



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Mateus Grassano Lattari

**ANÁLISE NUMÉRICA DO EFEITO DO ÂNGULO DE PITCH DE PÁS SOBRE O
DESEMPENHO ACÚSTICO E AERODINÂMICO DE HÉLICES**

Florianópolis

2021

Mateus Grassano Lattari

**ANÁLISE NUMÉRICA DO EFEITO DO ÂNGULO DE PITCH DE PÁS SOBRE O
DESEMPENHO ACÚSTICO E AERODINÂMICO DE HÉLICES**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de
Santa Catarina para a obtenção do título de Mestre em
Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. César José Deschamps, Ph.D.
Coorientador: Eng. Victor Henrique Pereira da Rosa, Ph.D.

Florianópolis

2021

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Lattari, Mateus

ANÁLISE NUMÉRICA DO EFEITO DO ÂNGULO DE PITCH DE PÁS DE
HÉLICES SOBRE OS CAMPOS ACÚSTICO E FLUIDODINÂMICO / Mateus
Lattari ; orientador, César José Deschmaps, coorientador,
Victor Henrique Pereira da Rosa, 2021.
126 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2021.

Inclui referências.

1. Engenharia Mecânica. 2. lattice-Boltzmann. 3. Pitch
variável. 4. powerFLOW. 5. Aeroacústica. I. Deschmaps,
César José . II. Pereira da Rosa, Victor Henrique . III.
Pereira da Rosa, Victor Henrique . IV. Universidade
Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica. V. Título.

Mateus Grassano Lattari

**ANÁLISE NUMÉRICA DO EFEITO DO ÂNGULO DE PITCH DE PÁS
SOBRE O DESEMPENHO ACÚSTICO E AERODINÂMICO DE HÉLICES**

O presente trabalho em nível de mestrado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Júlio Apolinário Cordioli, Dr.Eng.
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Filipe Dutra da Silva, Dr. Eng.
Universidade Federal de Santa Catarina

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de mestre em Engenharia Mecânica.

Prof. Paulo de Tarso Rocha de Mendonça, Ph.D.
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica

Prof. César José Deschamps, Ph.D.
Orientador

Florianópolis, 2021

Este trabalho é dedicado aos meus professores, familiares e amigos.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, não posso deixar de agradecer aos meus orientadores, professores César José Deschamps e Victor Henrique Pereira da Rosa, por todos os conhecimentos, empenho e foco com que sempre me orientaram neste trabalho e em todas as situações. Muito obrigado por suas correções sem nunca me sentir desmotivado.

Agradeço à Embraer, ao CNPq e à FEESC por toda a ajuda financeira e técnica. Também gostaria de agradecer, especialmente, ao Alysson, Leandro e Lobão por todas as reuniões, que foram imprescindíveis.

Agradeço, também, aos funcionários da UFSC que, apesar de estarmos vivendo um difícil momento, foram sempre prestativos. Em especial ao Bruno e ao João por toda a sua ajuda e empenho em T.I, que colaboraram com este trabalho.

"A razão é a rosa na cruz do sofrimento presente."

(Georg Wilhelm Friedrich Hegel)

RESUMO

Novos conceitos de aeronaves são agora possíveis graças a reintrodução da propulsão a hélices baseada em motores elétricos, principalmente graças ao desenvolvimento tecnológico de suas baterias. Esses motores elétricos possibilitam a operação de hélices em mais condições de operação do que motores a combustão ou a jato. Uma conhecida estratégia de melhoria de desempenho é a alteração do ângulo de *pitch* de pá de uma hélice, o que também permite a redução de seu ruído. O objetivo deste trabalho é caracterizar o desempenho acústico e aerodinâmico de uma hélice, considerando variações de seu ângulo de *pitch* de pá. Os parâmetros acústicos e aerodinâmicos são obtidos de simulações de grandes escaladas com o código PowerFLOW, que é baseado em Lattice-Boltzmann. Os resultados numéricos são verificados em relação a erros de truncamento por refinamentos de malha e pela comparação com experimentos provenientes da literatura. Uma análise paramétrica sobre o ângulo de *pitch* de pá é conduzida, acerca de seu desempenho aerodinâmico e acústico, em condições com velocidade de corrente livre nula e não nula. Na ausência de velocidade de corrente livre, o aumento do ângulo de *pitch* de pá permitiu o incremento do empuxo em 70%, mas com o aumento do arrasto em quatro vezes. Na presença de velocidade de corrente livre, o aumento do simultâneo do ângulo de *pitch* de pá e da velocidade de corrente livre não alterou a eficiência aerodinâmica nem o empuxo para a maioria dos casos, ao custo de aproximadamente três vezes mais arrasto. Independentemente da velocidade de corrente livre, os incrementos de OASPL calculados de meia frequência de passagem de pá a até 10Hz e a sua diretividade são mais similares ao OASPL calculado de 1 kHz até 10 kHz. É mostrado que a maior redução sonora pela variação do ângulo de *pitch* de pá ocorre na presença de velocidade de corrente livre. Por exemplo, quando o incremento do ângulo é incrementado em 15°, com a velocidade de corrente livre sendo aumentada, mantendo o valor do empuxo, verifica-se um aumento do ruído de banda larga inferior a 3,5 dB, ante um aumento de até 31 dB para na ausência de velocidade de corrente livre.

Palavras-chave: *Lattice-Boltzmann*, *pitch* variável, PowerFLOW, aeroacústica.

ABSTRACT

New aircraft concepts are now possible due to the reintroduction of propeller-based propulsion powered by electric engines, mostly due to technological developments of batteries. Electric engines allow the propeller to be operated in a wider range of operating conditions than combustion or jet engines. A well-known strategy of performance improvement is the variation of the propeller blade pitch angle, which can also lead to noise reduction. The objective of this work is the characterization of a propeller's acoustic and aerodynamic performance, considering the variation of the blade pitch angle. The aerodynamic and acoustic parameters are obtained from Large Eddy Simulation with the PowerFLOW code, which is based on the Lattice-Boltzmann Method. The numerical results are assessed concerning truncation errors by a mesh refinement analysis and through comparisons with experimental data from the literature. Then a parametric analysis regarding the blade pitch angle is carried out, assessing its effects on the aerodynamic and acoustic performance, with and without the presence of free-stream velocity. In the absence of free-stream velocity, the results show that the increase of the pitch angle can increase the thrust by 70%, but at the expense of a fourfold increase in the propeller drag. In the presence of free-stream velocity, the simultaneous increase of the pitch angle and free-stream velocity generally does not change the aerodynamic efficiency and thrust, but a threefold increase is observed in the drag. Regardless the free-stream velocity condition, the increments of OASPL calculated from half blade passing frequency to 10 kHz and its directivity are rarer like those of the OASPL from 1 kHz to 10 kHz. It is shown that the greatest noise reduction by varying the pitch angle is found in the presence of free-stream velocity. For instance, when the pitch angle is increased in 15° degrees, with the free-stream velocity being incremented maintaining the thrust, the broadband noise level is increased by less than 3.5 dB, in comparison with an increase of 31 dB in the absence of free-stream velocity.

Keywords: *Lattice-Boltzmann*, variable *pitch*, PowerFLOW, aeroacoustics.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Conceito de Aeronave Elétrica proposto pelo Centro Aeroespacial Alemão. Reproduzido de DLR (2021).	37
Figura 1.2 – (a) Densidade energética de baterias e combustíveis. (b) Simulação da massa decorrente da utilização de motores elétricos em uma aeronave Cessna-172 convencional. Adaptado de Rohacs e Rohacs (2019).....	38
Figura 1.3 – (a) Demonstrador elétrico da Embraer. Reproduzido de Vinholes (2019). (b) Conceito de eVTOL da EmbraerX. Reproduzido de Castilho (2020). (c) Drone de entregas em testes. Reproduzido de ANAC (2020).	40
Figura 1.4 – Pontos de medição do ruído. Adaptado de ICAO (2021).	42
Figura 1.5 – Tipos de ruído no aerofólio (a–f). Adaptado de Brooks <i>et al.</i> (1989). ..	43
Figura 1.6 – Tipos de ruídos de hélice. Modificado de Kurtz e Marte (1970).....	45
Figura 1.7 – Espectro de ruído típico de uma hélice. Adaptado de Glegg (2017).	46
Figura 1.8 – Hélices com diferentes ângulos de <i>pitch</i> de pá.	47
Figura 1.9 – Eficiência aerodinâmica em função do fator de avanço em ângulos de <i>pitch</i> entre 15° e 30°. Adaptado de Biermann e Hartmann (1939).	48
Figura 3.1– Exemplos de arranjos de <i>lattice</i>	71
Figura 3.2 – (a) Região da parede. (b) Regiões do escoamento turbulento junto a paredes sólidas.....	73
Figura 3.3 – Algoritmo básico de LBM. Adaptado de Krüger <i>et al.</i> (2016).....	74
Figura 3.4 – Dimensionamento das VRMs utilizadas.	78
Figura 3.5 – Malha rotativa.	79
Figura 3.6 – Domínio de solução numérica com condições iniciais e de contorno. ..	79
Figura 3.7 – Definição da superfície.	81
Figura 4.1 – Comparação entre as isosuperfícies para os três níveis de refino de malha utilizados.....	86
Figura 4.2 – Espectro em SPL com banda estreita em diferentes níveis de refino. ...	88
Figura 4.3– Superfícies isométricas de velocidade na hélice.	89
Figura 4.4 – Resultados experimentais e numéricos para o coeficiente de empuxo e de torque em função da rotação com velocidade de corrente livre nula.	90
Figura 4.5 – Resultados experimentais e numéricos: (a) coeficiente de empuxo; (b) coeficiente de torque; (c) eficiência aerodinâmica em função do fator de avanço.....	91

Figura 4.6 – (a) Desenho isométrico da disposição dos microfones. (b) Vista do plano dos microfones dos experimentos da HKUST (2020), onde θ é o ângulo polar em relação ao eixo x.	92
Figura 4.7 – Espectros em SPL experimental e numérica em diferentes velocidades de rotação.	94
Figura 4.8 – OASPL para resultados experimentais e numéricos em função da velocidade de rotação.	94
Figura 4.9 – Representação do filtro centrada na banda da primeira BPF.	95
Figura 4.10 – SPL para a primeira BPF: resultados experimentais e numéricos.	96
Figura 4.11 – Espectros de SPL em função das BPFs de resultados numéricos, comparado aos filtros: média de conjuntos e filtro ButterWorth em diferentes velocidades de rotação.	97
Figura 4.12 – Espectro em SPL com bandas de 1/3 de oitava para resultados experimentais e numéricos.	98
Figura 4.13 – OASP, entre 1 kHz e 10 kHz para resultados experimentais e numéricos em função da velocidade de rotação.	98
Figura 5.1 – (a) Coeficiente de empuxo (CT) e (b) coeficiente de torque (CQ) em função do ângulo de <i>pitch</i> de pá (β) com velocidade de corrente livre nula.	102
Figura 5.2 – (a) Variação do fator de avanço (J), em todas as rotações, (b) coeficiente de empuxo, (c) coeficiente de potência e (d) eficiência aerodinâmica em função do ângulo de <i>pitch</i> de pá (β), em corrente livre não nula, em diferentes rotações:	103
Figura 5.3 – SPL em diversas rotações e velocidade de corrente livre nula.	106
Figura 5.4 – OASPL em diversas rotações para todos os microfones com corrente livre nula.	107
Figura 5.5 – SPL em diversas rotações com corrente livre não nula.	108
Figura 5.6 – OASPL em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre não nula.	109
Figura 5.7 – SPL na primeira BPF em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre nula.	110
Figura 5.8 – SPL na primeira BPF em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre não nula.	112
Figura 5.9 – SPL em bandas de 1/3 de oitava em diferentes rotações e velocidade de corrente livre nula.	113

Figura 5.10 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes rotações e velocidade de corrente livre nula.....	115
Figura 5.11 – SPL em bandas de 1/3 de oitava em diferentes rotações e velocidade de corrente livre não nula.....	116
Figura 5.12 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes rotações e velocidade de corrente livre não nula.....	117
Figura 5.13 – OASPL em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula.....	120
Figura 5.14 – SPL da 1ª BPF em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula.....	120
Figura 5.15 – OASPL entre 1kHz e 10kHz em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula.....	121
Figura 5.16 – OASPL em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula em rotações de	123
Figura 5.17 – SPL na 1ª BPF em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula.....	124
Figura 5.18 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula.	125

LISTA DE QUADROS

Quadro 2.1 – Estudos acerca de bordo de fuga serrilhado.	64
Quadro 2.2 – Estudos acerca de número de pás.	64
Quadro 2.3 – Estudos acerca de ângulo de <i>pitch</i> de pá.	64
Quadro 2.4 – Estudos com modelos baseados na BEMT.....	65
Quadro 2.5 – Estudos com modelos baseados em RANS.....	65
Quadro 2.6 – Estudos com modelos baseados em LES.	65
Quadro 2.7 – Estudos com modelos baseados em LBM.....	66

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 - Comparação entre os diferentes níveis de refinamentos analisados.	86
Tabela 4.2 – Comparação da convergência do empuxo e do torque.	87
Tabela 4.3 – Comparação da convergência entre os diferentes níveis.	88

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ANAC	Agência Nacional de Aviação Civil.
AOA	<i>Angle of Attack.</i>
BEMT	Blade Element Momentum Theory.
BPF	<i>Blade passing Frequency.</i>
CAN	<i>Comission on Aircraft Noise.</i>
eVTOL	eletric Vertical Take-Off and Landing.
FFH	Ffowcks-Williams e Hawkings.
ICAO	<i>International Civil Aviation Organisation</i>
LBM	<i>Lattice-Boltzmann Method.</i>
LES	Large Eddy Simulation.
MMR	Método de Múltiplas Referências.
NR	Nível de Refino.
OASPL	<i>Overall Sound Pressure Level.</i>
PSD	<i>Power Spectrum Density.</i>
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes.
rpm	Revoluções Por Minuto.
rps	Revoluções Por Segundo.
SPL	<i>Sound Pressure Level.</i>
UAV	Unmanned Air Vehicle.
uRANS	unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes.
VLES	<i>Very Large Eddy Simulation.</i>
VLM	Vortex <i>Lattice</i> Method.
VRM	Variação de Resolução de Malha

LISTA DE SÍMBOLOS

\dot{v}	Aceleração da partícula.
ϵ	Ângulo entre os planos da partícula incidente e o plano de seu movimento.
θ	Ângulo polar do microfone em relação ao eixo de rotação em graus.
f_b	Bandas do espectro.
C_D	Coefficiente de arrasto.
C_T	Coefficiente de empuxo.
C_L	Coefficiente de sustentação.
C_Q	Coefficiente de torque.
u, v, w	Componentes de flutuação de velocidade.
k	Constante de von Kármán
A e B	Constantes do modelo de parede.
$\sigma_\epsilon, C_{1\epsilon}$ e $C_{2\epsilon}^*$	Constantes do modelo RNG $k - \epsilon$.
C_μ	Constante do modelo de turbulência.
ηl	Coordenadas Lagrangianas do domínio físico.
δ	Delta de Dirac.
S_{xx}	Densidade espectral calculada com o método de Welch, dada em Pa^2/Hz .
ρ	Densidade.
D	Diâmetro da hélice.
ϵ	Dissipação turbulenta.
r	Distância da fonte até o campo distante.
y^+	Distância da parede adimensionalizada.
r_c e ϵ_c	Coordenadas polares de integração na esfera de influência da partícula
η	Eficiência aerodinâmica e coordenadas Lagrangianas do domínio físico.
k	Energia cinética turbulenta.
J	Fator de avanço.
J	Função de Bessel.
f^*	Função de distribuição após a colisão de dois aglomerados.
S	Função que define a superfície em coordenadas Lagrangianas.
F	Função que descreve a superfície de FFH.
f^2, f^1	Funções de densidade de probabilidade de dois aglomerados moleculares.

f	Funções de densidade de probabilidade e função que descreve a superfície de
FFH	
β	Incremento do ângulo de <i>pitch</i> de pá em graus.
Δf_b	Largura da banda de frequência da densidade espectral.
$\overline{T_{ij}}$	Média temporal do tensor de Lighthill.
n	Nível de refino da VRM.
M_r	Número de Mach da onda sonora que se propaga da fonte,
N	Número de partículas no sistema.
$\tilde{\eta}$	Parâmetro para se contabilizar as tensões locais de vorticidades e de espirais.
x_i', p'	Posição e quantidade de movimento linear da partícula após a colisão.
P	Potência da hélice.
$\overline{\rho - \rho_o}$	Perturbação média de densidade.
P_k	Produção de energia cinética turbulenta.
R_{VRn}	Raio da VRM de nível n .
dx_n	Refino da VRM de nível n .
n	Rotação da hélice.
T_o	Temperatura absoluta do meio.
τ	Tempo de relaxação.
τ_{eff}	Tempo de relaxação efetivo.
τ_r	Tempo retardado em relação à fonte.
Q	Torque da hélice.
T	Tração da hélice.
<i>Turb</i>	Turbulência adimensional.
v_i	Velocidade da partícula.
U_{inf}	Velocidade de corrente livre do escoamento.
V_f	Velocidade de corrente livre.
c	Velocidade do som.
b	Velocidade normal à superfície de FFH.
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta.
μ	Viscosidade dinâmica.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	37
1.1	UM NOVO COMEÇO PARA AERONAVES A HÉLICE	37
1.2	Regulamentação do ruído aeronáutico.....	41
1.3	O RUÍDO DE HÉLICE	42
1.4	O DESEMPENHO DO ÂNGULO DE <i>PITCH</i> DE PÁ	46
1.5	OBJETIVOS	48
1.6	ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO.....	49
2	REVISÃO DA LITERATURA.....	50
2.1	ESTRATÉGIAS PARA REDUÇÃO DE RUÍDO	50
2.1.1	Bordo de fuga serrilhado	50
2.1.2	Número de pás.....	52
2.1.3	Ângulo de <i>pitch</i> de pá	53
2.2	MODELOS NUMÉRICOS	56
2.2.1	Teoria do momento do elemento de pá.....	56
2.2.2	Equações médias de Reynolds	57
2.2.3	Simulações de grandes escalas.....	59
2.2.4	Modelos baseados no método de <i>Lattice-Boltzmann</i>	60
2.3	SÍNTESE E CONTRIBUIÇÕES	62
3	METODOLOGIA.....	68
3.1	MODELOS MATEMÁTICOS.....	68
3.1.1	Método de <i>Lattice-Boltzmann</i>.....	68
3.1.2	Modelo de submalha.....	71
3.1.3	Algoritmo geral de solução	73
3.1.4	Propagação de ruído para o campo distante.....	75
3.2	IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL	77

3.2.1	Variação de resolução de malha.....	77
3.2.2	O Modelo de malha rotativa	78
3.2.3	Condições iniciais e de contorno.....	79
3.2.4	Implementação do modelo de ruído para o campo distante.....	80
3.3	TRATAMENTO DO SINAL SONORO.....	81
4	VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO.....	85
4.1	ANÁLISE DE REFINO DE MALHA	85
4.1.1	Convergência de malha para grandezas aerodinâmicas.....	87
4.1.2	Convergência de malha para grandezas acústicas	87
4.2	COMPARAÇÃO COM EXPERIMENTOS	88
4.2.1	Grandezas aerodinâmicas	88
4.2.2	Grandezas acústicas.....	92
5	ANÁLISE PARAMÉTRICA	99
5.1	PERFORMANCE AERODINÂMICA	100
5.1.1	Corrente livre nula	100
5.1.2	Corrente livre não nula	102
5.2	ANÁLISE DO RUÍDO.....	104
5.2.1	Sinal completo	105
5.2.2	Ruído tonal	110
5.2.3	Ruído de banda larga	113
5.3	ANÁLISE COMBINADA.....	118
5.3.1	Velocidade de corrente livre nula.....	118
5.3.2	Velocidade de corrente livre não nula	123
6	CONCLUSÕES.....	127
6.1	ADEQUAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO.....	127
6.2	SEPARAÇÃO DO SINAL EM RUÍDO TONAL E DE BANDA LARGA	128

6.3	EFEITO DO ÂNGULO DE <i>PITCH</i> DE PÁ NA AERODINÂMICA E NO RUÍDO	128
6.4	EFEITOS AERODINÂMICOS E ACÚSTICOS COMBINADOS DO ÂNGULO DE <i>PITCH</i>	130
6.5	SUGESTÃO PARA TRABALHOS FUTUROS	130
	REFERÊNCIAS	128
	APÊNDICE A – TEORIA DO MOMENTO DE ELEMENTO DE PÁ	136

1 INTRODUÇÃO

1.1 UM NOVO COMEÇO PARA AERONAVES A HÉLICE

Hélices aeronáuticas são largamente utilizadas em diferentes tipos de aeronaves. Suas possibilidades de operação ainda são limitadas pela estreita faixa de torque de seus motores. Isso ocorre devido à limitação dos motores convencionais (motores a reação), por não serem capazes de promover altos valores de torque em diferentes rotações de eixo.

A recente melhoria de baterias elétricas começa a permitir a utilização de motores elétricos com diversas vantagens em relação aos convencionais. Uma delas é a capacidade de manter altos torques para uma ampla faixa de rotações. Essa diferença, para algumas rotações de eixo, pode ser de até 500 vezes para motores com o mesmo valor de torque máximo (TAKAHASHI *et al.*, 2014), permitindo que a hélice receba o torque necessário para diversas condições de operação. Dessa forma, as hélices de uma aeronave podem operar com alta eficiência aerodinâmica e em baixa rotação (BERTON *et al.*, 2019).

Outra vantagem em relação a motores convencionais advém da baixa complexidade de seus componentes. Dessa forma, o menor requisito de massa desses motores abre a possibilidade de aeronaves com diversas hélices ao longo de suas asas, como ilustrado na Figura 1.1. Múltiplas hélices, em vez de apenas uma, podem operar em menores rotações, proporcionando menor arrasto aerodinâmico (maior eficiência aerodinâmica), menores requisitos estruturais e, finalmente, diminuição dos níveis sonoros da aeronave.



Figura 1.1 – Conceito de Aeronave Elétrica proposto pelo Centro Aeroespacial Alemão. Reproduzido de DLR (2021).

Entretanto, por mais promissoras que sejam as possibilidades abertas por motores elétricos, a melhoria das baterias ainda possui limitações em comparação aos combustíveis comumente utilizados na aviação, no que concerne a sua densidade energética. De fato, as baterias mais sofisticadas, por exemplo, possuem densidades energéticas de, no mínimo, dez

vezes inferiores ao querosene de aviação. Mais exemplos são apresentados na Figura 1.2 (a), onde se comparam vários tipos de baterias em relação a combustíveis. Esse é um dos principais motivos pelo qual aeronaves de grande escala não possam adotar propulsão elétrica, o que implica na necessidade de ainda utilizarem motores convencionais.

Uma implicação da baixa densidade energética das baterias foi explorada por Rohacs e Rohacs (2019). Nesse estudo, uma aeronave Cessna-172 de quatro lugares foi adaptada para utilização de motores elétricos. A análise preliminar da aeronave demonstrou um aumento de até três vezes na massa de decolagem permitida por essa modificação, o que é ocasionado pela inclusão de uma bateria de 800 kWh, como mostra a Figura 1.2 (b). Na mesma figura, propostas de inclusão de baterias elétricas são comparadas com o Cessna-172 convencional, no que concerne à massa da aeronave. Esse aumento de massa devido ao emprego de baterias é ainda mais problemático, tendo em vista que a aeronave elétrica não é capaz de diminuir sua massa ao longo do voo, por não eliminar os produtos da combustão. Essa incapacidade de redução da massa se torna ainda mais crítica ao se considerar uma aterrissagem em pista de pequena extensão.

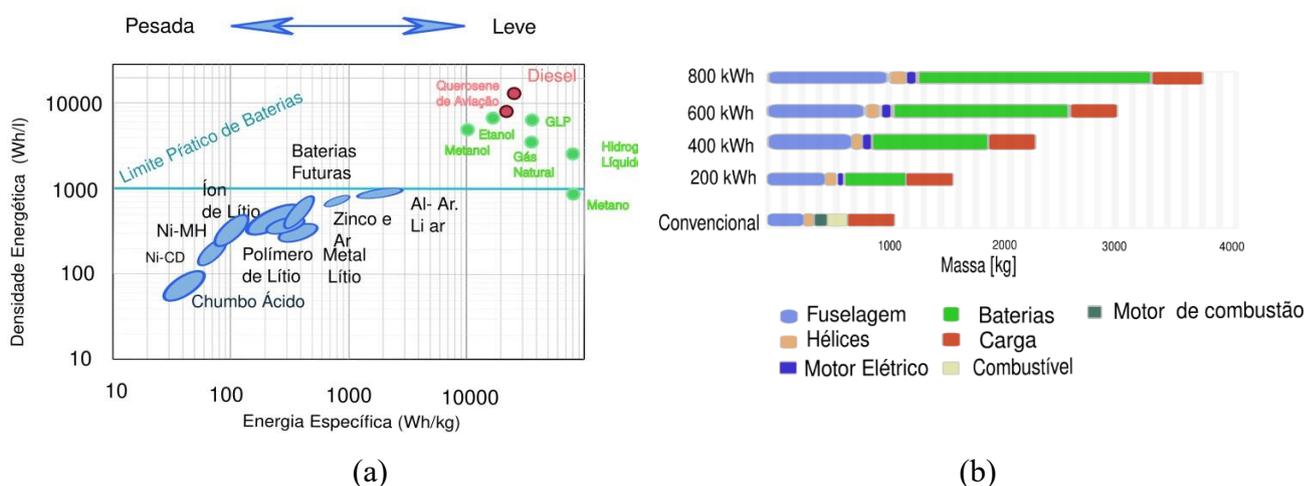


Figura 1.2 – (a) Densidade energética de baterias e combustíveis. (b) Simulação da massa decorrente da utilização de motores elétricos em uma aeronave Cessna-172 convencional. Adaptado de Rohacs e Rohacs (2019).

Toda essa problemática em relação à densidade energética demonstra uma das grandes barreiras tecnológicas para a eletrificação completa do setor aéreo. Em contrapartida, uma variedade de aeronaves menores pode ser eletrificada, além de possuírem possibilidades de mercado bastante promissoras. Por serem leves, com massa de até 5.670 kg, e com baixa autonomia, essas aeronaves atenuariam o aumento de massa ocasionado pelas baterias.

A aviação regional pode utilizar essas aeronaves em linhas regionais a custos competitivos em comparação ao transporte terrestre, além da baixa emissão de poluentes (VISWANATHAN *et al.*, 2019). Essas linhas regionais permitiriam maior integração entre centros urbanos pequenos e médios que vêm tendo a sua importância aumentada. Essa possibilidade é especialmente interessante em países com vasta extensão territorial e com baixa densidade de malha rodoviária ou ferroviária, devido às limitações climáticas ou orçamentárias como Brasil, Canadá, China, Índia e Rússia.

No Brasil, na década de 1970 e 1990, esse nicho era atendido por aeronaves leves a motores turboélice, como é o caso do Embraer EMB-110 (Bandeirantes). Diversas crises econômicas, aumentos nos preços do petróleo e concorrência com o transporte rodoviário reprimiram a demanda por esse nicho, o que acarretou seu rápido declínio. Conseqüentemente, a partir de 1990 houve uma concentração da aviação em oligopólios — 97% do tráfego aéreo controlado por três empresas —, que passaram a utilizar grandes aeronaves com linhas apenas entre grandes centros urbanos e capitais (FERREIRA, 2017).

A implicação desse processo é que a malha de transporte aeroviário se concentrou em grandes aeroportos metropolitanos. No Brasil, por exemplo, mais da metade do tráfego aéreo se concentra em apenas 10 aeroportos, sendo que, praticamente, todo o tráfego comercial se concentra em apenas 32 aeroportos. Entretanto, o país possui em torno de 3.000 campos de pouso públicos e privados, aeroportos e aeródromos, ficando atrás apenas dos Estados Unidos (ANAC, 2021). Semelhante ao caso brasileiro, no país norte-americano, cerca de 95% de todo o seu tráfego aéreo é concentrado em apenas 1% das pistas disponíveis em seu território (FAROKHI, 2014).

Esse cenário poderia mudar com a utilização de aeronaves elétricas nas próximas décadas, de tal sorte que diversas tecnologias de aeronaves com propulsão elétrica estão em estágio inicial de desenvolvimento e apresentam resultados promissores. Um desses protótipos, desenvolvido pela Embraer e apresentado na Figura 1.3 (a), consistiu na adaptação de uma aeronave de curto alcance e de um passageiro com aplicações agrícolas, o EMB-Ipanema, com a instalação de um motor a hélice elétrico.

Seguindo essa tendência de inovação no setor aeronáutico, também se discute a introdução de veículos elétricos de transporte urbano autônomo com decolagem e aterrissagem vertical (*electric Vertical Take Off and Landing* – eVTOL). A possibilidade é bastante interessante para centros urbanos densamente povoados e com tráfego terrestre intenso, como

Nova York, Hong Kong e São Paulo. Esses veículos também utilizam hélices, como exemplificado na Figura 1.3 (b).

Por fim, existem os veículos aéreos não tripulados (*Unmanned Autonomous Vehicle – UAV*) de decolagem e aterrissagem vertical, que podem ser empregados para a entrega de produtos. O desenvolvimento dessa possibilidade está em estágio bastante avançado com protótipos como o da Figura 1.3 (c), em operações autorizadas pela Agência Nacional de Aviação Civil – ANAC. Esses veículos são bastantes similares aos intitulados genericamente como *drones*, atualmente utilizados em filmagens, reconhecimento de terrenos, atividades recreativas, dentre outros. As entregas realizadas por esses veículos podem se tornar bastante frequentes, superando limitações de mobilidade em centros urbanos e implicando em grande rapidez e dinamismo em suas operações.



(a)



(b)



(c)

Figura 1.3 – (a) Demonstrador elétrico da Embraer. Reproduzido de Vinholes (2019). (b) Conceito de eVTOL da EmbraerX. Reproduzido de Castilho (2020). (c) Drone de entregas em testes. Reproduzido de ANAC (2020).

Todas essas possibilidades demonstram uma demanda por aeronaves a hélices com motores elétricos, estabelecendo um novo capítulo na aviação. No entanto, o emprego em grande escala dessas aeronaves próximo a grandes centros urbanos poderia produzir um aumento

significativo dos níveis de ruído nesses locais. Como o ruído aeronáutico é bastante regulamentado, a redução dos níveis de ruído na operação dessas aeronaves passa a ser um fator chave em seu desenvolvimento.

1.2 REGULAMENTAÇÃO DO RUÍDO AERONÁUTICO

O ruído aeronáutico é um importante aspecto no projeto de aeronaves civis, tendo a sua importância aumentada na segunda metade do século XX, com o crescimento rápido do tráfego aéreo, notadamente próximo a centros urbanizados. Isso implicou em grande pressão sobre os governantes que, por sua vez, passaram a pressionar a indústria aeronáutica através de regulamentações. Essa pressão ocorreu, principalmente, no ocidente europeu, no Canadá e nos Estados Unidos, porque esses países usufruíam de grande desenvolvimento econômico e, conseqüentemente, concentrando a maior parte do tráfego aéreo. Isso motivou a regulamentação do setor a partir de agências nacionais, que estão subordinadas a acordos internacionais, já que essas aeronaves operam em diversos países.

O principal organismo de regulamentação da aviação é a Organização Internacional de Aviação Civil (*International Civil Aviation Organization – ICAO*), que instituiu a comissão de ruído aeronáutico (*Committee on Aircraft Noise – CAN*). Essa comissão tem o objetivo de desenvolver e regulamentar os procedimentos para certificação de ruído de aeronaves em operação, atualmente, ou que venham a ser desenvolvidas.

Diversas conferências internacionais, impulsionadas por protestos da sociedade que se agravavam desde 1944 (SMITH, 2004), culminaram, em 1969, em um acordo para a regulamentação dos níveis sonoros. O documento que possui recomendações, métricas e normas para os níveis sonoros de aeronaves é intitulado: “Padrões Internacionais de Recomendações e Práticas – Proteção Ambiental: anexo 16 à Convenção Internacional de Aviação Volume 1 - Ruído Aeronáutico”, frequentemente referenciado como “Anexo 16”.

Esse documento entrou em vigor em 1971 e é organizado com base nas regulamentações de cada tipo de aeronave, apresentando para cada uma delas certificações de ruído e métodos para a medição dos níveis sonoros. A Figura 1.4 ilustra um dos procedimentos para a aferição do ruído de decolagem. O documento é revisado, regularmente, com atualizações dos níveis máximos de ruído que as aeronaves podem emitir para serem certificadas e entrarem em operação (ICAO, 2008).

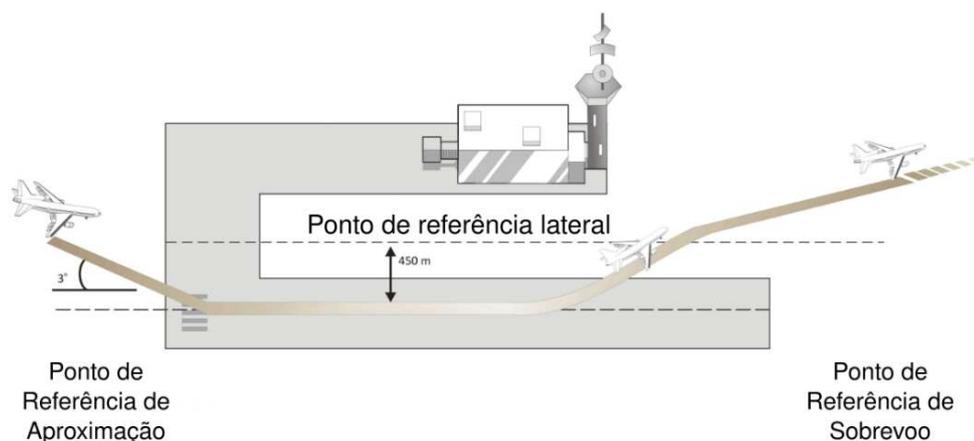


Figura 1.4 – Pontos de medição do ruído. Adaptado de ICAO (2021).

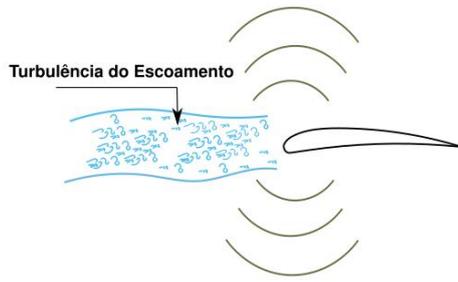
1.3 O RUÍDO DE HÉLICE

A imposição de regulamentações, quanto aos níveis máximos de ruído aeronáutico, demonstra a importância do tema para a viabilidade de novos projetos. Assim, é de vital importância o conhecimento das principais fontes de ruído aeronáutico a fim de se reduzir o nível total gerado. Uma das principais fontes de ruído de aeronaves vem do movimento das hélices, o que revela a importância da caracterização de seu ruído. Como as pás das hélices são formadas, longitudinalmente, por seções de aerofólios, o ponto inicial para a análise do ruído é o estudo da sua geração pelo escoamento em aerofólios.

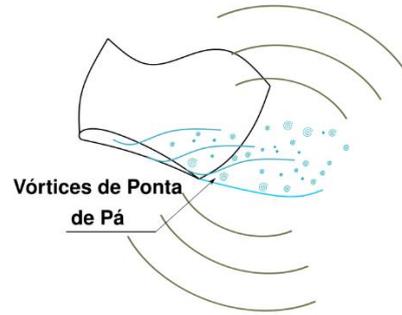
Em um aerofólio isolado existem dois principais mecanismos de geração de ruído: a interação do escoamento a montante com seu bordo de ataque e do escoamento ao longo do seu dorso. Esse último chamado de ruído próprio do aerofólio.

No primeiro mecanismo, o ruído é gerado principalmente pela interação de estruturas turbulentas com o bordo de ataque, como ilustra a Figura 1.5 (a), causando um espalhamento do conteúdo energético de flutuações turbulentas não acústicas em flutuações acústicas, que se propagam no espaço para além da região do escoamento turbulento.

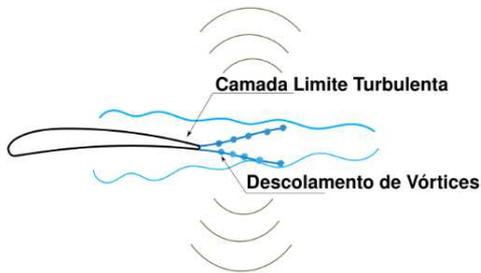
Já o ruído próprio do aerofólio possui maior complexidade, podendo ser dividido em cinco contribuições: vórtices de ponta de pá, desprendimento de vórtices, bordo de fuga, instabilidade e separação. Esses mecanismos de ruído são esquematizados na Figura 1.5 (b–f).



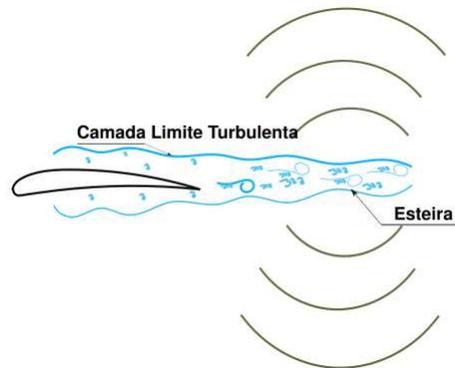
(a) Turbulência incidente — Ruído de bordo de ataque.



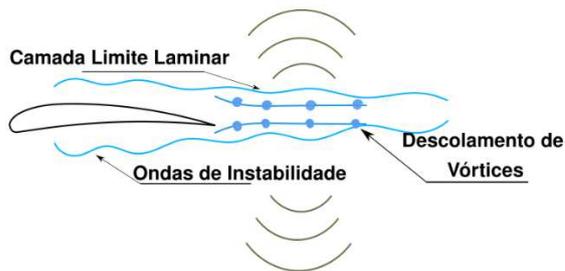
(b) Ruído de vórtices de ponta de pá.



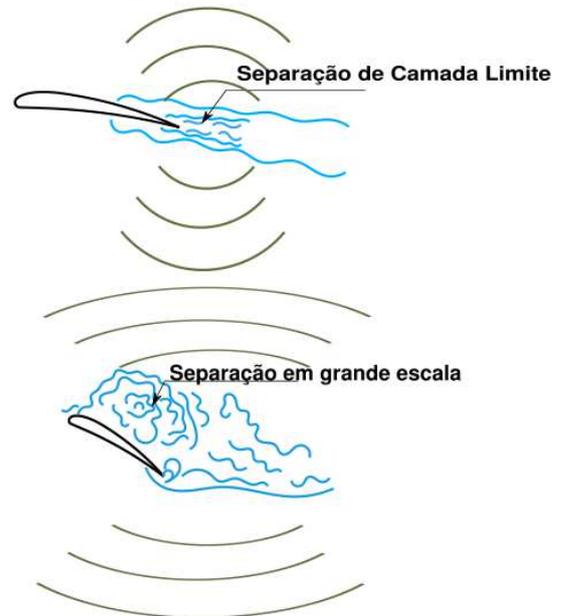
(c) Bordo de fuga espesso — Ruído de descolamento de vórtices.



(d) Camada limite turbulenta — Ruído de bordo de fuga.



(e) Camada limite laminar — Ruído de instabilidade.



(f) Ruído de separação do escoamento.

Figura 1.5 – Tipos de ruído no aerofólio (a–f). Adaptado de Brooks *et al.* (1989).

A maioria desses efeitos se concentra na geração de vórtices que passam a estar presentes no escoamento em decorrência de sua passagem pelo aerofólio. Os vórtices na ponta de pá ocorrem, principalmente, pela diferença de pressão do extradorso e intradorso do aerofólio, que entram em contato na terminação da pá. Esse efeito pode se tornar ainda mais intenso, caso existam camadas limites turbulentas nos dorsos ou turbulência no escoamento próximo à ponta de pá. Já a esteira de vórtices se forma a partir da convecção das flutuações da camada limite turbulenta no aerofólio para o bordo de fuga. Na sequência, o descolamento de vórtices é gerado pela terminação de um bordo de fuga espesso ou pelas ondas de instabilidades provenientes da camada limite laminar do escoamento no aerofólio. O último efeito é ocasionado pelo aumento do ângulo de ataque (*Angle of Attack* – AOA) do aerofólio. Tal condição implica em um aumento de sua sustentação, o que é de grande interesse, pois também implica na ampliação do empuxo gerado pela hélice. Todavia, a camada limite no bordo de fuga do aerofólio inicia um processo de separação, gerando mais estruturas vorticais e, conseqüentemente, aumento das fontes de ruído. A partir de determinado ângulo de ataque, o aerofólio eventualmente apresenta uma queda brusca de sustentação (*stall*), gerada pela alteração do carregamento de pressão em seu extradorso. No extradorso, ocorre recirculação em grande escala que aumenta a geração de vórtices e, desse modo, aumentando os níveis sonoros (BROOKS *et al.*, 1989; VELDEN, 2017).

Hélices possuem pás formadas por seções de aerofólio distribuídas ao longo de seu raio, de tal sorte que as seções de aerofólio passam a orbitar o centro da hélice em função de sua velocidade de rotação. Pressupõe-se que haja sobreposição entre os efeitos sonoros do aerofólio e os efeitos periódicos em função dessa rotação introduzida. Esse efeito periódico é relacionado à rotação das hélices, o que resulta em contribuições energéticas em múltiplos da frequência de passagem de pá (*Blade Passing Frequency* – BPF). Ainda assim, esse efeito pode ser dividido em três contribuições: rotacional, de distorção e de interação. O efeito rotacional é relacionado à aerodinâmica mais elementar de uma pá, arrasto e sustentação, que se traduz em empuxo e torque. Os efeitos periódicos de distorção e interação estão relacionados com o movimento das pás, amplitude e modulação de frequências, esteira e interações dos campos de pressão de pás adjacentes.

Já os efeitos análogos ao aerofólio isolado representam contribuições energéticas distribuídas ao longo de uma ampla faixa de frequências. Além de não possuir relação direta com as BPFs, esse ruído está fortemente relacionado com efeitos turbulentos e de vorticidade, assim como os mecanismos de ruído no aerofólio. Ainda assim, o ruído vortical pode ser

dividido em relação a efeitos de bordo de fuga e de ponta de pá. Um esquema de todos esses efeitos de ruído é apresentado na Figura 1.6.

Os efeitos sonoros apresentados geram um espectro característico do ruído de hélices, com a presença de picos bem definidos em baixas e médias frequências. Esses picos são produzidos, periodicamente, em múltiplos das BPFs, e são sobrepostos por um conteúdo de banda larga distribuído por todas as frequências. Isso implica que, em baixas e médias frequências, os efeitos periódicos dominem, enquanto em altas frequências os efeitos de banda larga análogos ao aerofólio, gerados por mecanismos não periódicos, sejam dominantes. Vale ressaltar que essa definição, de maneira estrita, é própria de uma situação próprias de hélices isoladas. Por esse motivo, o espectro do ruído de uma hélice é dividido em dois tipos de ruídos: (i) tonal e (ii) banda larga, como identificados na Figura 1.7.

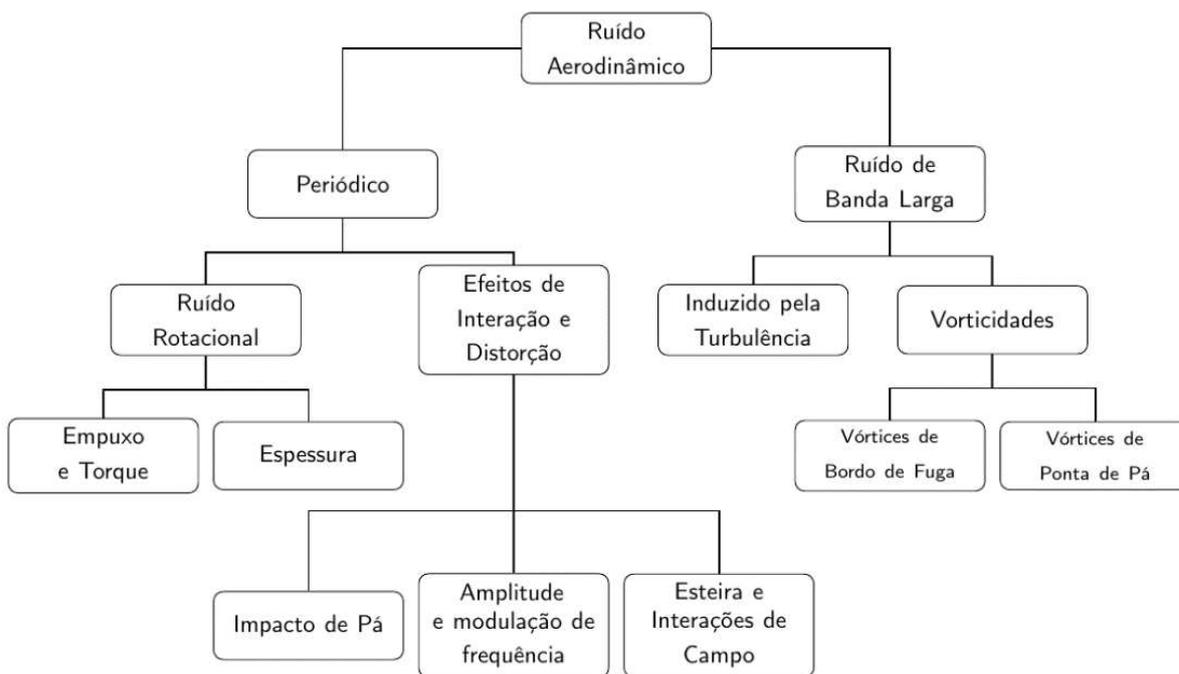


Figura 1.6 – Tipos de ruídos de hélice. Modificado de Kurtz e Marte (1970).

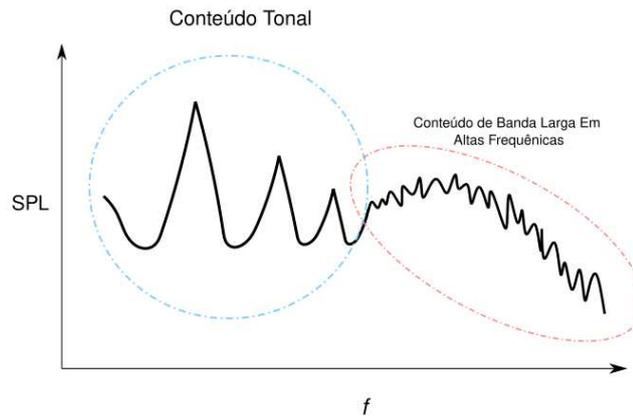


Figura 1.7 – Espectro de ruído típico de uma hélice. Adaptado de Glegg (2017).

1.4 O DESEMPENHO DO ÂNGULO DE *PITCH* DE PÁ

Uma estratégia para melhorar o desempenho de hélices é a alteração de seu ângulo de *pitch* de pá. Esse ângulo é formado longitudinalmente entre as pás de uma hélice e seu eixo, como mostra a Figura 1.8 para duas hélices com diferentes ângulos de *pitch* de pá. A principal vantagem dessa estratégia é o incremento do ângulo de ataque de cada estação de aerofólio ao longo das pás, possibilitando aumento do empuxo produzido globalmente pela hélice, devido ao aumento de sua sustentação.

Diferentemente de um aerofólio que pode ser analisado, simplificada, apenas com dados de arrasto e sustentação, uma hélice necessita de mais parâmetros aerodinâmicos. Por esse motivo, a análise dos efeitos da alteração do ângulo de *pitch* de pá sobre o desempenho da hélice emprega os seguintes parâmetros: fator de avanço (J), coeficiente de empuxo (C_T), coeficiente de torque (C_Q) e eficiência aerodinâmica (η), os quais são assim definidos:

$$J = \frac{V_f}{nD} \quad C_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4} \quad C_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5} \quad (1.1)$$

$$\eta = \frac{TV_f}{P} = \frac{C_T J}{2\pi C_Q} \approx \frac{\text{Empuxo} * \text{Velocidade}}{\text{Potência no Eixo da Hélice}} \quad (1.2)$$

, onde T [N] é a tração, P [W] é a potência, Q [N.m] é o torque, V_f [m/s] é a velocidade de corrente livre, n [RPS] é a velocidade rotacional da hélice, D [m] é o diâmetro da hélice e ρ [kg/m³] é a densidade do fluido. O efeito de alterações no ângulo de *pitch* de pá é estudado desde os primórdios da aviação como, por exemplo, nos trabalhos experimentais de Biermann e Hartmann (1939). Além da relação direta entre o ângulo de *pitch* de pá e o aumento do empuxo,

uma das vantagens de se variar esse ângulo é a possibilidade de se manterem altos níveis de desempenho aerodinâmico da hélice, sem aumento da rotação, para vários níveis de velocidade de corrente livre.

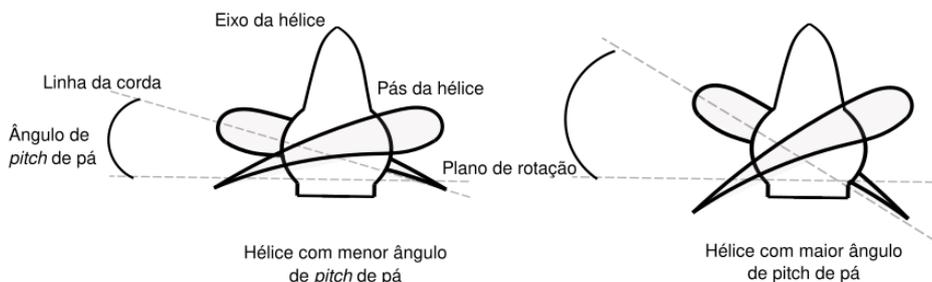


Figura 1.8 – Hélices com diferentes ângulos de *pitch* de pá.

Em uma hélice com ângulo de *pitch* de pá constante, por exemplo, a única opção para manter a eficiência aerodinâmica é o incremento de sua rotação, o que leva ao incremento do empuxo, compensando o aumento do torque e, dessa forma, mantendo a eficiência. Consequentemente, o fator de avanço também se mantém, já que o aumento da velocidade de rotação também compensa o aumento da velocidade de corrente livre. Entretanto, essa solução requer elevados níveis de torque no eixo do motor, além de aumentar em grande medida o ruído gerado pela hélice

Considerando uma hélice com ângulo de *pitch* de pá variável, pode-se manter o empuxo através da variação do ângulo combinado com o fator de avanço, dessa forma, conservando a eficiência aerodinâmica, conforme indicado na Figura 1.9. Mesmo assim, isso implica também no aumento do torque requerido pela hélice, porém menor do que aquele ocasionado pelo aumento de rotação da hélice.

A estratégia de variação do ângulo de *pitch* de pá pode levar a uma vantagem acústica, ao se evitar a necessidade de aumento da rotação da hélice. No entanto, por mais interessantes que sejam as alterações, as restrições mecânicas do sistema das hélices e os limites de operação de motores convencionais trazem obstáculos à implementação dessa estratégia, uma vez que não é possível gerar o torque necessário à operação da hélice em baixas rotações. Isso ocorre porque os motores são projetados para ter seu torque máximo e eficiência ótima em altas rotações, relacionadas geralmente à condição de cruzeiro da aeronave. A utilização de motores elétricos atenua essas limitações relacionadas ao desempenho dos motores, pois os motores elétricos são capazes de manter altos torques para uma larga faixa de velocidades de seu eixo.

Dessa forma, uma hélice pode manter uma menor rotação e, ao variar seu ângulo, o motor pode produzir o torque requerido para a operação da aeronave.

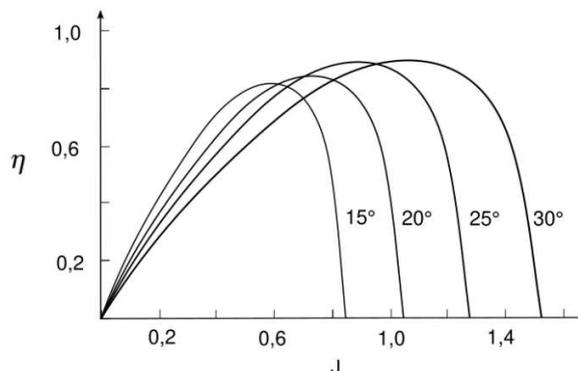


Figura 1.9 – Eficiência aerodinâmica em função do fator de avanço em ângulos de $pitch$ entre 15° e 30°. Adaptado de Biermann e Hartmann (1939).

1.5 OBJETIVOS

A necessidade da redução dos níveis sonoros de novas aeronaves com propulsão elétrica demonstra a importância de estratégias de redução de ruído em hélices. Como descrito neste capítulo, a alteração do ângulo de $pitch$ de pá permite a operação vantajosa de hélices através da utilização de motores elétricos, possibilitando uma operação mais silenciosa. Sendo assim, o estudo do efeito aerodinâmico e acústico devido a alterações no ângulo de $pitch$ de pá, em função das condições de operação das hélices, pode permitir maior embasamento para a redução dos níveis sonoros em novos conceitos de aeronaves.

Dentro desse contexto, o objetivo deste trabalho é investigar, numericamente, o efeito das alterações do ângulo de $pitch$ de pá, em diferentes condições de operação, sobre o desempenho aerodinâmico e acústico de uma hélice isolada. Para alcançar esse objetivo, definiram-se os seguintes objetivos específicos:

- Desenvolver um modelo numérico para a análise do problema, validado a partir de uma avaliação de convergência de malha e da comparação com resultados experimentais.
- Empregar e testar técnicas de análise digital de sinais para separar o sinal de ruído em tonal e de banda larga.
- Avaliar, numericamente, o efeito do ângulo de $pitch$ pá com velocidade de escoamento livre nula e não nula, considerando os efeitos aerodinâmicos no ruído completo, tonal e de banda larga.

- Relacionar os efeitos aerodinâmicos e acústicos decorrentes das variações do ângulo de *pitch* de pá em condições de velocidade de corrente livre nula e não nula.

1.6 ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO

O restante deste documento é organizado nos seguintes capítulos:

- Capítulo 2: revisão da literatura sobre as principais estratégias para redução do ruído de hélices e os métodos numéricos aplicados em análises aeroacústicas de hélices, com a indicação das contribuições deste trabalho.

- Capítulo 3: descrição da metodologia utilizada neste trabalho, dividida em modelo matemático, modelo numérico e processamento dos resultados de ruído.

- Capítulo 4: validação do modelo numérico para as simulações realizadas neste trabalho. Primeiramente, apresenta-se uma análise de erros de truncamento a partir da comparação de três níveis progressivos de refino da malha computacional. Na sequência, os resultados numéricos são comparados com as medições aerodinâmicas e acústicas de HKUST (2020). Finalmente, avaliam-se técnicas de análise digital de sinais para a separação do ruído tonal e do ruído de banda larga.

- Capítulo 5: análise paramétrica do efeito do ângulo de *pitch* de pá sobre a aerodinâmica e o ruído, considerando velocidade de escoamento nula e não nula.

- Capítulo 6: as principais conclusões sobre os resultados são apresentadas em conjunto com sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO DA LITERATURA

A revisão da literatura apresentada neste capítulo é dividida em três seções. A primeira delas apresenta uma revisão de estratégias para a redução do ruído de hélices com enfoque, principalmente, em análises paramétricas. A segunda seção revisa modelos numéricos, comparando seus desempenhos para a previsão de características acústicas e aerodinâmicas de hélices. Por fim, a terceira seção apresenta uma síntese desses estudos revisados, de forma a evidenciar as contribuições desta dissertação.

2.1 ESTRATÉGIAS PARA REDUÇÃO DE RUÍDO

2.1.1 Bordo de fuga serrilhado

Uma das principais fontes do ruído próprio de aerofólios são as esteiras de vórtice que se desprendem de seu bordo de fuga. Dessa maneira a atuação sobre o bordo de fuga tem grande potencial para a redução do ruído gerado por aerofólios. Uma estratégia que explora essa possibilidade, em hélices, é a inclusão de um padrão serrilhado ao longo do bordo de fuga de suas pás, com o propósito de mitigar a formação de esteiras de vórtices e, conseqüentemente, atenuar as fontes de ruído.

Pang *et al.* (2018) analisaram, experimentalmente, o efeito da inclusão de bordos de fuga serrilhados em uma hélice com aproximadamente 300 mm de diâmetro. Os autores avaliaram a eficácia dos serrilhados na supressão do aumento do ruído de banda larga, decorrente do incremento da velocidade de rotação ou do ângulo de *pitch* das pás. A hipótese assumida foi que o aumento do ruído de banda larga, em altas frequências, se origina da interação do escoamento com o bordo de fuga das pás da hélice. Para uma mesma rotação, a inclusão do serrilhado proporcionou redução sonora de cerca de 3 dB em frequências acima de 3 kHz, e de até 5 dB em frequências próximas a 10 kHz. Em relação ao ruído tonal, os autores observaram um aumento apenas na primeira BPF, enquanto a partir da segunda BPF o ruído foi novamente reduzido entre 3 e 5 dB.

Yang *et al.* (2019) analisaram, experimentalmente, o efeito de bordos de fuga serrilhados adicionados, ou seja, com aumento da corda, e extrudados, com redução da corda, com diferentes amplitudes e alturas. As hélices modificadas se basearam em um modelo liso de cerca de 300 mm de diâmetro fabricado pelos autores. Para uma mesma rotação, as hélices com serrilhado adicionado produziram até 13% mais empuxo que a hélice lisa, enquanto aquelas

com bordo extrudado produziram o mesmo empuxo ou menos. Na comparação do ruído gerado pelas hélices com serrilhado em relação às lisas, as hélices com serrilhado reduziram o OASPL em até 2 dB. Assim como observado por Tay *et al.* (2020), essa redução ocorreu para a geometria em que a altura dos serrilhados é o dobro de seu comprimento de onda.

Continuando o estudo de Yang *et al.* (2019), Yang *et al.* (2020) analisaram outras geometrias de hélices serrilhadas, além de dar maior enfoque na performance aerodinâmica. Os autores observaram que, para uma mesma rotação, pás com serrilhados em toda sua extensão produzem mais empuxo e menos arrasto do que hélices com serrilhado apenas na metade de sua extensão. Também discorreram sobre a importância do modo de fabricação dos serrilhados. Nesse aspecto, Yang *et al.* (2020) afirmaram que serrilhados adicionados são vantajosos por manterem a área original das pás e, por conseguinte, o empuxo gerado. Verificaram que a diminuição dos níveis sonoros, possibilitado pelas hélices serrilhadas com o aumento da rotação, ocorre primeiro para os microfones com ângulos polares menores em relação ao eixo de rotação da hélice, e depois nos microfones com ângulos maiores. Por fim, observaram que o serrilhado reduz o nível global de pressão sonora (*Overall Sound Pressure Level – OASPL*), em torno de 2 dB, em comparação com a hélice lisa, para um mesmo empuxo.

Tay *et al.* (2020) analisaram, numericamente e experimentalmente, a aplicação de bordos de fuga serrilhados, que foram extrudados, em um modelo de hélice de 240 mm de diâmetro projetado pelos autores. O estudo foi conduzido com a utilização de um código baseado na solução das Equações Médias de Reynolds (*Reynolds Average Navier-Stokes – RANS*) com o método de fronteiras imersas (MITTAL *et al.*, 2005; TAY *et al.*, 2015), validado a partir dos resultados experimentais para hélice sem serrilhado. A partir do modelo numérico, os autores obtiveram resultados para as hélices com bordo de fuga serrilhado, variando cinco possibilidades de comprimento de onda de padrão serrilhado com o objetivo de minimizar a redução de empuxo em relação à hélice original. Na geometria que apresentou a menor redução, a dimensão da altura dos serrilhados era o dobro da dimensão de seu comprimento de onda. Segundo os autores, a menor redução de empuxo ocorreu porque a configuração produziu vórtices mais alongados e estreitos em relação às demais configurações. Por fim, para essa geometria, observou-se redução de 5 dB no OASPL, em relação à hélice lisa, mantendo a rotação.

2.1.2 Número de pás

Outra estratégia para a redução do ruído de hélices é a redução da sua velocidade de rotação aliada ao aumento da quantidade de pás.

Britcher *et al.* (2017) analisaram, experimentalmente, diversas hélices comerciais com diferentes *pitch* geométricos e quantidade de pás. Todas as hélices experimentadas tinham 400 mm de diâmetro, diferentes *pitch* geométricos (150 até 250 mm) e duas ou três pás. O objetivo dos autores foi analisar as diferenças de performance aerodinâmica e níveis sonoros produzidos por essas hélices. Os experimentos foram realizados com corrente livre nula e não nula, com o objetivo de medir a performance aerodinâmica e os níveis sonoros produzidos por hélices isoladas. Para os experimentos com corrente livre não nula, um túnel de vento convencional com seção fechada (não anecoica) foi utilizado. Os experimentos com corrente livre nula, por sua vez, foram realizados em uma câmara anecoica do *Langley Research Center* (RIZZI *et al.*, 2013; GROSVELD, 2013). Os autores concluíram que hélices com três pás produzem o mesmo empuxo de hélices com duas pás, mas com rotações menores. Essa característica permite reduzir o ruído, mantendo-se o empuxo. Britcher *et al.* (2017) reconheceram as limitações de se comparar resultados acústicos de câmaras anecoicas e de túneis de vento não anecoicos, não permitindo uma avaliação quantitativa rigorosa da redução de ruído.

Wisniewski *et al.* (2017) buscaram reduzir o ruído produzido por um UAV quadricóptero (*drone*) comercial. Com esse objetivo, analisaram, experimentalmente, a alteração das suas hélices por geometrias menos ruidosas, construídas a partir de uma hélice com 240 mm de diâmetro e duas pás. Os autores propuseram modelos de hélices com diferentes geometrias das pás, variando também entre dois e cinco o número de pás. Medições acústicas e aerodinâmicas foram realizadas em um túnel de vento. Além disso, os autores variaram a posição do microfone, que estava localizado a jusante da hélice, em relação ao raio das pás, o que permitiu obter as variações dos níveis sonoros em função da posição radial ao longo das pás das hélices. Esse resultado foi combinado com a visualização de traços de fumaça, com a utilização de uma câmera de alta velocidade. Em relação à geometria da pá em hélices com duas pás, os resultados demonstraram que a hélice modificada em padrão de pá “oval” reduziu o ruído em 12 dB, em OASPL, quando comparada à hélice original para o empuxo requerido para a operação do drone. Já na comparação com pás de padrão oval, o modelo com cinco pás reduziu em 20 dB de OASPL em relação ao modelo de duas pás, mantendo-se o nível de

empuxo. Além disso, para uma mesma rotação, os picos de ruído, em função da posição radial ao longo das pás da hélice com cinco pás, se mostraram menos intensos que aqueles da hélice com duas pás. Adicionalmente, na análise visual da operação da hélice com o uso de traço de fumaça, em uma mesma rotação, as intensidades dos vórtices produzidos pelo modelo com cinco pás pareceram ser menores que aqueles do modelo com duas pás.

Utilizando uma hélice similar àquela do UAV de Wisniewski *et al.* (2017), Dommelen *et al.* (2019) analisaram, numericamente e experimentalmente, a possibilidade de se otimizar a performance aerodinâmica e acústica com alterações no projeto do modelo original. Para isso, realizaram uma análise em malha fechada para projetar uma hélice otimizada que pudesse gerar menos ruído, mas mantendo o empuxo da hélice original. Os parâmetros otimizados foram: diâmetro, distribuição da corda ao longo das pás e número de pás. O modelo numérico utilizado foi desenvolvido com o código XROTOR (DRELA, 201) e aplicado na análise de malha fechada para o projeto iterativo de hélices e previsão de seus níveis sonoros. A análise de malha fechada foi iniciada com o projeto de hélice com parâmetros genéricos de entrada. Essa hélice tinha seus níveis sonoros previstos pelo modelo numérico e, se não fossem inferiores aos níveis da hélice original, uma nova iteração era realizada com o ajuste dos parâmetros de entrada. Caso os níveis sonoros fossem reduzidos, a hélice era fabricada por meio de impressão 3D e testada em uma bancada desenvolvida pelos autores. E se o nível de empuxo da hélice original não fosse atingido para essa geometria, uma nova iteração no projeto era realizada, com novos ajustes dos parâmetros. Essa análise permitiu que Dommelen *et al.* (2019) chegassem a dois modelos de hélices otimizadas, uma com duas e outra com quatro pás. Por fim, os níveis sonoros foram medidos em uma pequena câmara anecoica (dimensão máxima não superior a 1m). Na comparação experimental entre os níveis sonoros da hélice original e dos dois modelos propostos, apenas a hélice com quatro pás foi capaz de reduzir o OASPL em até 5 dB(A) em relação à hélice original.

2.1.3 Ângulo de *pitch* de pá

Uma importante estratégia de modificação do projeto de hélices é a variação de seu ângulo de *pitch* de pá. Por esse motivo, diversos trabalhos analisaram o efeito desse ângulo em relação à performance acústica e aerodinâmica de hélices.

Zawodny *et al.* (2016) analisaram, experimentalmente e numericamente, em condição de corrente livre nula e diferentes velocidades de rotação, duas hélices comerciais com

diferentes ângulos de *pitch* de pá. Os experimentos foram realizados em uma câmara anecoica (GROSVELD, 1999) com microfones posicionados em arco polar. Os autores compararam resultados experimentais e numéricos, além de apresentar métodos para separação do ruído medido em tonal e de banda larga. A hélice com maior ângulo de *pitch* de pá produziu um empuxo próximo ao obtido com o outro modelo de hélice, mas operando com velocidade de rotação menor. A redução da rotação implica em menores velocidades de ponta de pá e, segundo os autores, permitiu que a hélice gerasse uma redução de 6,5 dB no OASPL, em relação ao modelo com o menor ângulo de *pitch* de pá.

Wang *et al.* (2019) realizaram uma análise experimental em diferentes rotações e velocidades de corrente livre para várias hélices comerciais de pequena escala, com diferentes ângulos de *pitch* de pá. Na montagem do experimento, um arco polar de microfones foi aplicado em uma câmara anecoica (MAYER *et al.*, 2019). Os autores observaram que o aumento da rotação sem velocidade de corrente livre eleva os níveis de ruído em todas as faixas do espectro. A componente tonal aumenta em 10 dB com o aumento na rotação de 2.500 para 5.500 rpm, enquanto um aumento menor que 10 dB, nas demais frequências no espectro, é identificado. Para analisar a diretividade, os autores consideraram o efeito no nível em cada BPF para cada microfone. Em algumas rotações, segundo Wang *et al.* (2019), há um pequeno desvio da diretividade em relação ao formato de cardioide. Isso ocorreu principalmente para 4.000 rpm e, de acordo com os autores, devido a uma pequena ressonância no aparato experimental. O aumento da velocidade de corrente livre, em contrapartida, gerou redução nos níveis sonoros. Por exemplo, em 5.000 rpm houve uma redução de 5 dB quando a velocidade aumentou de 5 m/s para 20 m/s, atribuída à diminuição de cargas aerodinâmicas devido ao aumento de velocidade de corrente livre. Os autores observaram que o incremento do ângulo de *pitch* de pá gera um aumento no OASPL em rotações entre 3.000 e 5.000 rpm, podendo alcançar 7 dB quando esse ângulo passa de 4° para 10°. Na análise, os autores comparam hélices com ângulos de *pitch* de pá de 6,6° a 16,1° medidos em 75% do raio da hélice. Como esperado, ao se comparar hélices com o mesmo ângulo de *pitch*, os efeitos previamente discutidos em relação à rotação e à velocidade de corrente livre se mantêm.

Fattah *et al.* (2019) analisaram, experimentalmente, o efeito do ângulo de *pitch* de pá e de outras características do perfil das hélices com geometrias baseadas em modelos comerciais. Os experimentos foram realizados em uma câmara anecoica com quarenta microfones dispostos em linha em dois eixos, um paralelo e outro ortogonal ao eixo de rotação

da hélice, buscando medir o ruído da primeira BPF e o ruído de banda larga. A análise paramétrica foi voltada para o entendimento do efeito de cada um dos parâmetros geométricos das hélices isoladas sobre sua aerodinâmica e seus níveis sonoros. Por exemplo, um par de geometrias possuía mudança no ângulo de *pitch* de pá sem variação de corda, espessura ou torção, enquanto outro par possuía uma combinação dessas características para uma análise do efeito de parâmetros combinados. Os autores observaram que menores razões entre a corda na ponta de pá e o eixo da hélice (*taper ratio*) ocasionaram redução de até 4 dB no nível de pressão sonora (*Sound Pressure Level*– SPL) na primeira BPF e variações menores que 1 dB no ruído de banda larga. Tendo em vista as características combinadas de *taper ratio* e torção, Fattah *et al.* (2019) indicaram que padrões mais uniformes de velocidades poderiam ser induzidos na superfície das pás. O ajuste combinado desses dois parâmetros resultou na redução de até 5,6 dB, no SPL na primeira BPF, mas sem variação significativa sobre o ruído de banda larga. O incremento de 5° no ângulo de *pitch* de pá aumentou o nível de pressão sonora na primeira BPF em 3 dB, para uma mesma rotação. A comparação de hélices, com torção de 15° e 20°, demonstrou que a torção de 20° reduziu o SPL, na primeira BPF, em cerca de 2 dB, em relação ao ruído gerado pela hélice com torção de 15°. Por outro lado, a hélice de 20° apresentou um aumento significativo do ruído de banda larga em frequências acima de 9 kHz.

Berton e Nark (2019) avaliaram, numericamente, a utilização de hélices de ângulo de *pitch* de pá variável em dois motores elétricos de uma aeronave monomotora de dois lugares, destacando as vantagens da utilização desses motores em comparação a motores de combustão interna. Com o objetivo de comparar o desempenho dos dois motores, Berton e Nark (2019) mapearam, com base no manual do motor da aeronave (REISSUE *et al.*, 1999), o desempenho aerodinâmico da hélice da aeronave formada por três pás e com dois metros de diâmetro. O mapeamento mostrou o efeito do aumento do ângulo de *pitch* de pá em permitir pontos ótimos de eficiência aerodinâmica para maiores fatores de avanço, mantendo a rotação da hélice. Com base no mapeamento dos demais parâmetros de desempenho do motor e na previsão numérica do ruído da hélice pelo código ANOPP (ZORUMSK, 1982), Berton e Nark (2019) avaliaram, em diferentes valores de empuxo, uma sequência de velocidades de eixo dos dois motores com o objetivo de representar o comportamento da aeronave na decolagem. A utilização do motor elétrico reduziu o nível sonoro em 12 dB(A) em comparação ao motor convencional. Por outro lado, os autores observaram que a pequena redução do empuxo ao longo da decolagem impõe alguns desafios para certificação da aplicação de motores elétricos.

Jordan *et al.* (2020) analisaram, experimentalmente, a performance acústica e aerodinâmica de duas hélices pequenas comerciais, com diferentes ângulos de *pitch* de pá, em diferentes rotações com corrente livre nula. Os autores analisaram rotações entre 1.500 e 8.000 rpm e apresentaram os espectros de ruído em função da frequência normalizada pela primeira BPF, possibilitando sua comparação em diferentes rotações. Essa comparação explicitou o aumento do ruído tonal com o aumento da velocidade de rotação. Esse aumento foi maior para a primeira BPF, com o aumento da rotação de 2.800 para 7.900 rpm gerando um aumento do SPL na primeira BPF de cerca de 30 dB. Em relação ao OASPL até a terceira BPF, mantendo-se o empuxo, os autores observaram que a hélice com maior ângulo de *pitch* de pá gerou menos ruído. Esse efeito se deve à possibilidade de se manter o empuxo com menor velocidade de rotação em ângulos de *pitch* mais elevados. No entanto, nos resultados de OASPL, em função da rotação, esse modelo de hélice apresentou o maior ruído para a primeira BPF e maiores valores de OASPL para microfones em ângulos menores em relação ao eixo de rotação. Isso poderia indicar, de acordo com Jordan *et al.* (2020), que essa hélice possui maior contribuição de ruído gerado por cargas aerodinâmicas.

2.2 MODELOS NUMÉRICOS

2.2.1 Teoria do momento do elemento de pá

A Teoria do Momento do Elemento de pá (*Blade Element Momentum Theory* – BEMT) consiste em aproximar a análise de uma hélice tridimensional por diversas seções de um aerofólio bidimensional. O resultado da análise de cada seção, considerando um escoamento invíscido, para o qual é possível soluções analíticas ou numéricas de simples implementação, é integrado para obtenção dos parâmetros aerodinâmicos da hélice completa.

Os resultados aerodinâmicos de métodos baseados na BEMT têm acurácia reduzida em hélices com geometrias complexas, onde os efeitos tridimensionais predominam, e em pás com regiões de separação da camada limite. Mesmo assim, o baixo custo computacional torna a BEMT atraente para uma análise preliminar de geometrias ou para o mapeamento da performance de hélices em diversas condições de operação.

Strash *et al.* (1998) analisaram a possibilidade de prever os efeitos aerodinâmicos gerados pelo contato da asa de uma aeronave com a esteira induzida por sua hélice. Para tal, os autores utilizaram um método baseado no acoplamento entre a BEMT e um modelo baseado no

método de Euler (EPSTEIN *et al.*, 1989). Os autores obtiveram divergências próximas a 10% entre os resultados numéricos e experimentais (SAMUELSSON, 1987).

Oi *et al.* (2008) utilizaram uma implementação da BEMT para prever a performance aerodinâmica de hélices comerciais pequenas em diversas rotações e velocidades de corrente livre. A BEMT foi implementada com base no resultado de seções de aerofólios provenientes do código XFOIL (DRELA, 2002) para as mesmas geometrias empregadas nos experimentos de Brandt *et al.* (2005). A comparação entre resultados numéricos e experimentais de coeficientes de torque e empuxo, para condições de operação distantes da separação do escoamento, mostrou diferenças menores que 10%.

Leng *et al.* (2019) estenderam a BEMT para condições mais complexas de escoamento e com seções de pás com elevados ângulos de torção. Os autores compararam os resultados numéricos com medições de Yaggy *et al.* (1960) e com outros resultados numéricos obtidos da solução transiente das equações médias de Reynolds (*unsteady Reynolds Average Navier-Stokes* - uRANS), implementado no código StarCCM+. Os resultados dos coeficientes de torque e de empuxo fornecidos pela BEMT apresentaram boa captura da tendência, com desvios de até 10% em relação ao verificado nos experimentos. Por outro lado, o modelo uRANS apresentou desvios de até 20% em relação aos dados experimentais.

Ingraham *et al.* (2019) realizaram uma otimização do comprimento da corda e da torção ao longo das pás, com base em parâmetros aerodinâmicos e acústicos. Com esse objetivo, os autores adotaram um código baseado na BEMT a fim de gerar dados de entrada para o código ANOPP2 (LOPES *et al.*, 2016) calcular os níveis de ruído. Os resultados mostraram que as hélices otimizadas reduzem o ruído em 5 dB ao custo de apenas 1% na eficiência aerodinâmica.

2.2.2 Equações médias de Reynolds

A solução das Equações Médias de Reynolds (*Reynolds Average Navier-Stokes* – RANS) requer a aplicação de modelos de turbulência. Esses métodos possuem maior custo computacional que os modelos baseados na BEMT, porque resolvem, dentre outros, efeitos tridimensionais e consideram efeitos viscosos em camadas limites. Os trabalhos revisados nessa seção aplicaram modelos RANS para análises aerodinâmicas de hélices.

Xu *et al.* (2019) adotaram RANS com o modelo de turbulência Spalart-Allmaras para investigar a performance de hélices com ângulo de *pitch* de pá variável. O código utilizado foi

desenvolvido com foco em modelos avançados de discretização e *multigrid* (JAMESON *et al.*, 1984; XU *et al.*, 2009). Além disso, as equações de conservação são resolvidas em coordenadas cilíndricas, permitindo modelar diretamente efeitos da força de Coriolis. Uma hélice com 300 mm de diâmetro, projetada por Ghoddoussi e Miller (2016), foi testada em um túnel de vento a fim de fornecer medições para a validação do código numérico. O modelo numérico apresentou boa captura de tendência para o empuxo e torque, com desvios abaixo de 10% nas regiões distantes da separação e de até 50% nas regiões próximas.

Magistrela (2019), a partir de uma implementação da simulação transiente das equações de médias de Reynolds (uRANS), realizou uma comparação entre os modelos de turbulência de Spalart-Allmaras, $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, na previsão das características aerodinâmicas de hélices em baixa velocidade. Os autores também compararam o Método de Múltiplas Referências (MMR), no qual não existe movimento de malhas e sim do sistema de referência em regime permanente a fim de modelar o efeito da geometria de hélice rotativa. Já os modelos com uRANS empregaram malhas móveis. Na comparação com resultados experimentais de Brandt *et al.* (2011), as previsões com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ superestimaram os coeficientes de empuxo e de torque, enquanto com o modelo de Spalart-Allmaras os subestimaram. Já o modelo $k-\omega$ previu os resultados em melhor concordância com as medições. Uma análise da magnitude da viscosidade turbulenta demonstrou que o modelo $k-\varepsilon$ prevê níveis excessivos de turbulência no bordo de ataque. Por outro lado, segundo Magistrela (2019), o modelo SST previu níveis semelhantes de um escoamento laminar. O modelo $k-\omega$, em contrapartida, foi capaz de capturar os níveis de turbulência em uma esteira que, segundo os autores, é mais condizente com a física desse escoamento. Apesar das diferenças observadas nos três modelos de turbulência, os resultados dos coeficientes de torque e de empuxo se mostraram muito próximos entre si, com diferenças inferiores a 10%. Os autores argumentaram que isso seria uma evidência de que efeitos transientes e níveis de turbulência são negligenciáveis na análise do problema e que simulações em regime permanente permitem resultados coerentes e com baixo custo computacional.

Chauhan e Martins (2020) investigaram, numericamente, a interação hélice-asa, a partir de uma implementação de uRANS. A partir dos resultados, os autores projetaram pás e asas otimizadas para aeronaves que utilizam motores com hélices na parte traseira da aeronave. O modelo de uRANS foi implementado no código AdFLOW (MADER *et al.*, 2020), que possui um esquema numérico de segunda ordem e utiliza o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras.

Uma incoerência observada nos resultados numéricos foi a maior sustentação da hélice para as regiões mais próximas de sua base, no caso de estações da pá com ângulo de torção de 4°. Os autores atribuíram essa incoerência ao fato de o código utilizado não ser capaz de capturar as cargas aerodinâmicas assimétricas nessas regiões. Mesmo assim, as simulações permitiram projetos otimizados do conjunto hélice-asa com reduzido arrasto nas pás.

2.2.3 Simulações de grandes escalas

As simulações de grandes escalas (*Large Eddy Simulation* – LES) combinam a solução direta das equações de Navier-Stokes, para as maiores escalas de movimento turbulento, com a modelagem da turbulência para as escalas de dimensões menores que a discretização da malha computacional. Essa combinação permite a obtenção das características estocásticas do escoamento turbulento ligado à geração de ruído. Entretanto, a solução do escoamento próximo a paredes sólidas representa um desafio para esse tipo de abordagem. Por isso, adotam-se modelos híbridos RANS e LES, com a região próxima a paredes sendo resolvida com um modelo RANS. Esses modelos híbridos são amplamente utilizados na análise numérica do ruído gerado por hélices.

Wang *et al.* (2017) investigaram, numericamente, o ruído produzido por uma hélice submetida a uma esteira turbulenta. O modelo numérico consistiu em uma implementação híbrida de LES com a teoria modificada de Lighthill (WANG *et al.*, 2006), empregando uma malha não estruturada com base nos estudos de You *et al.* (2008). A propagação do ruído para o campo distante foi realizada com um método baseado na teoria de Ffowcs-Williams *et al.* (1969). Os resultados numéricos foram validados através da comparação com medições de Alexander *et al.* (2016), observando-se excelente concordância para resultados de SPL. Os autores concluíram que o modelo previu resultados de diminuição sonora coerentes com o aumento do fator de avanço, além de níveis de turbulência modestos que também foram observados nos experimentos.

Mankbadi *et al.* (2020) investigaram numericamente os mecanismos de geração de ruído de hélices utilizados por veículos aéreos não tripulados, empregando um modelo híbrido RANS-LES disponível no código OpenFOAM®. Esse modelo híbrido foi implementado por meio de uma função que alterna entre os modelos LES e RANS localmente, com base na distância em relação às paredes das pás. Os resultados de torque e de empuxo foram comparados com medições de Zawodny *et al.* (2016), observando-se boa captura de tendências e desvios

menores que 10% para velocidades de 4.800 até 6.600 rpm. Para análise do ruído, os autores implementaram a formulação de superfície porosa de FWH por meio de uma superfície cilíndrica circunscrevendo a hélice, com uma abertura na superfície a jusante da hélice. Isso evita que flutuações espúrias, presentes na superfície a jusante, sejam contabilizadas como fontes de ruído (LOCKHARD e CASPER, 2005). O espectro sonoro foi comparado com as medições de Zawodny *et al.* (2016). Para a primeira BPF, a diferença entre os resultados numéricos e experimentais foi menor do 3 dB, mas essa diferença chega a 15 dB a partir da terceira BPF.

Parisot *et al.* (2020) aplicaram um modelo de LES implícito, disponível no código STAR CCM+ para a análise do ruído de hélices, comparando os resultados numéricos com os dados experimentais de Zawodny *et al.* (2016). Além disso, Parisot *et al.* (2020) comparam os seus resultados com os resultados do modelo de rede de vórtices não linear (*Vortex Lattice Method* – VLM), desenvolvido por Jo *et al.* (2016). Os dois modelos (LES e VLM) apresentaram boa captura de tendência em relação aos resultados experimentais, com diferenças menores de 5% para o coeficiente de empuxo e menores que 5 dB no ruído da primeira BPF. Os autores consideraram os resultados de LES consistentes nos demais pontos do espectro e que algumas diferenças observadas sejam causadas pela presença do motor nos experimentos. O modelo VLM não foi capaz de obter resultados para todo o espectro, pois é limitado para baixas frequências (abaixo de 1 kHz).

2.2.4 Modelos baseados no método de *Lattice-Boltzmann*

O método de *Lattice-Boltzmann* (*Lattice-Boltzmann Method* – LBM) é uma implementação numérica da equação de Boltzmann que, por sua vez, resulta de uma estatística da dinâmica molecular. A implementação do LBM em conjunto com modelos de turbulência, a partir da utilização de funções parede e modelos de submalha, resulta no que se pode chamar de Simulação de Escalas Muito Grandes (*Very Large Eddy Simulation* – VLES). Nos trabalhos analisados nesta seção, observam-se importantes vantagens na utilização desse tipo de modelo para simulações de fenômenos aeroacústicos.

Park *et al.* (2019) aplicaram um modelo uRANS acoplado a um LBM para o cálculo da propagação do ruído até o campo acústico. O objetivo foi calcular as fontes de ruído geradas pelas hélices estudadas, experimentalmente, por Zawodny *et al.* (2016). Na comparação com

os dados experimentais, as previsões numéricas apresentam diferenças menores que 2 dB na primeira BPF e mostraram boa captura da taxa de decaimento de níveis sonoros para a segunda BPF.

Gonzalez *et al.* (2018) utilizaram o código PowerFLOW (DASSAULT, 2019) de VLES para investigar o comportamento acústico de uma hélice com 10 pás submetida a uma esteira gerada por um corpo rombudo. Os resultados foram comparados com medições provenientes de um túnel de vento (ALEXANDER *et al.*, 2016), e com um modelo numérico baseado em LES (WANG *et al.*, 2017). O sinal de ruído do código PowerFLOW foi obtido de duas formas: (i) utilizando superfície de FFH e (ii) propagação direta. Diferenças menores que 1 dB no ruído tonal foram observadas entre resultados numéricos e experimentais até a décima BPF. Para frequências maiores, o sinal calculado por meio da superfície de FFH se afasta dos resultados experimentais, enquanto o sinal calculado por propagação direta se mantém com a mesma diferença até a décima primeira BPF. Os resultados do código baseado em LES foram similares aos resultados do PowerFLOW, sem a utilização da superfície de FFH e com possibilidade de capturar o ruído de banda larga a partir da décima primeira BPF. No entanto, o tempo de processamento computacional do PowerFLOW foi 25% menor que o das simulações LES.

Avallone *et al.* (2018) aplicaram o PowerFLOW para avaliar as características acústicas e de performance aerodinâmica da esteira gerada por uma hélice, com a inclusão de um pilone poroso com seu bordo de ataque posicionado a jusante da hélice. Os resultados numéricos foram validados a partir da comparação com dados experimentais, aerodinâmicos, para diferentes fatores de avanço (DE VRIES *et al.*, 2017; DELA CORTE *et al.*, 2017; SINNIEGE *et al.*, 2018). Os resultados numéricos e experimentais de velocidades foram comparados em diferentes pontos na esteira gerada pela hélice, observando-se diferenças inferiores a 5%. Os resultados acústicos da simulação foram verificados em relação à convergência de malha, com variações de 50% na resolução da malha, gerando diferenças menores que 1 dB no SPL.

Avallone *et al.* (2019) aplicaram o PowerFLOW para analisar o efeito da instalação de palhetas na superfície de pressão das hélices na recuperação da energia de vórtices (*swirl recover*). Os refinamentos de malha consideraram regiões de interesse nas pás, como o bordo de ataque e o bordo de fuga. Os autores compararam os resultados numéricos com medições experimentais (LI *et al.*, 2018), verificando diferenças menores que 5% para o coeficiente de

empuxo e de 3% para a velocidade na esteira. Testes de convergência de malha mostraram que refinamentos de até seis vezes a dimensão original originaram uma diferença menor que 1,4 dB no nível de OASPL.

Nardari *et al.* (2019) analisaram, experimentalmente e numericamente, com o PowerFLOW, o efeito sobre o desempenho de uma hélice quando testada dentro de uma câmara semianecoica fechada em comparação à situação de uma hélice operando em meio semi-infinito (limitado apenas pelo solo). O objetivo foi verificar se a recirculação do escoamento no interior de câmaras semianecoicas pode aumentar os níveis sonoros medidos, levando a inconsistências na comparação com resultados de simulações numéricas que não consideram o domínio fechado da câmara. Nardari *et al.* (2019) concluíram que as medições em uma câmara semianecoica não representam bem a operação de uma hélice, pois a recirculação no interior da câmara implica em níveis sonoros maiores que aqueles observados na aplicação real, longe de paredes sólidas. Na comparação entre resultados numéricos e experimentais, Nardari *et al.* (2019) observaram desvios em torno de 10% para parâmetros aerodinâmicos (coeficientes de empuxo e torque) e 1,5 dB(A) para o SPL. As simulações realizadas para o escoamento no interior de uma câmara semianecoica revelaram um aumento de 5 dB(A) nos níveis de SPL, mas nenhum efeito significativo sobre os parâmetros aerodinâmicos.

Shubham (2020) analisou a performance aerodinâmica e aeroacústica de hélices duplas em condição de corrotação utilizando o código PowerFLOW. Os resultados relacionados à aerodinâmica foram comparados com resultados experimentais (TINNEY *et al.*, 2019), com diferenças de 12% para o empuxo. Para o SPL, observaram-se diferenças em torno de 3 dB para a primeira BPF, e desvios maiores a partir da segunda BPF, chegando a 10 dB para as maiores frequências (acima de 10 kHz).

2.3 SÍNTESE E CONTRIBUIÇÕES

A revisão da literatura neste capítulo evidencia os principais efeitos aerodinâmicos e acústicos originados por estratégias de redução de ruído, assim como a adequação de modelos numéricos na previsão desses efeitos.

A respeito das estratégias de redução de ruído, evidenciou-se a inclusão de bordos de fuga serrilhados (Quadro 2.1), o aumento do número de pás (Quadro 2.2) e alterações do ângulo de *pitch* de pá (Quadro 2.3). Dessas estratégias, a aplicação de bordos de fuga serrilhados é a

mais recente, mas impõe diversos desafios estruturais e, de acordo com o método de fabricação do serrilhado, pode reduzir o empuxo produzido pela hélice (TAY *et al.*, 2020). Assim, o uso de serrilhados está restrito a hélices experimentais de pequena escala, com incertezas quanto à sua certificação aeronáutica. Já o aumento do número de pás, mesmo sendo uma estratégia mais consolidada, também impõe inúmeros desafios. Dentre esses desafios, destacam-se a complexidade de fabricação e o aumento do torque no eixo, ocasionados pelo maior arrasto devido à inclusão de mais pás. Devido à sua simplicidade, a estratégia de variar o ângulo de *pitch* de pá já é utilizada em aeronaves desde os primórdios da aviação (BIERMANN; HARTMANN, 1939). Essa estratégia permite a diminuição do ruído das hélices sem perda de empuxo ou aumento significativo no arrasto (ZAWODNY *et al.*, 2016; WANG *et al.*, 2019; JORDAN *et al.* 2020;).

Dentre os modelos numéricos, sintetizados nas Quadros 2.4 a 2.7, aqueles baseados na BEMT são o de menor custo computacional, mas possuem limitações na simulação de hélices com geometria complexa ou na presença de separação do escoamento (OL *et al.*, 2008). Métodos mais complexos, como modelos baseados em uRANS e LES, permitem maior acurácia, embora com maior custo computacional em relação aos modelos baseados na BEMT. Além disso, esses modelos requerem métodos adequados de discretização, modelos de turbulência e descrição adequada do escoamento próximo às paredes sólidas (MAGISTRELA, 2019; AFARI, 2019; CHAUAN; MARTINS, 2020). Em contrapartida, os métodos baseados em LBM permitem resultados com acurácia igual ou superior aos modelos uRANS e LES, com custo computacional de até quatro vezes menor que o custo de modelos LES (AVALONE *et al.*, 2018; GONZALEZ *et al.*, 2018; SHUBHAM, 2020).

Considerando os objetivos deste trabalho e o exposto na literatura, indicam-se as seguintes contribuições desta dissertação:

- Estender a validação do código PowerFLOW na simulação aeroacústica de hélices, através da comparação de grandezas aerodinâmicas e acústicas com dados experimentais.
- Avaliar o efeito do ângulo de *pitch* de pá, velocidade de corrente livre e rotação no ruído gerado por hélices;

- Separar o conteúdo espectral de ruído previsto numericamente em ruído tonal e de banda larga, a fim de identificar o efeito dos vários parâmetros sobre o ruído gerado.

Quadro 2.1 – Estudos acerca de bordo de fuga serrilhado.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Pang <i>et al.</i> (2018).	Análise aerodinâmica e acústica da inclusão de diferentes tipos de serrilhados.	Experimental.	Redução em 3 dB no OASPL em frequências acima de 3 kHz, fixando-se a rotação.
Tay <i>et al.</i> (2020).	Análise aerodinâmica e acústica da inclusão de diferentes tipos de serrilhados.	Experimental e numérico.	Redução em 5 dB no OASPL, fixando-se a rotação.
Yang <i>et al.</i> (2019, 2020)	Análise aerodinâmica e acústica da inclusão de diferentes tipos de serrilhados.	Experimental.	Redução em 2 dB no OASPL, fixando-se o empuxo.

Quadro 2.2 – Estudos acerca de número de pás.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Britcher <i>et al.</i> (2017).	Análise aerodinâmica e acústica de diversos modelos de hélices comerciais	Experimental.	Menores níveis sonoros em um mesmo empuxo.
Wisniewski <i>et al.</i> (2017).	Reprojeto das hélices de um <i>drone</i> a partir de modificação de seu número de pás.	Experimental.	Redução de até 20 dB no SPL.
Dommelen <i>et al.</i> (2019).	Otimização das hélices de um <i>drone</i> a partir de modificação de seu número de pás.	Experimental e numérico.	Redução em 5 dB(A) no OASPL.

Quadro 2.3 – Estudos acerca de ângulo de *pitch* de pá.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Zawodny <i>et al.</i> (2016).	Caracterização de duas hélices com diferentes ângulos de <i>pitch</i> de pá.	Experimental e numérico.	Redução em 6,5 dB no OASPL para o mesmo empuxo
Wang <i>et al.</i> (2019).	Análise paramétrica, incluindo o ângulo de <i>pitch</i> de pá.	Experimental.	Aumento em 7 dB no SPL, com o aumento da rotação
Fattah <i>et al.</i> (2019).	Análise paramétrica, incluindo ângulo de <i>pitch</i> de pá.	Experimental.	Aumento dos níveis sonoros em 3 dB para o SPL na primeira BPF, em uma mesma rotação.
Berton e Nark (2019).	Estudo da utilização de motores elétricos em hélices de <i>pitch</i> de pá variável.	Numérico e meta-analítico.	Redução de 12 dB(A), comparado a motores convencionais.
Jordan <i>et al.</i> (2020).	Caracterização experimental de duas hélices com diferentes ângulos de <i>pitch</i> de pá.	Experimental.	Modelo com o maior ângulo de <i>pitch</i> de pá gerou menores níveis sonoros, para o mesmo empuxo.

Quadro 2.4 – Estudos com modelos baseados na BEMT.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Strash <i>et al.</i> (1998).	Previsão de efeitos da esteira induzida por uma hélice.	<i>Multi-grid</i> acoplado com a BEMT.	Divergências entre experimentos e previsões próximas a 10%.
Ol <i>et al.</i> (2008).	Aerodinâmica de hélices em diferentes rotações e velocidades de corrente livre	BEMT implementada com XFOIL.	Desvios com resultados experimentais distante da recirculação próximas a 10%.
Leng <i>et al.</i> (2019).	Uso da BEMT para situações mais complexas do escoamento de hélices.	BEMT integrada a modelos de fluxo.	Desvios em relação a experimentos não superiores a 10%.
Ingraham <i>et al.</i> (2019).	Otimização aerodinâmica e acústica de hélices.	BEMT com modelos de previsão de ruído.	Hélices otimizadas com ruído 5 dB menor com redução de 1% na eficiência aerodinâmica.

Quadro 2.5 – Estudos com modelos baseados em RANS.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Xu <i>et al.</i> (2019).	Previsão numérica da aerodinâmica de hélices de <i>pitch</i> de pá variável.	RANS com foco em <i>multi-grid</i> .	Captura de tendências, desvios com experimentos inferiores a 10%, fora de recirculação, onde o desvio passa para 50%.
Magistrela (2019).	Previsão numérica da aerodinâmica de hélices.	uRANS com diversos modelos de turbulência e MMR.	Todos os métodos com desvios em relação a experimentos não superiores a 10%. Mesmo assim, o modelo k- ω previu os níveis de turbulência mais coerentes.
Chauhan e Martins (2020)	Previsão numérica da interação hélice-asa com o objetivo de otimizar as geometrias.	uRANS implementado com Spalart-Allmaras.	Redução significativa do arrasto das asas, mesmo com algumas incoerências do modelo para seções das pás com alta torção.

Quadro 2.6 – Estudos com modelos baseados em LES.

Autores	Objetivo	Método	Principais Resultados
Wang <i>et al.</i> (2017).	Investigar o ruído gerado por uma hélice submetida a uma esteira turbulenta.	LES modificado com malhas não estruturadas	Boa concordância entre o espectro experimental e numérico.
Mankbadi <i>et al.</i> (2020)	Investigação numérica dos mecanismos de geração de ruído em hélices.	RANS-LES com a utilização de funções especiais.	Resultados aerodinâmicos com desvios inferiores a 10% em relação a experimentos. Previsão do SPL na primeira BPF com 3 dB em relação a experimentos.
Parisot <i>et al.</i> (2020)	Validação de métodos numéricos para a previsão aerodinâmica e acústica de hélices.	LES e VLM	Resultados aerodinâmicos com desvios de 5% em relação a experimentos. Previsão da primeira BPF com diferença não maior do que 5 dB.

Quadro 2.7 – Estudos com modelos baseados em LBM.

Autores	Objetivo	Método	Principais resultados
Park <i>et al.</i> (2019).	Previsão do ruído de hélices.	LBM para a propagação do ruído e uRANS para as cargas nas pás da hélice.	Concordância com experimentos, nos níveis da primeira BPF, em 2 dB.
Gonzalez <i>et al.</i> (2018).	Investigar o ruído gerado por uma hélice submetida a uma esteira turbulenta.	LBM aplicado no código PowerFLOW.	Diferença menor que 1 dB em relação dados experimentais. LBM com 25% do custo computacional de LES.
Avallone <i>et al.</i> (2018).	Performance aerodinâmica e acústica da esteira gerada por uma hélice com pilone poroso.	LBM aplicado no código PowerFLOW.	Diferença nas flutuações de velocidade da esteira, entre resultados experimentais e numéricos, de 5%.
Nardari <i>et al.</i> (2019).	Análise do ruído de recirculação em câmaras anecoicas comparado à condição de um meio semi-infinito.	LBM aplicado no código PowerFLOW.	Diferença de até 10% em relação às medições de coeficiente de torque e empuxo. Efeito de recirculação de até 1,5 dB(A) e nenhuma alteração nos coeficientes.
Shubham (2020)	Análise aerodinâmica e acústica de hélices em corrotação.	LBM aplicado no código PowerFLOW.	Diferença em torno de 10% em relação a medições do coeficiente de torque e empuxo, e de 3 dB para o SPL na primeira BPF.

3 METODOLOGIA

Neste capítulo, são descritos os métodos empregados para a solução numérica do escoamento turbulento gerado por hélices e o método para análise de dados acústicos. O capítulo é dividido em três seções. Na primeira seção, é exposto o modelo matemático do método de VLES implementado no código PowerFLOW e o algoritmo de solução das equações associadas. A segunda seção é focada na descrição do modelo de simulação desenvolvido, com detalhes das condições de contorno, e da malha não uniforme rotativa utilizada. Na última seção, apresentam-se os fundamentos do tratamento de sinais empregados e os métodos para a separação dos ruídos tonais e de banda larga.

3.1 MODELOS MATEMÁTICOS

O método de VLES é uma modificação de modelos clássicos de LES, no qual maiores escalas podem ser modeladas a partir de modificações dos métodos de solução das não modeladas, neste trabalho elas são resolvidas pelo método de *Lattice*-Boltzmann. Já as escalas de submalha são resolvidas por meio de modelos de turbulência, tal como é feito em clássicas implementações de LES. Porém, em VLES o tamanho das escalas modeladas é muito maior, reduzindo o esforço computacional da solução das equações governantes do problema. (DASSAULT, 2019). Nesse sentido, esta seção aborda os modelos matemáticos associados à VLES: o método de *Lattice*-Boltzmann, a modelagem de submalha e o modelo de propagação de ruído.

3.1.1 Método de *Lattice*-Boltzmann

3.1.1.1 Equação de Boltzmann

A Equação de Boltzmann tem seu fundamento na teoria cinética dos gases, contida na mecânica estatística, que descreve os fenômenos macroscópicos de gases com base na descrição material probabilística de suas partículas. Essa descrição parte da impraticabilidade de uma descrição determinística dessas partículas (CERGINAMI, 2013).

Como um sistema termodinâmico tem possibilidades infinitas de estado, uma descrição do espaço de fase que possua todas essas possibilidades é necessária. A equação de Liouville descreve o comportamento das funções de densidade de probabilidade (f) para esse espaço:

$$\partial_t f + \sum_{j=1}^N v_j \partial_{x_j} f + \sum_{j=1}^N \dot{v}_j \partial_{v_j} f = 0 \quad (3.1)$$

onde $v(t)$ é a velocidade da partícula e $\dot{v}(t)$ a sua aceleração.

A partir de alguns desenvolvimentos matemáticos e da modelagem geométrica das colisões intermoleculares (CERGINAMI 1990), chega-se à Equação de Boltzmann para as funções de densidade de probabilidade de um fluido fora do equilíbrio termodinâmico e não ideal:

$$\begin{aligned} & [\partial_t + v_j \cdot \partial_j + F_l \cdot \partial_l] f(x_i, p_i, t) = \\ & N \int [f(x_i', p_i', t) f^1(x_m^1, p_m^1, t) - f(x_i, p_i, t) f^1(x_m^1, p_m^1, t)] |v_m^2 - v_m^1| r_c dr_c d\epsilon d v_m \quad (3.2) \end{aligned}$$

onde x_i e p_i são a posição e a quantidade de movimento linear da partícula, x_i' e p_i' são a posição e a quantidade de movimento linear da partícula após a colisão. Os subíndices i e m são notações indiciais de espaço e os superíndices (1 e 2) são duas diferentes moléculas que colidem, r_c e ϵ são coordenadas polares de integração na esfera de influência da partícula e N é o número de partículas no sistema.

O termo dos efeitos intermoleculares, representado pela integral da Equação 3.2, a torna integro-diferencial. Isso impõe desafios para uma solução geral e, além disso, em maior dificuldade de implementação numérica, se comparada a equações diferenciais-parciais como as equações de Navier-Stokes (SUCCI, 2018). O termo de colisão derivado por Boltzmann, com base na equação de Liouville, é capaz de modelar todas as possibilidades de colisões. Entretanto, alguns experimentos específicos passaram a demonstrar que os efeitos de colisões moleculares poderiam ser modelados com base em um número finito de efeitos (CERGINAMI, 1990), tendo em vista que no fluido macroscópico alguns deles passam a ter maior relevância em relação a outros.

Dentre as alternativas de modelagem, o presente trabalho utiliza o modelo desenvolvido por Bhatnagar *et al.* (1954), também conhecido como Bhatnagar-Gross-Krook (BGK). Esse modelo substitui o termo de colisão por um tratamento médio de caminho livre entre as moléculas, resultando na seguinte forma da Equação de Boltzmann:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{f_o - f(x_i, p_i, t)}{\tau(v)} \quad (3.3)$$

onde $\tau(v)$ é o tempo de relaxação dependente da velocidade da partícula.

A Equação 3.3 demonstra, segundo Bhatnagar *et al.* (1954), o fato de que a colisão tende a relaxar para um valor de equilíbrio denotado por uma distribuição de probabilidades em equilíbrio f_o , com uma frequência de amortecimento de $1/\tau(v)$.

3.1.1.2 Equação de *Lattice*-Boltzmann

O desenvolvimento em relação ao termo de colisões da Equação de Boltzmann (Equação 3.2) tornou o método bastante atraente para implementações numéricas. Isso ocorre porque com a modelagem do termo de colisão, a equação passa a ser composta de derivadas de primeira ordem, o que permite discretizações bastante simplificadas em relação aos modelos baseados nas Equações de Navier-Stokes.

A forma discretizada da Equação (3.2) é escrita a partir de passos de tempo (Δt), considerando que um fluido possa ser discretizado em aglomerados moleculares. Esses aglomerados são formados a partir da densidade de probabilidade de moléculas e, dessa forma, o conjunto de moléculas passa a ter um estado e localização definidos, representativo da maioria das moléculas.

Dessa forma, as posições, agora determinísticas, e os espaços entre cada aglomerado podem ser definidos pela velocidade e o tempo que a informação se desloca entre eles, o que define os passos de tempo e os intervalos associados à malha da discretização. Aplicando tais conceitos na Equação 3.2, obtém-se a Equação de *Lattice*-Boltzmann:

$$f^2(x + c_i \Delta t, p_i, t + \Delta t) = f^1(x, p_i, t) + C \quad (3.4)$$

onde f^2 e f^1 são as funções de distribuição de dois aglomerados moleculares adjacentes e c_i é a componente de velocidade de propagação da informação no *Lattice*.

Ao se aplicar o modelo BGK, Equação (3.3), discretizado no termo C da equação 3.4, o termo de equilíbrio (f_o) passa a ser dado em função dos arranjos moleculares, ou seja, a disposição dos aglomerados moleculares em uma rede ou *lattice* (KRÜGER *et al.*, 2016):

$$f_o(x, t) = w_i \rho \left(1 + \frac{u_i c_i}{c^2} + \frac{(u_i c_i)^2}{2c^4} - \frac{(u_i u_i)}{2c^2} \right) \quad (3.5)$$

onde u_i são as componentes da velocidade do fluido na escala macroscópica, w_i são os pesos de cada arranjo molecular e c a magnitude da velocidade do som.

Os arranjos a que o termo w_i se refere são a forma de disposição com que os aglomerados são dispostos dentro de um domínio físico. Esses arranjos são classificados de acordo com a sua dimensão espacial e às possibilidades de estados, ou sejam, possibilidades de colisão incluindo o repouso (não colisão). Sendo assim, utiliza-se a notação $DxNy$, onde x representa a quantidade de dimensões e y a quantidade de possibilidades de estado. Por exemplo, D2Q9 denota duas dimensões e nove possibilidades de estado, já D3Q19, utilizado neste trabalho, denota três dimensões e 19 possibilidades de estado. As representações desses arranjos são apresentadas na Figura 3.1.

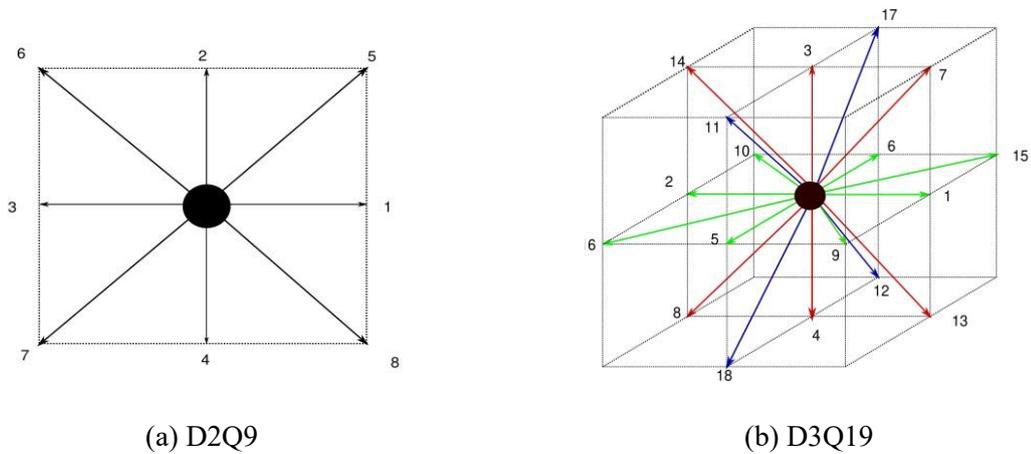


Figura 3.1– Exemplos de arranjos de *lattice*.

3.1.2 Modelo de submalha

Na implementação de um modelo VLES, sem grandes pormenores, apenas o escoamento nas escalas da malha é resolvido pelo método LBM descrito na Seção 3.1.1, enquanto para as escalas menores se aplica um modelo de submalha. No presente trabalho, o modelo de submalha adotado é o modelo de turbulência RNG $k - \epsilon$ (DASSAULT, 2019), representado pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \rho \epsilon \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.7)$$

onde μ e μ_t são, respectivamente, a viscosidade dinâmica do fluido e a viscosidade dinâmica turbulenta. Além disso, ϵ é a dissipação turbulenta, k é a energia cinética turbulenta, P_k é a produção de energia cinética turbulenta, enquanto σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$ e $C_{2\epsilon}^*$ são constantes do modelo.

Como as escalas de movimento turbulento com dimensões maiores que o refino das malhas continuam sendo resolvidas por LBM, deve-se incluir a viscosidade na Equação (3.4). Isso é realizado a partir da análise de Chapman-Enskog (SUCCI, 2018), de tal modo que a viscosidade é equivalente ao tempo de relaxação na forma:

$$v = c^2 \left(\tau - \frac{\Delta t}{2} \right) \quad (3.8)$$

O resultado ainda não relaciona os termos do modelo de turbulência, diretamente, com a relaxação. Para isso, define-se um tempo de relaxação efetivo, em que as contribuições turbulentas são somadas ao tempo de relaxação original, τ . O modelo utilizado no PowerFLOW adota a seguinte formulação derivada por Zhu e Carolus (2017):

$$\tau_{eff} = \tau + C_\mu \frac{k^2 \epsilon}{T_o (1 + \tilde{\eta}^2)^{12}} \quad (3.9)$$

onde $\tilde{\eta}$ é um parâmetro relacionado a taxas de deformação e vorticidades locais, T_o é a temperatura absoluta do meio analisado, C_μ é uma constante do modelo de turbulência e τ_{eff} é o tempo de relaxação efetivo.

Em um escoamento em que existam paredes sólidas, como é o caso de hélices, utiliza-se também um modelo para a região próxima às paredes (Figura 3.2a), diminuindo o custo computacional, sem prejuízos relevantes nos resultados (DASSAULT, 2019). A modelagem utilizada é denominada Lei da Parede, desenvolvida por von Kármán (1931), em que a região próxima à parede é dividida em três regiões, conforme indica a Figura 3.2 (b). A primeira delas é a subcamada limite viscosa, onde os efeitos viscosos se sobrepõem aos efeitos inerciais. Um pouco mais afastada da parede existe a camada de amortecimento, onde os efeitos viscosos e inerciais são ambos relevantes. Finalmente, ainda mais afastada da parede, surge uma região logarítmica onde os efeitos inerciais predominam e o perfil de velocidade média é representado por uma lei de mesma natureza.

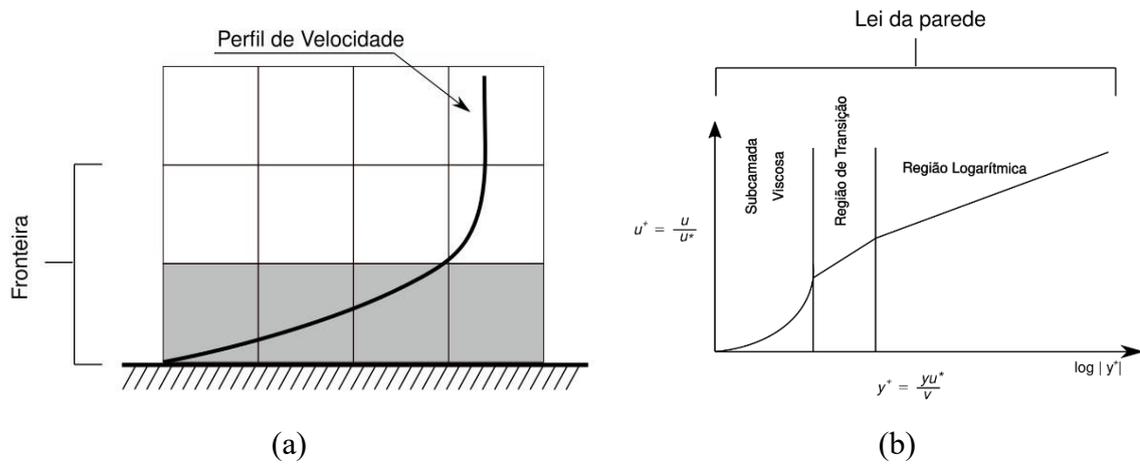


Figura 3.2 – (a) Região da parede. (b) Regiões do escoamento turbulento junto a paredes sólidas.

3.1.3 Algoritmo geral de solução

O algoritmo geral de solução da equação de *Lattice-Boltzmann* (Equação 3.4) é constituído por ciclos em passos de tempo a partir da propagação da informação proveniente de colisões moleculares. Estes ciclos seguem o fluxograma geral do algoritmo da Figura 3.3, que é a base do modelo LBM presente no VLES implementado, embora não estejam disponíveis todos os detalhes da implementação do código PowerFLOW.

Como mostrado no fluxograma da Figura 3.3, aplicam-se as condições de contorno que fornecem informações do escoamento para a fronteira do *Lattice*. A massa e a quantidade de movimento linear atravessando a fronteira alteram os valores das funções de distribuição na fronteira, f_i . Assim, a densidade e a quantidade de movimento linear são obtidas através de somas ponderadas pelas funções de distribuição, ou seja:

$$\rho(x, t) = \sum_i f_i(x, t) \quad \rho u(x, t) = \sum_i v_i f_i(x, t) \quad (3.10)$$

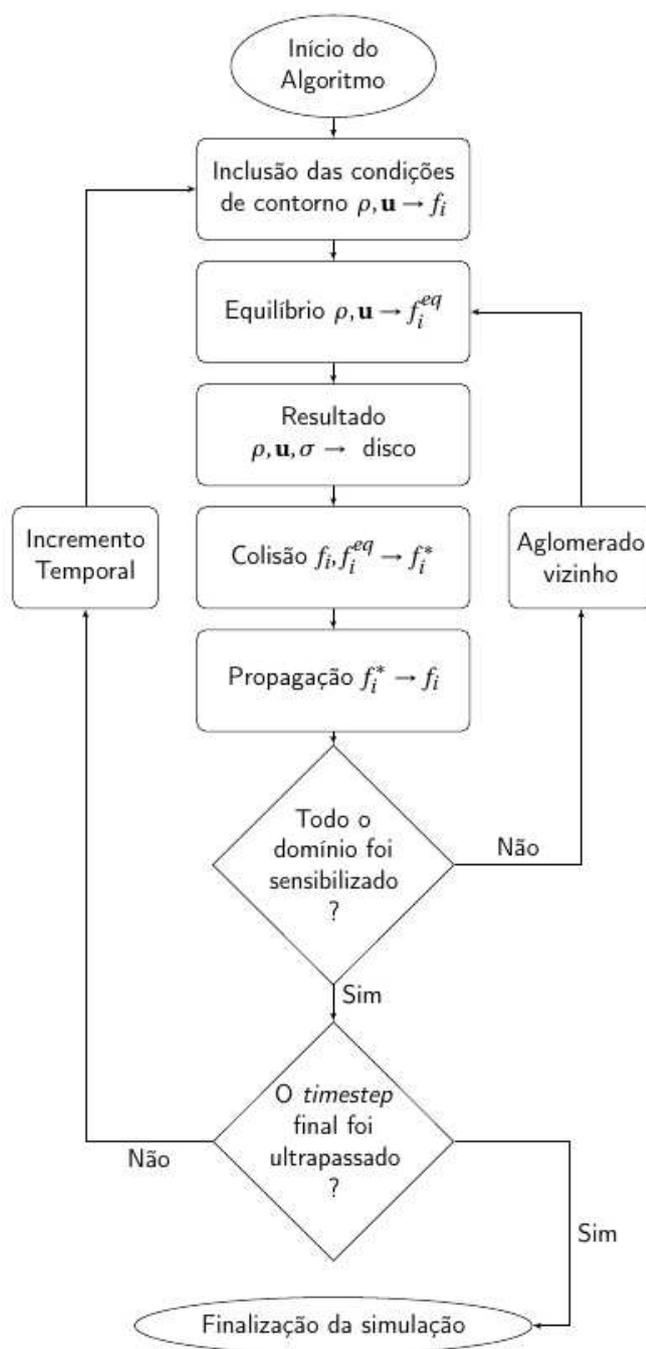


Figura 3.3 – Algoritmo básico de LBM. Adaptado de Krüger *et al.* (2016).

Como houve alteração nas funções e na distribuição, os elementos da fronteira passam para a etapa de relaxação, modelada pela Equação 3.3. Depois dessa etapa, os aglomerados da fronteira já possuem valores de velocidade e de pressão, que podem ser armazenados junto com o estado do fluido para o *timestep* do ciclo em questão.

Na etapa seguinte, ocorre a colisão com os aglomerados adjacentes, em que f^* representa o valor da função de distribuição após a colisão:

$$f^*(x, t) = f(x, t) \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau}\right) + f_o(x, t) \frac{\Delta t}{\tau} \quad (3.11)$$

Como as colisões afetam diversos aglomerados, a distribuição f^* é propagada também para os aglomerados adjacentes:

$$f(x + v_i \Delta t, t + \Delta t) = f^*(x, t) \quad (3.12)$$

Essas colisões seguem por todo o domínio, com os novos valores das propriedades dos aglomerados adjacentes sendo novamente relaxados. Então, novas colisões ocorrem e, do mesmo modo, são propagados, até que todo o domínio seja afetado. Caso os passos no tempo ainda não sejam o final definido para a simulação, o tempo avança com novo incremento e, novamente, se reinicia um novo ciclo.

Esse método de solução é vantajoso, mesmo em escoamentos complexos, por sua simplicidade de implementação numérica em comparação a métodos que resolvem as equações de Navier-Stokes. O fato é que as equações de Navier-Stokes não são lineares, levando à necessidade de estratégias de solução numérica bastante elaboradas, muitas vezes exigindo discretizações de alta ordem para reduzir erros de truncamento.

3.1.4 Propagação de ruído para o campo distante

O modelo para o cálculo do ruído em campo distante parte da hipótese que as fontes sonoras estão limitadas a uma região finita do domínio. Assim, a partir do conhecimento completo do escoamento na região das fontes, pode-se determinar os níveis de ruído em qualquer posição no campo distante. Com base nesses princípios físicos, o modelo utilizado neste trabalho é baseado na teoria de Ffowcs-Williams *et al.* (1969), em que os efeitos de todas as fontes de ruído do escoamento podem ser descritos a partir de uma superfície finita que engloba tais fontes.

Nesse sentido, considera-se a equação da onda não homogênea em que o termo representa as fontes de ruído do escoamento. A superfície que contém as fontes, por sua vez, é representada matematicamente por uma função generalizada de delta de Dirac. Mediante esses conceitos, a equação da onda passa a assumir a seguinte forma:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (\overline{\rho - \rho_o}) \right) = \frac{\partial^2 \overline{T_{ij}}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(p_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_o b_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \quad (3.13)$$

onde c é a velocidade do som, $\overline{\rho - \rho_o}$ é a perturbação média de densidade, $\overline{T_{ij}}$ é o tensor de Lighthill (1951), F é a função que descreve a superfície, b é a componente de velocidade normal à superfície e δ é o delta de Dirac e f é uma função que define a superfície que contém as fontes sonoras.

A partir das manipulações matemáticas apresentadas de Ffowcs-Williams *et al.* (1969), com base na teoria de funções generalizadas e geometria diferencial, pode-se escrever a Equação (3.14) na sua forma integral:

$$4\pi(\rho(x, t) - \rho_o) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \left[\frac{T_{ij} J}{r|1 - M_r|} \right] d\eta - \frac{\partial}{\partial x_i} \int \left[\frac{p_{ij} \eta_j A}{r|1 - M_r|} \right] dS(\eta) \quad (3.14)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int \left[\frac{\rho_o b_n}{r|1 - M_r|} \right] dS(\eta)$$

onde J é o jacobiano, r é a distância da fonte até o campo distante, M_r é a velocidade da onda sonora que se propaga da fonte, η são coordenadas Lagrangeanas do domínio físico e S a função que define a superfície nessas coordenadas.

A forma integral representada na Equação (3.14) evidencia a distribuição de fontes sonoras sobre a “superfície” (ressalta-se que a superfície é definida como um volume com espessura limítrofe, o que é definido pelo delta de Dirac), nos três modos de conversão de energia cinética em energia acústica, observados por Lighthill (1951): injeção de massa, injeção de quantidade de movimento e variação espacial da quantidade de movimento. Esses três mecanismos são referenciados com fontes do tipo monopolo, dipolo e quadrupolo, identificadas na equação abaixo:

$$4\pi(\rho(x, t) - \rho_o) = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \left[\frac{T_{ij} J}{r|1 - M_r|} \right] d\eta}_{\text{Quadrupolo}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \int \left[\frac{p_{ij} \eta_j A}{r|1 - M_r|} \right] dS(\eta)}_{\text{Dipolo}} \quad (3.15)$$

$$+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int \left[\frac{\rho_o v_n}{r|1 - M_r|} \right] dS(\eta)}_{\text{Monopolo}}$$

A Equação (3.15) é a base da formulação adotada no modelo usado no presente trabalho, cuja implementação é exposta na próxima seção. Ressalta-se que este documento é limitado na apresentação de detalhes numéricos de implementações da formulação, sendo que o código utilizado possui um modelo específico desenvolvido por Dassault (2019).

3.2 IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL

3.2.1 Variação de resolução de malha

A discretização do domínio computacional é realizada a partir de regiões com Variação de Resolução de Malha (VRM), com maior densidade de pontos na malha em regiões de interesse, onde o escoamento apresenta maiores gradientes e maior concentração de fontes sonoras. Isso é bastante crítico, por exemplo, nas regiões internas das superfícies de FFH que, como condição necessária à propagação de ruído para campo distante, contém as fontes sonoras.

A estratégia adotada para as VRMs envolve que o domínio seja dividido em uma região externa e outra interna. Na região externa, as discretizações seguem um padrão de sucessivas esferas circunscritas até que se atinjam as regiões mais internas, como mostra a Figura 3.4 (a–b). A cada esfera circunscrita, o nível de refino da VRM (n) aumenta, tornando menor o intervalo (dx_n) entre os seus pontos. Esses intervalos, em cada esfera, são dados em função da corda média das pás da hélice, de um fator de resolução, da quantidade total de VRMs esféricas e pelo seu nível de refino, ou seja:

$$dx_n = \frac{\text{Corda média} * 2^{\text{Quantidade total de VRMs}}}{\text{Fator de resolução} * 2^{\text{Grau de refino na região}}} \quad (3.16)$$

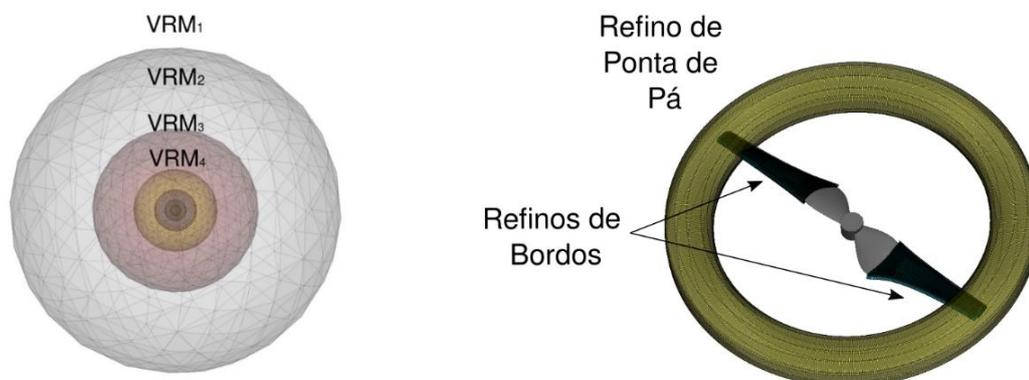
Por esse motivo, o raio das esferas, expresso em função de dx_n , diminui com o aumento do nível de refino da VRM:

$$R_{VRM_n} = R_{VRM_{n+1}} + 12 * dx_{nível\ n} \quad (3.17)$$

onde R_{VRM_n} indica o raio da VRM de nível n .

Para as regiões mais internas do domínio, mais próximas da hélice, as VRMs passam a ser construídas de acordo com a geometria das pás, como ilustrado na Figura 3.4 (b). As regiões onde existem maiores refinamentos de VRMs são os bordos de ataque e de fuga e as pontas

de pá, uma vez que são essas as principais regiões onde predominam as fontes sonoras do escoamento.



(a) Refinos externos.

(b) Refinos internos.

Figura 3.4 – Dimensionamento das VRMs utilizadas.

3.2.2 O Modelo de malha rotativa

O modelo numérico para simular o efeito da rotação das hélices considera diferentes sistemas referenciais. Dessa forma, uma determinada região do domínio apresenta movimento rotativo em relação ao restante do domínio, que passa a ser considerado como um referencial inercial. Assim, define-se uma malha rotativa em torno da hélice, como mostrado na Figura 3.5 (a–b), com todas as regiões e fronteiras sólidas nela contidas passando a estar em movimento em relação aos demais pontos externos, ou seja, pontos no domínio com referencial inercial. Mais detalhes acerca dos modelos de interface entre a região rotativa e inercial são de caráter sigiloso do código empregado (DASSAULT, 2019).

O formato da malha rotativa é de um volume de revolução em que a seção transversal possui uma distância constante da superfície das pás (*offset*). Por exemplo, para uma hélice de raio de 120 mm a malha rotativa possui um *offset* em torno de 30 mm.

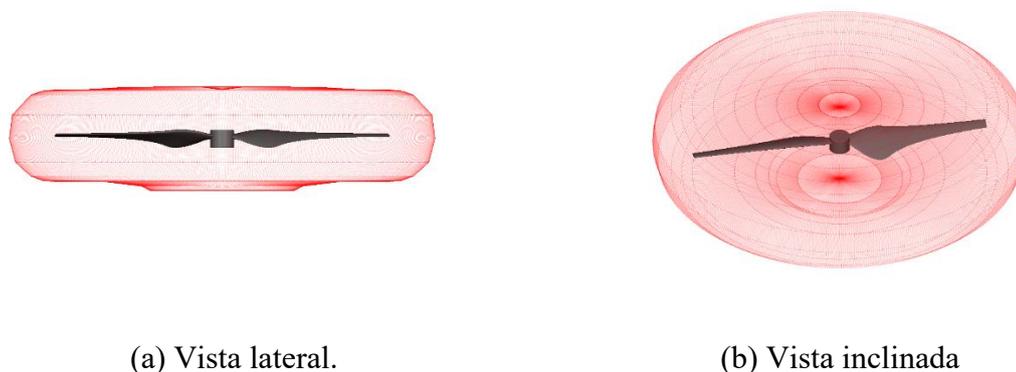


Figura 3.5 – Malha rotativa.

3.2.3 Condições iniciais e de contorno

As condições iniciais do escoamento são aplicadas em todo o domínio de solução, incluindo suas fronteiras, ao passo que as condições de contorno são aplicadas na região mais externa dos refinamentos, que é a VRM com maior raio e menor refino, como indicado na Figura 3.6.

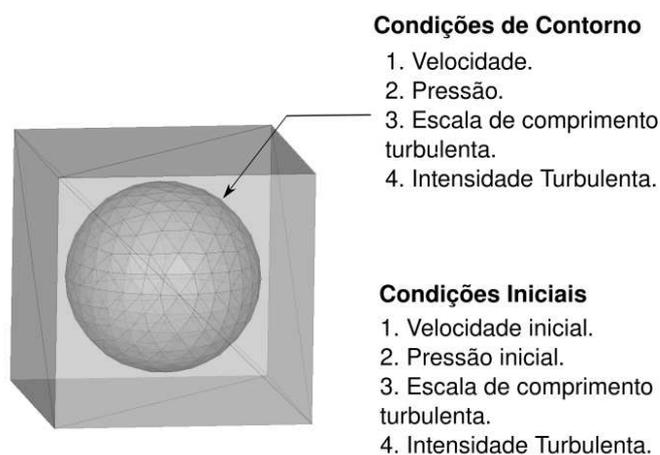


Figura 3.6 – Domínio de solução numérica com condições iniciais e de contorno.

Ambas as condições são definidas em valores de velocidade, pressão, escala de comprimento e intensidade turbulenta. Para as condições de contorno, os valores de velocidade são escolhidos em função do fator de avanço definido para cada condição de operação, porque essa propriedade representa a velocidade de corrente livre do meio e se mantém constante no decorrer da simulação. Já a pressão ambiente, a escala de comprimento turbulenta e a intensidade turbulenta são iguais para todas as condições simuladas neste trabalho, com valores

de 101,325 kPa, 1 mm e 10^{-3} , de acordo com Wouter (2019). A intensidade turbulenta adimensional é definida com base na norma média de cada uma das componentes do vetor de flutuação de velocidades normalizadas pela velocidade de corrente livre do escoamento:

$$I = \frac{1/3\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}{V_f} \quad (3.18)$$

onde u , v e w são as três componentes de flutuação de velocidade.

As condições de contorno nas paredes sólidas da hélice assumem condição de não escorregamento e a lei de parede indicada na seção anterior.

3.2.4 Implementação do modelo de ruído para o campo distante

Na implementação numérica da formulação de FFH, a velocidade e a pressão em uma superfície, que engloba as fontes sonoras, são obtidas discretamente no tempo e no espaço. Tal sinal discreto passa a estar relacionado com o grau de refino das VRMs consideradas, cuja avaliação numérica será apresentada em maiores detalhes no capítulo 4.

A propagação do ruído para o campo distante é realizada com a formulação porosa da superfície, já que há componentes de velocidade normais à superfície. Essa superfície engloba a região onde se encontram as fontes sonoras. Deve ser mencionado que a superfície é definida como um cilindro sem sua extremidade inferior (Figura 3.7b), a fim de desconsiderar possíveis contribuições espúrias ao ruído, que poderiam ser propagadas para o campo distante. De acordo com Lockard e Casper (2005), esse arranjo permite que tais contribuições espúrias, não acústicas, sejam desprezadas, permitindo resultados mais acurados.

A superfície utilizada neste trabalho, mostrada na Figura 3.7 (a–b), foi definida, em relação à aquisição do escoamento simulado, de acordo com os seguintes critérios (VELDEN, 2017):

- As medições na superfície só devem se iniciar após as condições de contorno terem sido propagadas por todo o domínio.
- Um mínimo de seis rotações de hélice deve ter sido realizado antes do início das medições.

- O refino espacial deve possuir o mínimo de oito volumes por comprimento de onda da frequência máxima de interesse, e doze passos de tempo para cada período de oscilação dessa frequência.
- Devem ser armazenadas medições de flutuações de pressão ou velocidade de no mínimo dez rotações completas na superfície.

Em relação ao dimensionamento da superfície e demais testes que nortearam essa definição, seu tamanho é definido em função da dimensão da hélice simulada e segue o padrão proposto, de acordo com a análise realizada por Wouter (2019).

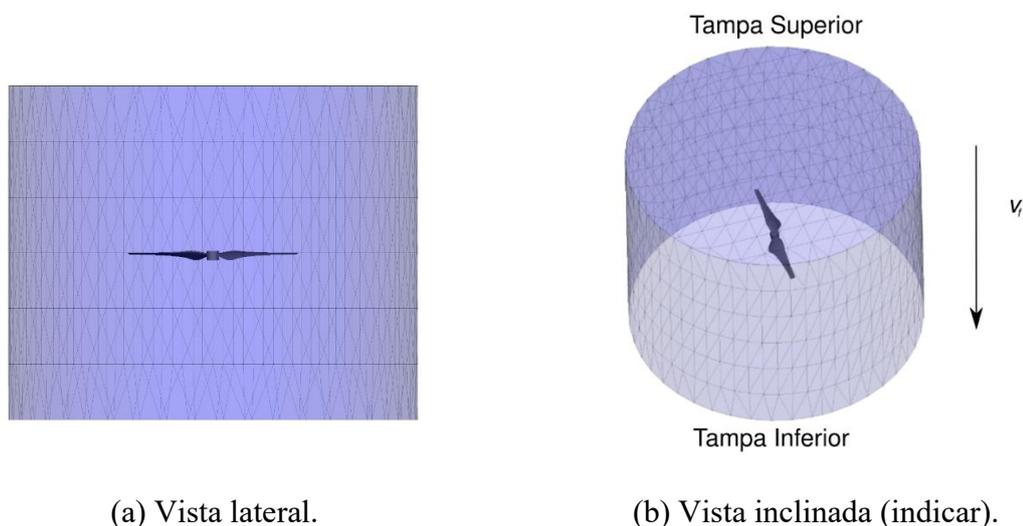


Figura 3.7 – Definição da superfície.

3.3 TRATAMENTO DO SINAL SONORO

Os sinais de pressões no tempo provenientes das simulações precisam de tratamento para se obter o ruído em densidade espectral e em SPL. Este trabalho decompõe o ruído produzido por uma hélice em ruído tonal e ruído de banda larga para altas frequências, empregando a metodologia empregada por Zawodny *et al.* (2016).

A densidade espectral de potência (*Power Spectrum Density* – PSD) é obtida por meio do método proposto por Welch (1967). Nesse método, o sinal no tempo é dividido em blocos

sucessivos, calculando-se a densidade espectral para cada um destes blocos. Posteriormente, calcula-se a média entre a densidade espectral obtida para cada bloco.

A densidade espectral pode ser analisada, diretamente, em Pa^2/Hz , ou convertida para dB/Hz da seguinte forma:

$$PSD = 10 \log_{10} \left| \frac{S_{xx}}{(2 \cdot 10^{-5})^2} \right| \quad (3.19)$$

onde S_{xx} é a densidade espectral calculada com o método de Welch (1967) em Pa^2/Hz .

Para calcular o SPL, aplica-se a fórmula:

$$SPL = PSD + 10 \log(\Delta f_b) \quad (3.20)$$

onde Δf_b é a largura das bandas de frequência da densidade espectral.

Para análise do ruído em banda estreita, utiliza-se tanto a densidade espectral em dB/Hz (Equação 3.19) quanto o SPL (Equação 3.20). Para calcular o OASPL, limita-se a faixa de frequência (f_b) entre 0 e 10 kHz e aplicam-se as seguintes relações:

$$OASPL[dB] = 10 \log_{10} \left(\sum_{f=0}^{f=10 \text{ kHz}} 10^{SPL(f_b)/10} \right) \quad (3.21)$$

Na análise do ruído de banda larga, foca-se nas altas frequências (acima de 1 kHz), nas quais essa componente domina. Como o espectro nessa faixa não é suave, ele é analisado em bandas de 1/3 de oitava e com o OASPL nas altas frequências.

Para a análise dos níveis de ruído tonal nas várias BPFs são utilizadas duas técnicas. A primeira consiste no tratamento do sinal sonoro, com base na média de conjunto, e a segunda a partir da aplicação do filtro de impulso infinito passa banda *ButterWorth*.

A técnica da média de conjuntos é baseada na aplicação da média obtida dos vários blocos de sinais para cada período de rotação da hélice. Neste trabalho a técnica é implementada do seguinte modo:

1. Um sinal de flutuações de pressão no tempo, de dez rotações completas, é dividido em dez, igualmente, representando uma rotação completa;
2. Um sinal médio é obtido a partir da média entre os dez sinais sobrepostos em relação ao período de rotação da hélice.
3. O sinal médio é duplicado em dez rotações novamente eliminando flutuações em altas frequências.
4. O espectro desse sinal é obtido onde o nível de cada BPF se mostra destacado em relação as demais frequências.

Por sua vez, o filtro *ButterWorth* é utilizado a partir da seleção de uma frequência de interesse que, neste trabalho, são as BPFs. O filtro permite que se obtenha, separadamente, o nível sonoro para cada BPF escolhida. O procedimento é implementado a partir do sinal de pressão no tempo, entretanto é necessário definir a frequência alvo da BPF como entrada no filtro. Utilizou-se um filtro passa banda de terceira ordem com base no código desenvolvido por Virtanen *et al.* (2020).

4 VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Este capítulo apresenta a verificação e a validação do modelo numérico desenvolvido com o código PowerFLOW, selecionado para as análises desenvolvidas neste trabalho, descritas em duas seções.

Na primeira seção, os resultados numéricos aerodinâmicos e acústicos são verificados em relação à convergência da malha, empregando três níveis de refinamentos. Na segunda seção, os resultados numéricos são comparados com dados experimentais da literatura para desempenho aerodinâmico e acústico. Os resultados aerodinâmicos são comparados com hélices em velocidade de corrente livre nula e não nula. Na avaliação do desempenho acústico, a comparação é realizada apenas para a condição de velocidade de corrente livre nula, mas considerando ruído tonal e de banda larga.

4.1 ANÁLISE DE REFINO DE MALHA

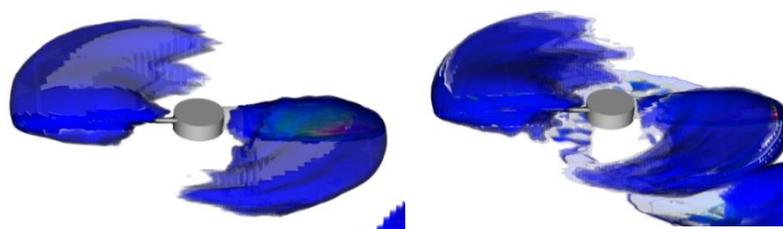
Na análise de refino de malha, três simulações com níveis progressivos de refino foram realizadas. A hélice escolhida para a análise é uma geometria baseada no modelo APC 15x4 (BRANDT *et al.*, 2005) com duas pás e diâmetro aproximado de 355 mm. Essa hélice é simulada em condição de velocidade de corrente livre nula e com velocidade de rotação de 100 rps.

Os três graus de Nível de Refino (NR) propostos são indicados na Tabela 4.1. Nessa tabela, os NRs são classificados em relação ao número de elementos no domínio, aos passos no tempo necessários para dez rotações e o custo computacional. Observa-se que quando o nível de refino passa de NR 1 para NR 2, o número de elementos e o tempo computacional aumentam em torno de duas vezes. Entre os NRs 1 e 3, os aumentos correspondentes são em torno de vinte e cinco vezes para o número de elementos, sete vezes para o número de passos de tempo e de oitenta vezes para o custo computacional.

Na Figura 4.1 (a-c), isosuperfícies de velocidade são apresentadas para os três NRs. O padrão de cores das superfícies varia do azul até o vermelho, em função de 25% até 100% da magnitude da velocidade de ponta de pá. Na comparação entre os NRs, existe um progressivo aumento no detalhamento das isosuperfícies, principalmente nas regiões mais próximas da ponta da pá, conforme evidenciado na Figura 4.1 (c).

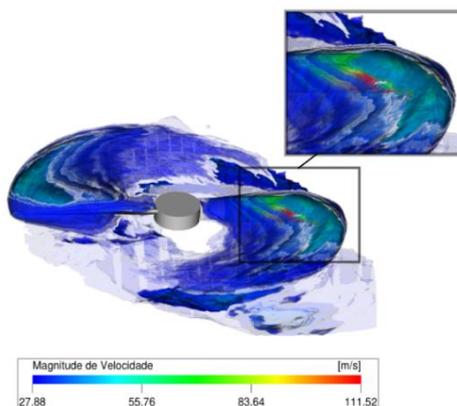
Tabela 4.1 - Comparação entre os diferentes níveis de refinamentos analisados.

Nível de Refino	Número de elementos [x10 ⁶]	Passos de tempo	Custo computacional [kCPUh]
1	17,06	345.613	1,4
2	33,46	691.226	3,5
3	434,63	2.569.149	116,6



(a) Nível 1

(b) Nível 2



(c) Nível 3

Figura 4.1 – Comparação entre as isosuperfícies para os três níveis de refinamento de malha utilizados.

4.1.1 Convergência de malha para grandezas aerodinâmicas

A convergência dos resultados aerodinâmicos em relação à malha é analisada com base nos desvios entre os valores médios de torque e empuxo entre os diferentes NRs, como mostra a Tabela 4.2. Os resultados demonstram um desvio em torno de 4% entre os valores de torque e empuxo obtidos com o NR 1 e o NR 2. Quando os resultados do NR 2 e NR 3 são comparados, observa-se um desvio de apenas 0,68% e 0,1% para o empuxo e o torque, respectivamente.

Tabela 4.2 – Comparação da convergência do empuxo e do torque.

NR	Empuxo [N]	Desvio Percentual ao nível inferior	Torque [N.m]	Desvio Percentual ao nível inferior
1	19,68	0,0	1,87	0,0
2	20,57	4,52	4,32	4,32
3	20,63	0,68	1,94	0,10

4.1.2 Convergência de malha para grandezas acústicas

Para a verificação da convergência de malha para grandezas acústicas, resultados da PSD de cada NR foram sobrepostos, como mostra a Figura 4.2. Uma análise qualitativa demonstra a semelhança entre os espectros obtidos com os três NRs até, aproximadamente, 10 kHz.

Na análise do ruído tonal do SPL na primeira BPF, destacado na Figura 4.2, há semelhança para todos os NRs, com diferença menor que 1 dB entre o NR 1 e o NR 2 e menor que 0,1 dB entre o NR 2 e o NR 3.

Nas bandas de frequências acima de 10 kHz, os resultados obtidos com os refinamentos NR 1 e NR 2 passam a se afastar de forma abrupta do resultado previsto pelo NR 3, como destacado na Figura 4.2. Isso acontece em torno da frequência de 40 kHz para o NR 2 próximo a 20 kHz para o NR 1. Essas diferenças ocorrem porque os refinamentos menores não possuem resolução espacial suficiente para resolver comprimentos de onda menores (frequências maiores). Entre 1 kHz e 10 kHz os resultados dos três NR se mantêm similares com diferenças de OASPLs inferiores a 3 dB. Por esse motivo, neste trabalho, as análises se limitam a frequências de até 10 kHz.

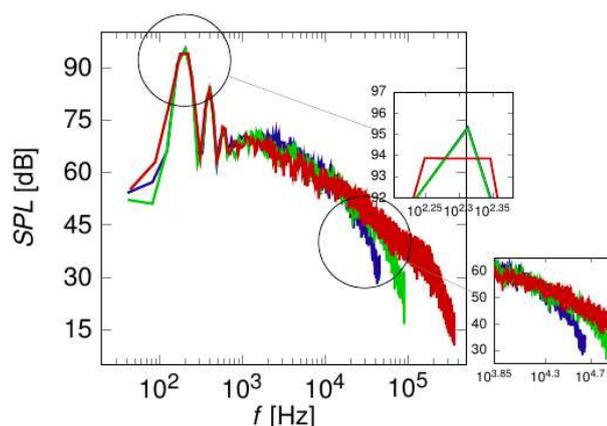


Figura 4.2 – Espectro em SPL com banda estreita em diferentes níveis de refino: Nível 1 (—), Nível 2 (—), Nível 3 (—).

Em relação ao OASPL, calculado a partir da integração do espectro até 10 kHz, a diferença entre os resultados dos NRs 1 e 2 é de 0,38 dB e de apenas 0,05 dB entre os resultados dos NRs 2 e 3. Esses desvios são considerados suficientemente pequenos para os objetivos de análise deste trabalho. Em função do exposto, os resultados discutidos nas próximas seções foram obtidos de simulações com o NR 2.

Tabela 4.3 – Comparação da convergência entre os diferentes níveis

Nível	OASPL [dB]	Desvio ao nível inferior [dB]
1	98,14	0,00
2	97,76	-0,38
3	97,71	-0,05

4.2 COMPARAÇÃO COM EXPERIMENTOS

4.2.1 Grandezas aerodinâmicas

4.2.1.1 Velocidade de corrente livre nula

A comparação de simulações numéricas com os experimentos de HKUST (2020) é realizada para uma hélice de duas pás com diâmetro de 240 mm. Essa hélice possui 12,5° de *pitch* de pá, medido em 75% do comprimento da pá. A Figura 4.3 (a–b) apresenta resultados numéricos de isosuperfícies do campo de velocidade. Embora as diferenças sejam bastantes sutis, percebe-se que as velocidades induzidas ao longo das pás aumentam com a posição

radial, considerando as velocidades de rotação mínima e máxima analisadas ($n = 60$ e $n = 120$ rps). Os experimentos da HKUST (2020) foram realizados com velocidade de escoamento livre nula e, assim, apenas a velocidade de rotação das hélices é variada entre 60 rps a 120 rps, em intervalos de 10 rps.

O desempenho aerodinâmico da hélice é analisado em função do coeficiente de empuxo (C_T) e de torque (C_Q), que foram definidos nas Equações (1.1). Os gráficos da Figura 4.4 representam os coeficientes em função da velocidade de rotação com curvas representando os resultados numéricos e experimentais. A Figura 4.4(a) mostra que os resultados numéricos de C_T apresentam diferenças de aproximadamente 15% em relação aos dados experimentais em velocidades de rotação menores que 100 rps. Acima dessa velocidade, as diferenças são reduzidas para, aproximadamente, 2%. Uma investigação preliminar indica que a origem desses níveis de concordância distintos é relacionada ao modelo de turbulência utilizado pelo código PowerFLOW, contudo maiores detalhes não puderam ser aqui expostos devido a confidencialidade desta especificidade.

Os resultados de coeficiente de torque, dispostos na Figura 4.4 (b), demonstram desvios maiores que o coeficiente de empuxo, alcançando diferenças da ordem de 25% nas menores velocidades e decaindo para 15% à medida que a velocidade aumenta para $n = 120$ rps. Esse maior desvio observado para o coeficiente de torque decorre da maior dificuldade na captura dos efeitos físicos relacionados ao arrasto em hélices.

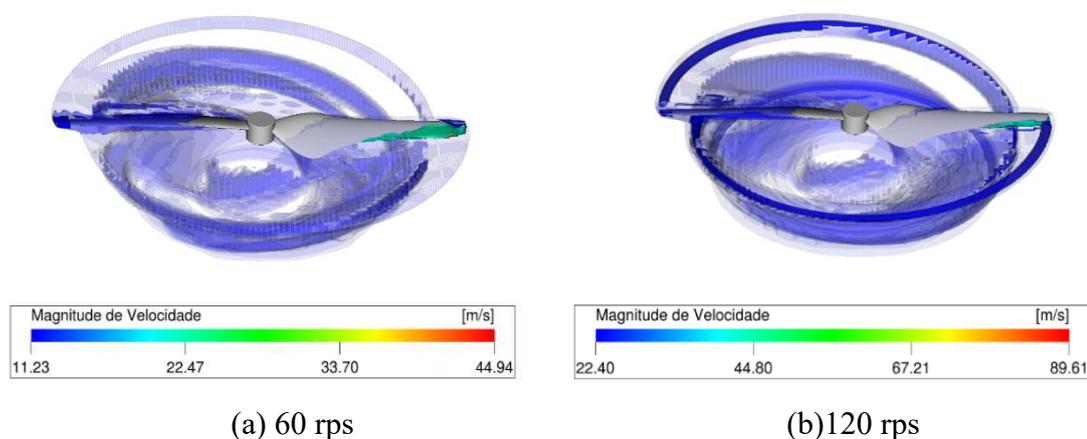


Figura 4.3– Superfícies isométricas de velocidade na hélice.

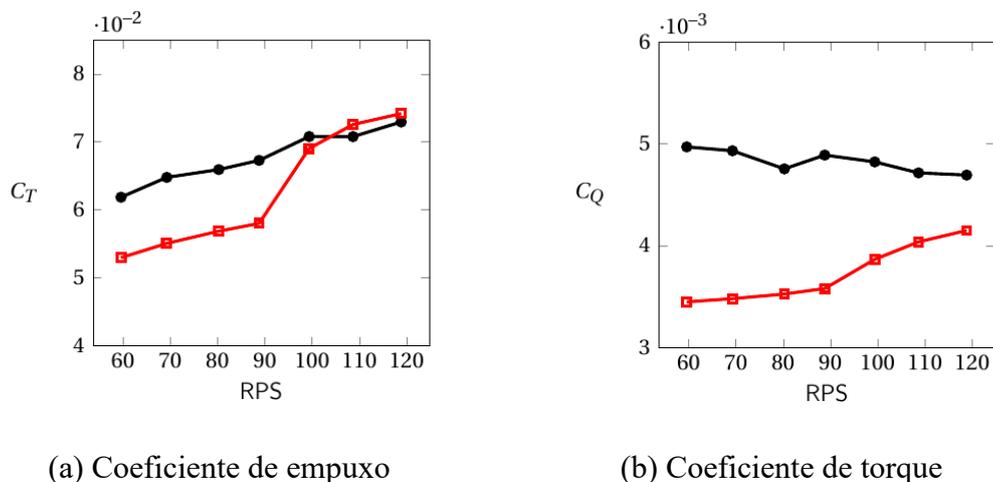


Figura 4.4 – Resultados experimentais (—●—) e numéricos (—■—) para o coeficiente de empuxo e de torque em função da rotação com velocidade de corrente livre nula.

4.2.1.2 Velocidade de corrente livre não nula

A hélice considerada nessa análise possui 10 pés (3,048 m) de diâmetro e três pás, e foi adotada nas medições de Biermann e Hartmann (1939). Diferentemente da situação anterior, a velocidade de corrente livre e, assim, o fator de avanço não são nulos.

Os experimentos foram realizados para uma velocidade de rotação fixa de 50 rps e com variação do fator de avanço de 0 a 0,8 em passos de 0,2, ou seja, incrementos de 10 m/s na velocidade de corrente livre. O desempenho aerodinâmico da hélice é avaliado com base em resultados experimentais e numéricos para coeficientes de empuxo (C_T), de torque (C_Q) e na eficiência aerodinâmica (η) em função do fator de avanço (J), mostrados nos gráficos da Figura 4.5 (a-c) em função do fator de avanço com curvas representando os resultados numéricos e experimentais.

A Figura 4.5 (a) mostra uma pequena diferença em torno de 3%, entre os resultados experimentais e numéricos para o coeficiente de empuxo em baixos fatores de avanço. Essa diferença aumenta, gradativamente, com o incremento do fator de avanço, atingindo até 35% para a condição próxima ao *stall* da hélice, $J=0,8$, em que há significativa separação do escoamento. No entanto, deve ser mencionado que nessa condição, em $J = 0,8$, o desvio absoluto é menor que os demais pontos, sendo os resultados nesse ponto mostrados de forma ampliada na Figura 4.5 (a).

A Figura 4.5 (b) permite uma análise similar para o coeficiente de torque. O desvio entre os resultados experimentais e numéricos aumenta, progressivamente, com o aumento do fator de avanço (J) até atingir o valor máximo de 10% em $J = 0,6$. O desvio volta a diminuir até alcançar, aproximadamente, 1% em $J = 0,8$, sendo que essa região do gráfico também é destacada na Figura 4.5 (b).

Na comparação dos resultados numéricos e experimentais de eficiência aerodinâmica mostrados na Figura 4.5 (c), há desvios inferiores a 5% na maioria dos casos analisados. Todavia, há um grande aumento no desvio, alcançando cerca de 38%, especificamente em $J = 0,8$, uma condição próxima da separação do escoamento.

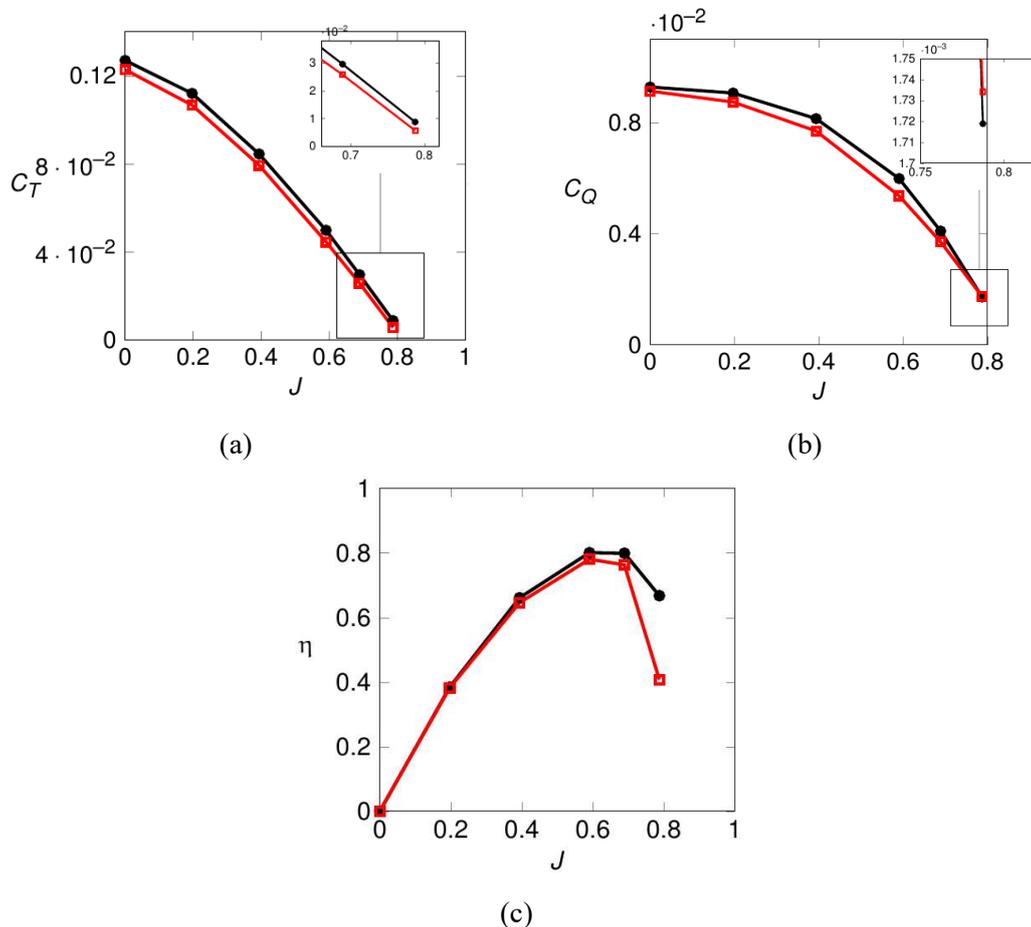


Figura 4.5 – Resultados experimentais (—●—) e numéricos (—■—): (a) coeficiente de empuxo; (b) coeficiente de torque; (c) eficiência aerodinâmica em função do fator de avanço.

4.2.2 Grandezas acústicas

As medições de grandezas acústicas usadas na comparação com resultados numéricos foram realizadas por HKUST (2020). Nesses experimentos, dez microfones dispostos na Figura 4.6 (a–b) foram utilizados, com resultados sendo fornecidos para a PSD, para todas as velocidades de rotação, no microfone no eixo y (90° em relação ao eixo de rotação da hélice). Além disso, medições do SPL na primeira BPF foram obtidos a partir do valor interpolado do espectro para cada um dos microfones.

Nos experimentos, a PSD apresenta um pico de energia na frequência de operação do motor que aciona as hélices (metade da primeira BPF). Como o ruído do motor está além do escopo deste trabalho, as comparações acústicas e demais resultados são analisados para bandas de frequência acima de meia BPF.

As comparações têm por objetivo avaliar os métodos de análise de sinais apresentados na seção 3.3. As comparações dos resultados numéricos com os dados experimentais consideraram o sinal completo, o ruído tonal e o ruído de banda larga, permitindo avaliar a acurácia do modelo numérico na previsão de cada tipo de ruído.

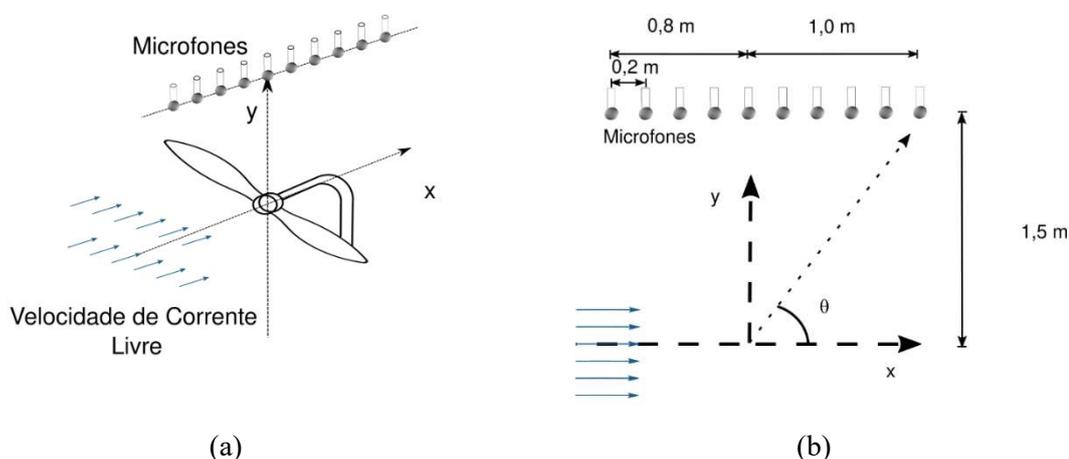


Figura 4.6 – (a) Desenho isométrico da disposição dos microfones. (b) Vista do plano dos microfones dos experimentos da HKUST (2020), onde θ é o ângulo polar em relação ao eixo x .

4.2.2.1 Sinal completo

Para o sinal completo inicialmente os espectros em banda estreita são considerados. Essa comparação é realizada na forma da PSD em dB/Hz, porque a base de dados

experimentais e numéricos possui resoluções distintas e, conseqüentemente, bandas diferentes.

A Figura 4.7 apresenta os espectros numéricos e experimentais sobrepostos em cada umas das curvas. Embora a análise tenha sido realizada para todas as velocidades de rotação, comportamentos similares foram observados em velocidades baixas e altas. Assim, os resultados de espectro são apresentados apenas para $n = 60$ rps e $n = 120$ rps.

O SPL na primeira BPF concorda com os experimentos, o que é destacado na Figura 4.7 para as duas rotações apresentadas. As BPFs seguintes só se sobressaem em rotações mais altas e, por esse motivo, são avaliadas apenas para 120 rps na Figura 4.7 (b). Nesse caso, o resultado numérico apresenta boa concordância até a segunda BPF, conforme destacado na Figura 4.7 (b). Acima das BPFs iniciais, o ruído de banda larga começa a se sobressair, até que a partir de 1 kHz se torne dominante. Ainda assim, tanto para 60 RPS e para 120 RPS observa-se que picos em médias e altas frequências (a partir de 800 Hz) nos resultados experimentais não são capturadas pelo espectro numéricos. Tais picos, por não serem explicados pelo modelo físico de rotores isolados podem estar relacionadas a vibrações de bancada e dos motores utilizados nas medições de HKUST (2021), especificidades das quais este trabalho não possuiu acesso. Outra possibilidade é que esses picos sejam decorrentes de uma peculiaridade do escoamento nesta hélice o que, mesmo estando além do escopo deste estudo, requer estudos mais específicos. Especificamente para as frequências acima de 1 kHz, os resultados numéricos demonstram relativa captura dos níveis de ruído de banda larga. Entretanto, devido às flutuações inerentes nesse tipo de sinal, análises adicionais serão realizadas nas próximas seções com emprego de bandas de um terço de oitava. Percebe-se, no entanto, que os resultados numéricos e experimentais dos espectros passam a divergir, mais intensamente, para frequências acima de 20 kHz, acima, portanto, da frequência máxima de interesse de 10 kHz definida para este trabalho.

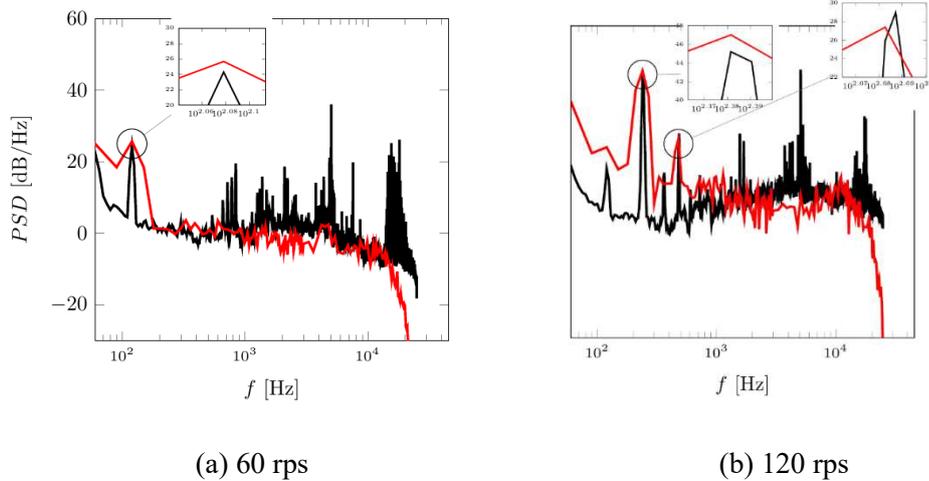


Figura 4.7 – Espectros em SPL experimental (—) e numérica (—) em diferentes velocidades de rotação.

O OASPL, calculado pela integração do espectro entre meia BPF e 10 kHz, é apresentado em função das velocidades de rotação na Figura 4.8. Os resultados numéricos demonstram boa captura da tendência observada nos experimentos para o OASPL. Apenas em $n = 60$ rps, os experimentos mostram maiores níveis de OASPL do que os resultados numéricos, o que não está de acordo com a tendência dos resultados numéricos em função do aumento da velocidade de rotação, mas essa diferença é de apenas 3 dB. No restante dos resultados, a tendência de aumento do ruído com o aumento da rotação é bem capturada pela simulação, com a diferença média sendo igual a 2,4 dB para todas as velocidades de rotação.

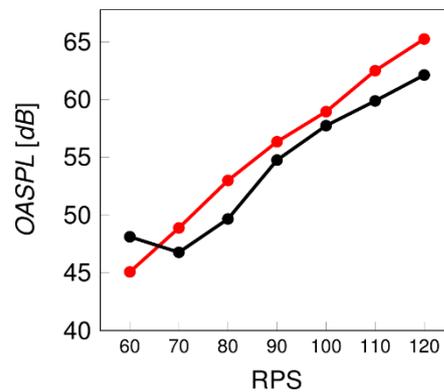


Figura 4.8 – OASPL para resultados experimentais (—●—) e numéricos (—●—) em função da velocidade de rotação.

4.2.2.2 Ruído tonal

Na análise do ruído tonal, o SPL é apresentado em uma banda estreita centrada na primeira BPF, onde este nível é dominante na percepção do ruído tonal. Como abordado no primeiro capítulo, o espectro em SPL apresenta um pico de energia característico nessa faixa do espectro, o que marca a percepção sonora de uma hélice com a presença de tons bem definidos em função da sua velocidade de rotação.

Uma visualização do campo de pressão no domínio filtrado na primeira BPF é apresentada na Figura 4.9. Nas imagens são dispostos contornos da intensidade adimensional da pressão em velocidades de rotação de 60 e 120 rps. Esses contornos são obtidos com base em um filtro passa banda baseado no trabalho de Velden (2019).

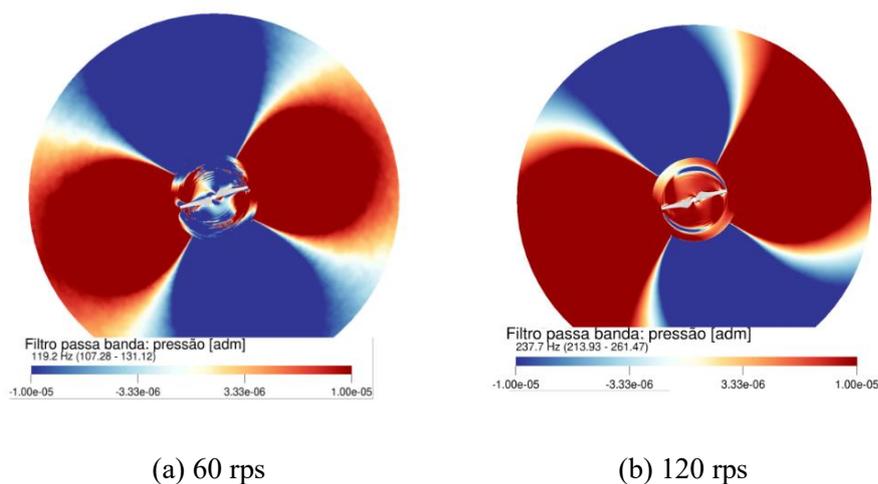


Figura 4.9 – Representação do filtro centrada na banda da primeira BPF.

A base de dados experimentais da HKUST (2020) possui os dados de SPL na primeira BPF, a partir da interpolação do SPL medido em bandas de 5 Hz. Por esse motivo, aplica-se a mesma técnica ao resultado numérico para efeito de comparação com os dados experimentais. Isso é feito na Figura 4.10 (a–b), onde os gráficos polares representam essa comparação do SPL da primeira BPF em função do ângulo, θ , de cada um dos microfones, nos casos de menor e maior velocidade de rotação (60 e 120 rps).

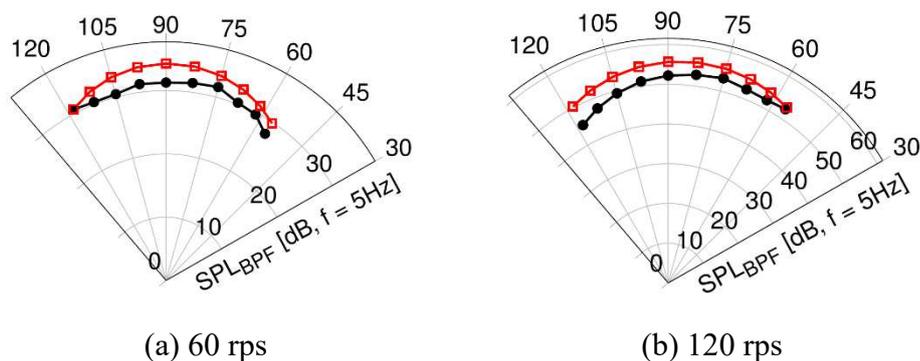


Figura 4.10 – SPL para a primeira BPF: resultados experimentais (●) e numéricos (■).

Os resultados numéricos demonstram diferenças inferiores a 5 dB em relação às medições, sendo que a média entre os microfones é de 2,0 dB e 3,2 dB para $n = 60$ rps e $n = 120$ rps, respectivamente. Em relação à tendência da diretividade dos microfones, os resultados numéricos apresentam tendências próximas de uma cardioide, o que é também próximo do padrão experimental.

Dois outros métodos de captura do conteúdo tonal citados na seção 3.3, filtro passa banda *ButterWorth* e média de conjuntos, são avaliados na Figura 4.11 (a–b). Nessa figura são dispostos gráficos do espectro em SPL e dos níveis das BPFs, extraídos com as técnicas, em função dos múltiplos das BPFs, também para $n = 60$ rps e $n = 120$ rps. Como o objetivo é comparar esses métodos, isso é realizado em relação ao espectro numérico.

As duas técnicas apresentam excelente captura do nível das BPFs nas maiores velocidades de rotação, como mostra a Figura 4.11 (b). Todavia, essa captura se mantém apenas para a média de conjunto nas menores velocidades de rotação, como mostra a Figura 4.11 (a). Em relação às BPFs mais altas, os dois métodos começam a apresentar desvios superiores a 10 dB a partir da terceira BPF. Mas como a primeira BPF domina a percepção de ruído tonal, a análise de ruído tonal nas próximas seções é focada apenas nela. Por fim, deve ser mencionado que o método adotado para a extração das BPFs, no restante deste trabalho, é a média de conjuntos.

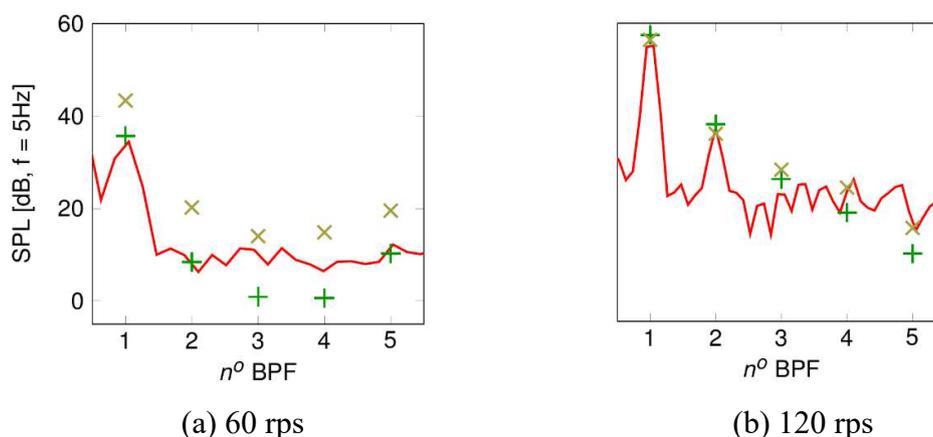


Figura 4.11 – Espectros de SPL em função das BPFs de resultados numéricos (—), comparado aos filtros: média de conjuntos (+) e filtro ButterWorth (×) em diferentes velocidades de rotação.

4.2.2.3 Ruído de banda larga

Em relação à análise do ruído de banda larga, o enfoque é dado para as altas frequências (acima de 1 kHz), já que para frequências mais baixas o ruído tonal é dominante. Como o espectro do ruído de banda larga apresenta grandes oscilações, os resultados são apresentados no espectro em SPL com bandas de 1/3 de oitava, conforme mostrado na Figura 4.12 para $n = 60$ rps e $n = 120$ rps.

Em velocidades de rotação mais baixas existe maior concordância entre os resultados numéricos e experimentais, como mostra a Figura 4.12 (a). Todavia, com o aumento da velocidade de rotação os resultados experimentais passam a apresentar maiores oscilações do que os resultados numéricos. Essa diferença é inferior a 10 dB para as bandas de frequências analisadas, como mostra a Figura 4.12 (b).

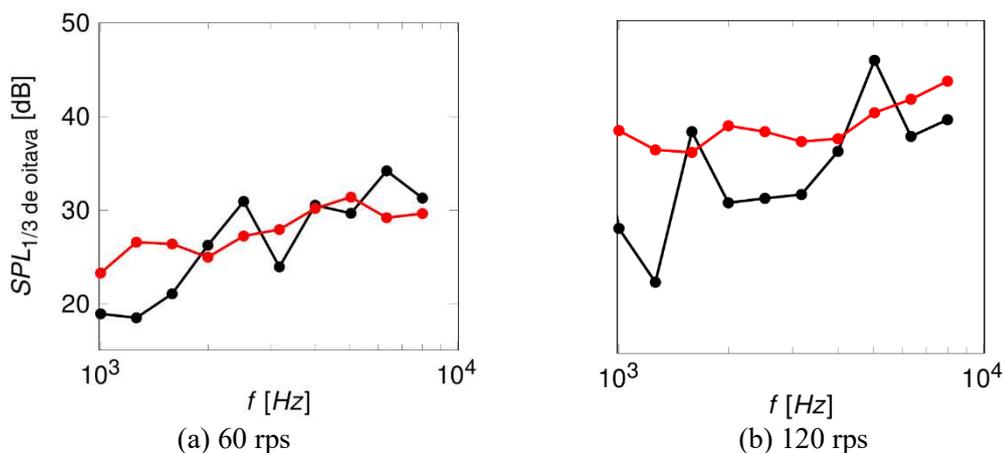


Figura 4.12 – Espectro em SPL com bandas de 1/3 de oitava para resultados experimentais (—●—) e numéricos (—●—).

Resultados de OASPL entre 1 kHz e 10 kHz, em função da velocidade de rotação, são apresentados na Figura 4.13 para todas as velocidades de rotação. Observam-se desvios inferiores a 4 dB, com exceção do resultado para $n = 100$ rps, que apresenta desvio próximo a 15 dB. Essa discrepância pode estar associada ao modelo de turbulência que prevê diminuição brusca nos níveis da intensidade turbulenta especificamente para $n = 100$ rps. O que, como descrito anteriormente, se tratam de especificidades sigilosos. Esse é um aspecto que merece um estudo detalhado, mas que está fora do escopo deste trabalho. Mesmo assim, a média dos desvios absolutos de OASPL para todos os casos entre $n = 60$ rps e $n = 120$ rps é de 3,7 dB.

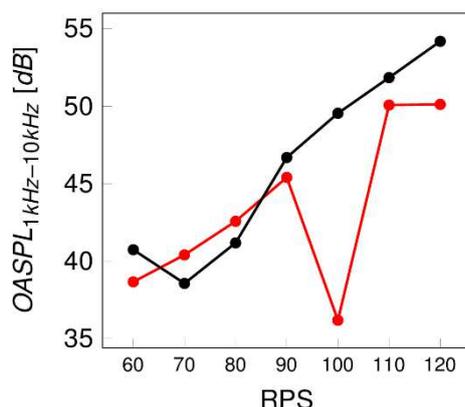


Figura 4.13 – OASPL, entre 1 kHz e 10 kHz para resultados experimentais (—●—) e numéricos (—●—).em função da velocidade de rotação.

5 ANÁLISE PARAMÉTRICA

Neste capítulo, resultados numéricos são utilizados para avaliar os efeitos de incrementos no ângulo de *pitch* de pá (β) na performance aerodinâmica e no ruído gerado por hélices. Neste sentido, os seguintes parâmetros são analisados para a geometria de hélice investigada por HKUST (2020): incrementos no ângulo de *pitch* (β) em $+0^\circ$, $+5^\circ$, $+10^\circ$ e $+15^\circ$, quatro velocidades de rotação (n) diferentes (60, 80, 100 e 120 rps) e velocidade de corrente livre (V_f) nula e não nula. Para $V_f \neq 0$ são analisadas variações do fator de avanço (J) em 0,4; 0,6; 0,7 e 0,9, nas quatro diferentes velocidades de rotação. Deve ser mencionado que o ângulo de *pitch* de pá da hélice investigada por HKUST (2020) é igual a $12,5^\circ$. Assim, os ângulos de *pitch* considerados na presente análise são obtidos com os incrementos β .

Como abordado no Capítulo 1, alterações no ângulo de *pitch* de pá permitem que uma hélice mantenha sua eficiência aerodinâmica com o aumento da velocidade de corrente livre, sem a necessidade do incremento da velocidade de rotação. Para que esse efeito possa ser verificado, analisa-se uma hélice em diferentes velocidades de corrente livre, de rotação e incrementos no ângulo de *pitch* de pá, que possua eficiências aerodinâmicas (η) próximas a 0,7. Para encontrar os valores desses parâmetros que mantenham essa eficiência, utilizou-se um método baseado na BEMT (CASALINO, 2019) para se mapear grandes números de condições de operação da hélice. Se forma a evitar um número excessivo de simulações com o PowerFLOW, reduzindo assim o custo computacional. Mais detalhes sobre a BEMT são apresentados no Apêndice A. A partir dessa análise preliminar as simulações numéricas são melhor orientadas permitindo assim a apresentação, neste capítulo, dos resultados obtidos com o PowerFLOW para esta análise paramétrica.

O objetivo principal deste capítulo é uma análise combinada do desempenho aerodinâmico e da performance acústica, tal como apresentado em alguns trabalhos revisados na Seção 2.1. Na primeira seção, a análise paramétrica do incremento no ângulo de *pitch* de pá é realizada apenas para investigar os seus efeitos nos coeficientes de torque e empuxo, fator de avanço e eficiência aerodinâmica. A análise é dividida em hélices com velocidade de corrente livre nula e não nula. Na segunda seção, é analisado o efeito para parâmetros acústicos, também considerando velocidade de corrente livre nula e não nula. Além disso, o ruído é analisado a partir do espectro completo, bem como separando os ruídos tonal e de banda larga. A última seção apresenta os resultados relativos ao efeito combinado do ângulo de *pitch* de pá sobre os parâmetros aerodinâmicos e de ruído.

5.1 PERFORMANCE AERODINÂMICA

Na análise aerodinâmica, para velocidade de corrente livre nula, são avaliados os efeitos da alteração do incremento no ângulo de *pitch* de pá (β) nos coeficientes de empuxo (C_T) e de torque (C_Q) em diferentes rotações. Os gráficos da Figura 5.1 (a-b) dispõem dos valores de C_T e C_Q , respectivamente, em função de β , onde cada uma das curvas representa uma velocidade de rotação ($n = 60$ rps, $n = 80$ rps, $n = 100$ rps, $n = 120$ rps).

Em velocidade de corrente livre não nula, o fator de avanço (J), os coeficientes de torque e de empuxo e a eficiência aerodinâmica (η) são avaliados em função do incremento no ângulo de *pitch* de pá (β). Como o ângulo de *pitch* de pá é incrementado com a velocidade de corrente, os casos analisados são aqueles em que a eficiência aerodinâmica se mantém próxima de 0,7, como mostra a Figura 5.2 (a) com J em função de β . Os demais gráficos (Figura 5.2b-d) mostram, respectivamente C_T , C_Q e η em função de β , onde cada curva representa um valor para n .

Por fim, os efeitos são analisados nos diferentes acréscimos do incremento no ângulo de *pitch* de pá em cada uma das rotações (efeitos em uma mesma rotação) e nas diferentes rotações em cada um dos ângulos de *pitch* de pá (efeitos de diferentes velocidades de rotação).

5.1.1 Corrente livre nula

Como mostra a Figura 5.1 (a) para $n = 60$ rps, o coeficiente de empuxo (C_T) aumenta em 25% para uma variação do incremento do ângulo de *pitch* de pá de $+0^\circ$ para $+5^\circ$, em 19% de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$ e em 12% de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. O aumento do coeficiente de empuxo, no incremento total (de $\beta = 0^\circ$ para $\beta = 15^\circ$), é de 70%. O efeito é similar para $n = 80$ rps, mas com aumento de C_T alcançando 60% de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. A situação é diferente em $n = 100$ rps e $n = 120$ rps, onde o aumento do coeficiente, de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$, é próximo de 10%, e passando para aproximadamente 8% de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. Na variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, para $n = 100$ rps e $n = 120$ rps, respectivamente, o incremento de C_T é de 41% e 33%.

A Figura 5.1 (b) mostra que o coeficiente de torque (C_Q) aumenta em 90%, quando o incremento do ângulo de *pitch* de pá é variado de $+0^\circ$ para $+5^\circ$ para a velocidade de 60 rps,

e aumenta em 61%, de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$, e aumenta em 40% de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. Nas demais rotações, o comportamento é similar e a única diferença é que, como observado para o empuxo, a inflexão das curvas é menor em maiores velocidades de rotação. O aumento é de 324% de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ com $n = 60$ rps, e de 300% e 272% para $n = 80$ e $n = 120$ rps, respectivamente. Dessa forma, aumentos do incremento no ângulo de *pitch* de pá geram, progressivamente, menor aumento no empuxo e no torque. No incremento máximo do ângulo de *pitch* de pá, o aumento máximo no empuxo é de no máximo 70%, enquanto o aumento do torque pode chegar a mais de 300%.

De acordo com a Figura 5.1 (a), o coeficiente de empuxo (C_T) para um incremento no ângulo de *pitch* de pá de $+0^\circ$ aumenta em 7,4% quando a velocidade de rotação aumenta de 60 para 80 rps, em 21,50% de $n = 80$ rps para $n = 100$ rps e em 7,45% de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps. Esses incrementos são, progressivamente, menores para maiores incrementos β . Por exemplo, em $\beta = +15^\circ$, o aumento de C_T de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps é de apenas 1%. O máximo aumento de C_T ocorre de $n = 80$ rps para $n = 100$ rps em todos os incrementos β , alcançando 14,77%, 11,40% e 7,95% em $\beta = +5^\circ$, $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$, respectivamente. Quando n é variada de 60 a 120 rps, os aumentos no valor de C_T são 40,16%, 22,65%, 14,63% e 10,33% em $\beta = +0^\circ$, $\beta = +5^\circ$, $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$, nessa ordem.

Observa-se na Figura 5.1 (b) que o coeficiente de torque (C_Q) com $\beta = +0^\circ$ aumenta em 2,24%, 9,69% e 7,34% quando n varia de 60 para 80 rps, de 80 para 100 rps e de 100 para 120 rps, nessa ordem. As variações no coeficiente de torque são bem pequenas, menores que 1,3%, para $\beta = +5^\circ$, $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$ quando n varia de 60 para 80 rps e de 100 para 120 rps. Especialmente em $\beta = +10^\circ$, C_T apresenta redução em 1,97% quando n varia de 100 para 120 rps, conforme vista ampliada na Figura 5.1 (b). No incremento de $n = 60$ para $n = 120$ rps, C_T aumenta em 20,40%, 4,50%, 2,58% e 5,75% em $\beta = +0^\circ$, $\beta = +5^\circ$, $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$, respectivamente.

Em suma, o incremento da velocidade de rotação em 20 rps resulta no aumento do coeficiente de empuxo em até 20%, entre $n = 80$ rps e $n = 100$ rps, e menos de 10% nas demais rotações. Já para o coeficiente de torque, esse incremento não ultrapassa 10% entre todas as rotações. Entre 80 e 100 rps o incremento, ligeiramente maior, observado no empuxo pode ocorrer devido ao modelo de turbulência adotado, conforme mencionado na seção 4.3, ou por algum efeito físico mais complexo que requerem estudos específicos.

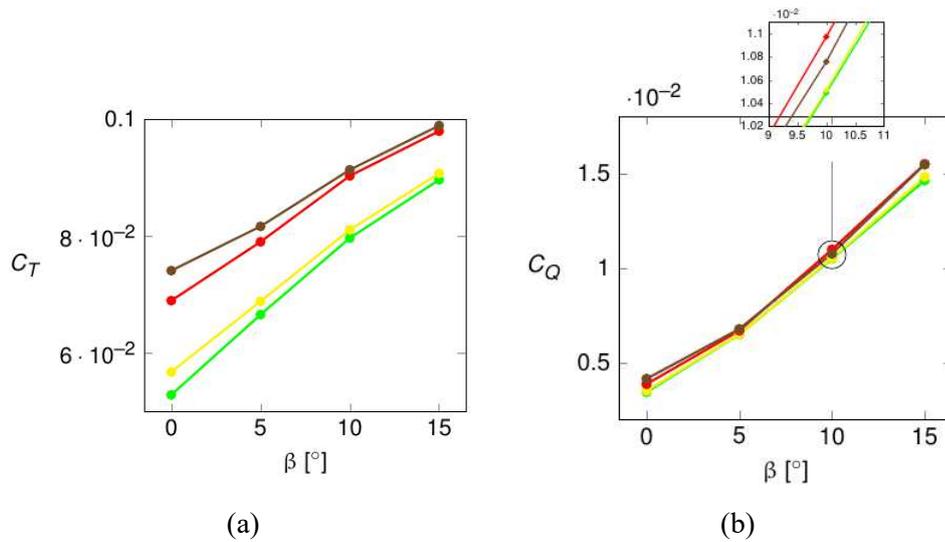


Figura 5.1 – (a) Coeficiente de empuxo (C_T) e (b) coeficiente de torque (C_Q) em função do ângulo de *pitch* de pá (β) com velocidade de corrente livre nula em diferentes rotações: 60 rps (—●—), 80 rps (—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

5.1.2 Corrente livre não nula

A Figura 5.2 (b) mostra que o coeficiente de empuxo (C_t) apresenta variações de até 10% quando o incremento no ângulo varia de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ e de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, em todas as velocidades de rotação. Entretanto, de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$, C_t aumenta em 40% em todas as velocidades de rotação, demonstrando que o incremento do ângulo de *pitch* de pá, para uma mesma rotação, é capaz de manter ou até mesmo aumentar o empuxo da hélice, apesar do aumento da velocidade de corrente livre (V_f).

Na Figura 5.2 (c), observa-se que os aumentos do coeficiente de torque (C_Q) são similares em todas as velocidades de rotação. Esse aumento é de 40%, 65% e 30%, de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$, de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$, de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, respectivamente. O acréscimo de C_Q , de $\beta = 0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, é próximo a três vezes (200%) para todas as velocidades de rotação.

A eficiência aerodinâmica, como mostra a Figura 5.2 (d), se mantém em uma faixa de 10% em relação ao valor de $\eta = 0,7$ com a variação do incremento do ângulo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, considerando a mesma velocidade de rotação.

Em suma, o aumento do incremento no ângulo de *pitch* de pá permite que o coeficiente de empuxo não seja reduzido com o incremento da velocidade de corrente livre, mas implica em um incremento de até três vezes no torque.

Em relação ao coeficiente de empuxo (C_T), como mostra a Figura 5.2 (b), verificam-se aumentos de até 25%, na variação de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps, em todos os incrementos β . Nos demais incrementos da velocidade de rotação, a variação de C_T é menor que 7%, demonstrando uma tendência de se manter. Por fim, o aumento no coeficiente alcança 43% quando a velocidade é alterada de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps, e $\beta = +15^\circ$.

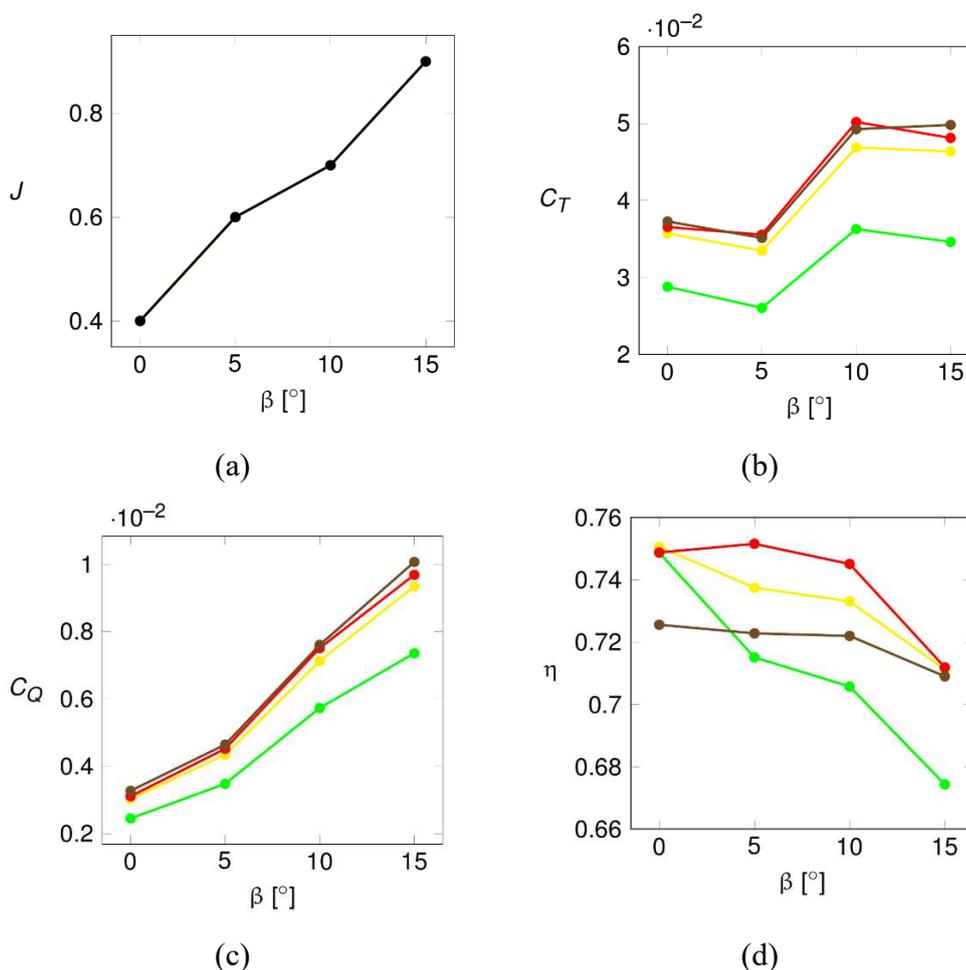


Figura 5.2 – (a) Variação do fator de avanço (J), em todas as rotações (—●—), (b) coeficiente de empuxo, (c) coeficiente de potência e (d) eficiência aerodinâmica em função do ângulo de *pitch* de pá (β), em corrente livre não nula, em diferentes rotações:

60 rps (—●—), 80 rps (—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

A situação é similar para o coeficiente de torque (C_Q), onde se observam valores similares ao coeficiente de empuxo nos incrementos de n . O incremento de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps, leva a um aumento de C_Q em 37% com $\beta = +15^\circ$.

Conforme indica a Figura 5.2 (d), a eficiência aerodinâmica (η) não demonstra variação acima de 6%, em relação a $\eta = 0,7$, quando n é alterada. Com isso, em diferentes velocidades de rotação, os coeficientes e a eficiência apresentam valores similares, com exceção de $n = 60$ rps.

5.2 ANÁLISE DO RUÍDO

Nesta seção, a análise do sinal de ruído é dividida em ruídos tonal e de banda larga, da mesma forma como apresentado no Capítulo 4. Os microfones usados para análise da diretividade são os mesmos indicados no Capítulo 4, mas os resultados acústicos são normalizados para uma distância de 1,5 m. Já na análise dos espectros, adota-se o microfone ortogonal ao eixo de rotação da hélice (eixo x da Figura 4.6).

Todas as análises são realizadas para velocidade de corrente livre nula e não nula. Na análise do sinal completo, os espectros para diferentes incrementos no ângulo de *pitch* de pá, em cada velocidade de rotação, são apresentados na Figura 5.3 para $V_f = 0$, onde cada curva representa um valor de β e cada um dos gráficos da Figura 5.3 (a-d) representa uma velocidade de rotação. Na Figura 5.5, o mesmo é feito para $V_f \neq 0$. Além disso, os espectros são construídos para frequências acima de meia BPF, da mesma forma como realizado no Capítulo 4 para a validação do modelo numérico. Diferentemente da seção anterior, devido a duração dos sinais de pressão no tempo, os espectros em SPL são analisados em bandas de 30 Hz. Resultados de OASPL, de meia BPF até 10 kHz, são analisados em função do sinal de todos os microfones e em cada rotação, considerando $V_f = 0$ (Figura 5.4) e $V_f \neq 0$ (Figura 5.6) em que as curvas e os gráficos representam diferentes valores de β e n , respectivamente

Na análise do ruído tonal, emprega-se o SPL extraído na primeira BPF em cada uma das rotações e em todos os microfones. O método utilizado para a extração dessas bandas é a média de conjuntos. Estes resultados são apresentados na Figura 5.7 para $V_f = 0$ e na Figura 5.8 $V_f \neq 0$, onde as curvas e gráficos seguem o mesmo padrão para β e n , nessa ordem.

Por sua vez, o espectro do ruído de banda larga, seguindo o padrão anterior, é apresentado em bandas de um terço de oitava para diferentes incrementos de ângulo de *pitch*

de pá, em cada uma das velocidades de rotação, para velocidade de corrente livre nula (Figura 5.8) e para velocidade de corrente livre não nula (Figura 5.10). A escolha do espectro de um terço de oitava é explicada no Capítulo 4. Finalmente, valores de OASPL são calculados na faixa de 1 kHz a 10 kHz e apresentados na Figura 5.9 para $V_f = 0$ e na Figura 5.11 para $V_f \neq 0$, também seguindo o mesmo padrão para as curvas e gráficos em diferentes valores de β e n .

Todos os resultados são preparados para permitir a análise paramétrica dos efeitos do incremento no ângulo de *pitch* de pá em diferentes velocidades de rotação.

5.2.1 Sinal completo

5.2.1.1 Corrente livre nula

Os resultados da Figura 5.3 demonstram que em todas as velocidades de rotação existe um aumento de SPL em todas as bandas, com o aumento do incremento no ângulo de *pitch* de pá. Especificamente em 2 kHz, o aumento dos níveis sonoros é mais intenso. Na primeira BPF, região destacada na Figura 5.3, o aumento do ruído é similar em todas as velocidades de rotação.

O OASPL, calculado entre 1 kHz e 10 kHz desses espectros (Figura 5.4), corrobora com o aumento dos níveis sonoros em função do acréscimo de β . O aumento do OASPL para cada incremento de $+5^\circ$ de β fica entre 2 e 6 dB. Para incrementos de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, o aumento sonoro alcança 14 dB em $n = 100$ rps.

Em relação ao padrão de diretividade, observa-se que os microfones centrais ($\theta \sim 90^\circ$) registram menores níveis sonoros do que os microfones periféricos (ângulo θ mais distantes de 90°) para $n = 60$ rps e $n = 80$ rps. Isso se inverte nas maiores velocidades de rotação ($n = 100$ rps e $n = 120$ rps). Em todas as velocidades de rotação, a diferença entre os valores de OASPL obtidos a partir dos sinais dos microfones é de aproximadamente 2,5 dB.

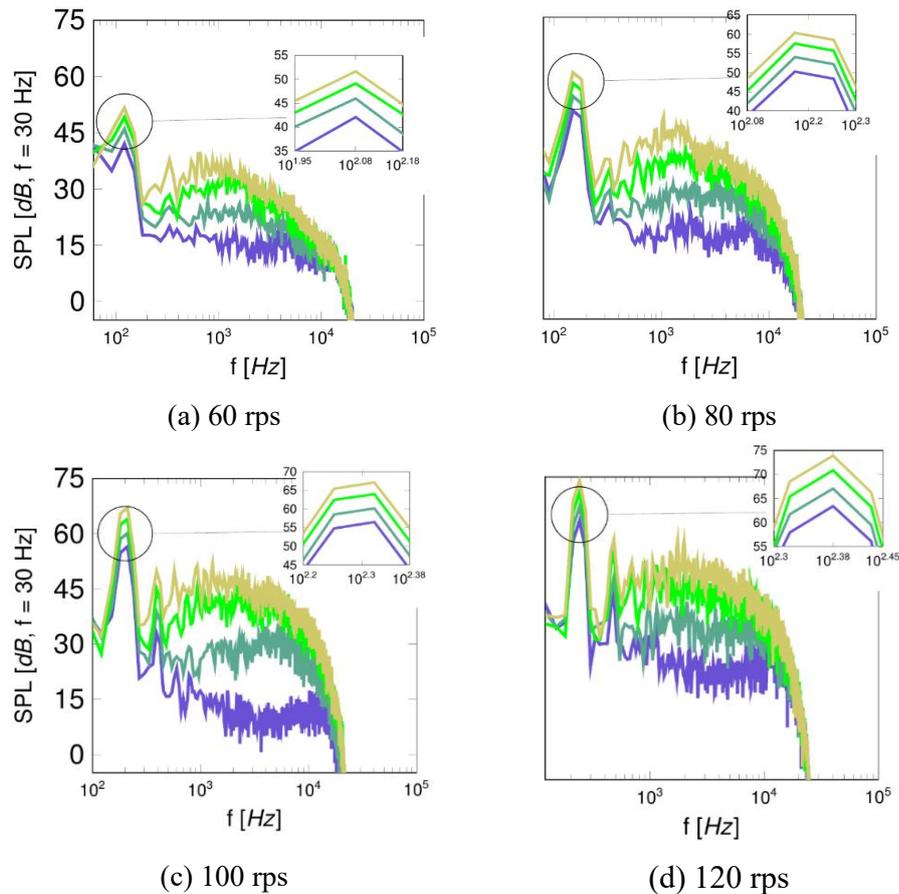


Figura 5.3 – SPL em diversas rotações e velocidade de corrente livre nula.

Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

Os espectros da Figura 5.3 mostram que, em um mesmo incremento β , o SPL na primeira BPF é alterado pelo aumento da velocidade de rotação em uma faixa de 5 e 10 dB. Em relação às demais bandas de frequências, especificamente em $\beta = +0^\circ$, as bandas próximas a 3 kHz mostram uma pequena diminuição, o que não ocorre nos demais ângulos.

Conforme mostra a Figura 5.4, o aumento da velocidade de rotação implica no aumento dos níveis de OASPL. Esse aumento não é superior a 9 dB em todos os incrementos do ângulo de *pitch* de pá, sendo mais intenso de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps em $\beta = +15^\circ$. E entre $n = 60$ rps e $n = 120$ rps os níveis sonoros aumentam em até 20 dB, e esse pico ocorre em $\beta = +15^\circ$.

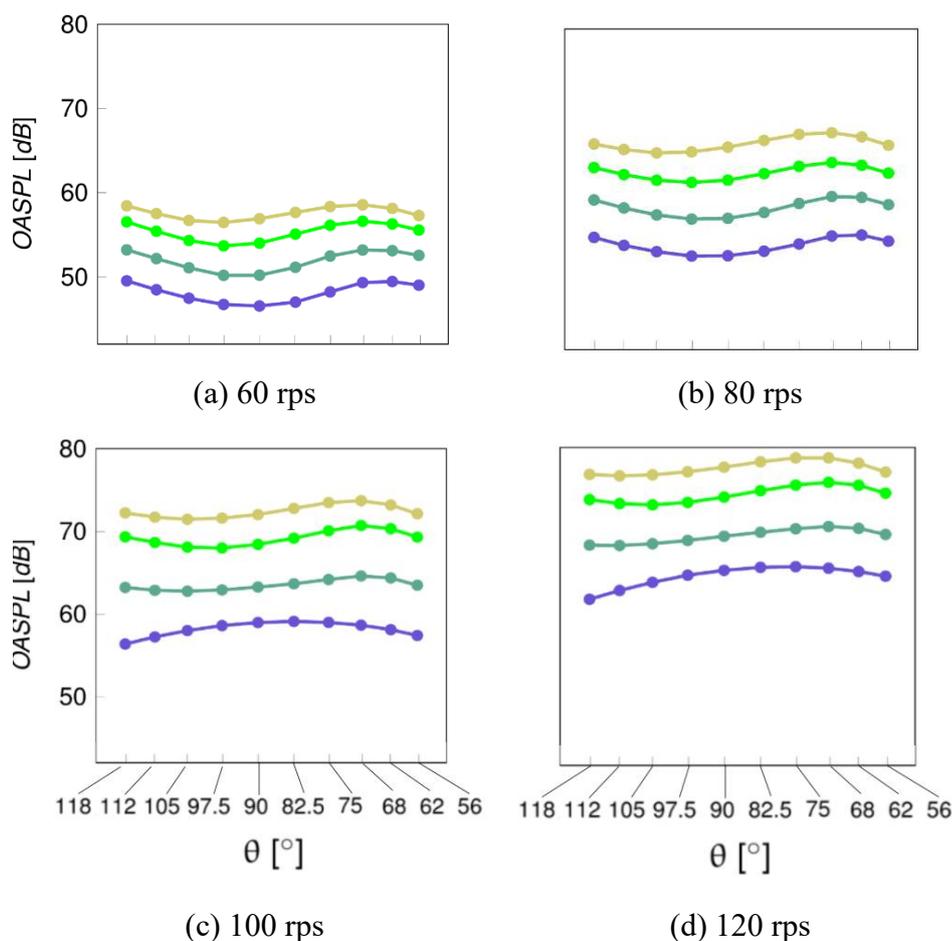


Figura 5.4 – OASPL em diversas rotações para todos os microfones com corrente livre nula.

Valores do incremento de *pitch* de pá: +0° (—●—), +5 (—●—), +10° (—●—), +15° (—●—).

5.2.1.2 Velocidade de corrente livre não nula

A Figura 5.5 indica que a maior parte do espectro, em todas as rotações, não é significativamente afetado pelo aumento do incremento no ângulo de *pitch* de pá. No entanto, conforme destacado na Figura 5.5, isso não ocorre na primeira BPF. De fato, o aumento do SPL, na primeira BPF, é dado em valores constantes em função do aumento no incremento do ângulo de *pitch* de pá, em todas as velocidades de rotação. Especificamente, entre os ângulos de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$ existe um incremento nesses níveis ligeiramente maior em todas as velocidades de rotação.

Na Figura 5.6 é apresentado o OASPL para diferentes incrementos no ângulo de *pitch* de pá, velocidades de rotação em função da posição dos microfones. Percebe-se um aumento de menor intensidade nos níveis sonoros com o aumento do incremento β , ao se comparar com os resultados de velocidade de corrente livre nula. Em todas as rotações, os incrementos,

em função de β , são próximos a 2 dB, com o maior incremento de 3 dB ocorrendo entre o incremento de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$ em $n = 80$ rps. Entre o incremento de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ em $n = 120$ rps, os incrementos de OASPL se limitam a 7 dB.

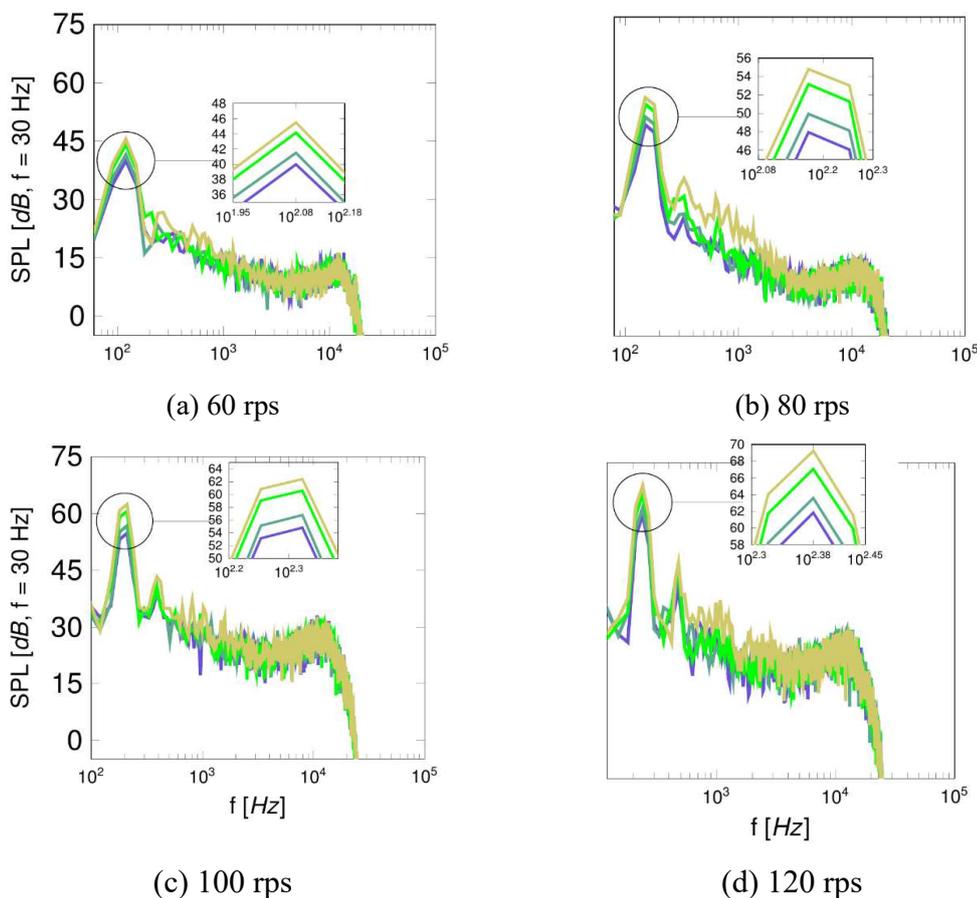


Figura 5.5 – SPL em diversas rotações com corrente livre não nula.

Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

Já para o padrão de diretividade, é observado que os microfones centrais registram níveis sonoros maiores que os microfones periféricos. Esse efeito é mais evidente para as $n = 80$ e $n = 120$ rps, nas quais a diferença de níveis sonoros entre os microfones é de até 3 dB.

Nos espectros apresentados na Figura 5.5 para um mesmo incremento no ângulo de *pitch* de pá, em função do aumento de rotação e considerando $V_f \neq 0$, os níveis da primeira BPF são acrescidos em até 10 dB. Os valores de SPL são amplificados nas demais bandas de frequências com o incremento da rotação.

Os resultados de OASPL, na Figura 5.6, sugerem que o incremento da velocidade de rotação, em todos os incrementos β , não causa aumentos do nível sonoro maior que 10 dB, sendo menos intenso entre $n = 100$ e $n = 120$ rps, onde seu valor é de 5 dB, constatado em $\beta = +0^\circ$. Entre 60 e 120 rps os níveis sonoros aumentam em até 23 dB em $\beta = +15^\circ$, da mesma forma como ocorreu, neste ângulo em $V_f = 0$.

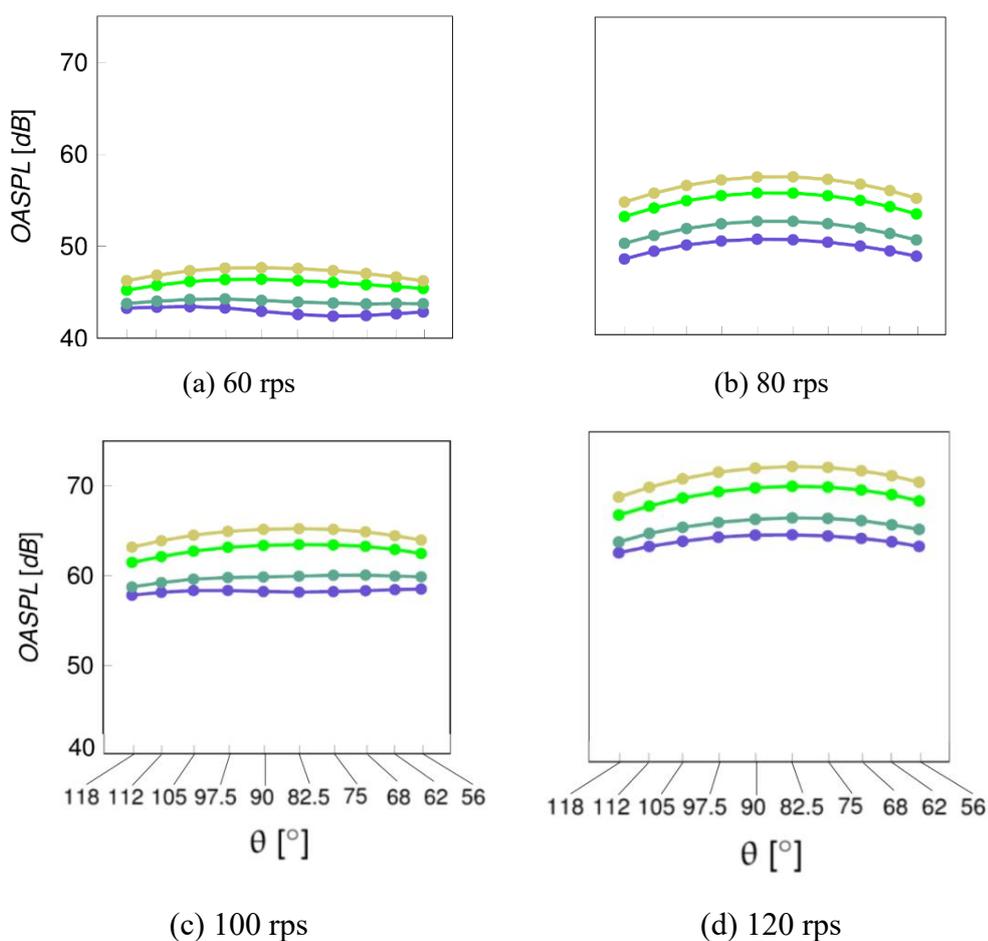


Figura 5.6 – OASPL em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre não nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

5.2.2 Ruído tonal

5.2.2.1 Velocidade de corrente livre nula

Resultados de SPL na primeira BPF, mostrados na Figura 5.7, corroboram o incremento dos níveis sonoros em função do acréscimo de β . Em todas as velocidades de rotação, o aumento do SPL na primeira BPF, em função do aumento de β , é inferior a 4 dB. Os incrementos são maiores, aproximadamente 3,5 dB, de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ e, progressivamente, menores, próximos a 3,0 dB de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. No acréscimo total de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, o aumento do nível sonoro é de até 10 dB em $n = 80$ rps.

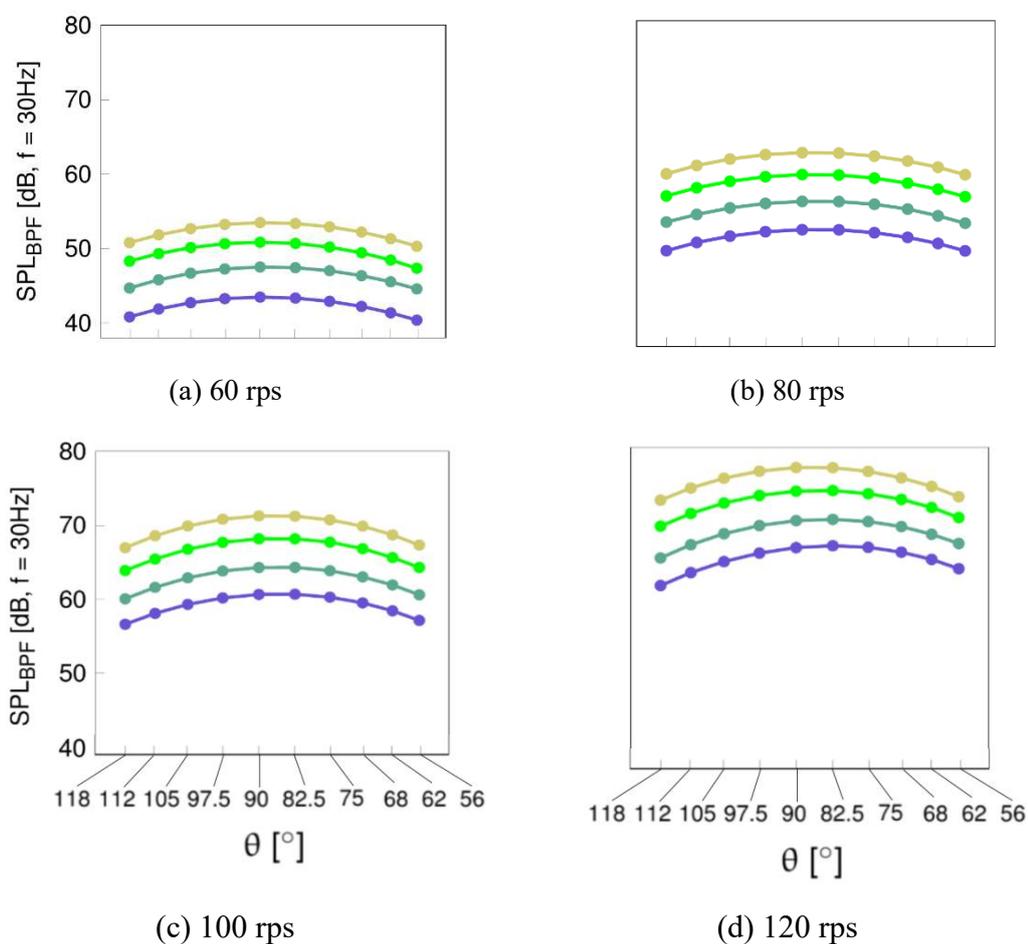


Figura 5.7 – SPL na primeira BPF em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

Em relação ao padrão de diretividade, observa-se que os microfones periféricos registram níveis sonoros ligeiramente menores para todas as rotações, em relação aos

microfones centrais. A diferença entre os níveis sonoros aumenta com o aumento da velocidade de rotação, sendo 3 dB em $n = 60$ rps e 5 dB em $n = 120$ rps.

Na Figura 5.7, percebe-se também que o incremento da velocidade de rotação, em todos os valores de β , induz aumentos do nível sonoro inferiores a 10 dB. Entretanto, esse aumento é, progressivamente, menor com o aumento n . Por exemplo, no acréscimo de $n = 60$ para $n = 80$ rps, os níveis são aumentados em 10 dB e em 6 dB de $n = 100$ para $n = 120$ rps. Essa tendência é similar em todos os incrementos do ângulo de *pitch* de pá. Considerando a variação de $n = 60$ para $n = 120$ rps, o ruído aumenta em até 23 dB, novamente em $\beta = +15^\circ$.

5.2.2.2 Velocidade de corrente livre não nula

Resultados de SPL na primeira BPF são dispostos na Figura 5.8. Diferentemente do que ocorre para a condição de $V_f = 0$, os aumentos do ruído com o acréscimo do incremento do ângulo de *pitch* de pá são bastante distintos. Em algumas situações, como no caso $n = 60$ rps, o incremento de β implica em uma pequena diminuição de 1 dB na primeira BPF, conforme indica a medição do microfone em $\theta = 118^\circ$ em todos os incrementos de β com exceção daquele de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$. Isso também é observado nos microfones mais periféricos ($\theta = 118^\circ$ e $\theta = 56^\circ$) para $n = 120$ rps entre diferentes acréscimos de β . Esses fatos são destacados na Figura 5.8 (a) e (d). Apesar disso, o incremento de β , em valores de 5° , gera aumentos no ruído que variam de menos de 1 dB até 4 dB nos demais microfones. Destaca-se que os maiores aumentos de ruído ocorrem nos incrementos de $\beta = +5^\circ$ para $\beta = +10^\circ$, em todas as velocidades de rotação. Por fim, considerando o incremento máximo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, os aumentos no ruído não são superiores a 8 dB, sendo que o maior pico ocorre em 100 rps.

Em relação ao padrão de diretividade, o ruído medido pelos microfones periféricos apresenta níveis, ligeiramente, menores que o ruído medido pelos microfones centrais em todas as velocidades de rotação, com exceção do resultado para $n = 80$ rps. Essa diferença entre as medições dos microfones periféricos e centrais chega a 10 dB, em $n = 60$ rps, sendo em torno de 5dB nas demais rotações.

Os resultados na Figura 5.8 indicam que incrementos de 20 rps na velocidade de rotação não acarretam aumentos do SPL na primeira BPF superiores a 10 dB, em todos os valores de β . Esse aspecto é bastante similar ao observado para a condição de $V_f = 0$. Quando

a velocidade passa de $n = 60$ para $n = 120$ rps, o aumento do ruído alcança até 24 dB em $\beta = +15^\circ$.

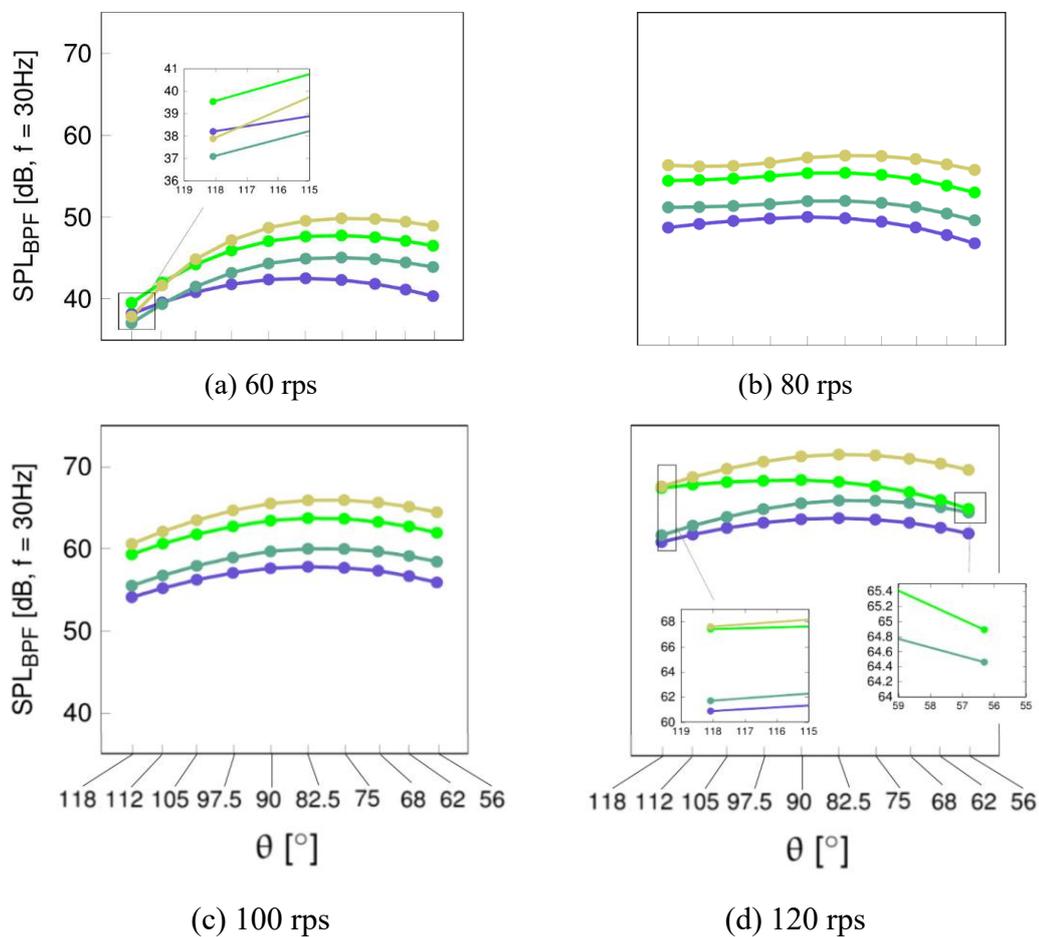


Figura 5.8 – SPL na primeira BPF em diversas rotações para todos os microfones com velocidade de corrente livre não nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

5.2.3 Ruído de banda larga

5.2.3.1 Velocidade de corrente livre nula

A Figura 5.9 mostra um aumento do SPL acima de 1 kHz com o acréscimo no incremento do ângulo de *pitch* de pá. Os menores incrementos dos níveis sonoros ocorrem em $n = 60$ rps e os maiores em $n = 100$ rps. Pode também ser observado que na velocidade de $n = 100$ rps ocorre a maior diferença de nível sonoro quando o incremento angular varia de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$. Uma característica observada no acréscimo de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, para $n = 60$ rps e $n = 80$ rps é que o SPL tende a decrescer nas bandas de maiores frequências. Nas outras velocidades de rotação, os valores de SPL nos acréscimos de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, praticamente, não se alteram em alta frequência.

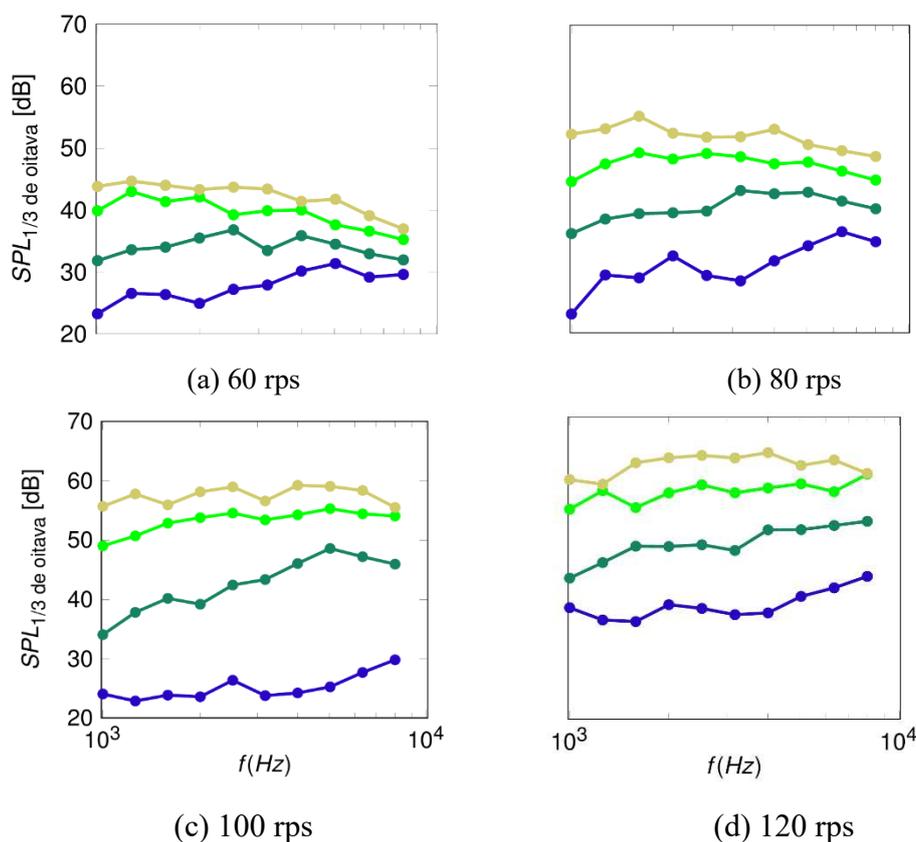


Figura 5.9 – SPL em bandas de 1/3 de oitava em diferentes rotações e velocidade de corrente livre nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: +0° (—●—), +5 (—●—), +10° (—●—), +15° (—●—).

Resultados para OASPL calculado entre 1 kHz e 10 kHz são apresentados na Figura 5.10. Verifica-se que o aumento do OASPL tende a diminuir com o aumento do acréscimo no

ângulo de *pitch* de pá. Por exemplo, considerando 60 rps, esse aumento é de 5 dB quando o incremento angular é alterado de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ e menor que 2 dB quando passa de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. Para $n = 120$ rps, o aumento é de até 11 dB, quando o ângulo é aumentado de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$, e de 4 dB no acréscimo de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. Destaca-se que para $n = 100$ e $n = 120$ rps, o incremento de 5° em β pode implicar em aumentos no OASPL superiores a 10 dB. Finalmente, examinado o efeito da variação máxima do incremento do ângulo de *pitch*, de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = 15^\circ$, constatam-se incrementos no OASPL de até 27 dB para $n = 100$ rps.

Em relação ao padrão de diretividade, os microfones periféricos indicam valores de no OASPL maiores que aqueles dos microfones centrais. Essa diferença diminui gradativamente com o aumento de β . Em todas as velocidades de rotação, essa diferença pode chegar a 10 dB, no acréscimo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$, e em torno de 5 dB de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$.

Os espectros apresentados na Figura 5.9 mostram que o efeito do aumento da velocidade de rotação não tem um padrão bem definido para um mesmo acréscimo de β . Quando a velocidade é alterada de $n = 60$ para $n = 80$ rps, o maior aumento no SPL ocorre para $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$, enquanto entre 80 e 100 rps o maior aumento ocorre em $\beta = +15^\circ$. Por outro lado, para $\beta = +0^\circ$, os níveis do SPL diminuem entre 80 e 100 rps. Entre 100 e 120 rps, as bandas apresentam níveis similares, com exceção de $\beta = +0^\circ$, em que os níveis se elevam.

Finalmente, os valores de OASPL na Figura 5.10 indicam que o aumento da velocidade de rotação implica no aumento dos níveis sonoros em todos os incrementos do ângulo de *pitch* de pá, com exceção de $\beta = +0^\circ$. Nessa situação, o aumento de rotação entre 80 e 100 rps resulta na diminuição do nível sonoro em até 8 dB. Para os demais incrementos dos ângulos de *pitch* de pá, o aumento do ruído com a velocidade de rotação não é regular, variando entre 3 dB e 11 dB. E, por fim, o aumento de $n = 60$ para $n = 120$ rps, com $\beta = +15^\circ$, é de até 20 dB.

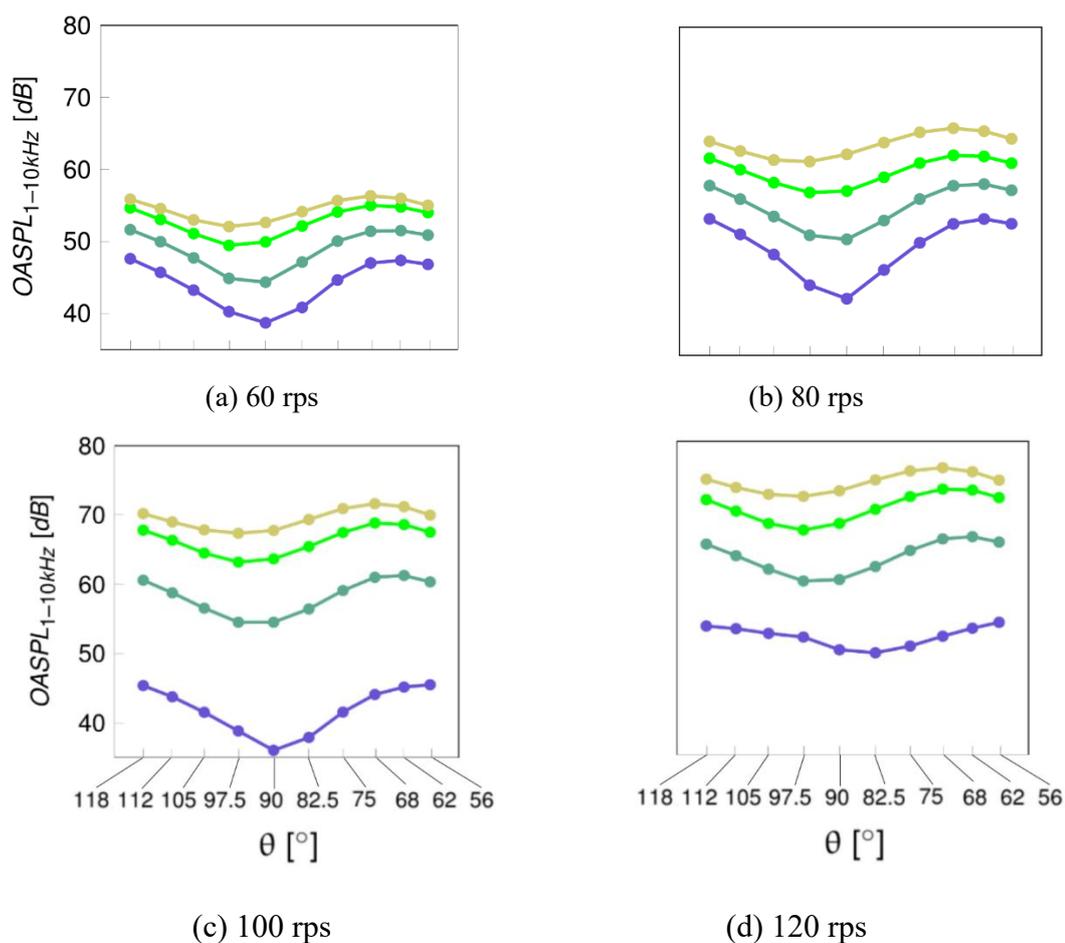


Figura 5.10 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes rotações e velocidade de corrente livre nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: +0° (—●—), +5° (—●—), +10° (—●—), +15° (—●—).

5.2.3.2 Velocidade de corrente livre não nula

Resultados de SPL, em bandas de 1/3 de oitava, são apresentados na Figura 5.11 para diferentes velocidades de rotação e acréscimo no incremento do ângulo de *pitch* de pá. Nesses espectros, observam-se níveis maiores de ruído nas frequências mais altas (acima de 4 kHz) em todas as velocidades. Entretanto, nota-se que o aumento de β , para uma mesma velocidade de rotação, origina níveis sonoros similares, principalmente acima de 2 kHz. Devido à essa similaridade algumas faixas dos espectros, para diferentes aumentos de β , são destacadas na Figura 5.11 a fim de revelar pequenas diferenças, menores que 0,5 dB.

A Figura 5.12 apresenta resultados de OASPL para as diferentes velocidades de rotação e posições dos microfones, nos incrementos de β considerados. O aumento do acréscimo angular em 5° gera um aumento de até 2 dB, mas pode ser inferior a 0,5 dB como

observado nos destaques da Figura 5.12 para $n = 60$ rps. O maior aumento não supera 3,5 dB quando o ângulo é variado de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$.

Em relação à diretividade, novamente os microfones periféricos registram os maiores níveis de ruído quando comparados com aqueles medidos pelos microfones centrais, podendo alcançar 6 dB em todas as velocidades de rotação.

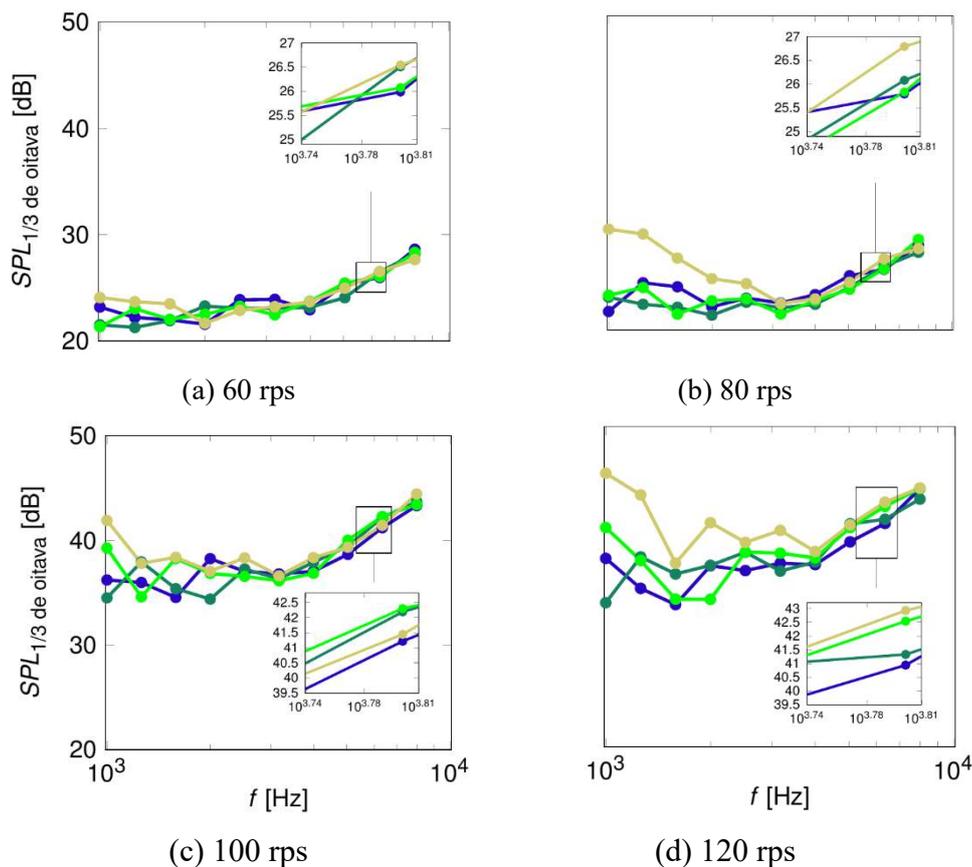


Figura 5.11 – SPL em bandas de 1/3 de oitava em diferentes rotações e velocidade de corrente livre não nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

Considerando os espectros na Figura 5.11 para um mesmo incremento de ângulo de *pitch* de pá, existe pequena variação do SPL de $n = 60$ rps para 80 rps e de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps. No aumento de $n = 80$ para $n = 100$ rps, todavia, o SPL aumenta em torno de 20 dB em todas as bandas de frequência. Além disso, considerando $\beta = +15^\circ$, os incrementos da velocidade de rotação originam aumento do SPL próximo a 1 kHz. Esse aumento é menor à medida que a frequência aumenta e tende para níveis semelhantes aos demais ângulos.

Os resultados de OASPL da Figura 5.12 mostram que a variação da velocidade de rotação, mas mantendo o valor de β , produz diferentes padrões de aumento do ruído. Para cada incremento angular, quando a velocidade é alterada de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps e de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps, aumentos inferiores a 1,7 dB são observados. Em contraste, de $n = 80$ rps para 100 rps, há um aumento no ruído de até 15 dB. Para a variação de velocidade entre 60 rps e 120 rps, o incremento sonoro é menor que 16 dB, o que ocorre em $\beta=15^\circ$.

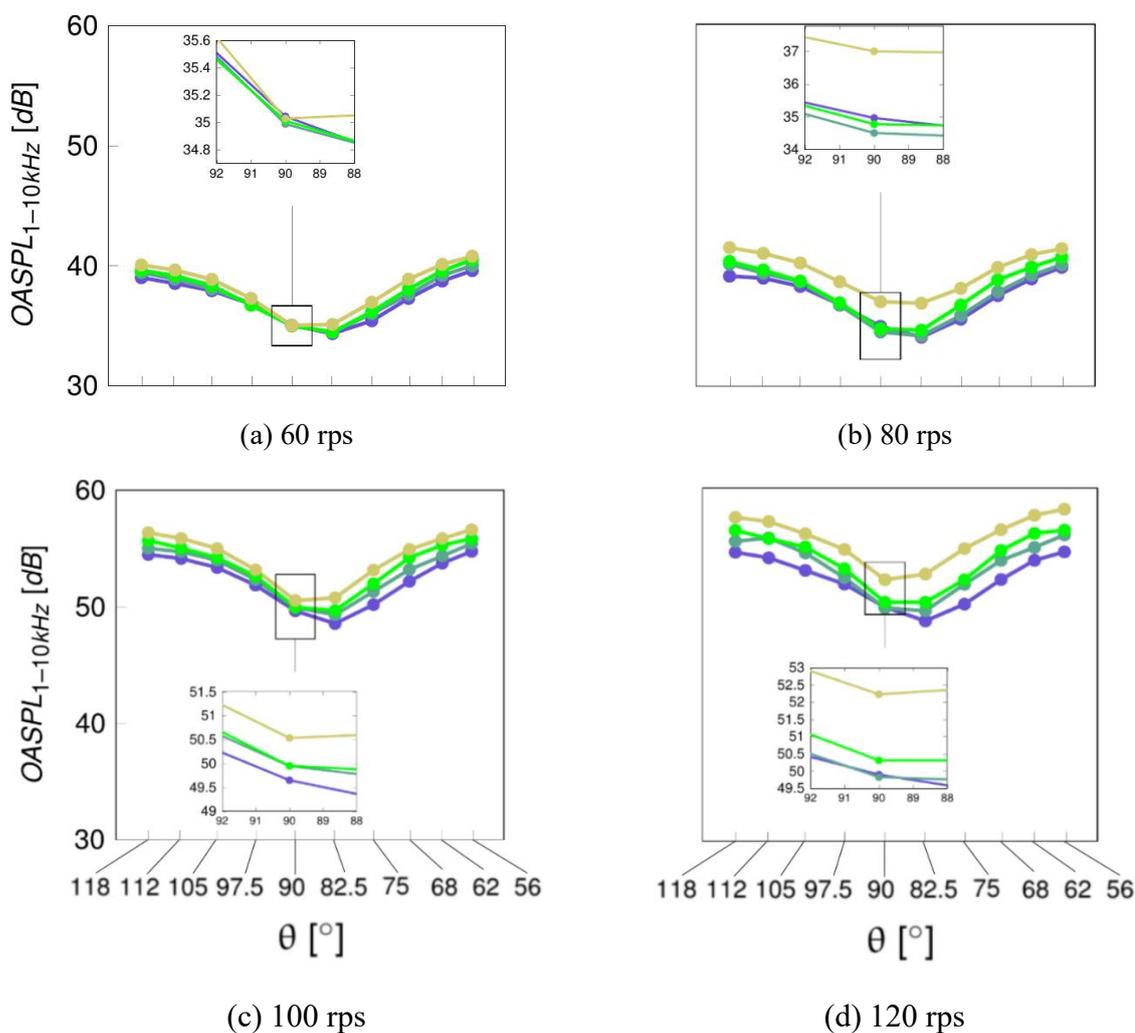


Figura 5.12 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes rotações e velocidade de corrente livre não nula. Valores do incremento de *pitch* de pá: $+0^\circ$ (—●—), $+5^\circ$ (—●—), $+10^\circ$ (—●—), $+15^\circ$ (—●—).

5.3 ANÁLISE COMBINADA

Esta seção apresenta uma análise combinada dos principais parâmetros de desempenho acústico e aerodinâmico. O coeficiente de empuxo e o fator de avanço são os parâmetros selecionados por serem os mais representativos para cada uma das condições de velocidade de corrente livre. No caso de velocidade de corrente livre nula, o interesse é o efeito sobre o ruído originado pelo acréscimo do empuxo decorrente do incremento do ângulo de *pitch* de pá. Por outro lado, no caso de velocidade de corrente livre não nula, o interesse é a variação do ruído com o incremento do ângulo de *pitch* de pá e em função da velocidade de corrente livre, uma vez que o fator de avanço pode ser aproximadamente mantido, conforme indicado na Seção 5.1. Em todas as análises, indica-se a variação do coeficiente de empuxo e do fator de avanço em função do incremento no ângulo *pitch* de pá.

As análises dos efeitos supracitados são realizadas em uma mesma e em diferentes velocidades de rotação. Além disso, os sinais de dois microfones, um mais periférico ($\theta = 52^\circ$) e outro central ($\theta = 90^\circ$), são utilizados na análise de ruído, uma vez que esses dois microfones são capazes de capturar os principais efeitos observados em todos os microfones. Sendo assim, cada gráfico das Figuras 5.13 até 5.18 representa um microfone, enquanto cada uma de suas curvas representa uma velocidade de rotação. Resultados de OASPL calculado entre meia BPF e 10 kHz são usados para análise do sinal completo do ruído. A análise do ruído tonal é realizada através do nível em bandas próximas da primeira BPF, enquanto o ruído de banda larga é investigado com resultados de OASPL para bandas de frequência entre 1 kHz e 10 kHz. Esses parâmetros são avaliados para velocidade de corrente livre nula (Figuras 5.13 a 5.15) em função do coeficiente de empuxo, e para velocidade de corrente livre não nula (Figuras 5.16 a 5.18) em função do fator de avanço.

5.3.1 Velocidade de corrente livre nula

Resultados de OASPL, entre meia BPF e 10 kHz, são apresentados na Figura 5.13 em função do coeficiente empuxo (C_T). As cores atribuídas às curvas correspondem às velocidades de rotação e os pontos sobre essas curvas representam os incrementos do ângulo de *pitch* de pá ($+0^\circ$, $+5^\circ$, $+10^\circ$ e $+15^\circ$) que aumentam da esquerda para a direita. Esses resultados mostram que os maiores aumentos nos incrementos do ângulo de *pitch* de pá

originam menores aumentos percentuais do coeficiente de empuxo (C_T) e menores incrementos sonoros em todas as velocidades de rotação. Por exemplo, para $n = 100$ rps, o acréscimo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ origina aumentos de 15% no coeficiente de empuxo e de 7 dB no OASPL, enquanto o incremento de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ gera aumentos de 8% no coeficiente de empuxo e de 3 dB no OASPL.

Adicionalmente, menores velocidades de rotação possuem maior aumento percentual do coeficiente de empuxo em conjunto com menores acréscimos do OASPL. Considerando $n = 60$ rps, o acréscimo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ origina aumentos de 26% no coeficiente de empuxo e de 3,7 dB no OASPL. Nessa mesma velocidade, a variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ resulta em um incremento de 70% no coeficiente de empuxo e de 10 dB no OASPL. Entretanto, em $n = 100$ e $n = 120$ rps, a variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$ gera aumentos de até 15% no coeficiente de empuxo e até 7 dB no OASPL. E, nessas rotações, de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, aumentos de até 42% no C_T com aumento no OASPL de até 16 dB.

Os níveis de ruído registrados pelos microfones periférico e central possuem padrões similares, com diferenças entre aumentos sonoros inferiores a 3 dB. Destaca-se que, no microfone periférico, ocorrem os maiores incrementos sonoros, 16 dB e 15 dB, para $n = 100$ rps e $n = 120$ rps, respectivamente, quando o incremento angular é variado de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$. Em valores absolutos, observa-se que os níveis de ruído registrados pelo microfone central são de até 4 dB abaixo do ruído indicado pelo microfone periférico.

A Figura 5.14 apresenta valores de SPL na primeira BPF em função do incremento de β e da velocidade de rotação. Nas menores velocidades de rotação e menores incrementos de β , há os maiores incrementos do coeficiente de empuxo e níveis sonoros. Quando β é variado de $+0^\circ$ a $+5^\circ$, ocorrem incrementos de 26% e 21% no coeficiente de empuxo para $n = 60$ rps e $n = 80$ rps, respectivamente, com o aumento do ruído sendo menor do que 4 dB. E no caso de β ser variado de $+10^\circ$ a $+15^\circ$ nessas mesmas velocidades de rotação, o aumento do coeficiente em torno de 12% acarreta 2,5 dB de aumento. Finalmente, comparando o acréscimo de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ observam-se aumentos de 70% e 80% para $n = 60$ e $n = 80$ rps, respectivamente, com aumentos no ruído menores que 10 dB. Em $n = 100$ rps e $n = 120$ rps, entretanto, o incremento de C_T em 42% e 33%, variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, respectivamente, implica incrementos de até 11 dB. Os ruídos medidos pelos microfones central e periférico são similares, com diferenças inferiores a 0,5 dB.

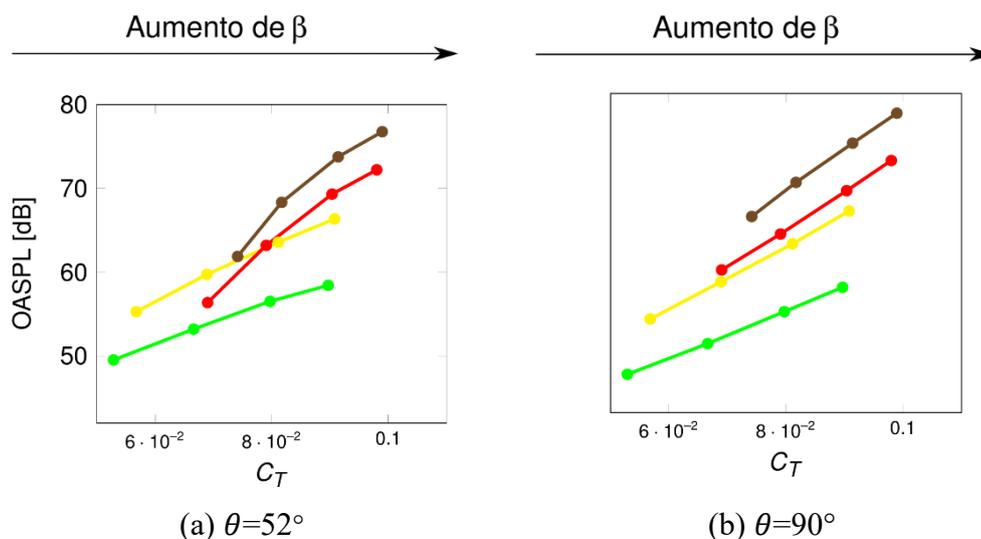


Figura 5.13 – OASPL em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula. Velocidades de rotação: 60 rps (—●—), 80 rps (—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

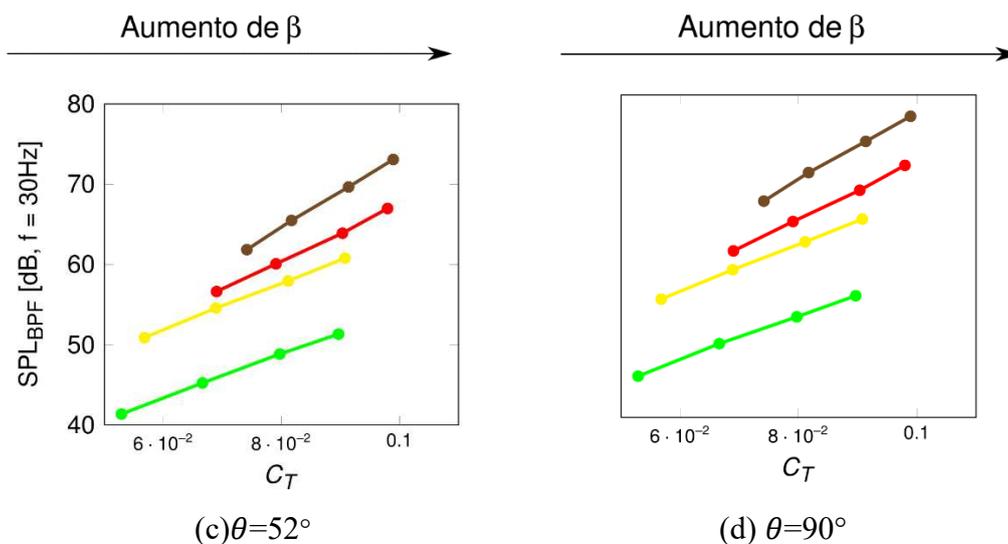


Figura 5.14 – SPL da 1ª BPF em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula. Velocidades de rotação: 60 rps (—●—), 80 rps (—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

Os resultados de OASPL entre 1 kHz e 10 kHz da Figura 5.15 apresentam similaridade em relação aos resultados de OASPL entre meia BPF e 10 kHz, nos casos de maiores acréscimos no incremento do ângulo de *pitch* de pá e em menores velocidades de rotação. Por exemplo, quando o incremento angular é variado de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +5^\circ$, o incremento de C_T e o ruído aumentam em 7% e 6 dB para $n = 60$ e $n = 80$ rps. Todavia, o

acréscimo do coeficiente em 1,76%, aumento de $\beta = +10^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ incrementa o nível em 8 dB. Nesta mesma rotação, a variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ aumenta C_T em 70% e amplia o nível em até 10 dB, de tal modo que, para $n = 100$ e $n = 120$ rps, o incremento de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$ acresce o coeficiente em 30% e eleva o nível sonoro em até 31 dB.

Em relação à diretividade, os incrementos do ruído indicado pelo microfone central são de até 7 dB acima do ruído registrado pelo microfone periférico, assumindo os mesmos incrementos de β e valores de n . Na comparação de níveis absolutos de ruído, o microfone central apresenta níveis até 10 dB inferiores.

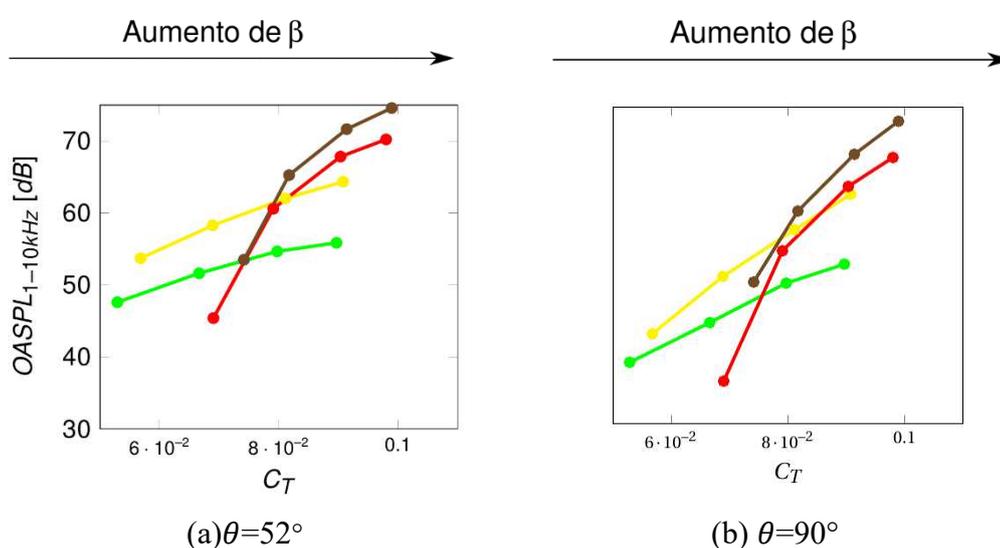


Figura 5.15 – OASPL entre 1kHz e 10kHz em diferentes microfones em função dos coeficientes de empuxo com velocidade de corrente livre nula. Velocidades de rotação: 60 rps (—●—), 80 rps(—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

No OASPL entre meia BPF e 10 kHz (Figura 5.13), o incremento de n em 20 rps eleva C_t e os níveis sonoros em até 20% e 10 dB.

Em um mesmo incremento do ângulo de *pitch* de pá, o aumento da velocidade de rotação nos menores valores de β implica em maiores acréscimos no coeficiente de empuxo e menores acréscimos do nível sonoro e vice-versa. Por exemplo, o aumento de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps, em $\beta = +0^\circ$, gera um aumento de 7% no coeficiente de empuxo e de 6 dB no OASPL. O mesmo incremento de velocidade de rotação com $\beta = +15^\circ$, resulta em um aumento de 1% no coeficiente de empuxo e 8 dB no OASPL. No incremento de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps, o coeficiente de empuxo é aproximadamente constante e os incrementos dos

níveis sonoros se mantêm próximos a 6 dB, em diferentes valores de β . Por fim, o acréscimo $n = 60$ rps para $n = 120$ rps com $\beta = +0^\circ$ implica em aumentos de 40% no coeficiente de empuxo e de 12 dB no ruído. Todavia, o mesmo aumento de velocidade com $\beta = +15^\circ$ proporciona incrementos de 10% no coeficiente de empuxo e de 18 dB no ruído.

O ruído medido pelos dois microfones (periférico e central) é similar em todos os incrementos de velocidades de rotação e valores de β , com exceção de $\beta = +0^\circ$. Onde o ruído registrado pelo microfone central mostra um aumento de até 8 dB maior que o aumento indicado pelo microfone periférico quando a velocidade é variada de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps.

O resultado do SPL, na primeira BPF, na Figura 5.14 indica que o incremento dos níveis sonoros com a variação da velocidade é similar em todos os incrementos no ângulo de *pitch* de pá. Por exemplo, considerando o aumento de velocidade de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps e $\beta = +0^\circ$, o coeficiente de empuxo aumenta em 7%, enquanto em $\beta = +15^\circ$ esse acréscimo do coeficiente é de apenas 1%, mas nas duas situações o acréscimo sonoro é de 9 dB. Variando a velocidade de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps, o acréscimo sonoro é de 20 dB, enquanto o coeficiente de empuxo aumenta 40% quando $\beta = +0^\circ$ e 10% quando $\beta = +15^\circ$. Não se observam diferenças relevantes entre os acréscimos dos microfones com diferenças inferiores a 0,1 dB.

Resultados de OASPL entre 1 kHz e 10 kHz são analisados na Figura 5.15. Observa-se que menores incrementos do ângulo de *pitch* de pá implicam maiores de acréscimos do coeficiente de empuxo e menores aumentos no nível sonoro. Diferentemente dos resultados das Figuras 5.13 e 5.14, quando $\beta = +0^\circ$ e a velocidade é variada de $n = 80$ rps para $n = 100$ rps, o coeficiente de empuxo aumenta em 22%, mas os níveis sonoros diminuem em 8 dB, na posição do microfone periférico, e em 7 dB na posição do microfone central. Quando a velocidade é variada de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps, o coeficiente de empuxo aumenta em 40% e os níveis sonoros em 6 dB quando $\beta = +0^\circ$. Por outro lado, em $\beta = +15^\circ$, o mesmo incremento na velocidade de rotação resulta em aumentos de 10% no coeficiente de empuxo e de 19 dB nos níveis sonoros.

5.3.2 Velocidade de corrente livre não nula

A Figura 5.16 apresenta resultados de OASPL calculados entre meia BPF e 10 kHz. Da mesma forma como observado anteriormente para $V_f = 0$, maiores incrementos no ângulo de *pitch* de pá resultam em maiores níveis sonoros. Para $n = 60$ rps, uma variação do fator de avanço J de 0,4 a 0,6 (com β de $+0^\circ$ até $+5^\circ$) acarreta 0,5 dB de aumento no ruído, enquanto a variação de J entre 0,7 e 0,9 (com β de $+10^\circ$ até $+15^\circ$) acarreta 1 dB de incremento sonoro. Além disso, maiores velocidades de rotação também induzem maiores incrementos sonoros. Considerando $n = 60$ rps, uma variação de J entre 0,4 e 0,9 (com β de $+0^\circ$ até $+15^\circ$) aumenta os níveis sonoros em apenas 3 dB, enquanto esse aumento alcança até 7 dB para $n = 120$ rps. Em relação à diretividade, não existem diferenças superiores a 2 dB nos níveis absolutos registrados pelos microfones central e periférico, com as mesmas tendências das curvas sendo observadas com diferenças entre os aumentos sonoros inferiores a 2 dB.

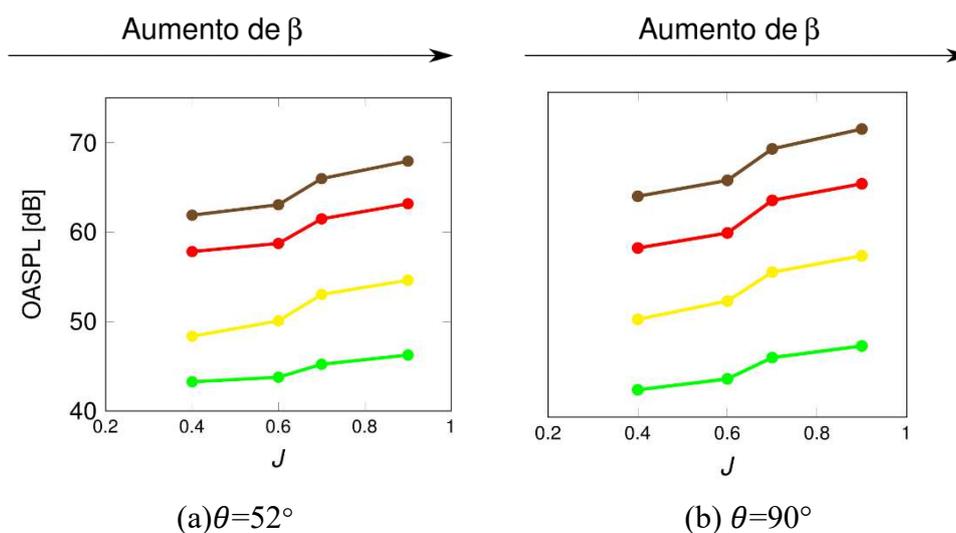


Figura 5.16 – OASPL em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula em rotações de 60 rps (—●—), 80 rps(—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

Os níveis de ruído na primeira BPF na Figura 5.17 mostram magnitudes de variações sem que haja um padrão entre elas nos ângulos ou nas rotações. As variações do ruído, em função de acréscimos em β de $+5^\circ$, variam de 1 a 6 dB em todas as velocidades de rotação. Para $n = 60$ rps, a variação do fator de avanço de 0,4 até 0,6 (com β de $+0^\circ$ até $+5^\circ$) e de 0,7 até 0,9 (com β de $+10^\circ$ até $+15^\circ$) acarreta diminuição sonora de até 2 dB. Em todas as

velocidades, os maiores incrementos sonoros são observados na variação do fator de avanço de 0,6 até 0,7 (com β de $+5^\circ$ até $+10^\circ$), alcançando até 6 dB. Finalmente, o incremento do fator de avanço de 0,4 até 0,6 (com β de $+0^\circ$ até $+15^\circ$) induz incrementos sonoros de até 8 dB no caso de $n = 100$ rps.

Em relação à diretividade, os níveis sonoros medidos pelo microfone periférico são de até 4 dB menores que aqueles do microfone central. Além disso, considerando a velocidade de 60 rps e variação de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, os níveis sonoros no microfone periférico variam em até 2 dB e em até 6 dB no microfone central.

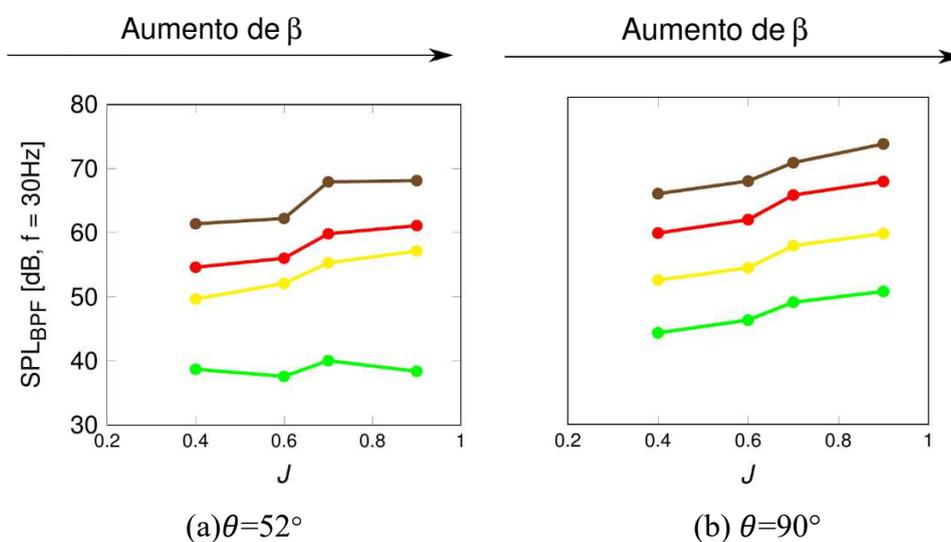


Figura 5.17 – SPL na 1ª BPF em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula em rotações de 60 rps (—●—), 80 rps(—●—), 100 rps (—●—) e 120 rps (—●—).

Por fim, resultados de OASPL, entre 1 kHz e 10 kHz, são mostrados na Figura 5.18. Considerando uma mesma velocidade de rotação, observa-se que a variação do fator de avanço resulta em variações não maiores que 3,5 dB nos níveis sonoros. Especialmente em $n = 60$ rps, as variações são inferiores a 0,1 dB.

Pode ser também observado que o microfone central apresenta níveis sonoros absolutos até 6 dB menores que os níveis medidos no microfone periférico. No entanto, para o caso de $n = 60$ rps, a variação de nível sonoro, em função do aumento de $\beta = +0^\circ$ para $\beta = +15^\circ$, é 0,1 dB no microfone central.

Mantendo o incremento do ângulo de *pitch* de pá e aumentando a velocidade de rotação, os resultados de OASPL, entre meia BPF e 10 kHz, da Figura 5.16, mostram que

incrementos sonoros em função do aumento de rotação em 20 rps variam de 4 dB a 10 dB. Por exemplo, o incremento sonoro, em todos os valores de β , de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps e de $n = 100$ rps para 120 rps, é próximo a 5 dB, enquanto de $n = 80$ rps para $n = 100$ rps o incremento é de até 10 dB. No aumento de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps, o incremento sonoro reduz para 4 dB.

Especificamente no aumento de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps, os incrementos sonoros aumentam em maiores valores de β . Por exemplo, essa variação de n , com $\beta = +0^\circ$, produz um aumento de 5 dB, enquanto com $\beta = +15^\circ$ o aumento é de 8 dB. No microfone central não se observam diferenças superiores a 2 dB no ruído com a variação da velocidade de rotação para cada um dos incrementos angulares analisados. Por fim, o incremento de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps origina um aumento no ruído de até 23 dB em $\beta = +10^\circ$ e $\beta = +15^\circ$.

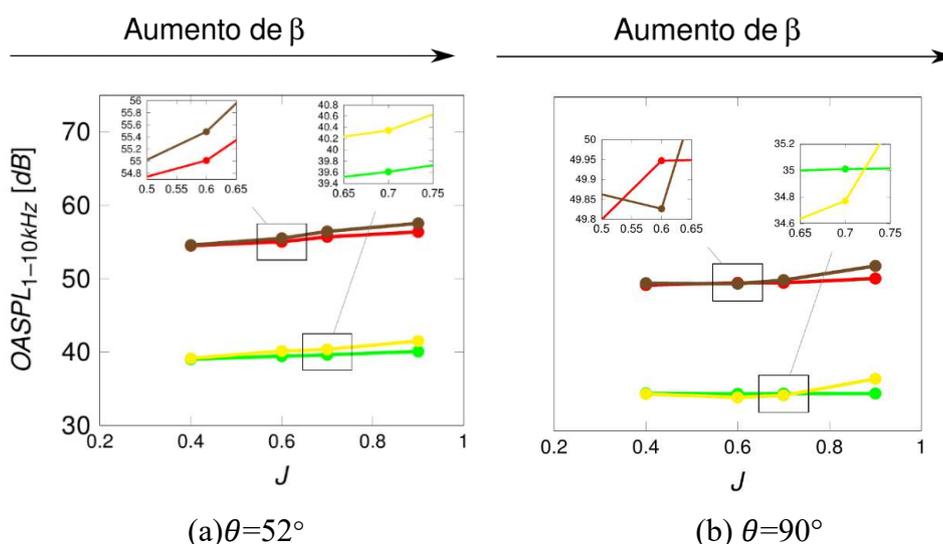


Figura 5.18 – OASPL entre 1 kHz e 10 kHz em diferentes microfones (a–b) em função do fator de avanço com velocidade de corrente livre não nula em rotações de 60 rps (—●—), 80 rps(—●—), 100 rps(—●—) e 120 rps(—●—).

A maioria dos resultados da Figura 5.17 para o ruído na primeira BPF mostra aumentos de 4 dB a 8 dB com incrementos de 20 rps na velocidade de rotação. No entanto, quando a velocidade é alterada de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps com $\beta = +15^\circ$, um aumento de até 20 dB é indicado na posição do microfone periférico. Por fim, a variação de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps eleva os níveis sonoros em até 30 dB, o que ocorre, justamente, com $\beta = +15^\circ$.

Além da diferença já destacada entre o ruído registrado pelos microfones para velocidades entre 60 e 80 rps, os incrementos sonoros do microfone central são similares ao periférico com o aumento da velocidade a partir de 80 rps. Deve ser destacado que em termos absolutos, o microfone central tem níveis sonoros de até 5 dB acima do periférico.

Os resultados de OASPL, entre 1 kHz e 10 kHz, da Figura 5.18 mostram que os níveis sonoros são similares quando a velocidade é alterada de $n = 60$ rps para $n = 80$ rps e de $n = 100$ rps para $n = 120$ rps, em todos os incrementos no ângulo de *pitch* de pá, com diferenças inferiores a 2 dB. Entretanto, quando a velocidade é variada de $n = 80$ rps para $n = 100$ rps, incrementos sonoros de até 15 dB são observados.

Finalmente, entre os microfones, o padrão dos incrementos entre as rotações é similar, entretanto, em níveis absolutos, o periférico possui níveis sonoros de até 7 dB abaixo do central. Por fim, no incremento de $n = 60$ rps para $n = 120$ rps existem incrementos sonoros de até 17 dB.

6 CONCLUSÕES

Considerando novos projetos de aeronaves elétricas a hélice, a variação do ângulo de *pitch* de pá é uma estratégia conhecida para a melhoria do desempenho aerodinâmico e da redução de ruído. Ademais, essa estratégia explora a possibilidade de fornecer torques elevados em baixas rotações graças à utilização de motores elétricos. O objetivo principal deste trabalho foi realizar uma análise paramétrica do efeito do incremento do ângulo de *pitch* de pá em diferentes condições de operação.

A partir de uma análise da literatura, percebeu-se a necessidade de analisar o efeito do incremento no ângulo de *pitch* de pá em condições de velocidade de corrente livre nula e não nula, avaliando parâmetros aerodinâmicos (coeficiente de empuxo e fator de avanço) e de ruído. Este último dividido nas suas componentes tonais e de banda larga. A análise foi realizada por meio de simulações numéricas e, assim, o método numérico passou por uma etapa de validação em cada uma das situações incluídas na análise paramétrica.

A próxima seção apresenta as principais conclusões sobre a adequação do modelo numérico na previsão dos parâmetros aerodinâmicos e do ruído associados ao escoamento nas pás de hélices. Na sequência, na seção 6.2, discute-se a conveniência em avaliar o ruído em hélices a partir da separação dos seus ruídos tonais e de banda larga. A seção 6.3 reúne as principais observações sobre os efeitos do incremento angular sobre o desempenho aerodinâmico da hélice e sobre o ruído gerado. Por sua vez, a seção 6.4 apresenta as principais conclusões sobre os efeitos combinados da aerodinâmica e do ruído devido ao incremento do ângulo. Finalmente, sugestões para trabalhos futuros são propostas e justificadas na seção 6.5.

6.1 ADEQUAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Para avaliar o efeito de refinamentos de malha no modelo numérico, analisou-se a convergência dos resultados para três níveis de refinamentos progressivos. Uma vez assegurada a acurácia da solução numérica, o modelo foi então validado com o emprego de comparações com resultados experimentais em situações com velocidades de corrente livre nula e não nula.

Para a velocidade de corrente livre nula, as diferenças entre resultados numéricos e experimentais dos coeficientes de empuxo e de torque foram inferiores a 15% e 25%, respectivamente, para velocidades de rotação abaixo de 100 rps e inferiores a 2% e 15% para velocidades entre 100 e 120 rps. Para a condição de corrente livre não nula, as diferenças para os coeficientes de empuxo e de torque não ultrapassaram 10%, exceto em condições de

operação próximas da separação da camada limite, nas quais as diferenças chegaram a 35% e 38%, respectivamente. Em relação à eficiência aerodinâmica, as diferenças foram inferiores a 5%, com exceção da condição próxima da separação da camada limite, em que as diferenças chegaram a 40%.

A comparação, entre resultados numéricos e experimentais, para grandezas acústicas, foi realizada apenas para velocidade de corrente livre nula, mas incluindo sinal completo, ruído tonal e de banda larga. Diferenças médias menores que 4 dB foram observadas nos resultados de OASPL em velocidades de rotação de 60 a 120 rps. Considerando o ruído na primeira BPF, uma diferença média de 2 dB foi encontrada entre os resultados experimentais e numéricos para velocidades próximas a 60 rps e de 3,2 dB para velocidades próximas a 120 rps. Em relação ao OASPL entre 1 kHz e 10 kHz, uma diferença máxima de 15 dB foi verificada em 100 rps, e uma diferença média de 4 dB entre 60 e 120 rps.

Apesar de algumas discrepâncias dos resultados numéricos nas comparações com dados experimentais, modelo numérico desenvolvido com o código PowerFLOW se mostrou aplicável na análise da aerodinâmica e da aeroacústica de hélices.

6.2 SEPARAÇÃO DO SINAL EM RUÍDO TONAL E DE BANDA LARGA

Duas técnicas de extração dos níveis de ruído tonal foram avaliadas: média de conjuntos e o filtro digital passa banda *ButterWorth*. O filtro de passa banda apresentou resultados consistentes para apenas algumas velocidades de rotação, enquanto a técnica de média de conjunto apresentou consistência em todas as velocidades analisadas. Por esse motivo, a técnica de média de conjuntos foi aplicada na análise paramétrica do efeito do ângulo de *pitch* de pá sobre o SPL na primeira BPF.

O ruído de banda larga representado em bandas de 1/3 de oitava permitiu a comparação das bandas de energia entre 1 kHz e 10 kHz, em que o espectro em bandas estreitas é bastante ruidoso. Além disso, o cálculo de OASPL, entre 1 kHz e 10 kHz permitiu melhor avaliar o ruído nessa faixa de frequências.

6.3 EFEITO DO ÂNGULO DE *PITCH* DE PÁ NA AERODINÂMICA E NO RUÍDO

Na análise aerodinâmica para a velocidade de corrente livre nula, o aumento do ângulo de *pitch* de pá aumentou o coeficiente de empuxo em até 70% e o coeficiente de torque em até

quatro vezes. Já para a condição em corrente livre não nula, a manutenção da eficiência aerodinâmica da hélice, através do incremento no ângulo de *pitch* de pá em vários fatores de avanço (0,4 a 0,9), permitiu que a hélice mantivesse sua eficiência aerodinâmica entre 0,66 e 0,76 para velocidade entre 60 rps e 120 rps. Além disso, o coeficiente de empuxo não teve reduções superiores a 10% e, em algumas situações, o incremento no ângulo de *pitch* em função do aumento de velocidade de corrente livre aumentou o coeficiente de empuxo em até 25%, embora o coeficiente de torque tenha sido até três vezes maior.

Nas duas situações, corrente livre nula e não nula, o incremento de empuxo, devido à variação do incremento no ângulo de *pitch* de pá, aumentou o torque requerido pelos motores para uma mesma velocidade de rotação da hélice. Conforme discutido no Capítulo 1, essa é uma limitação de hélices de ângulo de *pitch* de pá variável que pode ser superada com a utilização de motores elétricos.

Em relação ao ruído, observou-se aumento do OASPL em função do incremento do ângulo de *pitch* de pá para velocidades de corrente livre nula e não nula. Entretanto, esse aumento foi maior para a velocidade de corrente livre nula.

Nas diretividades do OASPL para velocidade de corrente nula, os maiores níveis sonoros foram observados nos menores ângulos em relação ao eixo de rotação da hélice nas velocidades de rotação de 60 e 80 rps, o que se inverte acima de 80 rps. Para a velocidade de corrente não nula, os microfones com maiores ângulos apresentam, geralmente, maiores níveis sonoros, principalmente entre 80 e 120 rps. Na análise do SPL na primeira BPF, observou-se que o aumento do nível sonoro com o incremento do ângulo de *pitch* de pá ocorre de forma similar para as velocidades de corrente livre nula e não nula. Quanto à diretividade, os menores níveis sonoros foram verificados nos menores ângulos em relação ao eixo de rotação nas duas condições de corrente livre.

Os resultados também mostraram que para o OASPL em altas frequências (entre 1 kHz e 10 kHz), o aumento do ângulo de *pitch* de pá em apenas cinco graus origina um aumento do nível sonoro em até 11 dB em velocidade de corrente livre nula, enquanto para a situação em corrente livre não nula o aumento no ângulo em quinze graus aumenta o nível sonoro em menos de 3,5 dB. Em relação à diretividade para as duas situações, os microfones com maiores ângulos em relação ao eixo de rotação apresentam menores níveis sonoros.

Finalmente, observou-se que o aumento de OASPL é mais similar ao ruído de banda larga, já que o OASPL geralmente repetiu o padrão de diretividade do OASPL em altas

frequências, o que ficou mais evidente em velocidade de corrente livre nula. Além disso, a maior intensidade de aumento de OASPL em função do aumento do incremento do ângulo de *pitch* de pá, observada para a velocidade de corrente livre nula, foi também verificada ao se analisar o OASPL em altas frequências. E os menores níveis de incremento de OASPL em função do aumento do incremento angular, para velocidade de corrente livre não nula, foi verificada também no OASPL em altas frequências.

6.4 EFEITOS AERODINÂMICOS E ACÚSTICOS COMBINADOS DO ÂNGULO DE *PITCH*

A análise dos efeitos aerodinâmicos e acústicos devido ao ângulo de *pitch* revelou que a condição de velocidade de corrente livre nula apresenta aumento do OASPL em até 17dB para um aumento de 40% do coeficiente de empuxo, enquanto o aumento do SPL na primeira BPF é de até 11 dB. Já para a situação de velocidade de corrente livre não nula, o aumento do OASPL não ultrapassou a 8 dB. Por sua vez, verificou-se um aumento do SPL na primeira BPF de até 7 dB.

Os resultados para as condições de velocidade de corrente livre nula e não nula mostraram importantes diferenças no ruído de banda larga. Com velocidade de corrente livre nula, o aumento do ângulo de *pitch* de pá originou um aumento do empuxo em até 100%, porém elevando o OASPL, em altas frequências, em até 31 dB. Por outro lado, a alteração do ângulo de *pitch* de pá em condição de velocidade de corrente livre não nula, com o objetivo de se manter a eficiência aerodinâmica e o empuxo para uma mesma velocidade de rotação, originou um aumento menor que 3,5 dB do OASPL em altas frequências, e na menor rotação (60 rps), variações sonoras inferiores a 0,1 dB com o incremento do ângulo.

6.5 SUGESTÃO PARA TRABALHOS FUTUROS

A partir da análise dos resultados obtidos neste trabalho, uma série de tópicos podem ser indicados a fim de avançar o estudo da matéria:

- (a) Avaliação mais detalhada do modelo de turbulência usado nas simulações numéricas, com atenção especial às funções usadas para a transição da modelagem da turbulência em combinação da VLES e de funções para descrever o escoamento junto às superfícies. Esse aspecto é importante porque, como observado no presente estudo e na

literatura, o ruído de banda larga e o empuxo produzido na hélice podem ser influenciados pelos níveis de turbulência do escoamento em torno das pás.

- (b) Análise de outros parâmetros geométricos das hélices que possam permitir redução de seu ruído. A análise paramétrica sistemática, tal como a realizada neste trabalho para o ângulo de *pitch* de pá, é necessária na avaliação da viabilidade de novas configurações de hélices em projetos aeronáuticos. Em especial, o ângulo de torção das seções das pás e a variação do número de hélices são possibilidades importantes que, como discutido na seção 2.1, são estratégias para a redução do seu ruído.
- (c) Análise combinada do desempenho da hélice com motores elétricos já utilizados, a fim de avaliar suas novas potencialidades com o aumento das condições de operação. Por exemplo, uma análise combinada entre alterações de ângulos de *pitch* de pá e as curvas de desempenho desses motores é necessária para determinar a viabilidade de novos conceitos de aeronaves.
- (d) Estudo da interação entre múltiplas hélices e asas, já que essa interação pode originar efeitos relevantes, principalmente na esteira produzida pelas hélices. Dessa forma, uma análise paramétrica poderia incluir estruturas, como asas e fuselagem, ou múltiplas hélices, gerando resultados mais alinhados com uma aplicação aeronáutica.
- (e) Análise dos mecanismos aerodinâmicos das fontes de ruído que aumentam o de banda larga, ou que permitam manter os níveis de ruído com o aumento do ângulo de *pitch* de pá. Esse estudo poderia levar ao entendimento de como o movimento das hélices contribui sobre os níveis sonoros, identificando também as características geométricas que afetam o ruído e, dessa forma, possibilitando o projeto de hélices mais silenciosas.

REFERÊNCIAS

AGÊNCIA NACIONAL DE AVIAÇÃO CIVIL. **LOCALIZAÇÃO GEOGRÁFICA - AERÓDROMOS CIVIS BRASILEIROS (PUBLICOS E PRIVADOS)**. Brasília, 18 jan. 2021. Disponível em: <https://www.anac.gov.br/assuntos/setor-regulado/aerodromos/localizacao-geografica>.

ALEXANDER, W. N.; MOLINARO, N. J.; HICKLING, C.; MURRAY, H.; DEVENPORT, W. J.; GLEGG, S. A. Phased array measurements of a rotor ingesting turbulent shear flow. In: AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 22., 2016

ANAC autoriza teste para entrega de produtos com drones. Assessoria de Comunicação Social da ANAC. Brasília: Agência Nacional de Aviação Civil - ANAC, 11 ago. 2020. Disponível em: <https://www.airway.com.br/embraer-divulga-imagens-de-seu-primeiro-aviao-eletrico/>. Acesso em: 22 nov. 2020.

AVALLONE, F.; VAN DEN ENDE, L.; LI, Q.; RAGNI, D.; CASALINO, D.; EITELBERG, G.; VELDHUIS, L. Aerodynamic and aeroacoustic effects of swirl recovery vanes length. **Journal of Aircraft**, v. 56, n. 6, p. 2223–2235, 2019.

AVALLONE, Francesco; CASALINO, Damiano; RAGNI, Daniele. Impingement of a propeller-slipstream on a leading edge with a flow-permeable insert: A computational aeroacoustic study. **International Journal of Aeroacoustics**, v. 17, p. 687–711, 2018.

BERTON, Jeffrey J.; NARK, Douglas M. Low-noise operating mode for propeller-driven electric airplanes. **Journal of Aircraft**, v. 56, n. 4, p. 1708–1714, 2019.

BHATNAGAR, P. L.; GROSS, E. P.; KROOK, M. A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 94, p. 511–525, 3 1954.

BIERMANN, D.; HARTMAN, E. P. Tests of five full-scale propellers in the presence of a radial and a liquid-cooled engine nacelle, including tests of two spinners. **Journal of the Franklin Institute**, Philadelphia, v. 227, Report No. 642, p. 437, 1939.

BRANDT, J.; SELIG, M. Propeller performance data at low Reynolds numbers. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING INCLUDING THE NEW HORIZONS FORUM e AEROSPACE EXPOSITION, 49., 2011.

BRANDT, J.B. **Small-Scale Propeller Performance at Low Speeds**. 2005. Dissertação (mestre em engenharia), UIUC (University of Illinois at Urbana-Champaign), Urbana, EUA.

BRITCHER, C. P.; LANDMAN, D.; DUVAL, B.; DODDA, V. K.R.; LOWE, C.; PATEL, M. An aeroacoustic study of propellers for small electric propulsion aircraft. In: AEROACOUSTICS CONFERENCE, 23., 2017, p. 1–13.

BRITCHER, C. P.; LANDMAN, D.; DUVALL, B.; DODDA, V.; LOWE, C.; PATEL, M. An Aeroacoustic Study of Propellers for Small Electric Propulsion Aircraft. In: AIAA AVIATION FORUM, 23., 2017.

BROOKS, T. F.; POPE, D. S.; MARCOLINI, M. A. Airfoil self-noise and prediction. National Aeronautics e Space Administration, Office of Management, v. 1218, 1989.

CASALINO, D. **OptydB Toolkik User Manual, Versão 2.0**. 2020. Pacote de Software.

CASTILHO, R. **Que tal dar uma voltinha no Uber voador desenvolvido pela Embraer?** São Paulo: Blog Melhores Destinos, 13 ago. 2020. Disponível em: <https://www.melhoresdestinos.com.br/embraer-carro-voador.html>. Acesso em: 22 nov. 2020.

CERCIGNANI, C. **Mathematical Methods in Kinetic Theory**: Springer US, 1990.

CHAUHAN, S. S; MARTINS, J. RRA. RANS-based aerodynamic shape optimization of a wing considering propeller-wing interaction. In: AIAA SCITECH 2020 FORUM, 2020.

Dassault Systèmes Simulia Corp PowerFLOW 6-2019 USER'S GUIDE. Versailles, 2019.

DELLA CORTE, B.; SINNIGE, T.; VRIES, R. de; AVALLONE, F.; RAGNI, D.; EITELBERG, G.; VELDHUIS, L. L. Tractor propeller-pylon interaction, part II: mitigation of unsteady pylon loading by application of leading-edge porosity. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING, 55., 2017.

DOMMELEN, D van; YANG, M; LIU, W.; EPPLER, J.; DARRAH, D; ANEMAAT, Willem A.J. UAV rotor acoustic analysis and optimization. **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, n. 25.

DRELA, M. **“XROTOR User Guide”, Version 7.57**. Disponível em: http://web.mit.edu/drela/Public/web/xrotor/xrotor_doc.txt. Acesso em: 19 abr. 2021.

Drela, M. “XFOIL User's Guide, version 6.94”: project planning software. 2002. Pacote de Software.

DRELA, Y. **XROTOR, Versão 7.57**: project planning software. 2011. Pacote de Software.

EPSTEIN, B; LUNTZ, A.; NACHSHON, A. Multigrid Euler Solver About Aircraft Configurations, with Cartesian Grids and Local Refinement. **AIAA Journal**, 1989.

FAROKHI, S. **Aircraft Propulsion**: Wiley, 2014.

FATTAH, R.; CHEN, W.; WU, H.; WU, Y.; ZHANG, X. Noise measurements of generic small-scale propellers. In: AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 25., 2019. FFOWCS-WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L.; LIGHTHILL, M. J. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, Londres, v. 264, n. 1151, p. 321–342, 1969.

GERMAN AEROSPACE CENTER. **Electric aircraft – novel configurations open up new possibilities**. Linder Höhe. Disponível em:

https://www.dlr.de/content/en/articles/news/2019/04/20191126_e-aircraft-novel-configurations-open-up-new-possibilities.html. Acesso em: 20 nov. 2020.

GHODDOUSSI, Armin; MILLER, Leonard S. A More Comprehensive Database for Low Reynolds Number Propeller Performance Validations. In: 34TH AIAA Applied Aerodynamics Conference. 2016a. P. 3422.

GHODDOUSSI, Armin; MILLER, Leonard S. A More Comprehensive Database for Low Reynolds Number Propeller Performance Validations. In: AIAA APPLIED AERODYNAMICS CONFERENCE, 34., 2016.

GONZALEZ-MARTINO, Ignacio; ROMANI, Gianluca; WANG, Junye; CASALINO, Damiano. Rotor Noise Generation in a Turbulent Wake using *Lattice*-Boltzmann Methods. In: IAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 24., 2018.

GLEGG, S.; DEVENPORT, W. *Aeroacoustics of Low Mach Number Flows: Fundamentals, Analysis, and Measurement*. Elsevier Science, 2017.

GROSVELD, F.W. Calibration of the Structural Acoustics Loads and Transmission (SALT) Facility at NASA Langley Research Center. **International congress on noise control engineering**, 1999.

GROSVELD, Ferdinand W. Characteristics of the Structural Acoustic Loads and Transmission (SALT) facility at NASA Langley Research Center. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 104, n. 3, p. 1776–1776, 1998.

Hong Kong University of Science and Technology. Configuration of the study of isolated motor. Hong Kong, 2020. Disponível em <https://aantc.ust.hk>. Acesso em: 19 dez. 2020.

INGRAHAM, Daniel; GRAY, Justin; LOPES, Leonard V. Gradient-based propeller optimization with acoustic constraints. **AIAA Scitech Forum**.

INTERNATIONAL COMMISSION ON AIRCRAFT NOISE. **ANNEX 16: ANNEX 16 to the Convention on International Civil Aviation, Environmental Protection**. Volume I - Aircraft Noise. 5th edition, incorporating Amendments 1-9o. Montreal, 2008.

INTERNATIONAL COMMISSION ON AIRCRAFT NOISE. **Reduction of Noise at Source**. Disponível em: <https://www.icao.int/environmental-protection/pages/reduction-of-noise-at-source.aspx>. Acesso em: 10 fev. 2021.

JAMESON, A.; SCHMIDT, WO.; TURKEL, E. Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge Kutta time stepping schemes. In: 14TH Fluid and Plasma Dynamics Conference.

- JAMESON, Antony; BAKER, Timothy. Multigrid solution of the Euler equations for aircraft configurations. In: 22ND Aerospace Sciences Meeting 1984. P. 93.
- JAMESON, Antony; SCHMIDT, Wolfgang; TURKEL, Eli. Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge Kutta time stepping schemes. In: 14TH fluid and plasma dynamics conference. 1981. P. 1259.
- JIANHUA, Xu; WENPING, Song; ZHONGHUA, Han. Calculation of aerodynamic performance of propellers at low Reynolds number based on Reynolds-averaged Navier-Stokes equations simulation. In: COMPUTATIONAL Fluid Dynamics 2008: Springer, 2009. P. 283–288.
- JO, Y; LEE, H; LEE, DJ. Prediction of Rotor Flow for Unmanned Aerial System Using Nonlinear Vortex *Lattice* Method. In: ROTORCRAFT FORUM, 6., 2017.
- JORDAN, W A.; NARSIPUR, S.; DETERS, R. Aerodynamic and Aeroacoustic Performance of Small UAV Propellers in Static Conditions.
- KRÜGER, T.; KUSUMAATMAJA, H.; KUZMIN, A.; SHARDT, O.; SILVA, G.; VIGGEN, E.M. **The *Lattice Boltzmann Method: Principles and Practice***: Springer International Publishing, 2016. (Graduate Texts in Physics).
- KURTZ, D. W.; MARTE, J. E. A review of aerodynamic noise from propellers, rotors, and lift fans. National Aeronautics e Space Administration, Office of Management, 1970.
- LENG, Y.; YOO, H.; JARDIN, T.; BRONZ, M.; MOSCHETTA, J. M. Aerodynamic modelling of propeller forces and moments at high angle of incidence. In: 2019.
- LI, Qingxi; ÖZTÜRK, Kenan; SINNIGE, Tomas; RAGNI, Daniele; EITELBERG, Georg; VELDHUIS, Leo; WANG, Yangang. Design and Experimental Validation of Swirl-Recovery Vanes for Propeller Propulsion Systems. **AIAA Journal**, v. 56, n. 12, p. 4719–4729, 2018a.
- LI, Qingxi; ÖZTÜRK, Kenan; SINNIGE, Tomas; RAGNI, Daniele; EITELBERG, Georg; VELDHUIS, Leo; WANG, Yangang. Design and experimental validation of swirl-recovery vanes for propeller propulsion systems. **AIAA Journal**, American Institute of Aeronautics e Astronautics, v. 56, n. 12, p. 4719–4729, 2018b.
- LIGHTHILL, Michael James; NEWMAN, Maxwell Herman Alexander. On sound generated aerodynamically I. General theory. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, Londres, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 1952.
- LOCKARD, D.; CASPER, J. Permeable surface corrections for Ffowcs Williams and Hawkings integrals. In: 11., 2005. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.

LOPES, LV; BURLEY, CL. ANOPP2 User's Manual. **NASA TM-219342**, 2016.

M., Yannick D.; J, Hasan K.; SZOKE, Máté; S.ALI, Syamir A.; AZARPEYVAND, Mahdi. "Design of an Aeroacoustic Wind Tunnel Facility at the University of Bristol. In: AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 24., 2018.

MADER, Charles A; KENWAY, Gaetan KW; YILDIRIM, Anil; MARTINS, Joaquim RRA. ADflow: an open-source computational fluid dynamics solver for aerodynamic and multidisciplinary optimization. **Journal of Aerospace Information Systems**, American Institute of Aeronautics e Astronautics, v. 17, n. 9, p. 508–527, 2020.

MAGISTRALE, Laurea. **CFD Simulation of Propellers: Best Practices Analysis**. 2019. Tese (doutor em engenharia), politécnica de Torino, Torino, Itália.

MANKBADI, Reda R.; AFARI, Samuel O.; GOLUBEV, Vladimir V. Simulations of broadband noise of a small uav propeller. In: AIAA SCITECH FORUM, 2020.

MAYER, Yannick D.; JAWAHAR, Hasan Kamliya; SZOKE, Máté; ALI, Syamir Alihan Showkat; AZARPEYVAND, Mahdi. Design and performance of an aeroacoustic wind tunnel facility at the University of Bristol. **Applied Acoustics**, v. 155, p. 358–370, 2019. ISSN .0003-682X.

MITTAL, R; IACCARINO, G. IMMersed BOUNDARY METHODS. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 37, n. 1, p. 239–261, 2005.

MORGADO, M. L. C. **O Setor de transporte aéreo no Brasil - um enfoque a partir da teoria dos mercados contestáveis**. Rio de Janeiro, 2012. F. 50.

NARDARI, Clément; CASALINO, Damiano; POLIDORO, Francesco; CORALIC, Vedran; BRODIE, John; LEW, Phoi Tack. **Numerical and experimental investigation of flow confinement effects on uav rotor noise**.

OL, M.; ZEUNE, C.; LOGAN, M. Analytical - Experimental comparison for small electric unmanned air vehicle propellers. **Collection of Technical Papers - AIAA Applied Aerodynamics Conference**, 2008. DOI: 10.2514/6.2008-7345.

PANG, E.; CAMBRAY, A; REZGUI, D; AZARPEYVAND, M.; ALI, Syamir A. Showkat. Investigation towards a better understanding of noise generation from UAV propellers. In: AEROACOUSTICS CONFERENCE, 24., 2018.

PARISOT DUPUIS H, Gojon R. Experiments on UAV rotor noise at low Reynolds and low Mach numbers. In: QUIET DRONES, 2020.

PARK, Chun Hyuk; KIM, Dae Han; MOON, Young J. Computational Study on the Steady Loading Noise of Drone Propellers: Noise Source Modeling with the *Lattice Boltzmann* Method. **International Journal of Aeronautical and Space Sciences**, The Korean Society for Aeronautical & Space Sciences (KSAS), v. 20, n. 4, p. 858–869, 2019.

POPE, S.B.; ECCLES, P.J.; POPE, S.B.; PRESS, Cambridge University. **Turbulent Flows:** Cambridge University Press, 2.000.

REISSUE, A. **Cirrus SR20 Pilot's Operating Handbook and Airplane Flight Manual**, 1999.

RIZZI, S.A; CABELL, R.H; ALLEN, A.R. Recent Enhancements to the NASA Langley Structural Acoustics Loads and Transmission (SALT) Facility. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON RECENT ADVANCES IN STRUCTURAL DYNAMICS (RASD 2013), 11., 2013.

ROHACS, J.; ROHACS, D. Conceptual design method adapted to electric/hybrid aircraft developments. **International Journal of Sustainable Aviation**, Inderscience Publishers (IEL), v. 5, n. 3, 2019.

SAMUELSSON, I.; (SWEDEN), Flygtekniska försöksanstalten. **Low Speed Wind Tunnel Investigation of Propeller Slipstream Aerodynamic Effects on Different Nacelle/wing Combinations: Total forces and moments and pressure distributions on nacelle/wing at different angles of attack and yaw and at different thrust coefficients:** Aeronautical Research Institute of Sweden, 1987.

SAMUELSSON, Ingemar. Experimental investigation of low speed model propeller slipstream aerodynamic characteristics including flow field surveys and nacelle/wing static pressure measurements. In: 17 ICAS, Congresso, Estocolmo, Suécia. 1990. P. 90–3.1.3.

SHUBHAM. **Computational Aeroacoustic Investigation of Co-rotating rotors for Urban Air Mobility**. 2020. Dissertação (mestre em engenharia), Universidade Tecnológica de Delft, Delft, Holanda.

SINNIGE, T.; VRIES, R. de; CORTE, Biagio Della; AVALLONE, F.; RAGNI, D.; EITELBERG, G.; VELDHUIS, L LM. Unsteady pylon loading caused by propeller-slipstream impingement for tip-mounted propellers. **Journal of Aircraft**, American Institute of Aeronautics e Astronautics, v. 55, n. 4, p. 1605–1618, 2018.

SMITH, M.J.T. **Aircraft Noise:** Cambridge University Press, 2004.

STRASH, D. J; LEDNICER, D. A; RUBIN, T. D. Analysis of propeller-induced aerodynamic effects. In: APPLIED AERODYNAMICS CONFERENCE, 16., 1998.

SUCCI, S. **The Lattice Boltzmann Equation: For Complex States of Flowing Matter:** Oxford University Press, 2018.

TAKAHASHI, K.; FUJIMOTO, H.; HORI, Y.; KOBAYASHI, H.; NISHIZAWA, A. Modeling of propeller electric airplane and thrust control using advantage of electric motor. In: IEEE INTERNATIONAL WORKSHOP ON ADVANCED MOTION CONTROL (AMC), 13., 2014.

TAY, W.; LU, Zhenbo; RAMESH, Sai Sudha; KHOO, Boo cheong. Numerical Simulations of Serrated Propellers to Reduce Noise. In: ASIAN CONFERENCE ON SUPERCOMPUTING FRONTIERS, 2020, p. 87–103.

TAY, W.B.; DENG, S.; VAN OUDHEUSDEN, B.W.; BIJL, H. Validation of immersed boundary method for the numerical simulation of flapping wing flight. **Computers Fluids**, v. 115, p. 226–242, 2015.

TIDD, D; STRASH, D; EPSTEIN, B; LUNTZ, A; NACHSHON, A; RUBIN, T. Application of an efficient 3-D multigrid Euler method (MGAERO) to complete aircraft configurations. In: 9TH Applied Aerodynamics Conference. 1991. P. 3236.

TINNEY, C. E.; VALDEZ, J. Thrust and acoustic performance of small-scale, coaxial, corotating rotors in hover. **AIAA Journal**, v. 58, n. 4, p. 1657–1667, 2019.

VELDEN, Wouter van der. **Computational aeroacoustic approaches for wind turbine blade noise prediction**. Mar. 2017. Tese (Doutorado).

VELDEN, Wouter van der. **MAAS WORKFLOW User Manual, Versão 0.28**. 2019. Pacote de Software.

VINHOLES, T. **Embraer divulga imagens de seu primeiro avião elétrico**. Botucatu: Blog Airways, 16 ago. 2019. Disponível em: <https://www.airway.com.br/embraer-divulga-imagens-de-seu-primeiro-aviao-eletrico/>. Acesso em: 25 nov. 2019.

VIRTANEN, P. `scipy/scipy`: SciPy 1.5. 3. Zenodo, 2020.

VISWANATHAN, V.; KNAPP, B. M. Potential for electric aircraft. **Nature Sustainability**, Nature Publishing Group, v. 2, n. 2, p. 88–89, 2019.

VON KÁRMÁN, T., 1931. Mechanical similitude and turbulence. 611. National Advisory Committee for Aeronautics.

VRIES, R. de; SINNIGE, T.; DELLA CORTE, Biagio; AVALLONE, F.; RAGNI, D.; EITELBERG, G.; VELDHUIS, L. L. Tractor propeller-pylon interaction, part I: characterization of unsteady pylon loading. In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING, 55., 2017.

GROSSVELD, H. F. **Characterization of the Reverberation Chamber at the NASA Langley Structural Acoustics Loads and Transmission (SALT) Facility**. 2013. CR-2013-217968.

WANG, H.; ZANG, B.; CELIK, A.; REZGUI, D.; AZARPEYVAND, M. An experimental investigation of propeller noise in forward flow. In: AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 25., 2019.

WANG, J.; WANG, K; WANG, M. Large-eddy simulation study of rotor noise generation in a turbulent wake. In: AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE, 23., 2017.

WANG, Meng; FREUND, Jonathan B; LELE, Sanjiva K. Computational prediction of flow-generated sound. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Annual Reviews, v. 38, p. 483–512, 2006.

WISNIEWSKI, C. F.; BYERLEY, A. R.; VAN TREUREN, Kenneth W.; HAYS, A. Experimentally testing commercial and custom designed Quadcopter propeller static performance and noise generation. In: *AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE*, 23., 2017.

XU, Jianhua; SONG, Wenping; YANG, Xudong; NIE, Han. Aerodynamic Performance of Variable-Pitch Propellers for High-Altitude UAVs. In: *IOP CONFERENCE SERIES: MATERIALS SCIENCE e ENGINEERING*, 2019.

YAGGY, P.F. **A Wind-tunnel Investigation of Three Propellers Through an Angle-of-attack Range from 0 Deg to 85 Deg.** 1960.

YANG, Y.; LIU, Y.; LI, Y.; ARCONDOULIS, E.; WANG, Y. Aerodynamic and aeroacoustic performance of an isolated multicopter rotor during forward flight. *AIAA Journal*, v. 58, n. 3, p. 1171–1181, 2020.

YANG, Y.; LIU, Y.; LI, Y.; ARCONDOULIS, E.; WANG, Y.; HUANG, B.; LI, Wen J. Aeroacoustic and aerodynamic investigation of multicopter rotors with serrated trailing edges. In: *AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE*, 25., 2019, p. 87–103.

YOU, Donghyun; HAM, Frank; MOIN, Parviz. Discrete conservation principles in large-eddy simulation with application to separation control over an airfoil. *Physics of Fluids*, American Institute of Physics, v. 20, n. 10, p. 101515, 2008

ZAWODNY, N. S; BOYD JR, D. Douglas; BURLEY, C. L. Acoustic characterization and prediction of representative, small-scale rotary-wing unmanned aircraft system components, 2016.

ZHU, Tao; CAROLUS, Thomas. Axial fan tip clearance noise: Experiments, Lattice–Boltzmann simulation, and mitigation measures. *International Journal of Aeroacoustics*, v. 17, p. 159–183, 2017.

ZORUMSKI, W.E. **Aircraft Noise Prediction Program Theoretical Manual.** 1982. NASA TM-83199 part 1.

APÊNDICE A – Teoria do Momento de Elemento de Pá

A teoria do elemento de pá é o fundamento do método numérico de baixa ordem utilizado neste trabalho, essa abordagem permite que características aerodinâmicas de hélices possam ser calculadas a partir de modelos *quasi* bidimensionais.

Isso é possível porque a teoria modela a hélice considerando que efeitos tridimensionais ao longo das pás não sejam relevantes ou possam ser modelados com a inclusão de termos no escoamento bidimensional. Isso implica que o problema seja reduzido a se integrar a contribuição de várias estações de aerofólios obtidas de secções ao longo das pás, como mostra ilustrativamente a Figura A.1.

A maneira que se aplica tal método é considerando que cada seção de aerofólios seja submetida a dois tipos de força: O arrasto e a sustentação:

$$dL = \frac{1}{2} \rho_o C_l U^2 dy \quad (A.1)$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho_o C_D U^2 dy \quad (A.2)$$

onde C_l é o coeficiente de sustentação, C_D é o coeficiente de arrasto, ρ_o é a densidade do fluido e U é a velocidade de corrente livre. e dL e dD são, respectivamente, o diferencial de sustentação e de arrasto.

As equações a seguir permitem que sejam obtidos os diferenciais de empuxo e torque ao longo das pás:

$$dT = dL \cos(\phi) - dD \sin(\phi) \quad (A.3)$$

$$dQ = (dL \sin(\phi) + dD \cos(\phi)) y \quad (A.4)$$

onde dT e dQ são, nesta ordem, o diferencial de empuxo e torque, ϕ é o ângulo de torção de cada estação e y a posição em relação ao eixo da hélice.

Esses elementos são integrados discretamente ao longo das pás, ou seja, em todas as seções consideradas na análise.

Diversas técnicas são utilizadas para resolver o sistema das Equações A.3 até A.4 com base na entrada do usuário da velocidade da hélice, seu ângulo de *pitch* de pá e a sua velocidade de corrente livre. As abordagens mais simples consideram que os ângulos de torção, por serem pequenos, permitem aproximações como $\cos(\phi) \approx 1$. Já as mais robustas utilizam modelos de escoamento potencial baseados em VLM, por exemplo. Nesta implementação, utiliza-se um código desenvolvido por Damiano Casalino (CASALINO, 2020).

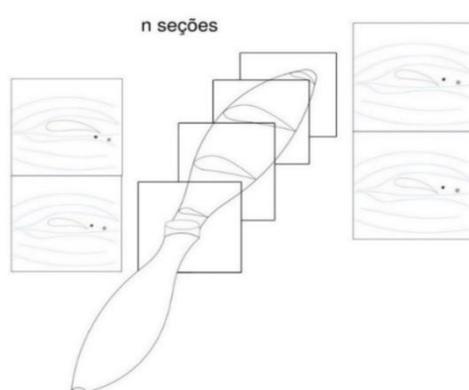


Figura A.1 – Decomposição de uma hélice em seções *quasi* bidimensionais.

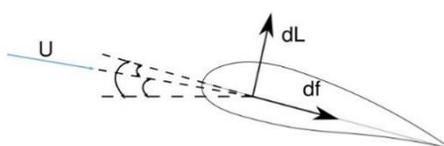


Figura A.2 – Representação das forças básicas em um aerofólio isolado.