado como um gerador de cargas em paralelo com um capacitor de valor igual à capacitância do elemento sensível C_s . A quantidade de carga gerada está relacionada com a pressão exercida no transdutor, e a tensão elétrica que surgirá nos terminais do dispositivo é definida por $V = q/C_s$. Dessa relação fica claro que a introdução de um cabo, com capacitância C_c em paralelo com C_s , irá diminuir a tensão de saída, pois a capacitância total aumentará $C_{tot} = C_s + C_{cabo}$.

A substituição de cabos de tipos ou comprimentos distintos causará a necessidade de re-calibrar o amplificador para cada alteração, tornando desejável uma topologia de amplificador que seja insensível para tais alterações. Uma maneira de circundar o problema é através da utilização de um amplificador de carga (Figura A.3.1), também conhecido como integrador de corrente, pois a saída é proporcional à integral da corrente de entrada [120]. Então, a vantagem básica desse tipo de configuração é a capacidade de excluir os efeitos do comprimento do cabo usado, não causando alterações indesejadas nas características de ganho do circuito [121].

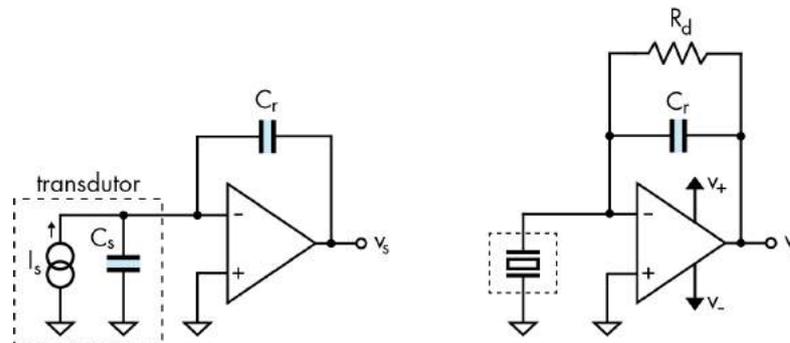


Figura A.3.1.: Amplificador de carga. Na direita, o circuito com resistor de descarregamento para evitar a saturação da saída.

Nas cerâmicas piezoelétricas utilizadas, a incidência de uma onda de pressão irá gerar uma variação de carga nos eletrodos do sensor Δq , porém, sem sofrer variação na capacitância. Essa carga normalmente produziria uma tensão de saída no transdutor, em condições de circuito aberto, igual a $\Delta q/C_s$. No entanto, como a tensão nos terminais do transdutor é mantida constante pelo terra virtual do amp-op, a carga é transferida para o capacitor C_r pelo princípio de conservação de carga, produzindo uma tensão de saída igual a [122]:

$$v_s = -\frac{\Delta q}{C_r} \quad (\text{A.3.1})$$

Um detalhe importante no circuito do integrador é a importância de se colocar um resistor de descarga, R_d , junto ao capacitor de ajuste de ganho, C_r , como mostrado

no circuito da Figura A.3.1 (dir.). Sem o resistor, haverá um acúmulo de cargas em C_r , que aos poucos causará um aumento ou diminuição (dependendo da polaridade da corrente de *bias*) da tensão de saída do amp-op até atingir a saturação, quando a saída for aproximadamente igual à tensão de alimentação.

O objetivo da existência do resistor R_d é criar um caminho para as cargas elétricas acumuladas no capacitor, que tenderá a zero quando $t \gg R_d C_r$. Como na configuração de seguidor de tensão, os elementos da malha de realimentação R_d e C_r formarão um filtro passa-baixa com frequência de corte, com ponto de -3 dB, em $f_c = 1/(2\pi R_d C_r)$.

Mesmo não sendo imperativo a construção de um integrador de carga, decidiu-se pelo projeto de um para a utilização em experimentos onde o elemento transdutor fosse mudado ou quando cabos de diversos comprimentos fossem utilizados. O circuito final é exibido na Figura A.3.2, onde a maioria dos componentes têm funções idênticas aos componentes do amplificador seguidor de tensão (§4.2.2).

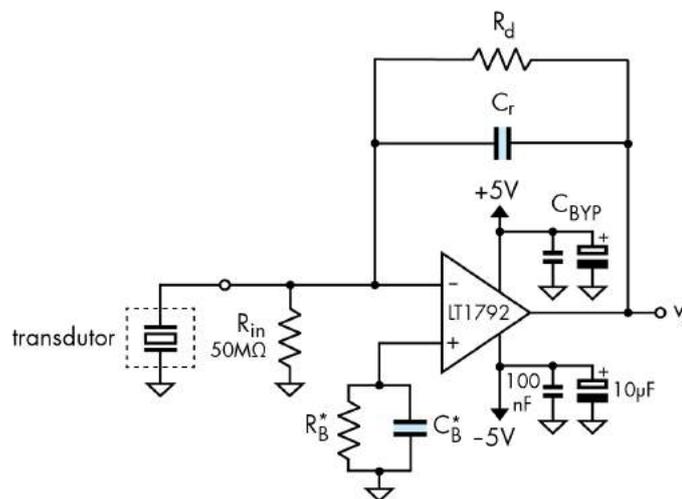


Figura A.3.2.: Esquema elétrico do integrador de cargas.

Na Figura A.3.3 exibe-se a foto da placa de circuito impresso do amplificador de cargas, fabricada pelo mesmo processo descrito em §4.2.4, onde foi implementado o circuito da Figura A.3.2.

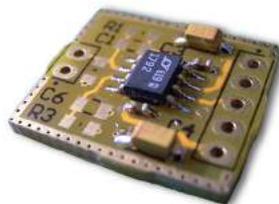


Figura A.3.3.: Placa de circuito impresso de um amplificador de carga. Na imagem, só foram populados o amplificador operacional e os capacitores da alimentação.

A.4 APRIMORAMENTO DO PRÉ-AMPLIFICADOR

Front-end de ultra baixo ruído

Há poucas décadas, a maneira utilizada para atingir altas impedâncias de entrada e baixos níveis de ruído era através de custosos amplificadores híbridos. Nessa configuração, o sinal do transdutor é injetado em um JFET discreto de baixo ruído ($< 3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) que transfere o sinal da entrada para um segundo estágio composto de um amp-op convencional (mais ruidoso).

O arranjo de um amplificador híbrido com alta impedância de entrada e baixo ruído é mostrado na Figura A.4.1. Esta configuração é bastante difundida pelo ótimo desempenho ($e_n \sim 1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) e é bem documentada [123, 99, 100, 98, 124]¹. É comum o estágio de entrada (*front-end*) contribuir com a maior parte do ruído total, e portanto utiliza-se um transistor de baixíssimo ruído na interface com a fonte de sinal.

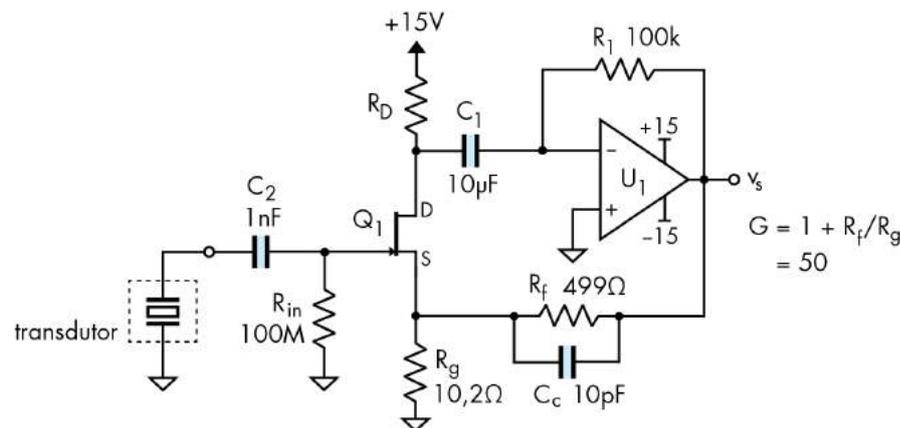


Figura A.4.1.: Amplificador híbrido com acoplamento CA. Adaptado de [99].

Inicialmente define-se o tipo do transistor de entrada. Quando a impedância da fonte for baixa, $< 10^4 \Omega$, a opção de menor ruído são transistores do tipo BJT. Porém como os transdutores piezo são uma fonte de alta impedância, a única opção são transistores do tipo JFET², com corrente de *gate* praticamente nula, e opções de baixo ruído [123] [126, p.20].

Atualmente existem diversos JFETs com densidade de ruído abaixo de $1,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ (tabela A.4.1) e, para os dispostos a pagar por “transistores de grife”, já são oferecidas densidades de ruído de tensão tão baixos quanto $0,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, como é caso dos transistores da InterFET IF9031 e IF1801 [127, 128].

Um detalhe importante para a diminuição do ruído está relacionado com a trans-

¹Configurações mais simples são detalhadas em [106, 125].

²Transistores do tipo MOSFET são mais ruidosos que BJTs e JFETs, não sendo uma boa opção.

Tabela A.4.1.: Seleção de transistores JFETs de baixo ruído. Adaptado de [99].

Transistor	V_{GS}	I_{DSS}	g_m	C_{iss}	e_n (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	SOT-23	TO-92	Referências
	max (V)	min (mA)	min (mS)	tip. (pF)	$f=10\text{kHz}$ $I_D=5\text{mA}$			
IF3601	20	30	750	300	0,38	-	•	[128, 123, 127, 99]
2SK170BL	40	6	10	30	0,78	-	•	[99]
BF862	20	10	35	10	0,8	•	-	[127, 99]
LSK170B	40	6	10	20	0,78	-	•	[127, 99]

condutância g_m do transistor e a corrente de dreno, I_D , ajustada no circuito. O ruído de um JFET pode ser aproximado por [99, p.509]:

$$e_n^2 = 4kT \left(\frac{2}{3} \frac{1}{g_m} \right) \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (\text{A.4.1})$$

Logo, quanto maior for g_m , menor será o ruído ($e_n \propto 1/\sqrt{g_m}$). A transcondutância por sua vez, é proporcional à corrente de dreno I_D ($g_m \propto \sqrt{I_D}$), e ao aumentá-la, estaremos aumentando g_m . Assim, deve-se escolher transistores com valores altos de g_m , na faixa de dezenas de mS (miliSiemens), e ajustar a corrente I_D para valores altos.

Uma outra técnica que pode ser usada para diminuir ainda mais o ruído do amplificador híbrido é a utilização de transistores em paralelo, onde ocorre a soma das transcondutâncias dos transistores³. A diminuição do ruído e_n é proporcional a \sqrt{n} , onde n é o número de transistores em paralelo [98, p.334]. Um exemplo prático pode ser visto em Groner (2012) [129], onde foram utilizados oito transistores BF862 em paralelo, alcançando um ruído total do amplificador de meros 0,4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$!

O ruído total relativo à entrada da configuração híbrida, e_{ni} , pode ser encontrado com base no ganho G , nas densidades de ruído do transistor e do amp-op, e nos valores de R_g e da banda passante do sistema B [100, p.71]:

$$e_{ni} = \frac{\sqrt{(G \times e_{n_{Q1}})^2 + e_n^2 + 4kTBR_g}}{G} \quad [\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (\text{A.4.2})$$

Por fim, dependendo da aplicação, pode ser conveniente adicionar um resistor de 50 Ω em série com a saída de forma a garantir estabilidade com cargas capacitivas e também servir de terminação para cabos coaxiais de 50 Ω . Ou, adicionar um estágio de ganho unitário na saída, como feito em [100, p.70].

³Além do aumento de g_m , as correntes de dreno também se somam, sendo necessários se precaver para o aumento da corrente total [99, p.509].

