



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CATALÃO
INSTITUTO DE MATEMÁTICA E TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO (PPG) EM MODELAGEM E
OTIMIZAÇÃO



Leonardo Martins Freiria

LEVITAÇÃO ACÚSTICA: UMA ABORDAGEM INTRODUTÓRIA PARA
PROTÓTIPOS DE LEVITADORES DE EIXO ÚNICO COM AJUSTE DE
FASES

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CATALÃO – GO, 2022



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
UNIDADE ACADÊMICA ESPECIAL DE MATEMÁTICA E TECNOLOGIA

TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO (TECA) PARA DISPONIBILIZAR VERSÕES ELETRÔNICAS DE TESES E DISSERTAÇÕES NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG

Na qualidade de titular dos direitos de autor, autorizo a Universidade Federal de Goiás (UFG) a disponibilizar, gratuitamente, por meio da Biblioteca Digital de Teses e Dissertações (BDTD/UFG), regulamentada pela Resolução CEPEC nº 832/2007, sem ressarcimento dos direitos autorais, de acordo com a [Lei 9.610/98](#), o documento conforme permissões assinaladas abaixo, para fins de leitura, impressão e/ou download, a título de divulgação da produção científica brasileira, a partir desta data.

O conteúdo das Teses e Dissertações disponibilizado na BDTD/UFG é de responsabilidade exclusiva do autor. Ao encaminhar o produto final, o autor(a) e o(a) orientador(a) firmam o compromisso de que o trabalho não contém nenhuma violação de quaisquer direitos autorais ou outro direito de terceiros.

1. Identificação do material bibliográfico

Dissertação Tese Outro*: _____

*No caso de mestrado/doutorado profissional, indique o formato do Trabalho de Conclusão de Curso, permitido no documento de área, correspondente ao programa de pós-graduação, orientado pela legislação vigente da CAPES.

Exemplos: Estudo de caso ou Revisão sistemática ou outros formatos.

2. Nome completo do autor

Leonardo Martins Freiria

3. Título do trabalho

Levitação Acústica: Uma Abordagem Introdutória para Protótipos de Levitadores de Eixo Único com Ajuste de Fases

4. Informações de acesso ao documento (este campo deve ser preenchido pelo orientador)

Concorda com a liberação total do documento SIM NÃO¹

[1] Neste caso o documento será embargado por até um ano a partir da data de defesa. Após esse período, a possível disponibilização ocorrerá apenas mediante:

- a) consulta ao(à) autor(a) e ao(à) orientador(a);
 - b) novo Termo de Ciência e de Autorização (TECA) assinado e inserido no arquivo da tese ou dissertação.
- O documento não será disponibilizado durante o período de embargo.

Casos de embargo:

- Solicitação de registro de patente;
- Submissão de artigo em revista científica;
- Publicação como capítulo de livro;
- Publicação da dissertação/tese em livro.

Obs. Este termo deverá ser assinado no SEI pelo orientador e pelo autor.



Documento assinado eletronicamente por **Celso Vieira Abud, Orientador**, em 05/09/2022, às 14:31, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **LEONARDO MARTINS FREIRIA, Discente**, em 05/09/2022, às 23:19, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **3166701** e o código CRC **902051B0**.

LEONARDO MARTINS FREIRA

LEVITAÇÃO ACÚSTICA: UMA ABORDAGEM INTRODUTÓRIA PARA
PROTÓTIPOS DE LEVITADORES DE EIXO ÚNICO COM AJUSTE DE
FASES

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Modelagem e Otimização do Instituto de Matemática e Tecnologia, da Universidade Federal de Goiás(UFG)/Universidade Federal de Catalão(UFCAT) em implantação, como requisito para a obtenção do título de Mestre em Modelagem e Otimização. Área de concentração: Modelagem e Otimização, Linha de pesquisa: Modelagem Computacional e Otimização.

Orientador:
Celso Vieira Abud

CATALÃO – GO

2022

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UFCAT.

Freiria, Leonardo Martins

Levitação Acústica: Uma Abordagem Introdutória para Protótipos de Levitadores de Eixo Único com Ajuste de Fases / Leonardo Martins Freiria. - 2022.

91, XCI f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Celso Vieira Abud.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Catalão, Instituto de Matemática e Tecnologia, Catalão, Programa de Pós-Graduação em Modelagem e Otimização, Catalão, 2022.

Bibliografia. Anexos.

Inclui tabelas, algoritmos, lista de figuras, lista de tabelas.

1. Levitação Acústica. 2. Simulação Computacional. 3. Experimental. 4. Ondas Ultrassônicas. 5. Não-Monotônico. I. Abud, Celso Vieira, orient. II. Título.

CDU 517



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS

UNIDADE ACADÊMICA ESPECIAL DE MATEMÁTICA E TECNOLOGIA

ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO

Ata nº 18 da sessão de Defesa de Dissertação de **Leonardo Martins Freiria**, que confere o título de **Mestre(a) em Modelagem e Otimização**, na área de concentração em **Modelagem e Otimização**.

Aos **30 dias de agosto de 2022**, a partir das **14h**, por Webconfência, via sistema <https://meet.google.com/rtz-pmod-epx>, reuniram-se os componentes da banca examinadora, professores(as) **Dr. Celso Vieira Abud (PPGMO - UFCat)**, (**orientador**), **Dr. José dos Reis Vieira de Moura Júnior (PPGMO - UFCat)**, **membro titular interno** e **Dr. Aldemir Ap. Cavallini Jr. (UFU)**, **membro titular externo**, para, em sessão pública, procederem a avaliação da Dissertação intitulado(a) "*Levitação Acústica: Uma Abordagem Introdutória para Protótipos de Levitadores de Eixo Único com Ajuste de Fases*", de autoria de Leonardo Martins Freiria, discente do Programa de Pós-graduação em Modelagem e Otimização – PPGMO, da Universidade Federal de Catalão - UFCAT. A sessão foi aberta pelo(a) presidente, que fez a apresentação formal dos membros da banca. Em seguida, a palavra foi concedida ao(a) discente que, em 45 min procedeu a apresentação. Terminada a apresentação, cada membro da banca arguiu o(a) examinando(a). Terminada a fase de arguição, procedeu-se a avaliação da Dissertação, que foi considerado(a): **(X) Aprovado ou () Reprovado(a)**. Cumpridas as formalidades de pauta, a presidência da mesa encerrou a sessão e, para constar, lavrou-se a presente ata que, depois de lida e aprovada, segue assinada pelos membros da banca examinadora.

Obs: "*Banca Examinadora de Qualificação/Defesa Pública de Dissertação/Tese realizada em conformidade com a Portaria da CAPES n. 36, de 19 de março de 2020, de acordo com seu segundo artigo:*

Art. 2o A suspensão de que trata esta Portaria não afasta a possibilidade de defesas de tese utilizando tecnologias de comunicação à distância, quando admissíveis pelo programa de pós-graduação stricto sensu, nos termos da regulamentação do Ministério da Educação."

TÍTULO SUGERIDO PELA BANCA



Documento assinado eletronicamente por **Celso Vieira Abud, Professor do Magistério Superior**, em 30/08/2022, às 16:36, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aldemir Aparecido Cavallini Junior, Usuário Externo**, em 30/08/2022, às 16:36, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Jose Dos Reis Vieira De Moura Junior, Professor do Magistério Superior**, em 30/08/2022, às 16:36, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **3127606** e o código CRC **560C13E6**.

Dedido este trabalho a todos meus amigos, familiares e colegas que sempre me apoiaram e acreditaram em meu potencial.

Agradecimentos

Nesses anos de mestrado, de muito estudo, esforço e empenho, gostaria de agradecer a algumas pessoas que me acompanharam e foram fundamentais para essa jornada. Primeiramente, agradeço a minha mãe Liege e a minha irmã Stefany pela compreensão, ao serem privados em muitos momentos da minha companhia e atenção e, pelos incentivos ao longo dessa jornada. Ainda, agradeço aos meus tios, tias, padrinhos, madrinhas que me apoiaram no decorrer desta trajetória.

Agradeço aos professores José dos Reis, Aldemir Aparecido por comporem a banca da defesa final. Gostaria de ressaltar a contribuição dos professores Zé e Marcelo Stoppa para os desenvolvimentos dos protótipos, muitas vezes disponibilizando equipamentos pessoais, apontando melhorias e/ou ensinando métodos mais eficientes. Agradeço principalmente pelo companheirismo, conversas aleatórias e os ensinamentos que levarei para toda a vida.

Agradeço imensamente o professor Celso Abud por ter me orientado e apoiado desde a graduação e, principalmente por não ter medido esforços (financeiro e intelectual) para que pudéssemos desenvolver um trabalho com qualidade ansiada. Agradeço a toda sua família, por ter aberto as portas da sua casa e me acolhido com tanto carinho, durante as tardes e noites de experimentos.

Por fim, agradeço aos amigos, professores e colegas que puderam contribuir para o meu desenvolvimento e aprendizado durante esses anos na universidade.

"No que diz respeito ao empenho, ao compromisso, ao esforço, à dedicação, não existe meio termo. Ou você faz uma coisa bem feita ou não faz." - Ayrton Senna

RESUMO

FREIRIA, L.M.. *Levitação Acústica: Uma Abordagem Introdutória para Protótipos de Levitadores de Eixo Único com Ajuste de Fases*. 2022. 91 f. Dissertação (Mestrado em Modelagem e Otimização) – Instituto de Matemática e Tecnologia, Universidade Federal de Catalão, Catalão – GO.

Nesta dissertação investigou-se o fenômeno da levitação acústica sem contato físico através da técnica de levitação acústica, utilizando ondas sonoras de alta frequência. Diversas técnicas de levitação têm atraído a atenção dos pesquisadores nos últimos anos, principalmente pelas aplicações no âmbito de transporte, manipulação e armazenamento de componentes que não devem ser contaminados pelo contato mecânico. A levitação é um processo em que forças são geradas com o objetivo de contrabalancear a força da gravidade sobre a partícula, visando equilibrá-la sem contato. Esse fenômeno pode ser obtido através de diferentes técnicas como a magnética, óptica, campos eletrostáticos ou acústica. O presente trabalho dedica-se à análise computacional e experimental da técnica de levitação acústica de campo distante. Nesta abordagem, as partículas são levitadas por meio do campo de pressão, gerado por emissores cerâmicos que vibram harmonicamente em uma frequência ultrassônica. Esta técnica destaca-se em especial à irrestrição quanto propriedades intrínsecas das partículas a serem levitadas, ampliando as aplicações farmacológicas para produtos com alto teor de pureza, transporte de componentes eletrônicos que se direciona cada vez mais à micro e nanotecnologia. Neste trabalho abordou-se a relação entre o posicionamento dos transdutores e amplitude de pressão acústica resultante, onde observou-se um comportamento não-monotônico para os transdutores de 16mm de diâmetro, ou seja, há um posicionamento entre o transdutor central e os demais, para que o campo de pressão acústico seja ampliado utilizando uma menor quantidade de transdutores. Para tanto, dedicou-se a análise computacional por meio do modelo proposto por Kinsler para a amplitude de pressão acústica de um levitador, possibilitando determinar os melhores posicionamentos para os emissores e, diversas peculiaridades para melhorar a eficiência do equipamento de levitação. Ainda, pode comparar a eficiência dos dois modelos de transdutores e, com a intensificação do pudemos levitar partículas diferente do EPS. Além da análise quanto ao posicionamento dos transdutores, foi observada a relação entre tensão e densidade do material, buscando prever a limitação dos modelos de levitadores propostos. Quanto às análises experimentais, são destinadas a contrapor os resultados computacionais, através da confecção dos modelos de levitadores e coleta dos dados experimentais.

Palavras-chaves: Levitação Acústica, Simulação Computacional, Experimental, Onda Ultrassônica, Não-monotônico.

ABSTRACT

FREIRIA, L.M.. *Acoustic levitation: an introductory approach to prototypes of single-axis levitators with phase adjustment*. 2022. 91 f. Master Thesis in Modelling and Optimization – Instituto de Matemática e Tecnologia, Universidade Federal de Catalão, Catalão – GO.

In this dissertation, the phenomenon of acoustic levitation without physical contact was investigated through the acoustic levitation technique, using high frequency sound waves. Several levitation techniques have attracted the attention of researchers in recent years, mainly for applications in the transport, handling and storage of components that must not be contaminated by mechanical contact. Levitation is a process in which forces are generated in order to counterbalance the force of gravity on the particle, in order to balance it without contact. This phenomenon can be obtained through different techniques such as magnetic, optical, electrostatic fields or acoustics. The present work is dedicated to the computational and experimental analysis of the far-field acoustic levitation technique. In this approach, the particles are levitated through the pressure field, generated by ceramic emitters that vibrate harmonically at an ultrasonic frequency. This technique stands out in particular to the unconstraint as to the intrinsic properties of the particles to be levitated, expanding the pharmacological applications for products with high purity content, transport of electronic components that is increasingly directed to micro and nanotechnology. In this work, the relationship between the positioning of the transducers and the resulting acoustic pressure amplitude was addressed, where a non-monotonic behavior was observed for the 16mm diameter transducers, that is, there is a positioning between the central transducer and the others, so that the acoustic pressure field is amplified using a smaller number of transducers. Therefore, a computational analysis was carried out through the model proposed by Kinsler for the acoustic pressure amplitude of a levitator, making it possible to determine the best positions for the emitters and several peculiarities to improve the efficiency of the levitation equipment. Still, you can compare the efficiency of the two models of transducers and, with the intensification of the we could levitate particles different from the EPS. In addition to the analysis regarding the positioning of the transducers, the relationship between tension and density of the material was observed, seeking to predict the limitation of the proposed levitator models. As for the experimental analyses, they are intended to compare the computational results, through the confection of levitator models and collection of experimental data.

Keywords: Acoustic Levitation, Computer Simulation, Experimental, Ultrasonic Wave, non-monotonic.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Exemplo de Levitador acústico de eixo único com ajuste de fases, levitando uma partícula em um ponto focalizado	19
Figura 2.1 – Métodos de levitação acústica. (a) Levitação acústica usando ondas estacionárias. (b) e (c) Levitação acústica de campo próximo. (d) Levitação acústica de campo distante. (e) Levitação de fonte única.	23
Figura 2.2 – Ondas estacionárias em tubos com extremidades fechadas.	24
Figura 2.3 – Levitador acústico de um único eixo. A distância entre o transdutor e o refletor deve ser múltiplo de meio comprimento de onda.	27
Figura 2.4 – Modelos de levitadores de eixo único. (a) Levitador de eixo único do tipo <i>Langevin</i> apresentado por (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017). (b) Modelo de Levitador de eixo único do tipo <i>phased array</i> formado por transdutores cilíndricos de 16mm de diâmetro.	28
Figura 2.5 – Relação entre a pressão acústica , velocidade das partículas e a força de radiação acústica em um levitador acústico. (a) Pressão acústica; (b) Velocidade das partículas na direção z ; (c) Potencial da força de radiação acústica; (d) Força de radiação acústica na direção z	30
Figura 2.6 – Comparação da função D_f em termos das funções de Bessel e sua simplificação sinc	32
Figura 2.7 – Geometria usada na derivação do campo distante (r, θ) em um pistão de plano circular de raio a	33
Figura 2.8 – Exemplo de disposição de transdutores. Os transdutores equidistantes do centro devem ser ajustados com a mesma fase eletrônica, representados pela mesma tonalidade de cor.	34
Figura 2.9 – (a) Campo de pressão acústica com transdutores e refletores com fase de ϕ . (b) Campo de pressão acústica com transdutores com fase de ϕ e refletores com fase de $\phi + \pi$	35

Figura 2.10–Divergência no comportamento das ondas ultrassônicas considerando os casos com focalização e sem focalização. a) Comportamento das ondas ultrassônicas sem qualquer ajuste das fases para focalização. b) Comportamento das ondas ultrassônicas com o ajuste de fases para focalização de um nó.	36
Figura 3.1 – Modelo esquemático do protótipo de levitador acústico, utilizando componentes eletrônicos compatíveis com a plataforma de prototipagem Arduino. No código (3.2) será apresentado o programa para a geração das ondas pseudo-estacionárias através do microcontrolador Arduino. Destaca-se que os componentes incorporados no quadro tracejado podem ser substituídos por um único equipamento.	38
Figura 3.2 – Modelo esquemático do protótipo de levitador acústico, utilizando um gerador de função de dois canais. Essa substituição desses equipamentos, implica diretamente na redução da complexidade de funcionamento do protótipos, entretanto o custo para a aquisição é muito superior.	39
Figura 3.3 – Modelos de transdutores ultrassônicos encontrados mais facilmente. (a) Modelo de sensor ultrassônico HCSR04, cuja qual foi utilizado nos primeiros protótipos desenvolvidos durante a pesquisa. (b) Transdutor de 16mm desmontado do módulo HCSR04. (c) Transdutor de 10mm de diâmetro.	40
Figura 3.4 – Montagem para identificação de polaridades	41
Figura 3.5 – Plot Serial arduino para identificação das polaridades.	42
Figura 3.6 – fonte de energia contínua Yihua 1502dd+	43
Figura 3.7 – módulo Regulador de Tensão XL6009 ajustável	43
Figura 3.8 – (a) Modelo de Ponte H com CI L298N. (b) Conexões existentes na Ponte H L298N.	44
Figura 3.9 – (a) arduino Nano (b) Arduino Uno	45
Figura 3.10–Gerador de função UNI-T UTG932E	46
Figura 3.11 –Exemplos de modelos de levitadores acústicos estudados	47
Figura 3.12–Processo de confecção dos modelos por meio de impressão 3D	48
Figura 4.1 – (a) Modelo desenvolvido computacionalmente. (b) Levitador desenvolvido e utilizado nos experimentos com transdutores de 16mm.	50
Figura 4.2 – (a) Disposição dos transdutores. (b) Curva de Amplitude de pressão acústica em torno do eixo central, considerando 6 transdutores o mais próximo possível do transdutor central (foram considerados 11 nós de levitação e priorizou-se a intensificação do campo em torno do nó central).	51

Figura 4.3 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo com 6 emissores circunvizinhos, além do emissor central. a) Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. b) Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores circunvizinhos. c) Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com os 7 pares de emissores.	52
Figura 4.4 – Pressão acústica ao longo da distância x em relação ao nó focal $(x_f, y_f, z_f) = (0,0,23.58)$ mm	54
Figura 4.5 – Comparação das curvas de pressão acústica para os emissores de 16mm posicionados em localizações distintas.	55
Figura 4.6 – (a) Arranjo dos transdutores no modelo. (b) Curva de amplitude de pressão em torno do eixo central, considerando 6 transdutores em uma distância de 22mm do transdutor central.	55
Figura 4.7 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo equidistante com 6 emissores posicionados em 22mm, além do emissor central. a) Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. b) Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores posicionados em 22mm. c) Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com o posicionamento otimizado para os emissores.	56
Figura 4.8 – Comparação do campo de pressão resultante para os arranjos propostos.	56
Figura 4.9 – Montagem do aparato experimental para aquisição dos dados	57
Figura 4.10 – Comportamento da curva de pressão acústica ao longo do distanciamento do ponto focal central. O quadro (a) apresenta o comportamento da pressão acústica para os dois modelos de transdutores em investigação, partindo de uma visão iniciada pelo posicionamento mais próximo do transdutor central. No quadro (b) apresenta-se uma visão macro do comportamento distinto para cada modelo de transdutor conforme se distancia do ponto focal.	62
Figura 4.11 – Levitador acústico com 14 transdutores levantado partícula de carvão vegetal	63
Figura 4.12 – (a) Disposição dos transdutores de 10mm. (b) Curva de Amplitude de pressão acústica em torno do eixo central, considerando 6 transdutores o mais próximo possível do transdutor central (foram considerados 11 nós de levitação e priorizou-se a intensificação do campo em torno do nó central).	64

Figura 4.13–Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo com 6 emissores circunvizinhos, além do emissor central. a) Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. b) Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores circunvizinhos. c) Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com os 7 pares de emissores.	65
Figura 4.14–(a)Curva de amplitude de pressão em torno do eixo central, considerando 6 transdutores em uma distância de 22mm do transdutor central com os transdutores de 10mm. (b)Arranjo dos transdutores de 10mm no modelo. .	66
Figura 4.15–Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo equidistante com 6 emissores posicionados em 22mm, além do emissor central. a) Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. b) Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores posicionados em 22mm. c) Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com o posicionamento otimizado para os emissores.	66
Figura 4.16–Simulação para avaliação da aproximação entre as Equações (2.33) e Equação (2.2) para o protótipo com transdutores de 10mm com foco em 21.90 mm	68
Figura 4.17–Interpolação linear com os diferentes valores de amplitude coletados variando a voltagem para o protótipo de 10mm	68
Figura 4.18–Curva de densidade do material por voltagem para um protótipo com 14 transdutores de 10mm	69
Figura A.1 – Geometria usada na derivação do campo distante (r, θ) em um pistão de plano circular de raio a	77
Figura A.2 – Desmembramento de vetores para geometria usada para o campo distante.	78

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Testes preliminar dos transdutores para confirmação de homogeneidade no campo de pressão individuais	59
Tabela 4.2 – Teste com todos os emissores em funcionamento sem alteração das fases eletrônicas	60
Tabela 4.3 – Resultados experimental sem a contribuição do transdutor central	61

LISTA DE QUADROS

Quadro 3.1 – Dados Experimentais de Transdutores para Parâmetro P_0	40
Quadro C.1 – TCCR2A- Timer/ Counter Control Register A	88
Quadro C.2 – Comparar modo de saída, <i>Fast</i> PWM mode	89
Quadro C.3 – Comparar modo de saída, <i>Fast</i> PWM mode	89
Quadro C.4 – Descrição dos bits para o modo de geração de forma de onda	90
Quadro C.5 – TCCR2B- Timer/ Counter Control Register B	90
Quadro C.6 – Descrição de Bit para seleção de Clock	91

LISTA DE CÓDIGOS

Código 3.1 – Código para Identificação de Polaridades das Conexões dos Transdutores	42
Código 3.2 – Código para Geração de Ondas de 40KHz	46
Código B.1 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 1)	82
Código B.2 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 2)	83
Código B.3 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 3)	84
Código B.4 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 4)	85
Código B.5 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 5)	86
Código C.1 – Código para Geração de Ondas de 40KHz	88

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
2	LEVITAÇÃO ACÚSTICA: ABORDAGEM INTRODUTÓRIA	22
2.1	TÉCNICAS DE LEVITAÇÃO ACÚSTICA	22
2.2	LEVITAÇÃO ACÚSTICA DE ONDAS ESTACIONÁRIAS	24
2.3	LEVITADOR ACÚSTICO DE UM EIXO ÚNICO EIXO	26
2.3.1	AMPLITUDE DE PRESSÃO ACÚSTICA	31
3	MATERIAIS E MÉTODOS	37
3.1	SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS	37
3.2	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	37
3.2.1	APARATO EXPERIMENTAL	38
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES: NUMÉRICO E EXPERIMENTAL	49
4.1	SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA TRANSDUTOR DE 16 mm	49
4.2	RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA OS TRANSDUTORES DE 16MM	57
4.3	RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA OS TRANSDUTORES DE 10MM	61
4.4	SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA TRANSDUTOR DE 10mm	64
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	70
5.1	CONTRIBUIÇÕES ACADÊMICAS	72
	REFERÊNCIAS	73
ANEXO A	CÁLCULOS PARA DETERMINAÇÃO DA EQUAÇÃO DE CAMPO DISTANTE PARA SUPERFÍCIES CILÍNDRICAS	77
ANEXO B	CÓDIGO PARA GERAÇÃO DE ONDAS DE 40 KHZ- ARDUINO NANO	81
ANEXO C	EXPLANAÇÃO DO CÓDIGO DESENVOLVIDO PARA GERAÇÃO DE ONDAS DE 40KHZ	87

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Se mostrássemos aos nossos ancestrais que somos capazes de levitar objetos sem qualquer contato físico, provavelmente relacionariam o fenômeno a magia ou algo semelhante. No entanto, a façanha da levitação pode ser explicada pela pura aplicação da ciência. Hoje em dia, cientistas já dominam várias técnicas que podem levitar objetos por meio de forças sem contato que contrapõe a força gravitacional, entre as quais destacam-se a levitação magnética, elétrica, óptica e acústica.

As pioneiras investigações de Tales de Mileto sobre o fenômeno magnético e a possibilidade de levitação datam do século VI a.C. O fenômeno de levitação magnética tem-se destacado devido a alta amplitude com campo magnético gerado pelos ímãs, destacando como uma de suas aplicações os trens de alta velocidade, o *Maglev* (*Magnetic levitation transport*), esse meio de transporte utiliza princípios físicos de atração e repulsão entre os campos magnéticos. Apesar da formidável aplicação da técnica, em grande parte dos casos, a geração de campos magnéticos é limitada à levitação de objetos metálicos com propriedade magnéticas (diamagnético ou paramagnético) e, com uma alta intensificação do campo pode-se levitar algumas seleções de materiais não metálicos (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017).

Outra forma de levitação de partículas é através da levitação óptica. A levitação óptica é baseada no fato de que uma onda pode exercer uma pressão de radiação em uma superfície. Para esse tipo de levitação, é necessário focalizar feixes de laser para levitar e manipular pequenas partículas entre 0.01-10 μm (ANDRADE; CAMARGO; MARZO, 2014). Destaca-se que para o processo de levitação óptica os materiais precisam ser dielétricos ou opticamente transparentes (alguns materiais, tais como vidro de placa e água limpa, transmitem a maior parte da luz que incide sobre eles e refletem pouco luminosidade).

Apesar de menos conhecida, há a técnica de levitação por meio de campos eletrostáticos. Na levitação eletrostática, partículas eletricamente carregadas são suspensas pela força eletrostática entre a partícula e os eletrodos do levitador (ANDRADE; CAMARGO; MARZO, 2014).

Por sua vez, o princípio fundamental da levitação acústica é baseado na força de radiação acústica emergente de um campo de pressão acústica (BRANDT, 2001). Essa força de radiação acústica pode ser gerada por ondas acústicas de alta frequência, que sob condições específicas podem contrapor a força gravitacional, permitindo que os objetos levitem.

A onda acústica representa uma onda mecânica, e conseqüentemente carrega um momento que pode atuar sobre objetos (SANTESSON; NILSSON, 2004). A técnica de levitação tem ganhado a atenção de diversos pesquisadores devido à irrestrrição quanto ao tipo de objeto a ser levantado, ou seja, a técnica permite levantar desde materiais sólidos, líquidos, sem qualquer necessidade de propriedades físicas intrínsecas do material. Contudo, a magnitude da força acústica desenvolvida pelas técnicas experimentais em levitação acústica é bem inferior em comparação com a força magnética, por exemplo. Isso ocorre pois a intensidade sonora necessária para se obter um força acústica equiparável à força magnética seria alcançada apenas com ondas sonoras na faixa de frequência no limite audível, o que ocasionaria danos irreparáveis à audição humana.

Teoricamente, a física em torno do conceito de pressão de radiação não é tão simples. Nas palavras de (BEYER, 1978):

*“It might be said that radiation pressure is a phenomenon that the observer thinks he understands—for short intervals, and only every now and then”.*¹

No entanto, importantes fundamentos teóricos sobre o assunto foram desenvolvidos e tornaram-se a base para os entendimentos atuais da área. As primeiras expressões matemáticas para a força da radiação acústica são datadas em 1934, por L.V. King, em uma esfera incompressível e para ondas estacionárias (KING, 1934). Em 1955, o efeitos de partículas compressíveis foram introduzidos por Yosioka e Kawasima (YOSIOKA; KAWASIMA, 1955), e em 1962, Gor’kov apresentou a expressão para uma esfera compressível de campo acústico arbitrário (GOR’KOV, 1962).

Existem diversas técnicas experimentais que exploram diferentes possibilidades para a levitação de objetos através de ondas acústicas. Um dos métodos, e que será explorado nessa dissertação, trata-se da levitação acústica alcançada pela força de radiação acústica utilizando ondas estacionárias geradas por múltiplas reflexões de uma onda acústica que ocorrem entre o transmissor e o refletor. Dentre as diversas configurações de levitadores, o mais simplificado é conhecido por levitador de eixo único, que consiste em um sistema acústico onde toda a face emissora de um transdutor vibra harmonicamente em uma frequência ultrassônica, e um refletor que é usado para gerar os múltiplos reflexos da onda emitida pelo transdutor, na Figura (1.1) é apresentado um modelo de levitador acústico. Nesse caso, um

¹ "Pode-se dizer que a pressão da radiação é um fenômeno que o observador pensa que entende - por curtos intervalos, e apenas de vez em quando.

transdutor gera uma onda acústica estacionária entre o transdutor ultrassônico e um refletor que deve ser separado por um múltiplo inteiro de meio comprimento de onda. Portanto, pequenos objetos podem ser levitados contra a gravidade por forças acústicas que direcionam o objeto para um nó de pressão.

Figura 1.1 – Exemplo de Levitador acústico de eixo único com ajuste de fases, levitando uma partícula em um ponto focalizado



Fonte: Próprio Autor

O diferencial da levitação acústica deve-se a ampla aplicabilidade no transporte sem contato muito utilizados em métodos de processamento farmacêutico, biológico ou químico (ZANG *et al.*, 2017). O mecanismo de aprisionamento, separação e manipulação de partículas utilizam campos acústicos gerados por ondas estacionárias e, possuem potencial para aplicações na biofísica (R. *et al.*, 2012), medicina (ANDRADE; CAMARGO; MARZO, 2014), química analítica (SANTESSON; NILSSON, 2004), entre outros campos.

Espera-se, ainda, que a levitação acústica ganhe espaço nos processos que envolvem materiais frágeis, que geralmente consistem em componentes sensíveis ou microcomponentes (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005). A levitação acústica tem sido utilizada em várias atividades de pesquisa, como medição a tensão superficial de líquidos (TIAN; HOLT; APFEL, 1995), aprisionando gases de alta densidade (TUCKERMANN *et al.*, 2002), formação de partículas de gelo em campos acústicos estacionários (BAUERECKER; NEIDHART, 1998) e também em processos que requerem um alto grau de pureza (SANTESSON; NILSSON, 2004), permitindo o desenvolvimento de estudos que visem investigar as propriedades físicas ou químicas de substâncias. As substâncias utilizadas em análises químicas são frequentemente caras e, portanto, é conveniente realizar experimentos usando pequenas quantidades. Um dos problemas com experimentos de concentração é a contaminação da amostra devido ao contato com as paredes do vaso. Uma maneira de evitar essa contaminação é utilizando a técnica de levitação, onde não há contato entre os substância e a parede do

vaso (WELTER; NEIDHART, 1997). Apesar da evolução nas pesquisas sobre levitação acústica (R. *et al.*, 2012), (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017), na prática a magnitude da a força acústica é muito menor em comparação com a força magnética, por exemplo (LEE; WANG, 1993). Isso praticamente impede a levitação de objetos mais densos e é a principal barreira a ser vencida pela área.

As pesquisas envolvendo o fenômeno de levitação acústica têm-se sobressaído na levitação de pequenas partículas esféricas sólidas, constituídas por diferentes matérias: metal, aço e isopor (B.; F.; C., 2010), (ANDRADE; L.; ADAMOWSKI, 2016), madeira (A.; H.; PARKER, 1980), polipropileno (N. *et al.*, 2014), entre outros. Ainda, destacam-se experimentos com levitação de materiais de diferentes formatos, desde de cubos, pirâmides e pequenos seres vivos (moscas, formigas e pequenos peixes) (L. *et al.*, 2018), (ANDRADE; CAMARGO; MARZO, 2014). Além disso, pode-se destacar a levitação e manipulação de gotas líquidas de diversos materiais, glicerina (V.; P.; WANG, 1993), água e óleo de silício (A.; H.; PARKER, 1980). Andrade, Camargo e Marzo (2014) desenvolveram um sistema de injeção, transporte, fusão e ejeção automáticas de gotículas através de um levitador acústico, deste modo, pode ser manipuladas substâncias para o desenvolvimento de vacinas, compostos químicos, sem qualquer contato direto, possibilitando a geração de materiais com alto índice de pureza. A diversidade de materiais simétricos levitados, pode ser resultado da consolidação da teoria de Gor'kov (GOR'KOV, 1962), visto que, o mesmo proporciona a quantificação do potencial de força acústica necessária para que partícula seja levitada.

Apesar dos recentes avanços com relação a técnica de levitação acústica, a principal barreira a ser vencida ainda é levantar objetos mais densos. Além das limitações impostas pelas leis da Física, uma vez que torna-se necessário a utilização de ondas ultrassônicas para evitar qualquer prejuízo a saúde. Outro fator que impossibilita os avanços das pesquisas é o alto custo dos equipamentos necessários para a montagem de estruturas avançadas de pesquisa. Porém, por intermédio das novas tecnologias, diversas alternativas estão sendo aplicadas para conseguir contornar o alto custo, desde a prototipagem e impressão 3D, mecanismos eletrônicos de fácil acesso e de baixo custo, compatíveis com a plataforma de prototipagem arduino.

Esta dissertação possui cunho computacional e experimental, para a avaliação do campo de pressão acústica para transdutores ultrassônicos de 40KHz, considerando uma geometria planar. Busca-se explorar configurações que contribuam diretamente no campo acústico gerado, determinando o melhor posicionamento para os transdutores, entre os dois modelos de transdutores quais melhor contribuem para a geração de campo de pressão mais intenso, além da apresentação entre a relação de densidade do material e a tensão. Além disso, realizou-se os testes experimentais para comprovar e corroborar os resultados computacionais alcançados.

Este trabalho organizado como segue. No Capítulo (2), foi feita uma abordagem intro-

dutória quanto ao processo de levitação acústica, a levitação de campo distante e o modelo simplificado de eixo único. O Capítulo (3) são expostos os materiais e métodos utilizados para o desenvolvimento deste trabalho, destacando os *softwares* e metodologia empregada para as simulações computacionais, bem como o aparato experimental necessário para o desenvolvimento dos experimentos. No Capítulo (2) há a apresentação dos resultados computacionais e experimentais para os modelos dos transdutores, contemplando comportamento dos perfis do campo de pressão conforme se afasta os transdutores vizinhos do transdutor central, avaliação do melhor posicionamento para os transdutores e uma avaliação entre tensão e densidade do material para o modelo de levitador proposto. As considerações finais são encontrados no Capítulo (5). Além disso, há no apêndice três anexos, sendo que o Anexo (A) apresenta detalhadamente os cálculos para a determinação da equação de campo distante para superfícies cilíndricas; no Anexo (B) é exposto o código desenvolvido por um dos principais grupos de pesquisa sobre o tema; e no Anexo (C) são apresentados o detalhamento do código para arduino desenvolvido e utilizado nos testes experimentais.

Capítulo 2

LEVITAÇÃO ACÚSTICA: ABORDAGEM INTRODUTÓRIA

Este capítulo apresenta um material introdutório à teoria relacionada à levitação acústica. Primeiramente, a seção (2.1) apresenta as diferentes técnicas existentes sobre levitação acústica. A seção (2.2) trata exclusivamente da técnica de levitação por ondas estacionárias. Por fim a seção (2.3) aborda as peculiaridades do levitador do tipo eixo-único, que se baseia nas propriedades das ondas estacionárias para alcançar a levitação de objetos.

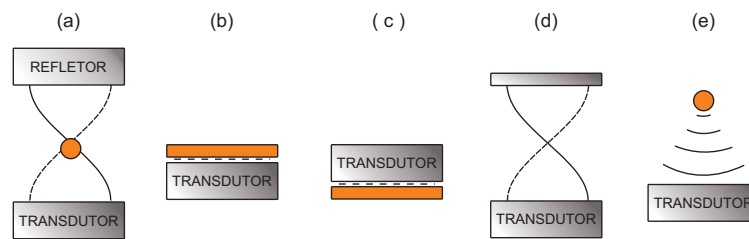
2.1 TÉCNICAS DE LEVITAÇÃO ACÚSTICA

Atualmente, com os avanços das pesquisas em levitação acústica (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017; ANDRADE, 2010; KNOOP *et al.*, 2016; ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015; LI *et al.*, 2011; ILSSAR; BUCHER, 2015). Dentre as técnicas utilizadas para se alcançar a levitação por ondas acústicas, podem ser classificadas pelos tipos: levitação acústica de onda estacionária (ANDRADE, 2010; KNOOP *et al.*, 2016), levitação acústica de campo próximo (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017; LI *et al.*, 2011; ILSSAR; BUCHER, 2015), levitação acústica de campo distante (KINSLER *et al.*, 2000) e levitação acústica de feixe único (B.; F.; C., 2010; L. *et al.*, 2018; B. *et al.*, 2014; FUSHIMI *et al.*, 2018).

A levitação de campo próximo, conforme ilustrado na Figura (2.1 - b), também conhecida como *near-field*, trabalha com a propriedade na qual os transdutores acústicos produzem uma força de radiação repulsiva em um objeto plano, permitindo a levitação nas proximidades da superfície do transdutor, com uma fina camada de ar entre eles. Para se atingir a levitação de campo próximo faz-se necessário que os transdutores vibrem uniformemente em amplitude e fase (HASHIMOTO; KOIKE; UEHA, 1995), ou em fazer com que o prato do transdutor vibre em modo flexural (HASHIMOTO; KOIKE; UEHA, 1996; HASHIMOTO; KOIKE; UEHA, 1998; MATSUO *et al.*, 2000). Estudos demonstram que a técnica de levitação de campo próximo é capaz de levantar objetos de alguns quilogramas a uma distân-

cia de micrômetros acima da superfície do transdutor. Cabe ressaltar que existe, também, a aplicação da técnica de campo próximo invertido, ou seja, com a levitação do objeto abaixo da superfície do transdutor Figura (2.1 - c). Tal peculiaridade da técnica de levitação de campo próximo está baseada em condições específicas em que a força repulsiva pode alterar para uma força atrativa, permitindo a levitação de forma invertida (HATANAKA *et al.*, 1999; SADAYUKI, 2002).

Figura 2.1 – Métodos de levitação acústica. (a) Levitação acústica usando ondas estacionárias. (b) e (c) Levitação acústica de campo próximo. (d) Levitação acústica de campo distante. (e) Levitação de fonte única.



Fonte: Adaptado de Andrade, Pérez e Adamowski (2017)

A nomenclatura de técnica de levitação de campo distante é utilizada para os processos de levitação cuja distância do levitador está a aproximadamente a meio comprimento de onda. Apesar de parecido com a técnica de campo próximo, na técnica de campo distante uma onda estacionária é formada entre o objeto e o transdutor, conforme ilustrado na Figura (2.1 - d). A técnica de levitação de campo distante utiliza-se do fato de que a força de radiação acústica sobre um objeto pode ser substancialmente aumentada quando a distância entre o transdutor e o objeto é posicionado em um estado ressonante. Esse método é capaz de levantar objetos bem maiores do que o comprimento de onda. Como exemplo da aplicabilidade da técnica, destaca-se o trabalho de Zhao and Wallaschek (ZHAO; WALLASCHEK, 2011) que alcançaram a levitação de um disco compacto (CD) através do acoplamento de um transdutor de *Langevin* a um disco circular, produzindo uma onda acústica estacionária entre o CD e o prato circular.

A técnica mais comum para a suspensão de partículas em campo acústico é o método de levitação de ondas estacionárias, conforme ilustrado na Figura (2.1 - a). Neste método, objetos bem menores do que o comprimento de onda são suspensos nos nós de pressão, que são gerados ao posicionar os transdutores e refletores, ou um conjunto de transdutores, a uma distância de um múltiplo de meio comprimento da onda acústica.

Recentemente, um novo método de levitação acústica têm sido objeto estudo, em que não há obrigatoriedade do aprisionamento da partícula entre dois transdutores opostos. Por meio da técnica conhecida por armadilha de feixe único (*single-beamtrapping*), pequenos objetos são levitados acusticamente utilizando emissores de um único lado, conforme ilustrado na Figura (2.1 - e). Essa técnica vem sendo aprimorada desde meados de

2009, quando ((LEE *et al.*, 2009)) usou um transdutor de 30MHz para aprisionar uma partícula de lipídio em seu ponto focalizado, em meio líquido. Apesar diversas demonstrações de aprisionamentos ((BARESCH; THOMAS; MARCHIANO, 2016; MARSTON, 2009; ZHANG *et al.*, 2014)), a primeira demonstração experimental do feixe único levitação no ar foi relatado por ((MARZO *et al.*, 2015a)), através de matrizes unilaterais de transdutores de 10mm de diâmetro e frequência de 40KHz, com controle independente das fases de cada transdutor. Esse manuseio independente das fases, permite diferentes tipos de armadilhas acústicas: gêmeas, vórtice ((MARSTON, 2009)) e garrafa ((ZHANG *et al.*, 2014)).

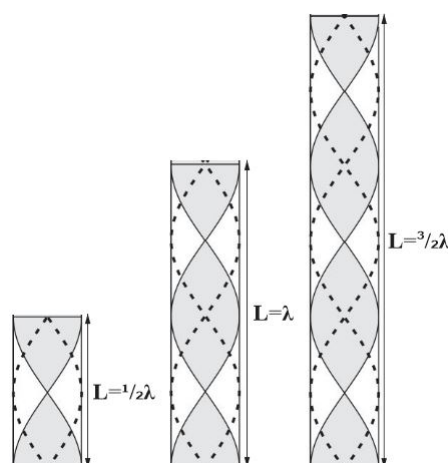
2.2 LEVITAÇÃO ACÚSTICA DE ONDAS ESTACIONÁRIAS

O processo de levitação acústica que será avaliado, conhecido por levitador de campo distante ocorre pela força de radiação acústica gerada por uma onda estacionária. A necessidade de uma onda estacionária deve-se a característica de padrão de vibração estacionário, uma vez que a superposição de duas ondas idênticas (amplitude, frequência, comprimento de onda e direção iguais) mas em sentidos opostos, permanece com os pontos de valor zero e pontos de valores máximo fixados. A Figura (2.2) representa a geração de três ondas estacionárias com diferentes comprimentos. Dentre as propriedades para a geração de uma onda estacionária de comprimento L , destaca-se a necessidade que o comprimento entre os extremos da onda, deve ser múltiplo de meio comprimento de onda, ou seja

$$L = n \frac{\lambda}{2} = n \frac{c}{2f}; \quad (2.1)$$

onde, n é um número inteiro, c é a velocidade de propagação da onda, f é a frequência e λ é o comprimento de onda. Destaca-se que as extremidades representadas na Figura (2.2) possui amplitude de pressão máxima e a velocidade da partícula é zero (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017).

Figura 2.2 – Ondas estacionárias em tubos com extremidades fechadas.



Fonte: Próprio Autor

Considerando a hipótese de uma onda plana, ou seja, uma onda com frequência e máximo de amplitude constante, a onda estacionária pode ser descrita pela pressão acústica por

$$p(z, t) = A \cos(\omega t) \cos(kz), \quad (2.2)$$

onde ω é a frequência angular, k é o número de onda e A é amplitude de pressão da onda. Devido a hipótese de onda plana, a pressão acústica dependerá apenas de z e do tempo t (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017). Por outro lado, a Equação (2.2) pode ser obtida pela superposição de duas ondas progressivas com amplitude de $A/2$ e se propagando em sentidos opostos. As Equações (2.3- 2.9) exemplifica que superposição de duas ondas, $y(x, z)$ e $z(x, t)$, resulta na mesma Equação 2.2.

$$y(x, t) = \frac{A}{2} \cos(kx - \omega t); \quad (2.3)$$

$$y(x, t) = \frac{A}{2} [\cos(kx) \cos(\omega t) + \sin(kx) \sin(\omega t)]; \quad (2.4)$$

$$z(x, t) = \frac{A}{2} \cos(-kx - \omega t); \quad (2.5)$$

$$z(x, t) = \frac{A}{2} \cos(-1[kx + \omega t]); \quad (2.6)$$

$$z(x, t) = \frac{A}{2} [\cos(kx) \cos(\omega t) - \sin(kx) \sin(\omega t)]; \quad (2.7)$$

$$y + z = \frac{A}{2} [\cos(kx) \cos(\omega t) + \sin(kx) \sin(\omega t)] + \frac{A}{2} [\cos(kx) \cos(\omega t) - \sin(kx) \sin(\omega t)]; \quad (2.8)$$

$$y + z = A \cos(kx) \cos(\omega t); \quad (2.9)$$

Outra forma de descrever uma onda estacionária, é através da velocidade de partícula no meio, partindo do pressuposto que se conhece a pressão acústica p . Desta forma, através da equação de Euler linearizada pode-se determinar o vetor vetor velocidade u .

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla p; \quad (2.10)$$

onde ρ é a densidade do meio. Conforme descrito na Equação (2.2), as partículas só apresentam movimento na direção z e considerando-a uma função periódica. Sendo assim, substituindo a Equação 2.2, da pressão acústica, na Equação (2.10), tem-se

$$\int \rho du = - \int \nabla p dt; \quad (2.11)$$

Logo,

$$\rho u = \frac{Ak}{\omega} \text{sen}(kz) \text{sen}(\omega t); \quad (2.12)$$

Isolando a velocidade, têm-se,

$$u(z, t) = \frac{A}{c\rho} \text{sen}(\omega t) \text{sen}(kz); \quad (2.13)$$

Por meio de uma análise intuitiva entre a Equação (2.2), pressão acústica, e a Equação (2.13), velocidade da partícula, pode-se observar que as posições de pressão máxima, a velocidade da partícula é zero. De modo análogo, as posições em que a velocidade das partículas é máxima, a pressão é mínima, ou seja, os nós de pressão da onda estacionária se encontram nos anti-nós da velocidade, e vice-versa.

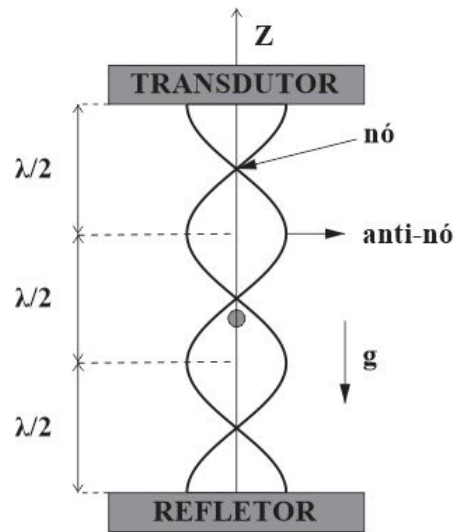
2.3 LEVITADOR ACÚSTICO DE UM EIXO ÚNICO EIXO

Grande parte dos levitadores acústicos são constituídos basicamente de um transdutor ultrassônico e um refletor, separados por uma distância L (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017). Esse tipo de levitador é chamado de eixo único (*single-axis levitator*), considerado como sistema particular do processo de levitação acústica por meio de ondas estacionárias.

A geração da onda acústica, deve-se primordialmente ao transdutor, que possui um funcionamento similar a um alto falante. Ao se aplicar um sinal elétrico ao transdutor, este sofrerá deformações mecânicas de forma senoidal, movimentando as moléculas de ar para frente e para trás, desta forma, se produz um onda acústica, que se propaga no meio com velocidade de propagação igual a velocidade do som (MARZO *et al.*, 2015b). A principal diferença entre o transdutor ultrassônico e o alto falante, deve-se à faixa de frequência de operação, uma vez que para evitar problemas auditivos e necessidade de uma alta intensidade acústica os levitadores são operados em uma faixa de frequência superior a 20 khz (inaudível para humanos) (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017).

Como relatado na seção anterior, no sistema de levitação de eixo único, a distância entre o transdutor e o refletor é ajustado para meio comprimento de onda, desse modo a onda estacionária gerada possuirá maior amplitude de pressão, capaz de puxar as partículas para os nós de pressão. A Figura (2.3) ilustra a onda estacionária de um levitador acústico, neste caso, é considerado uma distância de $3/2 \lambda$ entre o transdutor e o refletor, propiciando a geração de três nós de pressão.

Figura 2.3 – Levitador acústico de um único eixo. A distância entre o transdutor e o refletor deve ser múltiplo de meio comprimento de onda.

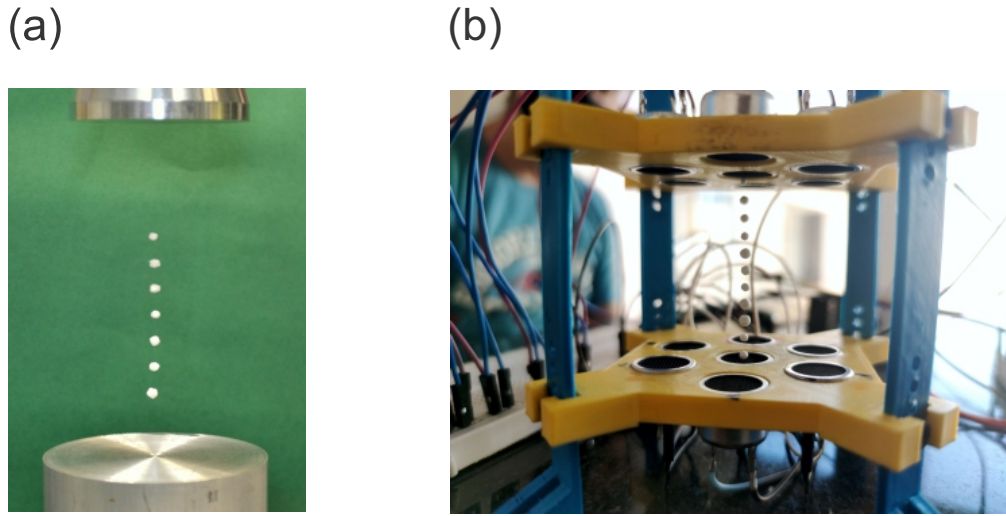


Fonte: Próprio Autor.

Apesar da particularidade do sistema de levitação apresentado nessa seção, pode-se destacar dois modelos de levitadores, *Langevin* e *phased array*. Os transdutores do tipo *Langevin*, conforme ilustrado na Figura (2.4 - a), consistem de cerâmicas piezelétricos prensados entre duas massas metálicas, geram uma onda acústica estacionária entre o transdutor e um refletor que deve estar separado por um múltiplo de meio-comprimento de onda ($\frac{n\lambda}{2}$). O levitador de eixo único é bastante eficiente e trabalha em altas voltagens (100 - 1000) V para geração de um campo de pressão acústico intenso a partir de um único emissor. Contudo, tal sistema possui algumas desvantagens como a sensibilidade à alterações de temperatura, a considerável periculosidade do manuseio de equipamentos em altas voltagens e o alto custo financeiro do aparato experimental.

O levitadores *phased array* têm ampliado a capacidade de levitação acústica, possibilitando a manipulação dinamicamente das partículas em um campo tridimensional, pelo simples fato de agrupar diversos transdutores com o mesmo propósito, em outros termos, ajustar as fases das ondas ultrassônicas, de modo que as ondas de todos transdutores foquem em um mesmo ponto, conforme pode ser observado na Figura (2.4 - b). Nesse modelo, os transdutores cilíndricos possuem uma cerâmica piezoelétrica que vibra por deformação quando aplicado um sinal alternado; essa face vibração harmonicamente em uma frequência ultrassônica, enquanto refletor gera múltiplas reflexões da onda emitida. Devido aos componentes compatíveis com a plataforma arduino, esse tipo de levitador pode ser desenvolvido para baixas voltagens e baixo custo financeiro.

Figura 2.4 – Modelos de levitadores de eixo único. (a) Levitador de eixo único do tipo *Langevin* apresentado por (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017). (b) Modelo de Levitador de eixo único do tipo *phased array* formado por transdutores cilíndricos de 16mm de diâmetro.



Fonte: Próprio Autor.

A levitação acústica é um processo físico no qual utiliza-se de força de pressão acústica para contrapor a força peso e, conseqüentemente levitar um objeto (VANDAELE; DELCHAMBRE; LAMBERT, 2011). Diante disso, a força de radiação acústica deve-se ser suficientemente elevada para compensar a força gravitacional. Por meio da teoria de Gor'kov, pode-se calcular a força de uma onda estacionária, desde que o raio da partícula seja muito menor que o comprimento de onda. De acordo com a teoria de Gor'kov, a força exercida por uma onda estacionária em uma partícula esférica de raio R é conservativa, e pode ser calculada por meio da energia potencial (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017).

$$U = 2\pi R^3 \left[\frac{\langle p^2 \rangle}{3\rho c^2} - \frac{\rho \langle u^2 \rangle}{2} \right]; \quad (2.14)$$

A força de de radiação acústica F que atua na partícula, pode ser obtida por $F = -\nabla U$. Além disso, na Equação (2.14) utiliza-se o símbolo $\langle \rangle$ para representar a média temporal. As funções de pressão acústica e velocidade da partícula são funções periódicas, deste modo, pode-se calcular a média temporal pela integração ao longo do período T .

$$\langle p^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T p^2 dt; \quad (2.15)$$

$$\langle p^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T (A \cos(\omega t) \cos(kz))^2 dt; \quad (2.16)$$

$$\langle p^2 \rangle = \frac{[AT\omega \cos(kz)]^2}{2T\omega} + \frac{[A \cos(kz)]^2 \text{sen}(2T\omega)}{4T\omega}; \quad (2.17)$$

$$\langle p^2 \rangle = \frac{[A \cos(kz)]^2}{2}; \quad (2.18)$$

De maneira análoga, determina-se a média temporal para a função de velocidade da partícula.

$$\langle u^2 \rangle = \frac{1}{t} \int_0^T u^2 dt; \quad (2.19)$$

$$\langle u^2 \rangle = \frac{1}{t} \int_0^T \frac{(A \sin(\omega t) \cos(kz))^2}{\rho c} dt; \quad (2.20)$$

$$\langle u^2 \rangle = \frac{\omega T (A \sin(kz))^2}{2\omega T (c\rho)^2} - \frac{(A \sin(kz))^2 \sin(2\omega T)}{4\omega T (c\rho)^2}; \quad (2.21)$$

$$\langle u^2 \rangle = \frac{[A \sin(kz)]^2}{2(\rho c)^2}; \quad (2.22)$$

Por fim, diante dos resultados da média temporal apresentados na Equações (2.18) e (2.22), e realizando a substituição destes na Equação (2.14), determina-se o potencial da força de radiação acústica.

$$U = \frac{\pi R^3 A^2}{\rho c^2} \left[\frac{\cos^2(kz)}{3} - \frac{\sin^2(kz)}{2} \right]; \quad (2.23)$$

A força de radiação acústica que atua numa esfera de raio R, é obtida através da equação do potencial de força e como pode-se observar na Equação (2.23), a força depende apenas da coordenada z. Deste modo, relacionando as Equações (2.23) e (2.24), conclui-se que a força de radiação acústica dependerá apenas de z.

$$F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}; \quad (2.24)$$

$$F_z = \frac{\pi R^3 A^2}{\rho c^2} \left[\frac{-2k \cos(kz) \sin(kz)}{3} - \frac{2k \sin(kz) \cos(kz)}{2} \right]; \quad (2.25)$$

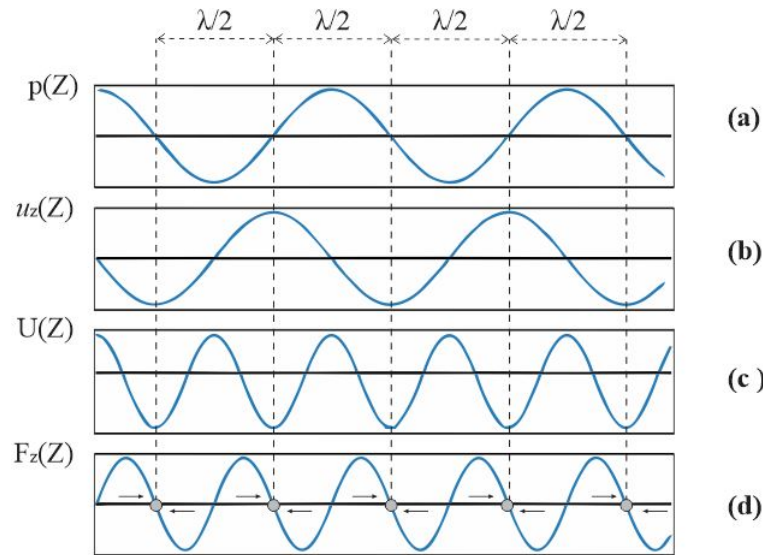
$$F_z = \frac{5\pi R^3 A^2 k \sin(2kz)}{6\rho c^2}; \quad (2.26)$$

A relação entre a pressão acústica $p(z)$, a velocidade das partículas u_z , o potencial U e a força de radiação acústica, representadas pelas Equações (2.2), (2.13), (2.23) e (2.26), respectivamente, são ilustradas na Figura (2.5). Observa-se que os pontos de equilíbrio estável, ou seja, as posições em que as partículas são levitadas, corresponde aos mínimos de potencial U, isto deve-se ao fato de que a força de radiação acústica, que simboliza a força

restauradora para empurrar as partículas para a posição de equilíbrio é nula (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017).

A Figura (2.5), ainda ilustra os diferentes nós de pressão da onda acústica separados por meio comprimento de onda, de forma que diferentes tipos de partículas podem ser levitadas em cada nó. Vale ressaltar que os pontos de mínimo potencial U , ocorrem nas mesmas posições dos nós de pressão da onda estacionária e dos anti-nós de velocidade, ou seja, os pontos de equilíbrio possuem pressão nula, velocidade máxima e potencial mínimo (MARZO *et al.*, 2017).

Figura 2.5 – Relação entre a pressão acústica, velocidade das partículas e a força de radiação acústica em um levitador acústico. (a) Pressão acústica; (b) Velocidade das partículas na direção z ; (c) Potencial da força de radiação acústica; (d) Força de radiação acústica na direção z



Fonte: Próprio Autor.

Para o levitador acústico ser capaz de levitar partículas, é necessário que a amplitude de pressão, A , seja suficientemente elevada. Logo, para a partícula ser levitada a força de pressão acústica deve contrapor a força peso da partícula, ou seja, a força de radiação acústica deve ser maior ou igual a força peso da partícula (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017). As equações (2.27) e (2.28), representam respectivamente a segunda e primeira Lei de Newton.

$$F_g = -mg; \quad (2.27)$$

$$F_z + F_g = 0 \Rightarrow F_z = -F_g; \quad (2.28)$$

A mínima amplitude de pressão A_{min} é obtida a partir da relação

$$\frac{5k\pi R^3 A_{min}^2}{6c^2 \rho} \text{sen}(2kz) \geq mg; \quad (2.29)$$

Portanto, para levantar uma partícula esférica de raio R e massa m , amplitude de pressão da onda estacionária deve ser

$$A_{min} \geq \sqrt{\frac{6mgc^2\rho}{5k\pi R^3}}; \quad (2.30)$$

Sabendo que a levitação acústica esta diretamente relacionada com a densidade do material a ser levantado, podemos isolar a densidade específica do esfera, para que seja possível avaliar qual seria o limite de densidade a ser levantado pelo modelo proposto:

$$\frac{5k\pi R^3 A_{min}^2}{6c^2\rho} = \frac{4}{3}\pi R^3 g\rho_{esf}; \quad (2.31)$$

Considerando um nó de pressão, $\sin(2kz)=1$. Isolando a densidade do material:

$$\rho_{esf} = \frac{5kA^2}{8c^2\rho g}; \quad (2.32)$$

onde k é o número de ondas, ρ é a densidade do meio, c a velocidade de propagação no ar e g a gravidade.

2.3.1 AMPLITUDE DE PRESSÃO ACÚSTICA

Levando em consideração que os modelos de levitadores que serão estudados nesta dissertação são do tipo pistão circular plano semelhantes aos alto-falantes, pode-se propor um modelo matemático capaz de avaliar o campo de pressão acústica em qualquer ponto, por meio da divisão de elementos infinitesimais da superfície dos pistões. Para tanto, considerou-se o modelo proposto por (KINSLER *et al.*, 2000), para avaliação e validação numérica dos modelos de levitadores propostos onde têm-se o resultados da simulação como desempenho ideal do sistema.

Sendo assim, a pressão acústica complexa P propiciado por um conjunto de transdutores acústicos dispostos sobre o plano e que emitem ondas sonoras a frequência e amplitude constante e, com um campo longínquo proporcionado por fontes circulares do tipo pistão, ser modelado (KINSLER *et al.*, 2000) como¹:

$$P_n(r) = P_0 V \frac{D_f(\theta_n)}{d_n} e^{i(\phi_n + kd_n)}, \quad (2.33)$$

onde P_0 é a amplitude constante que define os transdutores, V é a tensão de saída, d_n é a distância de propagação entre o transdutor e o ponto r , k é o número de ondas, ϕ_n é a fase eletrônica e D_f é a função de direção do campo distante que depende do ângulo θ_n entre a normal do transdutor e um ponto r no espaço.

A função D_f é equivalente a $2J_1(ka \sin(\theta))$, onde, J_1 é a função de Bessel de primeira ordem. Devido a complexidade do desenvolvimento de operações com as funções de Bessel,

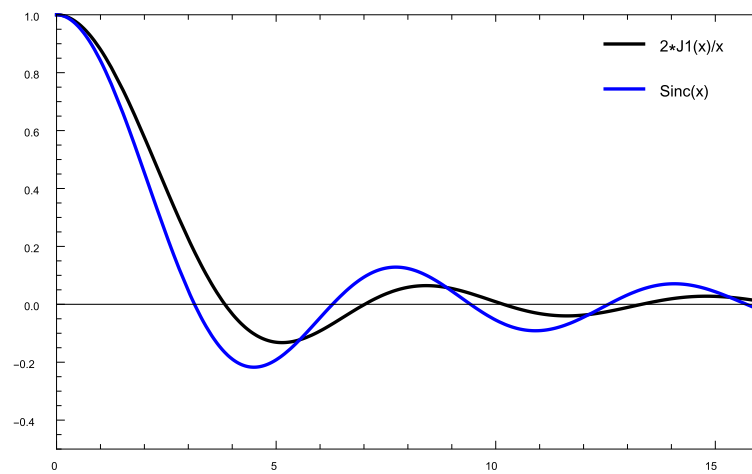
¹ Mais informações sobre o desenvolvimento do modelo matemático estão apresentados no Anexo A

optou-se por adotar uma simplificação amplamente empregada para a avaliação do campo de pressão acústico, onde $D_f = \text{sinc}(k a \sin(\theta))$, na Equação (2.34) é apresentado o modelo para amplitude de pressão acústica simplificado.

$$P(r) = P_0 V \frac{\text{sinc}(k a \sin(\theta_n))}{d_n} e^{i(\phi_n + k d_n)}, \quad (2.34)$$

Ainda sobre a simplificação da função de direção do campo distante em termos de Bessel pela função Sinc, na Figura (2.6) é apresentada a aproximação numérica entre os dois termos.

Figura 2.6 – Comparação da função D_f em termos da funções de Bessel e sua simplificação sinc



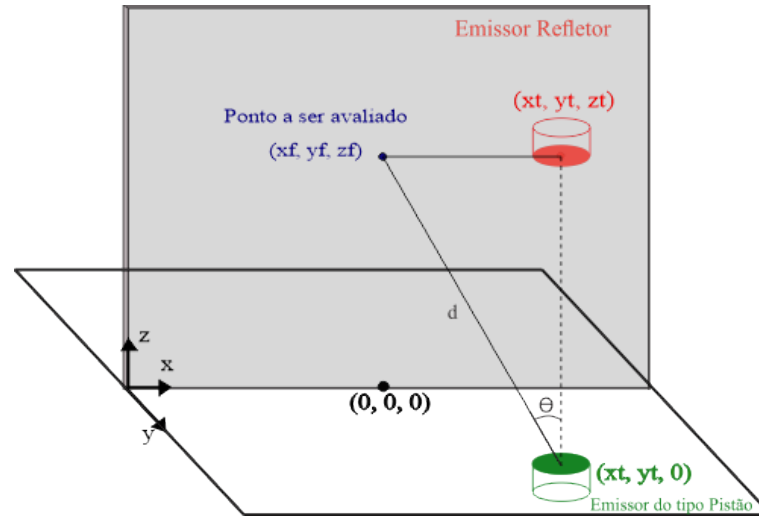
Fonte: o autor.

Conforme observado na Figura anterior (2.6), ambas as funções possuem comportamentos semelhantes e, a função se ajusta bem à função D_f . Além disso, a adoção de tal simplificação impacta diretamente na complexidade do modelo, uma vez que trocamos a função de Bessel pela função seno cardinal, que pode ser descrita como uma função seno dividido pelo seu argumento.

Devido a robustez do modelo proposto, Equação (2.34), para avaliar o campo de pressão acústica, com variáveis relacionadas com as características do transdutor, posicionamento entre os transdutores, intensidade e fases do transdutor, presume-se haja combinações destes parâmetros que proporcionem a intensificação do campo acústico.

Outro parâmetro importante na Equação (2.33) é o ângulo θ , que varia entre a normal do emissor e um ponto arbitrário no plano de pressão acústica em avaliação. Na Figura (2.7) é apresentado a ilustração dos termos necessários para a determinação do ângulo θ .

Figura 2.7 – Geometria usada na derivação do campo distante (r, θ) em um pistão de plano circular de raio a .



Fonte: o autor.

Generalizando, pode-se equacionar o ângulo entre o normal do emissor e o plano de pressão acústico (Equação 2.35), como,

$$\theta = \text{Cos}^{-1} \left(\frac{Z}{d} \right). \quad (2.35)$$

Ainda, é possível expandir a variável d como a distância entre os dois pontos, sendo a diferença dos posicionamentos do emissor na placa e plano de pressão acústica.

$$\theta = \text{Cos}^{-1} \left(\frac{Z}{\sqrt{(x_t - x)^2 + (y_t - y)^2 + (z_t - z)^2}} \right). \quad (2.36)$$

onde x_t, y_t, z_t são as coordenadas referente ao posicionamento do transdutor; x, y e z são as variáveis referente ao plano do campo de pressão a ser avaliado e Z seria a distância ortogonal até o ponto a ser avaliado.

Sabe-se que para um ponto focal $(0, 0, z_f)$, ou seja, uma focalização no eixo central e no posicionamento de z_f entre transdutor e refletor, haverá um campo nulo e que os transdutores equidistantes (independente do planos em análise, XZ ou YZ) deste eixo de levitação contribuirão com a mesma intensidade de campo acústico. Então, a Equação (2.36) pode ser reescrita em termos apenas da posição x_t do transdutor e z , sendo o próprio eixo de levitação. Assim, o ângulo θ será expresso por:

$$\theta = \text{arccos} \left(\frac{Z}{\sqrt{(x_t)^2 + (z)^2}} \right). \quad (2.37)$$

Ainda que a levitação acústica possua vantagens que se diferencie de outros fenômenos de suspensão de partículas, é preciso destacar que o principal empecilho para dissemi-

nação desse sistema em aplicações industriais deve-se ao fato de que os campos acústicos gerados por ondas ultrassônicas possuem potenciais baixo quando comparado com as outras técnicas. Torna-se interessante portanto o estudo sobre o desenvolvimento de modelos de levitadores com o agrupamento de vários transdutores e, buscar como contornar este problema.

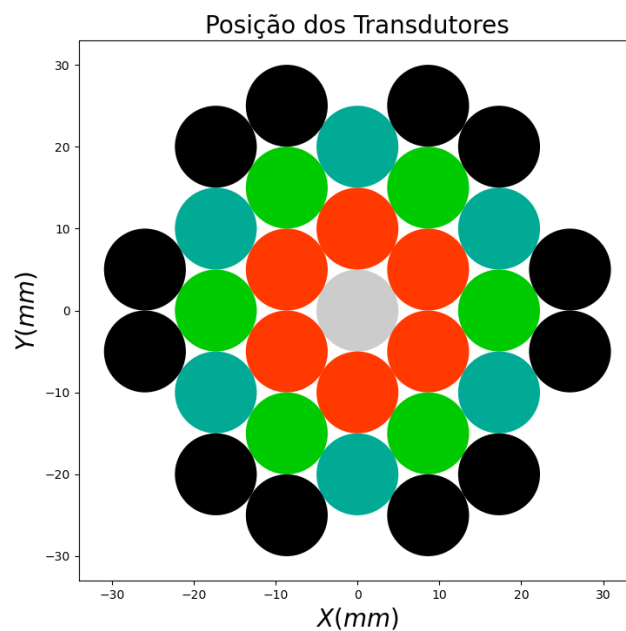
Dentre as alternativas para contornar os baixos níveis de potencial acústico, a fase ϕ dos emissores pode ser ajustada para se levitar um objeto em determinado ponto focal, $f(x_f, y_f, z_f)$, no espaço (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017), através da relação:

$$\phi_n = -k \left(\sqrt{(x_f - x_t)^2 + (y_f - y_t)^2 + (z_f - z_t)^2} - \sqrt{x_f^2 + y_f^2 + z_f^2} \right), \quad (2.38)$$

onde x_t, y_t e z_t representam a posição do transdutor. Dessa forma, cada um dos n transdutores podem ser modulados de tal forma que o campo acústico total $P = \sum_{n=1}^N p_n$ se anulem no ponto $\mathbf{r}=(x_f, y_f, z_f)$, porém seja máximo ao seu redor.

Cabe ressaltar da Equação (2.33) que, uma vez escolhido o ponto de levitação de um objeto, os transdutores equidistantes ao eixo no qual será realizado a levitação contribuirão, igualmente, para a intensidade do campo e devem ser ajustados pela mesma fase ϕ a ser determinada pela Equação (2.38). Na Figura (2.8) é ilustrado, como exemplo, um arranjo com 30 transdutores onde observa-se que há quatro posicionamentos distintos equidistantes do centro, representados por diferentes tonalidades cores

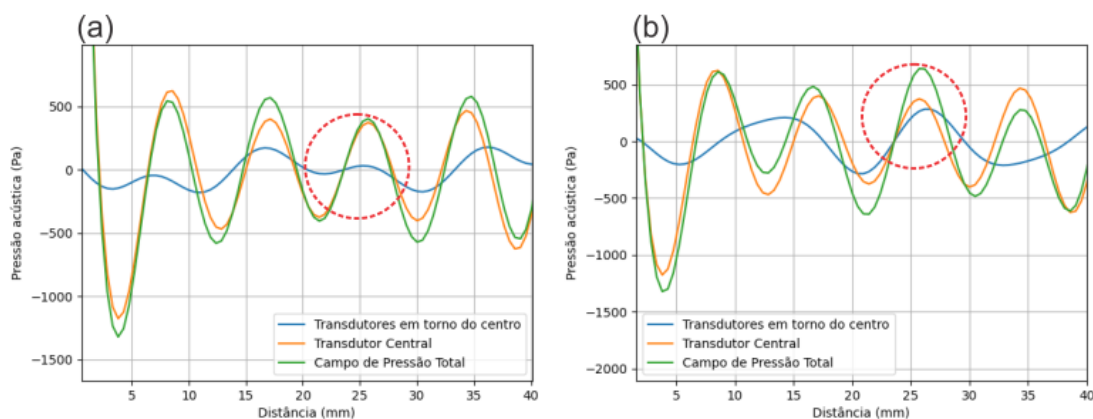
Figura 2.8 – Exemplo de disposição de transdutores. Os transdutores equidistantes do centro devem ser ajustados com a mesma fase eletrônica, representados pela mesma tonalidade de cor.



Fonte: o autor.

Deve-se destacar, ainda, que há alguns detalhes para efetivar o ajuste na fase ϕ dos transdutores, dentre elas a defasagem de π em relação aos transdutores da base e os transdutores superiores. Esse ajuste entre os pares de transdutores/refletores é responsável por centralizar ambas as ondas no ponto focalizado. Na Figura (2.9) comprova-se a necessidade dessa defasagem para o ajuste das ondas e, ampliação do campo de pressão. Nota-se que o nó focalizado (cerca de 23.58mm) permanece nas duas simulações com o valor nulo, entretanto é nítida a elevação da amplitude de pressão em torno da focalização ao se atribuir à fase eletrônica dos refletores o valor de $\phi + \pi$.

Figura 2.9 – (a) Campo de pressão acústica com transdutores e refletores com fase de ϕ . (b) Campo de pressão acústica com transdutores com fase de ϕ e refletores com fase de $\phi + \pi$

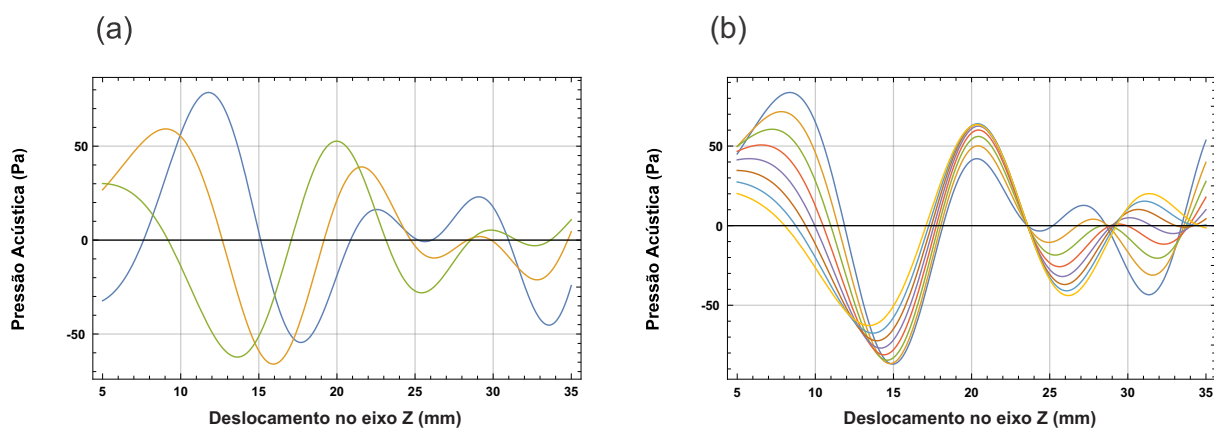


Fonte: o autor.

Ao aplicar diferentes fases entre os emissores, o nó de pressão da onda é deslocado, contribuindo com que a partícula aprisionada no nó seja manipulada (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017). Através da manipulação das fases, torna-se possível a intensificação do campo de pressão, bem como a movimentação das partículas levitadas, por outro lado, pode-se propor diferentes arranjo para o posicionamento dos transdutores visando também maximizar as forças de aprisionamento e o número de nós (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2017).

O ajuste das fases eletrônicas é de suma importância no caso em que há diversas fontes emissoras, uma vez que, assegura que todas as ondas convergirão para uma intensificação do campo de pressão acústica entorno do nó focalizado. Na Figura (2.10) é ilustrado a discrepância entre o comportamento das ondas quando há, ou não, o ajuste das fases eletrônicas; Quando não há qualquer ajuste nas fases das fontes emissoras, as ondas apresentam comportamentos individualizado, sem qualquer sincronia (Figura (2.10-a)); Por outro lado, o ajuste das fases proporciona uma sincronização das ondas entorno da região focalizada, sendo assim, o campo de pressão é intensificado de modo efetivo.

Figura 2.10 – Divergência no comportamento das ondas ultrassônicas considerando os casos com focalização e sem focalização. **a)** Comportamento das ondas ultrassônicas sem qualquer ajuste das fases para focalização. **b)** Comportamento das ondas ultrassônicas com a ajuste de fases para focalização de um nó.



Fonte: o autor.

A Equação (2.34) foi testada experimentalmente e comprovou-se a proximidade entre os testes numéricos e experimentais, (MARZO *et al.*, 2015b), (MARZO *et al.*, 2017). Para fins de comparação numérica, será considerado os resultados apresentados no suplementário do artigo "*TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator*" (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017).

Capítulo 3

MATERIAIS e MÉTODOS

Este capítulo detalha a metodologia computacional e experimental empregada neste trabalho, buscando se confortar as previsões teóricas na prática. Na primeira parte será detalhado os softwares utilizados, quais equações foram o principal foco de investigação. Já na parte dois, será apresentado o esquemático do protótipo desenvolvido, os componentes utilizados e suas principais funcionalidades.

3.1 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS

A simulações computacionais que serão apresentadas no próximo capítulo, foram projetadas através da investigação da equação do campo acústico Equação (2.34). O estudo computacional dessa equação, proporcionou a constatação de comportamentos divergentes entre os transdutores de 16mm e 10mm, quanto a contribuição do campo acústico resultante. Ainda, possibilitou avaliar a amplitude do campo de pressão acústico em dois âmbitos sendo eles: campos acústico proveniente de um valor fixado de tensão, do conjunto de transdutores empregados; e a avaliação da influência direta, da variação de tensão no campo acústico, bem como a projeção de densidade de materiais que poderiam ser levitados.

Diante da robustez da Equação (2.34) que foi investigada, alguns softwares foram essenciais para o desenvolvimento dos resultados que serão apresentados, destacando o *Mathematica* (número de licença: 4006-3425) e *Python*.

3.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O processo de levitação investigado no presente trabalho baseia-se no criação de nós de pressão acústica através de ondas estacionárias. O modelo mais conhecido nesse tipo de processo é o levitador de eixo único. Neste caso, o transdutor conhecido por *Langevin*, pode proporcionar um campo de pressão acústico intenso e eficientes. Entretanto, a periculosidade do manuseio decorrente necessidade de altas voltagens para funcionamento (100

- 1000V), sensibilidade à alterações de temperatura e o alto custo do aparato experimental, acarreta na inviabilidade da aquisição do modelo.

Por outro lado, uma alternativa baseada na utilização de pequenos transdutores ultrassônicos de baixas voltagens, tem sido proposto para criar ondas pseudo-estacionárias, mas que possuem a capacidade de aprisionar objetos em nós cuja força restauradora é semelhante ao sistema de eixo único. A seguir será apresentado os componentes necessários para a montagem, destacando principalmente as características e funcionalidade dos mesmos.

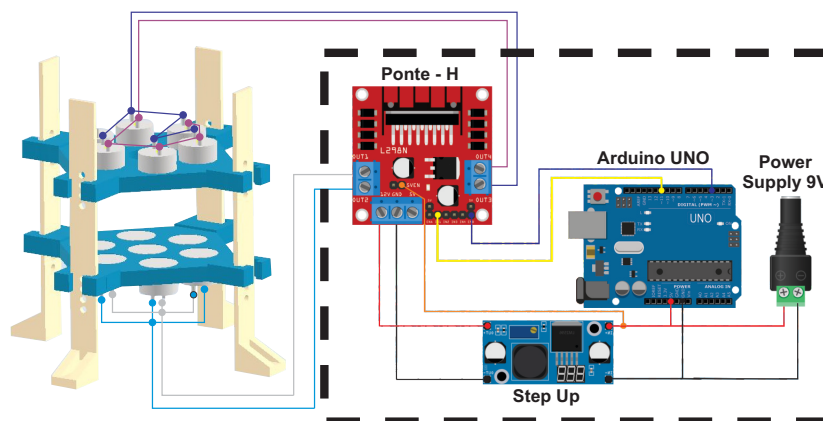
Nesta seção será apresentada as características dos componentes utilizados nas montagens dos protótipos dos levitadores acústicos. Além disso será apresentado as metodologias necessárias para o desenvolvimento dos experimentos.

3.2.1 APARATO EXPERIMENTAL

• MONTAGEM ESQUEMÁTICA DO PROTÓTIPO

Conforme exposto anteriormente, os levitadores do tipo *Langevin* acompanham diversas complicações e um alto investimento, assim sendo, será apresentados duas propostas de levitadores acústicos: o primeiro modelo esquemático é apresentado na Figura (3.1), com a montagem do protótipo utilizando componentes compatíveis com a plataforma Arduino e, destaca-se que neste caso foi possível realizar experimentos que necessitassem de tensão de alimentação superior a 20V nos emissores ultrassônicos. Entretanto, nesse modelos tivemos uma limitação quanto as fases eletrônicas, que nesse caso conseguimos apenas duas fases sendo, zero e outros que deveria estar entre zero e π .

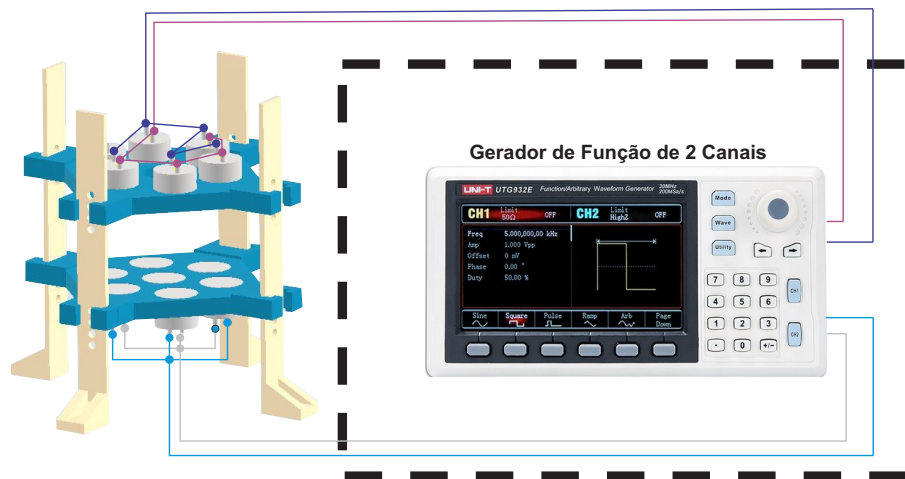
Figura 3.1 – Modelo esquemático do protótipo de levitador acústico, utilizando componentes eletrônicos compatíveis com a plataforma de prototipagem Arduino. No código (3.2) será apresentado o programa para a geração das ondas pseudo-estacionárias através do microcontrolador Arduino. Destaca-se que os componentes incorporados no quadro tracejado podem ser substituídos por um único equipamento.



Fonte: o autor.

Em contrapartida tivemos o modelo utilizando o gerador de função de 2 canais, neste caso a defasagem entre as fases não foi um problema, visto que, neste equipamento é possível ajustar as fases livremente de cada canal. Além disso, o aparato experimental é reduzido a dois componentes (gerador de função e o levitador), tornando-o mais compacto. A limitação desse equipamento deve-se a tensão máxima de saída, que não supera 20 volts.

Figura 3.2 – Modelo esquemático do protótipo de levitador acústico, utilizando um gerador de função de dois canais. Essa substituição desses equipamentos, implica diretamente na redução da complexidade de funcionamento do protótipos, entretanto o custo para a aquisição é muito superior.



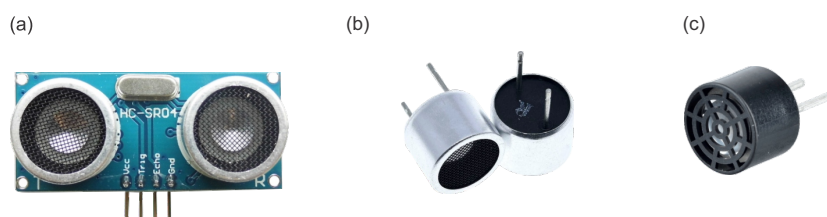
Fonte: o autor.

• SENSOR ULTRASSÔNICO 40KHz

Uma das opções de transdutores é o sensor ultrassônico HC-SR04, que é um dispositivo que utiliza frequências sonoras de alta intensidade, mais especificamente 40KHz, para medir distância entre itens. O modelo HCSR04 é composto por um transdutor que emite uma onda ultrassônica e, ao colidir com qualquer obstáculo, é refletido de volta na direção do refletor. Durante o processo, há uma espécie de cronômetro de alta precisão, logo, tendo o tempo que o sinal leva da sua emissão até seu retorno e, a velocidade do som no ar, é possível o cálculo da distância entre o sensor e o obstáculo.

Para a montagem dos modelos de levitadores é necessário apenas os transdutores para a emissão das ondas ultrassônicas. Para tanto, os transdutores são desmontados do módulo HCSR04, Figura (3.3 - a). Os modelos dos transdutores possuem 16mm de diâmetro e com faixa de frequência de 40KHz, conforme apresentado na Figura (3.3 - b).

Figura 3.3 – Modelos de transdutores ultrassônicos encontrados mais facilmente. (a) Modelo de sensor ultrassônico HCSR04, cuja qual foi utilizado nos primeiros protótipos desenvolvidos durante a pesquisa. (b) Transdutor de 16mm desmontado do módulo HCSR04. (c) Transdutor de 10mm de diâmetro.



Fonte: o autor.

Apesar de ser mais costumeiro encontrar os módulos HCSR-04, outro modelo amplamente utilizado em modelos de levitadores são os transdutores de 10mm, que por terem o diâmetro reduzido proporciona um agrupamento mais volumoso de transdutores em uma área reduzida, quando comparado com o transdutor de 16mm. Na Figura (3.3 - c) é apresentado o modelo de transdutor de 10mm.

Nota-se que devido a complexidade da Equação (2.34) para a avaliação campo de pressão acústica do levitador e, pelo envolvimento de constantes relacionados com o modelos de transdutor escolhido, variáveis como: raio do transdutor (a), posicionamento do transdutor (d) e a amplitude constante de pressão do transdutor (P_0), poderão influenciar de maneiras distintas o campo de pressão.

Dentre os parâmetros relacionados ao transdutor, destaca-se a amplitude constante de pressão (P_0), sendo esse o mais complexo para aquisição, devido principalmente à necessidade de equipamentos de alta precisão. Para contornar esse empecilho, é apresentado no Quadro (3.1) os dados coletados experimentalmente por [Marzo, Barnes e Drinkwater \(2017\)](#) e, que servirão como orientação para a escolha dos valores de P_0 , posteriormente.

Modelo	Diâmetro (mm)	Saída Acústica (Pascal/mm*Volt)
Manorshi MSO-P1640H10TR	16	250 DP=40
MSO-A1640H10T	16	360 DP=20
MultiComp MCAST10P40B07RO	16	250 DP=40
MultiComp MCAST10P40B07RO	16	210 DP=30
MSO-P1040H07T	10	130 DP=20
Ningbo FBULS1007P-T	10	140 DP=20
Murata MA40S4S	10	170 DP=10

Fonte: adaptado de [Marzo, Barnes e Drinkwater \(2017\)](#)

Quadro 3.1 – Dados Experimentais de Transdutores para Parâmetro P_0

Devido a essa mudança do raio do emissor, bem como a variação da constante P_0 , cabe algumas hipóteses que buscamos responder numericamente e experimentalmente, será que há algum posicionamento que proporcione maior contribuição ao campo de pressão acústica? esse posicionamento seria o mais próximo possível do eixo central do campo

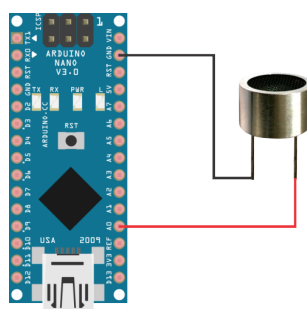
acústico ou em outro posicionamento? A superioridade em 50% do valor de P_0 no transdutor de 16mm torna-o mais eficiente, ou a aglomeração mais quantidade de transdutores (10mm) seria mais eficiente?

• POLARIDADE DOS TRANSDUTORES

Durante a confecção dos modelos de levitadores com apenas um par de emissores, não há tanta preocupação com a polaridade dos transdutores, uma vez que há apenas um transdutor com seu respectivo refletor. Entretanto, quando inicia-se a montagem de arranjos de transdutores deve-se atentar à polaridade dos mesmo, visando inibir a emissão de ondas contrárias e interferências no campo de pressão. Em alguns dos modelos adquiridos para os experimentos, há a identificação da polaridade com o sinal de (+), entretanto, para evitar qualquer problema decorrente desse ajuste de polaridade será apresentado a seguir um mecanismo de verificação.

Dentre os mecanismo para identificação de polaridade, a maneira mais rápida é por meio de um Arduino. Na Figura (3.4) é apresentado o circuito para tal identificação utilizando um arduino nano, os transdutores, e *jumpers* para as conexões . Destaca-se que é preciso conectar um cabo no pino A0 e outro no pino GND (*graduated neutral density filter*)

Figura 3.4 – Montagem para identificação de polaridades



Fonte: o autor.

Concluído o processo de montagem do circuito, é importante realizar o *upload* do código apresentado a seguir, e posteriormente executar o *Serial Plotter* da IDE com velocidade serial de 115200.

A Figura (3.5) ilustra os resultados apresentados através do *Serial Plotter*. A marcação das polaridades são baseadas através de tais resultados. No caso do sinal cair ou permanecer em zero (Figura (3.5-a)) deve-se marcar o pino conectado ao GND, que corresponderá à polaridade negativa (-). Por outro lado, se o sinal subir ou permanecer em 1023, deverá ser marcado o terminal conectada ao A0. Para tal procedimento, deve-se atentar aos pinos dos transdutores e os fios para evitar qualquer variação no resultado.

Código 3.1 – Código para Identificação de Polaridades das Conexões dos Transdutores

```

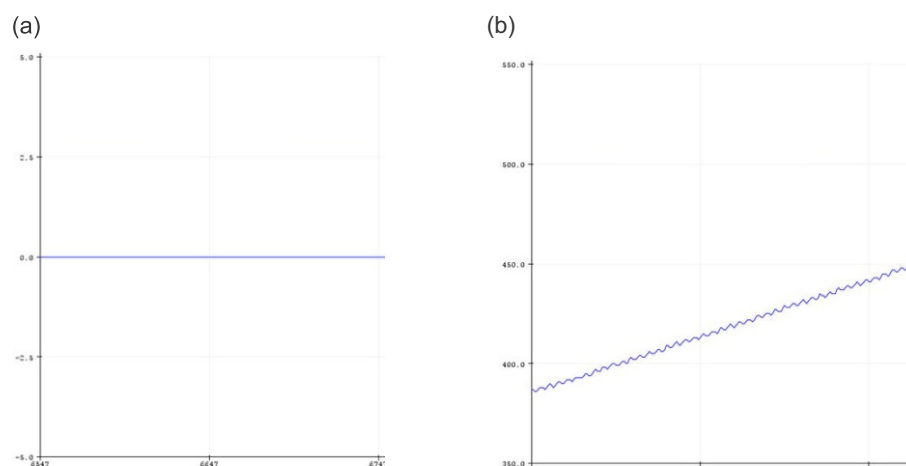
1     void setup() {
2         ADCSRA &= ~(bit (ADPS0) | bit (ADPS1) | bit (
                    ADPS2));
3         ADCSRA |= bit (ADPS0) | bit (ADPS1) | bit (ADPS2)
                    ;
4         Serial.begin(115200);}
5     #define AVG_SAMPLES 32
6     void loop() {
7         int val = 0;
8         for (int i = 0; i < AVG_SAMPLES; ++i){
9             val += analogRead(A0);
10        }
11        val /= AVG_SAMPLES;
12        Serial.println(val);
13    }

```

Fonte: o autor

Finalizado o processo de identificação, aconselha-se verificar a quantia de fases eletrônicas que serão necessárias (atentando-se que transdutores em um mesmo raio de propagação, recebem as mesmas fases). Por fim, os pinos com as marcações podem ser conectados entre si, em série, e os sem marcação igualmente.

Figura 3.5 – Plot Serial arduino para identificação das polaridades.



Fonte: o autor.

• FONTE CORRENTE CONTÍNUA

Dentre as principais vantagens dos modelos de levitadores construídos, destaca-se a o baixo consumo energético necessário, para tais modelos. No presente trabalho, utilizou-se uma fonte de energia contínua Yihua 1502dd+ (conhecida também como *Power Supply*), com tensão de saída ajustável entre 0 a 15V e, corrente de operação entre 0.6 a 2A.

O ajuste da *Power Supply* deve atender as restrições de todos os componentes eletrônicos que serão utilizados. Salienta-se que componentes como os microcontroladores possuem um range de operação entre 7-12V. Logo, aconselha-se que a tensão ajustada pela fonte de alimentação esteja limitada dentro do intervalo de todos os equipamentos e, com uma margem de segurança visando evitar qualquer variação entre os equipamentos.

Figura 3.6 – fonte de energia contínua Yihua 1502dd+



Fonte: o autor.

• REGULADOR DE TENSÃO - XL6009

A função deste módulo é exclusivamente fornecer um tensão de saída maior que a entrada, uma vez que há uma limitação da tensão para alguns componentes. O *Step Up* será responsável em ampliar a tensão a partir da mesma fonte de alimentação dos demais componentes. O modelo utilizado contém um display que proporciona maior controle na determinação das tensões estipuladas, conforme a Figura (3.7).

Figura 3.7 – módulo Regulador de Tensão XL6009 ajustável



Fonte: o autor.

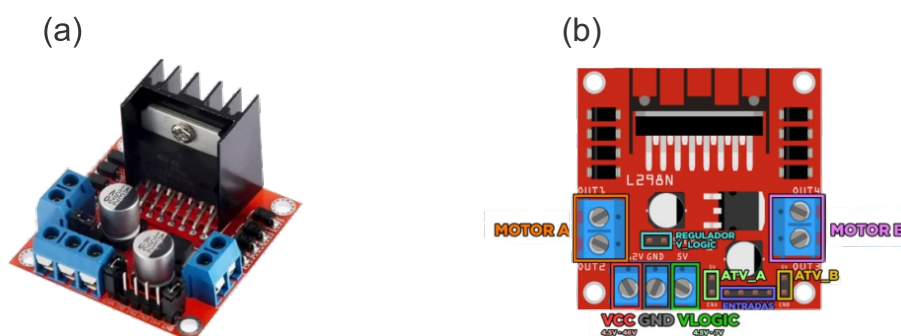
• PONTE-H - LN298N

Na maioria de abordagens robóticas que se envolve a utilização de motores CC (corrente contínua), na movimentação de braços mecânicos, locomoção de robôs, a quantia

de corrente demandada é superior à que as portas do microcontrolador pode fornecer. Visando evitar o mau funcionamento do microcontrolador utiliza-se o circuito Ponte-H, para tais cargas indutivas.

A ponte H utilizada possui o CI (circuito integrado) L298N, neste caso, há a vantagem do controle de dois sistemas independentes, de modo compacto e com baixa complexidade. Na Figura (3.8) esta ilustrado o modelo da ponte-H, bem como suas devidas conexões.

Figura 3.8 – (a) Modelo de Ponte H com CI L298N. (b) Conexões existentes na Ponte H L298N.



Fonte: o autor.

O borne VCC (*Voltage Common Collector*) é responsável pela alimentação das saídas, neste borne a tensão máxima entorno 35V, entretanto recomenda-se o uso abaixo para 20V. Para o aumento da voltagem acima de 5V se faz necessário a desativação do regulador de tensão do módulo L298N, retirando o *jumper* do Regulador VLogic e aplicando 5V no borne. Dessa forma, torna-se possível realizar operações acima de 20V.

O borne GND da placa, deverá ser interligado com o mesmo GND do microcontrolador, visando evitar quaisquer interferências no sistema.

As saídas A e B são destinadas à conexão dos dos arranjos de transdutores, nesse caso, pode-se considerar um das saídas para os transdutores e a outra para seus respectivos refletores.

Dentre as vantagens do L298N destaca-se a resposta a sinais de PWM, *Pulse Width Modulation* (Modulação por Largura de Pulso), este tipo de onda consiste basicamente na aplicação de uma onda quadrada de amplitude Vcc e frequência alta. O sinais gerados pelo microcontrolador para a geração das ondas estacionárias são baseadas no sinal PWM, sendo assim, ao aplicar o sinal PWM nas entradas da ponte-h, não há alteração na característica da onda.

• MICROCONTROLADOR

Os microcontroladores consistem em um único circuito integrado que reúne um núcleo de processador, memórias voláteis e não voláteis e diversos periféricos de entrada e

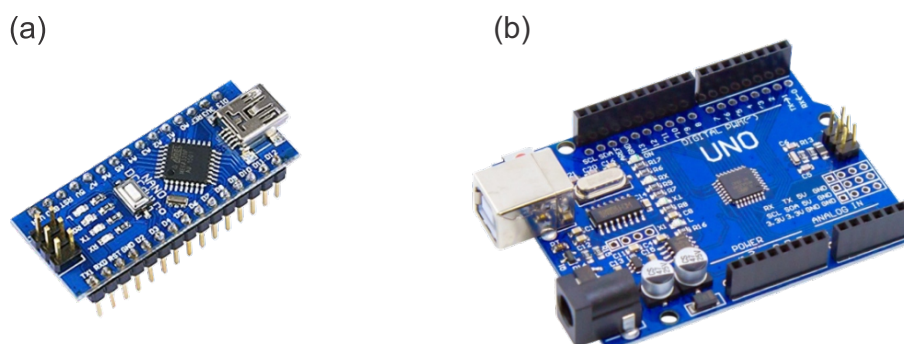
saída de dados. Dentre as principais placas de desenvolvimento, destacam-se arduino, ESP, MSP, para tais protótipos optou-se pela escolha da plataforma arduino.

O arduino distingue-se por ser uma plataforma de prototipagem eletrônica e possibilitar o desenvolvimento lógico por meio de IDE (Integrated Development Environment), com linguagem baseada em C/C++.

Diante de diversos modelos de microcontroladores optou-se primeiramente pelo arduino Nano, visto que no artigo "*TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator*" [Marzo, Barnes e Drinkwater \(2017\)](#) têm disponibilizado os procedimentos para o desenvolvimento de tal modelo ¹, comprovando o funcionamento do levitador utilizando um dos modelos mais simples de arduino.

Apesar do arduino Nano funcionar perfeitamente e se tratar de um modelo mais compacto, o mesmo possui poucas portas com a funcionalidade *fast* PWM (destinado a geração de ondas estáveis com alta frequência), impossibilitando a criação de um código próprio com ondas de alta frequência estáveis e com alteração de fase eletrônica.

Figura 3.9 – (a) arduino Nano (b) Arduino Uno



Fonte: o autor.

Para o funcionamento com o Arduino Nano, limitava-se ao programa de geração de onda fornecido pelos autores, conforme apresentado no Código (B.1). Sendo assim, impossibilitava qualquer alteração para diferentes testes devido a complexidade e limitação eletrônica do microcontrolador, logo optou-se a substituição para o Arduino UNO.

Para a realização dos experimentos com os levitador, desenvolvemos de forma integral o código para geração de ondas de 40KHz, para que pudéssemos ter maior controle para possíveis alterações. A seguir é apresentado o código desenvolvido, onde pode-se observar um código aparentemente simples e que possibilita a alteração de fases limitada, sendo uma das 0 e a outra entre 0 e π .

¹ <https://www.instructables.com/Acoustic-Levitator/>

Código 3.2 – Código para Geração de Ondas de 40KHz

```
1      void setup() {
2          pinMode(3, OUTPUT);
3          pinMode(11, OUTPUT);
4          TCCR2A=0;
5          TCCR2B=0;
6          TCNT2=0;
7          TCCR2A=0b01010010;
8          TCCR2B=0b01001001;
9          OCR2A=199;
10         OCR2B = 199;
11     }
12     void loop() {
13
14     }
```

Fonte: o autor.

No Anexo (C) é apresentada uma explicação detalhada sobre o código desenvolvido, abrangendo informações intrínsecas do arduino e do processador Atmel ATmega328P.

- **GERADOR DE FUNÇÃO - UNI-T UTG932E**

O gerador de funções é um equipamento desenvolvido para gerar sinais elétricos de onda, frequência e amplitude. A frequência é variável (partido de alguns Hz a dezenas MHz), bem como a amplitude do sinal. Este tipo de equipamento, normalmente, é capaz de gerar ondas sinusoidais, triangulares, quadradas e dente-de-serra, todos com diversas frequências e amplitudes. Sendo assim, pode-se notar uma aplicabilidade direta nos modelos de levitadores acústicos, possibilitando a geração direta e estável de ondas com frequência de 40KHz, além de permitir a defasagem de fases para modelos de geradores com mais de um sinal de saída.

Figura 3.10 – Gerador de função UNI-T UTG932E



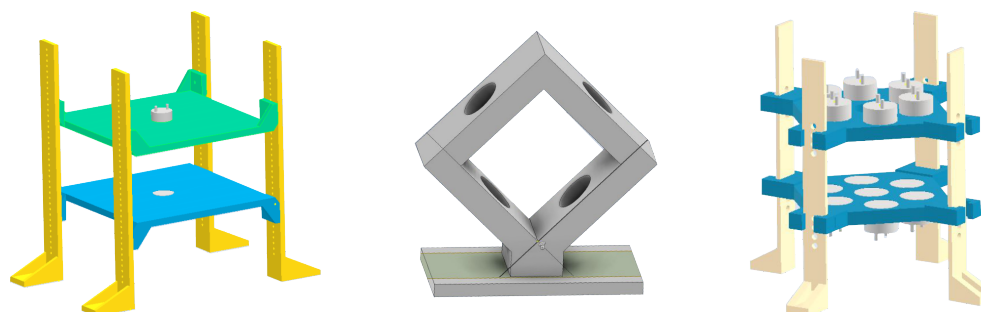
Fonte: o autor.

- **PROTOTIPAGEM E IMPRESSÃO 3D**

Diante dos diversos adventos das tecnologias, a tecnologia 3D têm-se destacado cada vez mais no setor industrial e, na área da pesquisa não seria diferente. A impressão 3D tornou-se um "coringa" para o desenvolvimentos de moldes, bens de consumo customizados ou de baixo volume (peças de reposição para equipamentos fora de linha), além de aplicações na área da saúde para o desenvolvimento de próteses médicas, dentárias, peças automotivas e diversas outras aplicações complexas.

A prototipagem e impressão 3D proporcionaram contribuições de grande valia para o desenvolvimentos de protótipos de equipamentos, como é o caso do levitador acústico. Através de tais mecanismos, se abrem as portas para o desenvolvimentos de diversos modelos de levitadores com baixo custo de produção e em um tempo hábil.

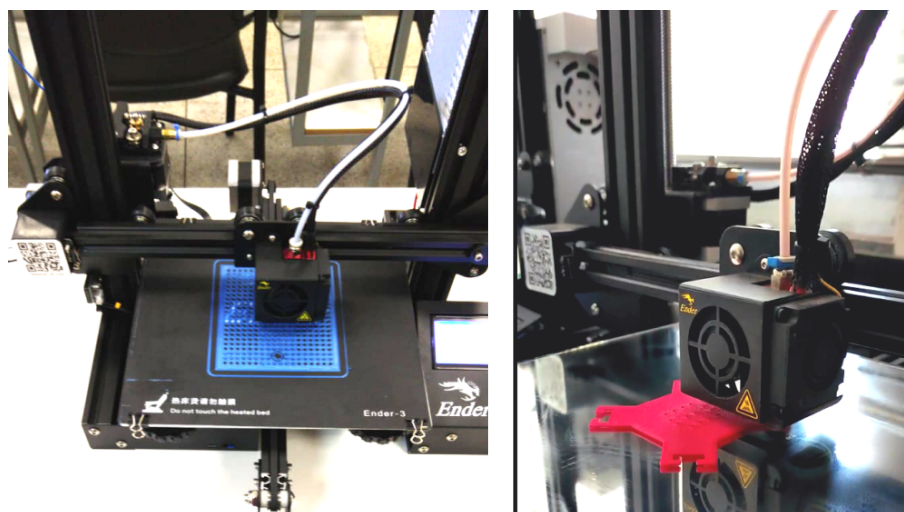
Figura 3.11 – Exemplos de modelos de levitadores acústicos estudados



Fonte: o autor.

Conciliando os estudos teóricos e a prototipagem, proporciona desenvolver diversos modelos, geometrias e posicionamentos de levitadores com o custo e tempo empreendido reduzido. Na Figura (3.11) expõem-se alguns modelos projetados e impressos para a realização dos experimentos e comprovação com os teóricos. Diante dos resultados numéricos alcançados, vislumbrava-se as possibilidade de aplicações para diferentes densidades, os casos mais promissores são projetos em *softwares* de modelagem 3D, atendendo as especificações de posicionamento, ângulos, dimensionamento dos transdutores e, posteriormente exportados para o formato *.STL (Standard Triangle Language)* que possibilita a geração dos arquivo G-code para impressão por meio dos *softwares* de fatiamento 3D, na Figura (3.12) está registrado o processo de impressão de alguns dos modelos de levitadores desenvolvidos durante a pesquisa.

Figura 3.12 – Processo de confecção dos modelos por meio de impressão 3D



Fonte: o autor.

Além da vantagem da personalização dos modelos, atendendo diferentes geometrias de posicionamento, adaptação para diferentes modelos de transdutores, deve-se ressaltar a precisão das peças impressas. Para os modelos em análise utilizou-se uma impressora com precisão de até 0.1mm entre as camadas de material. Posto isso, pode-se confiar que os modelos impressos são a materialização análoga ao modelo projetado, eximindo qualquer infortúnio experimental devido ao método de confecção do protótipo.

Capítulo 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES: NUMÉRICO E EXPERIMENTAL

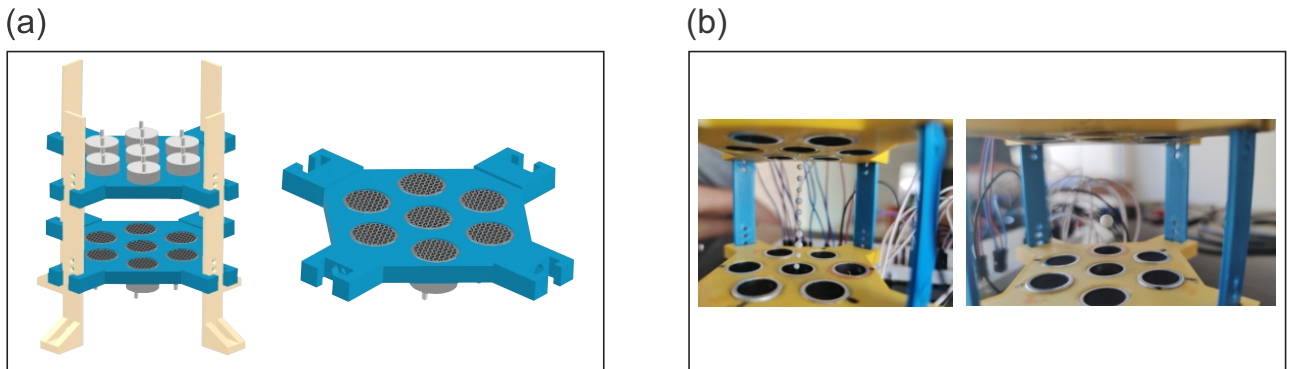
Neste capítulo, na seção 4.1 serão expostos os resultados das análises numéricas bem como os resultados experimentais para uma proposta de um levitador acústico com 14 transdutores ultrassônicos de 16mm de diâmetro, evidenciando as questões contraintuitivas. Além disso, será avaliado as previsões numéricas, para se verificar a eficiência do modelo para avaliação do campo de pressão acústica. Na seção 4.3, são exibidos os resultados referente à mesma proposta porém com transdutores de 10mm. Ao longo desse capítulo, também serão respondidos alguns questionamentos relacionado à diferença dos modelos dos emissores, dentre tantos questionamentos vamos priorizar tais perguntas: será que existe um posicionamento que proporcione maior contribuição ao campo de pressão acústica? esse posicionamento seria o mais próximo possível do eixo central do campo acústico ou em outro posicionamento? A superioridade em aproximadamente 50% do valor de P_0 do transdutor de 16mm torna-o mais eficiente, ou a aglomeração de uma maior quantidade de transdutores (10mm) seria mais eficaz?

4.1 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA TRANSDUTOR DE 16 mm

Os arranjos de transdutores de 16mm que serão apresentados a seguir, foram consequência dos resultados alcança inicialmente por simulações numéricas e, posteriormente de modo experimental, para confrontar os dados esperados. Na Figura (4.1-a) é apresentado o desenho 3D do arranjo para os transdutores de 16mm, enquanto que na Figura (4.1-b) é apresentado protótipo desenvolvido por manufatura aditiva e montado com transdutores de 16mm de diâmetro para o desenvolvimento do experimentos. Pode-se observar que os modelos foram desenvolvidos para contrapor os resultados numéricos apresentados anteri-

ormente.

Figura 4.1 – (a) Modelo desenvolvido computacionalmente. (b) Levitador desenvolvido e utilizado nos experimentos com transdutores de 16mm.



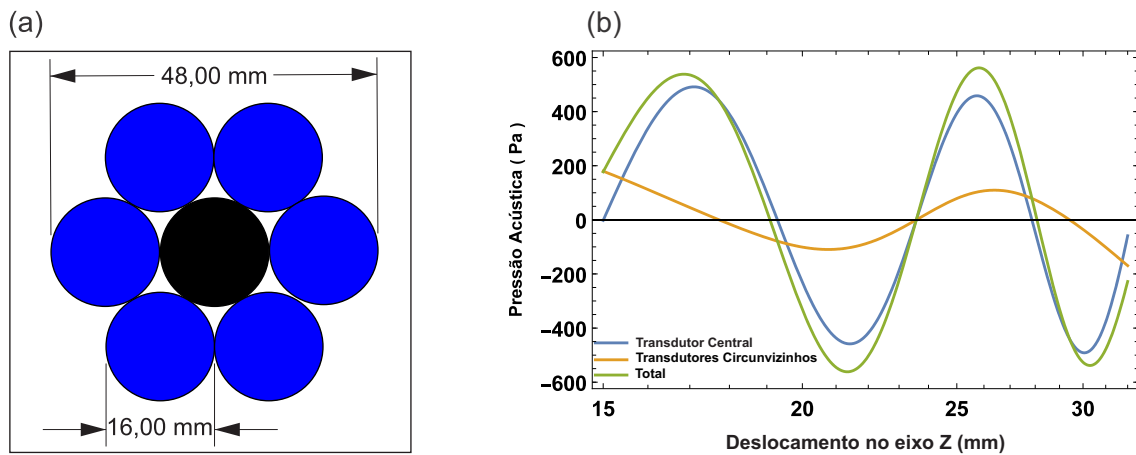
Fonte: o autor.

Para critério de comparação dos ganhos que se pode alcançar com o posicionamento dos transdutores no sistema de levitação acústica, considera-se o caso de agrupar um conjunto de 6 transdutores e refletores de 16mm ao redor de um transdutor-refletor central, onde todos os transdutores-refletores emitem sinais ultrassônicos com frequência de 40KHz. Ao se estabelecer o arranjo com 6 transdutores o mais próximo possível do transdutor central e, implementando as correções de fases dos transdutores conforme descrito na Equação (2.38) é possível focalizar as ondas ultrassônicas no ponto focal pretendido. Para essa simulação foi considerado um distanciamento de 47,16mm entre os transdutores e refletores, dessa forma, são gerados 11 nós de pressão acústica e, resalta-se um nó central que servirá para ser focalizado, explicitamente o nó focal (0.,0.,23.58)mm. O distanciamento entre os transdutores e refletores, foram atribuídos para que houvesse a existência de um nó central e, um distanciamento entre as placas de transdutores e refletores que proporcionasse uma facilitação no posicionamento das partículas no nós de pressão.

A simulação numérica apresentada na Figura (4.2) considera que cada par transdutor/refletor carrega a Equação (2.33) corrigida com sua respectiva fase eletrônica, de modo que a curva azul representa a amplitude de pressão acústica (Equação 2.33) do eixo central do levitador, ao longo do deslocamento total de 47,16mm, com a proposta de apenas um conjunto de transdutor e refletor. Por outro lado, a curva laranja representa o amplitude de pressão acústica para um arranjo com dos 6 conjuntos de transdutores e refletores ao redor do eixo central, para tanto, a fase dos emissores foi ajustada para -6.35 e -3.21 radianos, conforme a Equação 2.38). Dessa forma, o somatório da Equação da amplitude de pressão (2.33) para cada transdutor resulta no campo de pressão resultado do arranjo, simplificando, $P = \sum_{n=1}^6 p_n$. Ainda, é possível observar que o nó de levitação focalizado esta em torno de 23mm, mais precisamente em 23.58mm (posição central para o modelo de levitador com 11 nós), visto que nessa posição a pressão acústica é nula e, em seu redor o módulo

da pressão é máxima de ambos os lados, permitindo um aprisionamento mais estável da partícula. Ainda, analisando a Figura (4.2), nota-se que a inclusão de 12 transdutores próximos ao transdutor central, sendo 6 na placa inferior e 6 na placa superior, proporcionou uma baixa variação no campo de pressão resultante, com cerca de um acréscimo inferior a 15 Pa para cada transdutor adicionado.

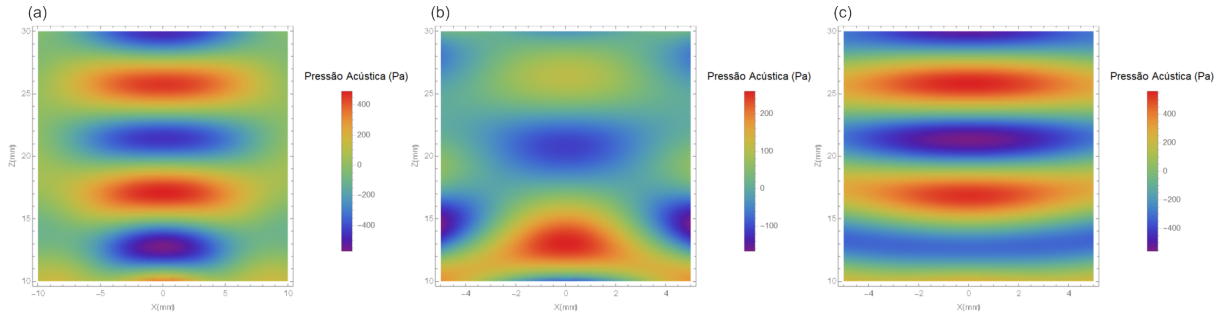
Figura 4.2 – (a) Disposição dos transdutores. (b) Curva de Amplitude de pressão acústica em torno do eixo central, considerando 6 transdutores o mais próximo possível do transdutor central (foram considerados 11 nós de levitação e priorizou-se a intensificação do campo em torno do nó central).



Fonte: o autor.

Para o arranjo em questão, ainda na Figura (4.2) pode-se observar que o campo gerado pelo emissor central é cerca de 2 vezes superior ao campo gerado pelos demais emissores. Logo, conclui-se a indispensabilidade de um emissor no eixo central de levitação, para este modelo de emissor de 16mm. Na Figura (4.3) é apresentada a simulação do campo de pressão, considerando os casos: a) emissor central, b) emissores circunvizinhos e c) arranjo completo. Nota-se, que além da amplitude baixa de pressão, o campo gerado pelos 6 pares de emissores não possui regiões bem definidas entre os nós de pressão (Figura (4.3-b)). Nesse arranjo com os emissores de 16mm circunvizinhos, pode-se comprovar a ineficiência de contribuição ao campo de pressão, sendo de cerca de 40 Pa para cada par de emissores.

Figura 4.3 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo com 6 emissores circunvizinhos, além do emissor central. **a)** Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. **b)** Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores circunvizinhos. **c)** Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com os 7 pares de emissores.



Fonte: o autor.

A utilização da Equação (2.38) faz com que a pressão acústica no valor xf , yf , zf seja nulo estabelecendo assim, um nó de levitação.

Diante da simulação apresentada na Figura (4.2) e da Equação (2.34), é factível presumir a existência de uma combinação entre a distância dos transdutores conciliada com o ajuste das ondas ultrassônicas focalizadas por meio do valor de fase ϕ , que proporcione a intensificação do campo de pressão no eixo central de modo eficiente.

Para tanto, estabelece-se que o transdutor central permanecerá fixo em sua posição, enquanto os demais transdutores serão realocados para posições que proporcionem a melhor contribuição ao campo central e ajustando o ponto focal através do valor de ϕ para as ondas.

Empenhando-se na intensificação do campo de pressão acústica ao redor do nó central, ou seja, considerando que a será focalizado no 6º nó de pressão e com a correção das fases eletrônicas, os anti-nos distanciados por $\pm \lambda/4$ do nó focalizado deve corresponder aos pontos com maior intensidade de pressão acústica. Buscando determinar a curva de máxima pressão acústica pelo posicionamento dos emissores de ondas acústicas, foi investigado o campo de pressão para diferentes posicionamentos de emissores. Para tanto, atentou-se ao maior valor de pressão acústica nas proximidades de $-\lambda/4$ do nó focalizado, partindo de um posicionamento no eixo Z igual a 22mm, visto que o anti-nó em questão está em 21.44mm. Além disso, a escolha da avaliação do campo de pressão para o anti-nó precedente ao nó focalizado, deve-se principalmente por este ser o responsável pela sustentação da partícula no nó.

Conforme exposto anteriormente, para se determinar a posição com maior contribuição ao campo de pressão, é preciso intensificar o campo entre $\pm \lambda/4$ de distância ao nó focalizado. Sendo assim, poderia-se fixar o valor de Z em 21.44mm com intuito que nesse

ponto o campo fosse máximo, entretanto, não há qualquer indício que essa imposição resulte invariavelmente na pressão máxima, apesar da variação de posicionamento dos emissores. Logo, tendo a Equação (2.36) como norteadora e, considerando o ponto focal escolhido foi (0.,0.,23.58)mm e a peculiaridade que em regiões equidistantes do centro os parâmetros impostos ao emissores são idênticos, foi considerado apenas a variável x_t para o posicionamento do emissor. Através dessa imposição, o modelo multivariável é simplificado para apenas 2 variáveis, sendo x_t (distanciamento do emissor ao eixo central) e Z (posicionamento do ponto de pressão máxima próximo do ponto focal). Dessa forma, o valor para θ (ângulo entre a normal do transdutor e eixo central) pode ser expressa pela equação,

$$\theta_{max} = \arccos \frac{Z}{\sqrt{(x_t^2) + (Z^2)}}. \quad (4.1)$$

Por outro lado, sabe-se que os nós de pressão acústica são regiões onde a amplitude de pressão deve ser o mais próxima de um valor nulo. Isso implica que a fase no nó central (23.58 mm) seja mínima, pretendendo um valor mínimo do campo acústico no nó central. Assim, possibilita equacionar o valor da fase ϕ pela expressão,

$$\phi_{min} = -k\sqrt{(x_t^2) + (23.58^2)} - 23.58, \quad (4.2)$$

onde k representa o número de ondas geradas pelo transdutor ($k=2\pi/\lambda$). Por meio das Equações (4.1) e (4.2), pode-se simplificar a Equação (2.34) dependente, agora, deslocamento em x e do posicionamento para a focalização em z , conforme,

$$P(x, z) = \frac{P_0 V \text{sinc}(k a \sin(\theta_{max})) * \cos(k\sqrt{(x^2) + (Z^2)} + \phi_{min})}{\sqrt{(x_t)^2 + (Z)^2}}; \quad (4.3)$$

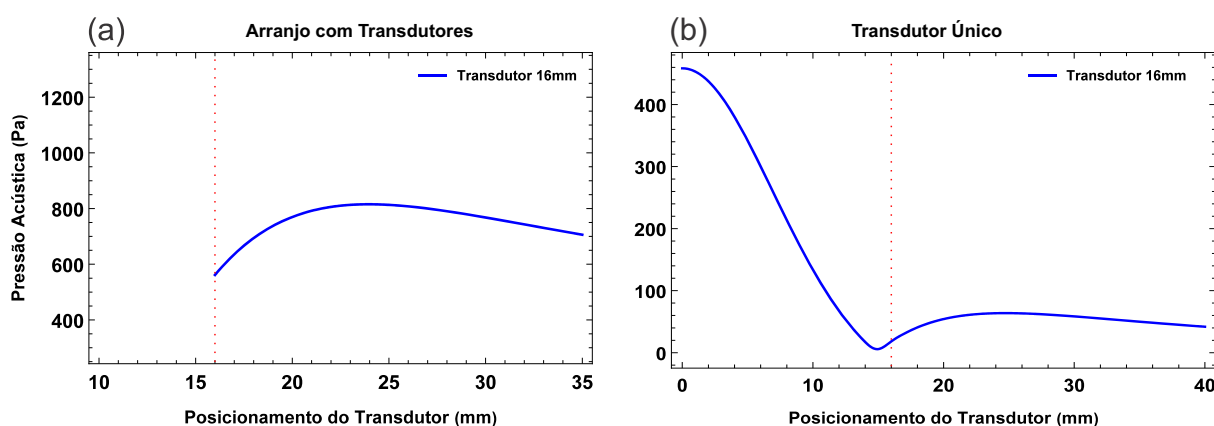
Por meio da Equação (4.3), torna-se possível determinar uma posição no qual os transdutores que sejam incorporados no sistema contribuam de forma mais eficiente. Para avaliar o comportamento do campo de pressão acústica com a variação do posicionamento dos transdutores, considerou-se 20 posicionamentos diferentes partindo de 16mm até 35mm, lembrando que ai posicionar o transdutor central o próximo posicionamento disponível para alocação seria em 16mm. Atribuindo a distribuição dos transdutores na Equação (4.3), torna-a dependente apenas de Z (deslocamento ao longo do eixo z) e, conforme detalhado anteriormente, a região de interesse para avaliar o pico de pressão acústica parte de Z igual a 21mm. Na Figura (4.4-a) ilustra-se os valores de máxima pressão acústica na região em análise pelo posicionamento dos emissores, considerandos os valores arbitrários $P_0=274^1$ e $V=20V$, para a (Equação (4.3)). Diante dos resultados, nota-se que para o posicionamento de

¹ Apesar de ser um valor arbitrário, ele esta baseado na média de valores de P_0 adquiridos experimentalmente, conforme apresentado no artigo "TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator" (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017)

24mm o emissor contribui de forma mais eficientemente ao campo de pressão, para comprovar este resultado criou-se um polinômio interpolador entre os valores de pressão coletados e, constatou-se que o ponto de pressão máxima foi em 23.955mm.

Pode-se observar que na Figura (4.4-b), o perfil gerado pelo arranjo com os transdutores de 8mm de raio segue um perfil não-monotônico, estabelecendo uma região de crescimento do campo de pressão, conforme se afasta do eixo de levitação e depois passa a decrescer. Vale evidenciar que ao considerar a locação do transdutor central nos arranjos com geometrias planares, empiricamente os demais transdutores poderão ser posicionados somente em regiões que circundem um raio superior a 16mm do eixo central.

Figura 4.4 – Pressão acústica ao longo da distância x em relação ao nó focal $(x_f, y_f, z_f) = (0,0,23.58)$ mm

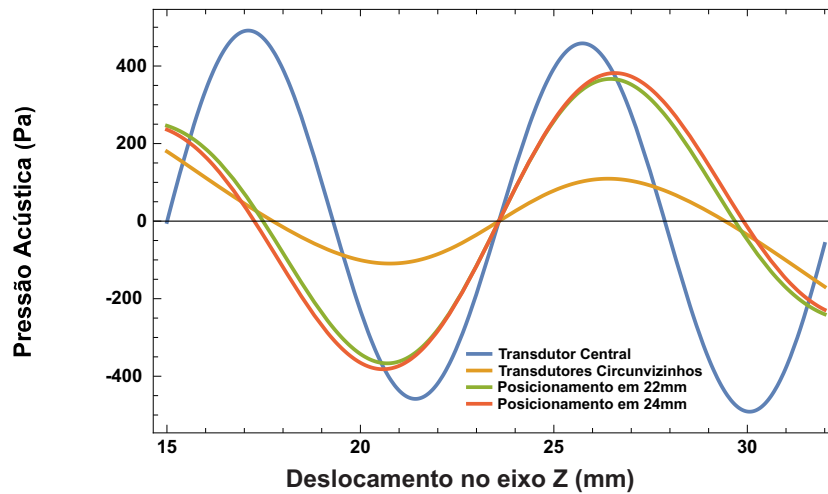


Fonte: o autor.

Diante do valor ótimo determinado pela Equação (4.3) e ilustrado na Figura (4.4), pode-se afirmar que os emissores no raio de aproximadamente 22-24mm de distância do eixo central, proporcionarão um aumento significativo no campo de pressão acústica.

Na Figura (4.5) nota-se que a variação do campo de pressão entre os posicionamento de 22mm e 24mm é mínima, ainda, destaca que ambos os posicionamentos se aproximam do campo gerado pelo emissor central, apesar da necessidade de 6 pares de emissores. Sendo assim, tanto as análise numéricas quanto as experimentais foram detalhadas considerando o posicionamento de 22mm para 6 emissores equidistantes, visto que nesse posicionamento as fases estariam mais próximas de 0 e π .

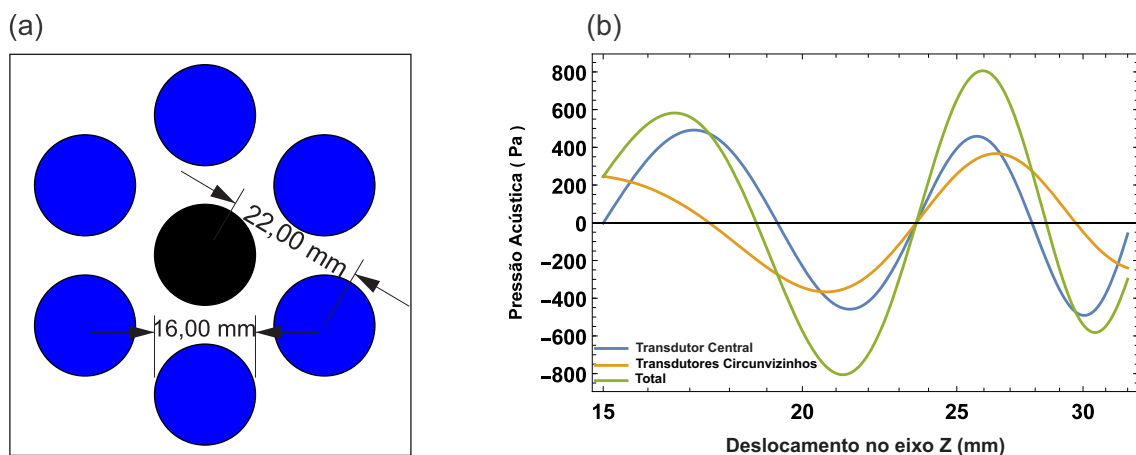
Figura 4.5 – Comparação das curvas de pressão acústica para os emissores de 16mm posicionados em localizações distintas.



Fonte: o autor.

Sendo assim, apresenta-se na Figura (4.6) a amplitude de pressão acústica para um levitador com 7 transdutores e 7 refletores, sendo que um par está no eixo central e os demais distanciados a 22mm do centro. Apesar da determinação de um melhor posicionamentos dos transdutores, nota-se que são necessários 6 pares de transdutores/refletores para que a contribuição desses, sejam equivalentes ao campo gerado pelo transdutor central.

Figura 4.6 – (a) Arranjo dos transdutores no modelo. (b) Curva de amplitude de pressão em torno do eixo central, considerando 6 transdutores em uma distância de 22mm do transdutor central.

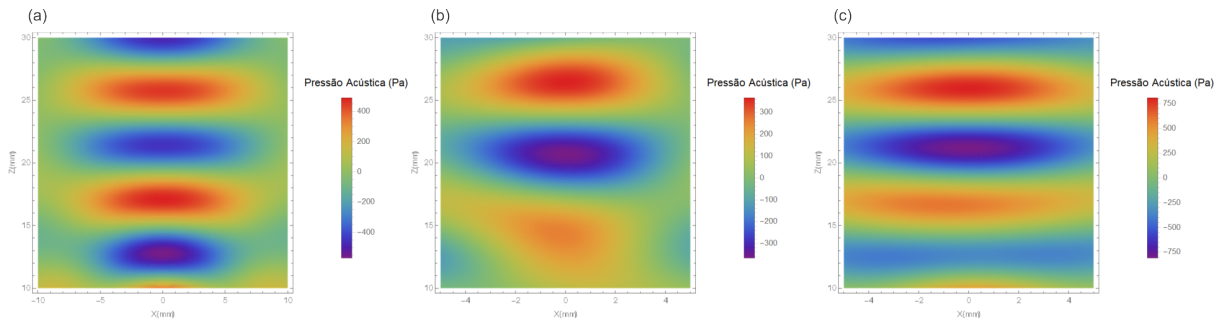


Fonte: o autor.

No arranjo otimizado, pode-se observar que o campo dos emissores equidistantes possuem regiões mais bem, quando comparado com o modelo circunvizinho (Figura (4.7)). Apesar da intensificação do campo de pressão acústica mesmo com a otimização do posicionamento, nota-se que foram alcançados cerca de 800Pa, além disso, ainda na Figura (4.4) constata-se que a curva possui um padrão decrescente e, a inclusão de mais emissores só

seria possível a partir de 36mm, acarretando uma diminuição significativa na contribuição no campo central.

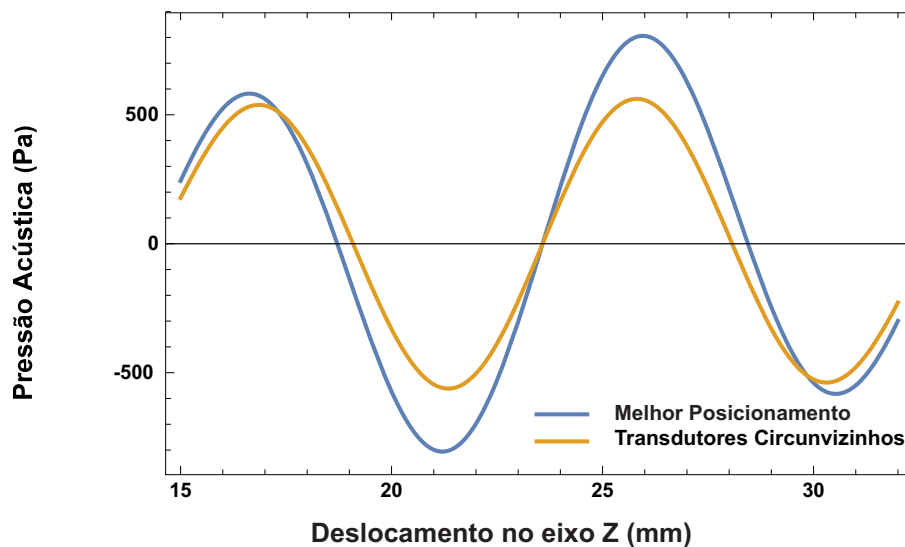
Figura 4.7 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo equidistante com 6 emissores posicionados em 22mm, além do emissor central. **a)** Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. **b)** Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores posicionados em 22mm. **c)** Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com o posicionamento otimizado para os emissores.



Fonte: o autor.

Analisando as Figura (4.8), nota-se que o campo gerado pelos transdutores a uma distância de 22mm é cerca de $200Pa$ superior, quando comparado com o arranjo com transdutores mais próximos ao central. Nos próximos capítulos, serão apresentados com mais detalhes os experimentos e dados adquiridos com os modelos de levitadores desenvolvidos em impressão 3D e com componentes eletrônicos de baixo custo. Dentre os modelos desenvolvidos, destaca-se os arranjos apresentados nesse estudo de otimização.

Figura 4.8 – Comparação do campo de pressão resultante para os arranjos propostos.



Fonte: o autor.

Diante da Equação (4.3), pode-se determinar uma região ótima para o posicionamento dos transdutores em torno do centro, considerando o modelo de transdutor cujo

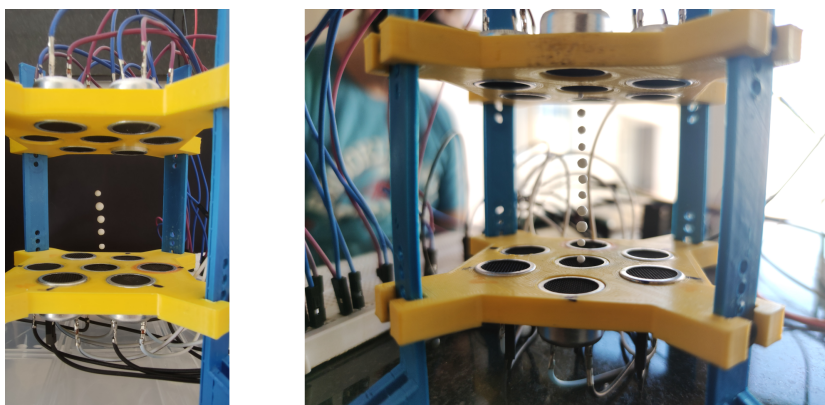
diâmetro é referenciado em 16mm . Os resultados obtidos para esse modelo, proporciona uma perspectiva contra intuitiva, uma vez que, por se tratar de emissores de ondas sonoras, espera-se que quanto mais próximos os emissores maior será o campo resultante. Entretanto, pode-se concluir que a distância ótima não é circunvizinha ao emissor central, mas sim em uma distância aproximada de 22mm .

4.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA OS TRANSDUTORES DE 16MM

A realização destes experimentos, se deu após a elaboração dos testes numéricos, desta forma, partimos do pressuposto que o arranjo com os transdutores distanciados em aproximadamente 22mm proporcionaria um campo mais intenso, considerando esse modelo de transdutor. Apesar disso, vale ressaltar a dificuldade na execução experimental, devido ao tamanho do transdutor que prejudicava no ajuste fino da distância entre transdutor e refletor, dificuldade no posicionamento inicial da partícula, além da limitação de apenas 6 transdutores nesse melhor posicionamento.

Para a realização dos experimentos, deve-se levar em consideração as perturbações naturais (umidade, clima, temperatura) durante a aquisição dos dados, tornando-o ímprobo. Ansiando mitigar tais perturbações a aquisição dos dados, realizou-se a coleta de temperatura, umidade e uma média de 10 amostras.

Figura 4.9 – Montagem do aparato experimental para aquisição dos dados



Fonte: o autor.

Além das perturbações destacadas anteriormente, por intermédio da Figura (4.9) nota-se ajustes minuciosos no posicionamento dos transdutores, isto deve-se à atribuição de orientar o distanciamento entre os transdutores e refletores, em múltiplos de meio comprimento de onda. Logo, a laboração da coleta de dados concretos proporciona um alto nível de complexidade e cuidados, sendo assim, todos os transdutores foram avaliados individu-

almente para a verificação total dos nós de pressão, resposta direta entre tensão aplicada e o campo de pressão acústica.

Perante tais adversidades, ainda destaca-se a cautela com o posicionamento dos transdutores no modelo dos levitador, por conseguinte, considerou-se o mesmo marco inicial nos dois modelos (com posicionamento otimizado e posicionamento o mais próximo possível do centro) e por convenção determinou-se sentido horário. Desta forma, os resultados coletados em ambos os modelos não serão favorecidos por qualquer influência do transdutor.

Ainda, deve-se destacar o ajuste de fase atribuído aos emissores de ondas ultrassônicas do modelo, pode-se observar que há o emissor central e mais seis emissores equidistantes do eixo central do equipamento, dessa forma, conforme abordado na seção anterior, são necessárias 2 fases para os emissores. Entretanto, com o arranjo dos emissores no raio de 22mm do eixo central as fases para todos os transdutores puderam ser ajustada considerando uma variação de π , apenas entre os emissores e os seus refletores. Tal ajuste decorreu principalmente pela relação direta da fase eletrônica (ϕ) com o posicionamento do transdutor e o seu ponto focal, conforme já apresentado na equação (2.38). Ainda ressalta-se que foram considerados 11 nós de pressão, visando obter o ponto focalizado no centro do equipamento e com o distanciamento necessário para a desenvolvimento eficiente experimentos.

Conforme explanado na seção 3.2, para a utilização dos transdutores de 16mm deve-se realizar trabalho artesanal para desmontá-los de sua placa e, tal procedimento pode propiciar mau funcionamentos ao emissores. Assim, na Tabela (4.1) são apresentados os resultados individuais para cada um dos pares transdutor/refletor utilizados no levitador. Para tais resultados utilizou-se sempre a mesma partícula de EPS e, partindo invariavelmente de 25V com redução gradativa da tensão enquanto a partícula permanecesse levitando, ou seja, a tensão foi reduzida até que a partícula caísse.

Tabela 4.1 – Testes preliminar dos transdutores para confirmação de homogeneidade no campo de pressão individuais

Medição	Trans. 1	Trans. 2	Trans. 3	Trans. 4	Trans. 5	Trans. 6	Trans. C.
1	17,9	17,5	18,4	18,6	17,1	17,4	17,7
2	17,4	17,7	18,6	19,1	16,8	17,4	17,6
3	17,9	17,3	18,6	19,1	17,1	17,2	17,9
4	17,9	16,8	18,0	18,7	17,5	17,2	17,9
5	17,7	17,3	18,3	19,0	17,0	17,3	16,7
6	17,5	17,3	18,3	18,7	16,5	17,1	17,6
7	17,3	17,3	18,5	18,4	16,5	17,2	18,0
8	17,9	17,3	18,4	19,0	16,8	17,3	18,3
9	17,9	17,2	18,3	19,2	16,7	17,0	17,4
10	17,8	17,3	18,4	18,9	16,5	17,3	17,4
Média	17,7	17,3	18,4	18,9	16,8	17,2	17,7
DP	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,1	0,4
Média Geral	17,7		DP Médio	0,2			
Temp. Média (°C)	28,45		Umidade	32%			

Os dados expostos na Tabela (4.1) demonstram precisamente a cautela empregada durante os experimentos. Nota-se que dentre os valores de V_{pp} dos transdutores utilizados, o erro relativo com maior divergência entre a média geral foi inferior a 6,5%, ou seja, dentre os 7 pares de transdutores/refletores analisados a maior variação do V_{pp} foi de $1.22V \pm 0.26$ e, com desvio médio igual a 0.52v.

Apesar de ter-se comprovado a homogeneidade entre os transdutores, ao longo das amostragens são registrados variações de tensão, ainda que tenha-se considerado as mesmas condições iniciais, tensão inicial e posicionamento da partícula. Em vista disso, pode-se inferir que o controle dos fenômenos naturais e da velocidade da variação do V_{pp} (variação manual pelo potenciômetro do regulador de tensão) também influenciam na minimização de tais erros.

Na Tabela (4.2) são apresentados os resultados referentes ao funcionamento de todos os transdutores. Vale lembrar que no início deste capítulo, apresentou-se a simulação do campo acústico para um melhor posicionamento na Figura (4.6) e, estimou-se que a pressão acústica do transdutor central e os posicionados seu redor seriam equivalentes, ou seja, o campo de pressão acústica seria duplicado e conseqüentemente a tensão necessária seria reduzida pela metade. Tal suposição é sustentada ao compara-se o valor médio de V_{pp} para o transdutor central ($17,7V \pm 0.4$ - Tabela (4.1)) e o valor médio de V_{pp} para todos os transdutores em funcionamento ($9,6V \pm 0.1$ - Tabela (4.2)).

Com a intensificação do campo de pressão, através da emissão de ondas ultrassônicas por todos os transdutores posicionados, constatou-se que a variação registrada de valores de V_{pp} na Tabela (4.2) apresenta um desvio médio inferior a $0,1V \pm 0.11$ e a maior taxa de erro relativo de 1.6%, ou seja, para este experimento a variação constatada foi menosprezível. Diante desse resultado, pode-se comprovar a conformidade entre os resultados experimental

e numérico, visto que com a utilização apenas do transdutor central pode-se contrapor a força gravitacional de uma partícula de EPS com uma tensão nominal mínima de 18V. Todavia, inserindo os transdutores equidistantes em 22mm do centro, pode-se abaixar a tensão nominal para cerca de 9V, ou seja, o campo gerado por 14 emissores à uma tensão de 9V, é proporcional ao campo gerado pelo emissor central à 18V, considerando os posicionamentos apresentados.

Objetivando aplicações futuras com a manipulação de líquidos, na Tabela (4.3) são apresentados resultados sem a contribuição do transdutor central, neste caso imagina-se que para a levitação de partículas líquidas será preciso eliminar o transdutor central, visto que partículas levitadas deverão dispor de uma passagem livre, sem qualquer contato direto com os transdutores. Isto se deve aos malefícios proporcionados por líquidos nos componentes eletrônicos, em especial, ao cristal piezoelétrico responsável pela geração das ondas ultrassônicas do transdutor. Para tanto, nota-se que as perturbações decorrentes dos fenômenos naturais não puderam ser controlados rigorosamente, ainda assim, em ambas medições o desvio médio permaneceu em torno de 0,22V, enquanto que o maior desvio relativo circundou 4% e 7%, respectivamente.

Tabela 4.2 – Teste com todos os emissores em funcionamento sem alteração das fases eletrônicas

Medição	Vpp
1	9,5
2	9,4
3	9,5
4	9,4
5	9,5
6	9,6
7	9,7
8	9,6
9	9,7
10	9,6
Média	9,6
DP	0,1

Ainda, estimou-se que seriam necessário 6 transdutores no posicionamento ótimo de 22mm, para os mesmo proporcionassem um campo de pressão equivalente ao transdutor posicionado no eixo central. Analisando a Tabela (4.3) nota-se que o Vpp médio registrado é aproximado de $13.2V \pm 0.3$, enquanto que transdutor central é aproximado em 17.7 ± 0.4 , comprovando uma estimava próxima do real. Esta imposição reflete diretamente nas barreiras que ainda são imposta para esse mecanismo, uma vez que são necessários quantidades elevadas de transdutores em um espaço limitado, que proporcione uma contribuição indubitável ao campo de pressão acústica.

Tabela 4.3 – Resultados experimental sem a contribuição do transdutor central

Medição 1	Vpp	Medição 2	Vpp
1	13,0	1	12,9
2	13,3	2	13,8
3	13,3	3	13,1
4	13,6	4	12,9
5	13,5	5	12,6
6	13,3	6	13,0
7	13,6	7	12,6
8	13,6	8	12,7
9	13,8	9	12,9
10	13,8	10	13,1
Média	13,5	Média	12,9
DP	0,2	DP	0,4
Temp. Média (°C)	31,5	Temp. Média (°C)	26,1
Umidade	27,50%	Umidade	55%

Por fim, pode-se afirmar que dados apresentados até o momento suportam os resultados numéricos desenvolvidos com esmero, perante principalmente às perturbações involuntárias que contribuem na complexidade para a coleta experimental. Sendo assim, visando contrapor os resultados dos demais modelos (posicionamento não otimizado e com transdutor de 10mm) com tal precisão, será empregado as mesmas medidas de precaução para minimização das perturbações indesejadas.

Além disso, nota-se que apesar do posicionamento dos transdutores na melhor localização possível, houve dificuldade para o aprisionamento da partícula de EPS, praticamente inviabilizando a utilizando desse modelo de transdutor considerando uma geometria plana. Mas será que o transdutor de 10mm conseguirá proporcionar um campo mais intenso, ao ponto de levantar alguma partícula com densidade superior ao EPS?

4.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA OS TRANSDUTORES DE 10MM

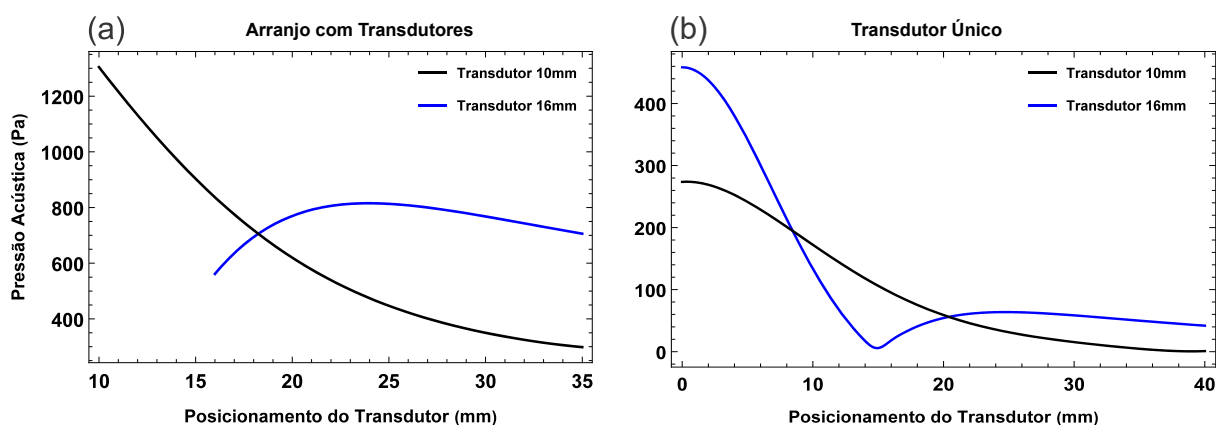
Um passo natural para a evolução do trabalho é o desenvolvimento do mesmo protótipo utilizando transdutores de 10mm. Para tanto, voltamos a analisar o comportamento dos transdutores ao longo da variação do posicionamento, na seção anterior foi apresentada a Figura (4.10) onde podemos observar um comportamento não-monotônico para o modelo de maior raio, além da comprovação experimental que conseguiu validar os resultados computacionais.

Tendo em vista a existência de uma região de melhor posicionamento para o modelo de 16mm, esperava-se um comportamento semelhante ao reduzir o diâmetro para 10 mm.

Entretanto, observa-se na Figura (4.10 -a) a curva de máxima pressão acústica ao longo do distanciamento do ponto focal central, com um arranjo de 14 transdutores (1 par de transdutores centrais e mais 6 pares de transdutores ao redor do central) e, a título de comparação será apresentado para os transdutores de 5 mm e 8 mm de raio.

Note que a curva gerada pelo arranjo de transdutores de 5 mm segue um perfil monotônico decrescente, ou seja, conforme os transdutores vizinhos ao transdutor central se afastam, o campo de pressão ao redor do nó focal diminui. Contudo, o perfil gerado pelo arranjo com transdutores de 8 mm de raio segue um perfil não- monotônico, estabelecendo uma região de crescimento do campo de pressão, conforme se afasta do eixo de levitação e depois passa a decrescer. É importante salientar que as curvas da Figura 4.10 (a) começam em pontos diferentes, pois demarcam a menor posição em que o transdutor vizinho pode ficar ao lado do transdutor central.

Figura 4.10 – Comportamento da curva de pressão acústica ao longo do distanciamento do ponto focal central. O quadro (a) apresenta o comportamento da pressão acústica para os dois modelos de transdutores em investigação, partindo de uma visão iniciada pelo posicionamento mais próximo do transdutor central. No quadro (b) apresenta-se uma visão macro do comportamento distinto para cada modelo de transdutor conforme se distancia do ponto focal.



Fonte: o autor.

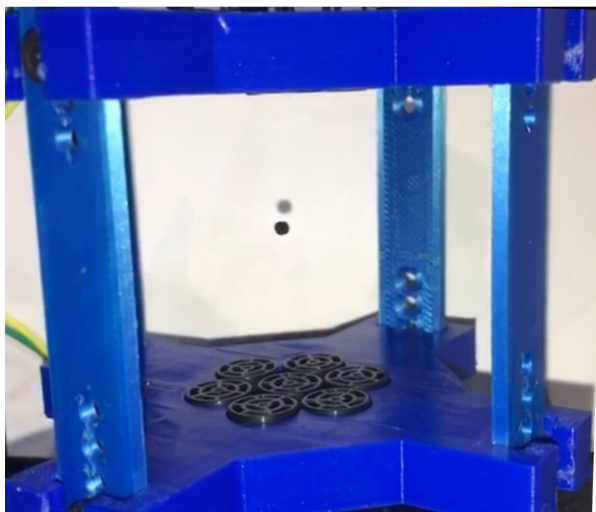
Considerando o perfil monotônico para os transdutores de 10mm, pode-se ponderar que o melhor posicionamento para os transdutores seria o mais próximo possível do transdutor central, ou do eixo central de levitação, dessa forma a contribuição dos transdutores ao campo resultante seria mais eficiente. Neste caso, confeccionou-se o modelo do levitador, com os transdutores centrais e os vizinhos mais próximos possível, totalizando 14 transdutores. Durante o processo de montagem do protótipo, observou-se mais facilidade no manuseio e a baixa variação durante a coleta dos dados.

No início da realização do experimento, pode-se constatar a superioridade na intensidade do campo acústico, quando comparado ao modelo de maior raio, ou seja, é possível observar que apesar da redução do raio, o modelo possui uma resposta mais intensa

ao campo de pressão acústica, embora possua um constante P_0 menor, conforme consta o Quadro (3.1). Os resultados experimentais comprovaram a superioridade e estabilidade na intensidade do campo, com todas as medidas constantes no valor 5,3V. É importante ressaltar que o gerador de função tem uma limitação de tensão de saída (5 - 20v) e, que os valores coletados possuem baixa variação e proximidade com o limite proporcionado pelo equipamento.

Diante da resposta do campo de pressão acústica com boa intensidade, em que pela simples aproximação no nó focalizado a partícula era facilmente aprisionada, investigou-se materiais que possuíssem densidade superior ao EPS. Optou-se pela escolha do carvão vegetal, pela acessibilidade do material e cuja densidade varia entre 0,40-0,49 g/cm^3 . Vale ressaltar que a densidade do EPS é de aproximadamente 0.032 g/cm^3 , ou seja, a substituição do material para carvão vegetal implicou em um aumento de 12 vezes o valor da densidade da partícula a ser levitar. Na Figura (4.11) é apresentado o levitador acústico com uma esfera de carvão vegetal suspensa no ar, sem qualquer contato físico .

Figura 4.11 – Levitador acústico com 14 transdutores levitando partícula de carvão vegetal



Fonte: o autor.

Apesar do aumento considerável da densidade do material, o posicionamento da esfera de carvão no nó de pressão deu-se facilmente, com resultados de 18v para todas as medições. Observa-se que a partícula obteve uma baixa variação de tensão ao longo das medições, apesar da alteração do material, comprovando novamente a superioridade desse modelo de 10mm para os protótipos de levitador acústico e a estabilidade das ondas fornecidas pelo gerador de função.

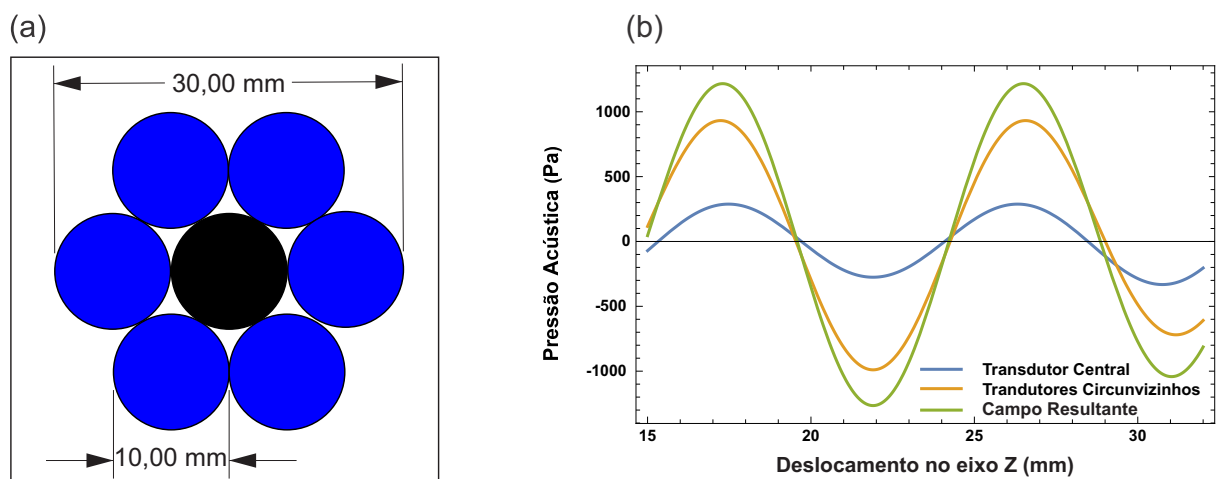
Considerando a metodologia inversa (experimental->numérico) para avaliação do modelo de levitador acústico com transdutores de 10mm de diâmetro, pode-se emergir alguns questionamentos: a) realmente esse arranjo de transdutores seria tão superior ao de 16mm? b) De acordo com as simulações computacionais seria possível levitar um material com den-

tidade de 0,40 a 0,49 g/cm^3 ? c) Apesar de possuir um P_0 inferior ao de 16mm, a redução do diâmetro do transdutor compensa no ganho do campo de pressão acústico devido à proximidade? As respostas para estes questionamentos serão expostos a seguir, avaliando detalhadamente cada situação.

4.4 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA TRANSDUTOR DE 10mm

Nota-se que o campo de pressão acústica resultante, para o posicionamento circunvizinho é extremamente superior a qualquer arranjo proposto para o emissor de maior raio, lembrando que para este modelo de transdutor de 10mm foi adotado arbitrariamente o valor de P_0 igual a 160 Pa. Avaliando o arranjo para o emissor de 10mm são alcança aproximadamente 1200Pa, levando em consideração o mesmo ponto focal em (0,0,21.90) e um distanciamento de 43.8mm, redução de 3.36mm em relação ao modelo apresentado anteriormente. Essa mudança sucedeu principalmente, pela quantidade de fases que seriam necessárias para o funcionamento do levitador (0 e π para o conjunto de transdutores centrais e, ϕ e $\phi+\pi$ para os transdutores ao redor). Ainda, destaca-se o comportamento distinto da curva de pressão entre o emissor central e os circunvizinhos, na seção anterior pode-se observar a predominância do campo central em relação aos demais. Já neste caso a intensificação do campo de pressão é proveniente dos emissores circunvizinhos, enquanto que o emissor central contribui com menor intensidade.

Figura 4.12 – (a) Disposição dos transdutores de 10mm. (b) Curva de Amplitude de pressão acústica em torno do eixo central, considerando 6 transdutores o mais próximo possível do transdutor central (foram considerados 11 nós de levitação e priorizou-se a intensificação do campo em torno do nó central).

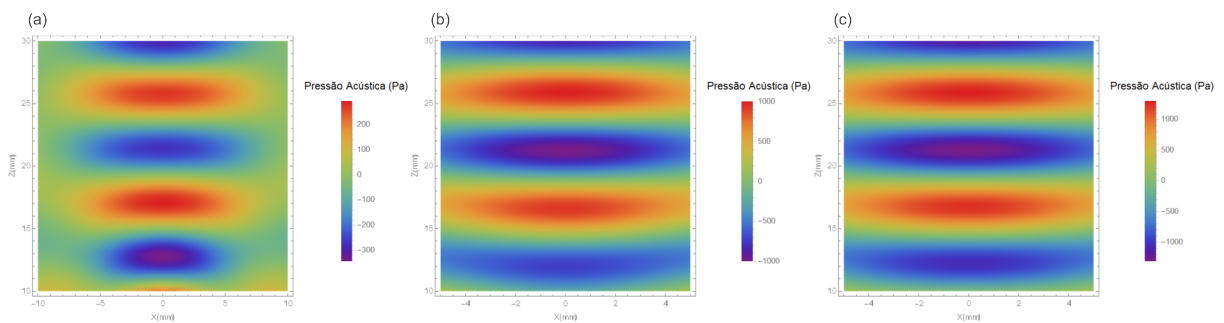


Fonte: o autor.

Apesar do emissor central não contribuir expressivamente ao campo resultante, podemos observar na Figura (4.13) que a linha de emissores circunvizinhos e o emissor central

geram campos com regiões bem definidas entre os nós de levitação, no entanto, é evidente a diferença do campo de pressão gerado em cada posicionamento. Mas ainda, esse arranjo possibilitou intensificar o campo entorno do nó central, com uma região de pressão acústica de aproximadamente 1200Pa para o aprisionamento de partículas.

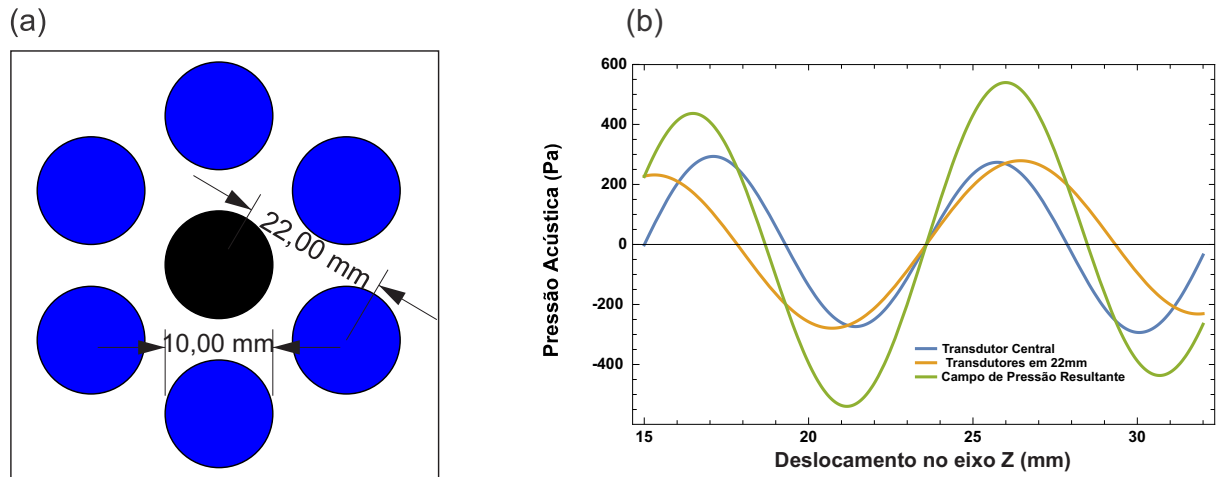
Figura 4.13 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo com 6 emissores circunvizinhos, além do emissor central. **a)** Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. **b)** Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores circunvizinhos. **c)** Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com os 7 pares de emissores.



Fonte: o autor.

Por outro lado, apresenta-se na Figura (4.14) a curva de amplitude de pressão em torno do eixo central considerando o melhor posicionamento determinado numericamente para o outro modelo de transdutor. Ao comparar as curvas resultantes das Figuras (4.12) e (4.14) conclui-se que para o emissor de 10mm o posicionamento ótimo é o mais próximo possível do eixo central. Analisando a Figura (4.14-b), percebe-se que o campo entorno do ponto focal foi de aproximadamente 700Pa, ou seja, com o aumento do distanciamento para 22mm o campo de pressão resultante teve uma redução superior a 50%. Apesar da inexistência de um posicionamento ótimo para os transdutores de 10mm, os emissores proporcionaram campos mais intensos do qualquer geometria proposta para os emissores de 16mm, além disso, destacam-se por possibilitar o agrupamento de maiores quantidades em um espaço reduzido. Como exemplo, pode-se considerar um levitador com um raio de 22mm, para os transdutores de 16mm seria possível alocar no máximo 8 pares de transdutores e refletores, além do par central. Por outro lado, utilizando os transdutores de 10mm é possível alocar mais de 20 pares de transdutores e refletores.

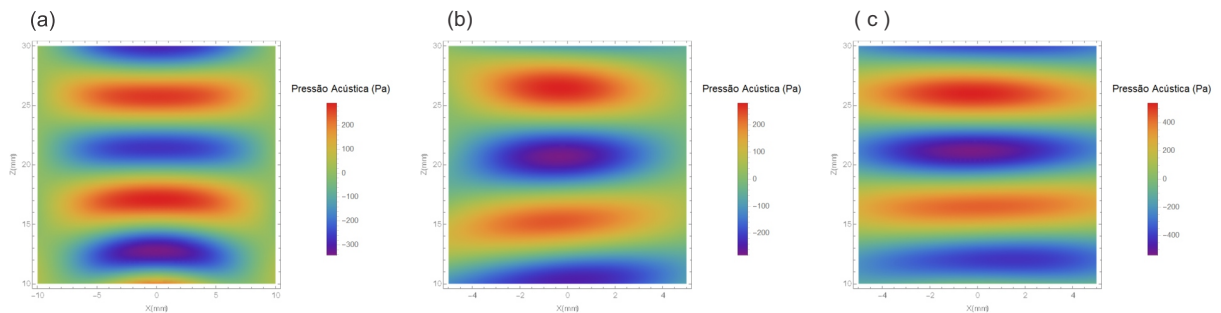
Figura 4.14 – (a) Curva de amplitude de pressão em torno do eixo central, considerando 6 transdutores em uma distância de 22mm do transdutor central com os transdutores de 10mm. (b) Arranjo dos transdutores de 10mm no modelo.



Fonte: o autor.

Para o posicionamento de 22mm tanto o emissor central, quanto os emissores circunvizinhos apresentam campo de pressão muito semelhantes, com regiões bem definidas e com intensidades análogas. Além disso, através dos resultados apresentados numéricas, pode-se inferir a possibilidade da levitação de partículas mais densas, atentando-se à quantidade mínima de emissores para a geração da amplitude de pressão necessária para a levitação da partícula.

Figura 4.15 – Simulações do campo de pressão acústica para o arranjo equidistante com 6 emissores posicionados em 22mm, além do emissor central. a) Simulação do campo de pressão acústica resultante apenas pelo emissor central. b) Simulação do campo de pressão acústica para o conjunto de emissores posicionados em 22mm. c) Simulação do campo de pressão acústica total considerando o arranjo com o posicionamento otimizado para os emissores.



Fonte: o autor.

Sendo assim, conclui-se que a simples alteração do modelo de transdutor de 16mm para 10mm, acarreta divergência no melhor posicionamento dos transdutores. Além disso, podemos concluir a vantagem na utilização nos modelos de 10mm, desde o processo de

montagem até o resultado previsto e, apesar da redução de aproximadamente 50% do valor de P_0 quando comparado com o outro modelo, o campo é contrabalanceado pela maior proximidade dos transdutores ao eixo central. A limitação para aplicação desse modelo esta na aplicação de diferentes fases eletrônicas, uma vez que para cada distanciamento distinto do eixo central seria necessário duas fases distintas (ϕ e $\phi+\pi$).

Mas afinal, conseguiríamos levitar um material com a densidade igual a do carvão vegetal? Para tal comprovação e avaliar qual seria a limitação do modelo de levitador desenvolvido foi necessário relacionar a densidade da partícula a qual desejaríamos levitar com a tensão que deveria ser aplicada no protótipo. Há uma relação direta entre a amplitude do campo de pressão e a tensão, ou seja, quanto maior for a tensão maior será a eficiência do protótipo e, conseqüentemente será capaz de levitar partículas mais densas.

Para desenvolver essa relação intrínseca do protótipo, devemos retornar na Equação (2.32) e avaliar a relação entre a amplitude de pressão de onda e a densidade da partícula levitada². Até esse momento, sabe-se que a pressão acústica de uma onda plana pode ser expressa por $p(z, t) = A \cos(\omega t) \cos(kz)$, conforme apresentado na Equação (2.2). Além disso, vale lembrar que funções periódicas se repetem ao longo da variável independente com período constante, ou seja, pode-se simplificar a Equação (2.2), apenas por $p(z) = A \cos(kz)$, visto que neste caso a frequência das ondas geradas são constantes. Ainda sobre a pressão acústica da onda, na seção (2.3.1) foi apresentado o modelo matemática proposto por Kinsler *et al.* (2000), para a avaliação do campo de pressão acústico proporcionado por fontes circulares do tipo pistão Equação (2.33)³. Diante das opções apresentadas, pode-se presumir a que $\sum_{n=1}^N p_n = A \cos(kz)$, uma vez que ambos propõem a avaliação da pressão acústica da onda.

Diante da igualdade, $\sum_{n=1}^N p_n = A \cos(kz)$, sabe-se que k um valor contante devido à representatividade ao número de ondas (Equação 2.1), z representa o deslocamento no eixo z para avaliação da pressão acústica, A representa a amplitude da onda e, por fim, o somatório de p_n equivale ao campo resultante do arranjo de transdutores em avaliação. Desta forma, pode-se desenvolver uma aproximação não linear, de modo a equiparar as igualdades através do ajuste ideal da amplitude. Com a aproximação não linear, já esta sendo validado todo o processo analítico apresentado no Capítulo (2) até a Equação (2.32), por fim, basta relacionar a amplitude encontrada com a voltagem aplicada na simulação para cada campo resultante, sabendo que $P_0 V_p$ é uma variável que depende da voltagem. Para tanto, foi considerado o intervalo de 5v a 20v para a coleta da amplitude de campo resultante.

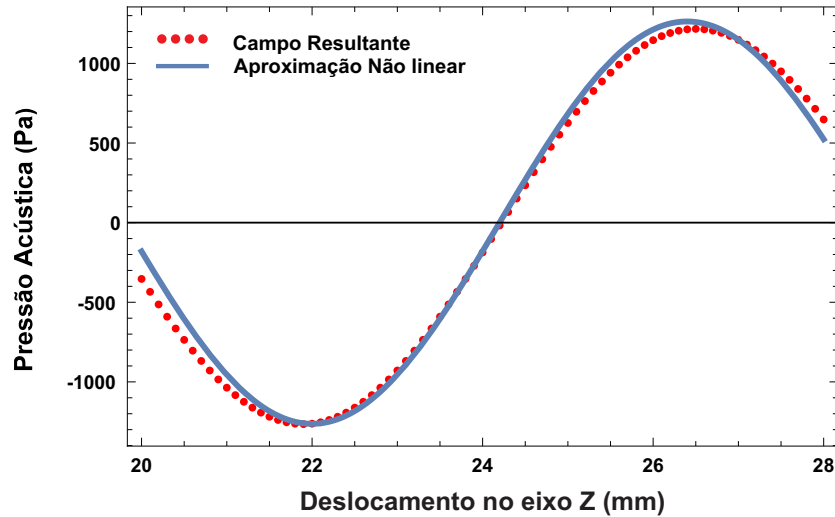
Seguindo a proposta apresentada anteriormente, para a aproximação do campo resultante em torno do ponto focalizado, utilizou-se a função *Non Linear Model Fit* do software matemático *Wolfram Mathematica*, considerando como os valores para a interpolação os

² Equação (2.32): $\rho_{esf} = \frac{5kA^2}{8c^2\rho g}$

³ Relembre o modelo matemático proposto por (KINSLER *et al.*, 2000): $P_n(r) = P_0 V \frac{D_f(\theta_n)}{d_n} e^{i(\phi_n + kd_n)}$

dados extraídos das Equações (2.33) e a função a ser aproximada do tipo $p(z) = A \cos(kz)$. Conforme apresentado na Figura (4.16), a aproximação não linear que melhor se ajustou à curva foi $1263.24 \cos(0.714031 z)$ considerando uma voltagem de 20v.

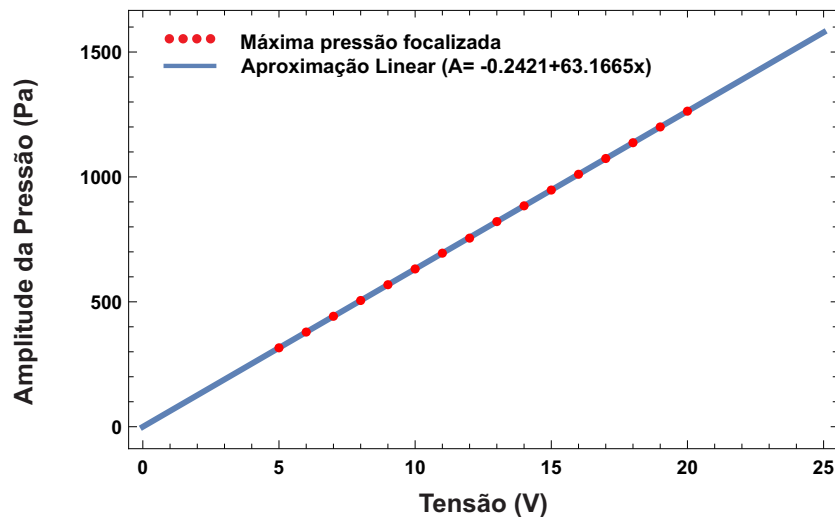
Figura 4.16 – Simulação para avaliação da aproximação entre as Equações (2.33) e Equação (2.2) para o protótipo com transdutores de 10mm com foco em 21.90 mm



Fonte: o autor.

Logo, partindo do princípio de que a amplitude se altera com a voltagem, foram encontrados resultados diferentes para cada voltagem e, sendo assim possível realizar uma interpolação linear que melhor relacionasse amplitude e voltagem, para essa interpolação foi utilizado a função *Linear Model Fit* do *software* matemático *Wolfram Mathematica*. Desenvolvendo a mesma metodologia porém com a variação da voltagem, entre 5v a 20v, tem-se a Figura (4.17).

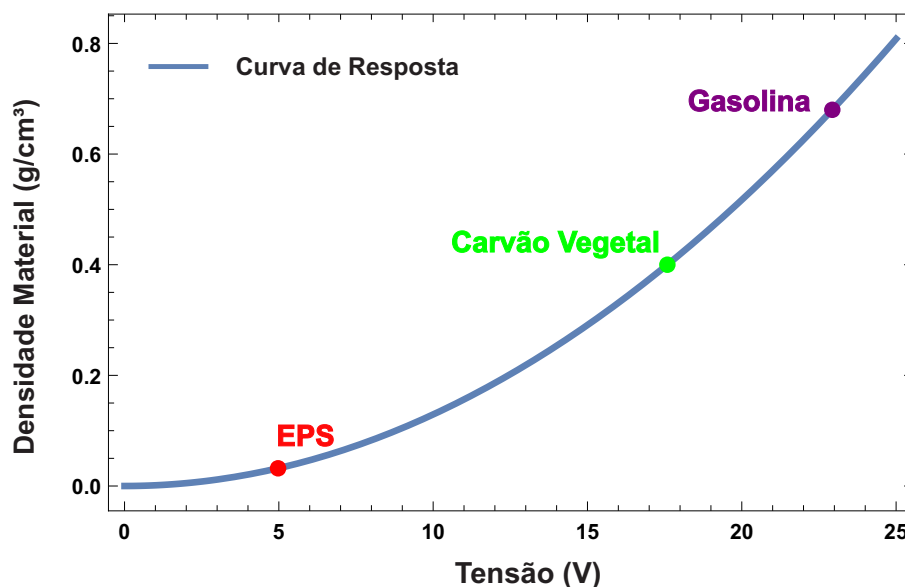
Figura 4.17 – Interpolação linear com os diferentes valores de amplitude coletados variando a voltagem para o protótipo de 10mm



Fonte: o autor.

A Figura (4.17) expõem a relação entre amplitude e voltagem, considerada por $A = -0.2421 + 63.1665V$, sendo uma relação linear. Por fim, substituindo A na Equação (2.32), com V variando de 5v a 20v para os transdutores de 10mm a 40KHz, têm-se a curva de densidade por voltagem, apresentada na Figura (4.18).

Figura 4.18 – Curva de densidade do material por voltagem para um protótipo com 14 transdutores de 10mm



Fonte: o autor.

Note que na Figura (4.18) a partícula de EPS conseguiria ser levitada até aproximadamente 5v e, que foi comprovado experimentalmente, essa variação de 6% pode ser referente a interferências externas. Além disso, podemos comprovar o teste experimental realizado com a partícula de carvão vegetal, observe que para a levitação deste material seriam necessários um pouco mais de 17v e, conforme apresentamos anteriormente conseguimos realizar a levitação desse material com cerca de 18v. Entretanto, deve-se levar em consideração a variação que pode existir em o tipo do carvão vegetal, mas esse resultado vai de encontro com os resultados apresentados experimentalmente.

Por fim, podemos concluir que para geometrias planares os transdutores de 10mm proporcionam uma resposta de campo acústico mais intenso, apesar do perfil monotônico apresentado, entretanto com os resultados apresentados desses experimentos pode-se notar a dificuldade de intensificação do campo de pressão, apesar do transdutor de 10mm possibilitar o posicionamento mais próximo do eixo central são necessários 6 pares de transdutores para proporcionar uma intensificação no campo, além disso quando mais distante o transdutor estiver do eixo central menor será a contribuição deste no campo resultante e consequentemente mais transdutores serão necessários.

Capítulo 5

CONSIDERAÇÕES FINAIS

O fenômeno de levitação de objetos sem contato, utilizando ondas sonoras de alta frequência foi investigado computacionalmente e experimental. A pressão acústica resultante foi determinada através do modelo proposto por Kinsler e, buscou-se analisar minuciosamente o desenvolvimento de mecanismos para a intensificação do campo de pressão. O modelo proposto para o campo de pressão acústica, pressupõem que variáveis como distância entre os transdutores e, a fase dos emissores podem proporcionar melhores regiões para a intensificação do campo. Alguns dos mecanismos foram testados experimental e apresentaram resultados equivalentes aos numéricos.

A levitação acústica têm-se destacado entre os mecanismos de manipulação sem contato físico, principalmente pela irrelevância quanto às propriedades inerentes ao material, possibilitando a manipulação de qualquer tipo de material. Apesar dos avanços com relação a técnica de levitação acústica, a principal barreira a ser ultrapassada é a levitação de objetos mais densos. Sendo assim, o desenvolvimento de mecanismos para a intensificação do campo de pressão, utilizando a menor quantidade de emissores torna-se primordial para buscar alternativas que visam contornar essa barreira, além de possibilitar a aplicação dessa técnica setores como: farmacológicos, viabilizando o desenvolvimento de reações químicas com alto teor de pureza; Transporte e manipulação de componentes eletrônicos, que se direciona cada vez mais à nanotecnologia com altos níveis de sensibilidade.

A priori os investimentos necessários para o desenvolvimento de levitadores acústicos eram muito elevados, em especial à confecção dos transdutores de *Langvin*, e ainda, esses modelos eram altamente sensíveis à alteração de temperaturas e, uma considerável periculosidade quanto ao manuseio devido à alta voltagem. No entanto, essa adversidade já podem ser contornadas com componentes eletrônicos de baixo custo, técnicas de manufatura aditiva, que são abordadas neste trabalho e permitem o desenvolvimento de modelos de levitadores. Mas, ressalta-se que apesar da redução do custo e da complexidade da montagem, esses equipamentos podem propiciar resultados eficientes e que se equipara com os

resultados numéricos, como apresentado ao longo deste trabalho.

Apesar de diversos grupos de pesquisas avançadas envolvidos com esse tema de pesquisa e dentro outros emergentes, podemos considera este trabalho como pioneiro no grupo de pesquisas da Universidade Federal de Catalão. Destaca-se que para a realização desta pesquisa, todo o material desenvolvido de nossa autoria destacando principalmente, projetos com diferentes geometrias, os diferentes modelos de levitadores, os códigos de simulação e o código para a geração das ondas em 40KHz. Além disso, podemos observar uma evolução significativa ao longos de pouco mais de 2 anos, partindo de um modelo de levitador de eixo único, exclusivamente para a comprovação do funcionamento da técnica de levitação acústica, até a conclusão deste trabalho que acarretou diversos resultados que poderão auxiliar os próximos pesquisadores do grupo de pesquisa da UFCAT.

Neste trabalho, com o intuito de avaliar o campo de pressão acústica resultante de uma agregação de transdutores, investigou-se a Equação para a amplitude de pressão acústica proporcionada por um levitador acústico com transdutores cilíndricos proposto por (KINSLER *et al.*, 2000). Considerando a robustez da equação em análise, uma vez que envolve constantes intrínseca do transdutor, tensão aplicada no sistema, distância de propagação, número de ondas e uma função de direção do campo distante, buscou-se avaliar variáveis que pudessem ser controladas tanto no âmbito computacional quanto no âmbito experimental. Neste caso, buscamos avaliar a influência da tensão, do posicionamento dos transdutores e o raio dos emissores.

Na seção (4.1) foram expostos os resultados para o campo de pressão acústica resultante para os transdutores de 16mm, podendo observar que o 12 transdutores posicionados o mais próximo possível do transdutor central contribui com no máximo 200Pa, ou seja, pouco mais de 30Pa para cada par de transdutor adicionado. Entretanto, investigando minuciosamente a Equação (2.34), foi possível reescreve-la com uma função que dependesse apenas de uma única variável, o posicionamento do transdutor (Equação 4.3). A exploração dessa equação, possibilitou a constatação de um comportamento não-monotônico, uma vez que apresenta uma região de crescimento do campo de pressão, conforme se afasta do eixo de levitação e depois passa a decrescer. Portanto, observou-se uma resposta contra intuitiva, visto que o melhor posicionamento para esse transdutor não é circunvizinho ao emissor central, mas sim em uma distância aproximada de 24mm.

Na seção 4.2 pode-se comprovar os resultados computacionais através dos dados coletados experimentalmente. Apesar da validação dos resultados, destaca-se a complexidade para a realização dos experimentos utilizando esse modelo, em virtude do tamanho dos transdutores, da baixa resposta ao campo de pressão acústica e até mesmo o posicionamento minucioso para o funcionamento correto do equipamento.

Por outro lado, na seção (4.3) foi apresentado os resultados referentes aos transdutores de 10mm, neste caso vale destacar que adotamos uma metodologia diferente, partindo

dos resultados experimentais e posteriormente desenvolvendo os teste computacionais. Os resultados apresentados comprovam um estabilidade do campo de pressão com os transdutores de 10mm, com uma variação de 0,3v entre o valor numérico e computacional. Diante das características apresentadas para o transdutor de 10mm, observou-se um comportamento monotônico decrescente, ou seja, conforme os transdutores vizinhos se afastam do transdutor central, o campo de pressão ao redor do nó focalizado diminui.

Conforme exposto anteriormente, os arranjos com transdutores de 16mm e 10mm apresentam comportamentos diferentes quanto ao campo de pressão e o posicionamento dos transdutores, perfil não-monotônico e perfil monotônico, respectivamente. Apesar do diminuição do campo acústico conforme se afasta do transdutor central, o transdutor menor tem a vantagem de conseguir aglomerar maiores quantias em um menor espaço e, foi essa vantagem que proporcionou um campo acústico resultante capaz de levitar partículas de carvão vegetal.

5.1 CONTRIBUIÇÕES ACADÊMICAS

Ressalta-se aqui as ações e produtos que foram possíveis a partir da desenvolvimento desta dissertação.

- Artigo em revista científica "*Monotonic and Non-monotonic Profile of Acoustic Pressure Field in Phased-Arrays Levitators*" (Em preparação).
- Plano de trabalho de iniciação científica (IC) "Levitação Acústica: Manipulação de Componentes e Modelagem Dinâmica".

Premiação de "Melhor trabalho de iniciação à pesquisa científica, tecnológica e em inovação da UFCAT - edição 2021".

- Plano de trabalho de IC "Investigação experimental sobre oscilações de partículas em levitação acústica".
- Desenvolvimento do trabalho de conclusão de curso I e II de uma aluna da Matemática Industrial.
- Participação no evento *Perspectives on Oscillation Control*, que possibilitou discussões com os principais pesquisados de levitação acústica da Universidade Federal de São Paulo.
- Vídeo de divulgação científica, destacando os procedimentos experimentais aplicados durante a montagem e coleta dos dados.
- Participação e trabalho completo "Levitação acústica: otimizando o campo de pressão acústica através da posição dos emissores de ondas ultrassônicas".

REFERÊNCIAS

- A., O. W.; H., B. L.; PARKER, H. W. Parametric study of an acoustic levitation system. *Review of Scientific Instruments*, 51(5), 626–631, 1980. Citado na página 20.
- ANDRADE, M. A.; PÉREZ, N.; ADAMOWSKI, J. C. Analysis of a non-resonant ultrasonic levitation device. *Physics Procedia*, v. 70, p. 68–71, 2015. ISSN 1875-3892. Proceedings of the 2015 ICU International Congress on Ultrasonics, Metz, France. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215007853>>. Citado na página 22.
- ANDRADE, M. A. B. Estudo da força de radiação acústica em partículas produzida por ondas progressivas e estacionárias. 2010. Citado na página 22.
- ANDRADE, M. A. B.; CAMARGO, T. S. A.; MARZO, A. Automatic contactless injection, transportation, merging and ejection of droplets with a multifocal point acoustic levitator. *Review of Scientific Instruments*, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 17, 19 e 20.
- ANDRADE, M. A. B.; L., B. A.; ADAMOWSKI, J. C. Acoustic levitation of a large solid sphere. *Applied Physics Letters*, 109(4), 2016. Citado na página 20.
- ANDRADE, M. A. B.; PÉREZ, N.; ADAMOWSKI, J. C. Review of progress in acoustic levitation. *Brazilian Journal of Physics*, 2017. Citado 11 vezes nas páginas 9, 17, 20, 22, 23, 24, 25, 28, 30, 34 e 35.
- B., A. M. A.; F., B.; C., A. J. Finite element analysis and optimization of a single-axis acoustic levitator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 57(2), 469–479, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 22.
- B., A. M. A. *et al.* Nonlinear characterization of a single-axis acoustic levitator. *Review of Scientific Instruments*, 85(4), 2014. Citado na página 22.
- BARESCH, D.; THOMAS, J.-L.; MARCHIANO, R. Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers. *Physical review letters*, APS, v. 116, n. 2, p. 024301, 2016. Citado na página 24.
- BAUERRECKER, S.; NEIDHART, B. Formation and growth of ice particles in stationary ultrasonic fields. *Journal of Chemical Physics*, 109(10), 3709-3712, 1998. Citado na página 19.
- BEYER, R. Radiation pressure—the history of a mislabeled tensor. *Acoust. Soc. Am*, 1978. Citado na página 18.

BRANDT, E. H. Acoustic physics: Suspended by sound. *Nature (London)*, p. 413–474, 2001. Citado na página 18.

DRINKWATER, B. W.; WILCOX, P. D. Ultrasonic arrays for nondestructive evaluation: A review. *NDT E Int.*, vol. 39, no. 7, 2006. Nenhuma citação no texto.

ENDER, J. H. G.; BRENNER, A. R. Pamir—a wideband phased array sar/mti system. *IEE Proc. - Radar, Sonar Navigat.*, vol. 150, no. 3, 2003. Nenhuma citação no texto.

FUSHIMI, T. *et al.* Nonlinear trapping stiffness of mid-air single-axis acoustic levitators. *Applied Physics Letters* 113, 2018. Citado na página 22.

GOR'KOV, L. On the forces acting on a small particle in an acoustical field in an ideal fluid. *Soviet Phys. Dokl.* 6, 773, 1962. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 20.

HASHIMOTO, Y.; KOIKE, Y.; UEHA, S. Acoustic levitation of planar objects using a longitudinal vibration mode. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, v. 16, n. 3, p. 189–192, 1995. Citado na página 22.

_____. Near-field acoustic levitation of planar specimens using flexural vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 100, n. 4, p. 2057–2061, 1996. Citado na página 22.

_____. Transporting objects without contact using flexural traveling waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 103, n. 6, p. 3230–3233, 1998. Citado na página 22.

HATANAKA, T. H. T. *et al.* Characteristics of underwater near-field acoustic radiation force acting on a planar object. *Japanese journal of applied physics*, IOP Publishing, v. 38, n. 11A, p. L1284, 1999. Citado na página 23.

ILSSAR, D.; BUCHER, I. On the slow dynamics of near-field acoustically levitated objects under high excitation frequencies. *Journal of Sound and Vibration*, v. 354, p. 154–166, 2015. ISSN 0022-460X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X15004319>>. Citado na página 22.

KING, L. V. On the acoustic radiation pressure on spheres. *Proc. R. Soc. A-Math. Phys. Eng.Sci.*, 1934. Citado na página 18.

KINSLER, L. E. *et al.* *The title of the work*. 4. ed. [S.l.]: Fundamentals of Acoustics, 2000. ISBN 0-471-84789-5. Citado 4 vezes nas páginas 22, 31, 67 e 71.

KNOOP, C. *et al.* Agglomerate fragmentation in high-intensity acoustic standing wave fields. *Powder Technology*, v. 291, p. 214–222, 2016. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591015302497>>. Citado na página 22.

KORENEV, B. G. *Bessel functions and their applications*. [S.l.]: CRC Press, 2002. Citado na página 79.

L., C. *et al.* Acoustic lock: Position and orientation trapping of non-spherical sub-wavelength particles in mid-air using a single-axis acoustic levitator. *Applied Physics Letters*, 113(5), 2018. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 22.

LEE, C. P.; WANG, T. G. Acoustic radiation pressure. *Journal Acoustical Society of the America*, 94 (2), 1099-1109, 1993. Citado na página 20.

LEE, J. *et al.* Single beam acoustic trapping. *Applied physics letters*, American Institute of Physics, v. 95, n. 7, p. 073701, 2009. Citado na página 24.

LI, J. *et al.* Modeling characterization and optimization design for pzt transducer used in near field acoustic levitation. *Sensors and Actuators A: Physical*, v. 171, n. 2, p. 260–265, 2011. ISSN 0924-4247. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924424711004109>>. Citado na página 22.

MARSTON, P. L. Radiation force of a helicoidal bessel beam on a sphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 125, n. 6, p. 3539–3547, 2009. Citado na página 24.

MARZO, A.; BARNES, A.; DRINKWATER, B. W. *TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator*. 2017. Citado 13 vezes nas páginas 15, 26, 35, 36, 40, 45, 53, 81, 82, 83, 84, 85 e 86.

MARZO, A.; CORKETT, T.; DRINKWATER, B. W. Ultraino: An open phased-array system for narrowband airborne ultrasound transmission. *IEEE TRANSACTIONS ON ULTRASONICS, FERROELECTRICS, AND FREQUENCY CONTROL*, VOL. 65, NO. 1, 2018. Nenhuma citação no texto.

MARZO, A. *et al.* Realization of compact tractor beams using acoustic delay-lines. *Applied Physics Letters* 110, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 36.

_____. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 6, n. 1, p. 1–7, 2015. Citado na página 24.

_____. _____. *Nature Communications*, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 36.

MATSUO, E. *et al.* Holding characteristics of planar objects suspended by near-field acoustic levitation. *Ultrasonics*, Elsevier, v. 38, n. 1-8, p. 60–63, 2000. Citado na página 22.

N., P. *et al.* Experimental determination of the dynamics of an acoustically levitated sphere. *Journal of Applied Physics*, 116(18), 2014. Citado na página 20.

PELL, C. Phased-array radars. *IEE Rev.*, vol. 34, no. 9, 1998. Nenhuma citação no texto.

R., W. *et al.* Acoustic levitation: Recent developments and emerging opportunities in bio-materials research. *European Biophysics Journal*, 41(4), 397–403, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 20.

SADAYUKI, U. Phenomena, theory and applications of near-field acoustic levitation. *Revista de Acústica*, v. 33, n. 3-4, p. 21, 2002. Citado na página 23.

SANTESSON, S.; NILSSON, S. Airborne chemistry: acoustic levitation in chemical analysis. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 378(7), 1704-1709, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.

TIAN, Y.; HOLT, R.; APFEL, R. E. A new method for measuring liquid surface tension with acoustic levitation. *Review of Scientific Instruments*, vol. 66(5), 3349-3354, 1995. Citado na página 19.

TUCKERMANN, R. *et al.* Trapping of heavy gases in stationary ultrasonic fields. *Chemical Physics Letters*, 363, 349-354, 2002. Citado na página 19.

V., A. A.; P., L. C.; WANG, T. G. Stability of an acoustically levitated and flattened drop: An experimental study. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 5(11), 2763–2774., 1993. Citado na página 20.

VANDAELE, V.; DELCHAMBRE, A.; LAMBERT, P. Acoustic wave levitation: Handling of components. *J. Appl. Phys*, 2011. Citado na página 28.

VANDAELE, V.; LAMBERT, P.; DELCHAMBRE, A. Non-contact handling in microassembly: Acoustic levitation. *Precision Engineering, Elsevier*, 29, 491-505, 2005. Citado na página 19.

WELTER, E.; NEIDHART, B. Acoustically levitated droplets – a new tool for micro and trace analysis. *Fresenius Journal of Analytical Chemistry*, 357(3), 345-350, 1997. Citado na página 20.

YOSIOKA, K.; KAWASIMA, Y. Acoustic radiation pressure on a compressible sphere. *Acoustics* 5, 167-173, 1955. Citado na página 18.

ZANG, D. *et al.* Acoustic levitation of liquid drops: Dynamics, manipulation and phase transitions. *Advances in Colloid and Interface Science*, 243, 77–85, 2017. Citado na página 19.

ZHANG, P. *et al.* Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–9, 2014. Citado na página 24.

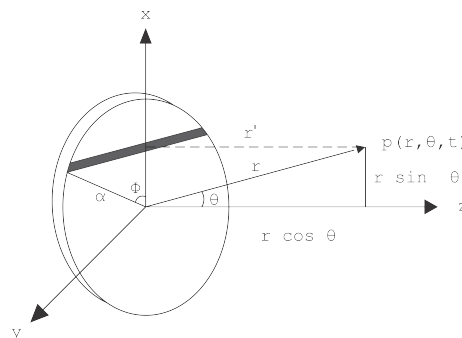
ZHAO, S.; WALLASCHEK, J. A standing wave acoustic levitation system for large planar objects. *Archive of Applied Mechanics*, Springer, v. 81, n. 2, p. 123–139, 2011. Citado na página 23.

ANEXO A

Cálculos para Determinação da Equação de Campo Distante para Superfícies Cilíndricas

O modelo de emissor de ondas ultrassônicas, utilizado para a geração do campo de pressão pode ser modelado como um pistão circular plano, servindo de modelos para diversos tipos de fontes, incluindo alto falantes, tubos abertos, dutos de ventilação. Considerando que a superfície de radiação movimenta-se uniformemente. Analisando o modelo proposto para os emissores de ondas, infere-se que apesar de considerar um modelo mais genérico possível como ponto de partida, será necessário ajustar o modelo em termos da função de Bessel, todo esse processo é apresentado abaixo. A Figura A.1 ilustra uma representação de um pistão circular plano de raio a

Figura A.1 – Geometria usada na derivação do campo distante (r, θ) em um pistão de plano circular de raio a .

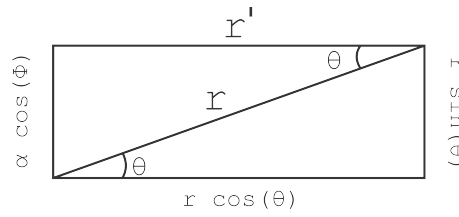


Fonte: o autor.

Comprimento = $a \sin(\phi) + a \sin(\phi) = 2 a \sin(\phi)$ Considera-se a largura em x como um diferencial de largura.

Para melhor visualização do desmembramento dos vetores apresentados na Figura anterior, realizou-se dos seleção dos vetores envolvidos, Figura (A.2).

Figura A.2 – Desmembramento de vetores para geometria usada para o campo distante.



Fonte: o autor.

$$dQ = U_0 dS$$

$$dQ = 2U_0 a \sin \phi dS$$

$$d_{\mathbf{p}} = j\rho_0 \frac{dQ}{2\lambda r'} c k e^{j(\omega t - kr')} dx, \quad (\text{A.1})$$

$$d_{\mathbf{p}} = j\rho_0 c \frac{U_0}{2\pi r'} k \alpha \sin \phi e^{j(\omega t - kr')} dx. \quad (\text{A.2})$$

Considerando $r \gg \alpha$ e analisando a Figura (A.1), pode-se verificar que r' pode ser aproximado por

$$r' \approx r + \Delta r \quad (\text{A.3})$$

$$r' \approx r - \alpha \sin \theta \cos \phi; \quad (\text{A.4})$$

$$d_{\mathbf{p}} = j\rho_0 c \frac{U_0}{2\pi r'} k \alpha \sin \phi e^{j(\omega t - k(r - \alpha \sin \theta \cos \phi))} dx; \quad (\text{A.5})$$

$$d_{\mathbf{p}} = j\rho_0 c \frac{U_0}{2\pi r'} k \alpha \sin \phi e^{j(\omega t - kr + k\alpha \sin \theta \cos \phi)} dx; \quad (\text{A.6})$$

Aplicando a função inversa da diferenciabilidade, a integração, de ambos os lados e utilizando as propriedades intrínsecas da função exponencial, temos

$$\int d_{\mathbf{p}} = \int j\rho_0 c \frac{U_0}{2\pi r'} k \alpha \sin \phi e^{j(\omega t + kr + k\alpha \sin \theta \cos \phi)} dx, \quad (\text{A.7})$$

$$p(r, \theta, t) = j\rho_0 c \frac{U_0}{2\pi r'} k \alpha e^{j(\omega t - kr)} \int_{-\alpha}^{\alpha} e^{jk\alpha \sin \theta \cos \phi} \sin \phi dx; \quad (\text{A.8})$$

Considerando $r' \rightarrow r$ no denominador da Equação A.7, mas respeitando a aproximação de campo distante, $r' \approx r + \Delta r$. Podemos converter a integração de dx para $d\phi$, utilizando a mudança de variável $x = \alpha \cos \phi$. Destacando apenas o integrando na expressão A.7, temos,

$$x = \alpha \cos \phi \quad (\text{A.9})$$

$$dx = -\alpha \sin \phi d\phi \quad (\text{A.10})$$

$$\alpha \int_0^\pi e^{jk\alpha \sin \theta \cos \phi} \sin \phi \sin \phi d\phi \quad (\text{A.11})$$

$$p(r, \theta, t) = j\rho_0 c U_0 \frac{\alpha}{2\pi r} k\alpha e^{j(\omega t - kr)} \int_0^\pi e^{jk\alpha \sin \theta \cos \phi} \sin \phi \sin \phi d\phi; \quad (\text{A.12})$$

considerando $z = k\alpha \sin \theta$ e levando em conta a simetria, a parte imaginária da integral é descartada e a parte real, tabulada em termos da função de Bessel,

Cálculo da integral buscando reescreve-la em termos função de Bessel.

$$\int_0^\pi \cos z \cos \phi \sin^2 \phi d\phi; \quad (\text{A.13})$$

Para tanto, deve-se utilizar a expansão de Jacobi-Anger (KORENEV, 2002), tornando a expressão $\cos(z \cos(\theta))$ em termos no -ésimo função de Bessel do primeiro tipo, como forma de representar formas planas em coordenadas cilíndricas, logo:

$$\cos(z \cos(\phi)) = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(z) \cos(2n\phi); \quad (\text{A.14})$$

Multiplicando por $\sin^2(\phi)$ e integrando de 0 a π tem-se:

$$\int_0^\pi \cos(z \cos(\phi)) \sin^2(\phi) d\phi = \int_0^\pi J_0(z) \sin^2 \phi d\phi + \int_0^\pi 2 \sum_{n=1}^m (-1)^n J_{2n}(z) \cos 2n\phi \sin^2 \phi d\phi; \quad (\text{A.15})$$

Desenvolvendo-se os termos à direita do sinal de igualdade, temos:

$$\underbrace{J_0(z) \int_0^\pi \sin^2(\phi) d\phi}_{J_0(z) \frac{\pi}{2}} - \underbrace{2J_2(z) \int_0^\pi \cos^2(\phi) \sin^2(\phi) d\phi}_{2J_2(z) \frac{\pi}{4}} + \underbrace{2J_4(z) \int_0^\pi \cos(4\phi) \sin^2(\phi) d\phi}_0; \quad (\text{A.16})$$

Para a primeira integral, aplicando-se uma substituição trigonométrica simples $\sin^2 \phi = \frac{1 - \cos(2\phi)}{2}$ alcançamos o valor de $J_0(z) \frac{\pi}{2}$. Já para o segundo termo, torná-se necessário a utilização da relação $\cos^2(\phi) = \frac{1 + \cos(2\phi)}{2}$, logo o valor para esse termo resulta em $2J_2(z) \frac{\pi}{4}$. Para os demais termos pode-se perceber que para $\int_0^\pi \cos(n\phi) \sin^2(\phi) d\phi$ com n maior do que 2 a integral se anula. Logo,

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \phi) \sin^2 \phi d\phi = \frac{\pi}{2} J_0(z) + \frac{\pi}{2} J_2(z); \quad (\text{A.17})$$

Usando a relação de recorrência das funções de Bessel, dada por:

$$J_{v-1}(z) + J_{v+1}(z) = \frac{2v}{z} J_v(z), \forall z; \quad (\text{A.18})$$

Logo, na expressão A.17 pode ser escrito como

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \phi) \sin^2(\phi) d\phi = \frac{\pi}{2} (J_0(z) + J_2(z)) \quad (\text{A.19})$$

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \phi) \sin^2(\phi) d\phi = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2J_1(z)}{z} \right) \quad (\text{A.20})$$

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \phi) \sin^2(\phi) d\phi = \frac{\pi J_1(z)}{z}; \quad (\text{A.21})$$

Por fim, retornando na Equação (A.7) e substituindo a integral pelo termo expresso em A.19, resultamos na equação para o cálculo de pressão de campo distante para em uma pistão circular:

$$p(r, \theta, t) = \frac{j}{2} \rho_0 c U_0 \frac{\alpha}{r} k \alpha \left[\frac{2J_1(k\alpha \sin \theta)}{k\alpha \sin \theta} \right] e^{j(\omega t - kr)}; \quad (\text{A.22})$$

$$p(r, \theta, t) = \frac{j \rho_0 c U_0 \alpha^2 k}{2r} \left[\frac{2J_1(k\alpha \sin \theta)}{k\alpha \sin \theta} \right] e^{j(\omega t - kr)}; \quad (\text{A.23})$$

ANEXO B

Código para Geração de Ondas de 40 KHz- Arduino Nano

O código apresentado a seguir foi desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) e utilizado para o desenvolvimento do artigo "*TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator*". Esse código ainda está disponibilizado no site *instructables.com*, nota-se a complexidade do código para geração da onda quando comparado com desenvolvido ao longo dessa dissertação (Código (3.2)).

Código B.1 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 1)

```

1  #include <avr/sleep.h>
2  #include <avr/power.h>
3  #define N_PORTS 1
4  #define N_DIVS 24
5  #define WAIT_LOT(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop");
    __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop
    ");__asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("
    nop");__asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
    ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop");__asm__ __volatile__ ("nop");
    __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("
    nop")
6  #define WAIT_MID(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop");
    __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop
    ");__asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("
    nop");__asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
    ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop");
    __asm__ __volatile__ ("nop")
7  #define WAIT_LIT(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop");
    __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop
    "); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
    ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
    __volatile__ ("nop")
8
9  #define OUTPUT_WAVE(pointer, d) PORTC = pointer[d*N_PORTS
    + 0]
10
11 #define N_BUTTONS 6
12 //half a second
13 #define STEP_SIZE 1
14 #define BUTTON_SENS 2500
15 #define N_FRAMES 24
16
17 static byte frame = 0;
18 static byte animation[N_FRAMES][N_DIVS] =
19 {{0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0xa,0xa,0
    xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa},
20 {0x9,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x6,0xa
    ,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa},
21 {0x9,0x9,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x6,0x6
    ,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa},
22 {0x9,0x9,0x9,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x5,0x6,0x6
    ,0x6,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa,0xa},

```

Código B.2 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 2)

```

1
2      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa},
3      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa},
4      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa},
5      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa},
6      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa}, {0x9, 0x9, 0
      x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa, 0xa},
7      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa, 0xa},
8      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x5, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0xa},
9      {0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x6, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
10     {0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0x6
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
11     {0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
12     {0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
13     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
14     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
15     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
16     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
17     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6, 0x6},
18     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6, 0x6},
19     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6, 0x6},
20     {0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x5, 0x9, 0xa, 0xa
      , 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0xa, 0x6}};

```

Fonte: <https://www.instructables.com/Acoustic-Levitator/>.

Código B.3 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 3)

```

1   void setup()
2   {
3
4   /*
5   for (int i = 0; i < (N_PORTS*N_DIVS); ++i){
6       animation[frame][i] = 0;
7   }
8
9   for (int i = 0; i < (N_PORTS*N_DIVS/2); ++i){
10      animation[frame][i] = 0b11111111;
11  }
12  for(int i = 0; i < N_DIVS; ++i){
13      if (i % 2 == 0){
14          animation[frame][i * N_PORTS] |= 0b00000001;
15      }else{
16          animation[frame][i * N_PORTS] &= 0b11111110;
17      }
18  }
19  *//DDRC = 0b00001111; //A0 to A3 are the signal outputs
20  PORTC = 0b00000000;
21
22  pinMode(10, OUTPUT); //pin 10 (B2) will generate a 40kHz
23      signal to sync
24  pinMode(11, INPUT_PULLUP); //pin 11 (B3) is the sync in
25      //please connect pin 10 to pin 11
26
27  for (int i = 2; i < 8; ++i){ //pin 2 to 7 (D2 to D7) are
28      inputs for the buttons
29      pinMode(i, INPUT_PULLUP); }
30
31  // generate a sync signal of 40khz in pin 10
32  noInterrupts();           // disable all interrupts
33  TCCR1A = bit (WGM10) | bit (WGM11) | bit (COM1B1); //
34      fast PWM, clear OC1B on compare
35  TCCR1B = bit (WGM12) | bit (WGM13) | bit (CS10); //
36      fast PWM, no prescaler
37  OCR1A = (F_CPU / 40000L) - 1;
38  OCR1B = (F_CPU / 40000L) / 2;
39  interrupts();           // enable all interrupts
40
41  // disable everything that we do not need
42  ADCSRA = 0; // ADC
43  power_adc_disable ();
44  power_spi_disable();
45  power_twi_disable();
46  power_timer0_disable();

```

Fonte: <https://www.instructables.com/Acoustic-Levitor/>.

Código B.4 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 4)

```
1 //power_usart0_disable();
2 Serial.begin(115200);
3 byte* emittingPointer = &animation[frame][0];
4 byte buttonsPort = 0;
5 bool anyButtonPressed;
6 bool buttonPressed[N_BUTTONS];
7 short buttonCounter = 0;
8 LOOP:
9 while(PINB & 0b00001000); //wait for pin 11 (B3) to go low
10
11 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 0); buttonsPort = PIND;
12     WAIT_LIT();
13 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 1); anyButtonPressed = (
14     buttonsPort & 0b11111100) != 0b11111100; WAIT_MID();
15 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 2); buttonPressed[0] =
16     buttonsPort & 0b00000100; WAIT_MID();
17 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 3); buttonPressed[1] =
18     buttonsPort & 0b00001000; WAIT_MID();
19 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 4); buttonPressed[2] =
20     buttonsPort & 0b00010000; WAIT_MID();
21 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 5); buttonPressed[3] =
22     buttonsPort & 0b00100000; WAIT_MID();
23 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 6); buttonPressed[4] =
24     buttonsPort & 0b01000000; WAIT_MID();
25 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 7); buttonPressed[5] =
26     buttonsPort & 0b10000000; WAIT_MID();
27 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 8); WAIT_LOT();
28 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 9); WAIT_LOT();
29 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 10); WAIT_LOT();
30 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 11); WAIT_LOT();
31 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 12); WAIT_LOT();
32 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 13); WAIT_LOT();
33 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 14); WAIT_LOT();
34 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 15); WAIT_LOT();
35 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 16); WAIT_LOT();
36 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 17); WAIT_LOT();
37 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 18); WAIT_LOT();
38 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 19); WAIT_LOT();
39 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 20); WAIT_LOT();
40 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 21); WAIT_LOT();
41 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 22); WAIT_LOT();
42 OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 23);
```

Fonte: <https://www.instructables.com/Acoustic-Levigator/>.

Código B.5 – Código para Geração de Ondas de 40KHz desenvolvido por (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017) (parte 5)

```
1     if( anyButtonPressed ){
2     ++buttonCounter;
3     if (buttonCounter > BUTTON_SENS){
4         buttonCounter = 0;
5
6         if (! buttonPressed[0] ) {
7             if( frame < STEP_SIZE ) {
8                 frame = N_FRAMES-1;
9             }else{
10                frame-=STEP_SIZE; }
11        }
12        else if (! buttonPressed[1] ) {
13            if ( frame >= N_FRAMES-STEP_SIZE ) {
14                frame = 0;
15            }else {
16                frame+=STEP_SIZE; }
17        }else if (! buttonPressed[2] ) {
18            frame = 0;}
19        emittingPointer = & animation[frame][0];
20    }
21    }else {
22        buttonCounter = 0;}
23    goto LOOP;
24 }
25
26 void loop() {}
```

Fonte: <https://www.instructables.com/Acoustic-Levigator/>.

ANEXO C

EXPLANAÇÃO DO CÓDIGO DESENVOLVIDO PARA GERAÇÃO DE ONDAS DE 40KHZ

A frequência padrão dos pinos do arduino PWM, está entre 490Hz e 980Hz, entretanto através do arduino UNO torna-se possível gerar frequências de até 8MHz. Para tanto, recorre-se aos temporizadores PWM (que contém registradores), sendo: *Timer 0*- Pino 5 e 6; *Timer 1*- Pino 9 e 10; *Timer 2*- Pino 3 e 11; A manipulação com os registradores, possibilita quatro modos de operação PWM: *fast PWM*, *phase correct PWM*, *Frequency and phase correct PWM*, *CTC mode*.

Dentre os modos de operação, ressalta-se o *fast PWM*, que possibilita gerar frequências mais altas, que podem ser expressas por:

$$F = \frac{F_{clk}}{N256}, \quad (C.1)$$

onde F é a frequência necessária, f_{clk} é a frequência de oscilação do microcontrolador (16MHz) e N é o prescalar (baseado nos bits do temporizador). A *phase correct PWM* assemelha-se ao *fast PWM*, porém permite apenas metade da frequência. Enquanto que o modo *Frequency and phase correct* ocorre apenas para o *Timer 1*, ou seja, pinos 9 e 10.

Aspirando atribuir mais de uma única fase eletrônica aos transdutores, selecionou-se temporizadores com quantia semelhante de bits (8 bits), permitindo a contagem de 0 à 255, tanto nos pinos 3 e 11 (*Timer 2*) quanto nos pinos 5 e 6 *Timer 0*.

No Código (3.2) dispõem-se de registro específicos para o *Timer 2*, dentre eles:

- TCCR2A: Envolve dois dos três bits necessários para selecionar o modo do PWM e os bits que gerenciam os pinos altos ou baixos.

- TCCR2B: Bits necessários para determinar o prescaler e o outro bit para seleção do modo.
- OCR2A e OCR2B: Registram os bits para o *duty cycle* (ciclo de trabalho) ou contagem dos pinos 11(OCR2A) and 3(OCR2B).

Para a geração da onda de 40KHz no modo Fast PWM, a consulta ao *datasheet* do ATmega328P torna-se primordial para evitar a inserção de parâmetros de forma errônea, logo o intervalo dos Quadro (C.1) até (C.6) possibilitará uma interpretação mais simplificada do código desenvolvido para a geração de ondas ultrassônicas.

Código C.1 – Código para Geração de Ondas de 40KHz

```

1  void setup() {
2      pinMode(3, OUTPUT);
3      pinMode(11, OUTPUT);
4      TCCR2A=0;//reset the register
5      TCCR2B=0;//reset the register
6      TCNT2=0;
7      TCCR2A=0b01010010;//COM2A1, COM2B1 are 0, COM2A0, COM2B0
           are 1
8      //also WGM21 is 1
9      TCCR2B=0b01001001;//WGM22 is 0 with no prescaler
10     OCR2A=199;// compare match value
11     OCR2B = 199;//Aprox. (170) 204 graus
12 }
13 void loop() {
14
15 }
```

Fonte: o autor.

Pode-se observar que na linha 7 do Código (3.2), os 8 bits são 01010010. Conforme apresentado no Quadro (C.1) os 4 primeiros bits (da esquerda para direita) representa os bits COM2A1, COM2A0, COM2B1, COM2B0 respectivamente.

Bit	7	6	5	4	3	2	1	0	
(0xB0)	COM2A1	COM2A0	COM2B1	COM2B0	-	-	WGM21	WGM20	TCCR2A
Read/Write	R/W	R/W	R/W	R/W	R	R	R/W	R/W	
Initial Value	0	0	0	0	0	0	0	0	

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.1 – TCCR2A- Timer/ Counter Control Register A

Ainda, destaca-se que para haver sinal no pino 11, deve-se selecionar COM2A1=0, COM2A0=1, considerando como porta normal de operação;

COM2A1	COM2A0	Description
0	0	Normal port operation, OC2A disconnected.
0	1	WGM22=0; Normal port operation, OC0A disconnected WGM22=1; Toggle OC2A on compare match
1	0	Clear OC2A on compare match, set OC2A at BOTTOM, (non-inverting mode)
1	1	Set OC2A on compare match, clear OC2A at BOTTOM, (inverting mode).

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.2 – Comparar modo de saída, *Fast PWM mode*

Para os bits COM2B1 e COM2B0 devemos considera-los como reservados, ou seja, COM2B1=0 E COM2B0=1, enquanto os bits 3 e 2 devem ser atribuídos com 0, logo que são os valores padrões para o processador Atmel ATmega328P presente no microcontrolador.

COM2B1	COM2B0	Description
0	0	Normal port operation, OC2B disconnected.
0	1	Reserved
1	0	Clear OC2B on compare match, set OC2B at BOTTOM, (non-inverting mode)
1	1	Set OC2B on compare match, clear OC2B at BOTTOM, (inverting mode).

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.3 – Comparar modo de saída, *Fast PWM mode*

Por fim, analisando a Quadro (C.4) e almejando um controle preciso o modo de operação CTC torna-se a melhor escolha. Deste modo, são determinados WGM22=0, WGM21=1 e WGM20=0. Assim, os bits para o TCR2A proposto 0b01010010.

Mode	WGM22	WGM21	WGM20	Timer/Counter Mode of Operation	Top	Update of OCRx at	TOV Flag Set on
0	0	0	0	Normal	0xFF	Immediate	MAX
1	0	0	1	PWM, Phase Correct	0xFF	TOP	BOTTOM
2	0	1	0	CTC	OCRA	Immediate	MAX
3	0	1	1	Fast PWM	0xFF	BOTTOM	MAX
4	1	0	0	Reserved	-	-	-
5	1	0	1	PWM, Phase Correct	OCRA	TOP	BOTTOM
6	1	1	0	Reserved	-	-	-
7	1	1	1	Fast PWM	OCRA	BOTTOM	TOP
note	1. Max= 0xFF 2. BOTTOM=0X00						

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.4 – Descrição dos bits para o modo de geração de forma de onda

Por outro lado, a determinação dos bits para TCR2B é apresentado na Quadro(C.5). Para tanto, vale destacar que os bits FOC2A e FOC2B são ativos somente nos modos que não envolvem sinais PWM, ou seja, para tal aplicação os bits 7 e 6 são atribuídos o valor de 0. Ainda, ressalta-se que semelhante aos bits 3 e 2 do TCCR2A, o TCCR2B também haverá bits reservados para o ATmega328P porém neste caso os bits serão 5 e 4.

Bit	7	6	5	4	3	2	1	0	
(0xB0)	FOC2A	FOC2B	-	-	WGM22	CS22	CS21	CS20	TCCR2B
Read/Write	R/W	R/W	R/W	R/W	R	R	R/W	R/W	
Initial Value	0	0	0	0	0	0	0	0	

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.5 – TCCR2B- Timer/ Counter Control Register B

Por fim, resta a determinação o preescalar para os *clocks* dos temporizadores. Este parâmetro está diretamente relacionado com a frequência de saída da onda PWM, para tanto pode-se observar a Equação (C.2)

$$OCR2A = \frac{F_{clk}}{2N F_{OC2A}} - 1, \quad (C.2)$$

onde F_{clk} é a frequência do oscilador (16MHz), N é o pré-escalar (considerado 1 para a aplicação, e conseqüentemente CS22=0, CS21=0 e CS20=1) e F_{OC2A} é a frequência de operação do sistema (40KHz). Sendo assim, para a geração de uma onda de 40KHz atribui-se o valor 199 ao parâmetro OCR2A (pino 11) e ao OCR2B (pino 3).

CS22	CS21	CS20	Description
0	0	0	No clock source (Timer/counter stopped)
0	0	1	$clk_{T2S}/(\text{no prescaling})$
0	1	0	$clk_{T2S}/8(\text{from prescaling})$
0	1	1	$clk_{T2S}/32(\text{from prescaling})$
1	0	0	$clk_{T2S}/64(\text{from prescaling})$
1	0	1	$clk_{T2S}/128(\text{from prescaling})$
1	1	0	$clk_{T2S}/256(\text{from prescaling})$
1	1	1	$clk_{T2S}/1024(\text{from prescaling})$

Fonte: adaptado de https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P_Datasheet.pdf

Quadro C.6 – Descrição de Bit para seleção de Clock