

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
CENTRO TECNOLÓGICO DE JOINVILLE  
CURSO DE ENGENHARIA AEROESPACIAL

VINÍCIUS DA FONSECA PEREIRA

APLICAÇÃO DE MÉTODOS ANALÍTICOS PARA PREVISÃO DO RUÍDO GERADO  
POR MÚLTIPLOS ROTORES

Joinville  
2023

VINÍCIUS DA FONSECA PEREIRA

APLICAÇÃO DE MÉTODOS ANALÍTICOS PARA PREVISÃO DO RUÍDO GERADO  
POR MÚLTIPLOS ROTORES

Trabalho apresentado como requisito para obtenção do título de bacharel em Engenharia Aeroespacial do Centro Tecnológico de Joinville da Universidade Federal de Santa Catarina.

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva

Joinville  
2023

VINÍCIUS DA FONSECA PEREIRA

APLICAÇÃO DE MÉTODOS ANALÍTICOS PARA PREVISÃO DO RUÍDO GERADO  
POR MÚLTIPLOS ROTORES

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi julgado adequado para obtenção do título de bacharel em Engenharia Aeroespacial, na Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico de Joinville.

Joinville (SC), 30 de junho de 2023.

**Banca Examinadora:**

---

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva  
Orientador(a)  
Presidente

---

Prof. Dr. Rafael Gigena Cuenca  
Membro(a)  
Universidade Federal de Santa Catarina - Joinville

---

Prof. Dr. Andrey Ricardo da Silva  
Membro(a)  
Universidade Federal de Santa Catarina - Florianópolis

Dedico este trabalho a Beatriz Cardoso.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço à minha família em especial meus pais, irmãos e padrinhos que cuidaram de mim tanto fisicamente quanto emocionalmente por inúmeros momentos não somente durante a graduação. Agradeço à meus amigos mais próximos que sempre se mostraram disponíveis a ajudar mesmo em momentos difíceis.

Agradeço a todo o suporte do Dr Filipe Dutra da Silva a esse trabalho não somente na orientação mas na preocupação com as dificuldades de solução do trabalho e todo o tempo dedicado para suporte para este.

Também agradeço à Francesco Avallone, Damiano Casalino e Siyang Zhong pela disponibilização de seus resultados experimentais.

## RESUMO

O futuro do transporte urbano está se direcionando a veículos de múltiplos rotores elétricos de aterrissagem e decolagem vertical. Nessas aeronaves, o ruído das hélices e a superposição de ruído entre as pás são fatores significativos. Este trabalho propõe a aplicação de métodos de previsão de ruído do domínio da frequência, baseados nos modelos de Gutin e Deming, no modelo de Barry e Magliozzi e no modelo de Hanson, com baixo custo computacional, para prever o ruído gerado por múltiplos rotores a partir da superposição dos campos de pressão. Os modelos recebem como dados de entrada informações aerodinâmicas supridas pelo método BEMT, que faz o uso combinado da teoria do momento com a teoria do elemento de pá. Para os cálculos, 3 rotinas de código em linguagem Python foram utilizadas, uma que utiliza o software XFOIL para obter curvas aerodinâmicas dos aerofólios e as outras duas que utilizam o método BEMT e os modelos de previsão de ruído. Os métodos foram então validados em comparação com dados experimentais e variações de parâmetros dos modelos foram realizadas. Os resultados do método BEMT se mostraram adequados aos dados experimentais e os de ruído apresentaram proximidade com os dados experimentais para rotores isolados, porém com dificuldades em prever o campo acústico de múltiplos rotores com sincronização de fase.

**Palavras-chave:** Aeroacústica. Método analítico. Múltiplos rotores.

## **ABSTRACT**

The future of urban transportation is heading towards electric multi-rotor vertical take-off and landing vehicles. In these aircraft, the noise generated by the propellers and the overlapping noise between the blades is a significant factor. This study proposes the application of frequency domain noise prediction methods, of models from Gutin and Deming, model of Barry and Magliozzi and model of Hanson, with low computational cost, to predict the noise generated by multiple rotors from the superposition of pressure fields. The models receive aerodynamic input data supplied by the Blade Element Momentum Theory (BEMT) method, which combines the momentum theory with the blade element theory. For the calculations, three Python code routines were used, one utilizing the XFOIL software to obtain aerodynamic profiles of the airfoils, and the other two utilizing the BEMT method and the noise prediction models. The methods were then validated against experimental data, and variations of model parameters were performed. The results of the BEMT method showed good agreement with the experimental data, and the noise predictions exhibited proximity to the experimental data for isolated rotors, but encountered difficulties in predicting the acoustic field of multiple synchronized rotors.

**Keywords:** Aeroacoustics. Analytical method. Multi-rotors.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Diretividade de fontes de som elementares. . . . .	18
Figura 2 – Exemplo de espectro de frequência de ruído tonal. . . . .	20
Figura 3 – Elemento de pá em uma hélice . . . . .	22
Figura 4 – Disco de rotação do rotor . . . . .	23
Figura 5 – Elemento de pá e velocidades atuantes. . . . .	25
Figura 6 – Esquema de escoamento sobre disco atuador. . . . .	27
Figura 7 – Sistema de coordenadas para a previsão de ruído. . . . .	35
Figura 8 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor de Casalino et al. (2021). . . . .	43
Figura 9 – Modelo experimental acústico de Casalino et al. (2021). . . . .	44
Figura 10 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor de Bu et al. (2021). . . . .	45
Figura 11 – Modelo experimental acústico múltiplos rotores de Bu et al. (2021). . . . .	46
Figura 12 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor com dados de APC Propellers (2023). . . . .	47
Figura 13 – Razão de espessura pela corda local ao longo do raio adimensional da pá com dados de APC Propellers (2023). . . . .	47
Figura 14 – Aerofólio ClarkY a 75% do raio da pá comparado com ClarkY convencional. . . . .	48
Figura 15 – Posicionamento dos rotores no sistema de rotores. . . . .	48
Figura 16 – Esquema da matriz de microfones em relação ao centro do conjunto de rotores. . . . .	49
Figura 17 – Posição do sistema de rotores para azimute igual a 0° graus. . . . .	49
Figura 18 – Posição do sistema de rotores para azimute igual a 90° graus. . . . .	50
Figura 19 – Comparação dos coeficientes aerodinâmicos em função de $J$ . . . . .	51
Figura 20 – Comparação do modelo de Adkins e Liebeck (1994) diferentes $\phi_0$ . . . . .	52
Figura 21 – NPS ao longo de $\theta$ comparado com resultados de Casalino et al. (2021). . . . .	54
Figura 22 – Comparação de resultados acústicos rotor isolado com os dados experimentais da HKUST. . . . .	55
Figura 22 – Continuação da comparação de resultados acústicos rotor isolado Bu et al. . . . .	56
Figura 23 – NPS para diferentes distâncias entre os rotores, RPS = 100 e microfone 4, caso Bu et al. (2021). . . . .	57

Figura 24 – Comparação de NPS para diferentes ângulos azimutais e fase entre rotores 0 para experimental de Shao et al. (2022). . . . .	58
Figura 25 – Comparação de NPS para diferentes ângulos azimutais e fase entre rotores 90 para experimental de Shao et al. (2022). . . . .	60

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados de entrada rotina BEMT. . . . .	30
Tabela 2 – Dados de entrada rotina Gutin e Deming. . . . .	36
Tabela 3 – Dados de entrada rotina Barry e Magliozzi. . . . .	37
Tabela 4 – Dados de entrada rotina Hanson. . . . .	37
Tabela 5 – Resultados aerodinâmicos comparados aos dados experimentais. .	52
Tabela 6 – Comparação valores de $T$ e $Q$ para o caso de Shao et al. (2022). .	53
Tabela 7 – Erro entre método e dado experimental de Casalino et al. (2021). .	54

## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	Fator de interferência axial
$a'$	Fator de interferência rotacional
$c$	Corda do aerofólio
$c_0$	Velocidade do som local
$f$	Frequência
$f_n$	Frequência natural do rotor
$h$	Máxima espessura do aerofólio
$k$	Número de onda
$m$	Número do harmônico
$r$	Posição radial do elemento de pá
$t$	Tempo
$x, y, z$	Coordenadas espaciais
$A$	Área do disco atuador
$AC$	Coeficiente para cálculo de Bhaskara
$B$	Número de pás
$C$	Amplitude da onda
$C_d$	Coeficiente de arrasto
$C_l$	Coeficiente de sustentação
$D$	Diâmetro do rotor
$E$	Coeficiente de amplitude para a parcela de seno na série de Fourier
$F$	Fator perda de Prandtl
$J$	Razão de avanço
$J_\nu$	Função de Bessel de primeiro tipo

$NPS$	Nível de Pressão Sonora
$P$	Pressão acústica
$P_{ref}$	Pressão acústica de referência
$P_{rms}$	Raiz da pressão quadrática média
$Q$	Torque
$R$	Raio do rotor
$Re$	Número de Reynolds
$S$	Distância do observador ao centro do rotor
$S_0$	Raio de amplitude
$S_r$	Distância do observador ao centro do rotor no referencial retardado
$T$	Empuxo
$T_f$	Período
$T_{ij}$	Tensor tensão de Lighthill
$V_R$	Velocidade resultante
$V_\infty$	Velocidade do escoamento livre
$W$	Potência
$W_0$	Potência de referência
$Y$	Distância do observador ao eixo do rotor, $\sqrt{y^2 + z^2}$
$\alpha$	Ângulo de ataque
$\alpha_\infty$	Ângulo do escoamento livre com o eixo do rotor
$\beta$	Ângulo de torção
$\theta$	Ângulo do observador em relação ao eixo de rotação do rotor
$\theta_r$	Ângulo do observador em relação ao eixo de rotação do rotor no sistema de coordenadas retardado
$\theta_t$	Ângulo tangencial de posição do observador, $\arctan(z/y)$
$\theta'_r, \theta'_t$	Ângulos $\theta_r$ e $\theta_t$ considerando o efeito do escoamento não axial

$\lambda$	Razão entre velocidades axial e tangencial
$\mu$	Viscosidade
$\nu$	Ordem da função de Bessel
$\xi$	Raio adimensional, $r/R$
$\rho$	Densidade
$\phi$	Ângulo de incidência do escoamento
$\varphi$	Campo potencial de velocidade
$\Omega$	Velocidade angular

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
1.1	Objetivos	16
<b>1.1.1</b>	<b>Objetivo Geral</b>	<b>16</b>
<b>1.1.2</b>	<b>Objetivos Específicos</b>	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b>	<b>17</b>
2.1	Introdução à acústica	17
2.2	Ruído de hélice	18
<b>2.2.1</b>	<b>Ruído de Banda Larga</b>	<b>19</b>
<b>2.2.2</b>	<b>Ruído Tonal</b>	<b>19</b>
2.3	Histórico dos métodos de previsão de ruído	20
2.4	Teoria de ruído de carregamento de Gutin	22
2.5	Método BEMT	24
<b>2.5.1</b>	<b>Teoria de elemento de pá</b>	<b>25</b>
<b>2.5.2</b>	<b>Teoria do Momento</b>	<b>26</b>
<b>2.5.3</b>	<b>Acoplamento</b>	<b>27</b>
2.6	Convergência de métodos iterativos	28
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>29</b>
3.1	Código XFOIL	29
3.2	Rotina BEMT	30
<b>3.2.1</b>	<b>Modelo de Adkins e Liebeck (1994)</b>	<b>31</b>
<b>3.2.2</b>	<b>Modelo apresentado por Heene (2012)</b>	<b>33</b>
3.3	Rotina de previsão de ruído	35
<b>3.3.1</b>	<b>Método Gutin (1936) e Deming (1938)</b>	<b>37</b>
<b>3.3.2</b>	<b>Método Barry e Magliozzi (1971)</b>	<b>38</b>
<b>3.3.3</b>	<b>Método Hanson (1980)</b>	<b>39</b>
3.4	Modelo para múltiplos rotores	41
3.5	Casos de referência para a validação	42
<b>3.5.1</b>	<b>Casalino et al. (2021)</b>	<b>42</b>
<b>3.5.2</b>	<b>Bu et al. (2021)</b>	<b>44</b>
<b>3.5.3</b>	<b>Shao et al. (2022)</b>	<b>46</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>51</b>
4.1	Validação BEMT	51
<b>4.1.1</b>	<b>Comparação com resultados de Casalino et al. (2021)</b>	<b>51</b>
<b>4.1.2</b>	<b>Comparação com resultados da HKUST</b>	<b>52</b>

4.1.3	<b>Comparação com resultados de Shao et al. (2022)</b> . . . . .	53
4.2	Validação dos resultados acústicos para rotor isolado . . . . .	53
4.2.1	<b>Comparação com dados de Casalino et al. (2021)</b> . . . . .	53
4.2.2	<b>Comparação com dados da HKUST</b> . . . . .	54
4.3	Resultados acústicos múltiplos rotores . . . . .	56
4.3.1	<b>Comparação com resultados da HKUST</b> . . . . .	56
4.3.2	<b>Comparação com resultados de Shao et al. (2022)</b> . . . . .	58
5	<b>CONCLUSÕES</b> . . . . .	61
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	63

## 1 INTRODUÇÃO

O grande desafio da aviação até 2050 é adquirir o caráter de zero carbono, assim como previsto na Resolução de Emissão Zero do 77º Encontro da International Air Transport Association (2021). Para isso, uma das alternativas impulsionada nas últimas décadas são os veículos de decolagem e aterrissagem vertical elétricos (eVTOL).

Os eVTOL são impulsionados por múltiplos rotores com um alcance limitado, capaz apenas de transporte urbano e interurbano de cidades próximas. Em contrapartida, o ruído dos rotores é um problema a ser enfrentado para a implementação do eVTOL como um novo nicho de transporte (RIZZI et al., 2020).

De acordo com Sparrow et al. (2019), o ruído sonoro pode causar diversos efeitos negativos à saúde humana, desde incômodos auditivos até distúrbios do sono, problemas cardiovasculares e impacto no aprendizado infantil, tanto aos passageiros quanto nas comunidades do entorno.

A redução de ruído sonoro também favorece as linhas aéreas, já que os passageiros tem buscado por voos em aeronaves silenciosas (HERNICZEK, 2017), e operadores que voam com aeronaves muito ruidosas podem ser multadas pelos aeroportos (INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION, 2009).

Os primeiros a desenvolverem um modelo analítico, com sucesso, para previsão de ruído do rotor foram Gutin (1936), para previsão de ruído devido ao carregamento, e Deming (1938), complementando o modelo com ruído devido a espessura das pás. Outros métodos foram desenvolvidos com base nesses modelos, estendendo-os para outras condições e refinando-os para se adequar aos dados experimentais (METZGER, 1995).

Segundo Metzger (1995), o avanço tecnológico dos computadores permitiu o desenvolvimento e a propagação do uso de métodos acústicos de domínio do tempo como os baseados nas equações de Ffowcs Williams-Hawkings. Esses métodos utilizam de dados aerodinâmicos, frequentemente obtidos por simulações numéricas.

Métodos de domínio da frequência como os baseados nas equações de Gutin (1936) e Deming (1938), necessitam de menos recursos computacionais devido à menor quantidade de dados aerodinâmicos de entrada quando comparado a métodos de domínio do tempo (HERNICZEK et al., 2019). O uso de métodos numéricos complexos, com a modelagem do modelo aerodinâmico é outro fator de dificuldade para métodos de domínio do tempo (SUN; WANG, 2020).

Como apontam Metzger (1995) e HERNICZEK et al. (2019), existe uma grande diversidade métodos de previsão de ruído e uma falta de consolidação das aplicações de cada método e da validação desses com dados experimentais.

Em função disso, neste trabalho apresenta-se a implementação e aplicação dos métodos de previsão de ruído pelas equações de Gutin (1936) e Deming (1938), das equações apresentadas por Barry e Magliozzi (1971) e das equações de Hanson (1980), para um modelo de múltiplos rotores, com dados aerodinâmicos de entrada calculados pela teoria do momento combinada com a teoria do elemento de pá, BEMT - blade element momentum theory (WINARTO, 2004).

## 1.1 OBJETIVOS

### 1.1.1 Objetivo Geral

Prever o ruído tonal gerado por múltiplos rotores com a aplicação de métodos analíticos no domínio da frequência.

### 1.1.2 Objetivos Específicos

- Implementar, validar e comparar diferentes algoritmos para previsão dos dados de entrada aerodinâmicos;
- Validar os modelos implementados por meio de comparações com dados experimentais para rotores isolados em condições estáticas e na presença de escoamento externo;
- Avaliar a aplicabilidade dos modelos para a previsão de ruído gerado por múltiplos rotores.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Primeiramente, são apresentadas nesta seção informações introdutórias da teoria acústica, seguido pelo histórico das teorias de ruído de hélice utilizadas neste documento com uma breve explicação da teoria de Gutin (1936) para previsão de ruído de rotores, esse e os outros métodos serão melhor apresentados e discutidos na seção de Metodologia. Também é exposto o método BEMT para o uso como dado de entrada nos métodos utilizados neste estudo e, para finalizar, apresenta-se conceitos numéricos sobre métodos iterativos.

### 2.1 INTRODUÇÃO À ACÚSTICA

Segundo Bistafa (2011), o som é a sensação produzida no sistema auditivo devido a vibrações de partículas de ar. Neste sentido, o som é caracterizado por uma série de compressões e rarefações de pressão no meio em que se propaga (GERGES, 1992). E o ruído é o som sem harmonia, geralmente associado com uma conotação negativa, ou seja, um som indesejável (BISTAFA, 2011).

Como essa variação de pressão ocorre de maneira oscilatória, o período é então o intervalo de tempo para que a variação da pressão em determinado ponto no espaço complete um ciclo. Mas usualmente se utiliza a frequência,  $f$ , que é o inverso do período,  $T_f$ , conforme a Equação 1 (BISTAFA, 2011).

$$f = 1/T_f \quad (1)$$

Dessa forma uma onda harmônica em um ponto do espaço pode ter sua variação de pressão ao longo do tempo  $t$  representado pela Equação 2, sendo  $C$  a amplitude da onda. Já uma variação de pressão mais complexa pode ser representada como uma sobreposição de diversos harmônicos, de amplitudes  $C_n$  e  $E_n$ , com diferentes frequências na forma de uma série de Fourier Equação 3, (BISTAFA, 2011).

$$P(t) = C \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (2)$$

$$P(t) = \frac{C_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n \cdot \cos(n \cdot 2 \cdot \pi \cdot f) + E_n \cdot \sen(n \cdot 2 \cdot \pi \cdot f)) \quad (3)$$

O estímulo físico que mais bem correlaciona com o sentido de audição humana é a pressão sonora. Uma extensa faixa de pressão sonora é perceptível pela audição humana, do limiar da audição  $2 \cdot 10^{-12} \text{N/m}^2$  ao limiar da dor  $10^2 \text{N/m}^2$ . Por esse motivo, é adotado uma escala logarítmica que seja relativa a audição humana, o decibel (BISTAFA, 2011).

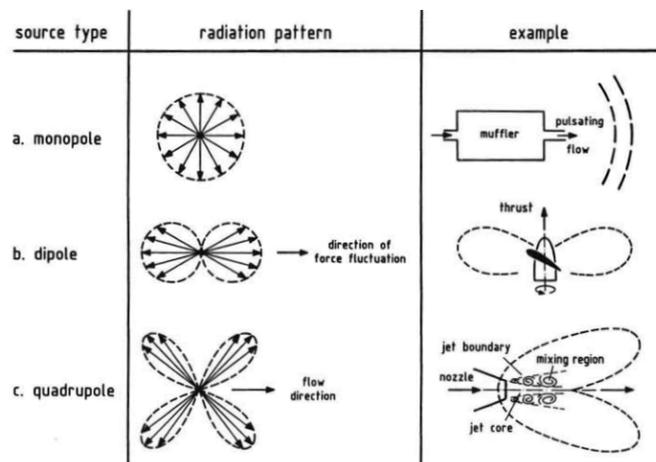
Segundo Bistafa (2011), nessa escala, foi notado por Harvey Fletcher que uma unidade de sensação, 1 dB, é a mínima variação de potência sonora  $W$  detectável pelo sistema auditivo humano em relação a uma potência de referência  $W_0$ , Equação 4. Sendo a potência sonora proporcional ao quadrado da pressão, tem-se a medida física preferencial para se analisar o som, o nível de pressão sonora (NPS) representada pela Equação 5, onde  $P_{rms}$  é a raiz da pressão quadrática média ou pressão RMS.

$$\text{unidade de sensação} = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{W}{W_0} \right) \text{ dB} \quad (4)$$

$$NPS = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{rms}^2}{P_{ref}^2} \right) = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{rms}}{P_{ref}} \right) \text{ dB} \quad (5)$$

Devido a natureza de cada fonte sonora, o som pode possuir uma direção preferencial para se propagar, uma diretividade de radiação. A origem da fonte também é algo crucial na diretividade da onda sonora. Para facilitar a modelagem da diretividade sonora e a origem da fonte, são utilizados padrões de diretividade de emissores de som elementares como mostra a Figura 1 (RUIJGROK, 1993).

Figura 1 – Diretividade de fontes de som elementares.



Fonte: Ruijgrok (1993, p. 23).

O monopolo se assemelha a casos onde se ocorre escoamento pulsante como por exemplo em uma exaustão, o dipolo está associado às flutuações de forças e o quadrupolo ocorre em casos de escoamentos turbulentos livres (RUIJGROK, 1993).

## 2.2 RUÍDO DE HÉLICE

A hélice pode ser descrita genericamente como um dispositivo composto de pás que rotaciona em seu eixo. A interação de sua estrutura com o ar gera ruído por

três fontes principais, ruído tonal ou harmônico, ruído de banda larga e ruído de fontes não lineares (HUBBARD, 1991).

As fontes não lineares são representadas por quadrupolos e se tornam mais relevantes quando a ponta das pás alcança regime sônico ou supersônico devido a geração de ondas de choque. As fontes não lineares não são consideradas ao longo deste trabalho por nenhum caso sônico ou supersônico estar sobre análise (HUBBARD, 1991).

### 2.2.1 Ruído de Banda Larga

De acordo Haddaoui (2019), o ruído de banda larga está ligado a turbulência no escoamento, abrange uma grande faixa de frequências e possui natureza aleatória, previsto frequentemente por métodos semi-empíricos. Ele é gerado devido às flutuações de pressão sobre a superfície e bordo de fuga das pás dos rotores.

Essas flutuações podem ocorrer pela interação entre a pá e um escoamento já turbulento e por descolamento de vórtices das pontas e bordos de fuga das pás dos rotores. Esse ruído é muitas vezes considerado pequeno quando comparado ao ruído tonal, por isso este trabalho se propõe a se dedicar nos modelos de ruído tonal (HADDAOUI, 2019).

### 2.2.2 Ruído Tonal

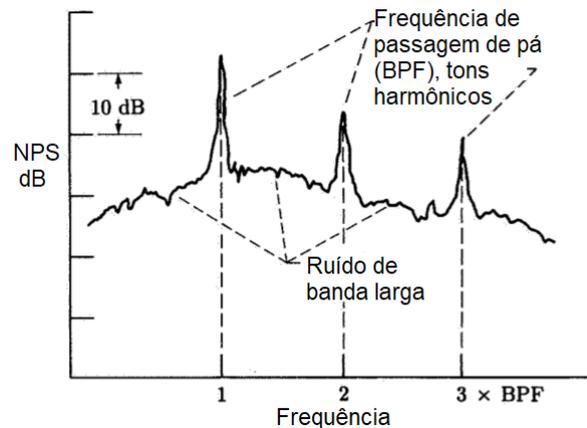
O ruído tonal tem sua origem ligada ao movimento periódico da pá que causa deslocando do fluido por conta da geometria da pá e devido as forças aerodinâmicas que as pás exercem sobre o fluido (HADDAOUI, 2019). A frequência de passagem de pá, BPF, também chamada de frequência fundamental do rotor,  $f_n$ , depende do número de pás no rotor  $B$  e da velocidade angular do mesmo  $\Omega$ , (Equação 6).

$$f_n = B \cdot \Omega \quad (6)$$

Desse modo, o ruído tonal apresenta picos no espectro da frequência para os diferentes harmônicos que são múltiplos da frequência fundamental. A Figura 2 exemplifica tal espectro e o distingue do ruído de banda larga, note também que quanto maior o harmônico, menor é a seu NPS (HUBBARD, 1991).

O ruído que é causado pelo deslocamento do fluido com a geometria da pá é chamado de ruído de espessura. Está diretamente ligado ao volume da pá e pode ser modelado como fonte do tipo monopolo, devido a características de expansão do volume de fluido pelo movimento de pá. Como a flutuação não é a mesma sobre toda a pá do rotor esse ruído é na verdade descrito como um disco de monopolos (HADDAOUI, 2019).

Figura 2 – Exemplo de espectro de frequência de ruído tonal.



Fonte: Adaptado de Hubbard (1991).

Haddaoui (2019) detalha, o ruído devido ao carregamento aerodinâmico é chamado de ruído de carregamento. O campo de pressão gerado pelo empuxo e torque da pá induz flutuações devido ao movimento periódico do rotor sendo mais significativo que o ruído de espessura em velocidades baixas e moderadas. Como é uma flutuação de forças sobre o fluido esse pode ser representado como uma fonte do tipo dipolo.

### 2.3 HISTÓRICO DOS MÉTODOS DE PREVISÃO DE RUÍDO

Os métodos de previsão de ruído são tipicamente divididos em duas categorias, métodos de domínio do tempo e de domínio da frequência. Os métodos de domínio do tempo são historicamente mais recentes e derivados da analogia de Lighthill (1952) e os de domínio da frequência advém historicamente das equações de Gutin (1936) e Deming (1938) (HERNICZEK, 2017).

Lighthill parte da forma diferencial da continuidade e da conservação de momento de um fluido. Considera um tensor como a fonte sonora para as flutuações no campo de pressão e densidade  $\rho$  ao longo do espaço e do tempo, sendo também dependente da velocidade do som local  $V_s$  (LIGHTHILL, 1952). Essa equação foi estendida por Curle (1955), considerando a presença e superfícies sólidas no escoamento, e por Ffows Williams e Hawkins (1969), levando em consideração a presença de superfícies móveis.

Como discorre Sun e Wang (2020), ela é utilizada em conjunto com métodos numéricos como CFD para se obter um campo aerodinâmico que se comportará como gerador de ruído e em seguida se resolve a equação de acústica para se encontrar a propagação das flutuações. Essa é uma das dificuldades de se utilizar métodos de domínio do tempo, a necessidade de simulações aerodinâmicas, frequentemente complexas, para se adquirir uma solução acústica.

Para os métodos de domínio da frequência, Gutin (1936) foi o primeiro a corretamente modelar o ruído de carregamento de uma hélice. Modelando as forças aerodinâmicas dos elementos de pá ao longo de todo rotor, considerando geometrias simples para o rotor, aerofólio simétrico sem ângulo de ataque e rotor sem movimento de translação relativo ao observador, ou seja, em posição estática.

Já Deming (1938) foi pioneiro na descrição do ruído de espessura, também considerando geometria simples, rotor em posição estática e, similar à Gutin, distribui anéis como fonte de ruído para representar as pás dos rotores. Este ruído é causado pela velocidade normal à pá devido ao deslocamento do fluido com a passagem da hélice.

Segundo Metzger (1995), os trabalhos de Barry e Magliozzi (1971), Garrick e Watkins (1953) e Arnoldi (1956) seguiram no avanço da teoria acústica para domínio da frequência após Gutin e Deming. Barry e Magliozzi (1971) apresentaram evoluções dos trabalhos de Garrick e Watkins (1953) para ruído de carregamento e de Arnoldi (1956) para o ruído de espessura com um método para ruído de rotor de baixa velocidade de ponta de pá e incluindo o efeito de torção das pás.

Garrick e Watkins (1953) construíram o método onde se assume o carregamento no aerofólio do elemento de pá aplicado em 80% da corda requerendo como dado de entrada a geometria da hélice e as condições de operação, potência velocidade de rotação e velocidade de voo. Arnoldi (1956) apresentou uma formulação de ruído de espessura como fonte uma distribuição de fontes monopolo ao longo da envergadura da pá (METZGER, 1995).

Conforme discorre Metzger (1995), Hanson publicou diversos trabalhos entre 1976 e 1985 como autor solo ou coautor realizando contribuições tanto para métodos no domínio do tempo quanto no domínio da frequência, primeiramente trabalhou com as equações de Lighthill (1952) em diversos artigos trabalhando nos efeitos de ruído em alta velocidade. Considerou os termos de quadrupolo e efeitos de enflexamento das pás além de ponderar a velocidade de avanço do rotor propondo uma superfície geradora de ruído como uma superfície helicoidal ao invés do disco estático (METZGER, 1995).

Hanson (1980) também avançou as teorias de Garrick e Watkins (1953) e de Arnoldi (1956) apresentando um método no domínio da frequência incluindo efeitos de enflexamento e escoamento não axial, também considerando as superfícies helicoidais para efeito do avanço do rotor (HERNICZEK, 2017).

Os métodos de previsão de ruído no domínio da frequência também necessitam de dados aerodinâmicos de entrada. Mas diferentemente dos de domínio do tempo que requerem um campo aerodinâmico ao longo do tempo como dados de entrada, métodos como o de Barry e Magliozzi (1971) necessitam apenas das distribuições de empuxo e torque que podem ser discretizadas pelo método BEMT. Logo, uma das

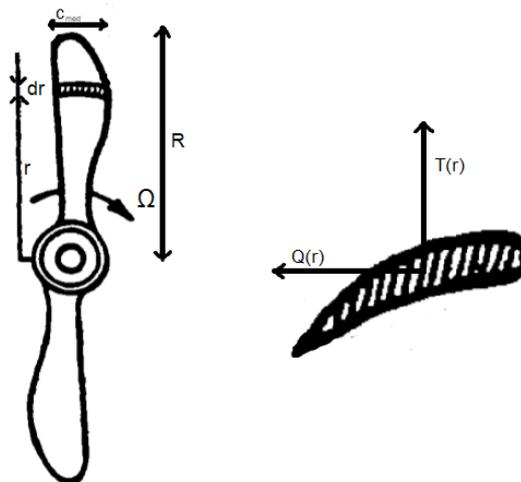
vantagens de se utilizar do domínio da frequência é o menor custo computacional (HERNICZEK, 2017).

## 2.4 TEORIA DE RUÍDO DE CARREGAMENTO DE GUTIN

Esta seção trata da teoria utilizada para a formulação da equação de pressão devido ao ruído de carregamento por Gutin (1936), apesar desse trabalho utilizar de outros métodos e de ser apresentado as equações na metodologia, é interessante entender as considerações para a teoria base de previsão de ruído de rotor.

Gutin inicia assumindo que a força resultante sobre a pá de uma hélice, pode ser determinado pela a integração das forças que geram o empuxo  $T(r)$  e torque  $Q(r)$  sobre toda a pá multiplicado pelo número de pás como mostra a Figura 3 e Equações 7 e 8.

Figura 3 – Elemento de pá em uma hélice



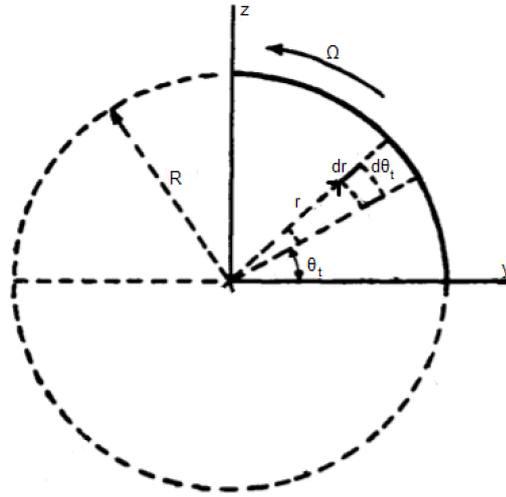
Fonte: Adaptado de Gutin (1936).

$$T = B \cdot \int_0^R T(r) \cdot dr \quad (7)$$

$$Q = B \cdot \int_0^R Q(r) \cdot r \cdot dr \quad (8)$$

No disco onde ocorre a rotação das pás, a força sofrida pelas pás passa de forma periódica por um elemento de disco  $dr \, d\theta_t$ , conforme a Figura 4, no plano de rotação. Como essas forças passam de forma periódica, pela perspectiva do elemento de disco podem ser representadas como uma função periódica como uma série de Fourier, para o empuxo pode ser descrita como Equação 9 (GUTIN, 1936).

Figura 4 – Disco de rotação do rotor



Fonte: Adaptado de Gutin (1936).

$$T_{disc}(t) = C_0 + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cdot \cos(m \cdot \Omega \cdot t - m \cdot B \cdot \theta_t - \eta_{Tm}) \quad (9)$$

Onde  $\Omega$  é a velocidade angular e  $\eta_{Tm}$  para o primeiro harmônico é menor que  $(2 \cdot m \cdot \pi \cdot t_a \cdot f)$ , sendo  $t_a$  é o tempo o qual o elemento de disco sofre com a força, igualado a  $c_{med}/(r \cdot \Omega)$ , e  $f$  a frequência em que a pá passa sobre o elemento de disco que é igual a  $(B \cdot \Omega)/(2 \cdot \pi)$ . As equações para o torque podem ser desenvolvidas de forma análoga. As constantes  $C_m$  são obtidas conforme a Equação 10.

$$C_m = \frac{2}{m \cdot \pi} \cdot T(r) \cdot \frac{R}{c_{med}} \cdot \text{sen}(m \cdot \pi \cdot t_a \cdot f) \cdot dr \cdot d\theta_t \quad (10)$$

Sendo o eixo x perpendicular ao eixo de rotação e no sentido contrário ao escoamento incidente ao rotor, as forças nas direções  $x, y, z$  sobre o elemento de disco podem ser representadas pela Equação 11, isso assumindo o primeiro harmônico o que cumina em  $\text{sen}(m \cdot \pi \cdot t_a \cdot f)$  ser pequeno e conseqüentemente igual a  $(m \cdot \pi \cdot t_a \cdot f)$  (GUTIN, 1936).

$$\begin{cases} F_x = -\frac{B}{\pi} \cdot T(r) \cdot \exp(i \cdot k \cdot V_s \cdot t - m \cdot B \cdot \theta_t - \eta_{Tm}) \cdot dr \cdot d\theta_t \\ F_y = -\frac{B}{\pi} \cdot Q(r) \cdot \text{sen}(\theta_t) \cdot \exp(i \cdot k \cdot V_s \cdot t - m \cdot B \cdot \theta_t - \eta_{Qm}) \cdot dr \cdot d\theta_t \\ F_z = \frac{B}{\pi} \cdot Q(r) \cdot \cos(\theta_t) \cdot \exp(i \cdot k \cdot V_s \cdot t - m \cdot B \cdot \theta_t - \eta_{Qm}) \cdot dr \cdot d\theta_t \end{cases} \quad (11)$$

A variável que representa o número de onda,  $k$ , é definida como  $(m \cdot B \cdot \Omega)/V_s$ . A magnitude da pressão sonora pode ser obtido pela derivação do campo potencial de velocidades  $\varphi$  conforme a Equação 12. Dessa forma, o campo  $\varphi$  pode ser obtido pela Equação 13 a partir das forças da fonte, Equação 11.

$$P = \rho \cdot \left| \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| \quad (12)$$

$$\varphi = -\frac{1}{4 \cdot \pi \cdot k \cdot \rho \cdot V_s} \cdot \left( F_x \frac{\partial}{\partial x} + F_y \frac{\partial}{\partial y} + F_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \frac{\exp(-i \cdot k \cdot S)}{S} \quad (13)$$

De acordo com Gutin (1936), resolvendo as Equações 12 e 13 assumindo campo distante para facilitar a integração em  $d\theta_t$ , resulta na Equação 14.  $S$  é a distância do observador ao centro de rotação do rotor e  $\theta$  é o ângulo que  $S$  faz com o eixo  $x$ .

$$P = \frac{m \cdot B \cdot \Omega}{2 \cdot \pi \cdot V_s \cdot S} \cdot \int_0^R \left( -\frac{dT}{dr} \cdot \cos(\theta) \cdot \exp(-i \cdot \eta_{Tm}) + \frac{dQ}{dr} \cdot \frac{V_s}{\Omega \cdot r^2} \cdot \exp(-i \cdot \eta_{Qm}) \right) \cdot J_{mB}(k \cdot r \cdot \sen(\theta)) \cdot dr \quad (14)$$

O termo  $J_{mB}$  é uma função de Bessel de primeiro tipo. Tipos especiais dessa função foram inicialmente estudadas por Euler, Lagrange e Bernoulli, mas foi primeiramente utilizada por F. W. Bessel para descrever dinamica de 3 corpos em estudos planetários. Essa função é a solução da equação de segunda ordem, Equação 15, que podem aparecer em diferentes situações da física e tem a forma dada pela Equação 16 onde  $\Gamma$  é a função gama (NIEDZIELA, 2008).

$$x^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + x \cdot \frac{dy}{dx} + (x^2 + \nu^2) \cdot y = 0 \quad (15)$$

$$y = J_\nu(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\Gamma(n+1) \cdot \Gamma(n+\nu+1)} \cdot \left(\frac{x}{2}\right)^{2n+\nu} \quad (16)$$

## 2.5 MÉTODO BEMT

Como este estudo utilizará de métodos no domínio da frequência, informações sobre a distribuição das forças sobre a pá é necessária para se prever o ruído de rotores. O BEMT foi então selecionado para se calcular esses valores de entrada para a previsão acústica sendo brevemente discutido nesta seção. De acordo com Winarto (2004), o BEMT é um método híbrido que combina princípios da teoria do elemento de pá e da teoria do momento acoplado a solução entre elas.

### 2.5.1 Teoria de elemento de pá

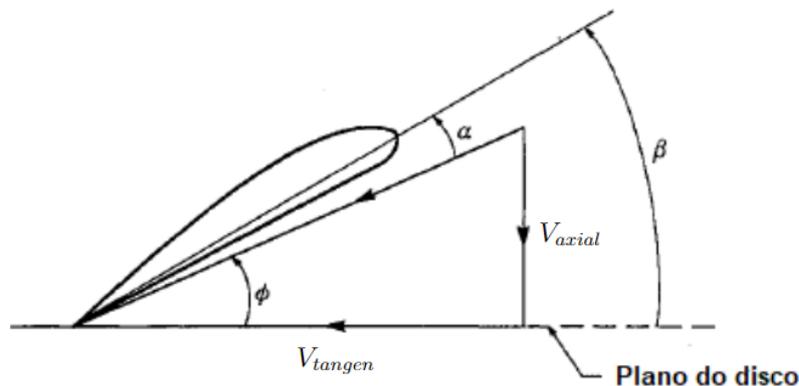
Proposta inicialmente por Stefan Drzewiecki entre 1892 e 1920, essa teoria assume que as pás dos rotores podem ser divididas em diversas seções. Em cada seção as forças aerodinâmicas são calculadas, empuxo e arrasto, de acordo com a magnitude e direção das velocidades locais locais em cada elemento (GUDMUNDSSON, 2018).

A soma dessas forças aerodinâmicas determina as propriedades do rotor como um todo. As seções das pás podem apresentar variação de aerofólio, ângulo geométrico e espessura ao longo da envergadura, esses fatores são todos considerados por esse método (GUDMUNDSSON, 2018).

Cada elemento de pá sofre forças aerodinâmicas causadas devido ao escoamento com velocidade resultante  $V_R$ , representada pela Equação 17, devido tanto a rotação quanto ao escoamento livre. A Figura 5 mostra  $V_R$  como a velocidade resultante das componentes axial,  $V_{axial}$ , e tangencial,  $V_{tangen}$ .

$$V_R = \sqrt{V_{axial}^2 + V_{tangen}^2} \quad (17)$$

Figura 5 – Elemento de pá e velocidades atuantes.



Fonte: Adaptado de Adkins e Liebeck (1994, p. 02).

Os métodos BEMT utilizados no presente trabalho definem de forma diferente  $V_{axial}$  e  $V_{tangen}$  em função da velocidade de escoamento livre e de rotação, por conveniência as equações na sequência seguiram a formulação apresentado por Winarto (2004) que é a mesma utilizada pelo método Adkins e Liebeck (1994).

Segundo Winarto (2004),  $V_{axial}$  pode ser representado como função da velocidade de escoamento livre,  $V_\infty$ , e o fator de interferência axial  $a$  conforme demonstra a Equação 18. Já  $V_{tangen}$ , pode ser representado como função da posição radial  $r$ , do fator de interferência rotacional  $a'$  e a velocidade angular  $\Omega$ , Equação 19

$$V_{axial} = V_{\infty} \cdot (1 + a) \quad (18)$$

$$V_{tangen} = \Omega \cdot r \cdot (1 + a') \quad (19)$$

As Equações 20 e 21 são as que determinam o empuxo  $dT$  e torque  $dQ$  sofrido pelo elemento de pá. A velocidade resultante  $V_R$  é representada em função de  $V_{\infty}$ ,  $\Omega$  e fatores  $a$  e  $a'$  pela Equação 22, (WINARTO, 2004).

$$dT = \frac{\rho \cdot V_R^2 \cdot B \cdot c(C_l \cdot \cos(\phi) - C_d \cdot \sin(\phi))}{2} \cdot dr \quad (20)$$

$$dQ = \frac{\rho \cdot V_R^2 \cdot B \cdot c(C_l \cdot \sin(\phi) + C_d \cdot \cos(\phi))}{2} \cdot r \cdot dr \quad (21)$$

$$V_R = \sqrt{V_{\infty}^2 \cdot (1 + a)^2 + (r \cdot \Omega)^2 \cdot (1 - a')^2} \quad (22)$$

As Equações 20 e 21 dependem de características do aerofólio, sendo a corda  $c$  e os coeficientes aerodinâmicos de sustentação  $C_l$  e arrasto  $C_d$ . Os fatores  $a$  e  $a'$  estão relacionados ao incremento de velocidade que é induzida sobre o elemento e que não são conhecidos assim como o ângulo de incidência do escoamento  $\phi$ , mas que podem ser determinados com a aplicação da teoria de momento (WINARTO, 2004).

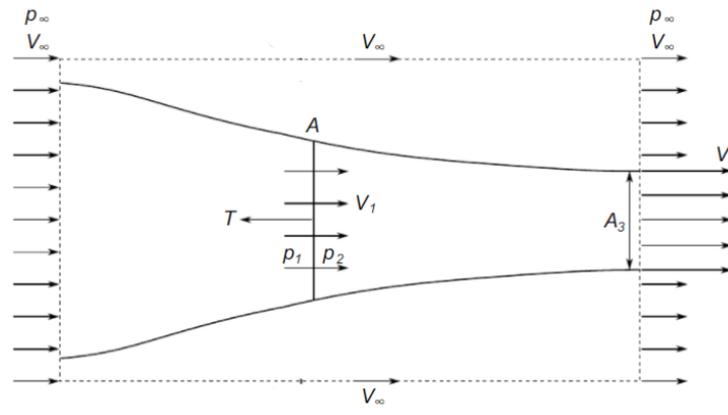
### 2.5.2 Teoria do Momento

De acordo com Winarto (2004), a teoria do momento foi proposta inicialmente por Rankine (1865). Nela o rotor é idealizado como um disco atuador, Figura 6, velocidade é imediatamente a montante e a jusante do disco são as mesmas, existe uma descontinuidade na pressão no disco e se desconsidera efeitos compressíveis e perdas viscosas. O empuxo sobre o disco é descrito então pela conservação de vazão mássica, Equação 23, e junto com a equação de Bernoulli obtém se a relação entre as velocidade na Equação 24.

$$T = \rho \cdot A \cdot V_1 \cdot (V_3 - V_{\infty}) \quad (23)$$

$$V_1 = \frac{V_3 - V_{\infty}}{2} \quad (24)$$

Figura 6 – Esquema de escoamento sobre disco atuator.



Fonte: Adaptado de Deters, Ananda e Selig (2015).

O empuxo do rotor  $T$  depende então da densidade do fluido  $\rho$ , área do disco  $A$  e das velocidades das regiões, escoamento livre  $V_\infty$ , no rotor  $V_1$  e após a interferência do rotor  $V_3$ . Por essa teoria também fica mais claro a existência do fator  $a$  que é descrito pela Equação 25 (WINARTO, 2004).

$$a = \frac{V_1 - V_\infty}{V_\infty} \quad (25)$$

Por fim, obtém-se a Equação 26 a partir das Equações 24, 25 e 23 sobre um diferencial de área ( $2 \cdot \pi r \cdot dr$ ), sendo  $r$  o raio onde se localiza o elemento no disco. Nela se aplica também o fator de perda de Prandtl  $F$  devido a perda de momento na direção radial. Para a reação do torque a Equação 27 é construída de maneira análoga a Equação 26 (WINARTO, 2004).

$$\frac{dT}{dr} = 2\pi r \rho V_\infty (1 + a)(2V_\infty a F) \quad (26)$$

$$\frac{dQ}{dr} = 2\pi r^2 \rho V_\infty (1 - a')(2\Omega r a' F) \quad (27)$$

### 2.5.3 Acoplamento

Os irmãos Wright foram os primeiros a combinar as duas teorias para buscar realizar o projeto de rotores para aeronaves (WALD, 2006). As correções feitas por Goldstein (1929) e Prandtl (1927) na teoria foram fatores importantes para aumentar a acurácia do modelo (HEENE, 2012). Como explica Winarto (2004), os resultados do método são obtidos igualando as distribuições de torque e empuxo obtidas pela teoria do momento e do elemento de pá, iterando até que haja convergência nos valores de  $dT/dr$ ,  $dQ/dr$  para ambas as teorias.

## 2.6 CONVERGÊNCIA DE MÉTODOS ITERATIVOS

Alguns conceitos sobre a convergência de métodos numéricos devem ser mencionados para a compreensão dos códigos a serem apresentados na metodologia e dos valores numéricos assumidos para a acurácia numérica destes.

De acordo com Hamming (1973), métodos numéricos realizam manipulações numéricas para se alcançar a convergência do valor buscado a partir de aplicar uma estimativa inicial do valor a ser calculado e recalculando em diferentes iterações. Uma das maneiras de se medir a acurácia do resultado numérico é pelo cálculo do erro entre iterações. Pode-se considerar aceitável o resultado do método quando este erro alcançar um valor pré determinado, ou seja, um critério de convergência.

Fator de relaxação é outro conceito numérico importante para se a convergência, Hamming (1973) argumenta que o fator de relaxação é uma forma de conter o resultado de divergir da solução. O fator de relaxação  $\omega$  é utilizado na atualização da variável iterativa como mostra a Equação 28, sendo uma variável qualquer  $x_{k+1}$  e o resíduo  $R_{k+1}$ , que pode ser o erro entre as iterações, calculada na iteração  $k + 1$

$$x_{k+1} = x_k + \omega \cdot R_{k+1} \quad (28)$$

### 3 METODOLOGIA

Para extrair resultados, duas rotinas de código foram necessárias, uma para se obter dados aerodinâmicos utilizando o BEMT e uma para prever ruído de rotores isolados ou múltiplos rotores. Além destes, foi implementado um código em linguagem Python que apenas utiliza do software XFOIL (DRELA, M. AND YOUNGREN H., 1989) para gerar o input de  $C_l$  e  $C_d$  para diferentes valores de Reynolds e ângulos de ataque a partir da geometria do aerofólio.

Duas versões do método BEMT foram utilizadas, ambas implementadas em linguagem Python. A primeira baseia-se no trabalho de Adkins e Liebeck (1994), já implementada em Octave por Xavier (2022), e a segunda baseia-se no trabalho de Heene (2012). A diferença entre os dois modelos está na forma de cálculo das velocidades induzidas. Os códigos foram validados por meio de comparações com os dados experimentais de Casalino et al. (2021) e Bu et al. (2021).

O modelo apresentado por Adkins e Liebeck (1994) calcula os valores dos fatores de interferência para recalculer o ângulo  $\phi$  e assim obter a velocidade resultante. Já o modelo apresentado por Heene (2012) calcula a velocidade induzida diretamente, sem precisar dos fatores  $a$  e  $a'$ , a partir de um sistema não linear, e com esses valores calcula a velocidade resultante.

A rotina de múltiplos rotores foi desenvolvida a partir das equações dos métodos de previsão de ruído de Gutin (1936) e Deming (1938), do método de Barry e Magliozzi (1971) e do método de Hanson (1980). Implementou-se o modelo de ruído para um único rotor a partir das equações apresentadas por Herniczek (2017) e validadas com dados experimentais de Casalino et al. (2021) e de Bu et al. (2021).

Uma adaptação para múltiplos rotores foi feita assumindo a sobreposição do campo de pressão gerado pelos rotores por esses métodos e comparando os resultados aos dados experimentais de Shao et al. (2022) e Bu et al. (2021).

#### 3.1 CÓDIGO XFOIL

Para utilizar do modelo BEMT, é necessário conhecer as curvas de  $C_l$  e  $C_d$  para o aerofólio do rotor. O código em Python auxiliar foi utilizado para simular no software XFOIL (DRELA, M. AND YOUNGREN H., 1989) e gerar uma matriz para cada coeficiente. Nesta matriz, os coeficientes são armazenados para diferentes ângulos de ataque nas linhas da matriz e para diferentes números de Reynolds nas colunas.

Em alguns ângulos de ataque e números de Reynolds, não foi possível atingir convergência. Nestes casos, para eliminar vazios na matriz, os resultados não convergidos são substituídos por interpolações lineares dos valores vizinhos na

matriz. Caso esses pontos em que não ocorreram a convergência estejam nos limites de ângulo de ataque e número de Reynolds da matriz, a interpolação não ocorre e todos os resultados para aquele ângulo de ataque são apagados da matriz.

### 3.2 ROTINA BEMT

Ambos os modelos utilizados necessitam de alguns dados de entrada sobre a geometria da pá, condições de operação do problema e valores para a iteração numérica. Esses dados de entrada estão listados na Tabela 1. Perceba que é necessário conhecer as curvas de  $C_l$  e  $C_d$  do aerofólio, estas curvas são fornecidas pelo código XFOIL a partir da geometria do aerofólio para diferentes números de Reynolds.

Tabela 1 – Dados de entrada rotina BEMT.

Tipo	Dado
Numérico	Número de seções da pá
	Fator de relaxação
	Erro aceitável para fim de iteração
	Máximo número de iterações
	Estimativa inicial da variável iterativa $[\phi_0, V_a, V_{a'}]$
	Estimativa inicial do número de Reynolds $[Re_0]$
Geométrico	Número de pás $[B]$
	Diâmetro do rotor $[D]$
	Torção local da pá $[\beta]$
	Corda local da pá $[c]$
	Posição radial de cada elemento $[r]$
Físico	Curva de $C_l$ x alfa diferentes Reynolds do aerofólio
	Curva de $C_d$ x alfa diferentes Reynolds do aerofólio
	Velocidade de rotação do rotor $[\Omega]$
	Densidade do ar ambiente $[\rho]$
	Viscosidade do ar ambiente $[\mu]$
	Velocidade do escoamento axial ao rotor $[V_\infty]$

Fonte: Autor (2023).

Para se prever o empuxo e a potência de forma numérica pelo método BEMT é necessário discretizar o rotor por um número finito de elementos de pá, percebeu-se que um número de 20 elementos era suficientemente grande para se obter resultados compatíveis com dados experimentais após perceber mudanças insignificantes com o aumento do número de elementos nas simulações.

Para a convergência numérica também é necessário um fator de relaxação, o critério de convergência para o erro entre as iterações e um número máximo de iterações que foram considerados como 0,08,  $10^{-12}$  e 500, respectivamente. Para realizar os primeiros cálculos da iteração, a rotina BEMT necessita de uma estipulação inicial para o número de Reynolds local e para a variável iterativa,  $\phi_0$  para o modelo de

Adkins e Liebeck (1994) e  $V_a, V_{a'}$  para Heene (2012).

O número de Reynolds inicial foi calculado em função da velocidade de rotação no elemento de pá e da corda local como dimensão característica conforme a Equação 29.

$$Re_0 = \frac{\rho \cdot \Omega \cdot r \cdot c}{\mu} \quad (29)$$

O modelo de Adkins e Liebeck (1994) se mostrou sensíveis a estimativa inicial  $\phi_0$  a depender das condições físicas. Uma estimativa que pode ser utilizada é a razão entre as velocidades axial e tangencial  $\lambda = V/(\Omega \cdot R)$  conforme indica Adkins e Liebeck (1994) pela Equação 30. Entretanto, também foi utilizado valores de  $\phi_0$  calculado em condições físicas similares para alguns resultados.

$$\phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \quad (30)$$

Os dados de ângulo de torção, corda e a posição radial de cada elemento de pá são armazenados em arrays com tamanho igual ao número de elementos discretizados. Já os valores físicos são obtidos a partir das condições do problema e as curvas de  $C_l$  e  $C_d$  são obtidas a partir do uso do software XFOIL (DRELA, M. AND YOUNGREN H., 1989) e o dado modelo de aerofólio usado na pá do rotor.

Para o caso Shao et al. (2022), onde a pá do rotor possui diferentes aerofólios ao longo de sua envergadura, um aerofólio base foi utilizado assumindo o aerofólio de um elemento à 70% do raio total da pá, que possui uma razão de espessura próxima da média de todos ao longo do raio da pá. Ambos os modelos oferecem como saída a variação de empuxo e torque ao longo do raio do rotor, pois esta informação servirá como dado de entrada para os métodos de previsão de ruído.

### 3.2.1 Modelo de Adkins e Liebeck (1994)

Perceba que o método do BEMT necessita da convergência entre as equações da teoria de elemento de pá e da teoria do momento. Se igualarmos as derivadas  $dT/dr$  das Equações 20 e 26 e isolarmos o fator  $a$ , obtemos a Equação 31, de maneira análoga para  $dQ/dr$  isolando  $a'$  obtém se a Equação 32.

$$a = \frac{\sigma \cdot K}{F - \sigma \cdot K} \quad (31)$$

$$a' = \frac{\sigma \cdot K'}{F + \sigma \cdot K'} \quad (32)$$

E as constantes  $\sigma$ ,  $K$  e  $K'$  são definidas como mostra as Equações 33, 34 e 35 respectivamente. Já para o fator de Prandtl, Adkins e Liebeck (1994) o definem como a Equação 36, sendo  $\phi_t$  o ângulo de incidência do escoamento na ponta, atribuído pela Equação 37, que depende da razão  $\xi$  que é igual ao raio local sobre o raio do rotor,  $r/R$ .

$$\sigma = \frac{B \cdot c}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad (33)$$

$$K = \frac{C_l \cdot \cos(\phi) - C_d \cdot \sin(\phi)}{4 \cdot \sin^2(\phi)} \quad (34)$$

$$K' = \frac{C_l \cdot \sin(\phi) + C_d \cdot \cos(\phi)}{4 \cdot \cos(\phi) \cdot \sin(\phi)} \quad (35)$$

$$F = (2/\pi) \cdot \arccos \left( \exp \left( -\frac{(B/2) \cdot (1 - \xi)}{\sin(\phi_t)} \right) \right) \quad (36)$$

$$\phi_t = \arctan(\tan(\phi) \cdot \xi) \quad (37)$$

O cálculo de  $\phi_t$  está em função do ângulo de incidência do escoamento  $\phi$ , partir da Figura 5 pode-se defini-lo como a Equação 38. Porém, perceba que na ponta  $\xi = 1$  o fator  $F = 0$  e conseqüentemente  $a = -1$  e  $a' = 1$  o que é fisicamente impossível, então é sugerido limitar os valores para 0.7 que é obtido de uma relação empírica de Viterna e Janetzke (1982).

$$\phi = \arctan \left( \frac{V_\infty \cdot (1 + a)}{\Omega \cdot r \cdot (1 - a')} \right) \quad (38)$$

Com isso, o laço iterativo é voltado à variável  $\phi$  e segue a seguinte sequência:

1. Estimar o ângulo de ataque  $\alpha$  a partir da subtração do ângulo geométrico  $\beta$  e o ângulo  $\phi$  da iteração anterior.
2. Calcular  $C_l$  e  $C_d$  a partir da interpolação da matriz gerada pelo código que simula com XFOIL para os valores de  $Re$  da iteração anterior e  $\alpha$ .
3. Obter os valores das constantes das Equações de 33 a 37 para calcular os fatores  $a$  e  $a'$  pelas Equações 31 e 32.

4. Calcular o novo valor de  $\phi$  pela Equação 38 utilizando relaxação e recalculando o Reynolds local pelo valor de  $V_R$  da Equação 22.
5. Verificar convergência, caso não convergido ou atingido o número máximo de iterações, repetir o laço.

Com valores  $\phi$ ,  $C_l$ ,  $C_d$  e  $V_R$  conhecidos, determinar o valor de  $dT/dr$  e  $dQ/dr$  necessita apenas da aplicação destes nas Equações 20 e 21. Este modelo possui um problema de convergência quando a velocidade de escoamento axial é próxima de zero devido a Equação 38 onde o ângulo  $\phi$  não converge.

### 3.2.2 Modelo apresentado por Heene (2012)

O modelo apresentado por Heene (2012), não utiliza os fatores de interferência  $a$  e  $a'$ , mas sim adiciona um valor de acréscimo de velocidade induzida diretamente, como mostra as Equações 39 e 40. Na discretização de Heene (2012) ele utiliza uma velocidade de escoamento não paralela ao eixo do rotor, mas para esse trabalho não será considerado essa possibilidade e por tanto as equações apresentadas serão simplificadas.

$$V_{axial} = V_{\infty} + V_a \quad (39)$$

$$V_{tangen} = \Omega \cdot r - V_{a'} \quad (40)$$

Dessa forma, para as equações de empuxo e torque pela teoria de elemento de pá, Equações 20 e 21, a velocidade resultante  $V_R$  utilizada passa a ser Equação 41 e o ângulo  $\phi$  passa a ser dado pela Equação 42. Já pela teoria do momento as equações de empuxo e torque, Equações 26 e 27, se tornam as Equações 43 e 44.

$$V_R = \sqrt{(V_{\infty} + V_a)^2 + (\Omega \cdot r - V_{a'})^2} \quad (41)$$

$$\phi = \arctan \left( \frac{V_{\infty} + V_a}{\Omega \cdot r - V_{a'}} \right) \quad (42)$$

$$\frac{dT}{dr} = 4\pi r \rho (V_{\infty} + V_a) V_a F \quad (43)$$

$$\frac{dQ}{dr} = 4\pi r^2 \rho (V_{\infty} + V_a) V_{a'} F \quad (44)$$

Acoplando as Equações 43 e 44 com as Equações 20 e 21 se obtém o sistema não linear apresentado na Equação 45

$$\begin{cases} \frac{\sigma \cdot V_R^2 \cdot (C_l \cdot \cos(\phi) - C_d \cdot (\phi)) - 2 \cdot (V_\infty + V_a) \cdot V_a \cdot F}{2} = 0 \\ \frac{\sigma \cdot V_R^2 \cdot (C_l \cdot (\phi) + C_d \cdot \cos(\phi)) - 2 \cdot (V_\infty + V_a) \cdot V_{a'} \cdot F}{2} = 0 \end{cases} \quad (45)$$

Como  $V_R$  depende de  $V_a$  e  $V_{a'}$ , a solução deste sistema para encontrar  $V_a$  e  $V_{a'}$  não é trivial. Entretanto para o código utilizado, se assumiu que  $V_R$  poderia ter um valor inicial e após a primeira iteração em diante  $V_R$  poderia ser calculado a partir dos novos valores de  $V_a$  e  $V_{a'}$  da iteração anterior. Assim o sistema pode ser resolvido primeiramente pela primeira equação como uma equação do segundo grau por Bhaskara, Equações 46 e 47, em seguida calculando  $V_{a'}$  pela Equação 48.

$$V_a = \frac{V_\infty \pm \sqrt{V_\infty^2 + 4 \cdot AC}}{-2} \quad (46)$$

$$AC = \frac{\sigma \cdot V_R^2 \cdot (C_l \cdot \cos(\phi) - C_d \cdot (\phi))}{4 \cdot F} \quad (47)$$

$$V_{a'} = \frac{\sigma \cdot V_R^2 \cdot (C_l \cdot (\phi) + C_d \cdot \cos(\phi))}{4 \cdot F \cdot (V_\infty + V_a)} \quad (48)$$

Com isso o laço iterativo segue os seguintes passos:

1. Calcular o ângulo  $\phi$  pela Equação 42.
2. Estimar o ângulo de ataque  $\alpha$  a partir da subtração do ângulo geométrico  $\beta$  e o ângulo  $\phi$  da iteração anterior.
3. Calcular  $C_l$  e  $C_d$  a partir da interpolação dos resultados do código que simula com XFOIL para os valores de  $Re$  da iteração anterior e  $\alpha$ .
4. Obter os valores das constantes das Equações de 33 a 37 para calcular o valor de  $AC$  pela Equação 47.
5. Calcular o novo valor de  $V_a$  pela Equação 46 onde o resultado é a única raiz positiva e calcular  $V_{a'}$ , Equação 48 utilizando relaxação. Em seguida, recalculer o Reynolds local pelo valor de  $V_R$  da Equação 41.
6. Verificar convergência, caso não convergido ou atingido o número máximo de iterações, repetir o laço.

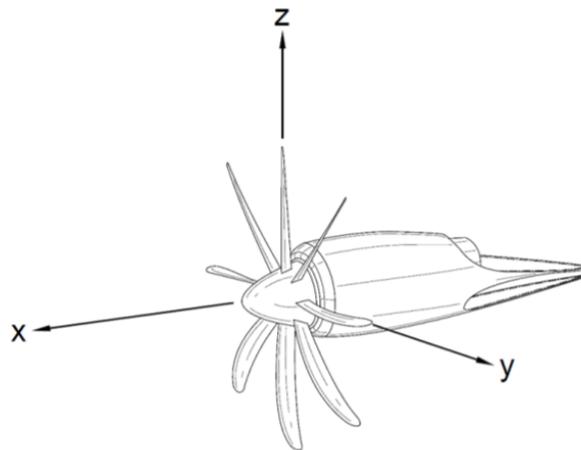
Uma vantagem de se utilizar esse modelo de iteração é a possibilidade de utilizar  $V_\infty = 0$ , caso de teste de bancada de rotor, sem que ocorra os problemas de divergência como foi apontado para o modelo de Adkins e Liebeck (1994).

### 3.3 ROTINA DE PREVISÃO DE RUÍDO

Três métodos de previsão de ruído foram implementados como rotina em Python, o de Gutin (1936) e Deming (1938), o de Barry e Magliozzi (1971) e o de Hanson (1980). O cálculo de ruído utiliza as equações adaptadas por HERNICZEK (2017), fornecendo valores para o  $P_{rms}$  das componentes de ruído de carregamento,  $P_{mL}$ , e de espessura,  $P_{mT}$ , para o número do harmônico  $m$ .

As variáveis  $P_{mL}$  e  $P_{mT}$  são funções da posição do observador relativa ao centro do rotor. Por tanto, é definido o sistema de coordenadas com origem no eixo de rotação do rotor, eixo x a montante do rotor, eixo y e z no plano de rotação do rotor como mostra o sistema de coordenadas da Figura 7.

Figura 7 – Sistema de coordenadas para a previsão de ruído.



Fonte: HERNICZEK (2017).

Neste sistema de coordenadas, a distância do observador à origem  $S$  é definida pela Equação 49. O ângulo do observador em relação ao eixo do rotor  $\theta$  e tangencial de posição  $\theta_t$  são definidos pela Equação 50 e o raio de amplitude  $S_0$ , pela Equação 51.

$$S = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (49)$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{x}{S}\right) \quad \theta_t = \arctan\left(\frac{z}{y}\right) \quad (50)$$

$$S_0 = \sqrt{x^2 + (1 - M^2) \cdot Y^2} \quad Y = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (51)$$

Com os valores de pressão RMS  $P_{mL}$  e  $P_{mT}$  calculados, a contribuição do NPS devido ao carregamento e espessura pode ser calculado substituindo  $P_{rms}$  na Equação 5 por  $P_{mL}$  e  $P_{mT}$ , respectivamente.

Como discutido anteriormente, os métodos a serem apresentados necessitam de dados de entrada aerodinâmicos, estes são provenientes da rotina BEMT. Mas também são necessários dados de entrada sobre a geometria, condições ambiente e posição do observador, assim como mostram as Tabelas 2, 3 e 4. Perceba que estes métodos não são iterativos e, por isso, não necessitam de entradas numéricas.

Tabela 2 – Dados de entrada rotina Gutin e Deming.

Tipo	Dado
Geométrico	Número de pás [ $B$ ]
	Posição radial de cada elemento [ $r$ ]
	Corde local da pá [ $c$ ]
	Máxima espessura do aerofólio local [ $h$ ]
Aerodinâmico	Curva de empuxo pelo raio [ $dT/dr$ ]
	Curva de torque pelo raio [ $dQ/dr$ ]
Físico	Velocidade de rotação do rotor [ $\Omega$ ]
	Velocidade do som ambiente [ $V_s$ ]
	Densidade do ar ambiente [ $\rho$ ]
	Número do harmônico [ $m$ ]
Observador	Distância do observador ao centro do rotor [ $S$ ]
	Ângulo do observador em relação ao eixo de rotação do rotor [ $\theta$ ]

Fonte: Autor (2023).

Tabela 3 – Dados de entrada rotina Barry e Magliozzi.

Tipo	Dado
Geométrico	Número de pás [ $B$ ]
	Posição radial de cada elemento [ $r$ ]
	Corda local da pá [ $c$ ]
	Máxima espessura do aerofólio local [ $h$ ]
	Ângulo de torção local [ $\beta$ ]
Aerodinâmico	Curva de empuxo pelo raio [ $dT/dr$ ]
	Curva de torque pelo raio [ $dQ/dr$ ]
Físico	Velocidade de rotação do rotor [ $\Omega$ ]
	Velocidade do som ambiente [ $V_s$ ]
	Densidade do ar ambiente [ $\rho$ ]
	Número do harmônico [ $m$ ]
	Número de Mach do escoamento livre [ $M$ ]
Observador	Raio da amplitude [ $S_0$ ]
	Distância do observador no eixo de rotação do rotor [ $x$ ]
	Distância do observador até o eixo de rotação do rotor [ $Y$ ]

Fonte: Autor (2023).

Tabela 4 – Dados de entrada rotina Hanson.

Tipo	Dado
Geométrico	Número de pás [ $B$ ]
	Raio adimensional de cada elemento [ $\xi$ ]
	Corda local da pá [ $c$ ]
	Máxima espessura do aerofólio local [ $h$ ]
	Alinhamento da corda média [ $MCA$ ]
	Raio do rotor [ $R$ ]
Aerodinâmico	Curva de empuxo pelo raio [ $dT/dr$ ]
	Curva de torque pelo raio [ $dQ/dr$ ]
Físico	Velocidade de rotação do rotor [ $\Omega$ ]
	Velocidade do som ambiente [ $V_s$ ]
	Densidade do ar ambiente [ $\rho$ ]
	Número do harmônico [ $m$ ]
	Número de Mach do escoamento livre [ $M$ ]
	Ângulo de incidência do escoamento livre com o eixo do rotor [ $\alpha_\infty$ ]
Observador	Distância do observador no eixo de rotação do rotor [ $x$ ]
	Distância do observador até o eixo de rotação do rotor [ $Y$ ]
	Ângulo de incidência do escoamento de posição do observador [ $\theta_t$ ]

Fonte: Autor (2023).

### 3.3.1 Método Gutin (1936) e Deming (1938)

A rotina de código resolve a equação apresentada por HERNICZEK (2017) tanto para a contribuição de ruído de carregamento da teoria de Gutin (1936), Equação 52,

quanto a contribuição de espessura da teoria de Deming (1938), Equação 53, onde  $J_{mB}$  é a função Bessel aplicada conforme a Equação 54. A integral desse e dos demais métodos é resolvida por integração numérica pelo método do trapézio.

$$P_{mL} = \frac{m \cdot B \cdot \Omega}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot V_s \cdot S} \cdot \int_{raiz}^{ponta} \left( \frac{dT}{dr} \cdot \cos(\theta) - \frac{dQ}{dr} \cdot \frac{V_s}{\Omega \cdot r^2} \right) \cdot J_{mB} \cdot dr \quad (52)$$

$$P_{mT} = \frac{-\rho \cdot (m \cdot B \cdot \Omega)^2 \cdot B}{3 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot S} \cdot \int_{raiz}^{ponta} c \cdot h \cdot J_{mB} \cdot dr \quad (53)$$

$$J_{mB} = J_{mB} \left( \frac{m \cdot B \cdot \Omega \cdot r \cdot \text{sen}(\theta)}{V_s} \right) \quad (54)$$

As equações deste método são limitadas para campo distante sem velocidade incidente no rotor. A diretividade nestas equações é representada pelos termos de  $\text{sen}(\theta)$  e  $\text{cos}(\theta)$ , já a amplitude é ditada em grande parte pela velocidade da ponta do rotor  $\Omega \cdot r$  mesmo com uma certa contribuição devido a número de pás, espessura e distribuição de carregamento ao longo das pás (HERNICZEK, 2017).

### 3.3.2 Método Barry e Magliozzi (1971)

Da mesma forma que o método Gutin (1936) e Deming (1938) as equações utilizadas neste trabalho foram as apresentadas por HERNICZEK (2017). Os valores de  $P_{rms}$  devido ao carregamento e à espessura são apresentados pelas Equações 55 e 56, com a função de Bessel sendo aplicada conforme a Equação 57.

$$P_{mL} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot S_0} \cdot \int_{raiz}^{ponta} \frac{r}{c \cdot \cos(\beta)} \cdot \text{sen} \left( \frac{m \cdot B \cdot c \cdot \cos(\beta)}{2 \cdot r} \right) \cdot \left( \frac{(M + x/S_0) \cdot \Omega}{V_s \cdot (1 - M^2)} \cdot \frac{dT}{dr} - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{dQ}{dr} \right) \cdot \left( J_{mB} + \frac{(1 - M^2) \cdot Y \cdot r}{2 \cdot S_0^2} \cdot (J_{mB-1} - J_{mB+1}) \right) \cdot dr \quad (55)$$

$$P_{mT} = \frac{-\rho \cdot m^2 \cdot \Omega^2 \cdot B^3}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot (1 - M^2)^2} \cdot \frac{(S_0 + M \cdot x)^2}{S_0^3} \cdot \int_{raiz}^{ponta} A_x \cdot \left( J_{mB} + \frac{(1 - M^2) \cdot Y \cdot r}{2 \cdot S_0^2} \cdot (J_{mB-1} - J_{mB+1}) \right) \cdot dr \quad (56)$$

$$J_{mB} = J_{mB} \left( \frac{m \cdot B \cdot \Omega \cdot r \cdot Y}{V_s \cdot S_0} \right) \quad (57)$$

As funções de Bessel  $J_{mB-1}$  e  $J_{mB+1}$  aparecem devido a uma aproximação mais exata para campo distante feita por Barry e Magliozzi (1971). Segundo HERNICZEK (2017) alguns termos de fase foram omitidos por não causarem diferença de fase entre as amplitudes de carregamento e espessura. Também foram realizadas correções nas equações originais para evitar desvios de acurácia em altos números de Mach. O termo  $(1 - M^2)$  em  $P_{mL}$  originalmente era elevado a potência 4, e o termo que possui a soma das funções de Bessel tem uma diferença no sinal quando comparado ao original devido a uma correção apresentada por Griffith e Revell (1974).

O valor  $Ax$  se refere a área do aerofólio e é aproximado por  $Ax = 0.6853 \cdot c \cdot h$ . A diretividade no ruído é representada pelos termos  $x/S_0$  e  $Y/S_0$ , enquanto o efeito da velocidade incidente são considerados nos termos de raio de amplitude e número de Mach (HERNICZEK, 2017).

### 3.3.3 Método Hanson (1980)

As equações pela teoria de Hanson (1980) são apresentadas por HERNICZEK (2017) para calcular o  $P_{rms}$  para as componentes de carregamento e de espessura são respectivamente as Equações 58 e 59, sendo a função de Bessel aplicada conforme a a Equação 60.

$$P_{mL} = \frac{i \cdot m \cdot B \cdot M_t \cdot \text{sen}(\theta_r) \cdot \exp(i \cdot m \cdot B \cdot (\frac{\Omega \cdot S_r}{V_s} + (\theta'_t - \frac{\pi}{2})))}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \sqrt{Y} \cdot R \cdot (1 - M \cdot \text{cos}(\theta_r))} \cdot \int_{\text{raiz}}^{\text{ponta}} \left( \frac{\text{cos}(\theta'_r) \cdot R}{1 - M \cdot \text{cos}(\theta_r)} \cdot \frac{dT}{dr} - \frac{1}{\xi^2 \cdot M_t} \cdot \frac{dQ}{dr} \right) \cdot \exp(i \cdot \phi_s) \cdot J_{mB} \cdot \Psi_L(k_x) \cdot d\xi \quad (58)$$

$$P_{mT} = \frac{-\rho \cdot V_s^2 \cdot B \cdot \text{sen}(\theta_r) \cdot \exp(i \cdot m \cdot B \cdot (\frac{\Omega \cdot S_r}{V_s} + (\theta'_t - \frac{\pi}{2})))}{4 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \frac{Y}{2 \cdot R} \cdot (1 - M \cdot \text{cos}(\theta_r))} \cdot \int_{\text{raiz}}^{\text{ponta}} M_s^2 \cdot \frac{h}{c} \cdot \exp(i \cdot \phi_s) \cdot J_{mB} \cdot k_x^2 \cdot \Psi_V(k_x) \cdot d\xi \quad (59)$$

$$J_{mB} = J_{mB} \left( \frac{m \cdot B \cdot r \cdot M_t \cdot \text{sen}(\theta'_r)}{1 - M \cdot \text{cos}(\theta_r)} \right) \quad (60)$$

A equação apresentada por HERNICZEK (2017) para  $P_{mL}$  possui uma leve diferença da apresenta no presente trabalho. HERNICZEK (2017) calcula  $P_{mL}$  em função de  $dT/d\xi$  e  $dQ/d\xi$ , já na Equação 58, a variável é descrita em função de  $dT/dr$  e  $dQ/dr$ , assim como o  $P_{mL}$  calculado no método de Gutin (1936) e Deming (1938) e método

de Barry e Magliozzi (1971). Para realizar essa modificação, os termos  $dT/d\xi$  e  $dQ/d\xi$  foram substituídos por  $(dT/dr \cdot R)$  e  $(dQ/dr \cdot R)$ .

O método Hanson exige o uso de um sistema de coordenadas retardado, diferentemente das outras metodologias que usam o sistema de coordenadas anterior. Para isso a conversão do sistema da Figura 7 para esse sistema de coordenadas é necessário utilizar as Equações 61 e 62 para  $\theta_r$  e  $S_r$  respectivamente.

$$\theta_r = \arccos \left( \cos(\theta) \cdot \sqrt{1 - M^2 \cdot \text{sen}^2(\theta)} + M \cdot \text{sen}^2(\theta) \right) \quad (61)$$

$$S_r = \frac{Y}{\text{sen}(\theta_r)} \quad (62)$$

Os ângulos com sobrescrito ' representam os ângulos considerando o efeito do escoamento não axial com o ângulo desse escoamento  $\alpha_\infty$ . Estes ângulos são de origem da posição do observador tanto em relação ao eixo de rotação do rotor  $\theta'_r$  quanto tangencial a posição do observador  $\theta'_t$  podendo ser calculado conforme as Equações 63 e 64.

$$\theta'_r = \arccos \left( \cos(\theta_r) \cdot \cos(\alpha_\infty) + \text{sen}(\theta_r) \cdot \text{sen}(\theta_t) \cdot \text{sen}(\alpha_\infty) \right) \quad (63)$$

$$\theta'_t = \arccos \left( \frac{\text{sen}(\theta_r)}{\text{sen}(\theta'_r)} \cdot \cos(\theta_t) \right) \quad (64)$$

Os termos  $M_t$ ,  $M_s$  e  $\phi_s$  representam o número de Mach da ponta da pá, o número de Mach relativo da seção da pá e o atraso da fase devido ao enflexamento, respectivamente, definidos conforme as Equações 65, 66 e 67.  $MCA$  é o alinhamento da corda média e representa geometricamente o enflexamento da pá do rotor.

$$M_t = \frac{\Omega \cdot R}{V_s} \quad (65)$$

$$M_s = \sqrt{M^2 + \xi^2 \cdot M_t^2} \quad (66)$$

$$\phi_s = \frac{2 \cdot m \cdot B \cdot M_t \cdot MCA}{2 \cdot R \cdot M_s \cdot (1 - M \cdot \cos(\theta_r))} \quad (67)$$

O método também necessita das funções  $\Phi_L$  e  $\Phi_V$ , dependentes do número de onda  $k_x$ , representado pela Equação 68. Essas funções representam efeitos de fontes de ruído não compactas ao longo da corda como a interação da pá com o downwash, Equações 69 e 70.

$$k_x = \frac{2 \cdot m \cdot B \cdot c \cdot M_t}{M_s \cdot (1 - M \cdot \cos(\theta_r))} \quad (68)$$

$$\Phi_L(k_x) = \begin{cases} 1 & \text{se } k_x = 0 \\ \frac{2}{k_x} \cdot \text{sen}\left(\frac{k_x}{2}\right) & \text{se } k_x \neq 0 \end{cases} \quad (69)$$

$$\Phi_V(k_x) = \begin{cases} 2/3 & \text{se } k_x = 0 \\ \frac{8}{k_x^2} \cdot \left(\frac{2}{k_x} \cdot \text{sen}\left(\frac{k_x}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{k_x}{2}\right)\right) & \text{se } k_x \neq 0 \end{cases} \quad (70)$$

### 3.4 MODELO PARA MÚLTIPLOS ROTORES

Para prever ruído de múltiplos rotores, propõe-se calcular os valores de pressão RMS individualmente para cada rotor em cada ponto de observador. Em seguida, é realizada a superposição dos valores individuais de cada rotor, considerando a diferença de fase devido às diferentes distâncias entre observador e fonte, assim como a fase relativa à posição inicial dos rotores.

Entretanto, as equações apresentadas por Herniczek (2017) não consideram certos termos de fase por não importar para o cálculo de rotor isolado. Como é utilizada a superposição da pressão de dois ou mais rotores, a fase devido a posição do rotor pode se tornar relevante para o cálculo da amplitude do ruído. Por isso, antes de realizar a soma das pressões de carregamento e espessura para os rotores aplica-se o termo de fase devido a distância do rotor ao observador para os modelos de Gutin e Deming (GD) e Barry e Magliozzi (BM), ambos buscados dos artigos originais Gutin (1936), Deming (1938) e Barry e Magliozzi (1971).

O nível de pressão sonora contabilizando a contribuição de todos os rotores é definido como  $NPS_{GD}$  e  $NPS_{BM}$  para cada um dos dois modelos, calculados conforme as Equações 71 e 72, onde  $P_{mLj}$  é a pressão RMS quanto a contribuição de ruído de carregamento e  $P_{mTj}$  é a pressão RMS quanto a contribuição de ruído de espessura causado pelo rotor  $j$  e número do harmônico  $m$ . O termo da fase é representado pela exponencial aplicada no produto número de onda  $k_i$  e distância  $S_j$  para o modelo GD e raio de amplitude  $S_{0j}$  para o modelo BM.

$$NPS_{GD} = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{\left| \sum_{j=1}^{nRotors} (P_{mLj} + P_{mTj}) \cdot \exp(i \cdot k_j \cdot S_j) \cdot \exp(i \cdot \phi_r) \right|}{P_{ref}} \right) \quad (71)$$

$$NPS_{BM} = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{\left| \sum_{j=1}^{nRotors} (P_{mLj} + P_{mTj}) \cdot \exp(i \cdot k_j \cdot S_{0j}) \cdot \exp(i \cdot \phi_r) \right|}{P_{ref}} \right) \quad (72)$$

Também é considerado uma fase devido a diferença de ângulos entre os rotores  $\phi_r$  para comparação com os dados experimentais de Shao et al. (2022). O método Hanson já inclui as fases devido a posição no equacionamento apresentado por Herniczek (2017). Portanto, a Equação 73 é utilizada para calcular o NPS total com esse modelo, definido como  $NPS_H$ . Também é importante frisar que o modelo não considera rotores contra rotativos na forma como é implementado.

$$NPS_H = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{\left| \sum_{j=1}^{nRotors} (P_{mLj} + P_{mTj}) \cdot \exp(i \cdot \phi_r) \right|}{P_{ref}} \right) \quad (73)$$

### 3.5 CASOS DE REFERÊNCIA PARA A VALIDAÇÃO

Para validar os métodos, foram confrontados os resultados das rotinas com dados experimentais. Grande parte destes dados foram retirados diretamente das figuras expostas nos artigos utilizando do software webPlotDigitizer (ROHATGI, 2022).

Para a validação dos métodos BEMT e do ruído de um único rotor foram utilizados os resultados de Casalino et al. (2021) e Bu et al. (2021). A avaliação da previsão do ruído de múltiplos rotores foi realizada utilizando os dados experimentais de Shao et al. (2022) e Bu et al. (2021) e adicionalmente para o artigo Shao et al. (2022) utilizou dados do fabricante.

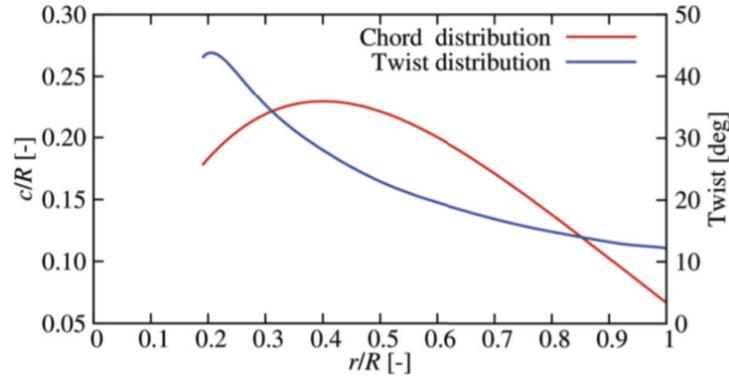
A seguir será exposto a geometria dos rotores, as condições as quais eles foram submetidos e as condições dos experimentos.

#### 3.5.1 Casalino et al. (2021)

Casalino et al. (2021) utilizaram um rotor de duas pás baseado no modelo APC-96, porém com um aerofólio NACA4412 e diâmetro de 0,3 m. As distribuições de corda e ângulo de torção são apresentadas na Figura 8. Os experimentos ocorrem a

5000 RPM e Casalino et al. (2021) aponta a variação de número de Reynolds local de  $4,6 \times 10^4$  até  $1,06 \times 10^5$ . Casalino et al. (2021) também realiza o experimento para razões de avanço,  $J = (2 \cdot \pi \cdot V_\infty) / (\Omega \cdot D)$ , variando de 0 à 0.8.

Figura 8 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor de Casalino et al. (2021).



Fonte: Casalino et al. (2021).

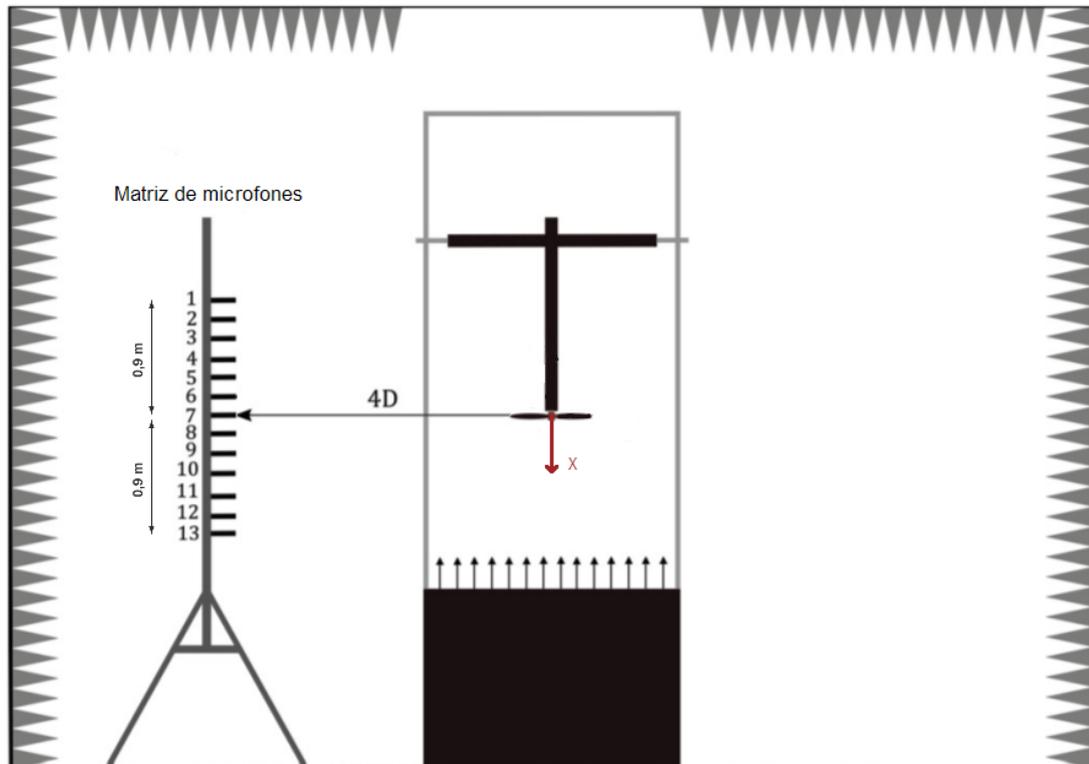
As pás não possuem enflexamento e como o aerofólio utilizado é o NACA4412 a razão de espessura máxima é constante ao longo de todo o raio do rotor e igual a 12%. Para a comparação dos resultados, os resultados de  $T$  e  $Q$  foram convertidos em coeficientes aerodinâmicos de tração  $C_t$  e torque  $C_q$  considerando a geometria da pá e a densidade de corrente livre  $\rho$ . Casalino et al. (2021) utiliza as Equações 74 e 75 para o cálculo destes coeficientes e, portanto, foram as mesmas para adimensionalizar os resultados das rotinas numéricas.

$$C_t = \frac{T}{\rho \cdot \Omega^2 \cdot \pi \cdot R^4} \quad (74)$$

$$C_q = \frac{T}{\rho \cdot \Omega^2 \cdot \pi \cdot R^5} \quad (75)$$

Os resultados acústicos foram medidos empregando uma matriz de 13 microfones espaçados 0,15 m entre si a uma distância do eixo de rotação de 4 vezes o diâmetro do rotor conforme pode ser observado na Figura 9. O escoamento livre está na direção vertical e sentido de baixo para cima, sentido contrário e paralelo ao eixo x. Os dados acústicos que serão utilizados para as comparações do capítulo seguinte foram compartilhados diretamente pelos autores.

Figura 9 – Modelo experimental acústico de Casalino et al. (2021).

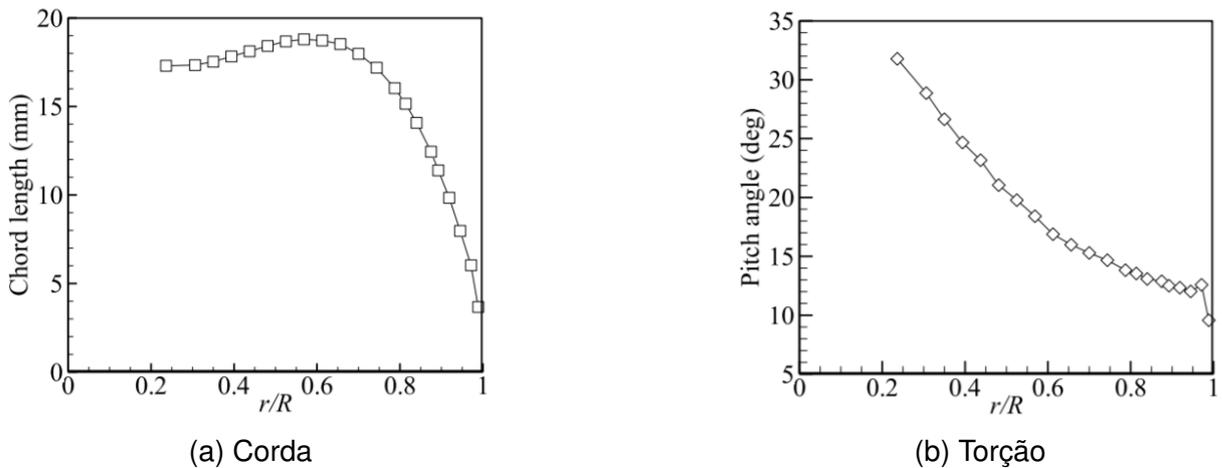


Fonte: Adaptado de Casalino et al. (2021).

### 3.5.2 Bu et al. (2021)

Os resultados experimentais de Bu et al. (2021) foram obtidos a partir de rotores metálicos do modelo 3<sup>#</sup>, como é referenciado no artigo. Este modelo de rotor possui o diâmetro de 0,24 m. As pás não possuem enflexamento e as curvas de corda e torção ao longo do raio adimensional como mostra a Figura 10.

Figura 10 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor de Bu et al. (2021).



Fonte: Bu et al. (2021).

O experimento não considerou a existência de escoamento incidente sobre os rotores e foi realizado para velocidades de rotação variando de 60 até 120 RPS. O número de Reynolds do experimento varia de  $3,1 \times 10^4$  até  $5,4 \times 10^4$ . na região de 75% da corda.

Neste caso, para o cálculo dos coeficientes de tração e torque, foi utilizada uma forma de adimensionalização mais comum na literatura. Os coeficientes foram calculados de acordo com as Equações 76 e 77.

$$C_t = \frac{T}{\rho \cdot (\Omega / (2 \cdot \pi))^2 \cdot D^4} \quad (76)$$

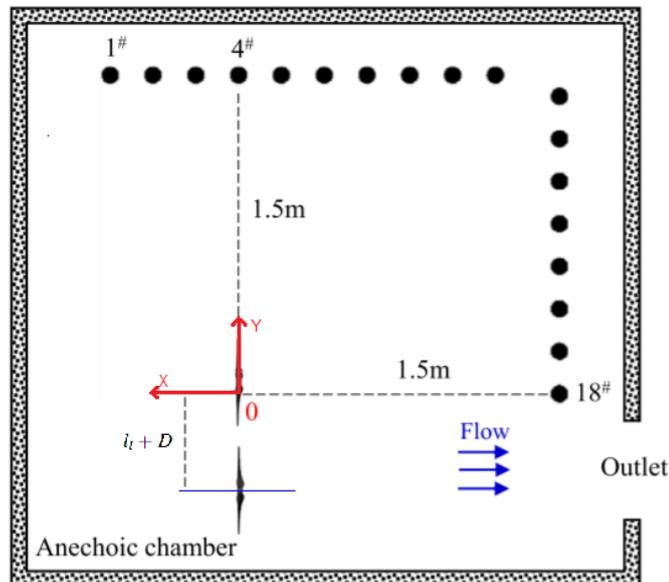
$$C_q = \frac{Q}{\rho \cdot (\Omega / (2 \cdot \pi))^2 \cdot D^5} \quad (77)$$

Para dados acústicos experimentais de um rotor isolado um conjunto de microfones foram posicionados a uma distância  $y = 1,5$  m e  $\theta$  variando de  $62^\circ$  graus até  $123,7^\circ$  graus com o sistema de coordenadas utilizado para os métodos de previsão de ruído (ver Figura 7). Os valores aerodinâmicos e de ruído de um rotor isolado do experimento, realizado na HKUST (Hong Kong University of Science and Technology), foram compartilhados pelos autores assim como a geometria da hélice. Esses dados experimentais também foram utilizados por outros autores na literatura, Lattari (2021) e Silva, Salazar e Chadlvski (2022).

Para os ensaios de múltiplos rotores, uma matriz de 18 microfones foi utilizada, conforme mostra a Figura 11. Para o presente trabalho foram os dados utilizados foram apenas os apresentados para o microfone 4<sup>#</sup>, a  $90^\circ$  graus do eixo do primeiro rotor e

para uma rotação de 100 RPS, pois foram os resultados divulgados no artigo para o rotor modelo 3#.

Figura 11 – Modelo experimental acústico múltiplos rotores de Bu et al. (2021).



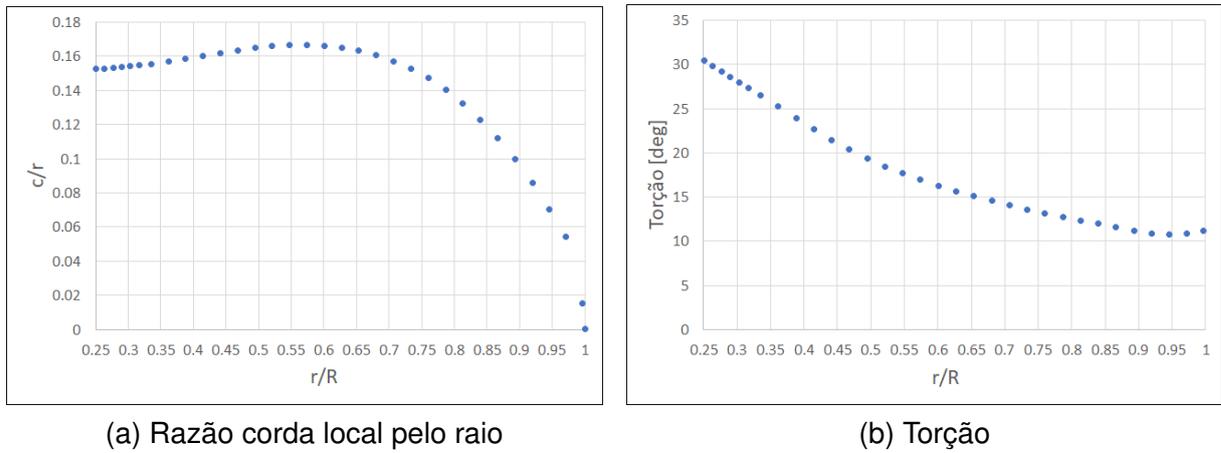
Fonte: Adaptado de Bu et al. (2021)

Na Figura 11 também é possível perceber o espaçamento  $l_t + D$  entre os eixos de rotação dos rotores. Este espaçamento é controlado e Bu et al. (2021) realiza medições empíricas para diferentes valores deste.

### 3.5.3 Shao et al. (2022)

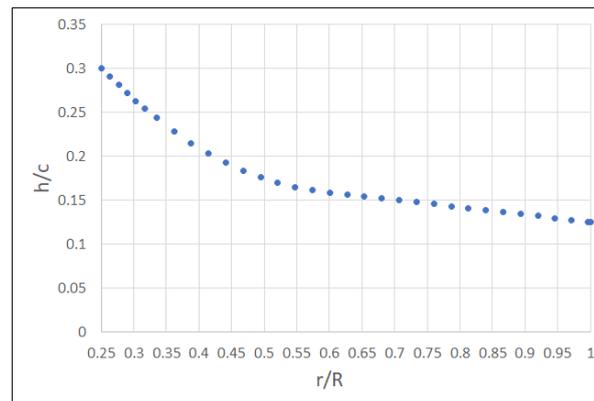
O esquema experimental utilizado por Shao et al. (2022) é composto pela hélice APC 12×6 EP, diâmetro de 0.3048m e duas pás. As curvas de distribuição de corda e torção estão disponíveis no site do fabricante APC Propellers (2023) foram reproduzidas na Figura 12. O aerofólio utilizado nessa hélice é o ClarkY com diferentes espessuras ao longo do raio. A função da variação de espessura ao longo do raio adimensional pode ser vista na Figura 13.

Figura 12 – Distribuição de corda e torção pelo raio adimensional da pá do rotor com dados de APC Propellers (2023).



Fonte: Autor (2023).

Figura 13 – Razão de espessura pela corda local ao longo do raio adimensional da pá com dados de APC Propellers (2023).

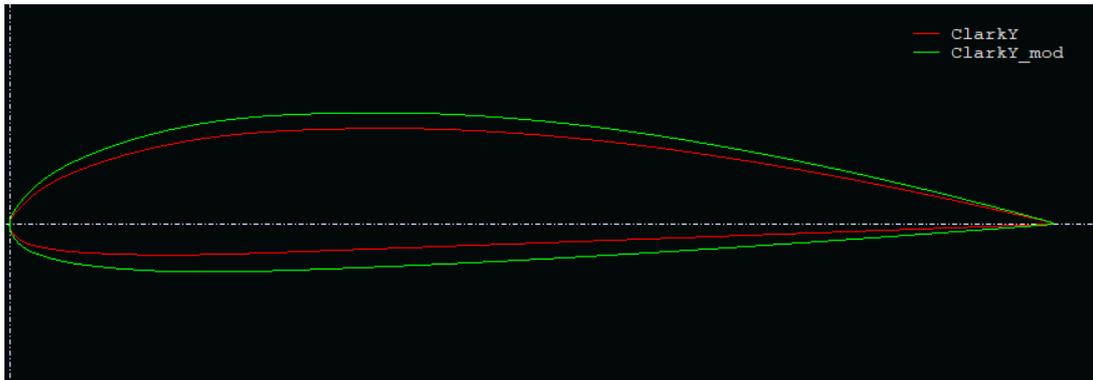


Fonte: Autor (2023).

No presente trabalho, para encontrar os valores de  $C_l$  e  $C_d$  necessários para o BEMT, foi utilizado o aerofólio a 75% da corda como aproximação para toda a pá devido a boa proximidade com a razão de espessura média de toda a pá e a comum abordagem na literatura para esse problema de aproximação. Vale mencionar que é apenas uma aproximação e modelagem dos aerofólios ao longo da pá seria mais adequado.

A Figura 14 mostra a comparação de um aerofólio ClarkY original com o utilizado para os cálculos deste trabalho. Os testes foram realizados a 4000 RPM e os resultados acústicos apresentados são apenas para múltiplos rotores. No presente trabalho, foram utilizadas os resultados apenas de dois rotores que operaram em condições co-rotativas.

Figura 14 – Aerofólio ClarkY a 75% do raio da pá comparado com ClarkY convencional.

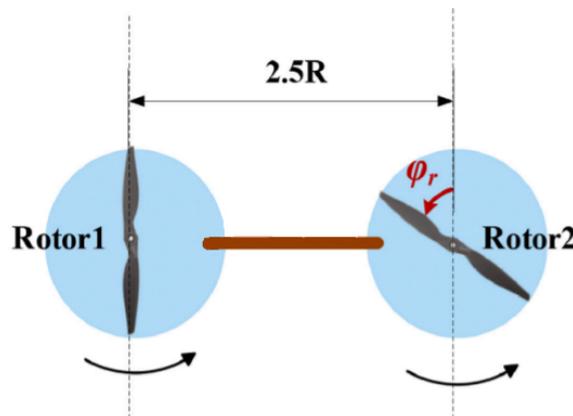


Fonte: Autor (2023).

Esse caso apresentou apenas o valor de  $T$  como dado experimental aerodinâmico, portanto utilizou-se também dados de  $T$  e  $Q$  fornecidos pelo fabricante APC Propellers (2023) para a validação do modelo BEMT.

O experimento contou com um sistema de rotores, Figura 15, composto por 2 rotores afastados a  $2,5 \times R$  entre si e o rotor 2 possui um ângulo de fase  $\phi_r$  relativo ao rotor 1 conforme mostra a Figura 15. Para o experimento, o ângulo de fase foi ensaiado com valores de 0 e 90° graus.

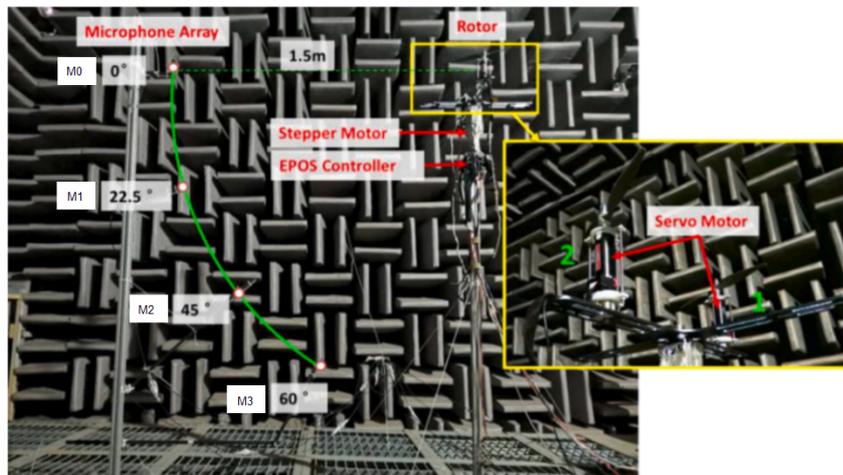
Figura 15 – Posicionamento dos rotores no sistema de rotores.



Fonte: Adaptado de Shao et al. (2022).

O modelo experimental de Shao et al. (2022) contou com 4 microfones a uma distância de 1,5m do centro do sistema de rotores de rotores e dispostos em diferentes ângulos, como mostra a Figura 16. O sistema de rotores também permitiu o movimento de rotação em relação ao seu próprio centro, dessa forma foi possível medir para diferentes ângulos azimutais para avaliar a diretividade do ruído.

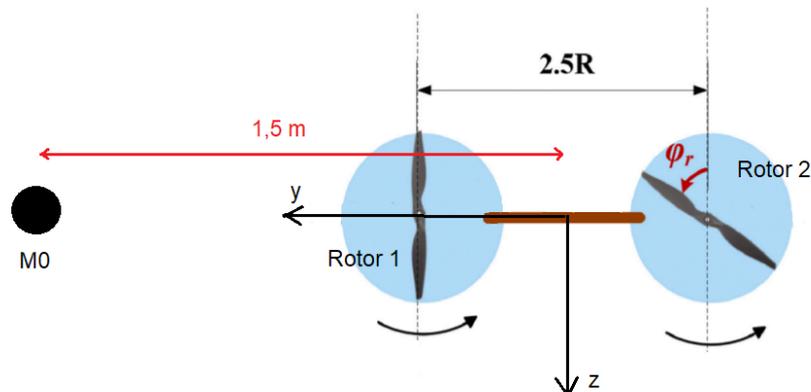
Figura 16 – Esquema da matriz de microfones em relação ao centro do conjunto de rotores.



Fonte: Adaptado de Shao et al. (2022).

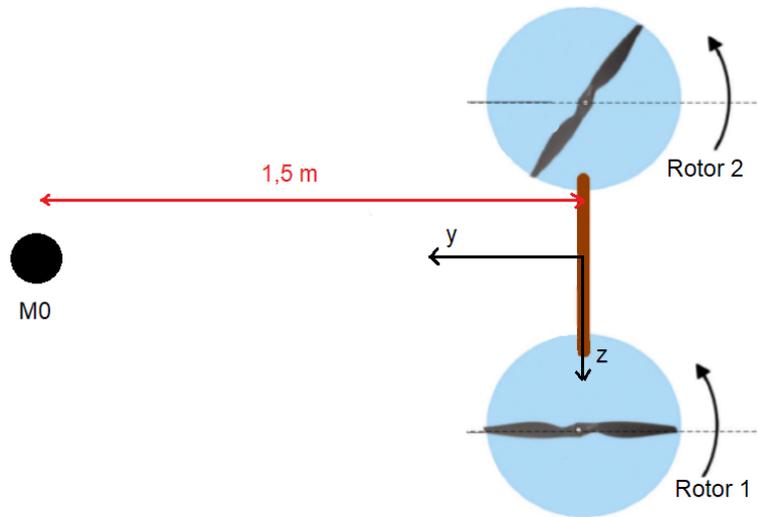
O ângulo de azimute igual a zero foi considerado no momento em que o rotor 1 está mais próximo da matriz de microfones e o rotor 2 mais distante, Figura 17, e o azimute de  $90^\circ$  graus quando os rotores estão equidistantes dos microfones, Figura 18. Os autores também utilizaram o método de previsão de ruído no domínio do tempo, derivado da Formulação 1A de Farassat (2007) para a analogia de Ffowcs Williams e Hawkings (1969), e compararam com seus resultados experimentais.

Figura 17 – Posição do sistema de rotores para azimute igual a  $0^\circ$  graus.



Fonte: Adaptado de Shao et al. (2022).

Figura 18 – Posição do sistema de rotores para azimute igual a  $90^\circ$  graus.



Fonte: Adaptado de Shao et al. (2022).

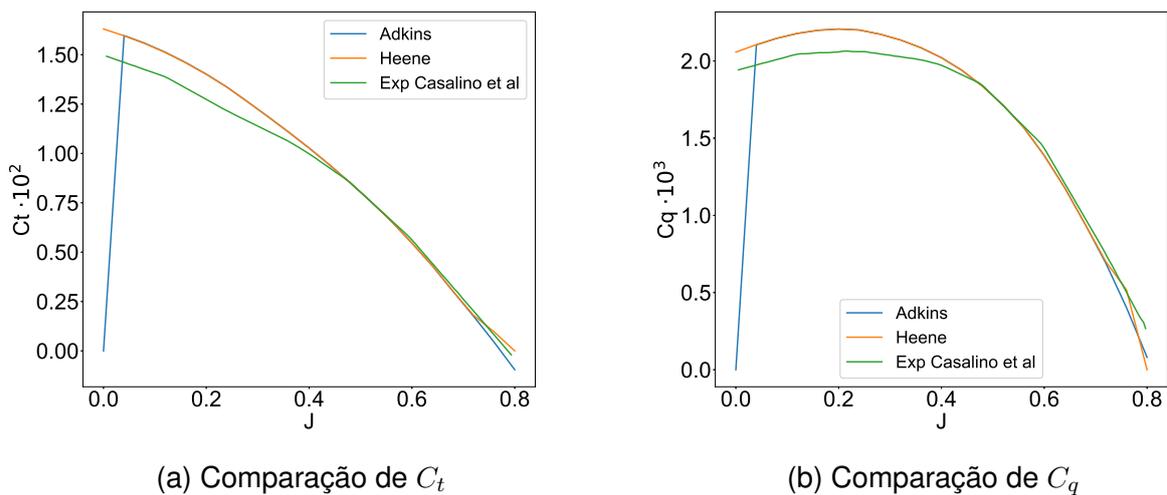
## 4 RESULTADOS

### 4.1 VALIDAÇÃO BEMT

#### 4.1.1 Comparação com resultados de Casalino et al. (2021)

Utilizando as rotinas de códigos para os modelos BEMT, com as condições descritas na seção anterior para os dados experimentais de Casalino et al. (2021) e os fornecidos pela HKUST, os resultados foram obtidos e então comparados aos experimentos. Para os resultados de Casalino et al. (2021), os valores de  $C_t$  e  $C_q$  dos rotores para diferentes razões de avanço são comparados na Figura 19.

Figura 19 – Comparação dos coeficientes aerodinâmicos em função de  $J$ .



Fonte: Autor (2023).

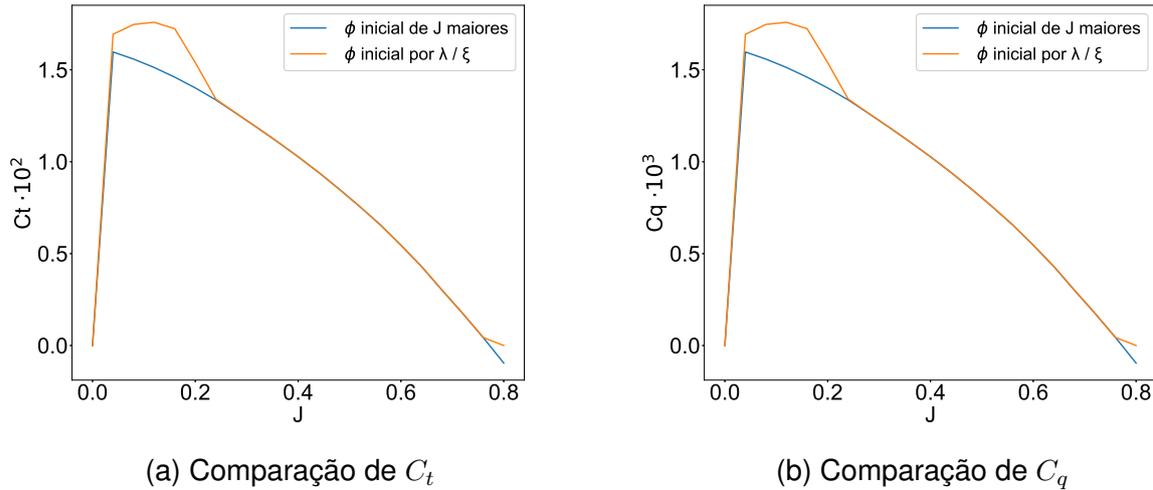
É notável que os resultados obtidos pelas abordagens apresentadas por Adkins e Liebeck (1994) e Heene (2012) são praticamente idênticos e possuem uma boa concordância com os resultados experimentais para a maior parte das razões de avanço consideradas. Entretanto, para  $J = 0$  o modelo de Adkins e Liebeck (1994) encontra coeficientes nulos, diferentemente do equacionamento proposto por Heene (2012) que tem uma leve discordância em relação ao dado experimental.

Como visto na Equação 38, no caso de  $V_\infty = 0$ , isso leva à  $\phi = 0$ . Portanto quando  $J = 0$  tem-se a situação onde se leva ao valor nulo de  $\phi$ . Já para o equacionamento de Heene (2012) tanto  $\phi$  quanto as variáveis iterativas  $V_a$  e  $V'_a$  não possuem essa dependência e isso permite o cálculo para  $V_\infty = 0$  que é a situação da maior parte dos experimentos utilizados para as comparações deste trabalho.

Para adquirir os resultados mais concretos do modelo de Adkins e Liebeck

(1994) em razões de avanço mais baixas, precisou-se utilizar como dado de entrada o valor de  $\phi_0$  calculado para uma razão de avanço maior, pois a estimativa inicial apresentou dificuldade de convergência assim como mostra a Figura 20. Este resultado demonstra a sensibilidade desse modelo para estimativa de  $\phi_0$  quando se tem baixos valores de  $V_\infty$ .

Figura 20 – Comparação do modelo de Adkins e Liebeck (1994) diferentes  $\phi_0$ .



Fonte: Autor (2023).

#### 4.1.2 Comparação com resultados da HKUST

Como a condição de escoamento livre para esse caso é zero, foi utilizado apenas o equacionamento apresentado por Heene (2012). A comparação dos valores de  $T$  e  $Q$  e seus respectivos coeficientes pode ser observada na Tabela 5 para diferentes velocidades de rotação em RPS.

Tabela 5 – Resultados aerodinâmicos comparados aos dados experimentais.

RPS	$C_t$ Exp	$C_t$ BEMT	$C_q$ Exp	$C_q$ BEMT
59,59	0,0623	0,0609	0,0050	0,0057
69,29	0,0653	0,0669	0,0050	0,0057
80,27	0,0664	0,0745	0,0048	0,0057
88,80	0,0678	0,0806	0,0049	0,0057
99,40	0,0713	0,0878	0,0049	0,0058
108,66	0,0713	0,0937	0,0048	0,0059
118,85	0,0735	0,0965	0,0047	0,0059

Fonte: Autor (2023).

É possível observar uma pior concordância em relação aos dados experimentais quanto maior o valor da velocidade de rotação, principalmente a

velocidades acima de 88.8 RPS, ou 5328 RPM. Entretanto, para valores de velocidade de rotação abaixo de 88.8 RPS, os resultados mostraram se mais próximos aos valores experimentais.

Testes de sensibilidade foram realizados, mas não foi possível melhorar o resultado para altas rotações em relação ao já apresentado na Tabela 5. Um possível motivo a essa divergência pode estar no uso de curvas de  $C_l$  e  $C_d$  calculadas pelo software XFOIL que podem não refletir a real distribuição das curvas nestas velocidades acima de 88.8 RPS.

#### 4.1.3 Comparação com resultados de Shao et al. (2022)

O artigo apresentou medidas apenas de  $T$  para resultados aerodinâmicos, por esse motivo uma análise mais detalhada como os outros dois casos não foi realizada. Os valores de  $T$  mostraram boa concordância com os dados de referência, conforme apresentados na Tabela 6, com um erro relativo de 8,65% relativo ao valor medido e de 7,31% em relação aos dados do fabricante APC Propellers (2023).

Tabela 6 – Comparação valores de  $T$  e  $Q$  para o caso de Shao et al. (2022).

	<b>Experimental</b>	<b>Fabricante</b>	<b>BEMT</b>
T (N)	3,70	4,337	4,02
Q (Nm)	-	0,076	0,078

Fonte: Autor (2023).

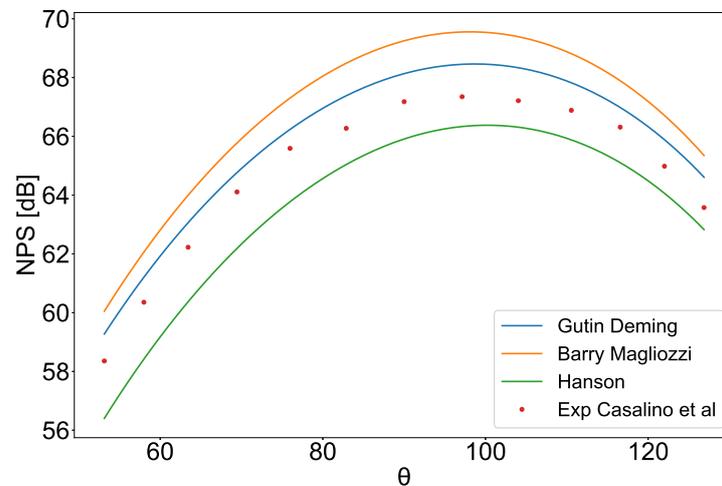
O valor de  $Q$  foi comparado ao valor esperado fornecido pelo fabricante apenas, pois não foi medido pelo experimental de Shao et al. (2022), e apresentou um erro relativo de 2,63%. Atribui-se parte desses erros à simplificação do aerofólio, que foi considerado o mesmo ao longo da pá.

## 4.2 VALIDAÇÃO DOS RESULTADOS ACÚSTICOS PARA ROTOR ISOLADO

### 4.2.1 Comparação com dados de Casalino et al. (2021)

A Figura 21 apresenta a comparação dos dados experimentais de Casalino et al. (2021) e os três métodos de previsão ao longo de  $\theta$  em NPS para para a condição de  $J = 0,24$ , na frequência de passagem de pá,  $m = 1$ .

Figura 21 – NPS ao longo de  $\theta$  comparado com resultados de Casalino et al. (2021).



Fonte: Autor (2023).

Nota-se uma maior discordância para o método de Barry e Magliozzi (1971), já para o método Gutin (1936) e Deming (1938) os resultados mostram-se bem próximos aos experimentais. Todos os três métodos apresentam bons resultados, a tendência ao longo de  $\theta$  é bem representada e a maior diferença em dB entre o valor previsto e o resultado experimental dos métodos não se mostra significativa como pode ser visto na Tabela 7.

Tabela 7 – Erro entre método e dado experimental de Casalino et al. (2021).

<b>Método Gutin e Deming</b>	<b>Método Barry e Magliozzi</b>	<b>Método Método Hanson</b>
1,12 dB	2,21 dB	1,95 dB

Fonte: Autor (2023).

Curiosamente, apesar da complexidade maior na formulação das equações para o método Hanson (1980), este não foi o mais preciso comparado ao experimental. Com erro de apenas 1,12 dB, o método mais preciso foi justamente o método mais antigo na literatura e com maiores simplificações, método Gutin (1936) e Deming (1938). Possivelmente isso pode ser justificado pela simplicidade na geometria e condições físicas do caso de forma que o o modelo Gutin (1936) e Deming (1938) consiga representar bem o esperado experimentalmente.

#### 4.2.2 Comparação com dados da HKUST

A comparação dos resultados de um rotor isolado com os resultados experimentais, como foi comentado, se utilizou de dados diretamente fornecidos pelos autores e é apresentada na Figura 22 para RPS variando de 60 até 120, para o primeiro

harmônico.

Diferentemente dos resultados do caso anterior, os resultados deste caso com o modelo Hanson se mostraram mais acurados quando comparado aos dados experimentais. Os resultados do método Barry e Magliozzi foram os menos acurados dos 3, sempre com valores de NPS acima dos do método Gutin e Deming.

Nas velocidade de rotação de 60 e 70 RPS os resultados experimentais para o microfone de menor  $\theta$ , foi melhor representado pelo método Gutin e Deming, mas para os demais microfones os resultados do método Hanson mostraram os menores desvios. Para os outros microfones da matriz os resultados do método Hanson apresentaram resultados próximos aos experimentais com uma diferença máxima de 2,54 dB em relação aos valores experimentais.

Para casos de 80, 90 e 100 RPS os resultados do método Hanson se mostram ainda mais próximos aos experimentais. A diferença máxima entre o método e o dado experimental para esses casos foram de 1,76 dB, 1,86 dB, 2,37 dB respectivamente com a tendência bem capturada por todos os métodos. Já para os casos de maior velocidade de rotação, 110 e 120 RPS, os resultados se mostraram apresentaram menor concordância com o experimento.

Os erros máximos relativos para o método Hanson nessas duas maiores velocidade de rotação são de 3,98 dB e 5,41 dB respectivamente. Um dos motivos possíveis para tal situação é a não adequação do método BEMT para essas velocidades de rotação maiores como mostra a Tabela 5. No geral os resultados do método Hanson se mostraram mais adequados porém os desvios foram um pouco maiores neste caso do que os observados para o caso de Casalino et al. (2021).

Figura 22 – Comparação de resultados acústicos rotor isolado com os dados experimentais da HKUST.

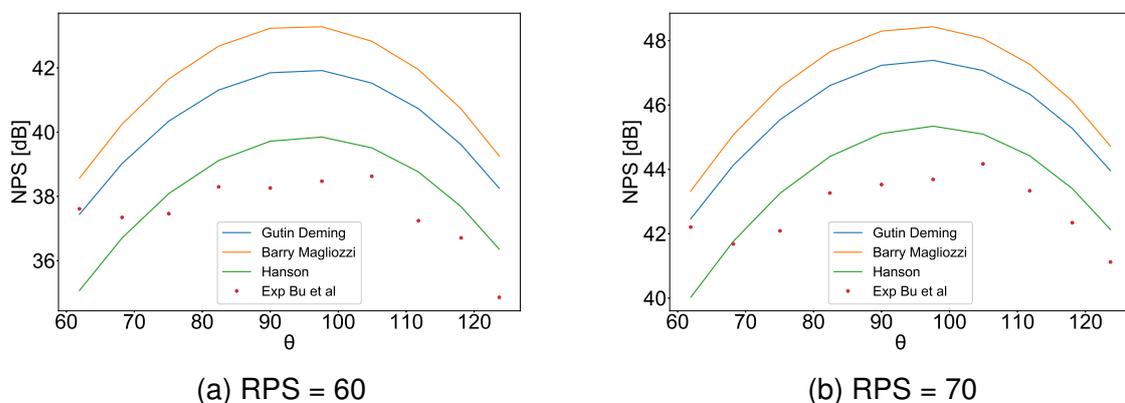
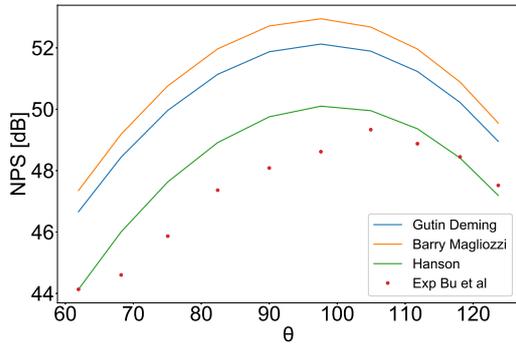
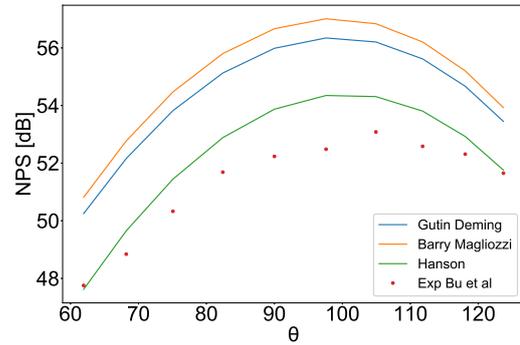


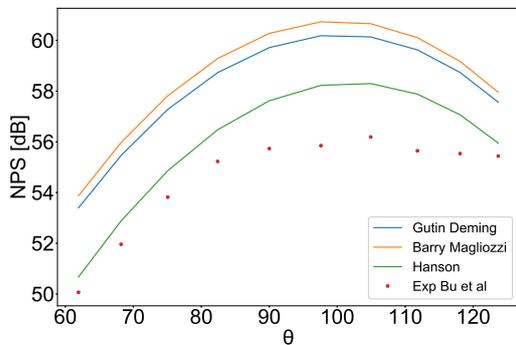
Figura 22 – Continuação da comparação de resultados acústicos rotor isolado Bu et al.



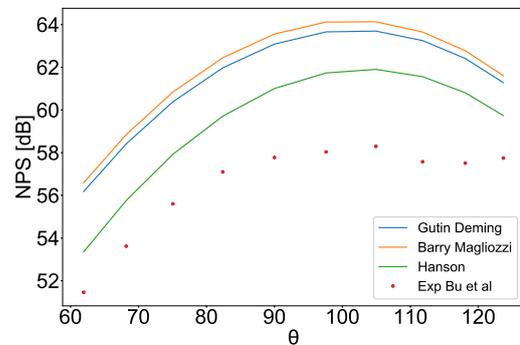
(c) RPS = 80



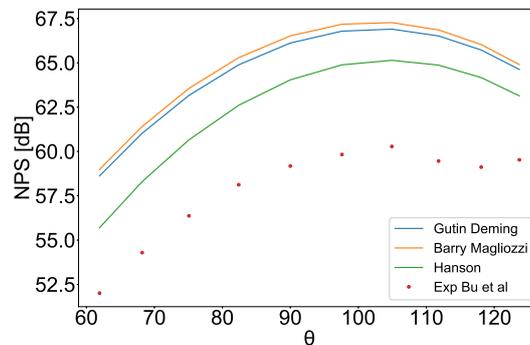
(d) RPS = 90



(e) RPS = 100



(f) RPS = 110



(g) RPS = 120

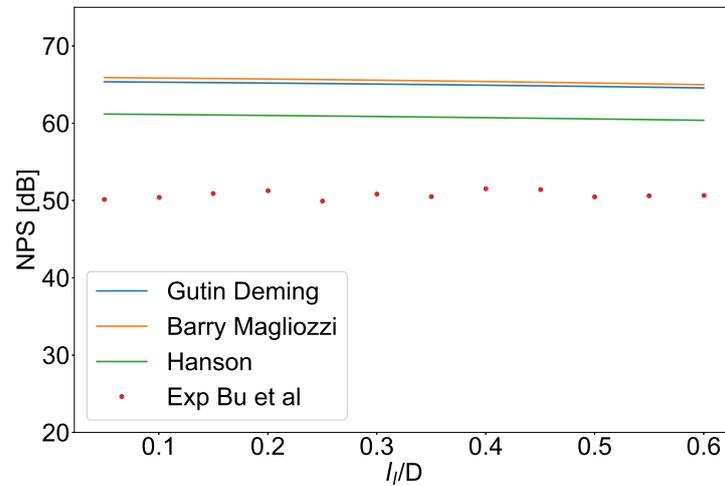
Fonte: Autor (2023).

### 4.3 RESULTADOS ACÚSTICOS MÚLTIPLOS ROTORES

#### 4.3.1 Comparação com resultados da HKUST

Os resultados analisados são para o microfone 4# localizado como mostra a Figura 11, com velocidade de rotação de 100 RPS e diferentes distâncias entre os dois rotores,  $l_i/D$  variando de 0,05 até 0,6. A comparação entre os métodos pode ser vista na Figura 23 para o NPS na frequência de passagem de pás.

Figura 23 – NPS para diferentes distâncias entre os rotores, RPS = 100 e microfone 4, caso Bu et al. (2021).



Fonte: Autor (2023).

Diferentemente da boa acurácia dos métodos em relação aos resultados experimentais de um único rotor, com uma diferença em relação aos dados experimentais de 2,37 dB, o modelo de múltiplos rotores não apresentou boa adequação aos dados empíricos. O método que mais se aproxima é o método Hanson, que apresenta uma diferença próxima aos experimentais de 10dB comparada ao empírico.

Apesar da tendência do valor de ruído previsto reduzir a medida que a distância entre os rotores aumenta como esperado, os dados experimentais apresentam uma tendência levemente ondulada que não se reflete nos métodos de previsão.

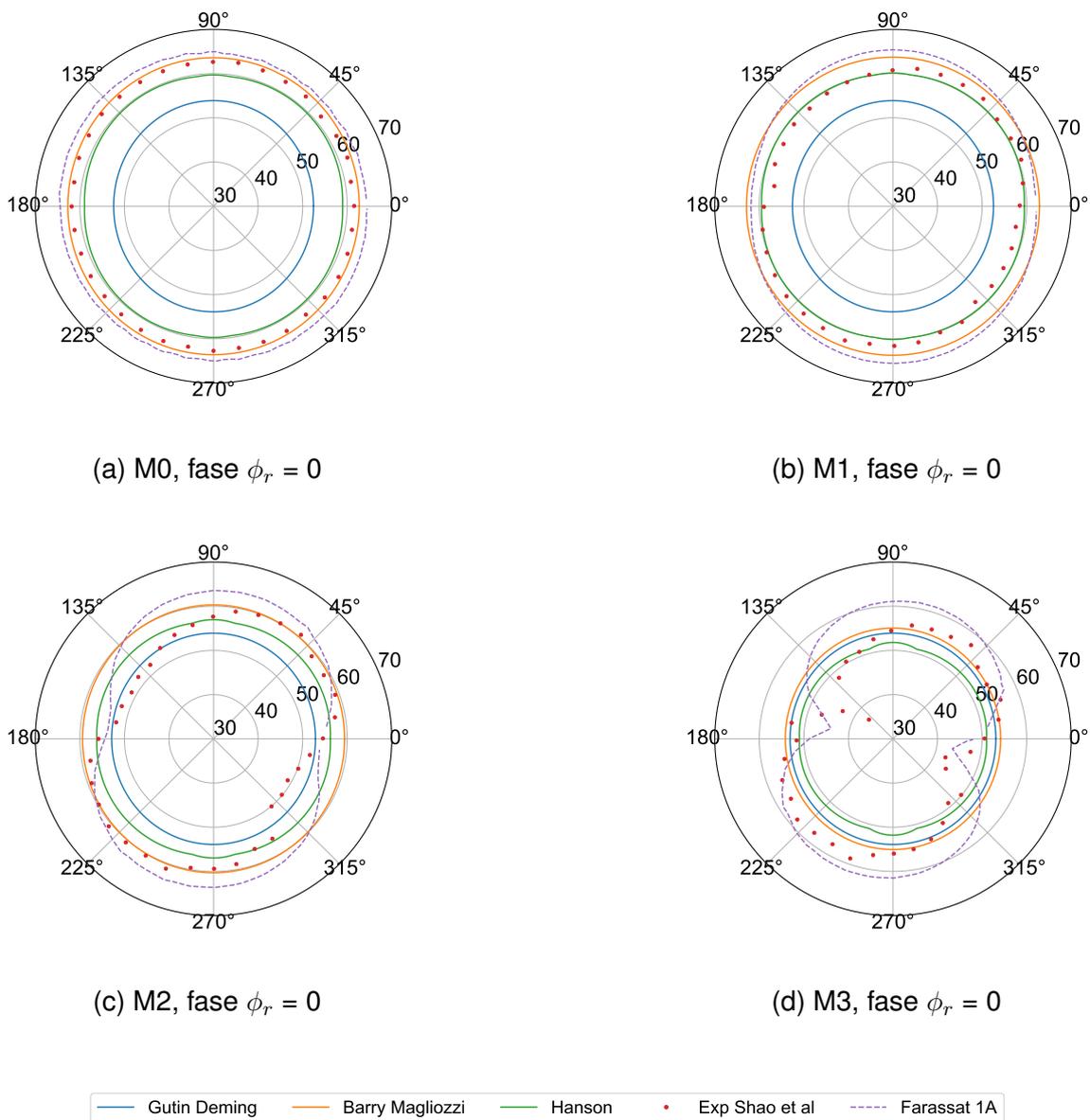
Os valores aerodinâmicos não muito acurados para a velocidade de rotação de 100 RPS podem ter influenciado nos valores previstos, mesmo assim os dados de um único rotor se mostraram mais promissores. Outro fator relevante é a diretividade azimutal que o modelo não consegue reproduzir, esse fator não é possível observar a partir da Figura 23 e será melhor apresentado e discutido com a comparação com os dados de Shao et al. (2022).

Tanto os modelos que utilizam o método Gutin e Deming e método de Barry e Magliozzi, que foi acrescentado o termo da fase em função de  $k$  e  $S$  ou  $S_0$ , quanto o modelo que utiliza o método Hanson, que foi realizado apenas a sobreposição da pressão RMS, não se mostraram próximos aos dados empíricos, mesmo com resultados de rotor isolado próximos aos experimentais. Isso sugere que apenas a hipótese de sobreposição das equações na forma que foram apresentadas por Herniczek (2017) não é adequada para prever ruído de múltiplos rotores.

### 4.3.2 Comparação com resultados de Shao et al. (2022)

Os resultados experimentais de Shao et al. (2022) apresentam os valores de NPS com diretividade azimutal em torno dos rotores para o primeiro harmônico e fase  $\phi_r = 0^\circ$  graus. A comparação de NPS destes com as previsões pelo modelo de múltiplos rotores pode ser observada na Figura 24. Além do resultado experimental, também foi incluída na comparação os resultados obtido por Shao et al. (2022) com a Formulação 1A de Farassat.

Figura 24 – Comparação de NPS para diferentes ângulos azimutais e fase entre rotores 0 para experimental de Shao et al. (2022).



Para o microfone M0, o modelo de Barry e Magliozzi apresentou os resultados mais próximos aos dados experimentais, até mesmo considerando a formulação 1A. Já para M1, o modelo Hanson passa ser o mais acurado. Para os demais microfones, é evidente que os modelos implementados não conseguem reproduzir o padrão de diretividade dos dados experimentais. Vale ressaltar que, apesar da Formulação 1A da referência conseguir capturar maiores variações na direção azimutal, os resultados também apresentam discrepâncias consideráveis em relação aos níveis. Para todos os microfones, o método Hanson apenas consegue capturar bem o valor de NPS quando o azimute é igual a 0 ou 180° graus e aparentam estar na média dos valores máximos e mínimo dos dados experimentais.

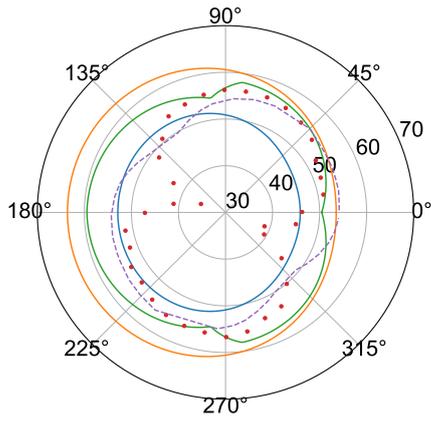
Ao se considerar uma fase de  $\phi_r = 90^\circ$  graus os modelos tem resultados ainda menos acurados, como mostra a Figura 25 que compara os resultados em NPS para o primeiro harmônico nos diferentes ângulos de azimute. Os resultados experimentais possuem grandes variações de NPS ao longo dos ângulos de azimute, o que o modelo de múltiplos rotores não reproduz. Apesar de também não ser preciso, os resultados pelo método Farassat 1A mostraram maiores variações de NPS comparados aos do modelo implementado no presente trabalho.

Neste caso os métodos de Gutin e Deming e de Barry e Magliozzi apresentaram um leve deslocamento para a esquerda quando comparado ao caso com fase 0 entre os rotores. O método de Hanson, apresentou uma mudança mais significativa na tendência ao longo do ângulo azimutal, porém essa tendência não acompanha a diretividade dos dados experimentais.

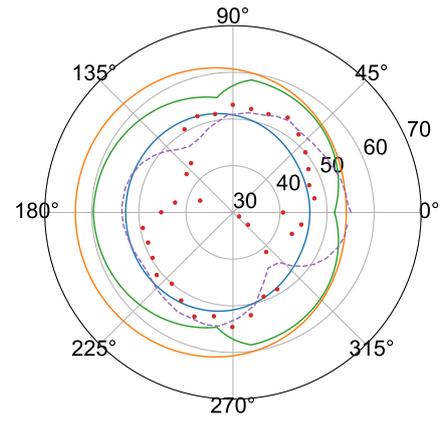
Apesar dos modelo numérico dos comparados na Figura 25 mostrarem resultados próximos aos empíricos, os valores do método Gutin e Deming foram os que apresentaram a menor diferença máxima de NPS, 17,35 dB, 15,38 dB, 19,56 dB e 18,79 dB para os microfones M0, M1, M2 e M3 respectivamente. Percebe-se também que se torna mais difícil de reconhecer um padrão de diretividade nos dados empíricos para os microfones mais próximos do eixo x, M2 e M3.

Essa comparação sugere que a hipótese de acrescentar o termo da fase entre rotores junto as equações apresentadas por Herniczek (2017) não modela corretamente os efeitos físicos consequentes da presença da variável  $\phi_r$ . Assim como ocorre na comparação com os dados de Bu et al. (2021), a sobreposição das pressões RMS dos rotores calculadas pelas equações apresentadas por Herniczek (2017) apenas acrescentando a fase em função de  $k$  e  $S$  ou  $S_0$  não captura corretamente a interação de ruído entre os rotores.

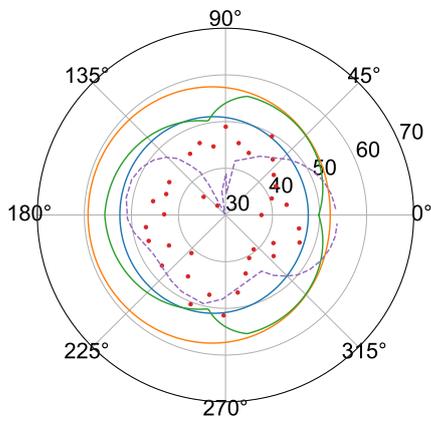
Figura 25 – Comparação de NPS para diferentes ângulos azimutais e fase entre rotores 90 para experimental de Shao et al. (2022).



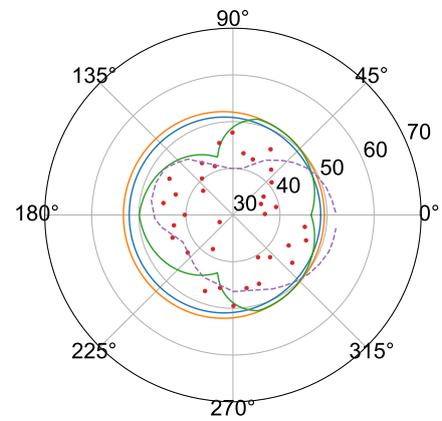
(a) M0, fase  $\phi_r = 90$



(b) M1, fase  $\phi_r = 90$



(c) M2, fase  $\phi_r = 90$



(d) M3, fase  $\phi_r = 90$

— Gutin Deming — Barry Magliozzi — Hanson • Exp Shao et al - - - Farassat 1A

Fonte: Autor (2023).

## 5 CONCLUSÕES

O presente trabalho apresentou dois algoritmos do método BEMT para calcular a tração e torque gerado por hélices. A saída do modelo aerodinâmico foi utilizada como dado de entrada em métodos de previsão de ruído de rotores. Três métodos de previsão de ruído de rotor foram implementados, assim como um modelo de múltiplos rotores para cada um dos métodos.

A validação do método aerodinâmico seguiu com dados experimentais de diferentes fontes na literatura. O equacionamento de Adkins e Liebeck apresentou problemas para obter solução em velocidades de escoamento livre igual ou próximo de zero, como já era esperado. Já equacionamento apresentado por Heene não sofreu com essa condição. Para o caso de velocidade de escoamento livre igual a zero e altos valores de RPS os resultados tiveram maior divergência em relação aos dados experimentais. Apesar dessas ressalvas os modelos apresentaram resultados com boa concordância em relação aos dados de referência.

Obtiveram-se boas previsões utilizando os métodos acústicos de rotor isolado, o método Gutin e Deming foi o que possuiu a menor diferença de NPS comparado aos experimentais de Casalino et al. (2021), já para o caso de Bu et al. (2021) o método Hanson foi o que obteve a menor diferença. No geral o método Barry e Magliozzi foi o que apresentou os maiores desvios em relação aos dados experimentais analisados. Notou-se que as divergências dos métodos de previsão de ruído e os dados empíricos foram maiores quando as previsões aerodinâmicas do modelo BEMT foram menos precisas.

A previsão com o modelo de múltiplos rotores não demonstrou resultados tão satisfatórios. Apesar de resultados promissores no plano de rotação do rotor e para ângulo azimutal igual a zero, o modelo não demonstra a tendencia variável de NPS ao longo do ângulo azimutal. Para fase entre rotores igual a 90° graus os dados experimentais tiveram variações de NPS ao longo do ângulo de azimute, maiores que os previstos pelo modelo de múltiplos rotores. É importante ressaltar que o modelo de previsão de ruído no domínio do tempo implementado por Shao et al. (2022) também não mostrou boa acurácia com os próprios dados experimentais para a fase entre rotores igual a 90° graus.

Como sugestão para trabalhos futuros é pontuado:

- Modificar o modelo de cálculo de  $C_l$  e  $C_d$  para adequar a diferentes aerofólios ao longo da pá do rotor.
- Uso de dados de entrada aerodinâmicos mais próximos dos experimentais nos casos em que houve divergência com maior RPS.

- Utilizar as equações de previsão de ruído sem a simplificação para campo distante que utiliza a função de Bessel.
- Aplicar e confrontar o modelo com dados experimentais para mais de dois rotores co-rotativos.
- Aplicação do método para ângulo de escoamento livre diferente de zero.
- Utilizar de simulações de dinâmica dos fluidos computacional para fornecer dados de entrada aerodinâmicos, de forma similar ao feito por Silva, Xavier e Chadlvski (2022)

## REFERÊNCIAS

ADKINS, C. N.; LIEBECK, R. H. Design of optimum propellers. **Journal of Propulsion and Power**, v. 10, n. 5, p. 2, 1994.

APC PROPELLERS. **APC TECHNICAL INFORMATION**. 2023. Disponível em: <https://www.apcprop.com/technical-information/>. Acesso em: 03 mar. 2023.

ARNOLDI, R. A. **Propeller noise caused by blade thickness**. Hartford, Connecticut: United Aircraft Corporation Research Department, 1956.

BARRY, F. W.; MAGLIOZZI, B. **Noise detectability prediction method for low tip speed propellers**. Dayton, Ohio: Hamilton Standard, 1971.

BISTAFA, S. R. **Acústica aplicada ao controle do ruído**. São Paulo: Blucher, 2011.

BU, H.; WU, H.; BERTIN, C.; FANG, Y.; ZHONG, S. Aerodynamic and acoustic measurements of dual small scale propellers. *Journal of Sound and Vibration*, v. 511, p. 116330, 2021.

CASALINO, D.; GRANDE, E.; ROMANI, G.; RAGNI, D.; AVALLONE, F. Definition of a benchmark for low reynolds number propeller aeroacoustics. *Aerospace Science and Technology*, v. 113, p. 1–17, 2021.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, v. 231, n. 1187, p. 505–514, 1955.

DEMING, A. F. **Noise from propellers with symmetrical sections at zero blade angle**. 605. ed. Washington D.C: National Advisory Committee for Aeronautics, 1938.

DETERS, R.; ANANDA, G.; SELIG, M. Slipstream measurements of small-scale propellers at low reynolds numbers. **33rd AIAA Applied Aerodynamics Conference**, p. 2265, 06 2015.

DRELA, M. AND YOUNGREN H. **XFOIL(version 6.99)**. 1989. Disponível em: <https://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>. Acesso em: 12 jan. 2023.

FARASSAT, F. **Derivation of Formulations 1 and 1A of Farassat**. Langley, Virginia: National Advisory Committee for Aeronautics, 2007.

GARRICK, I. E.; WATKINS, C. E. **A theoretical study of the effect of forward speed on the free-space sound-pressure field around propellers**. Washington D.C: National Advisory Committee for Aeronautics, 1953.

GERGES, S. N. Y. **Ruído: fundamentos e controle**. Florianópolis: Universidade Federal de Santa Catarina, 1992.

GOLDSTEIN, S. On the vortex theory of screw propellers. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A**, p. 440–465, 1929.

- GRIFFITH, E. D.; REVELL, J. D. **Low noise propeller technology demonstration**. Burbank, CA, 1974.
- GUDMUNDSSON, S. **General aviation aircraft design**. Boston: Elsevier Inc, 2018. 1034 p.
- GUTIN, L. **On the sound field of a rotating propeller**. Langley, Virginia: National Advisory Committee for Aeronautics, 1936.
- HADDAOUI, M. **Development of a propeller source noise model**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Aeroespacial) — Delft University of Technology, Delft, 2019.
- HAMMING, R. W. **Numerical Methods for Scientists and Engineers**. USA: McGraw-Hill, Inc., 1973. ISBN 0070258872.
- HANSON, D. B. Helicoidal surface theory for harmonic noise of propellers in the far field. *AIAA Journal*, v. 18, n. 10, p. 1213–1220, 1980.
- HEENE, M. **Aerodynamic Propeller Model for Load Analysis**. Dissertação (Mestrado em Ciência da Computação) — Royal Institute of Technology, Estocolmo, 2012. 78 p.
- HERNICZEK, K.; MARK; FESZTY, D.; MESLIOUI, S.-A.; PARK, J.; NITZSCHE, F. Evaluation of acoustic frequency methods for the prediction of propeller noise. **AIAA Journal**, v. 57, p. 1–14, 03 2019.
- HERNICZEK, M. K. **Evaluation of acoustic frequency methods coupled to blade element momentum theory for the prediction of propeller noise**. Master's Degree Thesis of Science in in Aerospace Engineering — Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada, 2017.
- HUBBARD, H. H. **Aeroacoustics of flight vehicles: theory and practice**. Hampton, Virginia: NASA Office of Management, Scientific and Technical Information Program, 1991. v. 1258.
- INTERNATIONAL AIR TRANSPORT ASSOCIATION. **Net-zero carbon emissions by 2050**. 2021. Disponível em: <https://www.iata.org/en/pressroom/2021-releases/2021-10-04-03/>. Acesso em: 02 out. 2022.
- INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION. **ICAO's policies on charges for airports and air navigation services**. Montreal, Canada, 2009. Disponível em: <https://www.icao.int/publications/pages/publication.aspx?docnum=9082>. Acesso em: 02 out. 2022.
- LATTARI, M. G. **Análise numérica do efeito do ângulo de pitch de pás sobre o desempenho acústico e aerodinâmico de hélices**. Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2021.
- LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically i. general theory. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 1952.
- METZGER, F. B. **A review of propeller noise prediction methodology: 1919-1994**. Hampton, Virginia: National Aeronautics and Space Administration, 1995. 120 p.

- NIEDZIELA, J. **Bessel functions and their applications**. University of Tennessee-Knoxville, 2008.
- PRANDTL, L. Appendix to: A. betz, schraubenpropeller mit geringstem energieverlust. **Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik**, p. 440–465, 1927.
- RANKINE, W. On the mechanical principles of the action of propellers. **Transaction of the Institute of Naval Architects**, v. 6, p. 13–39, 1865.
- RIZZI, S. A.; HUFF, D. L.; BOYD, D. D.; BENT, P.; HENDERSON, B. S.; PASCIONI, K. A.; SARGENT, D. C.; JOSEPHSON, D. L.; MARSAN, M.; HE, H. B.; SNIDER, R. **Urban air mobility noise: Current practice, gaps, and recommendations**. Fort Worth, Texas: National Aeronautics and Space Administration, 2020. 59 p.
- ROHATGI, A. **Webplotdigitizer: Version 4.6**. 2022. Disponível em: <https://automeris.io/WebPlotDigitizer>.
- RUIJGROK, G. J. J. **Elements of aviation acoustics**. Stevinweg, Delft: Delft University Press, 1993.
- SHAO, M.; LU, Y.; XU, X.; GUAN, S.; LU, J. Experimental study on noise reduction of multi-rotor by phase synchronization. **Journal of Sound and Vibration**, v. 539, p. 117199, 2022. ISSN 0022-460X.
- SILVA, F. D.; SALAZAR, J. P. L. C.; CHADLVSKI, J. V. V. M. **Simulation of the flow field and far-field noise from an UAV propeller**. 19th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Bento Gonçalves, 2022.
- SILVA, F. D.; PATRICK ALEXANDRE BATISTA; XAVIER, G. H.; CHADLVSKI, J. V. V. M. **Prediction of the Flow and Acoustic Fields Generated by an Isolated Propeller**. 12<sup>o</sup> Congresso Iberoamericano de Acústica, Florianópolis, 2022.
- SPARROW, V.; GJESTLAND, T.; GUSKI, R.; RICHARD, I.; BASNER, M.; HANSELL, A.; KLUIZENAAR, Y.; CLARK, C.; JANSSEN, S.; MESTRE, V.; LOUBEAU, A.; BRISTOW, A.; THANOS, S.; VIGEANT, M.; COINTIN, R. Aviation noise impacts white paper. **2019 Environmental Report: Aviation and Environment**, p. 44–61, 2019. Disponível em: <https://www.icao.int/environmental-protection/pages/envrep2019.aspx>. Acesso em: 02 out. 2022.
- SUN, X.; WANG, X. **Fundamentals of aeroacoustics with applications to aeropropulsion systems**. Oxford: Elsevier and Shanghai Jiao Tong University Press Aerospace Series, 2020.
- VITERNA, L. A.; JANETZKE, D. C. Theoretical and experimental power from large horizontal-axis wind turbines. p. 1–20, 9 1982.
- WALD, Q. R. The aerodynamics of propellers. **Progress in Aerospace Sciences**, v. 42, n. 2, p. 85–128, 2006. ISSN 0376-0421. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0376042106000455>.
- FFOWS WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. **Philosophical Transactions of the Royal Society**, p. 321–342, 1969.

WINARTO, H. **BEMT algorithm for the prediction of the performance of arbitrary propellers**. Melbourne: The Sir Lawrence Wackett Centre for Aerospace Design Technology, Royal Melbourne Institute of Technology, 2004.

XAVIER, G. H. **Previsão de ruído e características aerodinâmicas de hélices aeronáuticas através de métodos analíticos**. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Engenharia Aeroespacial) — Universidade Federal de Santa Catarina, Joinville, 2022. 53 p.