



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

BRUNO BACKES

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DAS FONTES
AEROACÚSTICAS EM UM PROBLEMA DE
RUÍDO DE *AIRFRAME* COM INTERAÇÃO
ENTRE ESTEIRAS DE VÓRTICES

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO
ENGENHARIA AEROESPACIAL

2014

BRUNO BACKES

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DAS FONTES
AEROACÚSTICAS EM UM PROBLEMA DE
RUÍDO DE *AIRFRAME* COM INTERAÇÃO
ENTRE ESTEIRAS DE VÓRTICES

Prof. Dra. Viviane Lilian Soethe
Orientadora
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. William Roberto Wolf
Coorientador
Universidade Estadual de Campinas

ENGENHARIA AEROESPACIAL

Joinville,
Universidade Federal de Santa Catarina,
14 de julho de 2014.

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DAS FONTES AEROACÚSTICAS EM UM PROBLEMA DE RUÍDO DE *Airframe* COM INTERAÇÃO ENTRE ESTEIRAS DE VÓRTICES

Esta Monografia foi julgada adequada para obtenção do Título de Engenheiro Aeroespacial, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Graduação da Universidade Federal de Santa Catarina.

Joinville, 14 de julho de 2014.

Prof. Dr. Juan Pablo de Lima Costa Salazar
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Viviane Lilian Soethe
Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. William Roberto Wolf
Coorientador
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Dr. João Luiz Filgueiras de Azevedo
Membro Externo
Instituto de Aeronáutica e Espaço

Este trabalho é dedicado aos meus pais e a minha irmã.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente a Deus, por tornar isso tudo possível. Aos meus pais, por terem me ajudado de todas formas, sem vocês eu não teria conseguido.

A minha irmã, Ana Carolina, por todos os conselhos durante essa longa jornada, certamente fez toda a diferença, não tenho palavras para expressar tamanha gratidão por todo o suporte recebido por você.

A minha grande amiga Tabata Soares, por todas as conversas e desabafos nos momentos difíceis, sempre me incentivando a continuar.

À professora, amiga e orientadora, Viviane Lilian Soethe, por toda ajuda oferecida ao longo de todo o curso, não tenho palavras para expressar o quão grato eu sou, e agradeço a Deus todo dia por ter colocado você no meu caminho.

Especialmente ao meu coorientador e grande amigo, William Roberto Wolf, e sua esposa, Betania, por todo o conhecimento passado, pelas experiências compartilhadas e por todo apoio oferecido, sem vocês este trabalho não teria acontecido.

Ao meu orientador e amigo Prof. Dr. João Luiz Filgueiras de Azevedo, por toda orientação passada, pelo conhecimento transmitido, pelas ajudas nas horas difíceis e principalmente pelo suporte dado frente as dificuldades pessoais que passei ao longo da graduação.

Aos meus amigos da UFSC, Herlon, Ana Paula, Luiz, Alfredo, Mayara e João. Amizades que eu espero que durem por muitos anos.

Gostaria de agradecer a todo o pessoal do Laboratório de Aerodinâmica Computacional do IAE, Carlos, Júnior, Edson, que me acolheram da melhor forma possível, criando sempre um ambiente agradável, possibilitando a execução de todo o trabalho aqui apresentado.

Agradecimento aos colegas do curso de Engenharia Aeroespacial, especialmente ao Cassiano, Hermann, Edemar e Patricio pela parceria nesses últimos anos.

Ao programa de iniciação científica do IAE, pela grande oportunidade, e ao CNPq pelo apoio financeiro.

Finalmente, mas não menos importante, um obrigado a UFSC, por ter me transformado em um cidadão melhor, em todos os sentidos, tecnicamente e pessoalmente. Apesar de todas as dificuldades enfrentadas, saio do curso imensuravelmente melhor do que quando entrei. Serei eternamente grato.

“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda
pensou sobre aquilo que todo mundo vê.”

ARTHUR SCHOPENHAUER

“O que prevemos raramente ocorre; o que menos esperamos geralmente acontece.”

BENJAMIN DISRAELI

“A persistência é o menor caminho do êxito”

CHARLES CHAPLIN

Resumo

Na engenharia aeroespacial, um problema que tem chamado a atenção dos cientistas nas últimas décadas é o ruído proveniente do escoamento aerodinâmico ao redor da estrutura do avião, em condições de aterrissagem, conhecido como ruído de *airframe*. Com o avanço da tecnologia envolvendo turbinas, sistemas propulsivos cada vez mais silenciosos estão sendo lançados, tornando o ruído de *airframe* um problema notável. Predições aeroacústicas de um problema de ruído de *airframe*, ou interação escoamento-estrutura, são conduzidas de modo a conhecer os efeitos causados pela interação da esteira e camada limite no escoamento e nos campos acústicos. Simulações de escoamentos laminares não-estacionários são conduzidas para uma configuração bidimensional composta por um cilindro localizado acima de um aerofólio modelo NACA0012 com ângulo de incidência de 5 graus. O número de Reynolds baseado na corda do aerofólio é fixado em $Re_c = 5000$, enquanto que àquele baseado no diâmetro do cilindro é $Re_D = 200$. São apresentados os efeitos da variação da posição do cilindro para $M_\infty = 0, 1, 0, 3$ e $0, 5$. A investigação das fontes de ruído para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro é apresentada utilizando uma metodologia híbrida que emprega cálculos diretos para as fontes e a equação de Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) como a formulação de analogia acústica para os cálculos acústicos. De modo a se verificar as soluções numéricas, os resultados das predições acústicas obtidos pelo cálculo direto de ruído (DNC) são comparados àqueles calculados pela equação de FW-H e uma boa aproximação é observada. As contribuições separadas de cada termo das fontes do tipo quadrupolo são analisadas. Mesmo para as configurações de escoamento com baixo número de Reynolds investigadas, as tensões de Reynolds são as fontes do ruído do tipo quadrupolo dominantes e os efeitos viscosos, bem como as flutuações de entropia, podem ser desprezados. Também é percebido que, enquanto as fontes do tipo quadrupolo podem ser desprezadas nas predições acústicas pela equação de FW-H para os cálculos de escoamentos à $M_\infty = 0, 1$, estas devem ser consideradas para as predições acústicas em $M_\infty = 0, 3$ e $M_\infty = 0, 5$, tanto para altas quanto para baixas frequências. Para escoamentos com números de Mach moderados, à frequência da esteira de vórtices do cilindro, as fontes do tipo dipolo são relacionadas a dois fenômenos acústicos, reflexão e difração, que ocorrem ao longo da superfície do aerofólio e no bordo de fuga, respectivamente. No entanto, as fontes do tipo quadrupolo estão mais relacionadas aos efeitos de pressão acústica incidente. Quando a esteira de vórtices do cilindro é o mecanismo principal da geração de ruído, uma interferência dipolar intensa ocorre para todos os casos analisados.

Abstract

In aerospace engineering, an issue which has been drawing the attention of scientists in the last decades is the noise generated by the interaction between the aircraft structure and the aerodynamic flow at take-off and landing conditions. With the advance in technology involving turbines, more efficient propulsive systems are being launched, making the airframe noise a notable issue. Aeroacoustic predictions of a model airframe noise problem are conducted in order to assess the effects of wake and boundary layer interaction on both the flow and acoustic fields. Simulations of unsteady laminar flows, including both noise generation and its subsequent propagation to the far field, are performed for a two-dimensional configuration composed of a cylinder placed above a NACA 0012 airfoil at 5 deg. angle of incidence. The Reynolds number based on the airfoil chord is set at $Re_c = 5000$ and the Reynolds number based on the diameter of the cylinder is $Re_d = 200$. An assessment of cylinder position and freestream Mach number effects on sound radiation is presented for $M_\infty = 0, 1, 0, 3$ and $0, 5$. The investigation of the noise sources for airfoil and cylinder vortex shedding frequencies is presented using a hybrid methodology which employs direct calculation for near field source computations and the Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) equation as the acoustic analogy formulation. In order to verify the numerical solutions, acoustic prediction results obtained by direct noise calculation (DNC) are compared to those computed by the FW-H equation and good agreement is observed. The separate contributions of the terms composing the quadrupole sources are analyzed. Even for the low Reynolds number flows investigated, Reynolds stresses are the dominant quadrupole noise sources and viscous effects as well as entropy fluctuations can be neglected. It is also found that while quadrupole sources can be neglected in noise predictions by the FW-H equation for the $M_\infty = 0, 1$ flow calculations, they should be included for the $M_\infty = 0, 3$ and $0, 5$ acoustic predictions at low and high frequencies. For moderate Mach number flows, at the cylinder vortex shedding frequency, dipole sources are related to both acoustic scattering and diffraction phenomena that occur along the airfoil surface and trailing edge, respectively. However, quadrupole sources are more specifically related to incident pressure field. When the cylinder vortex shedding is the driving noise source mechanism, intense dipolar interference occurs for all configurations analyzed.

Lista de Figuras

3.1	Malhas computacionais do aerofólio (malha vermelha) e do cilindro (malha verde) sobre a malha de fundo (malha azul).	11
3.2	Malha computacional de fundo	12
4.1	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,1$ com o cilindro posicionado a meia corda.	14
4.2	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,1$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio. .	15
4.3	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,3$ com o cilindro posicionado a meia corda.	15
4.4	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,3$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio. .	16
4.5	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,5$ com o cilindro posicionado a meia corda.	16
4.6	Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,5$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio. .	17
4.7	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,1$	17
4.8	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,3$	18
4.9	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,5$	18
4.10	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,1$	19
4.11	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,3$	19

4.12	Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,5$	20
4.13	Espectro de frequência para o caso 6, observando as frequências geradas pelo cilindro.	21
4.14	Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do aerofólio a $M_\infty = 0,3$	22
4.15	Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$	22
4.16	Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do aerofólio a $M_\infty = 0,5$	23
4.17	Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$	23
4.18	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_1})$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$	24
4.19	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_1})$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$	25
4.20	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_1})$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$	25
4.21	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$	26
4.22	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$	26

- 4.23 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$. 27
- 4.24 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$. 27
- 4.25 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$. 28
- 4.26 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$. 28
- 4.27 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,1$. 29
- 4.28 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,3$. 29
- 4.29 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,5$. 30
- 4.30 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,1$. 30
- 4.31 Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,3$. 31

4.32	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0, 5$.	31
4.33	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_2 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0, 1$.	32
4.34	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_1 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0, 3$.	32
4.35	Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(\widehat{\rho u_2 u_2})$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0, 5$.	33
4.36	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$.	34
4.37	Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$.	34
4.38	Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$.	35
4.39	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$.	36
4.40	Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$.	36
4.41	Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$.	37
4.42	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$.	37
4.43	Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$.	38

4.44	Diretividades obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0.5$	38
4.45	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$	39
4.46	Diretividades dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$	40
4.47	Diretividades obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 1$	40
4.48	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	41
4.49	Diretividades dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	42
4.50	Diretividades obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	42
4.51	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	43
4.52	Diretividades dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	43
4.53	Diretividades obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 3$	44
4.54	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$	45
4.55	Diretividades dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$	45
4.56	Diretividades obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$	46
4.57	Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0, 5$	46

4.58	Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$	47
4.59	Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$	47
4.60	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,1$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	48
4.61	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	48
4.62	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	49
4.63	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,1$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	49
4.64	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	50
4.65	Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.	50

Lista de Símbolos

ρ	Densidade.
u_i	Velocidade contravariante.
p	Pressão.
x_i	Componente cartesiana na direção i .
x_j	Componente cartesiana na direção j .
x_k	Componente cartesiana na direção k .
t	Tempo.
E	Energia total.
τ_{ij}	Tensor de tensões viscosas.
q_j	Fluxo de calor para o fluido.
g_{ij}	Termo de métrica contravariante.
g^{ij}	Termo de métrica covariante.
C	Referência de comprimento.
c_∞	Velocidade do som na região de escoamento não perturbado.
ρ_∞	Densidade na região de escoamento não perturbado.
T_∞	Temperatura na região de escoamento não perturbado.
γ	Razão de calores específicos.
c_p	Calor específico a pressão constante.
μ_∞	Viscosidade do fluido na região de escoamento não perturbado.
Pr	Número de Prandtl.
Re	Número de Reynolds.
k	Coefficiente de condutividade térmica.
T	Temperatura.
f	Função f qualquer.
f'	Derivada de uma função f qualquer.
Δx	Distância entre nós em uma malha, na direção x cartesiana.
\bar{f}	Solução filtrada da função f .
α	Coefficiente de filtro.
Δt	Varição temporal.
ρ'	Densidade acústica.
U_1	Velocidade média do escoamento na direção x_1 cartesiana.
Q	Fonte sonora do tipo monopolo.
F_i	Fonte sonora do tipo dipolo.
T_{ij}	Tensor de tensões de Lighthill que representa as fontes sonoras do tipo quadrupolo.
δ_{ij}	Delta de Kronecker.

\mathcal{F}	Superfície de Ffowcs Williams e Hawkins.
H	Função de Heaviside.
M	Número de Mach.
Re_c	Reynolds baseado na corda do aerofólio.
Re_d	Reynolds baseado no diâmetro do cilindro.
He	Número de Helmholtz.
St	Número de Strouhal.

Lista de Abreviaturas e Siglas

FW-H	Ffowcs Williams e Hawkings;
DNS	Simulação Numérica Direta (do inglês <i>Direct Numerical Simulation</i>);
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (do inglês <i>Computational Fluid Dynamics</i>);
DNC	Cálculo de Ruído Direto (do inglês <i>Direct Noise Calculation</i>);
AoA	Ângulo de Ataque (do inglês <i>Angle of Attack</i>).

Sumário

1	INTRODUÇÃO	2
1.1	Contextualização	2
1.2	Objetivos	3
2	METODOLOGIA CIENTÍFICA	4
2.1	Equações de Navier-Stokes	4
2.1.1	Discretização Espacial	5
2.1.2	Integração Temporal	6
2.1.3	Cálculos Aeroacústicos	7
3	METODOLOGIA	10
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	13
4.1	Escoamento e Campo acústico	13
4.2	Fontes Quadrupolo	20
4.3	Propagação do Ruído	33
5	CONCLUSÕES	51
5.1	Trabalhos Futuros	52
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	53

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização

Nas últimas três décadas, uma redução significativa do ruído gerado por jatos foi obtida devido aos esforços realizados para se projetar motores mais eficientes e silenciosos. Desde então, a interação entre escoamentos turbulentos não-estacionários e a estrutura das aeronaves se tornou uma fonte de ruído significativa, especialmente em condições de aterrissagem (DOBRZYNSKI, 2010),(FARASSAT e CASPER, 2006) e (LILLEY, 2001).

Em problemas de predição de ruído em escoamentos aerodinâmicos com baixos números de Mach, a extensa disparidade nas escalas de energia entre os campos aerodinâmicos e aeroacústicos torna a simulação numérica direta da geração e propagação de ruído proibitiva. Métodos híbridos têm sido amplamente utilizados como solução para este problema, cujas fontes responsáveis pela geração de ruído são calculadas separadamente do campo acústico utilizando técnicas de Dinâmica dos Fluidos Computacional, do inglês, *Computational Fluid Dynamics* (CFD). Tipicamente, o campo acústico é calculado utilizando-se uma analogia derivada da equação de Lighthill (LIGHTHILL, 1952) como, por exemplo, a formulação de Ffowcs Williams e Hawkings (FW-H) (FFOWCS WILLIAMS e HAWKINGS, 1969) comumente usada em problemas de ruído gerado em configurações aerodinâmicas.

A formulação de FW-H inclui contribuições de fontes do tipo monopolo e dipolo calculadas ao longo das superfícies das geometrias analisadas e, também, de fontes volumétricas do tipo quadrupolo calculadas ao longo do escoamento, em regiões da esteiras e camadas-limite. Usualmente, fontes do tipo quadrupolo são desprezadas em predições de ruído gerado por escoamentos com baixos números de Mach porque os efeitos dessas fontes são reduzidos comparando-se com efeitos de fontes do tipo dipolo e monopolo e, também, devido ao alto custo computacional necessário para o cálculo das integrais de volume. No entanto, estudos recentes demonstram que fontes do tipo quadrupolo podem ter um efeito importante nas predições acústicas de escoamentos aerodinâmicos com baixos nú-

meros de Mach sobre configurações complexas (CASPER et al., 2004; SPALART et al., 2010; LOCKARD, 2002).

1.2 Objetivos

Visto que a interação entre escoamento e estrutura ocorre em problemas de ruído de *Airframe*, se faz necessário o entendimento de como o campo acústico é modificado pela interação do escoamento com um corpo sólido, sendo este o principal objetivo do trabalho. Outro objetivo é a busca pela real importância das fontes do tipo quadrupolo em problemas com interação entre esteiras de vórtices, para escoamentos com números de Mach baixos e moderados, apresentando a variação de comportamento desta fonte para diferentes condições de escoamento. Finalmente, pretende-se também realizar uma avaliação dos fenômenos de reflexão e difração acústica que ocorrem ao longo do aerofólio a medida que a posição do cilindro é variada.

Capítulo 2

METODOLOGIA CIENTÍFICA

2.1 Equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes escritas utilizando uma formulação de coordenadas curvilíneas gerais em duas dimensões são resolvidas numericamente na forma conservativa, como apresentado nas Eqs. 2.1, 2.2 e 2.3

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j + g^{ij} p - \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial [(E + p)u_j - \tau_{ij} g_{ik} u_k + q_j]}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3)$$

onde u_i , ρ e p representam as componentes de velocidade contravariante, densidade e pressão, respectivamente. A energia total, E , o tensor de tensões viscosas, τ_{ij} , e o fluxo de calor para um fluido que obedece a lei de Fourier, q_j , são fornecidos pelas Eqs. 2.4, 2.5 e 2.6

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho g_{ij} u_i u_j, \quad (2.4)$$

$$\tau_{ij} = \frac{\mu}{Re} \left(g^{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + g^{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{2}{3} g^{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (2.5)$$

e

$$q_j = - \frac{\mu}{Re Pr} g^{ij} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (2.6)$$

Assumindo que o fluido se comporta como um gás caloricamente perfeito, o conjunto de equações é fechado pela equação de estado apresentada na Eq. 2.7

$$p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho T \quad (2.7)$$

Nas Eqs. 2.4, 2.5 e 2.6, g_{ij} e g^{ij} representam os tensores de termos de métrica covariante e contravariante, respectivamente. As equações são, finalmente, resolvidas na forma adimensional onde comprimento, componentes de velocidade, densidade, pressão e temperatura são transformados em variáveis adimensionais utilizando uma referência de comprimento, C , a velocidade do som na região de escoamento não perturbado, c_∞ , a densidade na região de escoamento não perturbado, ρ_∞ , $\rho_\infty c_\infty^2$ e $(\gamma - 1)T_\infty$, respectivamente. Nessas equações, T é a temperatura, γ é a razão de calores específicos, Re é o número de *Reynolds* definido por $Re = \rho_\infty U_\infty c / \mu_\infty$, Pr é o número de *Prandtl* definido por $Pr = \mu_\infty c_p / k_\infty$, c_p é o calor específico à pressão constante, μ é o coeficiente de viscosidade e k é o coeficiente de condutividade térmica. A notação de Einstein é utilizada nas equações e, portanto, índices repetidos representam a soma dos termos.

As equações de Navier-Stokes escritas utilizando uma formulação de coordenadas curvilíneas gerais em duas dimensões são resolvidas numericamente na forma conservativa. O método de DNS (*Direct Numerical Simulation*) empregado neste trabalho resolve os escoamentos aerodinâmicos não estacionários e, também, o campo acústico gerado por estes escoamentos.

O esquema numérico utilizado para a discretização espacial é um esquema compacto de sexta ordem de precisão (NAGARAJAN et al., 2003) implementado em uma malha deslocada.

Um método de Runge-Kutta explícito de terceira ordem de precisão com armazenamento de variáveis compacto (WRAY, 1986) é utilizado para a integração temporal das equações governantes em regiões afastadas de paredes sólidas. Um esquema implícito de Beam Warming é utilizado para a integração temporal próxima às regiões de parede.

Neste trabalho, a formulação de analogia acústica de Ffowcs Williams-Hawkings (FFOWCS WILLIAMS e HAWKINGS, 1969) (FW-H) é utilizada para se realizar os cálculos aeroacústicos de radiação sonora gerada pelos escoamentos não estacionários investigados. As fontes acústicas do tipo monopolo e dipolo presentes na formulação de FW-H podem ser calculadas sobre superfícies sólidas ou porosas e as fontes do tipo quadrupolo podem ser calculadas em todo o domínio computacional da malha de CFD ou em partes específicas da mesma.

2.1.1 Discretização Espacial

O esquema numérico utilizado para a discretização espacial das variáveis de interesse é um esquema compacto de sexta ordem de precisão (NAGARAJAN et al., 2003) implementado em uma malha deslocada. Em um sistema de coordenadas curvilíneas gerais, a primeira derivada calculada em uma malha deslocada, $f' = df/dx$, de uma função f em

um ponto da malha é calculada como apresentado na Eq. 2.8

$$\alpha f'_{j-1} + f'_j + \alpha f'_{j+1} = b \frac{f_{j+3/2} - f_{j-3/2}}{3\Delta x} + a \frac{f_{j+1/2} - f_{j-1/2}}{\Delta x} \quad (2.8)$$

Onde $\alpha = 9/62$, $a = (3/8)(3 - 2\alpha)$ e $b = (1/8)(-1 + 22\alpha)$. A utilização de malhas deslocadas requer uma fórmula de interpolação para o ponto médio. Uma fórmula de sexta ordem de precisão é utilizada, e esta pode ser vista na Eq. 2.9

$$\alpha f^I_{j-1} + f^I_j + \alpha f^I_{j+1} = b \frac{f_{j+3/2} - f_{j-3/2}}{2} + a \frac{f_{j+1/2} - f_{j-1/2}}{2} \quad (2.9)$$

Onde $\alpha = 3/10$, $a = (1/8)(9 - 10\alpha)$ e $b = (1/8)(-1 + 6\alpha)$. Os pontos da malha localizados nas regiões próximas à fronteiras requerem fórmulas de derivadas e interpolações não centradas que podem ser encontradas em NAGARAJAN, (2004).

Esquemas compactos centrados de diferenças finitas são não-dissipativos e, portanto, instabilidades numéricas ocorrem devido a resoluções de malha insuficientes, não uniformidade das malhas e condições de contorno aproximadas, e interpolações nas interfaces das malhas precisam ser filtradas para se preservar a estabilidade dos esquemas numéricos. O filtro compacto para números de onda altos apresentado por Lele (LELE, 1992) é aplicado em intervalos de tempo prescritos de forma a se controlar as instabilidades numéricas. A fórmula do filtro de sexta ordem de precisão utilizado é dada pela Eq. 2.10

$$\alpha \bar{f}_{j-1} + \bar{f}_j + \alpha \bar{f}_{j+1} = a f_j + b \frac{f_{j+1} + f_{j-1}}{2} + c \frac{f_{j+2} + f_{j-2}}{2} + d \frac{f_{j+3} + f_{j-3}}{2} \quad (2.10)$$

Onde \bar{f}_j é a solução filtrada, $a = (1/16)(11 + 10\alpha)$, $b = (1/32)(15 + 34\alpha)$, $c = (1/16)(-3 + 6\alpha)$ e $d = (1/32)(1 - 2\alpha)$. A resposta espectral do filtro é ajustada pelo coeficiente α que varia de $-0.5 \leq \alpha \leq 0.5$. Valores altos de α produzem menor dissipação e valores de $\alpha \geq 0.48$ são utilizados no presente trabalho. Os pontos de malha localizados nas regiões próximas de fronteiras utilizam formulações de filtro diferentes que podem ser encontrados em BHASKARAN, (2010).

2.1.2 Integração Temporal

Um método de Runge-Kutta explícito de terceira ordem de precisão com armazenamento de variáveis compacto (WRAY, 1986) é utilizado para a integração temporal das equações governantes em regiões afastadas de paredes sólidas. Após a discretização espacial, o conjunto de equações diferenciais parciais se torna um conjunto de equações diferenciais ordinárias que pode ser expresso como apresentado na Eq. 2.11

$$\frac{dQ}{dt} = F(Q, t). \quad (2.11)$$

Este conjunto de equações diferenciais ordinárias pode ser integrado no tempo, do estágio t^n para o estágio t^{n+1} , utilizando o método de Runge-Kutta de terceira ordem de precisão dado pelas Eqs. 2.12, 2.13 e 2.14

$$Q^{n+1/3} = Q^n + \frac{8}{15}\Delta t F(Q^n, t^n) \quad (2.12)$$

$$Q^{n+2/3} = Q^n + \frac{1}{4}\Delta t F(Q^n, t^n) + \frac{5}{12}\Delta t F(Q^{n+1/3}, t^{n+1/3}) \quad (2.13)$$

$$Q^{n+1} = Q^n + \frac{1}{4}\Delta t F(Q^n, t^n) + \frac{3}{4}\Delta t F(Q^{n+2/3}, t^{n+2/3}) \quad (2.14)$$

onde os estágios de tempo intermediários são $t^{n+1/3} = t^n + 8/15\Delta t$ e $t^{n+2/3} = t^n + 2/3\Delta t$.

Em regiões de escoamento próximas de paredes, a integração temporal das equações governantes é realizada utilizando-se um método de Beam-Warming implícito de segunda ordem de precisão (BEAM e WARMING, 1978) para se evitar as restrições de passo no tempo. A formulação de segunda ordem implícita é dada pela Eq. 2.15

$$\frac{3Q^{n+1} - 4Q^n + Q^{n-1}}{2\Delta} = F(Q^{n+1}, t^{n+1}) \quad (2.15)$$

O lado direito da Eq. 2.15 é resolvido através do método de fatoração aproximada seguido da diagonalização da matriz implícita nas direções x e z como apresentado por Nagarajan (NAGARAJAN, 2004).

Condições de contorno de parede adiabática sem escorregamento são aplicadas nas superfícies sólidas. Condições de contorno características e de esponjas são aplicadas nas regiões de escoamento distante de paredes.

2.1.3 Cálculos Aeroacústicos

Neste trabalho, a formulação de analogia acústica de Ffowcs Williams-Hawking (FFOWCS WILLIAMS e HAWKINGS, 1969)(FW-H) é utilizada para se realizar os cálculos aeroacústicos de radiação sonora gerada pelos escoamentos não-estacionários investigados. A formulação de FW-H pode ser aplicada para cálculos acústicos de corpos em movimento arbitrário. No entanto, neste trabalho, assume-se que as fontes de ruído e as posições dos observadores estão em movimento uniforme. Dessa forma, seguindo o desenvolvimento proposto por Lockard (LOCKARD, 2000), aplica-se uma transformação galileana na formulação de FW-H que possibilita escrever uma equação para o caso de movimento uniforme. Assumindo-se um escoamento na direção x_1 cartesiana e escrevendo o vetor de velocidades da superfície de um corpo em movimento, $v_t = (-U, 0, 0)^t$, a formulação de FW-H pode ser escrita como apresentado na Eq. 2.16

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x_1}\right)^2 [\rho' H(\mathcal{F})] - c_\infty^2 \frac{\partial^2 [\rho' H(\mathcal{F})]}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\partial [Q \delta(\mathcal{F})]}{\partial t} - \frac{\partial [F_i \delta(\mathcal{F})]}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 [T_{ij} H(\mathcal{F})]}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.16)$$

onde ρ' é a densidade acústica, c_∞ é a velocidade do som na região de escoamento não perturbado e U_1 é a velocidade média do escoamento na direção x_1 cartesiana. As fontes sonoras do tipo monopolo e dipolo são dadas pelas Eqs. 2.17 e 2.18

$$Q = [\rho(u_i + U_i) - \rho_\infty U_i] \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x_i} \quad (2.17)$$

e

$$F_i = [p \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho(u_i - U_i)(u_j + U_j) + \rho_\infty U_i U_j] \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x_j}, \quad (2.18)$$

respectivamente, ao passo que T_{ij} é o tensor de tensões de Lighthill que representa as fontes sonoras do tipo quadrupolo. A Eq. 2.19 representa a forma deste tensor.

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p' - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij} - \tau_{ij}. \quad (2.19)$$

Nas Eqs. 2.17, 2.18 e 2.19, u_i é o vetor velocidade do fluido, p é a pressão, ρ_∞ é a densidade na região do escoamento não perturbado, p' é a pressão acústica, δ_{ij} é o delta de Kronecker e τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas. O termo $\mathcal{F} = 0$ representa a superfície de FW-H e $H(\mathcal{F})$ é a função de Heaviside definida como $H(\mathcal{F}) = 1$ para $\mathcal{F} > 0$ e $H(\mathcal{F}) = 0$ para $\mathcal{F} < 0$.

A solução da formulação de FW-H no domínio do tempo apresenta vantagens e desvantagens que dependem da aplicação. As formulações no domínio do tempo são normalmente utilizadas para problemas de geração de ruído não-periódico (LYRINTZIS, 2003). Enquanto isso, as formulações no domínio da frequência podem ser implementadas com maior facilidade e são úteis quando se estuda o ruído gerado por frequências específicas de interesse. Lockard (LOCKARD, 2002) demonstra que formulações no domínio da frequência apresentam custo computacional mais baixo que as formulações no domínio do tempo mesmo quando um espectro amplo de frequências é analisado. Além dessas diferenças, formulações no domínio do tempo apresentam problemas de estabilidade associados à frequência de armazenamento das soluções utilizadas nas integrações temporais presentes nas equações de interesse. Desta forma, uma formulação no domínio da frequência é aplicada neste trabalho. Essa formulação é obtida aplicando-se uma transformada de Fourier na Eq. 2.16 que resulta na Eq. 2.20

$$\left[(1 - M^2) \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + k^2 + i2kM \frac{\partial}{\partial x_1} \right] [\hat{p}' H(\mathcal{F})] = -[i\omega \hat{Q} \delta(\mathcal{F})] - \frac{\partial [\hat{F}_i \delta(\mathcal{F})]}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 [\hat{T}_{ij} H(\mathcal{F})]}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.20)$$

onde M é o número de Mach na região de escoamento não perturbado definido como $M \equiv U_1/c_\infty$, e \hat{p}' , \hat{Q} , \hat{F}_i e \hat{T}_{ij} representam a pressão acústica e as fontes do tipo monopolo, dipolo e quadrupolo no domínio da frequência, respectivamente, e k é o número de onda. A Eq. 2.20 pode ser escrita como a equação de Helmholtz após uma transformação de Prandtl-Glauert e, então, a função de Green em três dimensões que incorpora efeitos de convecção pode ser obtida conforme apresentado por Dowling e Ffowcs Williams (DOWLING e FFOWCs WILLIAMS) na Eq. 2.21

$$G_c(\vec{x}, \vec{y}) = -\frac{e^{-ik[\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (1 - M^2)[(x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2]} - M(x_1 - y_1)]/(1 - M^2)}}{4\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (1 - M^2)[(x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2]}} \quad (2.21)$$

no esquema acima o vetor $x_i = (x_i, x_2, x_3)^t$ representa uma posição de observador e o vetor $y_i = (y_i, y_2, y_3)^t$ representa a posição da fonte sonora. Essa equação pode ser reescrita utilizando-se uma formulação integral para se obter a solução acústica em termos da pressão como demonstrado por Lockard (LOCKARD, 2000),(LOCKARD, 2002) na Eq. 2.22

$$[\hat{p}'H(f)] = -\int_{f=0} \left[i\omega \hat{Q}(\vec{y})G(\vec{x}, \vec{y}) + \hat{F}_i(\vec{y})\frac{\partial G(\vec{x}, \vec{y})}{\partial y_i} \right] dS - \int_{f>0} \hat{T}_{ij}H(f)\frac{\partial^2 G(\vec{x}, \vec{y})}{\partial y_i \partial y_j} dV. \quad (2.22)$$

Capítulo 3

METODOLOGIA

As configurações de escoamento investigadas permitem o estudo da geração do som devido à interação de camadas limite e esteiras, incluindo o desprendimento de vórtices. Estas análises são realizadas utilizando-se o número de Reynolds baseado na corda do aerofólio, $Re_c = \rho U c / \mu = 5000$, e no diâmetro do cilindro, $Re_d = \rho U c / \mu = 200$. Os números de Mach considerados são $M_\infty = 0,1, 0,3$ e $0,5$, e o ângulo de incidência do aerofólio é fixado em $AoA = 5$ graus. A configuração de malha utilizada neste trabalho consiste em malhas periódicas que circundam o aerofólio e o cilindro e uma malha de fundo que resolve a propagação acústica em um observador distante. As malhas do aerofólio e do cilindro podem ser vistas na Fig.3.1, onde a malha vermelha é a malha utilizada para resolver a camada limite presente na superfície do aerofólio e a malha verde aquela utilizada para resolver os fenômenos fluido dinâmicos presentes na superfície do cilindro. A malha de fundo pode ser melhor observada na Fig.3.2

A malha do aerofólio possui 400 pontos na direção periódica (tangente a superfície) e 60 pontos na direção normal ao aerofólio. A malha do cilindro possui 240 pontos na direção periódica e 50 pontos na direção normal à parede do cilindro, 240×50 , sendo que a malha de fundo é 400×625 . Em ambas as malhas existe um fator de estiramento, que aumenta gradativamente a distância entre um ponto e outro na direção normal.

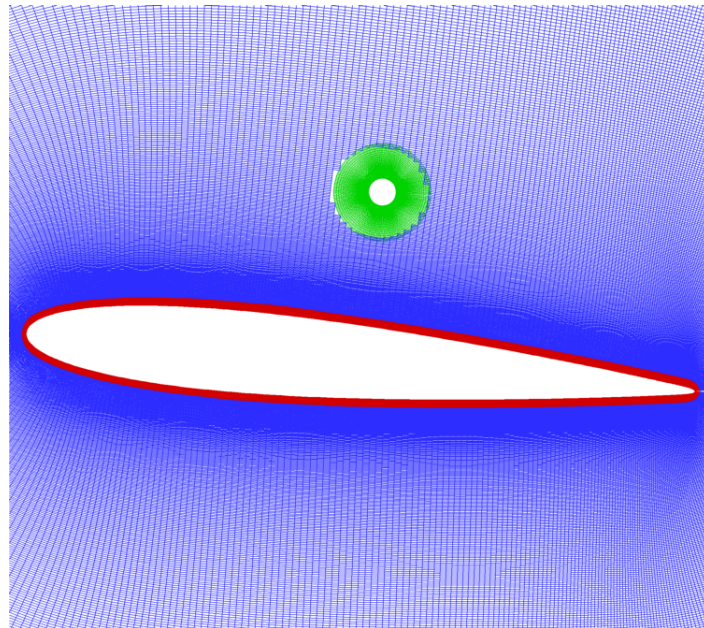
Para se verificar os efeitos da posição do cilindro no espalhamento e na difração acústica, a malha do cilindro foi posicionada em dois locais distintos: no centro do aerofólio (à meia corda, sendo a corda é definida como o comprimento do aerofólio, ou seja, $(x; y) = (0,5c; 0,25)$ e no bordo de fuga $(x; y) = (1,0c; 0,25)$.

A relação com as configurações de escoamento analisadas neste trabalho são apredas na Tab. 3.1.

Tabela 3.1: Relação das configurações de escoamento investigadas.

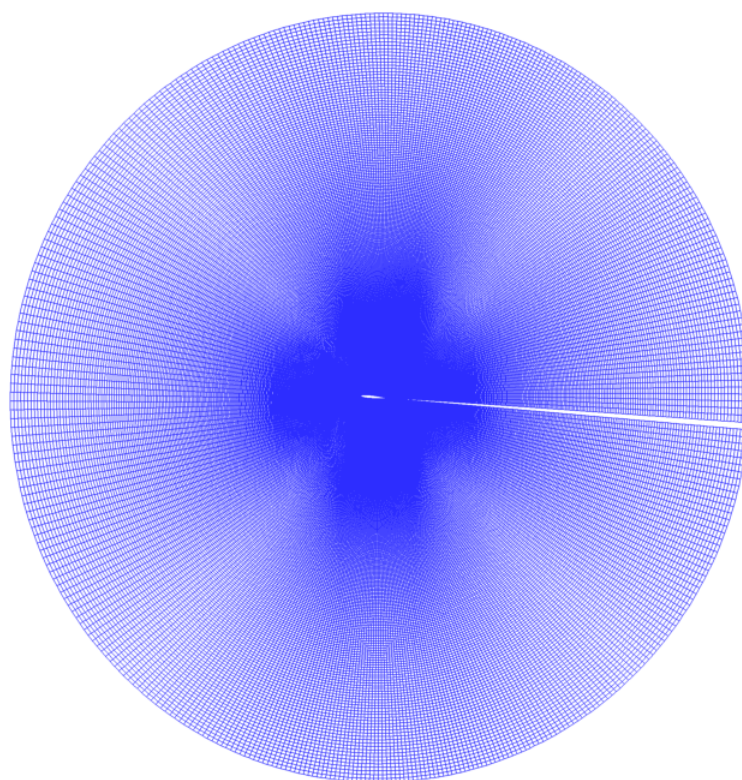
Configuração	Número de Mach	Posição do centro do cilindro (x;y)
1	$M_\infty = 0,1$	$(0,5c; 0,25c)$ meia corda
2	$M_\infty = 0,3$	$(0,5c; 0,25c)$ meia corda
3	$M_\infty = 0,5$	$(0,5c; 0,25c)$ meia corda
4	$M_\infty = 0,1$	$(1,0c; 0,25c)$ bordo de fuga
5	$M_\infty = 0,3$	$(1,0c; 0,25c)$ bordo de fuga
6	$M_\infty = 0,5$	$(1,0c; 0,25c)$ bordo de fuga

Figura 3.1: Malhas computacionais do aerofólio (malha vermelha) e do cilindro (malha verde) sobre a malha de fundo (malha azul).



Fonte: Autoria Própria

Figura 3.2: Malha computacional de fundo



Fonte: Aatoria Própria

Capítulo 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Esta seção discute os resultados obtidos por DNC e pela analogia acústica de FW-H para um escoamento não-estacionário por um cilindro próximo a um aerofólio modelo NACA 0012.

Por medida de organização, neste capítulo será utilizado o *hífen* (-) quando for necessário citar uma grande quantidade de figuras ordinárias, por exemplo, um texto no formato "As Figs. 1, 2, 3 e 4", será apresentado como "As Figs. 1 - 4". Isto se faz necessário devido ao grande número de resultados discutidos.

4.1 Escoamento e Campo acústico

As Figs. 4.1 - 4.6 apresentam visualizações instantâneas dos campos aerodinâmico e acústico obtidos diretamente pela ferramenta de mecânica dos fluidos computacional utilizada neste trabalho, para todas as configurações analisadas (Tabela 3.1). Contornos de vorticidade no eixo z cartesiano são apresentados em cores e os contornos de dilatação são mostrados em tons de cinza nas figuras. Essas figuras permitem uma análise preliminar dos efeitos da posição do cilindro e do número de Mach na geração e propagação do som.

Nas Figs. 4.1 e 4.2, pode-se observar a presença da formação da esteira de vórtices ao longo das esteiras do cilindro e do aerofólio para ambas as posições do cilindro investigadas, para $M_\infty = 0, 1$.

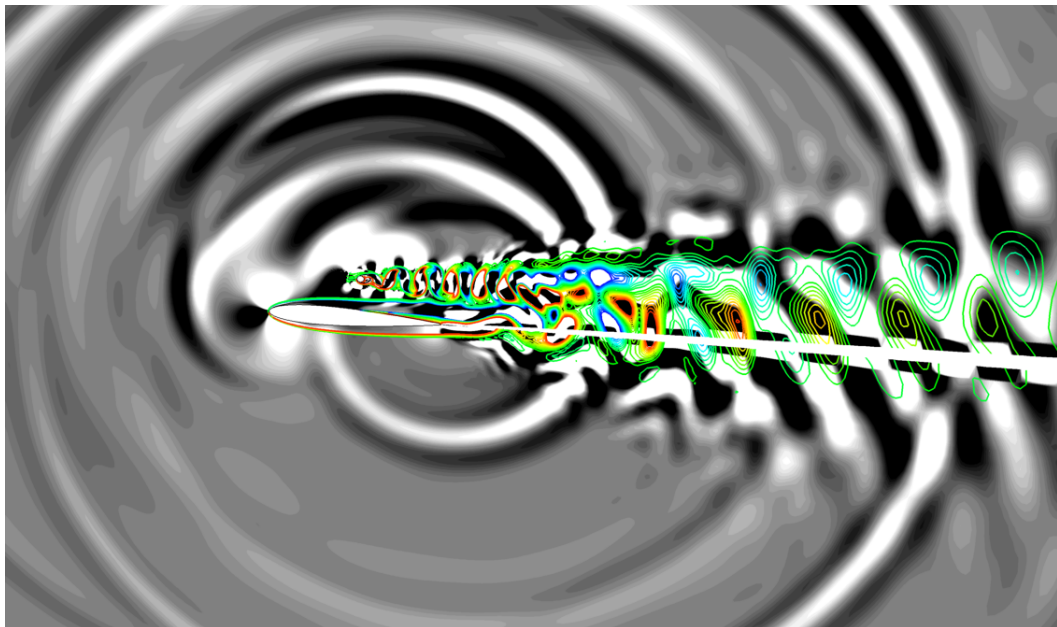
Para configurações de escoamento com número de Mach $M_\infty = 0, 3$, Figs. 4.3 e 4.4, diferentes características hidrodinâmicas são observadas devido a alteração da posição do cilindro. Quando o cilindro é posicionado a meia corda, a esteira de vórtices do aerofólio sofre a interferência da esteira de vórtices do cilindro, ocorrendo uma interação entre esteiras de vórtices.

Observando as Figs. 4.5 e 4.6, e comparando com as Figs. 4.3 e 4.4, previamente mencionadas, pode-se afirmar que os efeitos da variação da posição do cilindro são semelhantes, tanto para $M_\infty = 0, 3$ quanto para $M_\infty = 0, 5$. É possível perceber que, para o cilindro a meia corda em $M_\infty = 0, 5$, a esteira de vórtices do cilindro permanece a uma

distância maior que para $M_\infty = 0,3$ para a mesma posição do cilindro. Este efeito é seguido de uma estabilização da esteira, o que pode ser visto em uma comparação das Figs. 4.1, 4.3 e 4.5. Se o cilindro é posicionado no bordo de fuga, a esteira de vórtices do aerofólio é completamente desenvolvido para toda a faixa de números de Mach analisados. Para todos os casos testados, pode-se observar que, quanto mais à jusante na esteira de vórtices, há uma estrutura vortical alternante que caracteriza uma única frequência da esteira de vórtices.

A radiação sonora no campo distante também é modificada de acordo com a variação do número de Mach e da posição do cilindro. Observando-se as Figs. 4.1 - 4.6, verifica-se que os efeitos do número de Mach modificam consideravelmente os números de onda acústicos. Quanto maior o número de Mach, maiores são as frequências e menores são os comprimentos de onda. O efeito Doppler também pode ser visto, especialmente nas Figs. 4.5 e 4.6, para $M_\infty = 0,5$. A posição do cilindro interfere nas características de espalhamento e difração do campo acústico. Nas Figs. 4.1, 4.3 e 4.5, pode-se perceber que os efeitos de reflexão acústica ao longo da superfície do aerofólio é mais pronunciado e, nas Figs. 4.2, 4.4 e 4.6, observa-se que os efeitos de difração no bordo de fuga aparecem com maior intensidade.

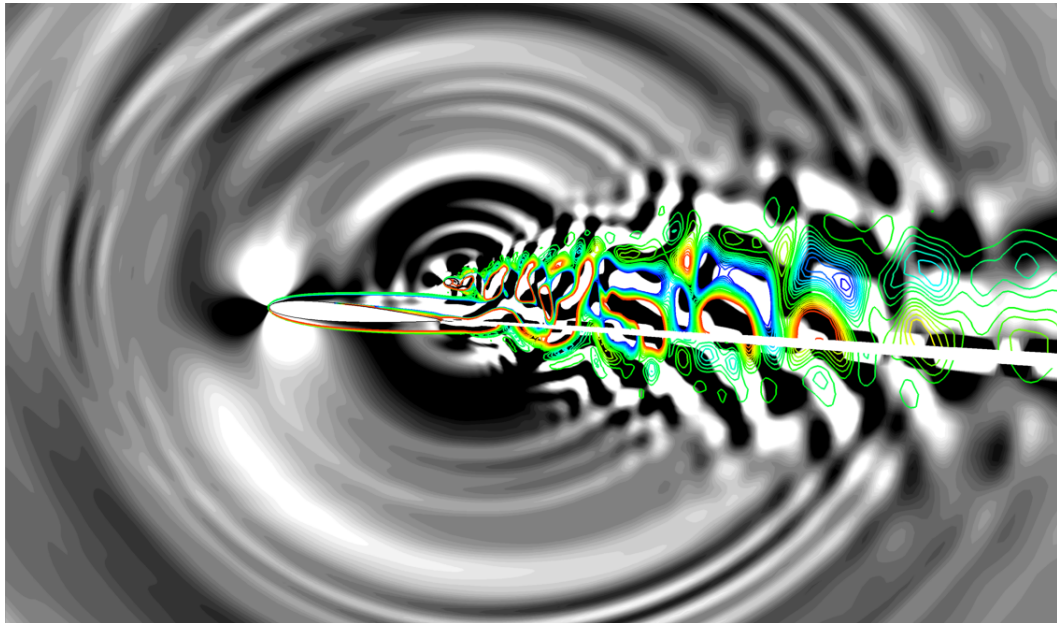
Figura 4.1: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,1$ com o cilindro posicionado a meia corda.



Fonte: Autoria Própria

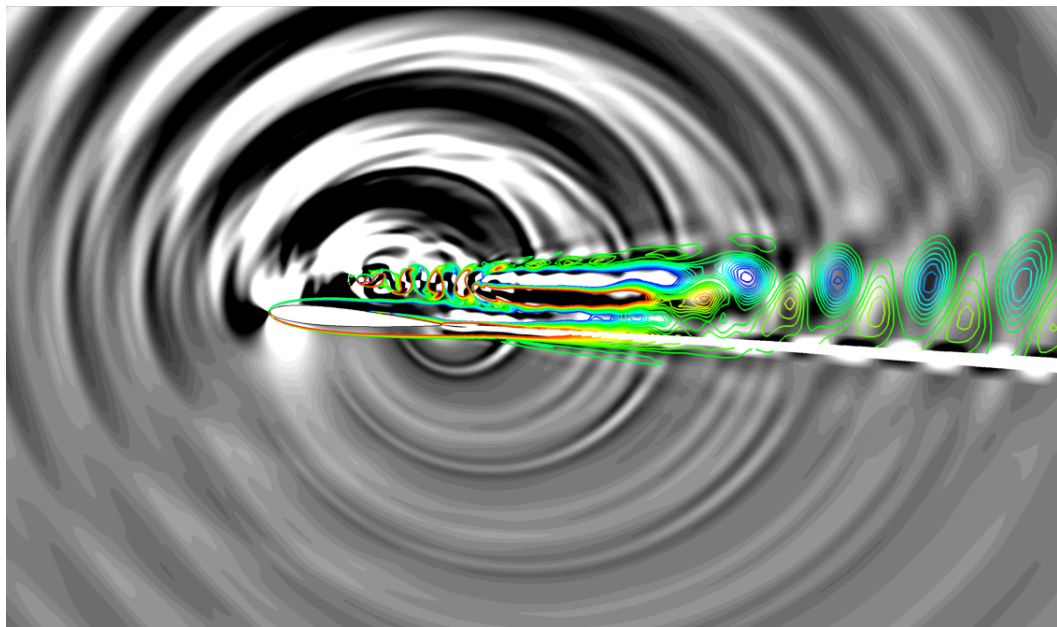
Nas Figs. 4.7 - 4.12, são apresentados os resultados em termos das linhas de corrente e dos campos de velocidade média, normalizados pela velocidade do escoamento não perturbado, para o cilindro posicionado a meia corda, com $M_\infty = 0,1$, $M_\infty = 0,3$ e $M_\infty = 0,5$, e no bordo de fuga do aerofólio, com $M_\infty = 0,1$, $M_\infty = 0,3$ e $M_\infty = 0,5$,

Figura 4.2: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,1$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio.



Fonte: Autoria Própria

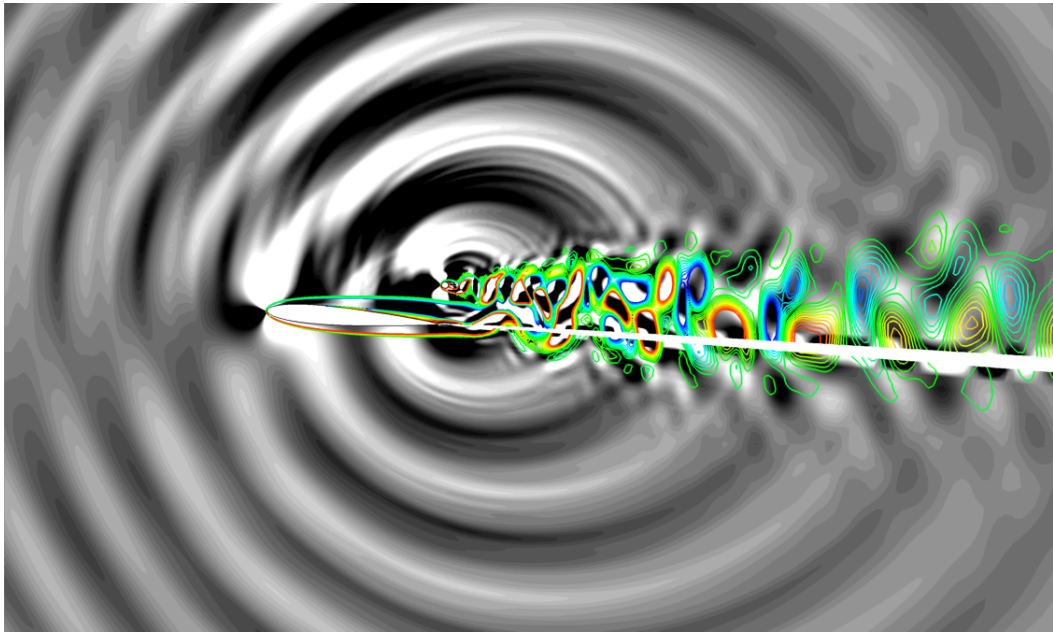
Figura 4.3: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,3$ com o cilindro posicionado a meia corda.



Fonte: Autoria Própria

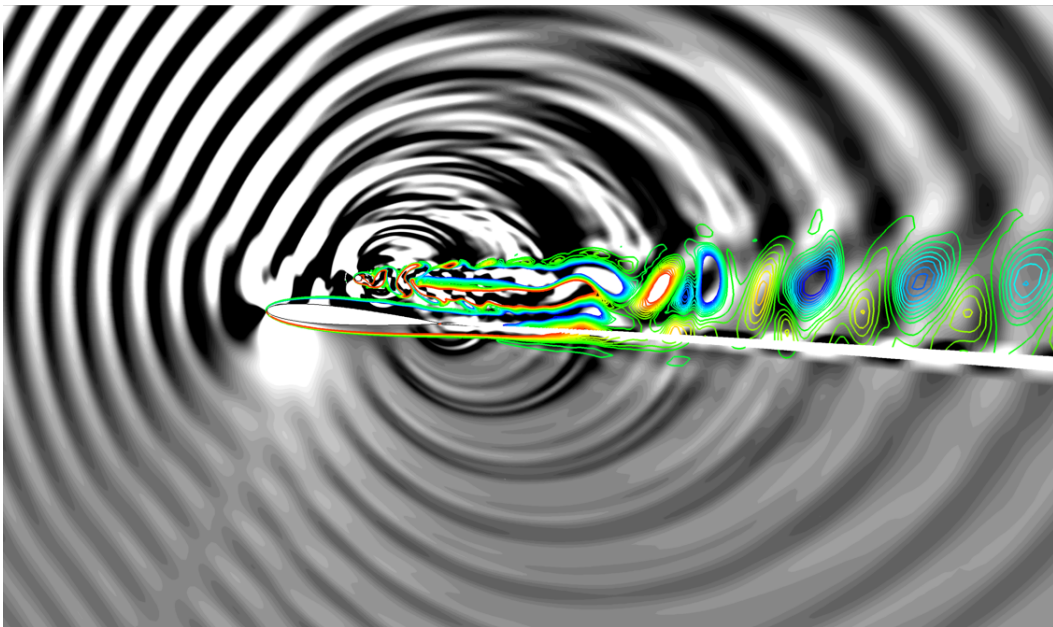
respectivamente. Inicialmente, uma perda de quantidade de movimento é observada logo a jusante do cilindro, similarmente a característica encontrada em um escoamento viscoso sobre um único cilindro. Observando mais adiante na jusante do cilindro, é possível perceber que a esteira deste passa a recuperar quantidade de movimento e, novamente, exibe uma outra perda. Este efeito passa a ser mais pronunciado conforme o número de

Figura 4.4: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,3$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio.



Fonte: Autoria Própria

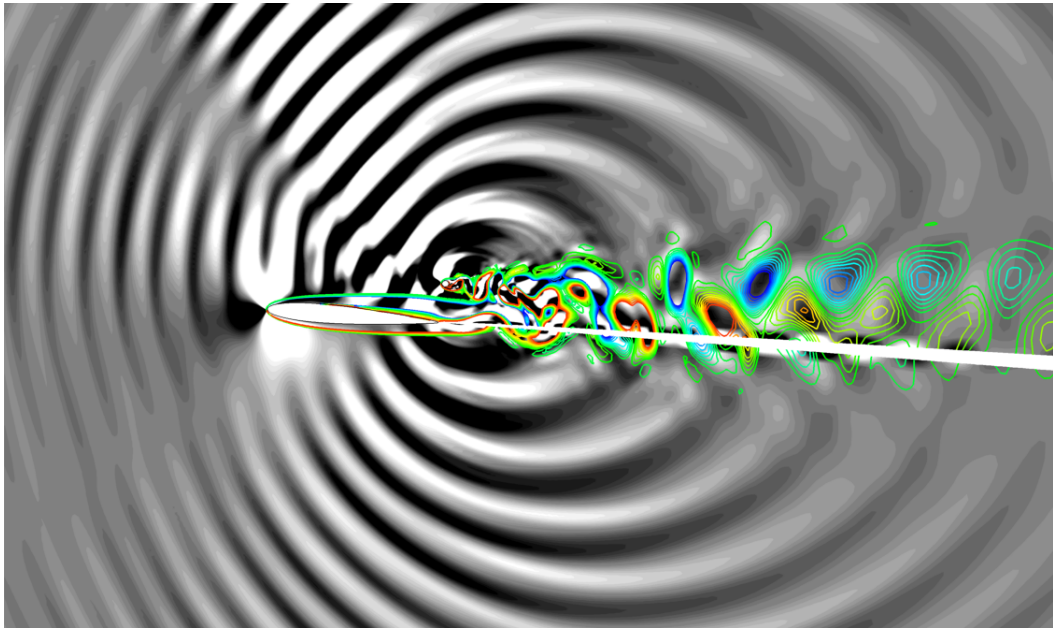
Figura 4.5: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,5$ com o cilindro posicionado a meia corda.



Fonte: Autoria Própria

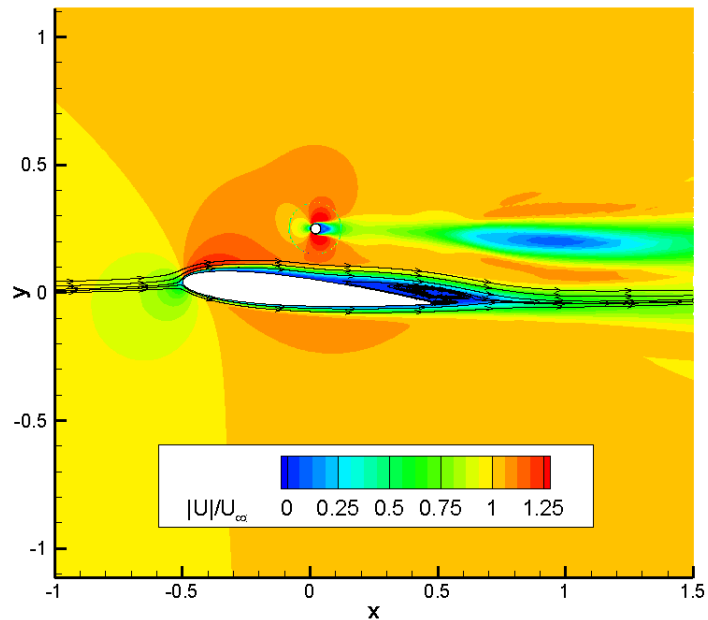
Mach no escoamento livre vai ficando mais alto, e é observado para todas as posições do cilindro, no entanto, este efeito é mais pronunciado quando o cilindro está a meia corda do aerofólio. Nessas figuras, uma bolha de separação no bordo de fuga do aerofólio pode ser observada em todos os casos, exceto para o caso 3, na Fig. 4.9.

Figura 4.6: Contornos de vorticidade (em z) em cores e contornos de dilatação em cinza para $M_\infty = 0,5$ com o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio.



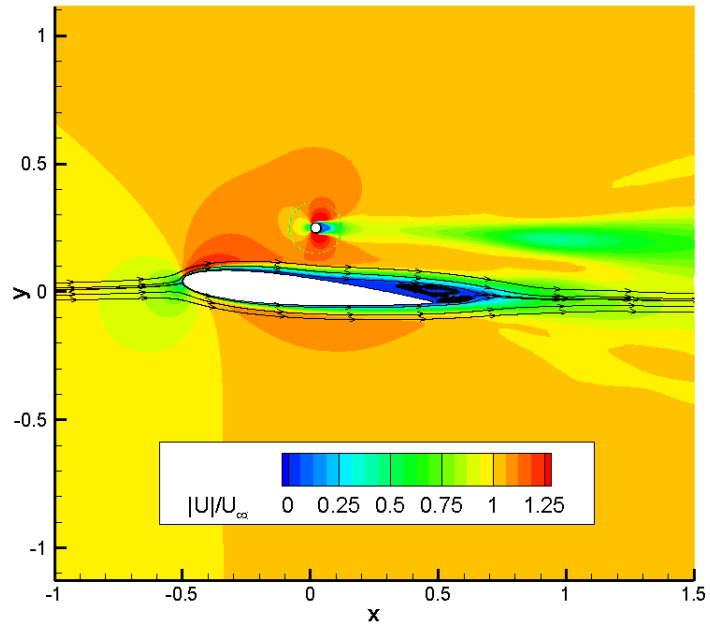
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.7: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,1$.



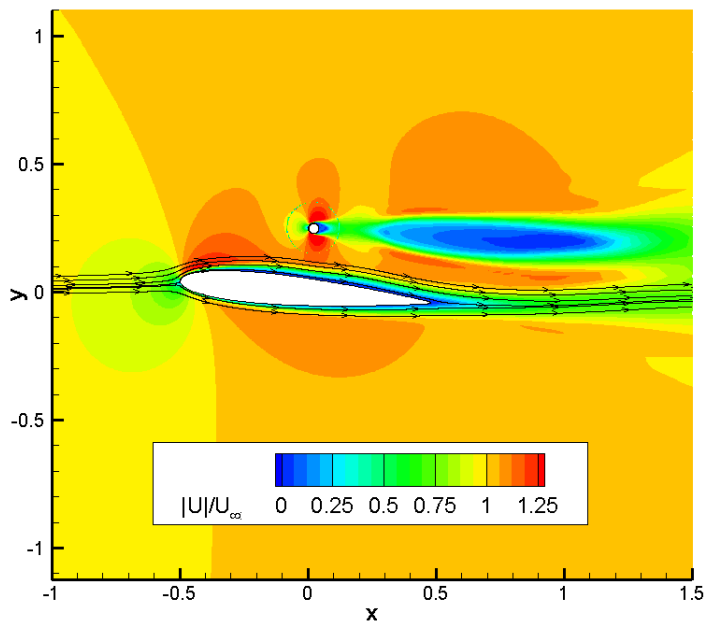
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.8: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,3$.



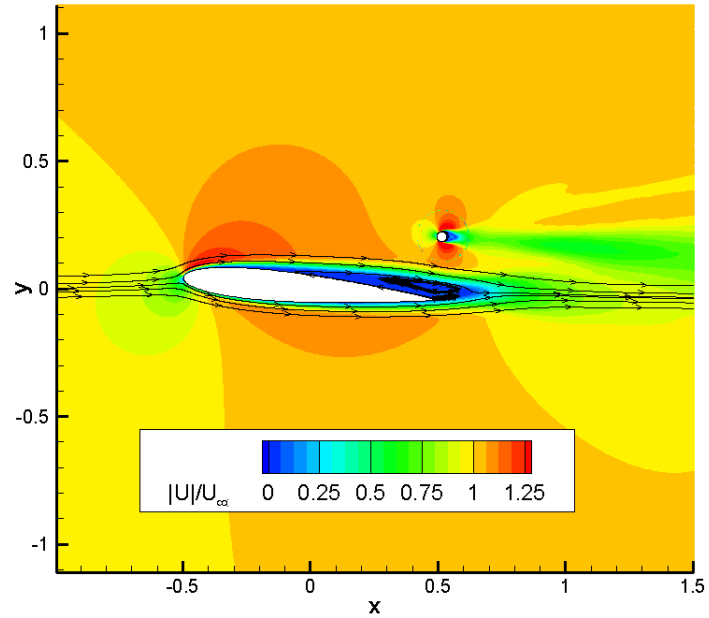
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.9: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio, em $M_\infty = 0,5$.



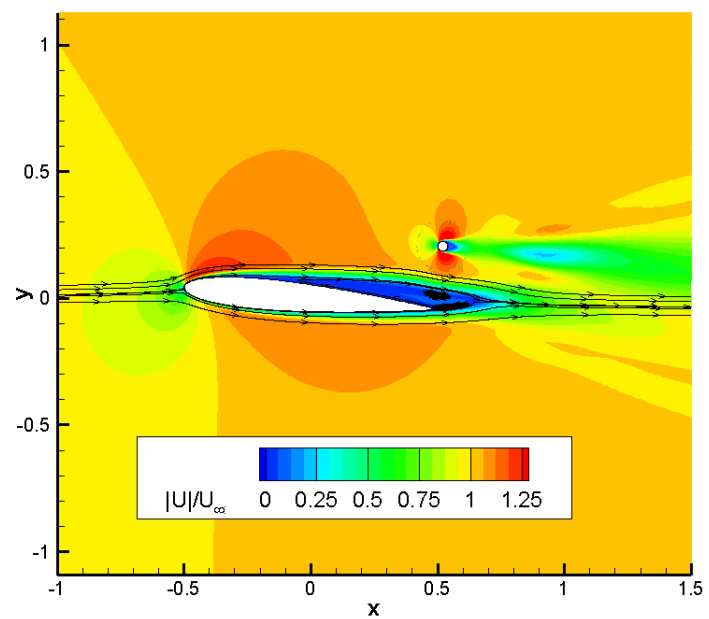
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.10: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,1$.



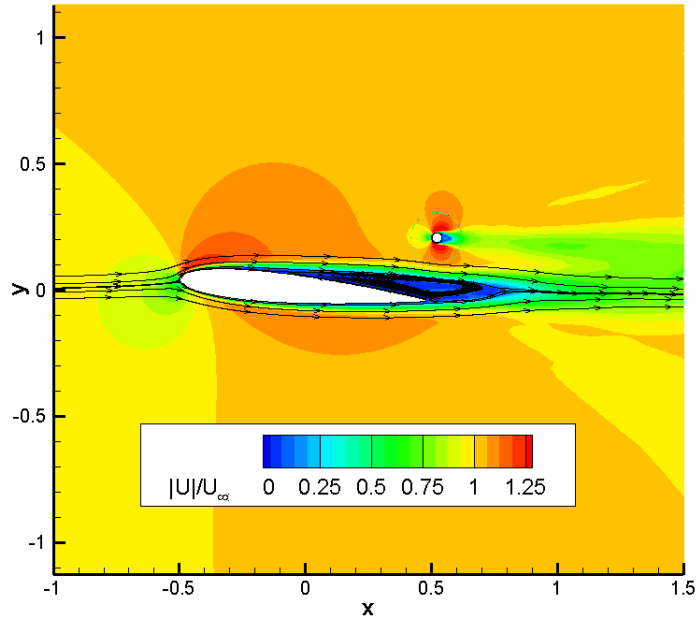
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.11: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,3$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.12: Linhas de corrente e campo de velocidade média normalizado pela velocidade da corrente livre para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio, em $M_\infty = 0,5$.



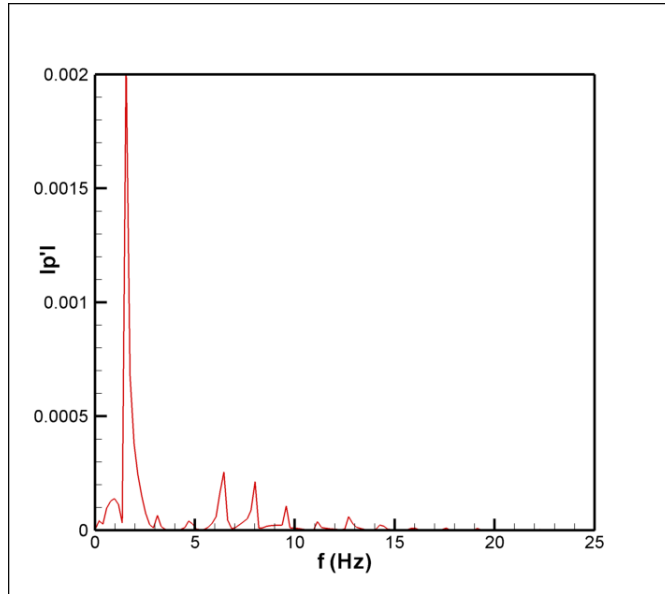
Fonte: Autoria Própria

4.2 Fontes Quadrupolo

Os cálculos apresentados na sequência foram feitos considerando-se uma frequência sonora específica. Existem duas frequências principais analisadas no presente trabalho: a frequência da esteira de vórtices do aerofólio e a frequência da esteira de vórtices do cilindro. Essas frequências são identificadas através de um espectro de frequências que pode ser visto na Fig. 4.13 sendo que, para cada caso analisado, têm-se um espectro de frequência específico. O espectro é obtido através de uma transformada de Fourier que converte a pressão no domínio do tempo para a frequência. A Fig. 4.13 é relativa ao caso 6 da Tab. 3.1 obtida para um ponto na malha do cilindro, onde o sinal tem maior amplitude para a frequência da esteira de vórtices do mesmo.

As Figs. 4.14 - 4.17 apresentam as diretividades de pressão acústica, em escala logarítmica, obtidas pela separação dos termos que aparecem nas fontes do tipo quadrupolo, conhecidas como tensões de Reynolds ($\rho u_i u_j$), flutuações de entropia ($p' - c_0^2 \rho'$) e tensões de cisalhamento (τ_{ij}). Estas figuras permitem que sejam estimadas as contribuições individuais de cada um dos termos citados acima, o que possibilita a compreensão de cada um dos termos nos cálculos das fontes quadrupolo. Nas Figs. 4.14 e 4.15, pode-se ver as diretividades calculadas para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro, respectivamente, para $M_\infty = 0,3$, e, nas Figs. 4.16 e 4.17, resultados similares para $M_\infty = 0,5$ são apresentados. Para todas as soluções mostradas nas Figs. 4.14 - 4.17, o cilindro está posicionado no bordo de fuga do aerofólio. A partir destas figuras, é

Figura 4.13: Espectro de frequência para o caso 6, observando as frequências geradas pelo cilindro.



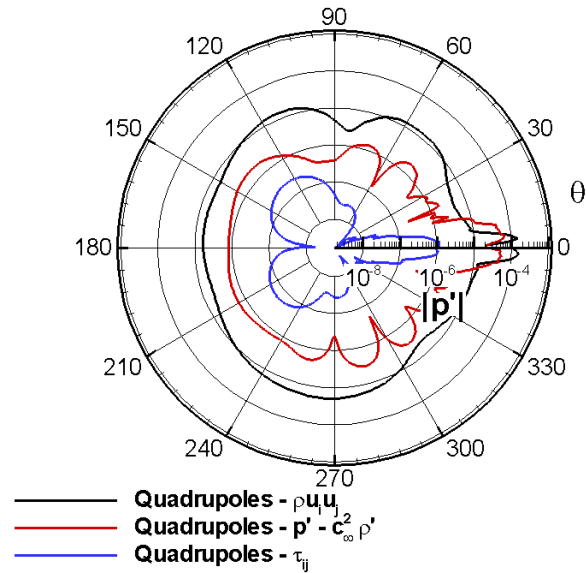
Fonte: Autoria Própria

possível observar que as tensões de Reynolds são os termos dominantes no ruído radiado pelas fontes quadrupolo. Apesar do escoamento com baixo número de Reynolds, pode-se verificar que as tensões de cisalhamento, τ_{ij} , tem contribuição desprezível para o campo acústico distante. Do mesmo modo, as flutuações de entropia, $p' - c_0^2 \rho'$, adicionam contribuições insignificantes para o ruído distante, exceto nas regiões da esteira.

Uma comparação entre as amplitudes de pressão das Figs. 4.14 e 4.15, e Figs. 4.16 e 4.17, mostra que, para um número de Mach fixo, as fontes quadrupolo radiam níveis de ruído mais elevados para frequências da esteira de vórtices mais altas. Como esperado, uma comparação similar em termos de número de Mach entre as Figs. 4.14 e 4.16, e as Figs. 4.15 e 4.17, mostra que níveis maiores de ruído são radiados para velocidades de escoamento maiores.

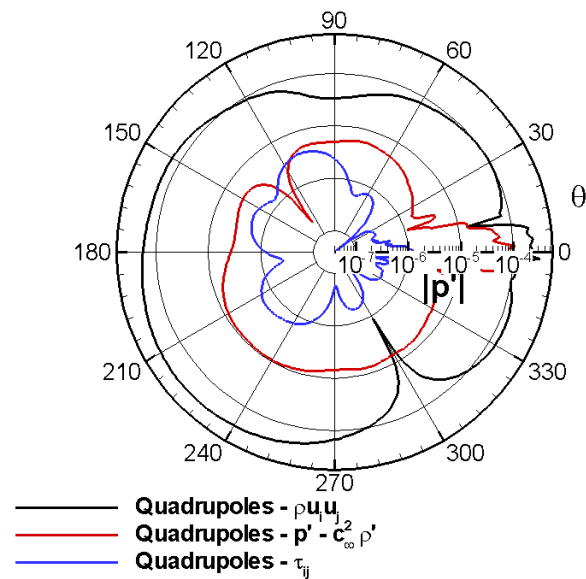
Nas Figs. 4.18 - 4.26, e Figs. 4.27 - 4.35, são apresentados resultados em termos dos campos de tensões de Reynolds para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro, respectivamente. Nestas figuras, o cilindro está posicionado no bordo de fuga do aerofólio. De modo a comparar a distribuição espacial dos termos das tensões de Reynolds separadamente ($|\widehat{\rho u_i u_j}|$) para diferentes números de Mach, essas fontes de ruído são normalizadas pelos valores máximos do campo para cada configuração de escoamento. Sem a normalização, os valores máximos das tensões de Reynolds longitudinal $|\widehat{\rho u_1 u_1}|$ e transversal $|\widehat{\rho u_1 u_2}|$ são maiores que $|\widehat{\rho u_2 u_2}|$ em uma ordem de magnitude. Estas figuras permitem uma visualização dos efeitos do número de Mach na distribuição espacial das fontes quadrupolo devido às tensões de Reynolds.

Figura 4.14: Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do aerofólio a $M_\infty = 0,3$.



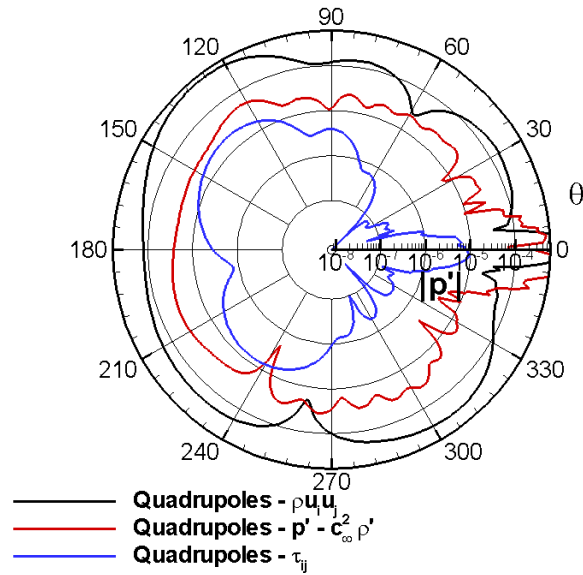
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.15: Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$.



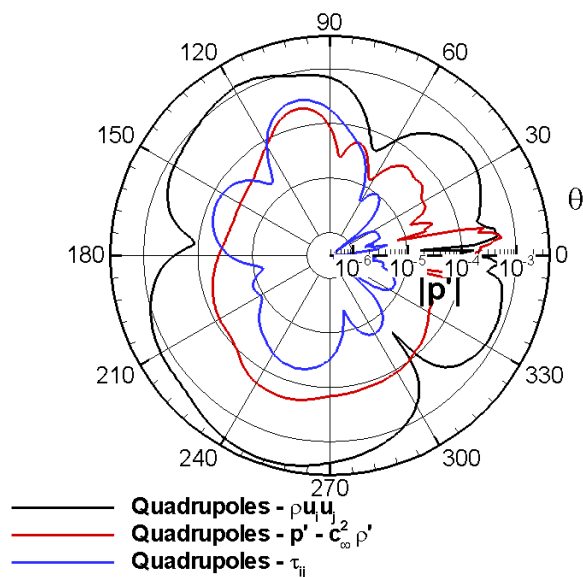
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.16: Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do aerofólio a $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

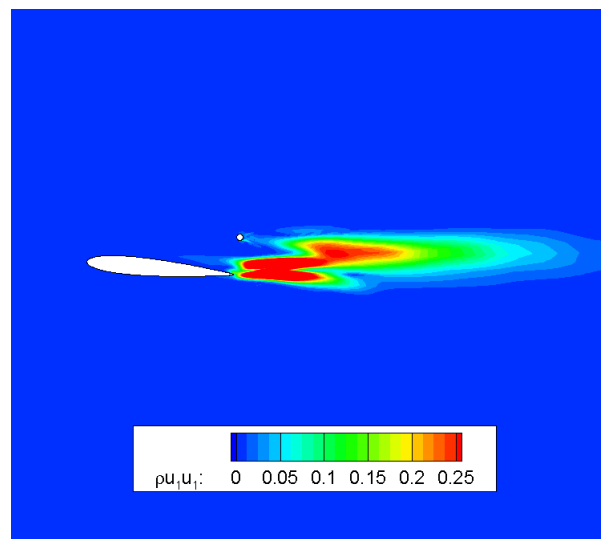
Figura 4.17: Diretividade (em escala Log) dos termos que compõem as fontes quadrupolo para o cilindro posicionado no bordo de fuga do aerofólio utilizando a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

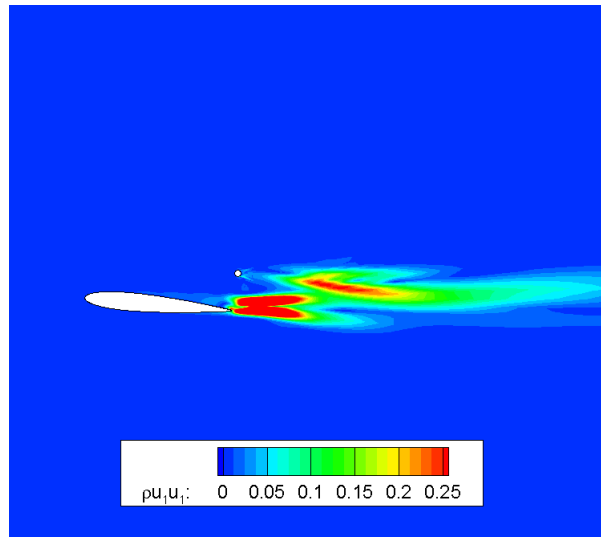
Por meio da observação das Figs. 4.18 - 4.26 é possível verificar que, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio, as distribuições das fontes normalizadas para diferentes números de Mach são similares ao longo da região da esteira do aerofólio, para todas as tensões de Reynolds. No entanto, diferentes distribuições espaciais das fontes normalizadas são observadas para a região da esteira do cilindro, particularmente, nas Figs. 4.21 - 4.23. Pode-se notar também, ao analisar a Fig. 4.23, que valores altos de $|\widehat{\rho u_1 u_2}|$ são observados ao longo da região da esteira do cilindro para $M_\infty = 0,5$. É interessante notar que, embora as tensões de Reynolds são calculadas com base na frequência da esteira de vórtices do aerofólio, é possível visualizar valores moderados destes termos de fonte ao longo da região da esteira do cilindro. Estes valores são comparáveis àqueles calculados ao longo da região da esteira do aerofólio e uma possível explicação para este efeito seria a interação entre as esteiras de vórtices de ambas as geometrias.

Figura 4.18: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$.



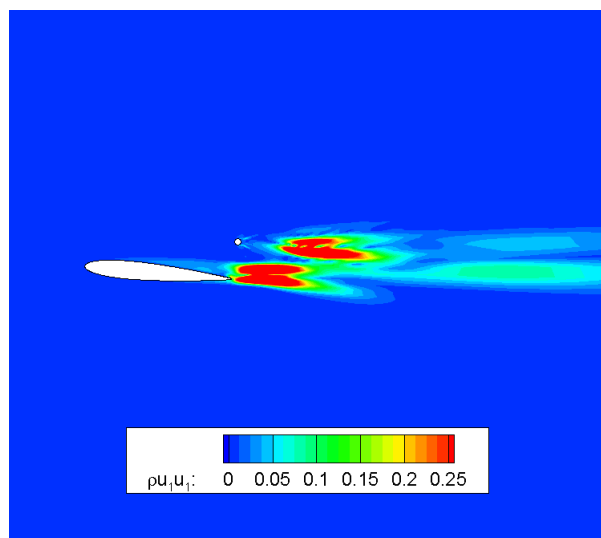
Fonte: Autorial Própria

Figura 4.19: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$.



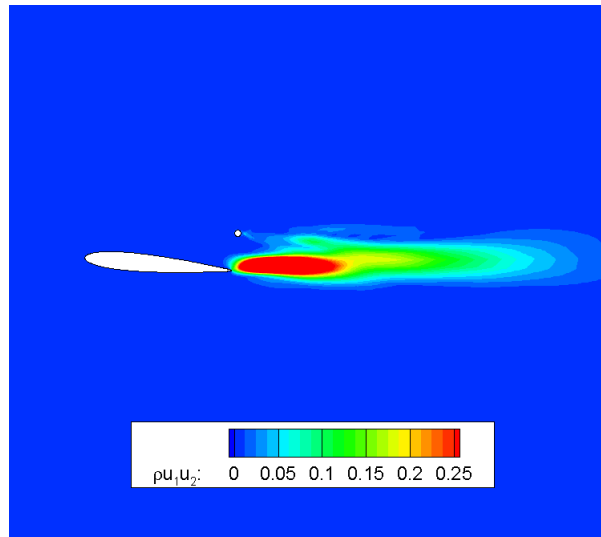
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.20: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$.



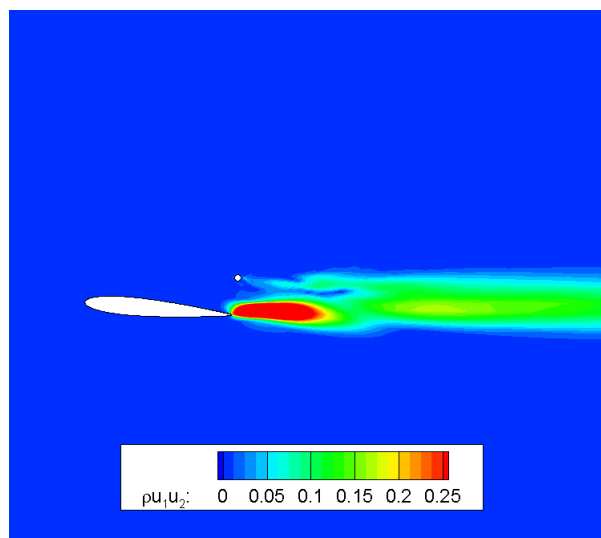
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.21: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$.



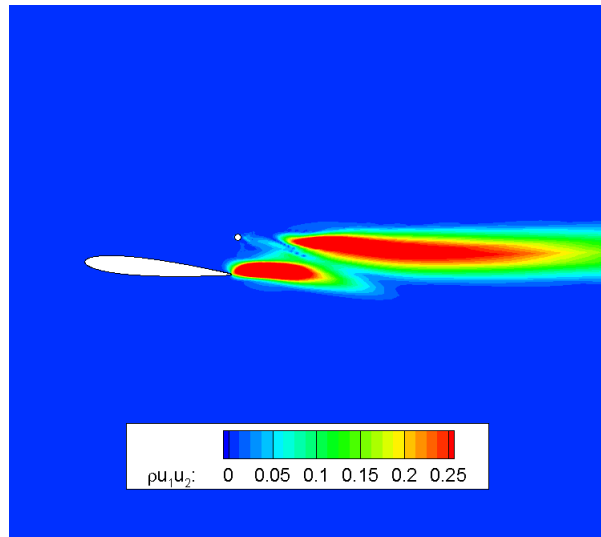
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.22: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$.



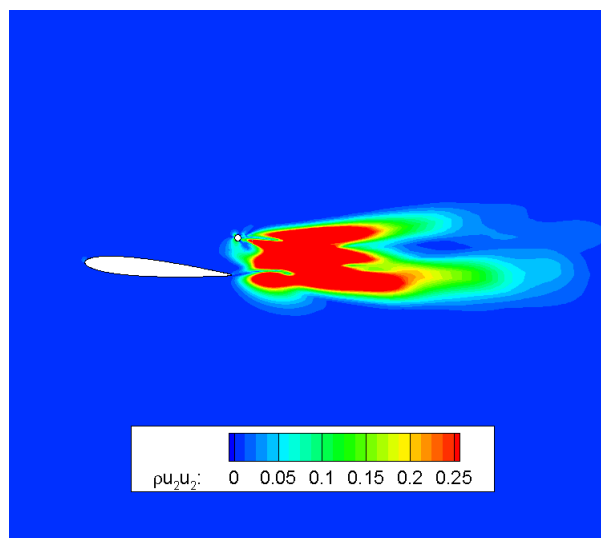
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.23: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$.



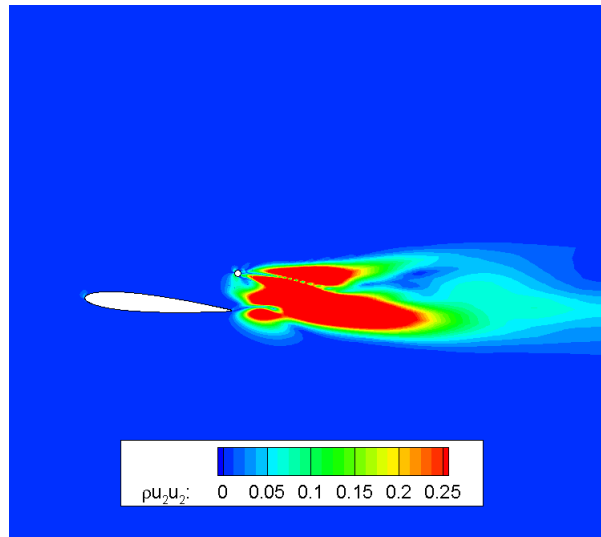
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.24: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,1$.



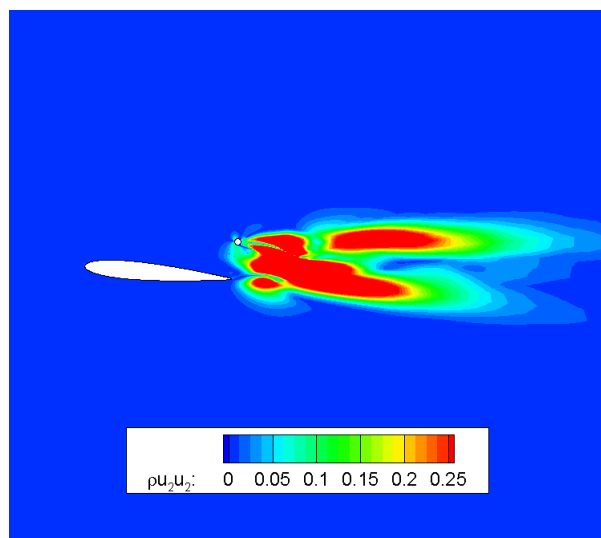
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.25: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,3$.



Fonte: Autoria Própria

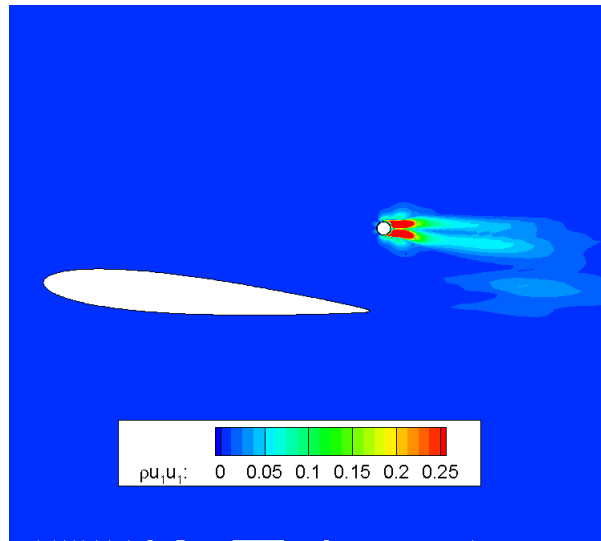
Figura 4.26: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com o cilindro posicionado no bordo de fuga, para $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

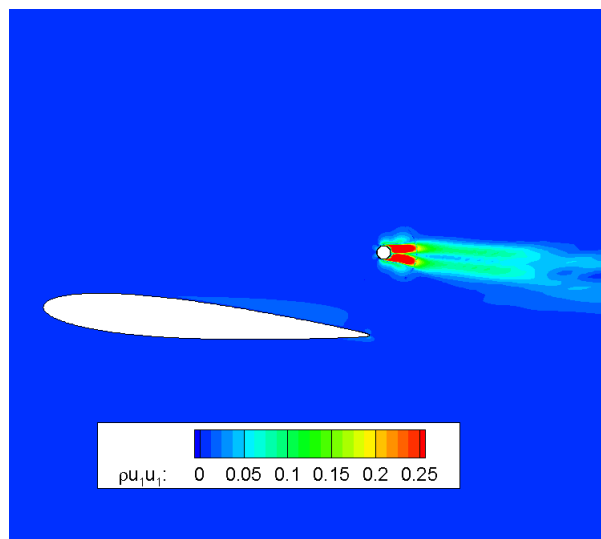
Pode-se observar nas Figs. 4.27 - 4.35 que, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro, as magnitudes das tensões de Reynolds são desprezíveis ao longo da região da esteira do aerofólio. Nas mesmas figuras, valores altos de $|\widehat{\rho u_1 u_2}|$ são observados ao longo da região da esteira do cilindro para $M_\infty = 0,5$, similarmente aos resultados mostrados nas Figs. 4.18 - 4.26.

Figura 4.27: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,1$.



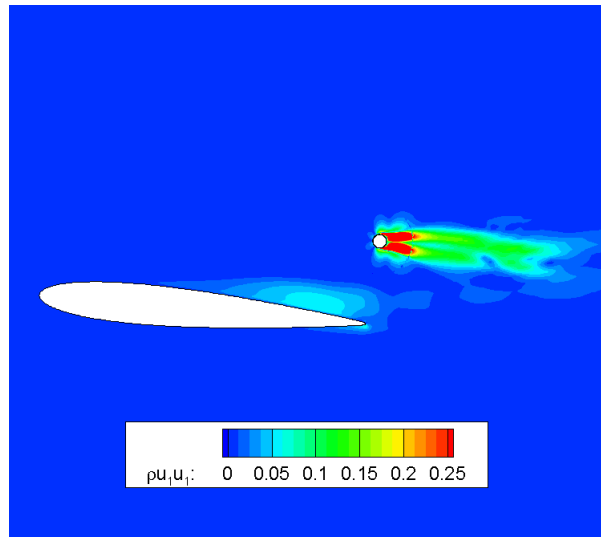
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.28: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,3$.



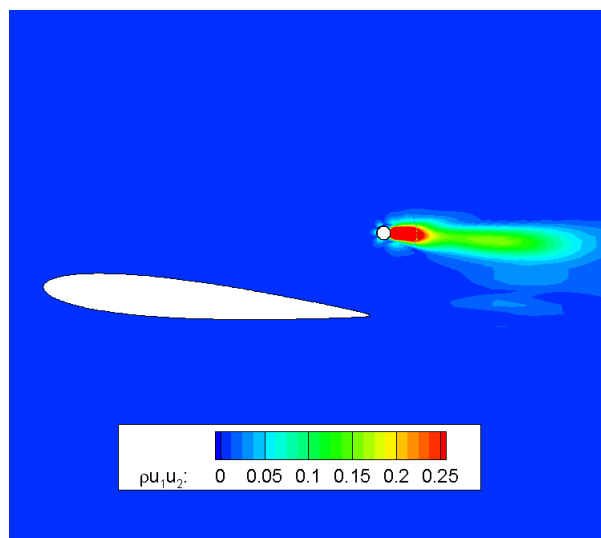
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.29: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_1}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,5$.



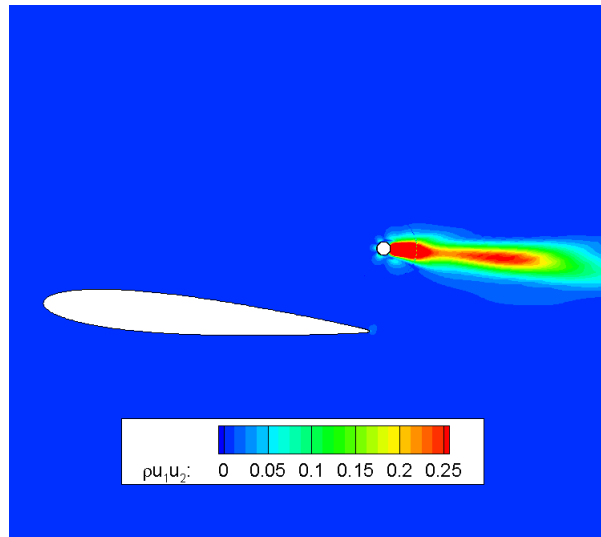
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.30: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,1$.



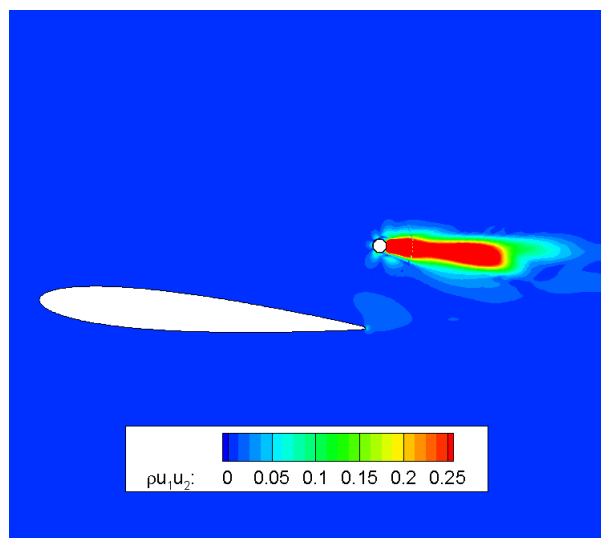
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.31: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,3$.



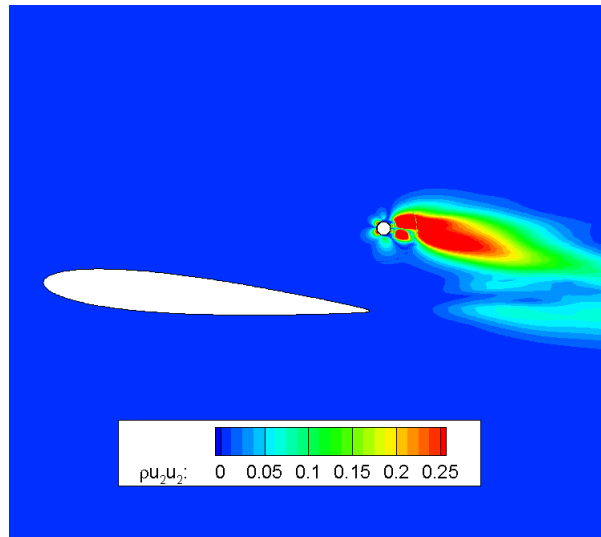
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.32: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_1 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,5$.



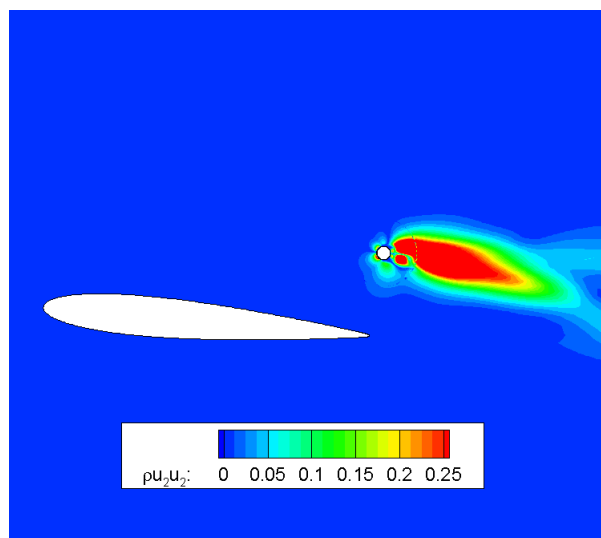
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.33: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,1$.



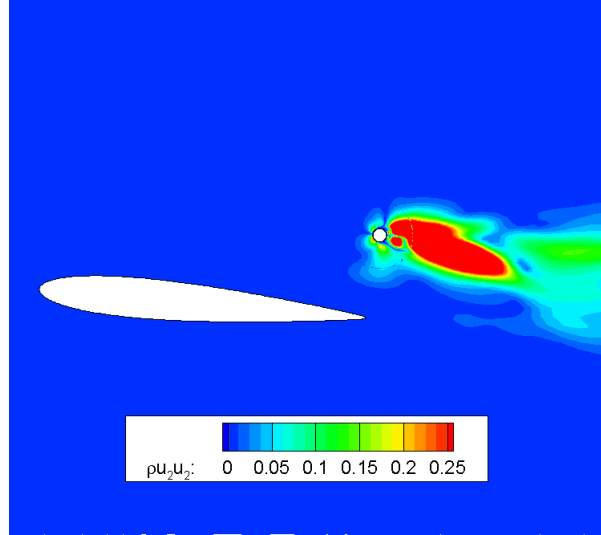
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.34: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,3$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.35: Distribuição espacial do termo de tensão de Reynolds no domínio da frequência normalizado pelos valores máximos dos campos de densidade e velocidades, presentes no termo, $(|\widehat{\rho u_2 u_2}|)$ para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, para $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

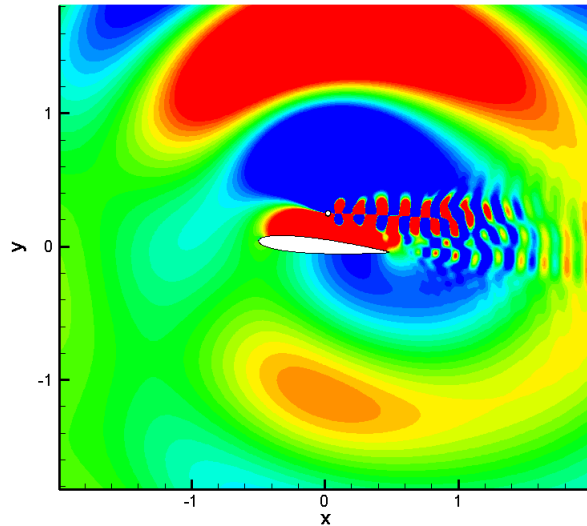
4.3 Propagação do Ruído

As Figs. 4.36 - 4.38 apresentam as propagações acústicas para a frequência da esteira de vórtices do cilindro, para o caso 1, da tabela 3.1. Aqui, o cilindro é localizado acima da meia corda do aerofólio e o número de Mach é $M_\infty = 0,1$. Na Fig. 4.36, pode-se observar de forma detalhada o campo acústico obtido por DNC. Na frequência da esteira de vórtices do cilindro, o número de Helmholtz é dado por $He = kc = 3,4$ e o número de Strouhal equivalente é $St = fc/U_\infty = 5,4$. Para esta frequência, o campo acústico é composto por ondas acústicas que são geradas pelo cilindro e são refletidas para cima pela superfície do aerofólio ou difratadas ao longo do bordo de fuga do mesmo.

Na Fig. 4.37, pode-se observar uma figura das diretividades das pressões acústicas obtidas para as fontes de ruído separadas, incluindo os dipolos do cilindro e do aerofólio e a fonte volumétrica do tipo quadrupolo. Nas figuras apresentadas, as posições dos observadores estão a $r = 5c$, onde c é a corda do aerofólio. Como esperado para um problema com número de Mach tão baixo, a radiação acústica é dominada pelas fontes dipolo, as fontes quadrupolo podem ser desprezadas neste caso, para $M_\infty = 0,1$. A Fig. 4.37 também mostra que, para o presente problema de baixa frequência, o campo acústico dipolar do aerofólio e do cilindro são similares àqueles esperados pela função de campo livre de Green (CURLE, 1955). Na mesma figura, pode-se verificar também que ambas as fontes dipolo apresentam amplitudes similares em termos da radiação sonora. Apesar do fato de as amplitudes das pressões serem similares para os dipolos do aerofólio e do

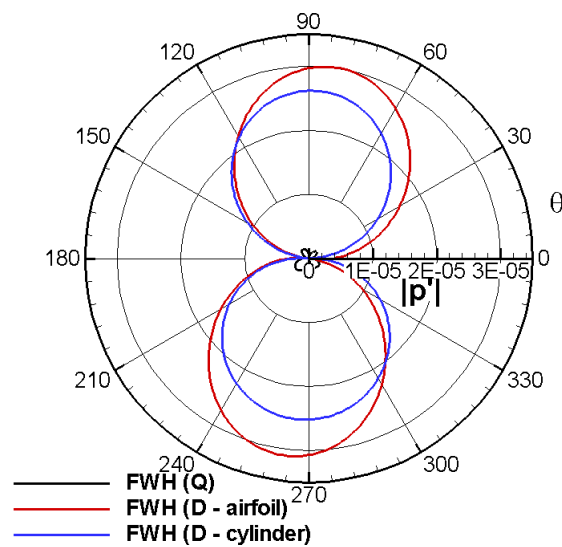
cilindro, os ângulos de fase são diferentes e há um forte cancelamento de ruído abaixo do aerofólio. Este efeito pode ser observado na Fig. 4.38, quando a radiação de ruído total é calculada. Na mesma figura, pode-se observar uma boa concordância em termos do nível de pressão acústica entre as soluções por DNC e FW-H.

Figura 4.36: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.



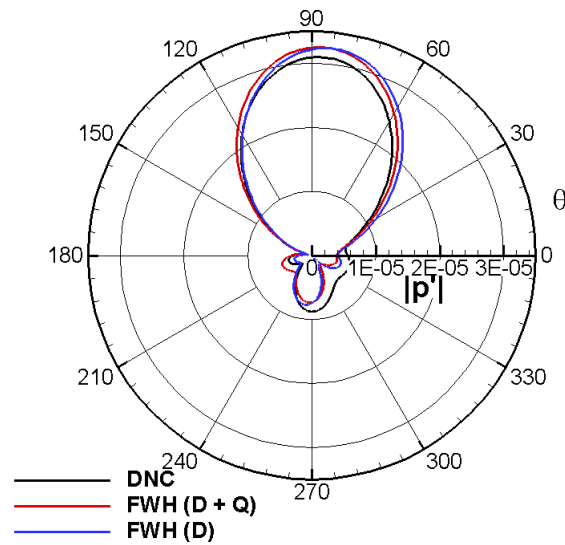
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.37: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.38: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.



Fonte: Autoria Própria

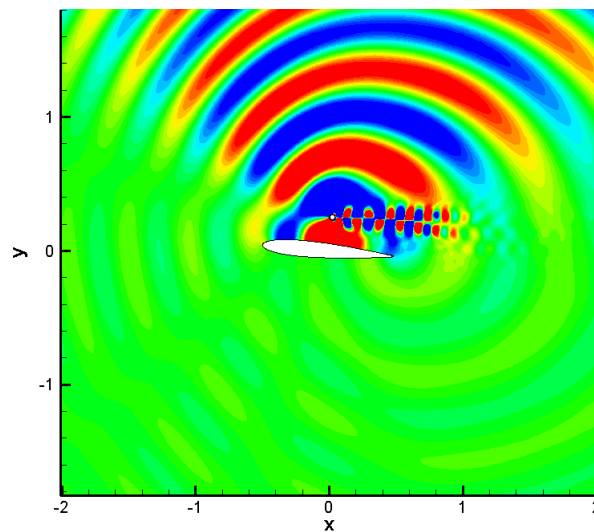
Nas Figs. 4.39 - 4.41, pode-se observar as previsões acústicas para o caso 2, da tabela 3.1, para $M_\infty = 0,3$, e nas Figs. 4.42 - 4.44 são apresentadas as previsões acústicas para o caso 3 para $M_\infty = 0,5$. Similarmente ao caso 1, o cilindro é localizado acima da meia corda do aerofólio. As Figs. 4.39 e 4.42 apresentam os campos acústicos obtidos por DNC para a frequência da esteira de vórtices do cilindro. Para os casos 2 e 3, os números de Helmholtz e Strouhal são dados por $He = 9,8$ e $St = 5,2$, e $He = 16,0$ e $St = 5,1$, respectivamente. Similarmente ao caso 1, os campos acústicos para os presentes casos são compostos por ondas acústicas geradas pelo cilindro. Os efeitos de espalhamento tornam-se mais pronunciados com maiores números de Helmholtz e, portanto, modificam consideravelmente os campos acústicos. Enquanto as ondas acústicas são, por sua maioria, refletidas para cima no caso 2, elas são refletidas em diversas direções no caso 3. Efeitos de difração ao longo dos bordos de ataque e de fuga podem ser observados nas figuras para ambos os casos.

Visto que, para as presentes configurações analisadas, os números de Helmholtz são maiores que 2π , o aerofólio se comporta como um corpo não-compacto. Estes efeitos podem ser observados nas figuras das diretividades acústicas das fontes de ruído separadas, apresentadas nas Figs. 4.40 e 4.43. Pode-se verificar por meio destas figuras que as diretividades dos dipolos do aerofólio calculadas com $r = 2c$, sendo r as posições dos observadores e c a corda do aerofólio, se assemelham com aquelas da função de Green de awmi-plano (FFOWCS WILLIAMS e HALL, 1970). As Figs. 4.40 e 4.43 apresentam uma comparação entre os valores de pressão acústica de cada fonte de ruído separadamente.

Pode-se observar também que a contribuição das fontes quadrupolo se torna relevante para as presentes configurações de escoamento para números de Mach moderados. Nas Figs. 4.41 e 4.44, diretividades das pressões acústicas totais obtidas por DNC e por FW-

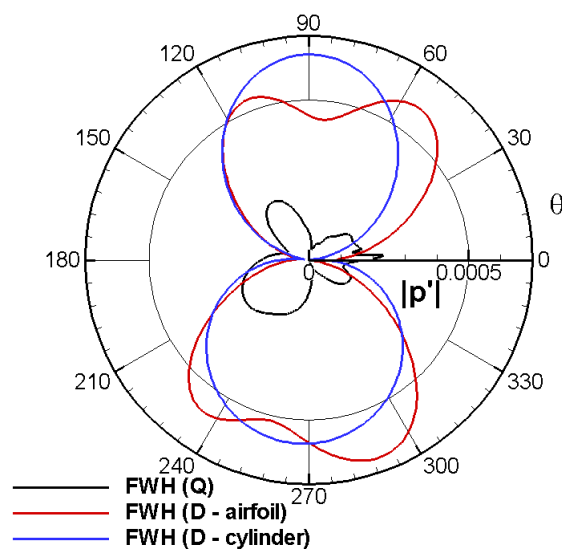
H são apresentadas. Nessas figuras, as pressões foram calculadas incluindo os efeitos do dipolo sem os efeitos do quadrupolo (FW-H (D)), e os efeitos combinados das duas fontes (FW-H (D + Q)). Os padrões complexos de radiação calculados por DNC são reconstituídos pela formulação de FW-H. De fato, a directividade obtida para $M_\infty = 0,5$ por DNC, só é calculada precisamente utilizando a analogia de FW-H, se forem adicionados os termos quadrupolo, que possui grande contribuição no formato da directividade total.

Figura 4.39: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



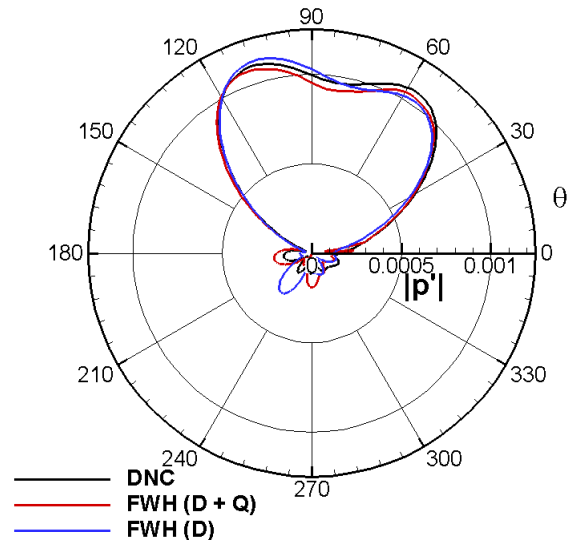
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.40: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



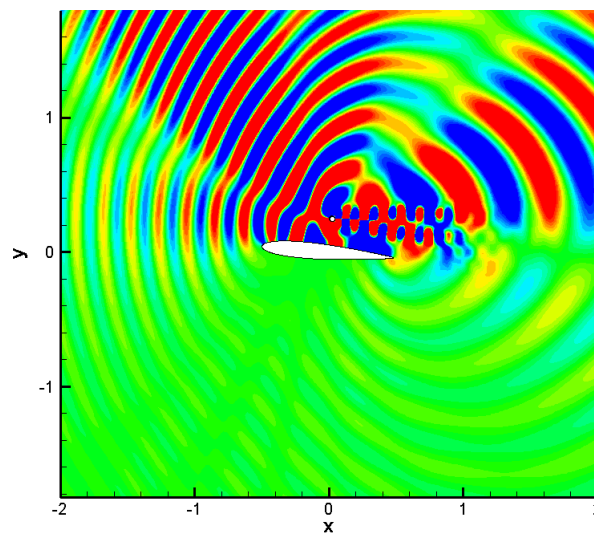
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.41: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



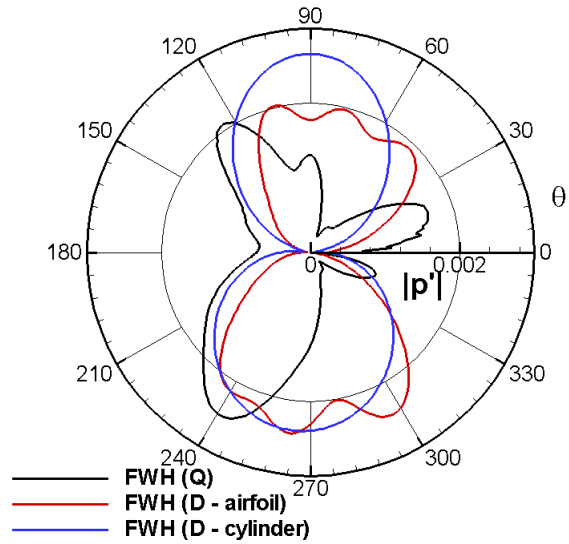
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.42: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



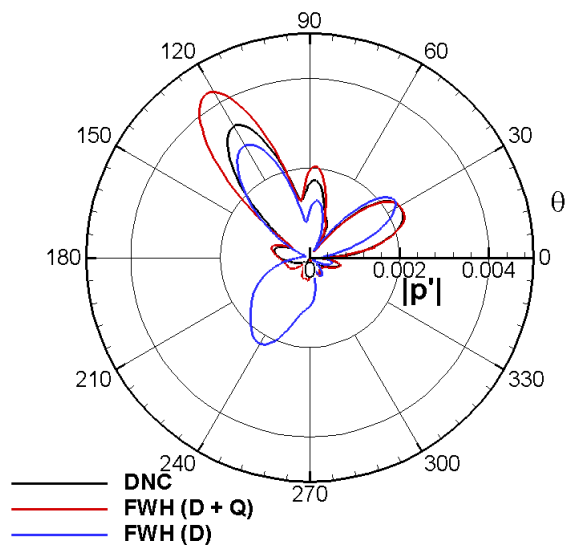
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.43: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

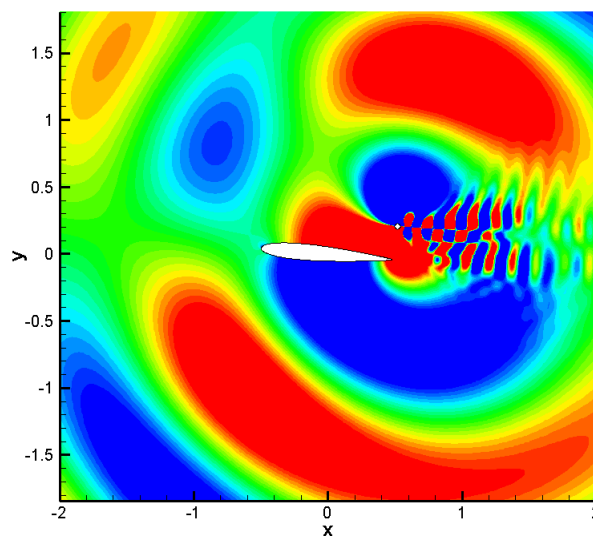
Figura 4.44: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado a meia corda do aerofólio, a $M_\infty = 0.5$.



Fonte: Autoria Própria

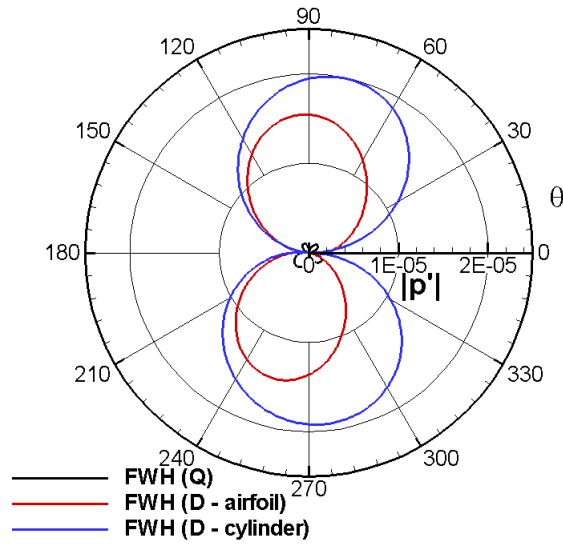
As Figs. 4.45 - 4.47 apresentam o campo acústico, diretividades das fontes sonoras separadas e as diretividades totais calculadas por DNC e pela equação de FW-H, respectivamente, para o caso 4 da Tab. 3.1. Os resultados mostrados nestas figuras foram calculados para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com os números de Helmholtz e Strouhal dados por $He = 3,2$ e $St = 5,1$, respectivamente. Para a presente configuração de escoamento, o cilindro está posicionado no bordo de fuga do aerofólio e o número de Mach da corrente livre é $M_\infty = 0,1$. Na Fig. 4.45, pode-se observar que o campo acústico é similar ao apresentado na Fig. 4.36. No entanto, visto que a posição do cilindro é alterada para a região do bordo de fuga do aerofólio, o fenômeno de difração acústica é mais pronunciado para este caso em estudo. Na Fig. 4.46, é possível notar que, para o caso 4, a amplitude do dipolo do aerofólio é menor que aquela obtida para o cilindro, diferentemente do observado para o caso 1. Tais efeitos ocorrem devido ao espalhamento acústico ao longo da superfície do aerofólio ser menos intenso. A partir das mesmas figuras, também é possível afirmar que as fontes do tipo quadrupolo têm efeitos desprezíveis no ruído total apresentado para esta configuração de número de Mach baixo. A Fig. 4.47 mostra a directividade acústica total, calculada por DNC e pela equação de FW-H. Enquanto para o caso 1 a maior parte do som era refletido na direção do extradorso do aerofólio pela superfície do mesmo, para o presente caso o campo acústico é mais intenso na direção do intradorso, devido a difração que ocorre no bordo de fuga do aerofólio.

Figura 4.45: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.



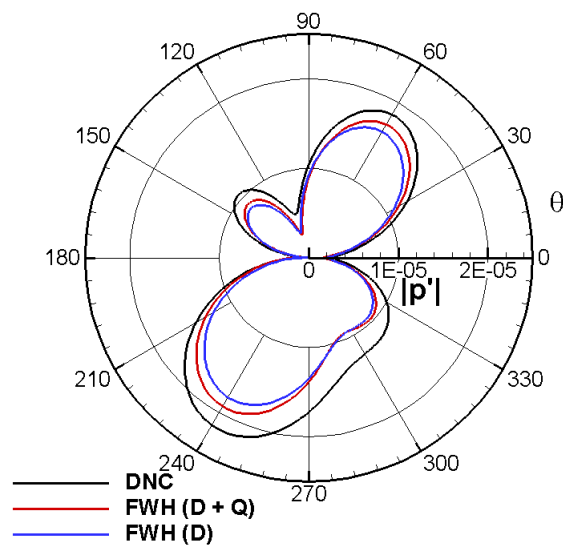
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.46: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.47: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,1$.

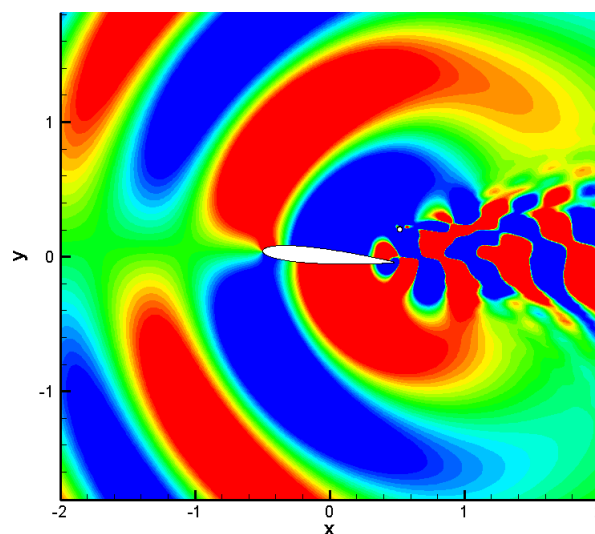


Fonte: Autoria Própria

Nas Figs. 4.48 - 4.50, e Figs. 4.51 - 4.53, pode-se observar os resultados de predição acústica para o caso 5, para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro, respectivamente. Estas frequências correspondem aos números de Helmholtz e de Strouhal de $He = 3,4$ e $St = 1,8$, e $He = 9,5$ e $St = 5,0$, respectivamente. Observa-se nas Figs. 4.48 - 4.50 que o espalhamento no bordo de fuga do aerofólio é o mecanismo de geração sonora para a frequência da esteira de vórtices do mesmo. Para frequências tão baixas, como as da esteira de vórtices do aerofólio, as fontes quadrupolo tem pequena contribuição na radiação sonora total e o dipolo do cilindro também pode ser desprezado. A directividade acústica total é típica de ruído de baixa frequência, do bordo de fuga do aerofólio.

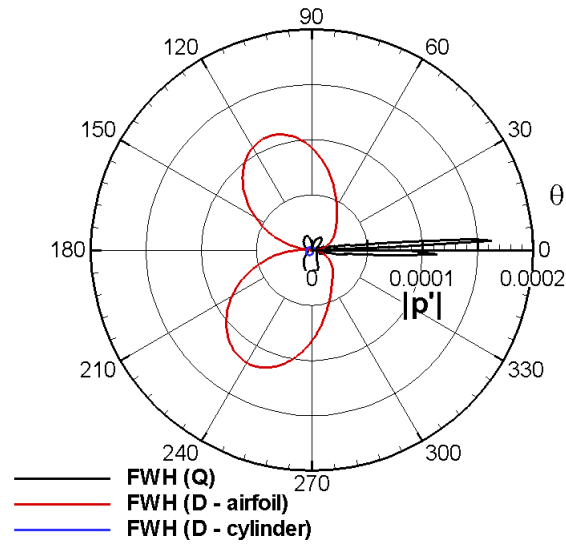
Similarmente aos resultados apresentados para o caso 4, as Figs. 4.51 - 4.53 apresentam, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro, referente ao caso 5, que a difração acústica se torna mais pronunciada quando o cilindro é movido para o bordo de fuga do aerofólio. No entanto, efeitos de espalhamento, ou reflexão, ainda são dominantes em termos da radiação sonora total, na direção do bordo de fuga. Visualizando as Figs. 4.52 e 4.53, pode-se considerar que, para a presente configuração de escoamento a reflexão acústica ocorre devido a interação das fontes dipolo, e os efeitos de difração só podem ser preditos se as fontes quadrupolo forem incluídas na equação de FW-H.

Figura 4.48: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



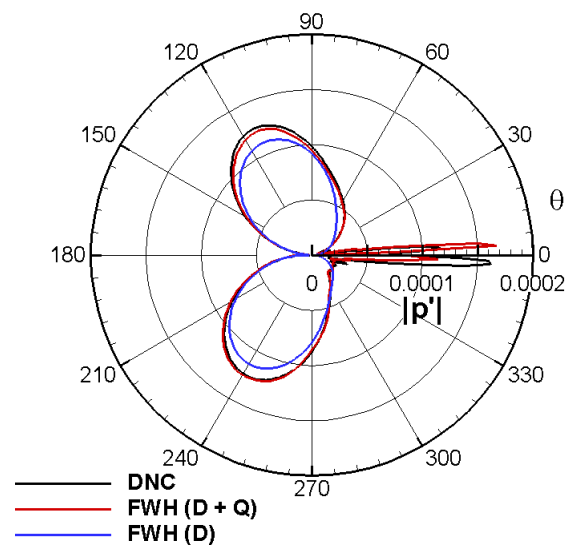
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.49: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



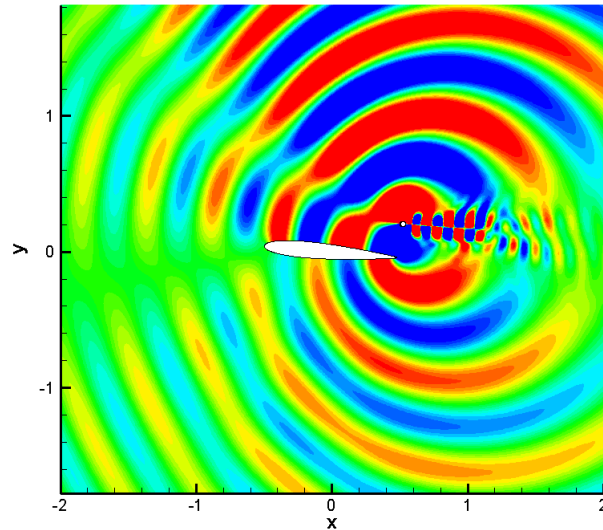
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.50: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



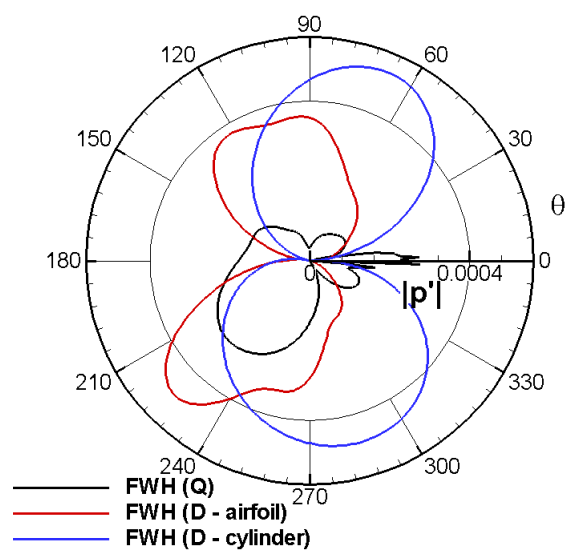
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.51: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



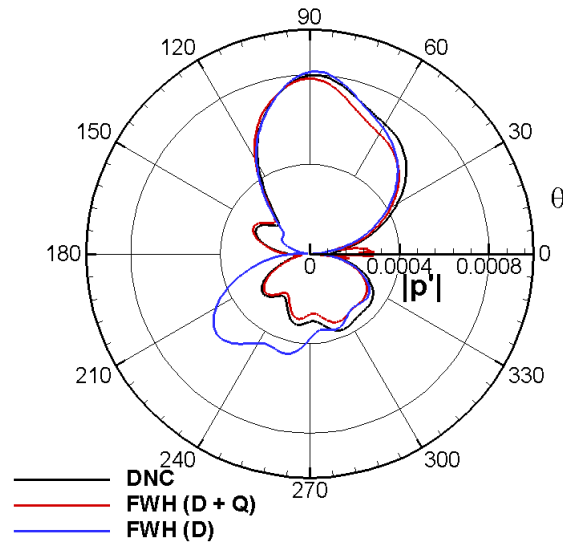
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.52: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.53: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,3$.



Fonte: Autoria Própria

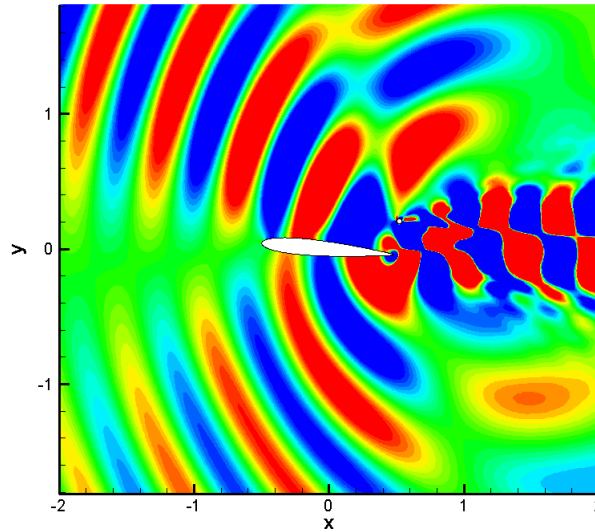
As Figs. 4.54 - 4.56, e Figs. 4.57 - 4.59 apresentam os resultados de predição acústica para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro, respectivamente, para $M_\infty = 0,5$ quando o cilindro é posicionado no bordo de fuga do aerofólio. Estas frequências correspondem aos números de Helmholtz e de Strouhal de $He = 5,5$ e $St = 1,8$, e $He = 15,3$ e $St = 4,9$, respectivamente. As diretividade são obtidas para observadores posicionados a um raio equivalente ao valor de duas cordas do aerofólio, $r = 2c$. Similarmente à Fig. 4.43, nas Figs. 4.54 e 4.57, pode-se observar padrões complexos de radiação do campo acústico, compostos pelo campo acústico incidente proveniente das fontes quadrupolo e o campo acústico refletido, devido às fontes dipolo. As Figs. 4.55 e 4.56 mostram que, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio, a radiação acústica total é obtida pela soma dos campos sonoros das fontes quadrupolo e dipolo do aerofólio. Como observado previamente para o caso 5, a contribuição do dipolo do cilindro para o ruído distante, é desprezível para esta frequência.

Em WOLF et al., (2012), os autores demonstram que as fontes quadrupolo só são relevantes para predições acústicas de escoamentos com número de Mach moderados à altas frequências. Os resultados obtidos no presente trabalho indicam que, mesmo para baixas frequências, as fontes quadrupolo são de grande importância para a predição do ruído total de escoamentos com número de Mach moderado e com interação entre esteiras de vórtices. Nas Figs. 4.56 e 4.59, pode-se observar que as predições acústicas obtidas pela formulação de FW-H apresentam uma excelente concordância com os resultados obtidos por DNC quando os quadrupolos são considerados.

Na Fig. 4.58, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro em $M_\infty = 0,5$, pode-se afirmar que as fontes quadrupolo estão mais relacionadas ao fenômeno de difração acústica que ocorre no bordo de fuga do aerofólio.

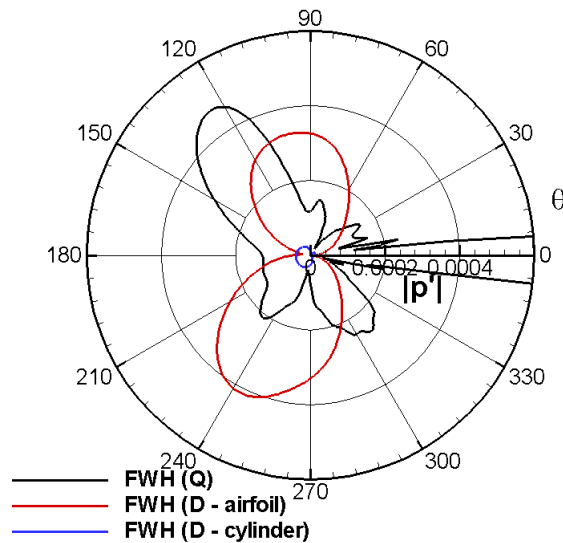
Desta forma, para $M_\infty = 0,5$, se a esteira de vórtices do aerofólio é o mecanismo de geração sonora analisado, as fontes quadrupolo estão relacionadas à radiação sonora incidente no campo distante. No entanto, se a esteira de vórtices do cilindro é o mecanismo de geração sonora dominante, as fontes quadrupolo são mais relacionadas aos efeitos de difração acústica ao passo que as fontes dipolo estão relacionadas tanto ao efeito de difração como ao efeito de reflexão.

Figura 4.54: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



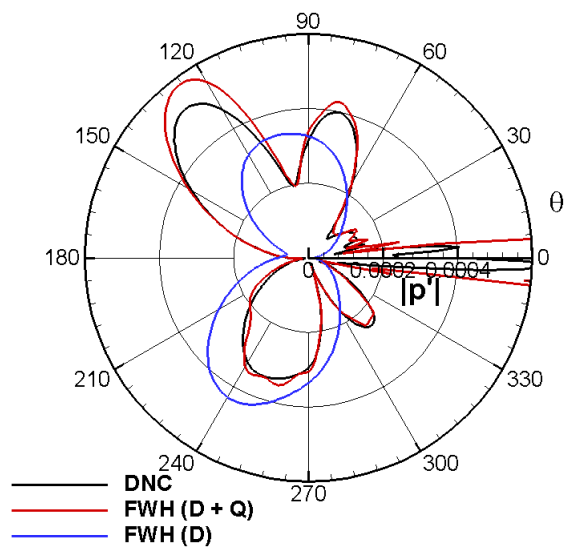
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.55: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



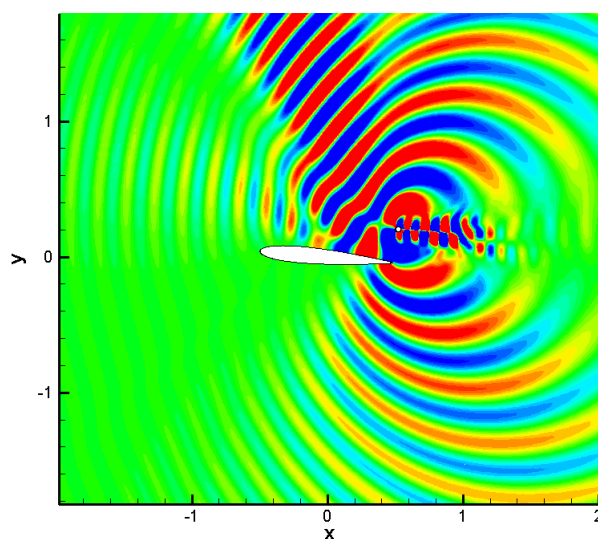
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.56: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do aerofólio com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



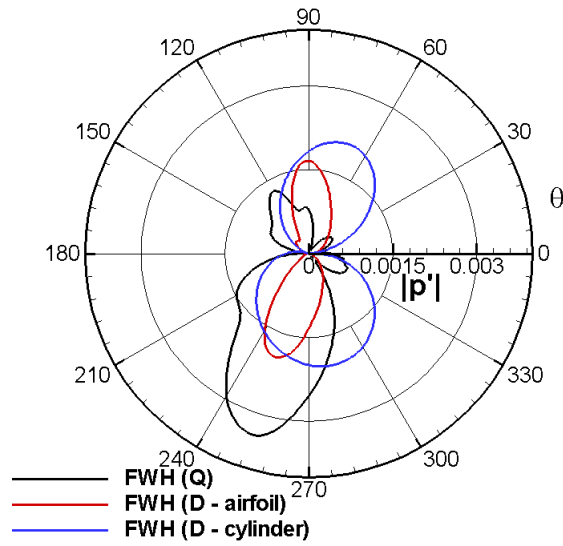
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.57: Campo acústico obtido por DNC, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



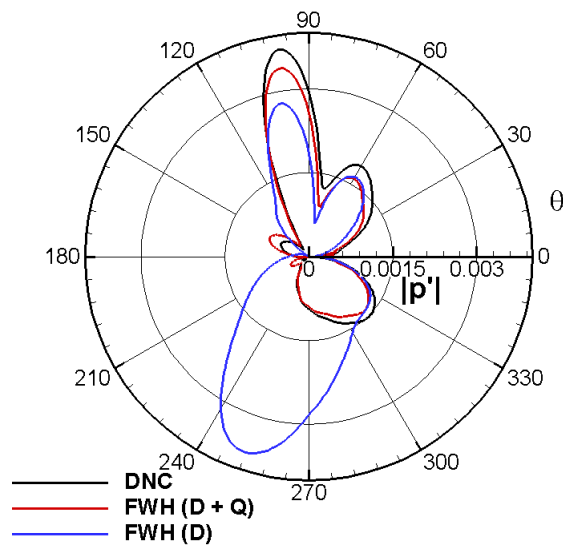
Fonte: Autoria Própria

Figura 4.58: Diretividade dos termos de fonte de ruído separados, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

Figura 4.59: Diretividade obtidas por DNC e por FW-H, para a frequência da esteira de vórtices do cilindro com este posicionado no bordo de fuga do aerofólio, a $M_\infty = 0,5$.



Fonte: Autoria Própria

Finalmente, nas Figs. 4.60 - 4.65, pode-se observar a inclusão dos efeitos de convecção na propagação acústica para diferentes números de Mach. As predições acústicas nessas figuras são obtidas para a frequência da esteira de vórtices do cilindro para todos os casos (do 1 ao 6). Para números de Mach baixos, o efeito de convecção do escoamento é desprezível na radiação de ruído total. No entanto, para $M_\infty = 0,3$ e $M_\infty = 0,5$, a falta dos efeitos de convecção modificam as diretividades de pressão acústica e, de modo a se ter predições precisas, esses efeitos devem ser incluídos na equação de FW-H.

Figura 4.60: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,1$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.

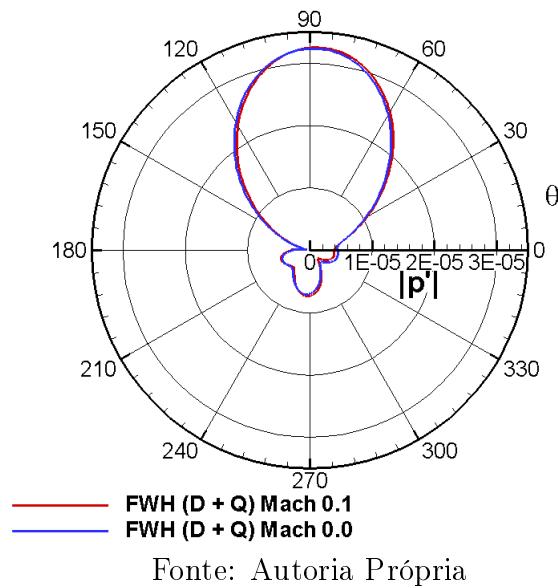


Figura 4.61: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.

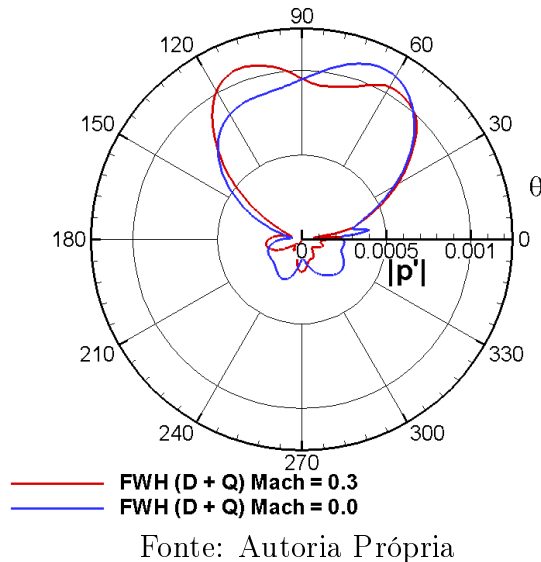


Figura 4.62: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.

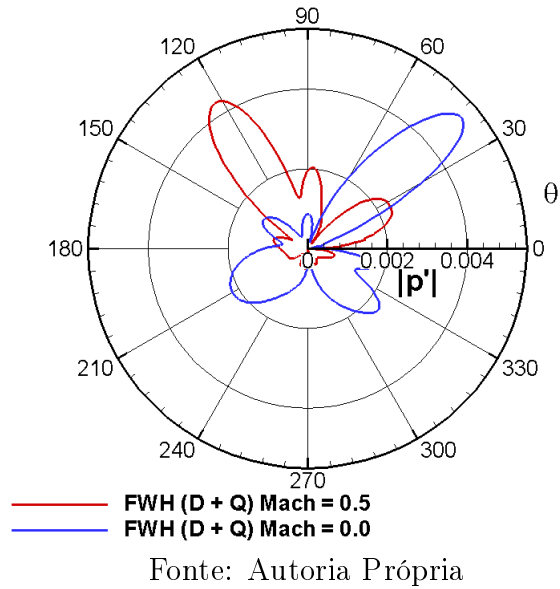


Figura 4.63: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,1$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.

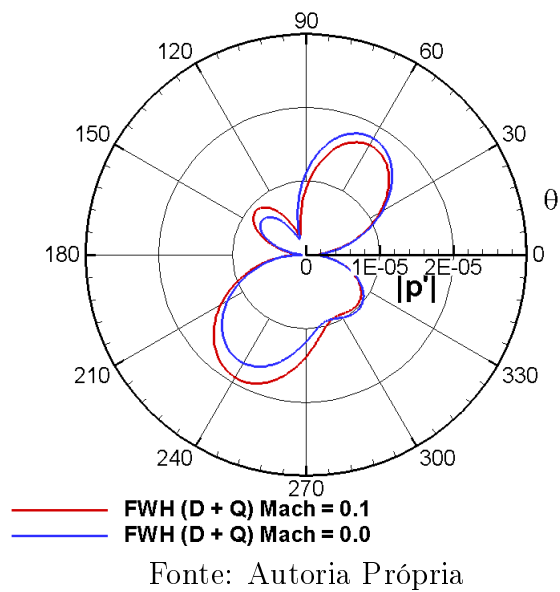


Figura 4.64: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,3$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.

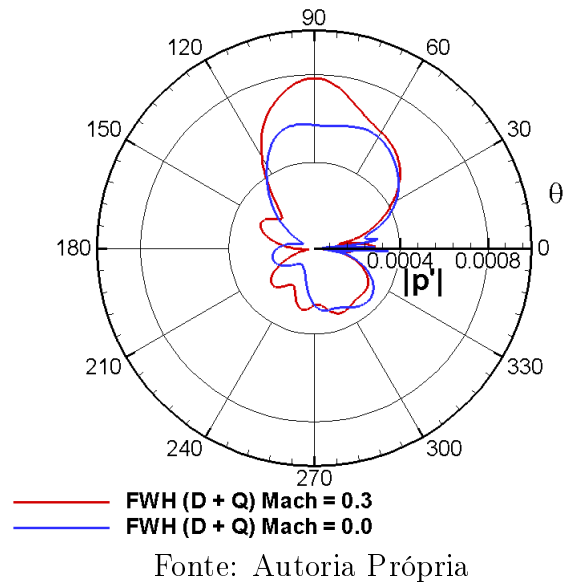
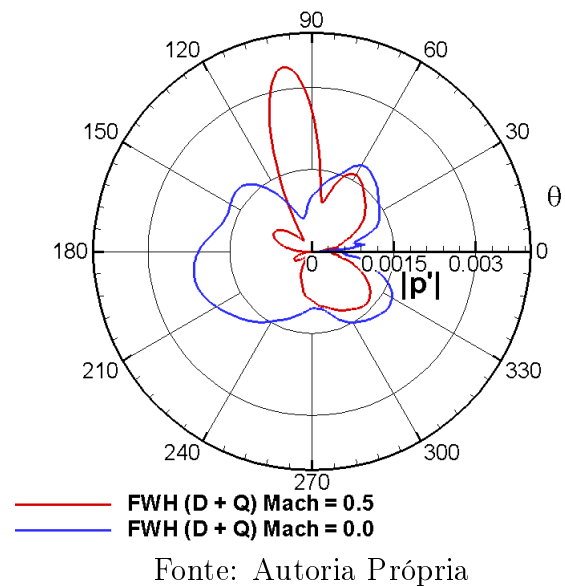


Figura 4.65: Efeitos de convecção do escoamento médio na predição acústica utilizando FW-H; Para a frequência da esteira de vórtices do cilindro a $M_\infty = 0,5$, com o cilindro posicionado a meia corda do aerofólio.



Capítulo 5

CONCLUSÕES

No presente trabalho apresentou-se as predições aeroacústicas de um problema modelo de ruído de *airframe*. Os esforços foram conduzidos de modo a avaliar os efeitos da interação da esteira de vórtices e camadas limite para ambos os campos, acústico e fluido dinâmico. Por isso, simulações de escoamentos laminares não estacionários foram realizadas para uma configuração bidimensional, composta de um cilindro posicionado acima de uma aerofólio NACA 0012 com 5° de ângulo de incidência. Tais cálculos incluíram tanto a geração de ruído como a sua subsequente propagação para regiões distantes das fontes. Para todos os testes realizados, o número de Reynolds baseado na corda do aerofólio foi fixado em $Re_c = 5000$ e o número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro foi $Re_D = 200$.

Realizou-se uma avaliação dos efeitos da posição do cilindro e do número de Mach na radiação sonora, para $M_\infty = 0, 1, 0, 3$ e $0, 5$. A investigação das fontes de ruído para as frequências da esteira de vórtices do aerofólio e do cilindro foram também apresentadas utilizando uma metodologia híbrida, que consiste de cálculos diretos para a região próxima às fontes, e a equação de Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) como formulação de analogia acústica. De modo a verificar as soluções numéricas, os resultados de predição acústica obtidos pelo cálculo direto (DNC) são comparados com aqueles calculados pela equação de FW-H, e uma grande concordância entre os resultados foi observada.

Os resultados indicam que, quando a frequência da esteira de vórtices do cilindro é o mecanismo dominante da geração de ruído, intensa interferência dipolar ocorre para todas as configurações analisadas. Quando o cilindro é posicionado a meia corda do aerofólio, o fenômeno de reflexão acústica ao longo da superfície do aerofólio e a interferência dipolar é predominantemente acima do mesmo, aumentando a radiação sonora na região do extradorso. Abaixo do aerofólio, as fontes dipolo estão fora de fase e a radiação sonora é reduzida nessa direção. Quando o cilindro é posicionado acima do bordo de fuga do aerofólio, a interferência dipolar apresenta um padrão mais complexo, com os efeitos de difração e reflexão combinados.

As contribuições separadas dos termos que compõem as fontes quadrupolo foram anali-

sados. Mesmo para os escoamentos com número de Reynolds baixos analisados, verificou-se que as tensões de Reynolds são as fontes quadrupolo de ruído dominantes e os efeitos viscosos bem como as flutuações de entropia podem ser desprezados, ou seja, não agregam contribuição relevante ao ruído total.

Uma comparação das amplitudes de pressão mostra que, para um número de Mach fixo, as fontes quadrupolo radiam níveis de ruído maiores para frequências da esteira de vórtices maiores. Uma comparação similar em termos de números de Mach demonstrou que quanto maior a velocidade do escoamento, maior o nível de ruído quadrupolo. Verificou-se ainda que, enquanto as fontes quadrupolo podem ser desprezadas na predição de ruído pela equação de FW-H para escoamentos a $M_\infty = 0,1$, os quadrupolos devem ser incluídos para as predições acústicas a $M_\infty = 0,3$ e $M_\infty = 0,5$ para ambas as frequências: baixas e altas.

Para números de Mach baixos, o efeito de convecção do escoamento não interfere na radiação de ruído total. No entanto, para $M_\infty = 0,3$ e $M_\infty = 0,5$, os efeitos de convecção modificam consideravelmente as diretividades de pressão sonora e uma predição precisa requer a inclusão desses efeitos na equação de FW-H.

Para escoamentos com números de Mach moderados, na frequência da esteira de vórtices do cilindro, as fontes dipolo estão relacionadas a ambos os efeitos de reflexão e difração, que ocorrem ao longo da superfície do aerofólio e no bordo de fuga, respectivamente. Já as fontes do tipo quadrupolo estão mais especificamente relacionadas ao efeito de difração, no bordo de fuga do aerofólio.

Finalmente, observou-se uma concordância satisfatória entre os resultados obtidos por DNC e aqueles obtidos pela analogia acústica de FW-H para todos os casos analisados. No entanto, pequenas diferenças podem ser notadas nas diretividades de pressão acústica, na comparação entre os dois métodos utilizados, DNC e FW-H, especialmente para $M_\infty = 0,5$. Essas diferenças podem ter sido causadas pelos efeitos da não uniformidade do escoamento na radiação sonora. Enquanto DNC inclui esses efeitos no cálculo, a presente implementação da equação de FW-H assume a radiação na presença de um escoamento médio uniforme. Este tópico deve ser investigado em pesquisas futuras.

5.1 Trabalhos Futuros

Dentro do contexto no qual o presente trabalho está contido, pode ser feita também a mesma análise com uma base abaixo das geometrias, simulando a presença do solo, podendo assim perceber como o efeito solo pode contribuir para a geração do ruído total.

Uma análise posicionando o cilindro à frente do aerofólio também é importante para entender como o a geração do ruído é modificada quando o escoamento já chega perturbado no bordo de ataque do aerofólio, simulando então a aeroacústica de um sistema rotatório.

Referências Bibliográficas

BEAM, R. M., e WARMING, R. F., "An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 16, pp. 393-402, 1978.

BHASKARAN, R., Large Eddy Simulation of High Pressure Turbine Cascade, PhD Thesis, Stanford University, 2010. Equations," AIAA Journal, Vol. 16, pp. 393-402, 1978.

CASPER, J.H., LOCKARD, D.P. e KHORRAMI, M.R., and Streett, C.L., "Investigation of Volumetric Sources in Airframe Noise Simulations." Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2805, 2004.

COSTA, L. T., e RIBEIRO, M. C., "Computer simulations of dynamical properties of fluids: atomistic-continuum hybrid methods" Quím. Nova vol.33 no.4 São Paulo, 2010.

CURLE, N., "The Influence of Solid Boundaries Upon Aerodynamic Sound," Proceedings of the Royal Society A, Vol. 231, pp. 505-514, 1955.

DOBRZYNSKI, W., "Almost 40 years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve," Journal of Aircraft, Vol. 47, pp. 353-367, 2010.

DOWLING, A. P., e FLOWCS WILLIAMS, J. E., "Sound and Sources of Sound," Horwood Publishing, Westergate, 1989.

FARASSAT, F., e CASPER, J. H., "Towards an Airframe Noise Prediction Methodology: Survey of Current Approaches," Proceedings of the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2006-0210, pp. 1-12, 2006.

FLOWCS WILLIAMS, J. E., e HAWKINGS, D. L., "Sound Generation by Turbulence and Surface in Arbitrary Motion," Philosophical Transaction of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 264, pp. 21-342, 1969.

FLOWCS WILLIAMS, J. E., e HALL, L. H., "Aerodynamic Sound Generation by Turbulent Flow in the Vicinity of a Scattering Half Plane," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 40, pp. 657-670, 1970.

LELE, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-Like Resolution," Journal of Computational Physics, Vol. 103, pp. 16-42, 1992.

- LIGHTHILL, M. J., "On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory," *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 211, pp. 564-587, 1952.
- LILLEY, G. M., "The Prediction of Airframe Noise and Comparison with Experiment," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 239, pp. 849-859, 2001.
- LOCKARD, D. P., "An Efficient, Two-Dimensional Implementation of the Ffowcs Williams and Hawkings Equation," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 229, pp. 879-911, 2000.
- LOCKARD, D.P., "A Comparison of Ffowcs Williams-Hawkings Solvers for Airframe Noise Applications", *Proceedings of the 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2002.
- LOMAX, H., PULLIAM, H. T. e ZINGG, D. W., "Fundamentals of Computational Fluid Dynamics", 1999.
- LYRINTZIS, A. S., "Surface Integral Methods in Computational Aeroacoustics - From the (CFD) Near-field to the (Acoustic) Far-field," *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 2, pp. 95-128, 2003
- NAGARAJAN, S., LELE, S. K., e FERZINGER, J. H., "A Robust High-Order Method for Large Eddy Simulation," *Journal of Computational Physics*, Vol. 191, pp. 392-419, 2003.
- NAGARAJAN, S., *Leading Edge Effects in Bypass Transition*, PhD Thesis, Stanford University, 2004.
- SPALART, P.R., SHUR, M.L., STRELETS, M.K., e TRAVIN, A.K., "Towards Noise Prediction for Rudimentary Landing Gear," *Proceeding of the IUTAM Symposium on Computational Aeroacoustics for Aircraft Noise Prediction*, *Procedia Engineering* 6, pp. 283-292, 2010
- WAGNER, C. A., HUTTL, T., e SAGAUT, P., "Large-Eddy Simulation for Acoustics," *Cambridge University Press*, 2007.
- WOLF, W. R., AZEVEDO, J. L. F., LELE, S. K., "Convective Effects and the Role of Quadrupole Sources for Aerofoil Aeroacoustics," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 708, pp. 502-538, 2012.
- WOLF, W. R., e LELE, S. K., "Acoustic Analogy Formulations Accelerated by Fast Multipole Method for Two-Dimensional Aeroacoustic Problems," *AIAA Journal*, Vol. 48, pp. 2274-2285, 2010.

WOLF, W. R., e LELE, S. K., "Aeroacoustic Integrals Accelerated by Fast Multipole Method," AIAA Journal, Vol. 49, 2011.

WRAY, A., Very Low Storage Time Advancement Schemes, NASA Technical Report, NASA, 1986.