

ALEXANDRE D'AGOSTINI NETO

Estudo de Vibrações Induzidas pelo Escoamento em Pré-
Distribuidores de Turbinas Hidráulicas Usando CFD

São Paulo
2007

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO ESCOLA POLITÉCNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

Estudo de Vibrações Induzidas pelo Escoamento em Pré-Distribuidores de
Turbinas Hidráulicas Usando CFD

Trabalho de Formatura apresentado à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Graduação em Engenharia

Alexandre D`Agostini Neto

Orientador: Prof. Dr. Fábio Saltara

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica

São Paulo
2007

FICHA CATALOGRÁFICA

D'Agostini Neto, Alexandre

Estudo de vibrações induzidas pelo escoamento em pré-distribuidores de turbinas hidráulicas usando CFD / A. D'Agostini Neto. – São Paulo, 2007.

117 p.

Trabalho de Formatura - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.Vibrações 2.Turbinas hidráulicas I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II.t.

Dedico a todos que participaram do presente trabalho direta ou indiretamente, aos meus professores, aos meus amigos e à minha família

AGRADECIMENTOS

Ao meu caro orientador Prof. Dr. Fábio Saltara, que contribuiu com inúmeras sugestões que foram fundamentais para a solução dos diversos problemas que surgiram ao longo do trabalho e pelo incentivo durante boa parte da graduação,

Aos caros colegas (na realidade, amigos) que disponibilizaram parte de seu tempo para discussão de resultados e para acompanhamento do presente trabalho,

Aos meus familiares e amigos pela paciência e pelo agradável convívio durante todo este período de graduação e por todos os instantes difíceis que acabaram por tornar mais fáceis.

Scientists study the world as it is;
engineers create the world that never
has been (Theodore von Kármán)

RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo determinar os principais fatores de influência das vibrações induzidas por escoamento em travessas de pré-distribuidores de turbinas hidráulicas. Simulações numéricas utilizando CFD (método dos volumes finitos) com malha dinâmica foram realizadas de forma a determinar de que maneira variáveis como perfil do bordo de fuga, velocidade do escoamento e rigidez estrutural interferem na amplitude de vibração, na frequência de emissão de vórtices e na energia transferida do escoamento para a estrutura.

Um estudo preliminar mostra também como o domínio computacional, a geometria dos elementos da malha e o modelo de turbulência interferem na frequência de emissão de vórtices, de maneira a determinar qual o modelo mais razoável para a presente aplicação.

ABSTRACT

The present work has as main objectives determine the principal influence factors of flow-induced vibrations in stay-vanes of hydraulic turbines. Numerical simulations using CFD (Finite Volume Method) with dynamic meshes were performed in order to determinate the main influence of parameters, like trailing edge geometry (thickness and hydraulic profile), flow speed and structural stiffness in the vortex shedding frequency and amplitude, in the displacement amplitude and in the energy transferred from the flow to the structure.

Some preliminary simulations show also the influence of the computational domain, the elements geometry, the total number of elements and its distribution on the domain, the time-step and the turbulence model in the vortex-shedding frequency, with the main objective determine an adequate model for the present application.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Vista Inferior da turbina Francis da Usina de Capivara	19
Figura 2 - Vista Lateral de Rotor Pelton	20
Figura 3 – Montagem do Rotor Kaplan do AHE Peixe Angical.....	21
Figura 4 - Vista em cortes da Usina 3 Gagantas (Extraído de [13])	22
Figura 5 - Vista em corte da Usina Yacyretá (Extraído de [13])	22
Figura 6 – A Usina de Little Long, no Canadá.....	24
Figura 7 - Trincas em Little Long (Extraído de [16])	25
Figura 8 – Modificação do perfil do bordo de fuga (Extraído de [16]).....	25
Figura 9 – Vista em corte de unidade geradora de Nkula Falls (Extraído de [11])	26
Figura 10 – Velocidade de vibracional medida nas tampas das unidades 1, 3 e 5. (Extraído de [11]).....	26
Figura 11 – Variação de frequência de excitação com parâmetros de funcionamento da máquina para as unidades 1 e 5 (Extraído de [11])	27
Figura 12 – Perfil modificado da unidade 5 (Extraído de [11])	28
Figura 13 – Novos resultados para o perfil da unidade 5 (Extraído de [11])	28
Figura 14 - Primeira modificação do perfil do bordo de fuga das travessas do grupo 16-23 (Extraída de [20])	32
Figura 15 - Variações no perfil de UHE Capivara (Extraída de [20]).....	32
Figura 16 – Série temporal das travessas do grupo 3 (Extraída de [20])	33
Figura 17 - Comparação entre sinais obtidos antes e depois da última intervenção (Extraída de [20]).....	34
Figura 18 – Primeiro modo de vibrar para travessas da Usina Capivara (Extraído de [13])	35
Figura 19 – Travessas da Unidade 03 de UHE Capivara com palhetas distribuidor fechadas ao fundo.....	36
Figura 20 –Separação da camada limite em um cilindro circular (Batchelor,1990, extraída de [25])	37

Figura 21 - Gradiente de pressão desfavorável desacelera o escoamento a jusante do cilindro, podendo-se observar a inversão da componente horizontal do vetor velocidade após o ponto de separação.....	38
Figura 22 - Esquema do processo de geração e desprendimento de vórtices segundo Gerrard (1966).....	40
Figura 23 - Esteiras formadas por placas planas com bordo espesso (extraída [7])	42
Figura 24 - Formação da esteira em fólios para o caso de alto e baixo número de Reynolds (extraída e adaptada de [7])	43
Figura 25 – Modelo para equacionamento de vibração transversal ao escoamento	45
Figura 26 – “Griffin Plot”mostrando o valor de pico de A^* em função de S_g (Extraído de Khalak (1999))	50
Figura 27 – Resposta em frequência para cilindros oscilando para diferentes parâmetros de massa m^* (Extraído de Khalak (1999))	51
Figura 28 - Amplitude de vibração do cilindro como função da velocidade reduzida para cilindro submetido a uma corrente com uma dada velocidade fixa (Extraída de Saltara (1999))	52
Figura 29 – Respostas de Amplitude (A^*) e Frequência(f^*) em função da Velocidade Reduzida (U^*). Neste caso, com baixo parâmetro massa-amortecimento ($m^*\xi$), os três ramos de resposta podem ser visualizados. (Extraída de Govardhan (2000)).....	53
Figura 30 - Distribuição da grandeza ϕ nas proximidades de uma fonte, para diferentes números de Peclet (Versteeg & Malalasekera(1995)).....	58
Figura 31 – Volume de controle uni-dimensional (Fluent 6.1 User`s Guide, 2003)	59
Figura 32 – Sistema de coordenadas para corpo rígido (Extraído de Fluent 6.1 User`s Guide, 2003).....	66
Figura 33 – Amplitudes em função de velocidade reduzida para malha elástica e malha rígida para cilindro livre para oscilar com baixo com baixo parâmetro massa-amortecimento ($m^*\xi$) e $Re=200$ (Extraída de [9])	67

Figura 34 – Malha 1	73
Figura 35 - Variação de CI com o tempo de simulação para a Malha 1	74
Figura 36 – Contornos de Vorticidade para a Malha 1	74
Figura 37 – Contornos de Velocidade para a Malha 1	75
Figura 38 – Malha 2 com detalhe do bordo de fuga do perfil	76
Figura 39 - Variação de CI com o tempo de simulação.....	77
Figura 40 - Contornos de Velocidade para a Malha 2.....	77
Figura 41 – Contornos de Vorticidade para a Malha 2.....	78
Figura 42 - Variação de CI com o tempo de simulação para diferentes <i>time step</i>	79
Figura 43 – Malha 3	80
Figura 44 – Malha 4	81
Figura 45 – Estimativa de frequência de emissão de vórtices (Extraído de [13]).	82
Figura 46 – Variação da frequência de excitação com a velocidade do escoamento ao longe.....	83
Figura 47 – Malhas dos perfis 1 a 6 utilizadas para as simulações.....	86
Figura 48 – Malhas dos perfis 7 a 12 utilizadas para as simulações.....	87
Figura 49 – Perfis 1, 2 e 3 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita	89
Figura 50 – Perfis 4, 5 e 6 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita	90
Figura 51 – Perfis 7, 8 e 9 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita	91
Figura 52 – Perfis 10, 11 e 12 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita	92
Figura 53 – Perfil 6 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento.....	93
Figura 54 - Perfil 11 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento.....	93
Figura 55 – Perfil 8 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento.....	94

Figura 56 –Perfil 12 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento.....	94
Figura 57 – Perfil 7 – Campo de Vorticidade [1/s].....	95
Figura 58 – Perfil 13 – Campo de Vorticidade [1/s].....	96
Figura 59 – Perfil 1 – Detalhe do ponto de separação – Menor espessura de separação.....	97
Figura 60 – Perfil 1 – Campo de Vorticidade [1/s].....	97
Figura 61 - Perfil 2 – Campo de Vorticidade [1/s].....	98
Figura 62 – Amplitude de Vibração em função da Velocidade Reduzida (V_r) para o perfil 1	103
Figura 63 – Variação da frequência de emissão com a velocidade reduzida para $m^*=0.72$	104
Figura 64 – Energia transferida do escoamento para a estrutura em função da Velocidade Reduzida	105
Figura 65 – Amplitude de vibração para todos os 12 perfis simulados com rigidez estrutural equivalente à do perfil 1 com $V_r=4.25$	106
Figura 66 – Energia transferida do escoamento para a estrutura para cada um dos casos simulados.....	107
Figura 67 – Amplitude de vibração para os perfis com frequência natural no ar igual à frequência de emissão estática	108
Figura 68 – Varredura da faixa de velocidades reduzidas de ressonância para os perfis com emissão de vórtices	109
Figura 69 – Curva resumo das amplitudes de pico das travessas em ressonância com emissão	110

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Resumo de trincas em travessas (Extraído de [13]).....	30
Tabela 2 – Freqüências naturais obtidas para as travessas de Capivara (Extraído de [13])	34
Tabela 3 — Resumo dos casos simulados.....	81
Tabela 4 - Identificação do bordo de fuga do perfil, de sua espessura e da respectiva freqüência de emissão	85

SUMÁRIO

RESUMO.....	7
ABSTRACT	8
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	9
LISTA DE TABELAS	13
1. INTRODUÇÃO	16
1.1. BREVE HISTÓRICO SOBRE MÁQUINAS HIDRÁULICAS	16
1.2. DESCRITIVO DE TURBINAS HIDRÁULICAS E COMPONENTES.....	21
1.3. BREVE HISTÓRICO DE TRINCAS EM TRAVESSAS.....	24
2. VÓRTICES E VIBRAÇÕES INDUZIDAS POR ESCOAMENTO	37
2.1. O FENÔMENO DE EMISSÃO DE VÓRTICES	37
2.2. EMISSÕES DE VÓRTICES E VIBRAÇÕES EM CORPOS AFILADOS	41
2.3. MODELO DINÂMICO PARA VIBRAÇÕES EM TRAVESSAS	44
2.4. PRINCIPAIS OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS SOBRE VIBRAÇÕES INDUZIDAS PELO ESCOAMENTO	47
2.5. ENERGIA TRANSFERIDA DO ESCOAMENTO PARA UM CORPO OSCILANDO.....	54
3. O MÉTODO DE VOLUMES FINITOS	55
3.1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	55
3.2. MALHAS DINÂMICAS	62
3.2.1. Smoothing.....	64
3.2.2. Remeshing	64
3.2.3. Cinemática de corpo rígido aplicada a malhas dinamicas rígidas.....	65
4. TURBULÊNCIA E MODELOS DE TURBULÊNCIA	68
4.1. O MODELO $k-\varepsilon$	69
4.2. O MODELO $k-\omega$	70
5. METODOLOGIA E RESULTADOS.....	72
5.1. ESTUDOS DOS MODELOS PARA CÁLCULOS.....	72
5.1.1. Variação da Geometria do Domínio.....	72
5.1.2. Variação do Intervalo de Tempo de Simulação	78
5.1.3. Variação do Modelo de Turbulência.....	79

5.1.4.	Varição do Número de Elementos da Malha.....	79
5.1.5.	Varição da Velocidade de Escoamento	82
5.2.	VARIAÇÃO DA GEOMETRIA DO BORDO DE FUGA	83
5.3.	SIMULAÇÕES COM MODELO DINÂMICO	99
5.3.1.	PERFIL 1 – VARIAÇÃO DE VELOCIDADE REDUZIDA (V_r).....	103
5.3.2.	COMPARAÇÃO – VARIAÇÃO DO PERFIL.....	105
5.3.3.	COMPARAÇÃO – RESSONÂNCIA EM ÁGUA.....	108
6.	CONCLUSÃO	110
7.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	112
8.	ANEXO A – Código Fonte da UDF	115

1. INTRODUÇÃO

O problema de vibrações induzidas por escoamento em travessas de pré-distribuidores vem sendo discutido em literatura há mais de 40 anos, tendo sido publicado em Julho de 1965 o primeiro trabalho a respeito da ocorrência das mesmas. Desde então, uma série de estudos a respeito do assunto surgiram em congressos e periódicos, reportando diversas ocorrências de trincas e vibrações não só em travessas, mas também em pás de turbinas causadas por emissões de vórtices a partir do bordo de fuga. Diversos estudos foram realizados mostrando como tais vibrações se comportam alterando-se as variáveis características do problema (perfil do bordo de fuga de pás e travessas, alteração da rigidez estrutural, etc). No entanto, apesar de razoavelmente compreendidas, pode-se afirmar que vibrações induzidas por escoamento nas estruturas mencionadas ainda são um problema recente, com exemplos recentes de falhas ocasionadas pelas mesmas. O caso mais recente, que será mencionado em mais detalhes ao longo do texto, é o da Usina Hidrelétrica Capivara, localizada no Rio Paranapanema, onde as travessas foram instrumentadas e as vibrações foram monitoradas antes e após a execução de reparos nas mesmas, demonstrando a eficácia do método de reparo utilizado.

O presente trabalho visa, a partir de simulações de um sistema fluído-estrutura utilizando um código CFD por volumes finitos e um modelo dinâmico para as travessas, determinar como as variáveis características do problema podem influenciar na amplitude, frequência de vibração e energia transferida do escoamento para a estrutura.

1.1. BREVE HISTÓRICO SOBRE MÁQUINAS HIDRÁULICAS

Desde o início da civilização, o homem se defrontou com, basicamente, dois problemas em sua luta pela sobrevivência: o de deslocar a água ou outro líquido de um local a outro, e o de utilizar a energia da água para acionar dispositivos mecânicos, cuja capacidade de realização de trabalho pudesse superar qualquer

conjugação de esforços humanos imaginável. Vitruvio, um século antes de Cristo, projetou e instalou diversas rodas d'água para o acionamento de mecanismos primitivos [22]. Com o passar do tempo, estas passaram a ser utilizadas para atender às exigências de pequenas oficinas e moinhos. A partir de 1882, com o progresso tecnológico e científico, a realização de tal trabalho foi aplicada à geração de energia elétrica. O aproveitamento da energia hidráulica com o objetivo de transformá-la em trabalho mecânico é a finalidade das máquinas motrizes hidráulicas.

O deslocamento da água para irrigação realizou-se sempre que possível por meio de canais, valas e valetas. Para uso doméstico, artesanal e industrial, empregaram-se encanamentos cuja natureza variou desde as formas primitivas com bambu até as formas dos materiais modernos que conhecemos. No entanto, as condições topográficas nem sempre se apresentaram favoráveis ao escoamento da água por gravidade. Daí a necessidade de se recorrer a meios para deslocá-la até o ponto onde deva ser utilizada.

As turbinas hidráulicas, por si só, têm uma longa e variada história. Turbinas hidráulicas modernas são derivadas das primitivas rodas d'água. Tiveram boa parte de seu desenvolvimento na França, que, diferentemente da Inglaterra, não possuía grandes reservas de carvão que detonaram a Revolução Industrial no século 18. Hoje em dia, na França, o termo *houille blanche* é usado para designar a potência hidráulica que, literalmente, significa “carvão branco”.

Em 1826 [4], a *Société d'Encouragement pour l'Industrie Nationale* ofereceu um prêmio de 6000 Francos para quem conseguisse de maneira satisfatória implementar em larga escala em fazendas e fábricas turbinas hidráulicas com pás curvas de Belidor. As rodas d'água descritas pelo engenheiro militar hidráulico Belidor partiram de uma forma construtiva que se baseava em um eixo vertical de rotação. Além disso, as rodas estavam enclausuradas em uma longa câmara cilíndrica de 1 metro de diâmetro. Grandes quantidades de água alimentavam a câmara por um duto tangente à mesma, e entravam nesta com uma considerável velocidade rotacional. Essa velocidade somada à própria força peso da água

representava a força motriz do conjunto. A eficiência medida era da ordem de 15 a 20%.

Engenheiros, como John Smeaton (1724-1792) da Inglaterra e o engenheiro J.V. Poncelet (1788-1867), da França, viabilizaram a clássica roda d'água com eixo horizontal, com eficiência na ordem de 60 a 70%. O grande matemático suíço Leonhard Euler (1707-1783), investigou a teoria de operação destes componentes. Já o teórico Burdin introduziu o nome turbina na terminologia da engenharia, e contribuiu muito para o entendimento do projeto de turbinas e performance. Seus trabalhos levaram aos principais requerimentos para a entrada e saída da água de modo a ter a menor quantidade possível de perdas. Um estudante de Burdin, Benoit Fourneyron (1802-1867), foi responsável por desenvolver turbinas de alta velocidade com eficiência da ordem de 80%. No entanto, tinham baixa flexibilidade, apresentando boa eficiência em uma estreita faixa de operações. A turbina de Fourneyron era uma turbina centrífuga, de ação total da água em escoamento. Constava de um distribuidor fixo e de uma roda que ficava girando em um eixo vertical. As pás do distribuidor tinham por finalidade guiar a água de modo a permitir a penetração da mesma nos canais formados pelas pás da roda em uma direção adequada. Samuel B. Howd e Uriah A. Boyden focaram seu trabalho durante 1830 e 1840 num aperfeiçoamento da turbina de Fourneyron, e, James B. Francis (1815 – 1892) acabou por projetar o que seria o precursor da turbina Francis moderna. Nas turbinas Francis, o rotor se localiza internamente ao distribuidor, de modo que a água ao atravessar o rotor da turbina se aproxima constantemente do eixo. Devido a este fato, permitem o uso de um tubo para conduzir a água da saída do rotor até o reservatório inferior. Este tubo recebeu o nome de tubo de sucção, e sua função é manter a continuidade da massa líquida em escoamento durante toda a saída da mesma. Dessa maneira, é possível obter-se um aumento da queda hidráulica e, portanto, pode-se também aumentar a potência gerada pela turbina.

Ao mesmo tempo, os europeus focaram seu trabalho em máquinas de fluxo axial, com ângulo de incidência das pás regulável. Esses tipos de rotores ajustáveis geralmente usam mecanismos desenvolvidos por Viktor Kaplan.

Assim como as turbinas de Belidor levaram às modernas turbinas Francis e Kaplan (reação), as clássicas rodas d'água horizontais evoluíram para as modernas turbinas a ação. Em 1826, Poncelet, lançou algumas idéias para turbinas a ação mais eficientes. Um grupo de engenheiros da Califórnia desenvolveu esas idéias. Um desses engenheiros, Lester A. Pelton, teve seu nome atribuído a um determinado tipo de turbina. Esta turbina consiste em um ou mais jatos de água atingindo diretamente conchas devidamente conformadas que defletem o jato e geram, portanto, torque para girar a máquina. Os três principais tipos de turbina seguem representados nas figuras 1, 2 e 3.



Figura 1 – Vista Inferior da turbina Francis da Usina de Capivara



Figura 2 - Vista Lateral de Rotor Pelton

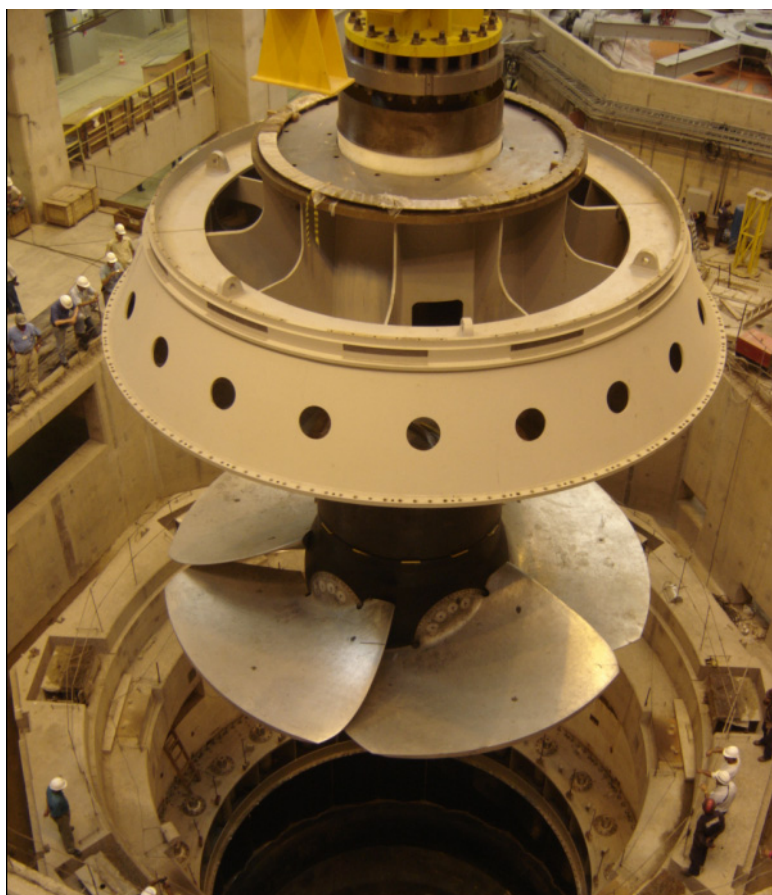


Figura 3 – Montagem do Rotor Kaplan do AHE Peixe Angical

1.2. DESCRITIVO DE TURBINAS HIDRÁULICAS E COMPONENTES

Em uma visão bastante simplista, podemos descrever o funcionamento de um hidrogerador da seguinte maneira: a água em um reservatório localizado em uma determinada cota é conduzida até a entrada de um conduto em forma de caracol (caixa espiral), localizado em uma cota inferior, através de condutos forçados. A energia total do escoamento (na forma de pressão + energia cinética) é transferida para energia mecânica através do rotor da turbina. Tal energia é transmitida através de um eixo para o gerador, onde a mesma será transformada em energia elétrica.

As Figura 4 e Figura 5 mostram em corte duas máquinas completas. A primeira delas é da Usina de Três Gargantas, na China, e a segunda é a Usina Yacyretá, na Argentina, que possui turbina do tipo Kaplan. Através delas, pode-se visualizar os componentes comuns característicos das formas construtivas apresentadas.

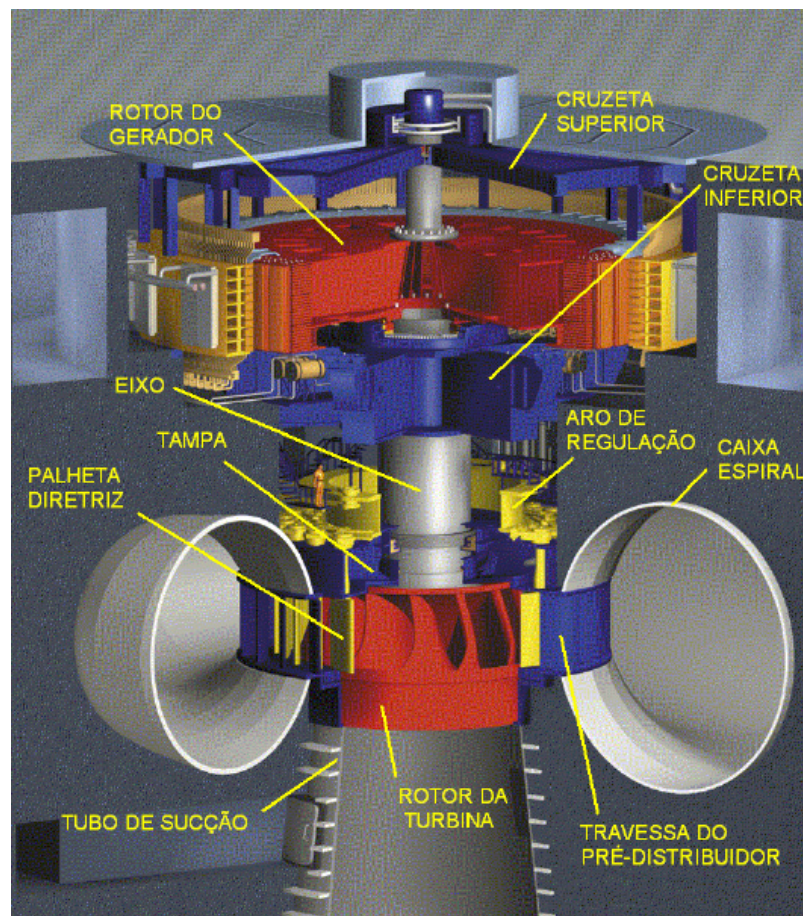


Figura 4 - Vista em cortes da Usina 3 Gargantas (Extraído de [13])

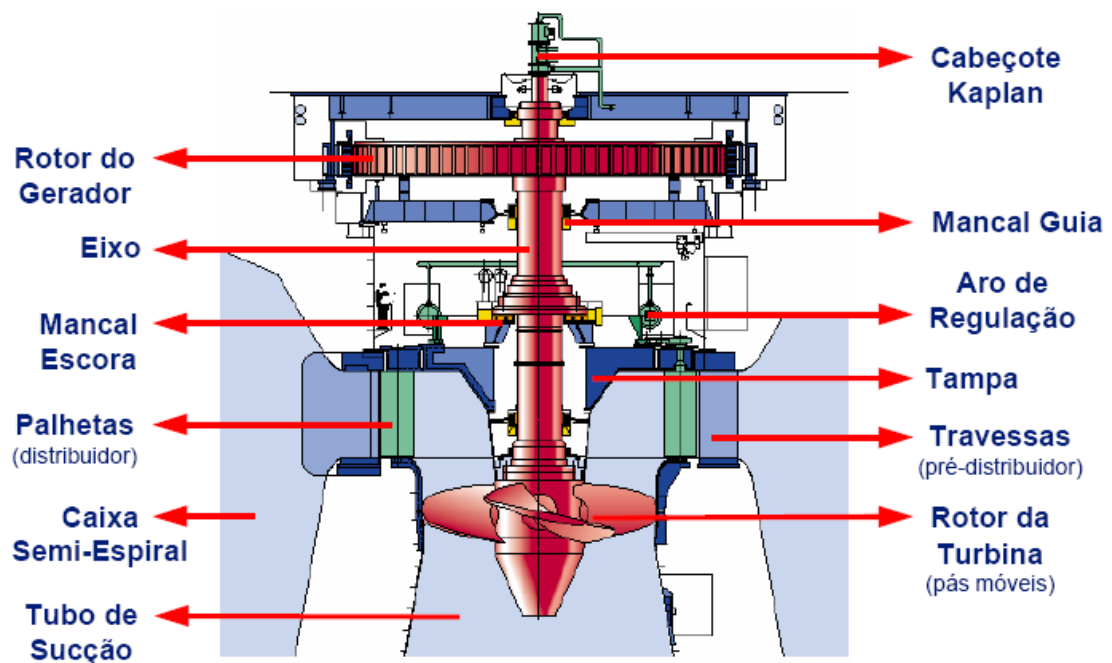


Figura 5 - Vista em corte da Usina Yacyretá (Extraído de [13])

Alguns componentes devem ser melhor explicados. A caixa espiral é um elemento importante da turbina hidráulica, sendo conformada ao redor do rotor da turbina de tal forma que proporcione uma distribuição regular da água para o interior do mesmo com uma perda mínima de pressão. Além disso, para o caso das máquinas radiais, ela também transforma parte da energia potencial do fluido em energia cinética [3], além de direcionar o escoamento para o centro da máquina.

Ao passar pela caixa espiral, a água encontra as travessas do pré-distribuidor, que pré-direcionam a água para a direção correta de entrada, e transmitem esforços da turbina para o concreto. Do pré-distribuidor, a água segue para o distribuidor, dotado de palhetas diretrizes, que têm seu ângulo de abertura controlado por servo-motores hidráulicos através de um mecanismo de bielas e de um aro de regulação. A abertura do distribuidor é diretamente responsável por controlar a vazão da máquina. Assim, no caso de demanda de uma menor quantidade de energia, diminui-se a vazão da mesma, e não se altera a sua rotação. O projeto das palhetas, ou pás diretrizes de um distribuidor obedece algumas considerações teóricas e de indicações práticas. A condição teórica mais importante a atender é de direcionar o escoamento de modo a este incidir na pá do rotor com um ângulo com a direção circunferencial constante em todos os pontos de entrada situados em uma circunferência contida em um mesmo plano normal ao eixo de rotação. Já quanto ao rotor da turbina, serão apenas focados apenas os mostrados nas Figuras 1 e 3: os do tipo Francis e Kaplan.

As turbinas Francis são do tipo de reação e ação total, visto que a água atua simultaneamente em todas as pás do rotor. As características de trabalho de uma turbina dependem da combinação de uma série de parâmetros funcionais. No caso de turbinas a reação, são eles: vazão volumétrica, queda, velocidade angular, potência de eixo e pressão de sucção.

As turbinas Kaplan são um tipo particular de turbinas axiais, onde se tem a variação do passo ou inclinação das pás. Devido a esta característica, permitem ampla variação de descarga e de potência sem apreciável variação do rendimento

total. A variação do ângulo das pás é dado por um mecanismo de bielas acionado hidraulicamente no interior do chamado cubo Kaplan.

1.3. BREVE HISTÓRICO DE TRINCAS EM TRAVESSAS

Um dos primeiros casos reportados de trincas em travessas de pré-distribuidores em uma turbina hidráulica foi descrito por Goldwag e Perry em Julho de 1965, na Usina Little Long, da companhia Ontario Hydro. [16]

A usina Little Long é situada a 500 milhas ao norte de Toronto e é uma das 4 localizadas no rio Mattagami, constituída de 2 unidades geradoras.

Imediatamente após o comissionamento da primeira unidade, foi reportado o que se chamou de um nível anormal de vibração e de ruído (que foi identificado na época como “bell-like noises”). Quando a segunda unidade entrou em operação, o mesmo fenômeno foi observado e reportado. Seis meses após o comissionamento, as unidades foram submetidas à inspeção detalhada indicando que as travessas do pré-distribuidor continham inúmeras trincas provenientes de fadiga. O diagnóstico final indicou que a principal causa era a vibração induzida por vórtices.

Devido à urgência do reparo, foi providenciada também a mudança do perfil das travessas de modo a eliminar a excitação por desprendimento de vórtices.

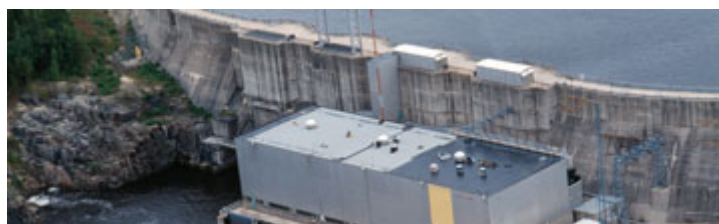


Figura 6 – A Usina de Little Long, no Canadá

Durante os testes realizados para a identificação dos problemas, foi encontrado que, para abertura do distribuidor acima de 50%, a frequência de excitação era da ordem de 38Hz. A inspeção visual detectou que 16 de 24 travessas estavam trincadas na unidade 1 e 20 de 24 na unidade 2. As trincas eram aproximadamente horizontais e surgiam nas extremidades superior e inferior das travessas.

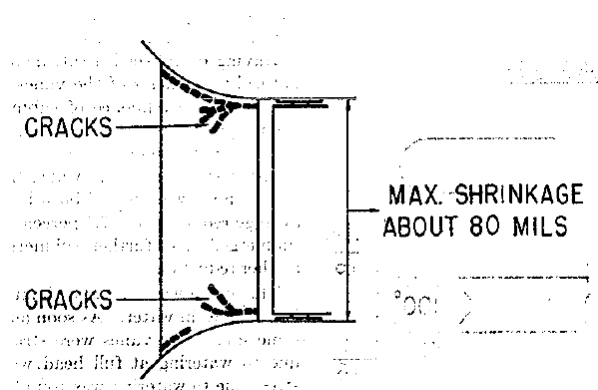


Figura 7 - Trincas em Little Long (Extraído de [16])

Além do reparo das trincas, uma mudança no perfil do bordo de fuga das travessas também foi executado, conforme mostrado na Figura 8, de maneira a alterar a frequência de emissão de vórtices.

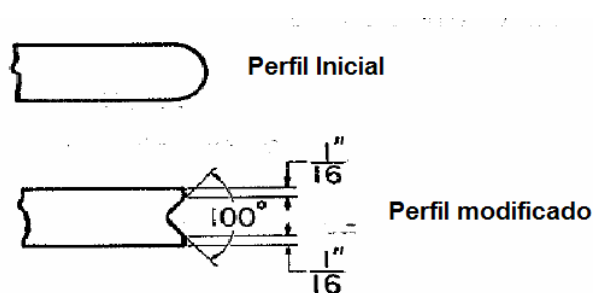


Figura 8 – Modificação do perfil do bordo de fuga (Extraído de [16])

Após o retorno das unidades à operação normal, as mesmas foram constantemente examinadas de maneira a avaliar o progresso da nucleação e propagação de trincas. Foi observado que o reparo foi satisfatório e que o número de trincas parou de crescer para o presente caso.

Outro exemplo bastante conhecido de vibrações em travessas é o caso de Nkula Falls. As vibrações em tal usina surgiram para a unidade 5. Os ensaios em campo em todas as unidades para investigar as razões de vibrações mostraram que as unidades 1-4 tinham uma tendência de vibrar somente para casos de vazões acima das nominais, onde até então não haviam sido operadas. Ao mesmo tempo, para a unidade 5, as vibrações ocorriam na faixa nominal de operação. As travessas da unidade 5 tinham perfis ligeiramente diferente das anteriores, o que

leva à conclusão de que a emissão de vórtices era a causa preponderante de excitação dinâmica das mesmas.

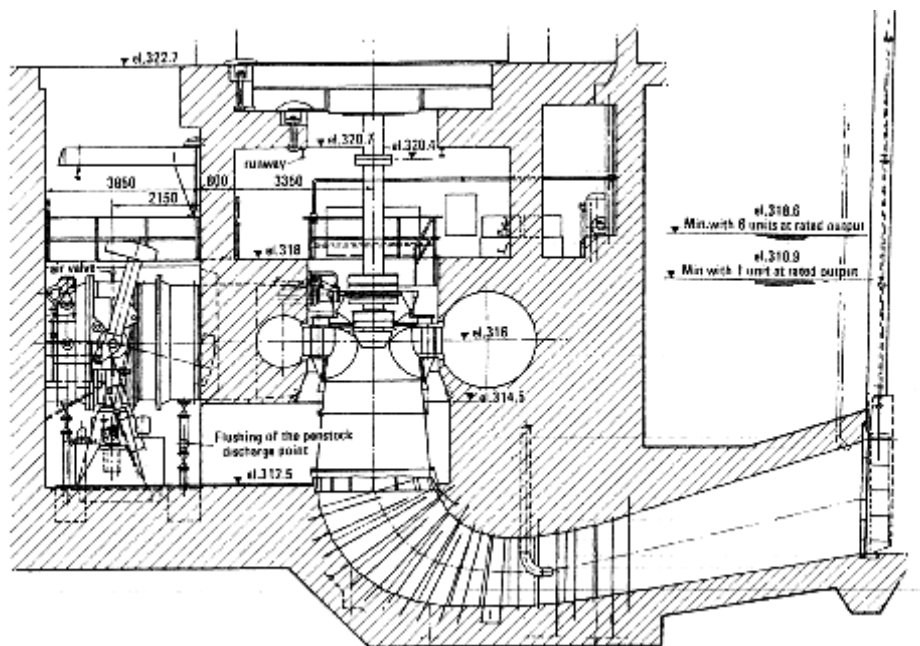


Figura 9 – Vista em corte de unidade geradora de Nkula Falls (Extraído de [11])

O projeto dos perfis de travessas seguiu conceitos que foram desenvolvidos com base em experiências prévias de vibrações de outras unidades. A geometria do perfil do bordo de fuga era chanfrada a 30° , mantendo sempre transições arredondadas. A Figura 10 mostra a velocidade de vibração das mesmas com a vazão.

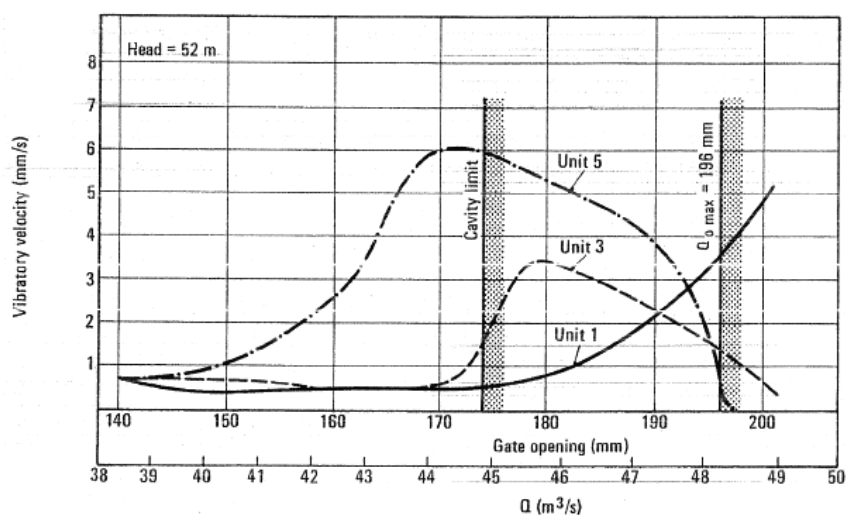


Figura 10 – Velocidade de vibracional medida nas tampas das unidades 1, 3 e 5. (Extraído de [11])

Já as curvas da Figura 11, mostram para os perfis das unidades 1 e 5 a variação da frequência de excitação com a vazão. Pode-se perceber que, para a primeira unidade a frequência de excitação fica abaixo da frequência natural de flexão da travessa. Já para o perfil da unidade 5, é comum a operação da máquina em regimes onde a frequência de excitação coincida com frequências naturais das mesmas, o que pode levar a grandes amplitudes de vibração.

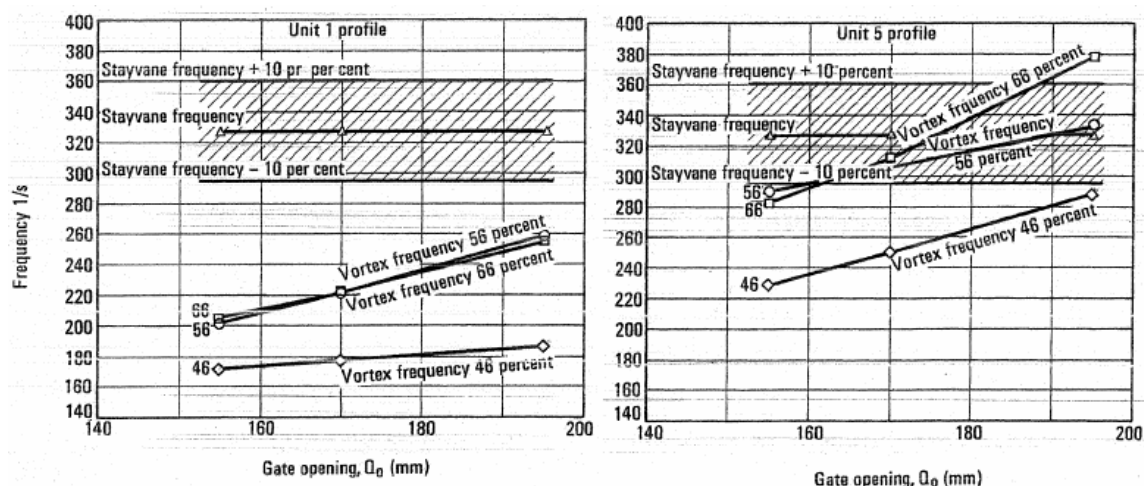


Figura 11 – Variação de frequência de excitação com parâmetros de funcionamento da máquina para as unidades 1 e 5 (Extraído de [11])

A solução para o problema foi obtida diminuindo-se a espessura do bordo de fuga efetuando-se um chanfro pelo lado de sucção do perfil. Variações no lado de pressão não causaram efeitos na frequência de emissão de vórtices. O perfil da figura a seguir mostrou-se o mais eficiente.

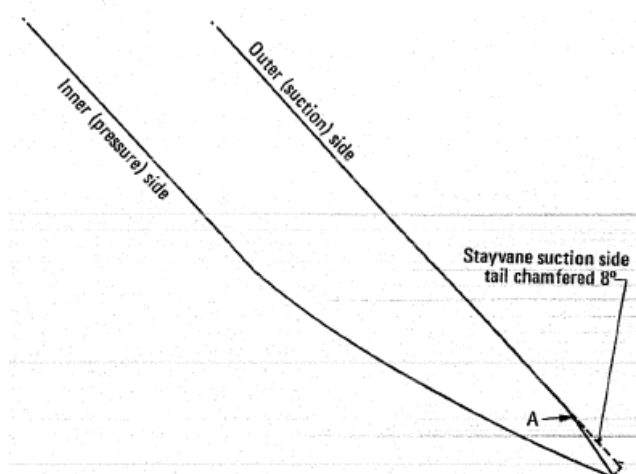


Figura 12 – Perfil modificado da unidade 5 (Extraído de [11])

O que se espera de um bordo de fuga pouco espesso é que a frequência de emissão de vórtices seja maior do que aquela de um bordo de fuga mais espesso. No entanto, para a Figura 12, o escoamento se separa no ponto A, criando uma dimensão efetiva maior do que o bordo de fuga em si. Temos, portanto, os novos resultados para o perfil modificado dados pela Figura 13:

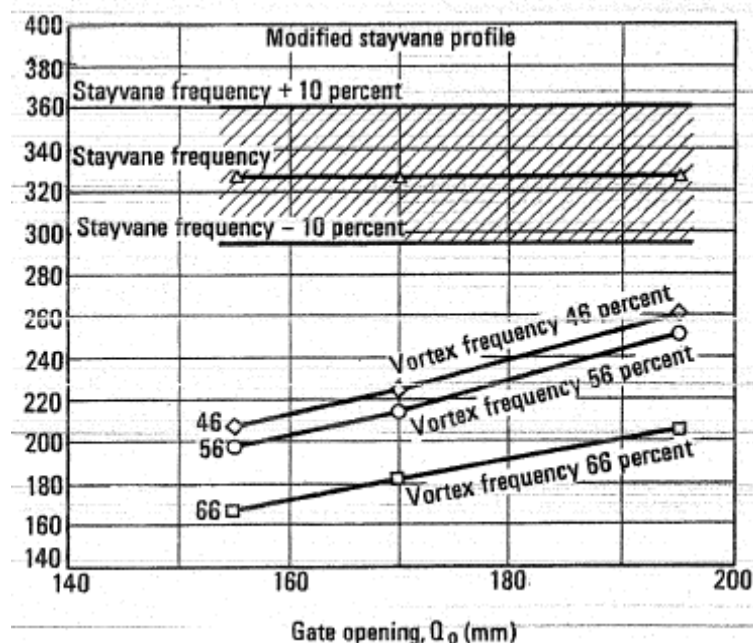











Figura 13 – Novos resultados para o perfil da unidade 5 (Extraído de [11])

















Desde que os primeiros casos foram relatados, investigações a respeito do fenômeno passaram a ser cada vez mais executadas e publicadas, tendo sido

reportados cerca de 20 casos adicionais desde que o trabalho sobre a usina Little Long foi publicado, todos eles com características semelhantes ao primeiro.

Por mais que se façam investigações sobre diferentes casos de trincas, as descrições dos fenômenos envolvidos são praticamente idênticas: níveis anormais de vibração em cargas parciais, mas não suficientes para uma investigação mais detalhada, ou vibrações excessivas que fazem com que períodos entre inspeções sejam reduzidos até a detecção de falhas que retiram a máquina de operação comercial. No entanto, na maioria dos casos, apenas a inspeção de 2000h de operação revelou trincas nas soldas e nas transições das travessas. As mesmas variam de intensidade e são normalmente atribuídas à fadiga. A Tabela 1 mostra de maneira resumida usinas que apresentaram falha e a maneira como o problema foi solucionado.

Tabela 1 – Resumo de trincas em travessas (Extraído de [13])

Nome da Usina País Tipo de Máquina	Ano em que as Trincas Foram Encontradas	Queda da Máquina [mca]	Potência Unitária [MW]	Tipo de Pré- Distribuidor	Frequência de vibração [Hz]	Perfil da Aresta de Saída Antes Depois	Tensões Dinâmicas Medidas Pico a Pico [MPa] Antes Depois	Observações	Ref.
Little Long Canadá Propeller	1963	27,4	62,6	Soldado. Espessura das travessas variando entre 38 e 70 mm.	38		--- ~ 8	Trincas encontradas nas travessas de espessura $\approx 57\text{ mm}$. Travessas de 38 mm de espessura vibravam em modo torsional, travessas afiladas vibravam em modo flexional.	[7]
Donje Suécia Kaplan	1967	33	30	Soldado com caixa espiral em aço. 3 tipos de travessas com frequências naturais no ar de 130, 140 e 155 Hz.	93	--- Clarinada em relação à original	--- 4	Foram realizadas 2 batidas de modificação da aresta de saída. Primeira alteração resultou em tensões de 10 MPa.	[8] [9]
Taoka 1 Siria Kaplan	1970	49	103	---	---	---	---	---	[6]
Xavantes Brasil Francis	1974	74	102	Soldado.	---		---	---	[8]
Ilna Solteira Brasil Francis	1976	48	167,8	Soldado, do tipo caixa.	---		---	Após 7300 hrs de operação trincas foram encontradas em apenas 1 travessa. Esta travessa foi a única modificada.	[8]
Mantimbo Brasil Francis	1976	60,3	180	Soldado, do tipo caixa. Concebido com camada elástica no topo da caixa espiral.	83		17	Medições foram até P=192 MPa. Aparentemente pouco antes da ressonância completa.	[6] [10] [11]
Funil Brasil Francis	1976	67	74	Soldado. 12 travessas longas e 6 travessas curtas.	70		6,5 (travessa longa) 20,3 (travessa curta)	Major incidência de trincas nas travessas curtas. Trincas só foram descobertas após 6 anos de operação, graças a uma investigação iniciada pelo aparecimento de trincas em outros turbinas do mesmo proprietário de Funil. Chapas amortecedoras também foram testadas.	[6] [10]
Capivara Brasil Francis	1976	60	163	Soldado. Pré-distribuidor em 6 partes parafusadas na obra.	46		---	Mesmo após diversas modificações na aresta de saída trincas continuam a aparecer.	[12]
Angostura México Francis	1977	91,5	184	Soldado. Travessas longas e curtas.	150		90	Travessas curtas vibravam muito mais que as travessas longas. Travessas curtas vibravam em modo torsional.	[6] [13]
Intermillo México Francis	1977	101	173	Soldado. Pré-distribuidor em 2 partes parafusadas na obra.	---		---	Chapas amortecedoras também foram instaladas.	[6]
La Villita México Francis	1977	44	75	Soldado. Pré-distribuidor em 2 partes parafusadas na obra.	---		150	Uma travessa se separou completamente ficando presa entre as pás e danificando a rotor. Espessura das travessas passou de 54 para 90 mm.	[6]

Nome da Usina País Tipo de Máquina	Ano em que as Trincas Foram Encontradas	Queda da Máquina [mca]	Potência Unitária [MW]	Tipo de Pré- Distribuidor	Frequência de Vibração [Hz]	Perfil da Aresta de Salva		Tensões Dinâmicas Medidas Pico a Pico [MPa]		Observações	Ref.
						Antes	Depois	Antes	Depois		
Malpasso México Francis	1977	85	185	Soldado	---	---	---	---	---		[6]
Água Vermelha Brasil Francis	1978	60	250	Soldado, do tipo caixa.	---			82 (com 234 MW)	12 (com 252 MW)		[8] [11] [14]
São Simão Brasil Francis	1979	71	272	Soldado, do tipo caixa. Concreto com a caixa espiral para escurtida. Travessas com 90 e 100 mm de espessura.	78			200 (pv travessa de 90 mm) 9,5 (pv travessa de 100 mm)	3,5 (pv travessa de 90 mm) 9,5 (pv travessa de 100 mm)	Somente as travessas de 90 mm apresentaram trincas. As trincas formam 30 apo recebam nos unidades 1, 3 e 5. Unidades 2, 4 e 6 não apresentaram problemas. Abolido o di. trincas na geometria do conduto forçado. Ressonância ocorreu na região de sobre-potência da máquina.	[8] [11] [14]
Sobradinho Brasil Kaplan	1980	27	178	Soldado. Caixa espiral em concreto. 3 Tipos de travessas: I, Trav. 2 e 3, II, Trav. 4 e III, Trav. 5 e 12.	---			16 (máx.) 7 (mín.)	---	Apenas as travessas 5 e 12 (grupo III) apresentaram trincas.	[6]
Ibumbiara Brasil Francis	1981	80	354	Soldado, do tipo caixa.	100			170	6,4		[15]
Djerdap I Sérvia Kaplan	1983	27,2	193,5	Soldado	37			15	---	Tensões foram medidas a 90 mm do região de aparecimento de trincas	[16] [17]
Nipawin Canadá Kaplan	1985	32,6	85	Soldado	---			166	20		[8]
---	1986	---	60	Soldado	62	---	---	80	---	Ressonância com espalheiras. Variação pela vibração das alevancas. Vibração eliminada através da conexão de travessas adjacentes.	[18]
Iugoslávia Kaplan	1992	62	21	Soldado	329			---	---		[19]
Nikula Falls Malawi Francis	1996	21,3	154	Soldado	25 e 58			26 (25 Hz) 68 (58 Hz)	4	Com a potência da máquina igual a 50 MW, travessa vibra com frequência de 25 Hz. Com a potência de 107 MW, travessa vibra a 58 Hz.	---
Mian Hua Tan China Francis	2002	87,6	153	Soldado	165 e 200	---	---	---	---	Com P=120 MW travessas 15 e 22 vibram a 165 Hz. Quando P=140 MW travessas 6 e 14 vibram a 200 Hz.	---

De maneira um pouco mais detalhada, deve ser focado o problema na Usina de Capivara, visto que o perfil das travessas da mesma é utilizado como referência para o presente trabalho. As turbinas da UHE Capivara, originalmente instaladas na década de 1970, apresentaram problemas de trincas no pré-distribuidor. Desde a primeira inspeção contratual, com menos de 3000 horas de operação, as travessas apresentaram trincas que, em alguns casos, possuíam cerca de 600mm de comprimento, localizadas nas extremidades superior e inferior das mesmas, principalmente nas do grupo 16-23. Durante o ano de 1987, a CESP, então operadora da usina, e o fabricante original realizaram medições nas máquinas e modificaram a aresta de saída das travessas das unidades, visto que havia sido detectada uma ressonância em algumas travessas sob determinadas vazões. A primeira modificação do perfil é mostrada na Figura 14.

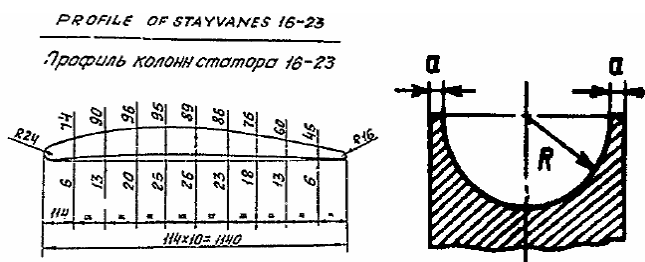


Figura 14 - Primeira modificação do perfil do bordo de fuga das travessas do grupo 16-23 (Extraída de [20])

Posteriormente, em 1987, foi realizada uma nova intervenção no bordo de fuga do perfil de maneira a reduzir para 8mm a espessura do bordo de fuga. A Figura 15 mostra esquematicamente as 3 intervenções no perfil.

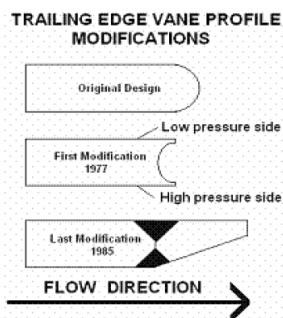


Figura 15 - Variações no perfil de UHE Capivara (Extraída de [20])

Apesar das modificações realizadas, o problema não foi solucionado. Em 2003, foram detectadas inúmeras trincas com tamanho considerável, que necessitaram de investigações mais detalhadas de maneira a corrigir definitivamente o problema. Foram executados reparos com técnicas avançadas de soldagem de maneira a reduzir tensões residuais mas, ainda assim, em 2005 novas trincas foram detectadas. A reincidência das mesmas após um ano de operação indicou que estas não tinham origem devido somente à qualidade da soldagem, geometria da solda, ou então da matéria prima. Um plano investigativo detalhado foi elaborado e executado [20] e uma nova proposta de modificação do perfil das travessas foi apresentada. Dados foram obtidos em campo e foi observada, nas travessas do grupo 3, uma ressonância do 1º modo torcional na frequência de 95Hz para potências correspondentes a vazões entre 240 a 308 m³/s com uma queda bruta de 45,8m. A Figura 16 mostra os gráficos com séries temporais para as travessas do grupo 3 em tais condições.

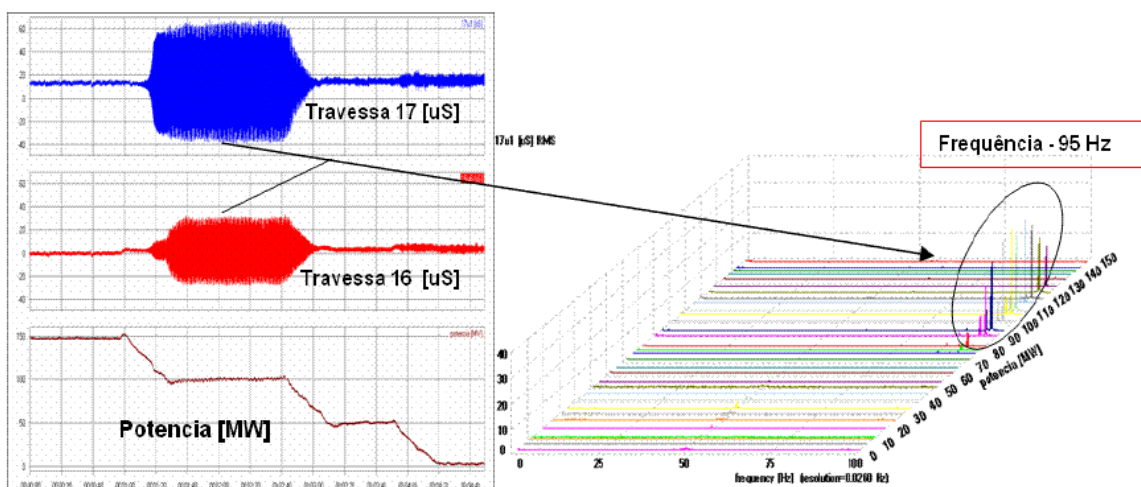


Figura 16 – Série temporal das travessas do grupo 3 (Extraída de [20])

Com base nos resultados mostrados na Figura 16, foram realizadas intervenções na geometria que se estendiam desde o centro das travessas até o seu bordo de fuga, reduzindo a espessura na aresta de saída com o objetivo de variar a frequência de emissão de vórtices e tirar as mesmas da faixa de excitação. Após a modificação final do bordo de fuga das travessas, uma nova série de medições foi realizada e os resultados foram colocados em série temporal. A Figura 17

mostra a comparação entre as duas últimas intervenções. Observa-se que o problema da ressonância foi solucionado.

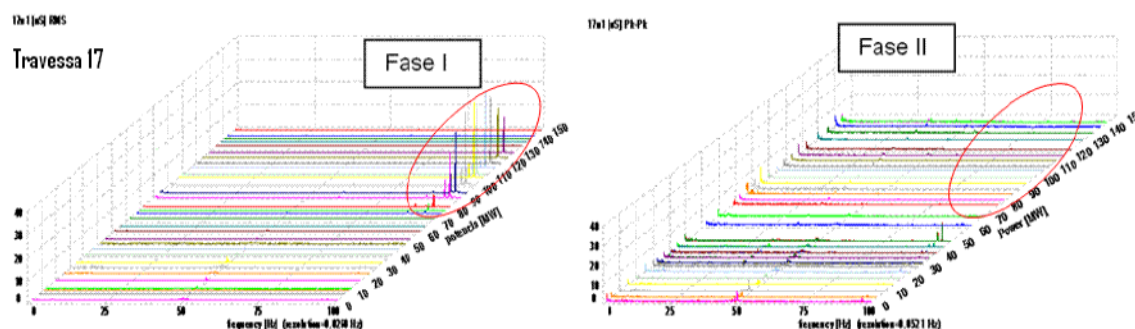


Figura 17 - Comparação entre sinais obtidos antes e depois da última intervenção (Extraída de [20])

Gissoni (2005) fez uma análise mecânica sobre vibrações em travessas, e, em particular, analisou o problema de Capivara sob o ponto de vista estrutural. O fator de amortecimento estrutural e a frequência natural do primeiro modo foram levantados, e serão utilizadas como base para a segunda fase de simulações do presente trabalho, com o comportamento dinâmico modelado. Tais frequências são mostradas na Tabela 02.

Tabela 2 – Frequências naturais obtidas para as travessas de Capivara (Extraído de [13])

	Freq. no Ar [Hz]	Freq. na Água [Hz]	Freq. Água/ Freq. Ar
1º Modo	73,8	47,0	0,64
2º Modo	124,4	95,5	0,77
3º Modo	192,8	--	--
4º Modo	264,0	--	--

O primeiro modo de vibrar calculado pelo mesmo autor através do Método de Elementos Finitos é mostrado na Figura 18.

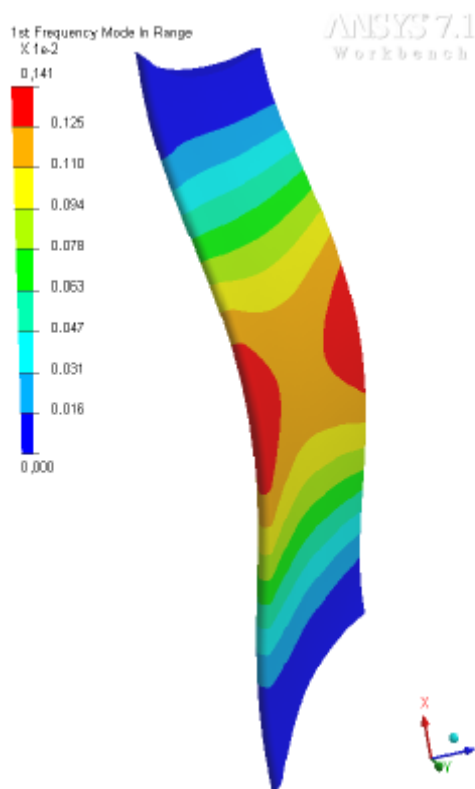


Figura 18 – Primeiro modo de vibrar para travessas da Usina Capivara (Extraído de [13])

Por fim, a Figura 19 mostra uma foto de uma das travessas instrumentadas de Capivara com as palhetas diretrizes (distribuidor – ao fundo) em sua posição fechada.



Figura 19 – Travessas da Unidade 03 de UHE Capivara com palhetas distribuidor fechadas ao fundo

2. VÓRTICES E VIBRAÇÕES INDUZIDAS POR ESCOAMENTO

2.1. O FENÔMENO DE EMISSÃO DE VÓRTICES

Antes de qualquer estudo sobre Vibrações Induzidas por escoamento (*Vortex-Induced Vibrations – VIV*), deve-se inicialmente estudar o fenômeno de geração e desprendimento de vórtices propriamente ditos.

Como se sabe, em escoamentos externos e internos, existe uma região na qual as forças viscosas exercem grande influência sobre o escoamento, denominada camada limite. Tratando-se agora de escoamentos externos, à medida que o escoamento se desenvolve ao longo da superfície do corpo nele imerso, pode haver o descolamento da camada limite da mesma. Tal fenômeno pode ser causado, basicamente, pela não uniformidade do campo de pressões ao longo da superfície e por variações de geometria do corpo. A Figura 20 mostra, de forma esquemática, o padrão de escoamento nas vizinhanças do ponto de separação



Figura 20 –Separação da camada limite em um cilindro circular (Batchelor, 1990, extraída de [24])

Para o caso de pressões não uniformes, temos que o fator que leva ao descolamento é um gradiente de pressões adverso, isto é, $dp/dx > 0$. Para este caso, as partículas de fluido perdem energia cinética devido ao atrito e também devido a este gradiente. Esta condição adversa pode provocar a inversão do sentido do fluxo nas proximidades do corpo de tal forma que no ponto para o qual $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$ na parede, temos a separação (sendo U a velocidade tangente à superfície). A Figura 21 mostra o ponto de separação em uma simulação CFD de escoamento ao redor de cilindro.

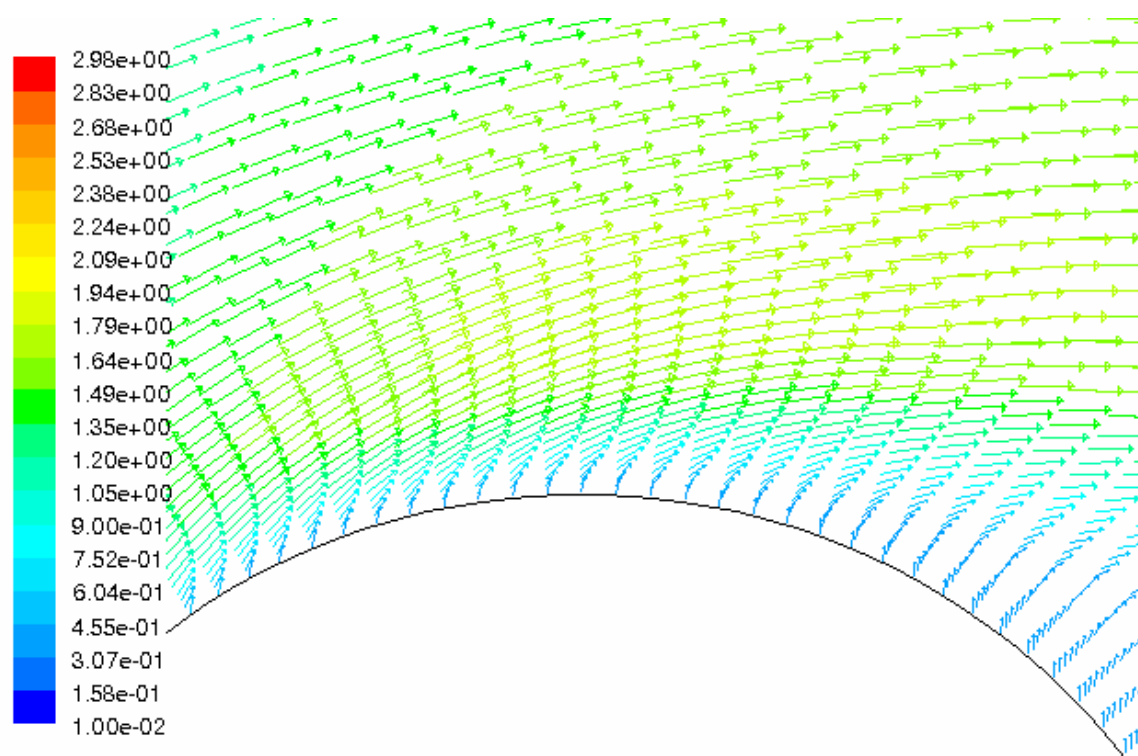


Figura 21 - Gradiente de pressão desfavorável desacelera o escoamento a jusante do cilindro, podendo-se observar a inversão da componente horizontal do vetor velocidade após o ponto de separação (Extraída de [9])

Deve-se deixar claro que o gradiente adverso de pressão é uma condição necessária, mas não suficiente, para que ocorra a separação. Existem algumas considerações adicionais com relação à curvatura do perfil de velocidades que devem ser satisfeitas também.

Gerrard (1966) analisou o mecanismo físico de desprendimento de vórtices. Em seu trabalho, ele sugeriu que a interação mútua entre duas camadas cisalhantes, formadas devido à separação da camada limite, é a principal causa do processo de formação dos vórtices da esteira. Segundo o autor, um vórtice cresce ganhando circulação proveniente da camada cisalhante a qual ele está conectado. Em um certo instante, o vórtice que está crescendo torna-se suficientemente intenso para atrair a camada cisalhante oposta. Esta atração se dá devido à velocidade induzida pelo vórtice em crescimento. A aproximação de fluido com vorticidade oposta, em uma concentração suficientemente intensa interrompe a alimentação de circulação do vórtice em crescimento e, então, ele é

desconectado da camada cisalhante, e convectado para jusante, formando a esteira.

Meneghini (2002) resume o modelo de Gerrard com a Figura 22, e o descreve da seguinte maneira: as partículas de fluido da camada cisalhante, a qual é atraída pela velocidade induzida pela camada oposta, seguem um dos caminhos indicados:

No caminho **a** elas podem se juntar ao vórtice que está se formando no lado oposto da esteira;

No caminho **b** elas podem se mover em direção à camada cisalhante oposta, que possui vorticidade de sinal inverso;

No caminho **c** elas podem voltar na direção da região da esteira próxima ao corpo.

O balanço da quantidade de fluido que segue cada um destes caminhos controla a frequência de desprendimento de vórtices, a intensidade dos mesmos e a pressão na região posterior do corpo.

A parcela do escoamento que segue o caminho **a** mistura-se com o fluido que está formando um novo vórtice na região superior da esteira. Devido ao fato de esta parcela possuir vorticidade de sinal contrário à do vórtice que está se formando, este é responsável por uma diminuição da circulação total do mesmo.

A parcela que segue em direção à camada cisalhante oposta, pelo caminho **b**, tem um papel muito importante no que se refere à estabilidade do escoamento. Havendo uma diminuição da pressão, a camada cisalhante que está se separando do corpo torna-se mais intensa, e, com ela, o vórtice também se torna mais intenso. Dessa maneira, uma parcela maior da camada cisalhante oposta irá atravessar a linha de centro da esteira e uma porção maior de fluido com vorticidade oposta fará com que haja uma redução da intensidade o vórtice em crescimento. É este fenômeno que causa a interrupção da alimentação de circulação para este vórtice, que adquire sua circulação final e se desprende da camada cisalhante a partir da qual se formou.

A parcela de fluido que segue o caminho **c**, colabora para a formação de um novo vórtice na parte inferior da esteira.

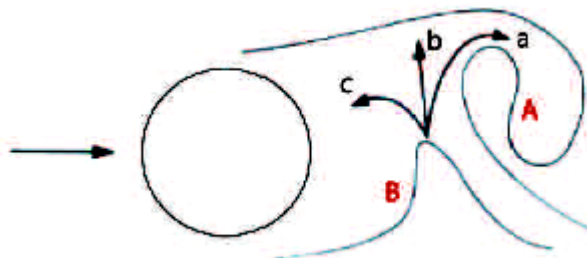


Figura 22 - Esquema do processo de geração e desprendimento de vórtices segundo Gerrard (1966)

Conforme já mencionado, a geometria do corpo tem importante papel na separação da camada limite principalmente devido à possibilidade de ocorrência de ângulos diferentes da linha de corrente separando-se da parede do corpo. Tal ângulo é definido pela natureza do processo de separação, sejam eles um canto vivo ou um bordo de fuga chanfrado ou um gradiente adverso de pressão. Dessa maneira, neste último caso, o número de Reynolds passa a ter grande influência sobre o ponto de separação da camada limite.

O número de Reynolds é um número adimensional, característico do escoamento. Trata-se da relação entre forças de inércia e forças viscosas presentes no mesmo. Tal número é dado pela seguinte expressão:

$$Re = \frac{U \cdot D}{\nu}$$

onde U é a velocidade ao longe no escoamento, D é o comprimento característico do escoamento (no caso do cilindro é o diâmetro), e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Cabe aqui mencionar a existência de um outro número adimensional significativo para o fenômeno estudado: o número de Strouhal. Tal parâmetro relaciona a frequência de desprendimento de vórtices com a velocidade da corrente. É dado por:

$$St = \frac{f_s \cdot D}{U}$$

onde f_s é a frequência de emissão de vórtices, U é a velocidade da corrente ao longe, e D é uma dimensão característica. Alguns estudos levam em conta em D a espessura da camada limite na região onde há desprendimento de vórtices.

2.2. EMISSÕES DE VÓRTICES E VIBRAÇÕES EM CORPOS AFILADOS

A vibração de um corpo afilado causada pelo escoamento ao redor de suas duas superfícies pode ser de diferentes naturezas dependendo da forma do bordo de fuga do mesmo e do número de Reynolds. A origem da excitação da excitação dinâmica está na instabilidade da camada cisalhante livre da placa com ou sem participação de instabilidades da camada limite. Se o bordo de fuga é espesso, uma esteira de vórtices irá surgir a jusante do escoamento causando variações dinâmicas na força média atuante no corpo, com intensidade que depende da forma do mesmo. No entanto, se o bordo de fuga tiver espessura mínima, como no caso de um aerofólio, a esteira de vórtices será induzida em um ponto mais distante a jusante por instabilidades da camada cisalhante livre para regimes de baixo número de Reynolds.

A esteira de vórtices desprendida por uma placa com bordo de fuga espesso é primariamente determinada pela espessura da placa, similarmente à gerada por cilindros e explicada anteriormente. No entanto, a forma do bordo de fuga tem uma grande influência na formulação da esteira e, portanto, no carregamento dinâmico induzido por ela. Tal influência está relacionada com a porção do corpo submersa no escoamento separado. A introdução de uma assimetria no bordo de fuga ajuda a reduzir os efeitos da amplitude no *lock-in* (sincronização da frequência de emissão e do modo de vibrar), devido ao fato de as extremidades da placa emitirem vórtices de intensidades diferentes, conforme esquematizado na Figura 23.

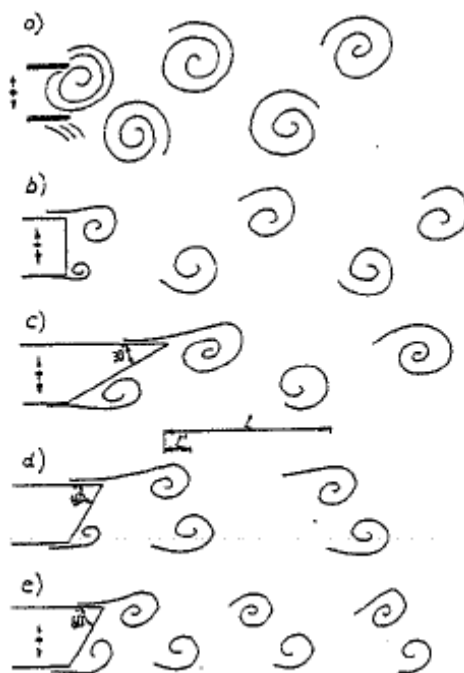


Figura 23 - Esteiras formadas por placas planas com bordo espesso (extraída [7])

Uma placa com bordo afilado (como um fólio) desprende duas camadas cisalhantes das duas superfícies, que se encontram na esteira. Se o número de Reynolds para o escoamento é baixo, as camadas cisalhantes permanecem laminares na esteira formada ainda próximo ao corpo. Mais a jusante no escoamento, surge uma região de instabilidade que aumenta de intensidade devido à combinação das duas camadas, formando finalmente um padrão de esteira de von Kármán. Como pode ser mostrado, a espessura das camadas durante a transição permanece quase inalterada, mesmo variando-se a velocidade média do escoamento. Além disso, o ponto de transição entre a combinação de camadas e a esteira propriamente dita é o surgimento de um ponto de de inflexão nos perfis de velocidades médios da região.

Já para regimes em alto número de Reynolds, a região de transição entre escoamento laminar e turbulento se dá ainda na superfície da placa. A partir da transição, surgem perturbações no escoamento próximo à superfície que aumentam de intensidade ao longo do escoamento e que darão origem à esteira a jusante. A Figura 24 mostra esquematicamente o escoamento para os dois casos.



Figura 24 - Formação da esteira em fólhos para o caso de alto e baixo número de Reynolds (extraída e adaptada de [7])

Heskestad e Olberts [18] fizeram um estudo experimental detalhado sobre a influência da geometria do bordo de fuga em vibrações em pás de turbinas hidráulicas. Como resultado, em geral, a relação entre frequência de excitação e velocidade do escoamento seguiu uma tendência linear (apenas para perfis rígidos) para todas as geometrias de bordo de fuga. Em condições de ressonância para o perfil, o escoamento se mostrou fortemente afetado.

Miyagawa *et al.* [26] mostraram em seu estudo que a geometria do bordo de fuga tem sua influência na frequência de emissão, mas que é necessário visualizar o ponto exato de separação para se obter conclusões corretas.

O que se espera de um escoamento em placas com perfil afilado é que a frequência de emissão aumente com a diminuição do bordo de fuga. No entanto, a diminuição pode ser razoavelmente brusca, fazendo com que o escoamento separe do corpo antes de atingir a mesma. Assim, pode-se ter como resultado frequências mais baixas, típicas de corpos com uma maior espessura, que não deixa de ser o que efetivamente ocorre.

Liess apresenta em seu trabalho um procedimento para prever a frequência e a amplitude de tensões alternadas ocasionadas por vibrações em travessas. Segundo o autor, o número de Strouhal para o escoamento pode ser suposto aproximadamente constante (para travessas com bordo de fuga arredondado este deve estar entre 0.22 e 0.23, e para travessas com bordo de fuga chanfrado este deve assumir valores entre 0.24 e 0.28), onde, como dimensão de referência, é adotada a largura da esteira. Ainda segundo o autor, a intensidade dos vórtices emitidos, e, por consequência a amplitude das forças de excitação dependem do escoamento ao redor do bordo de fuga, ou seja, do perfil do mesmo e da amplitude de vibração da travessa. É feito também o desenvolvimento de

expressões que permitem se determinar o campo de pressões no bordo de fuga de uma placa oscilante e de uma placa fixa, a partir de dados experimentais.

2.3. MODELO DINÂMICO PARA VIBRAÇÕES EM TRAVESSAS

De maneira a simular a oscilação das travessas ocasionada pela emissão de vórtices, modela-se o perfil como um sistema massa-mola-amortecedor e submete-se esse mesmo modelo a um escoamento em regime transiente. Dessa maneira, começam a aparecer movimentos oscilatórios no mesmo, gerados pela variação da força resultante transversal ao escoamento. Nesse caso, energia é transferida do escoamento para o perfil.

A amplitude da vibração induzida pelo escoamento em um perfil livre para oscilar pode ser descrita como uma relação entre os seguintes parâmetros adimensionais, segundo Saltara (1999):

$$\frac{A}{e} = \frac{A}{e} \left(\frac{l}{e}, \frac{U_0 b}{\nu}, \frac{U_0 T_n}{e}, m^*, \zeta, \frac{\sqrt{k}}{U_0} \right)$$

onde:

A = amplitude da vibração;

T_n = período natural de vibração da estrutura;

l = comprimento da travessa;

b = corda;

m^* = relação entre a massa da estrutura e a massa de fluido deslocado;

ζ = fração de amortecimento crítico;

e = espessura do bordo de fuga + camada limite

k = energia cinética da turbulência.

Ao parâmetro $\frac{U_0 T_n}{e}$ damos o nome de Velocidade Reduzida V_r , e a m^* damos o

nome de parâmetro de massa. O parâmetro de massa m^* , o período natural T_n e a fração de amortecimento crítico ζ seriam dados, no caso de um perfil afilado, por:

$$m^* = \frac{m}{m_d} = \frac{4m}{\rho\pi b^2}$$

Tal parâmetro é uma relação entre a massa estrutural da travessa e a massa de fluido deslocada juntamente com a mesma (m_d). É um parâmetro comumente utilizado para medir a susceptibilidade de estruturas leves ao fenômeno de VIV. Com o aumento da razão entre massa de fluido deslocado e massa estrutural, há também o aumento da propensão da estrutura a vibrações induzidas pelo escoamento. As seguintes expressões mostram a definição do período natural da estrutura imersa e do fator de amortecimento para o modo de flexão do perfil.

$$T_n = \frac{2\pi}{\omega_n} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{K}{m + m_d}}}$$

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{Km}}$$

Nestas expressões, m é a massa do sistema por unidade de comprimento da travessa, m_d é a massa de fluido deslocado, ρ é a massa específica do fluido, ω_n é a frequência natural do sistema, c é o fator de amortecimento e K é a rigidez. Podemos agora, então, modelar nosso sistema como um perfil rígido montado em uma base elástica, conforme a Figura 25:

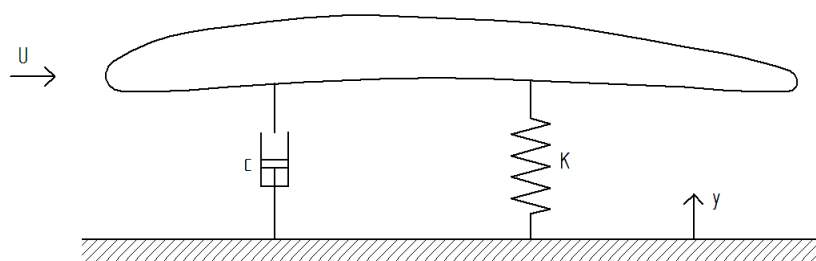


Figura 25 – Modelo para equacionamento de vibração transversal ao escoamento

Antes de prosseguir com o equacionamento, devemos definir a força transversal adimensional conhecida por Coeficiente de sustentação (C_l). Ela é dada por:

$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2 \cdot A_{ref}}$$

onde F_l é a força na direção transversal ao escoamento, ρ é a massa específica do fluido, U é a velocidade ao longe e A_{ref} é a área de referencia.

Em se tratando, portanto, de vibrações transversais à corrente, podemos descrever o comportamento do sistema com a equação diferencial:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + Ky = F_y$$

onde F_y é a força de sustentação por unidade de comprimento da travessa. A força de sustentação, nesse caso, é dada pela integração das tensões de cisalhamento e pressões sobre a parede do perfil, para cada instante de tempo, e projetada na direção y .

Dividindo-se a equação diferencial por $m+m_d$, pode-se reescrevê-la como:

$$\frac{m}{m+m_d} \ddot{y} + \frac{2\zeta\sqrt{Km}}{m+m_d} \dot{y} + \frac{K}{m+m_d} y = \frac{C_l \frac{1}{2} \rho U_0^2 b}{m+m_d}$$

onde C_l é o coeficiente de sustentação. Introduzindo-se agora a frequência natural e a massa deslocada, teremos ainda:

$$\frac{m}{m+m_d} \ddot{y} + 2\zeta\varpi_n \sqrt{\frac{m}{m+m_d}} \dot{y} + \varpi_n^2 y = \frac{2C_l U_0^2 m_d}{\pi b (m+m_d)}$$

Multiplicando-se agora os dois lados da equação por $(m+m_d)/m$ e introduzindo o parâmetro de massa m^* , teremos:

$$\ddot{y} + 2\zeta\varpi_n \sqrt{1 + \frac{1}{m^*}} \dot{y} + \varpi_n^2 \left(1 + \frac{1}{m^*}\right) y = C_l \frac{2}{\pi b} U_0^2 \frac{1}{m^*}$$

Introduzindo-se agora o deslocamento adimensional $Y=y/e$ e o tempo adimensional $\tau = t/T_n$, teremos:

$$\frac{d^2Y}{d\tau^2} = \ddot{Y} = \frac{T_n^2}{e} \ddot{y}$$

$$\frac{dY}{d\tau} = \dot{Y} = \frac{T_n}{e} \dot{y}$$

Dessa maneira:

$$\frac{e}{T_n^2} \ddot{Y} + 2\zeta \varpi_n \sqrt{1 + \frac{1}{m^*} \frac{e}{T_n}} \dot{Y} + \varpi_n^2 \left(1 + \frac{1}{m^*}\right) e Y = C_l \frac{2}{\pi b} U_0^2 \frac{1}{m^*}$$

Lembrando agora que a frequência angular natural $\omega_n = 2\pi/T_n$, teremos:

$$\frac{e}{T_n^2} \ddot{Y} + 4\pi\zeta \sqrt{1 + \frac{1}{m^*} \frac{e}{T_n}} \dot{Y} + 4\pi^2 \frac{e}{T_n^2} \left(1 + \frac{1}{m^*}\right) Y = C_l \frac{2}{\pi b} U_0^2 \frac{1}{m^*}$$

Por fim, lembrando que a velocidade reduzida V_r é dada por $U_0 T_n/e$, teremos:

$$\ddot{Y} + 4\pi\zeta \sqrt{1 + \frac{1}{m^*}} \dot{Y} + 4\pi^2 \left(1 + \frac{1}{m^*}\right) Y = C_l \frac{2V_r^2}{m^* \pi}$$

2.4. PRINCIPAIS OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS SOBRE VIBRAÇÕES INDUZIDAS PELO ESCOAMENTO

Grande parte dos resultados obtidos nas últimas décadas sobre o fenômeno de VIV se deve ao estudo de escoamentos ao redor de corpos rombudos, tais como cilindros livres para oscilar. Khalak *et al* (1999) e Williamson (2004) publicaram em seus trabalhos resultados experimentais e curvas conhecidas que mostram como variam os principais adimensionais relacionados ao fenômeno e como estes estão relacionados entre si. De maneira resumida neste item são abordadas algumas observações provenientes do trabalho apresentado por Khalak *et al*

(1999) sobre o fenômeno. Deve-se mencionar que o comportamento esperado para travessas deve ser razoavelmente diferente, devido à diferença geométrica em questão. No entanto, é possível, a partir dos resultados que serão apresentados, realizar-se algumas extrapolações que permitam prever de maneira satisfatória como se comportaria dinamicamente uma travessa livre para oscilar transversalmente a um determinado escoamento.

Segundo o autor, dados experimentais mostram que existem basicamente dois grandes grupos de respostas para cilindros com um grau de liberdade sujeitos ao fenômeno de VIV, dependendo do parâmetro $m^*\zeta$. Para baixo $m^*\zeta$ tem-se 3 modos diferentes de resposta, que são função do parâmetro de Velocidade Reduzida. Já para sistemas com alto $m^*\zeta$, existem apenas 2 modos. No entanto, existem alguns pontos que devem ser avaliados de maneira cuidadosa quando se trata de um cilindro em VIV. Entre eles, estão: Quais condições fazem com que um determinado $m^*\zeta$ vá colapsar em um máxima amplitude de vibração? Como é definida a faixa de sincronização (*lock-in*) para este problema?

Basicamente, para responder estas questões, o autor se baseia num modelo dinâmico semelhante ao apresentado no item 2.3. Em particular, é mencionado o caso em que o cilindro está em regime periodicamente estabelecido. Neste caso, é razoável assumir que a frequência de vibração do corpo é igual à frequência da força proveniente da emissão de vórtices. Daí, temos

$$F(t) = F_0 \sin(\omega t + \phi)$$

$$y(t) = y_0 \sin(\omega t)$$

sendo ω a frequência de oscilação do cilindro. A amplitude adimensional (adimensionalizada pelo diâmetro do cilindro) do sistema oscilante e a frequência adimensional (adimensionalizada pela frequência natural do cilindro imerso), de acordo com o modelo proposto pelo autor, podem ser determinadas da seguinte maneira:

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_l \sin \phi}{(m^* + C_A)\zeta} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 f^*$$

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}}$$

sendo C_A o coeficiente de massa adicional potencial para pequenas oscilações ($m_A = C_A m_d$, sendo m_d a massa de fluido deslocado, conforme já mostrado anteriormente) e C_{EA} a massa adicional efetiva, que leva em conta o efeito aparente das forças em fase com a aceleração do corpo provenientes da interação fluido-estrutura.

$$C_{EA} = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_l \cos \phi}{A^*} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2$$

Ainda segundo o autor, a amplitude A^* é proporcional ao componente da força que está em fase com a velocidade do corpo, e o que se nota experimentalmente, é que, para baixo $m^*\zeta$ o valor preciso do ângulo de fase tem grande influência na amplitude de vibração.

Com o exposto, podemos voltar à primeira questão mostrada, que era: como pode ser determinado para um determinado cilindro, com determinadas características físicas, o valor de $m^*\zeta$ que tornaria máxima a amplitude de vibração?

Tradicionalmente, na literatura, essa informação é encontrada sob a forma do famoso “Griffin Plot”, que é uma curva de A^*_{\max} em função de um parâmetro adimensional chamado parâmetro de Skop-Griffin.

$$S_g = 2\pi^3 St^2 (m^* \zeta)$$

Embora muito mencionado e utilizado como referência em literatura, não se sabe ao certo sob quais condições as hipóteses com respeito a (U^*/f^*) e f^* garante uma única curva de A^*_{\max} em função de S_g . Portanto, pode-se esperar que a resposta

A^*_{\max} não seja uma única função do parâmetro combinado $m^*\zeta$. A Figura 26 mostra a curva de Griffin.

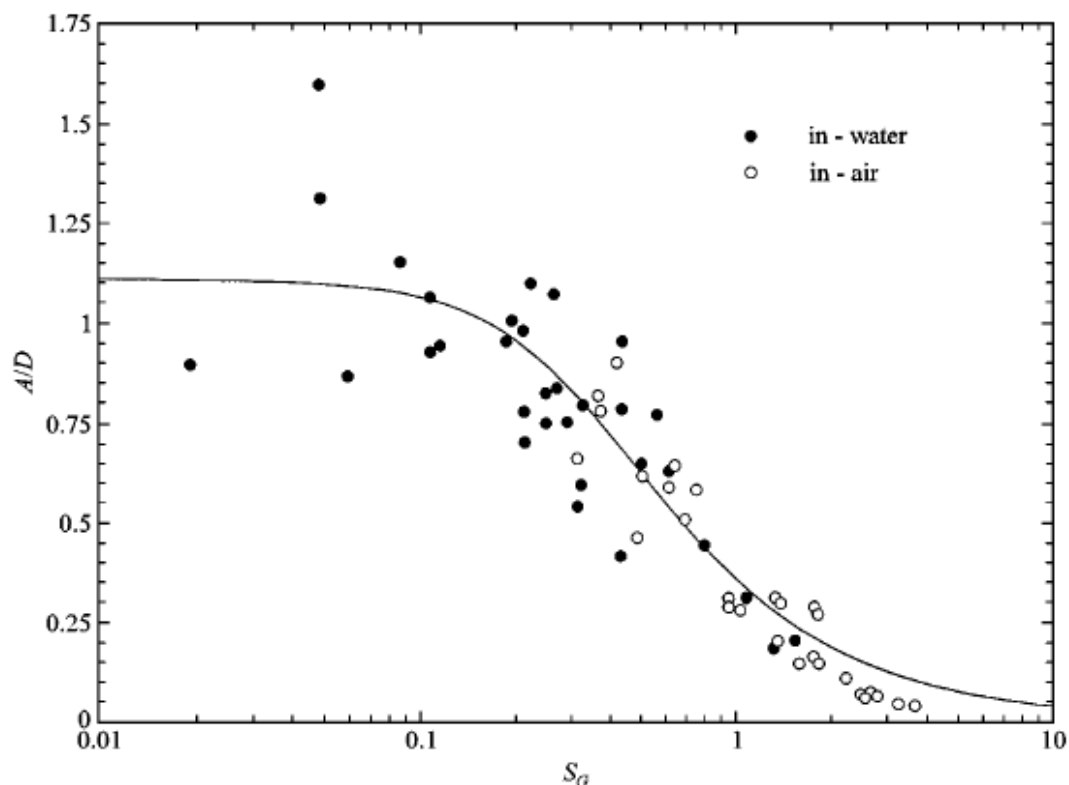


Figura 26 – “Griffin Plot” mostrando o valor de pico de A^* em função de S_G (Extraído de [19])

Após diversos estudos adicionais, o que se tem como mais atual é que a resposta dinâmica de um sistema com interação fluído-estrutura é governado pelos parâmetros de massa e de amortecimento de maneira independente, mas que em geral obedecem à tendência apresentada na curva da Figura 26.

Após mencionar a questão do comportamento dinâmico da estrutura, devemos mencionar o fenômeno da sincronização, também conforme enumerado anteriormente.

De acordo com Blevins (1990), tendo-se um corpo livre para oscilar e aumentando-se a velocidade reduzida (U^*) do escoamento, observa-se que a frequência de emissão de vórtices aumenta linearmente com a mesma, até um ponto em que esta “captura” a frequência natural da estrutura. Nesse regime de vibração, dizemos que o sistema se encontra no *lock-in*. As vibrações resultantes

desse fenômeno são de grandes amplitudes. Um novo aumento de U^* faz com que a frequência de emissão volte a subir linearmente, retomando a tendência do regime não-oscilatório. A Figura 27 mostra como o fenômeno de *lock-in* se caracteriza de maneiras diferentes em função do parâmetro de massa m^* de um cilindro.

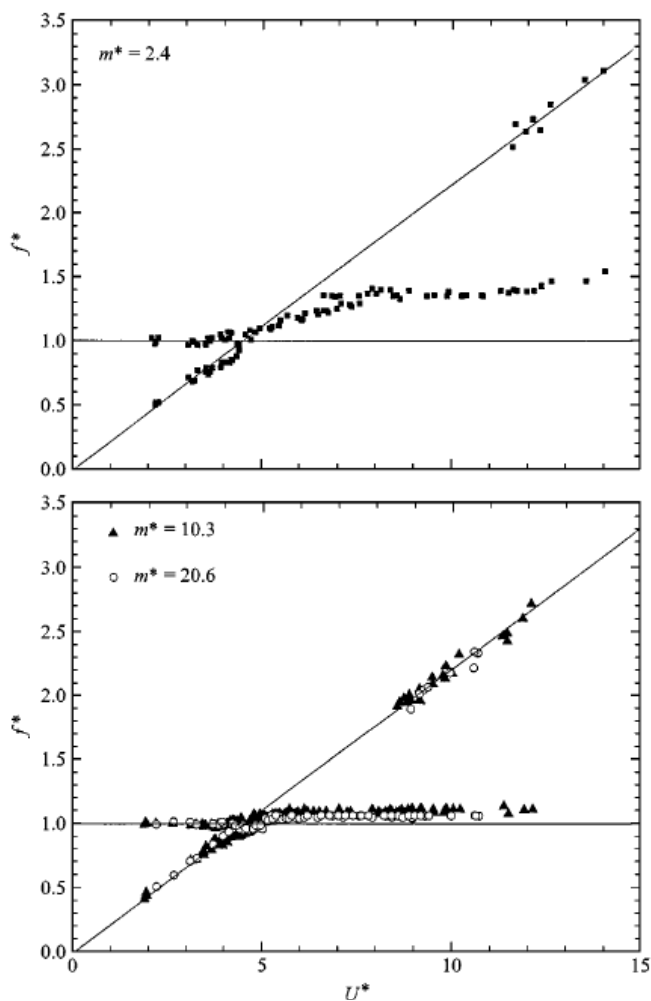


Figura 27 – Resposta em frequência para cilindros oscilando para diferentes parâmetros de massa m^* (Extraído de [19])

Quanto ao valor da máxima amplitude de vibração, existem diversos trabalhos que dizem respeito a este tema. Segundo Khalak *et al* (1999), mesmo para uma faixa alta de número de Reynolds, existe uma grande dispersão para o valor de A^* . Os resultados experimentais de Anagnostopoulos e Bearman (1992), que utilizaram uma faixa baixa de número de Reynolds ($50 < Re < 150$), forneceram uma razão $A^* = 0.55$. Estes estudos mostram evidências de que existe uma certa

dependência entre a máxima amplitude de oscilação e o número de Reynolds. Cabe aqui apenas ressaltar também que a baixa amplitude máxima pode também estar relacionada ao alto parâmetro massa-amortecimento $m^*\xi$.

Na Figura 28 são mostrados os resultados experimentais de Parra (1996) e por Khalak e Williamson, e aos resultados provenientes de simulação numérica de Saltara et al. Nestas últimas simulações, foi utilizado como $m^*=3.3$ e $\xi=0.003939$.

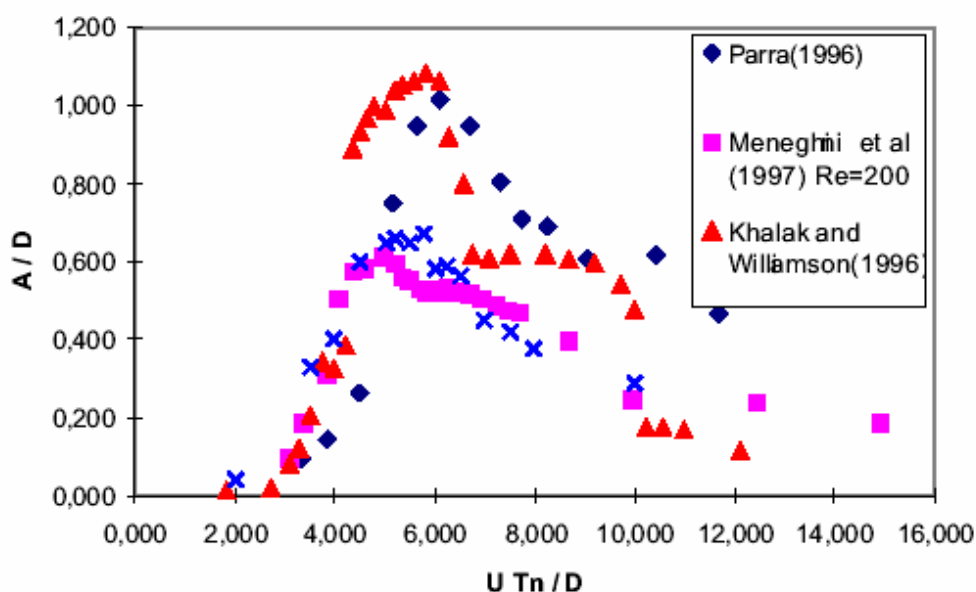


Figura 28 - Amplitude de vibração do cilindro como função da velocidade reduzida para cilindro submetido a uma corrente com uma dada velocidade fixa (Extraída de Saltara (1999))

Khalak e Williamson (1996), mostraram que existem dois valores possíveis de amplitudes máximas, cada um deles associado a um ramo da curva de amplitude por Velocidade reduzida. Os três principais ramos da curva de amplitude são chamados I (*Initial*, ou Inicial), U (*Upper*, ou Superior), e L(*Lower*, ou Inferior). Pode ser notado que o ramo inicial pode ser dividido em um sub-regime quase-periódico e em um periódico. Com o aumento da velocidade reduzida U^* , a amplitude passa ao ramo superior, atingindo o valor de A^* máximo. Após isso, a amplitude decresce de maneira descontínua para o ramo inferior da curva. Como mostrado em Khalak e Williamson (1999), a transição Inicial < Superior é histerética, enquanto a transição Superior < Inferior envolve uma intermitente mudança de modos de emissão de vórtices.

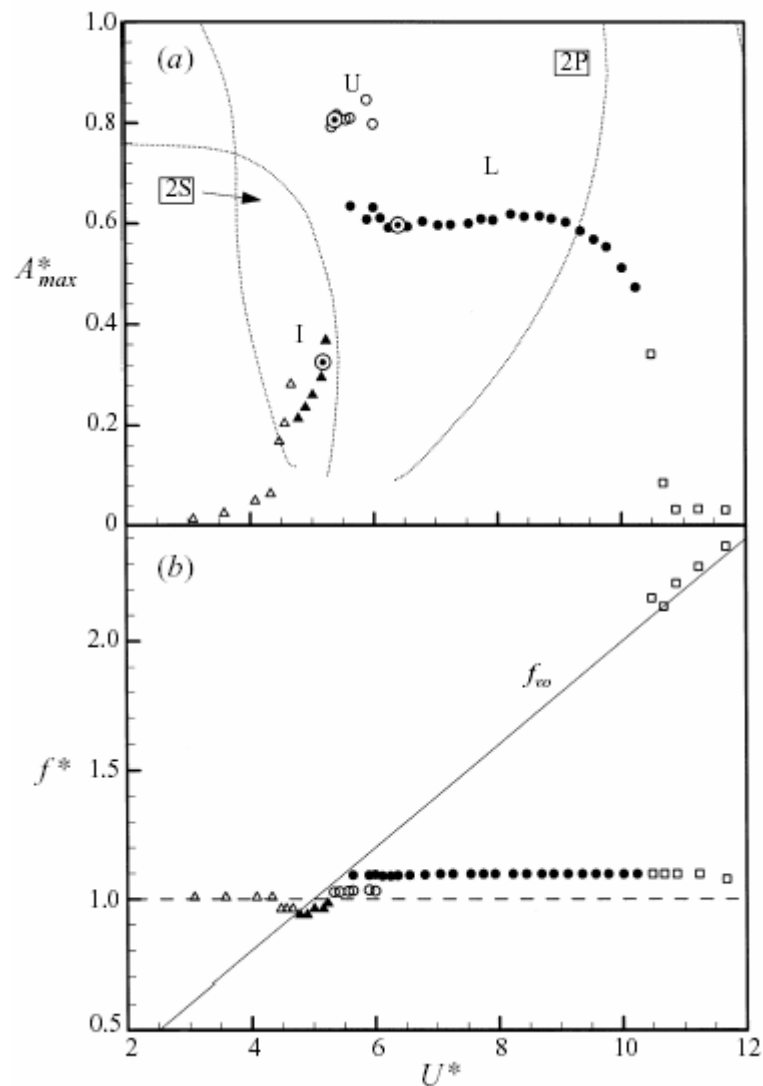


Figura 29 – Respostas de Amplitude (A^*) e Freqüência(f^*) em função da Velocidade Reduzida (U^*). Neste caso, com baixo parâmetro massa-amortecimento ($m^*\xi$), os três ramos de resposta podem ser visualizados. (Extraída de Govardhan (2000))

Os autores, nos seus experimentos, procuraram verificar de maneira bastante detalhada os possíveis regimes de emissões de vórtices e a relação destes com os ramos da curva mencionada. A intenção não era apenas classificar taxionomicamente, mas sim interpretar a relação do modo de despreendimento dos vórtices com as características do sinal da força de sustentação.

2.5. ENERGIA TRANSFERIDA DO ESCOAMENTO PARA UM CORPO OSCILANDO

Meneghini (2002) apresenta em seu trabalho o equacionamento da energia transferida do escoamento para uma estrutura oscilando transversalmente ao mesmo. O mesmo é mostrado no presente ítem.

Considerando-se uma força de excitação $F_l(t)$ por unidade de comprimento na envergadura, temos, por definição, que a energia transferida do escoamento para o corpo oscilando será dada por:

$$\bar{E} = \int_0^T F_l(t) dy$$

Sendo a força $F_l(t)$ modelada por

$$F_l = \frac{1}{2} \rho U^2 b \bar{C}_l \sin(2\pi ft + \phi)$$

e o deslocamento por

$$y = A \sin(2\pi ft)$$

A energia transferida do escoamento para o corpo oscilante em cada período T de oscilação fica sendo, portanto

$$\bar{E} = \int_0^A F_l dy = \int_0^T F_l \frac{dy}{dt} dt$$

que pode ser reescrita como

$$\bar{E} = -\frac{1}{2} \rho U^2 b \bar{C}_l A \int_0^{2\pi} \cos(\tau + \phi) \sin \tau d\tau$$

sendo $\tau = 2\pi ft$. Daí,

$$\bar{E} = -\frac{\pi}{2} \rho U^2 b \bar{C}_l A \sin(\phi)$$

De maneira adimensional, obtemos

$$E = \frac{\bar{E}}{\frac{1}{2} \rho U^2 e^2} = -\pi \bar{C}_l \left(\frac{A}{e} \right) \sin \phi$$

Dessa maneira, pode-se visualizar claramente que a energia transferida do escoamento para a estrutura é diretamente proporcional ao sin do ângulo de fase entre deslocamento e aceleração do mesmo.

Outra maneira de se obter a energia é utilizar diretamente o coeficiente de sustentação e o deslocamento adimensionalizado pela dimensão de referência (no caso, a espessura geométrica da travessa adicionada à espessura da camada limite no ponto de separação).

3. O MÉTODO DE VOLUMES FINITOS

3.1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O método dos volumes finitos (MVF) é um método tradicional para solução numérica de equações diferenciais. Tal método foi desenvolvido para a análise de problemas complexos de Mecânica dos Fluídos, e baseia-se no equacionamento de balanços da propriedade do escoamento em questão (massa, quantidade de movimento, entalpia, etc...) nos volumes elementares, ou então integrando-se sobre um volume elementar no espaço e no tempo.

Portanto, as equações que governam o escoamento de um fluido são as que representam as leis da conservação da física.

A equação geral do transporte pode ser escrita de duas formas: conservativa e não conservativa. Em sua forma geral, a equação na forma conservativa é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla \cdot (\rho\phi\vec{u}) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S_\phi$$

Onde:

ρ : massa específica

\vec{u} : velocidade de escoamento

ϕ : propriedade transportada

Γ : coeficiente de difusividade

De modo resumido:

Taxa de variação de ϕ (termo transiente)	+	Taxa de convecção de ϕ do volume de controle	=	Taxa de variação de ϕ devido a difusão	+	Variação de ϕ devido à presença de fontes
--	---	--	---	--	---	--

Em escoamentos de fluidos, é importante satisfazer os princípios de conservação em nível discreto, característica dos MVF, pois o que se busca com um método numérico é a solução da equação diferencial que é a representação da conservação da propriedade no nível de um ponto. Realizando a integração das equações em nível discreto para todos os volumes elementares, obtém-se uma equação algébrica para cada volume.

Para se chegar à solução, é utilizada uma técnica de volume de controle que consiste:

- Divisão do domínio contínuo em volumes de controles discretos usando a malha computacional;
- Integração das equações nos volumes de controle individuais para construir equações algébricas para as variáveis discretas dependentes, tais como: velocidades e temperatura;
- Linearização das equações discretas e solução do sistema de equações lineares resultante para produzir valores atualizados das variáveis independentes.

Inicialmente, para os cálculos computacionais do método dos volumes finitos é utilizada a equação de conservação da propriedade ϕ na forma conservativa.

Iremos considerar regime permanente:

$$\nabla \cdot (\rho \phi \vec{u}) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) + S_\phi$$

Integrando-se no volume de controle:

$$\int_{VC} \nabla \cdot (\rho \phi \vec{u}) dV = \int_{VC} \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) dV + \int_{VC} S_\phi dV$$

Utilizando-se o teorema do divergente, temos:

$$\oint \nabla \cdot (\rho \phi \vec{u}) d\vec{A} = \oint \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) d\vec{A} + \int_{VC} S_\phi dV$$

Em seguida, aplica-se esta equação para cada volume de controle, ou célula, no domínio computacional.

$$\sum_f^{N_{\text{faces}}} (\rho_f \vec{u}_f \phi_f) \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_f (\nabla \phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_\phi V$$

Onde:

N_{faces} : é o número de faces de cada célula

ϕ_f : é o valor da propriedade ϕ convectada através da face f

$\rho_f \vec{u}_f \cdot \vec{A}_f$: é o fluxo de massa através da face f

\vec{A}_f : é a área da face f

$(\nabla \phi)_n$: é a magnitude de $\nabla \phi$ normal a face f

V : é o volume da célula

Esta equação é aplicada à malha. No entanto, é necessário interpolar os valores das propriedades nas faces de cada célula. Existem vários esquemas para realizar essa interpolação. O esquema de diferenças centradas é usado na interpolação da difusão de ϕ , pois a difusão ocorre igualmente em todas as direções. No entanto, este esquema não leva em conta a direção do escoamento quando utilizado na convecção. Para suprir esta deficiência, surgiu o esquema “*upwind*”. Nele, o valor de ϕ_f é tomado na célula a montante, relativa à direção normal da velocidade do escoamento. A deficiência nesse caso ocorre quando a direção do escoamento não está alinhada às linhas da malha. [31]

Existe um adimensional que indica a relação entre a difusão e a convecção na face da célula. Este adimensional é o número de Reynolds da célula, ou, para a equação da energia, será o número de Peclet.

$$Pe = \frac{F}{D}$$

$$F = \rho u$$

$$D = \frac{\Gamma_\phi}{\delta x}$$

$$Pe = \frac{\rho u}{\Gamma_\phi / \delta x}$$

Onde:

F: fluxo de massa convectivo

D: condutância difusiva

A Figura 30 mostra a distribuição de ϕ nas proximidades de uma fonte para diferentes Pe . Com o aumento do número de Peclet, as informações caminham mais na direção do escoamento, até um caso limite de convecção pura.

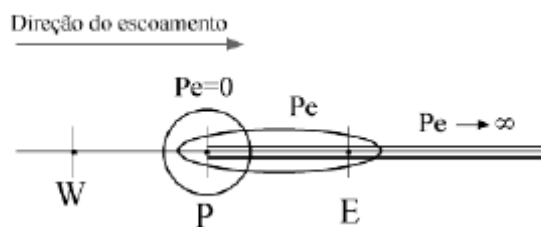


Figura 30 - Distribuição da grandeza ϕ nas proximidades de uma fonte, para diferentes números de Peclet (Versteeg & Malalasekera(1995))

O esquema de *interpolação exponencial* interpola o valor de ϕ utilizando a solução exata unidimensional da equação de convecção-difusão:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Onde Γ e ρu são constantes no intervalo δx .

Quando se deseja uma precisão de segunda ordem nas faces da célula, podemos utilizar uma expansão em série de Taylor ao redor do centróide da célula. Este esquema é o “*upwind*” de segunda ordem. Neste caso, o valor de ϕ_f é dado da seguinte forma:

$$\phi_f = \phi - \nabla \phi \cdot \Delta \vec{s}$$

Onde:

ϕ : é o valor de f na célula a jusante

$\nabla \phi$: é o gradiente da célula centrada a jusante

$\Delta \vec{s}$: é o vetor deslocamento do centróide da célula a jusante do centróide da face

Um outro esquema de interpolação é o “QUICK” (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics). Tal esquema foi criado por Leonard, em 1979, e consiste em utilizar 3 pontos, com ênfase nos pontos a jusante para uma interpolação quadrática por face de cada célula.

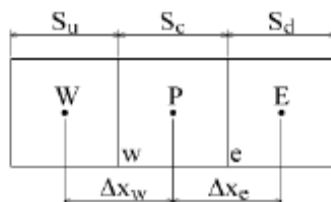


Figura 31 – Volume de controle uni-dimensional (Fluent 6.1 User`s Guide, 2003)

Tomando-se a Figura 31 como exemplo, para um escoamento da direita para esquerda, para a face ‘e’ podemos interpolar que:

$$\phi_e = \theta \left(\frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_p + \frac{S_c}{S_c + S_d} \phi_e \right) + (1 - \theta) \left(\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \phi_p - \frac{S_c}{S_u + S_c} \phi_w \right)$$

Nesta equação, quando $\theta=1$ temos interpolação central de segunda ordem, enquanto que em $\theta=0$ teremos um *upwind* de segunda ordem. O esquema QUICK é obtido quando $\theta=1/8$. (Fluent 6.1 User`s Guide, 2003) apud Suzuki (2005).

O grande problema nestas simulações é a obtenção do campo de pressão e velocidades. A dificuldade está na solução da equação de Navier-Stokes, devido à grande quantidade de não-linearidades.

A equação da conservação da massa é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot u_i) = S_m$$

e é conhecida como equação da continuidade. Sua validade é muito abrangente, desde escoamentos incompressíveis a compressíveis. O termo S_m representa uma fonte que retira ou adiciona massa, ρ é a massa específica do fluido e u_i representa o campo de velocidades do escoamento.

A equação da conservação da quantidade de movimento, na direção x_i , é representada da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \cdot u_i \cdot u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho \cdot g_i + F_i$$

onde:

p : pressão estática

τ_{ij} : tensor das tensões

g_i : aceleração da gravidade na direção i .

F_i : forças externas na direção i .

O tensor das tensões é dado por:

$$\tau_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \cdot \delta_{ij}$$

onde δ_{ij} representa a dilatação volumétrica.

No caso de um escoamento incompressível, em que a densidade não está acoplada à pressão, a ligação entre a velocidade e pressão é um obstáculo ao processo de solução do escoamento. Para tanto, Pantakar&Spalding (1972) desenvolveram um algoritmo em que o fluxo convectivo por unidade de massa que atravessa as faces de uma célula é calculada a partir de uma tentativa inicial dos componentes de velocidade. O campo de pressão também parte de uma tentativa e é usado para resolver as equações da quantidade de movimento. A partir da equação da continuidade é desenvolvida uma equação para a correção do campo de pressão, que por sua vez é usado para corrigir o campo de velocidades e de pressão novamente. O processo é iterado até a convergência do campo de pressão e velocidade.

Algoritmos Computacionais

Quanto aos algoritmos de resolução, podemos destacar quatro importantes métodos:

- SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked) – Desenvolvido originalmente por Pantakar e Spalding em 1972, tal algoritmo recebe valores iniciais de pressão e velocidade e com eles resolve as equações discretizadas da quantidade de movimento e da continuidade, que por sua vez possibilitarão a correção da pressão e da velocidade. O processo é iterado até a convergência dos campos de pressões e velocidades.
- SIMPLER (SIMPLE-Revised) – Constitui uma revisão do SIMPLE feita por Patankar em 1980, na qual a equação discretizada da continuidade é utilizada

para a obtenção do novo valor da pressão e não de uma correção para esta, reduzindo as dificuldades de convergência.

- SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) – Desenvolvido em 1984 por Van Doormal e Raithby, constitui-se no algoritmo SIMPLE, diferido na maneira como é manipulada a equação discretizada da quantidade de movimento para obtenção da correção das velocidades.

- PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) – Issa em 1986 incluiu uma segunda correção para a pressão no SIMPLE, antes de resolver as equações de transporte.

3.2. MALHAS DINÂMICAS

O modelo de malha dinâmica deve ser aplicado em simulações de escoamentos onde a forma do domínio varia com o passar do tempo. O movimento de fronteiras deve ser prescrito ou não prescrito, ou seja, quando temos especificadas velocidades linear e angular com relação ao centro de gravidade do corpo submerso, ou quando estas são obtidas através de um algoritmo já incluído no software FLUENT. As regiões móveis e estáticas devem ser identificadas para o programa.

O equacionamento básico do Método dos Volumes Finitos sofre algumas mudanças com o uso de malhas não-estáticas, pois deve ser adicionado um componente de velocidade das faces da malha. Dessa maneira, temos, portanto, que a forma integral da equação da conservação para uma quantidade escalar geral, ϕ , num controle de volume arbitrário, V , cuja fronteira se move, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_{\partial V} \rho \phi (\vec{u} - \vec{u}_g) \cdot d\vec{A} = \int_{\partial V} \Gamma \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV$$

onde:

ρ : massa específica do fluido

\vec{u} : vetor-velocidade do fluido

\vec{u}_g : velocidade da malha

Γ : coeficiente de difusividade

S_ϕ : termo de geração de ϕ

e ∂V representa a fronteira do volume de controle V .

O termo transiente da equação anterior pode ser escrito da seguinte maneira:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV = \frac{(\rho \phi V)^{n+1} - (\rho \phi V)^n}{\Delta t}$$

onde n e $n+1$ denotam as respectivas quantidades no presente e no posterior intervalo de tempo. O volume no $(n+1)^\circ$ intervalo de tempo, V^{n+1} , é calculado de:

$$V^{n+1} = V^n + \frac{dV}{dt} \Delta t$$

onde dV/dt é a derivada temporal do volume de controle. Para satisfazer a lei de conservação para a malha, dV/dt é calculado a partir de

$$\frac{dV}{dt} = \int_{\partial V} \vec{u}_g \cdot d\vec{A} = \sum_j^{nf} \vec{u}_{g,j} \cdot d\vec{A}_j$$

sendo nf o número de faces no volume de controle. O produto escalar da equação anterior pode ser calculado da seguinte forma:

$$\vec{u}_{g,j} \cdot \vec{A}_j = \frac{\delta V_j}{\Delta t}$$

O FLUENT dispõe de mecanismos de atualização da malha em decorrência da movimentação do perfil. Estes mecanismos são:

- LAYERING: Assegura a manutenção de níveis das diversas camadas (Layers), eliminando ou acrescentando novas camadas de células para compensar os deslocamentos.
- SMOOTHING: Cada aresta entre dois nós se comporta como uma mola com comprimento inicial igual à posição de equilíbrio da mesma. Para o deslocamento de um determinado nó, haverá a forças de oposição de todas as arestas ligadas a ele.
- REMESHING: Células com dimensões finais fora escala padrão serão reestruturadas entre os intervalos de tempo.

Levando em conta as necessidades do presente trabalho, vamos entrar em detalhes apenas em Smoothing e Remeshing.

3.2.1. Smoothing

Neste método (spring-based smoothing method), as arestas entre dois nós são idealizados como uma rede de molas interligadas entre si. O espaçamento inicial entre cada aresta constitui o estado de equilíbrio da malha. O deslocamento de elementos faz com que surjam “forças” proporcionais a este. Tais forças são modeladas de acordo com a Lei de Hooke, levando em conta os deslocamentos de nós adjacentes.

$$\vec{F}_i = \sum_j^{n_i} k_{ij} (\Delta \vec{x}_j - \Delta \vec{x}_i)$$

A constante de mola para cada aresta é dada por:

$$k_{ij} = \frac{1}{\sqrt{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|}}$$

Assim, aplicando as condições de equilíbrio na malha quando deslocamentos são nulos, temos:

$$\Delta \vec{x}_i^{m+1} = \frac{\sum_j^{n_i} k_{ij} \Delta \vec{x}_j^m}{\sum_j^{n_i} k_{ij}}$$

3.2.2. Remeshing

O método de Remeshing é comumente utilizado junto ao Smoothing, visto que quando temos grandes deslocamentos a qualidade da malha pode ser

deteriorada. Assim, é necessário criar alguns novos elementos, ou colapsar elementos a fim de que a malha não fique inválida (não sejam “criados volumes negativos”)

Assim, para que não ocorram os problemas mencionados, o FLUENT aglomera células que violam alguns critérios. São eles: envezamento e tamanho de elementos, que são configurados antes do início das simulações. Teremos, dessa maneira, selecionadas para remeshing as células que tiverem um envezamento maior do que um valor máximo especificado, que for menor do que um comprimento mínimo especificado, e que for maior do que um comprimento máximo especificado.

Este processo de remanejamento da malha é aplicado tanto localmente quanto em faces inteiras de um domínio mais amplo.

3.2.3. Cinemática de corpo rígido aplicada a malhas dinâmicas rígidas

O FLUENT usa cinemática de corpo rígido em malhas e sólidos que se movem com um movimento descrito em relação ao seu centro de gravidade. Tal princípio é aplicável tanto em faces como em células móveis. Por princípio básico, o FLUENT assume que o movimento é especificado de acordo com um referencial inercial.

É necessário que inicialmente seja especificado a localização inicial do centro de gravidade e a orientação do corpo rígido. A atualização da posição do baricentro e a orientação são dadas, a cada intervalo de tempo, por:

$$\begin{aligned}\vec{x}_{c.g.}^{n+1} &= \vec{x}_{c.g.}^n + \vec{v}_{c.g.} \Delta t \\ \vec{\theta}_{c.g.}^{n+1} &= \vec{\theta}_{c.g.}^n + \vec{\Omega}_{c.g.} \Delta t\end{aligned}$$

Os vetores de posição em um corpo sólido são atualizados baseados na velocidade angular instantânea $\vec{\Omega}_{c.g.}$. Para um ângulo de rotação finito $\Delta\theta = |\vec{\Omega}_{c.g.}| \Delta t$, a posição do vetor \vec{x}_r em um corpo rígido, com relação a $\vec{x}_{c.g.}$, pode ser expressado como:

$$\vec{x}_r^{n+1} = \vec{x}_r^n + \Delta\vec{x}$$

dinâmica deformável e malha dinâmica rígida. No primeiro caso, o domínio se mantinha fixo e a malha deformava em uma região específica devido à movimentação do cilindro. No segundo caso, a malha se movia de maneira solidária ao cilindro, sem que houvesse movimentação relativa entre cilindro/domínio. A Figura 33 mostra a distribuição de amplitudes em função da velocidade reduzida para ambos os casos.

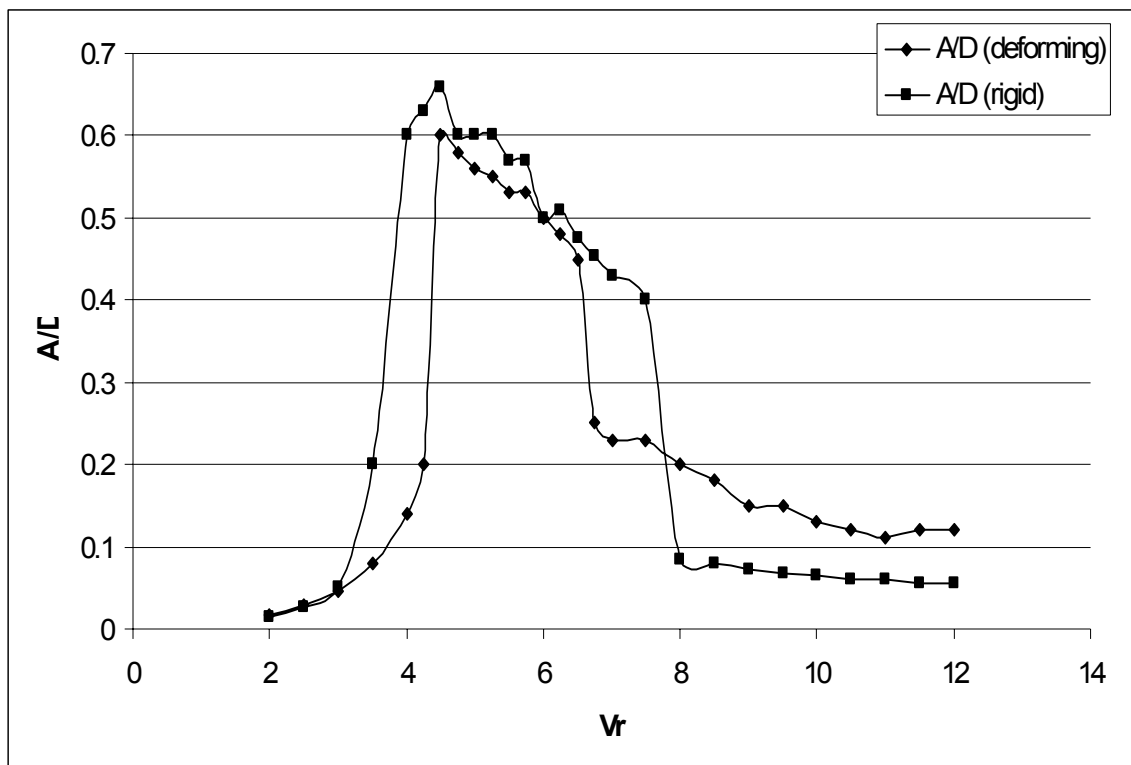


Figura 33 – Amplitudes em função de velocidade reduzida para malha elástica e malha rígida para cilindro livre para oscilar com baixo com baixo parâmetro massa-amortecimento ($m^*\xi$) e $Re=200$ (Extraída de [9])

De acordo com a Figura 28, pode-se perceber que o método utilizando-se malha deformável se apresenta mais coerente com os resultados obtidos por Meneghini *et al* para mesmo valor de Re com baixo parâmetro massa-amortecimento ($m^*\xi$). Assim, para o presente trabalho, o método de malhas deformáveis será utilizado para simular a oscilação do perfil da travessa.

4. TURBULÊNCIA E MODELOS DE TURBULÊNCIA

O estudo de um escoamento turbulento é de substancial interesse em engenharia, visto que a maioria dos escoamentos presentes em casos reais é de tal natureza. Não é do escopo do presente trabalho um detalhamento sobre escoamentos turbulentos bem como de todos os seus modelos. Assim, será feita uma breve introdução sobre o assunto e sobre parte do desenvolvimento dos modelos utilizados para a presente aplicação.

Sabe-se que para altos valores de número de Reynolds (Re) em um escoamento, uma complicada série de eventos passa a exercer grande influência e a alterar radicalmente o comportamento do mesmo. Este passa a ser instável mesmo com algumas condições de contorno impostas. É o chamado regime turbulento.

O caráter aleatório de um escoamento turbulento permite decompor, por exemplo, a velocidade em uma componente média e em uma componente flutuante ($u(t)=U+u'(t)$).

De maneira a ilustrar a influência das flutuações turbulentas no escoamento médio, devemos considerar as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível com viscosidade constante. Tomando-se o sistema de coordenadas cartesiano como base, temos:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla(u \cdot \vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \nabla^2 u$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \nabla(v \cdot \vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \cdot \nabla^2 v$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla(w \cdot \vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \cdot \nabla^2 w$$

Adicionando-se os termos com flutuação nas equações anteriores, elas adquirem a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla(U \cdot \vec{U}) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \cdot \nabla^2 U + \left[-\frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \nabla(V \cdot \vec{U}) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \cdot \nabla^2 V + \left[-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial W}{\partial t} + \nabla(W \cdot \vec{U}) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \cdot \nabla^2 W + \left[-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} \right] \end{aligned}$$

Estes últimos termos adicionados a cada uma das equações resultam em seis tensões adicionais: três normais e três cisalhantes. Tais tensões são as chamadas tensões de Reynolds.

Um modelo de turbulência é um procedimento computacional que consiste em determinar um “escoamento médio” de tal forma que escoamentos com características semelhantes às necessárias para a aplicação do mesmo possam ser resolvidos. Para a grande maioria das aplicações em engenharia, não é necessário obter soluções exatas para as variações turbulentas, mas sim apenas para as alterações que as mesmas causam no escoamento médio. Os modelos clássicos de comprimento de mistura e $k-\varepsilon$ são baseados na hipótese de que existe uma analogia entre as ações de tensões viscosas e tensões de Reynolds no escoamento médio.

Foi proposto por Boussinesq em 1877 que as tensões de Reynolds poderiam ser ligadas às taxas médias de deformação. Utilizando a notação de sufixos, temos:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

4.1. O MODELO $k-\varepsilon$

O modelo $k-\varepsilon$ é, atualmente, o mais utilizado e validado modelo de turbulência. No entanto, este sempre revelou discrepâncias sistemáticas, como, por exemplo, altos valores de atrito com superfícies para escoamentos relativamente simples, sujeitos a grandes gradientes adversos de pressão. Deve-se ressaltar que tais

gradientes são de grande interesse para o presente estudo. Tal modelo calcula a tensão cisalhante da seguinte maneira:

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

onde k é a energia cinética turbulenta, ε é a sua taxa de dissipação e c_μ é uma constante empírica, onde os valores locais de k e ε são calculados por equações de transporte.

Conforme já mencionado, temos que o modelo em questão gera valores muito altos de coeficiente de atrito com superfícies quando aplicado a camadas limites com grande desaceleração. Basicamente, tal fenômeno é causado pelo grande aumento da energia cinética turbulenta e, conseqüentemente, da tensão cisalhante $-\overline{u'_i u'_j}$ nas regiões próximas à parede. Este aumento é causado pelo pequeno valor de ε comparado à taxa de produção de k .

4.2. O MODELO k - ω

Kolmogorov (1942) propôs o primeiro modelo de duas equações para turbulência. O modelo de Kolmogorov tem a energia cinética turbulenta como sendo um dos parâmetros de seu modelo. O segundo era a dissipação por unidade de energia cinética, ω . Tal modelo foi sofrendo, com o passar do tempo, diversas modificações, mas o seu desenvolvimento passa pelos seguintes passos [32].

- Sabendo-se que $\nu_t \propto k$, as dimensões de ν_t são (comprimento)²/(tempo) enquanto as de k são (comprimento)²/(tempo)²
- Conseqüentemente ν_t / k tem dimensão (tempo)
- A dissipação turbulenta ε tem dimensões (comprimento)²/(tempo)³
- Conseqüentemente ε / k tem dimensões 1/(tempo)

O próximo passo seria postular uma equação para ω , a qual foi desenvolvida por Kolmogorov.

$$\rho \frac{\partial \varpi}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \varpi}{\partial x_j} = -\beta \rho \varpi^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma \mu_t \frac{\partial \varpi}{\partial x_j} \right)$$

onde β e σ são duas constantes do modelo.

O que se deve notar sobre equação anterior é que não há um termo de produção de ω , o que é consistente com a idéia de Kolmogorov de que ω está associada com as pequenas escalas de turbulência, e, portanto, não tem associação direta com o escoamento médio. Sua lógica falha à medida que em grandes escalas, a energia turbulenta de fronteira seria responsável pela dissipação propriamente dita e pela determinação das escalas de tempo.

Com o passar do tempo, surgiram também diferentes interpretações para o significado físico de ω . Segundo Wilcox (1988) e Speziale et al (1990), ω é definido como a razão de dissipação por unidade da energia cinética turbulenta.

Viscosidade Turbulenta

$$\mu_t = \rho k / \omega$$

Energia Cinética Turbulenta

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

Taxa de Dissipação Específica

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]$$

com $\alpha, \beta, \beta^*, \sigma, \sigma^*$ constantes do modelo, e

$$\varepsilon = \beta^* \omega k$$

$$l = k^{1/2} / \omega$$

5. METODOLOGIA E RESULTADOS

Conforme já mencionado, o perfil utilizado nas simulações para o presente trabalho foi o do terceiro grupo de travessas da U.H.E Capivara. As simulações foram realizadas em três fases: determinar malha computacional, geometria de domínio e modelo de turbulência adequados para as simulações, simular o mesmo perfil com geometrias variadas no bordo de fuga e, por fim, simular dinamicamente o sistema livre para oscilar (modelo de interação fluido-estrutura).

5.1. ESTUDOS DOS MODELOS PARA CÁLCULOS

Para o mesmo perfil bi-dimensional da travessa mencionada, foram realizadas simulações variando-se a geometria do domínio, o *time-step*, o número de elementos da malha computacional e o modelo de turbulência, de modo a obter-se um modelo que corresponda ao que foi observado em campo para esta mesma máquina. Para esta primeira fase de simulações, foi utilizada uma velocidade uniforme de 5m/s como condição de contorno de entrada e OUTFLOW como condição de saída (que significa derivadas temporais nulas para o campo de velocidades na saída do domínio).

5.1.1. Variação da Geometria do Domínio

A primeira malha gerada para a análise possui um domínio não muito extenso e é bastante refinada (composta por 82970 elementos quadrangulares).

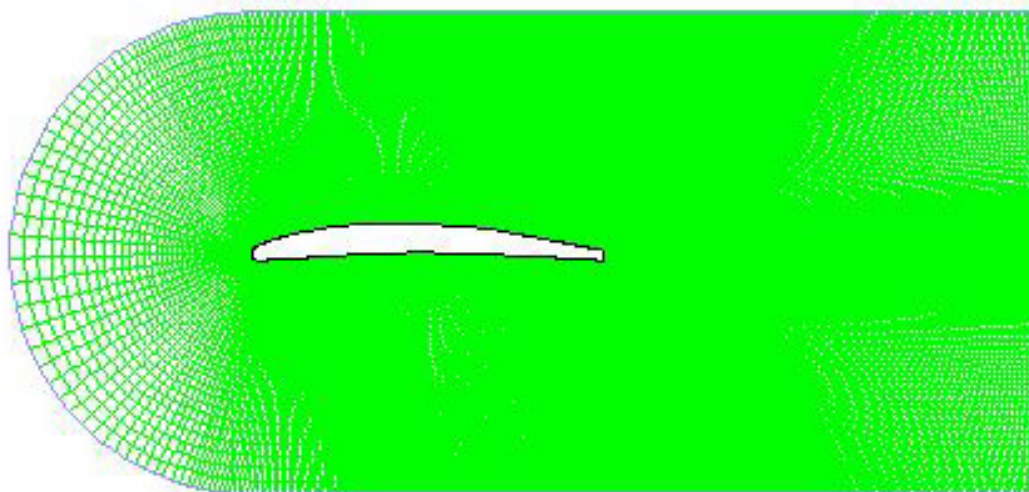


Figura 34 – Malha 1

O modelo de turbulência utilizado foi o $k-\epsilon$, com intensidade turbulenta de 2% e diâmetro hidráulico igual à espessura do perfil. Um método implícito de segunda ordem foi utilizado para discretização temporal e os fluxos convectivos foram calculados com esquema UPWIND de segunda ordem. O time step utilizado foi 5×10^{-4} s, devido à ordem de grandeza esperada para o período da força de excitação ser 0.025s (em torno de 40 Hz, segundo Gissoni). A Figura 35 mostra a variação temporal do coeficiente de sustentação (Cl) do perfil, e as figuras que o seguem mostram distribuições de vorticidade e velocidade, respectivamente.

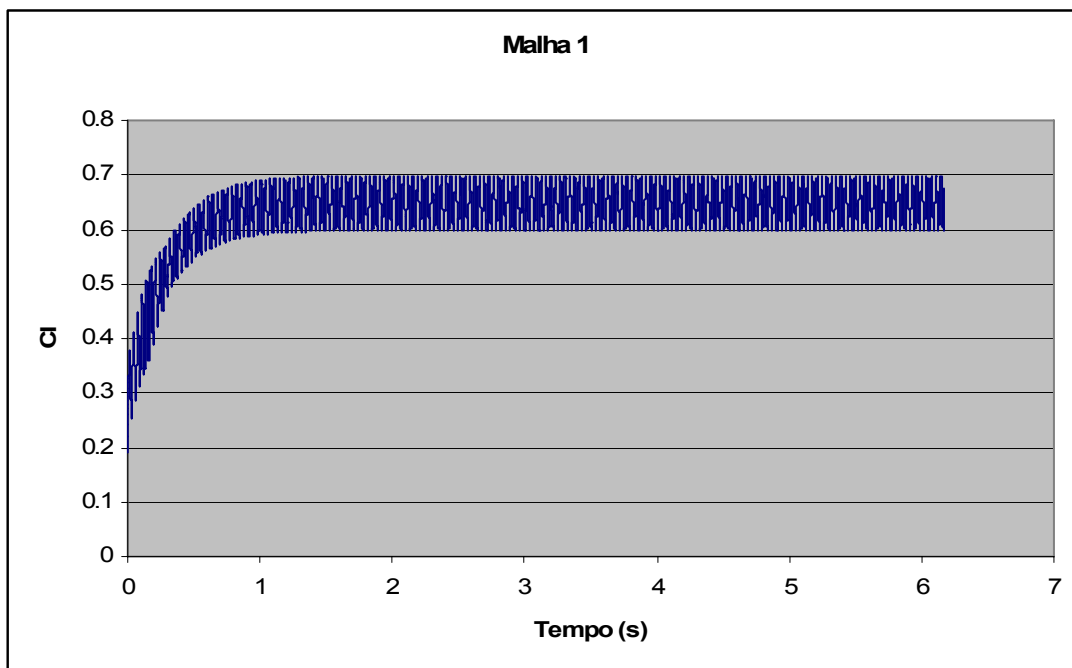


Figura 35 - Variação de CI com o tempo de simulação para a Malha 1

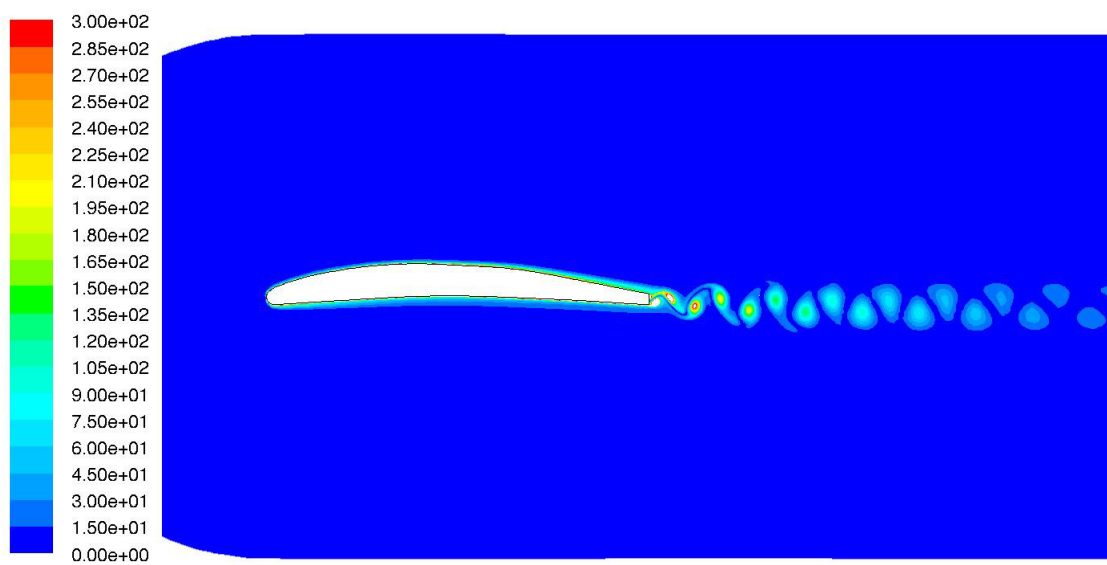


Figura 36 – Contornos de Vorticidade para a Malha 1

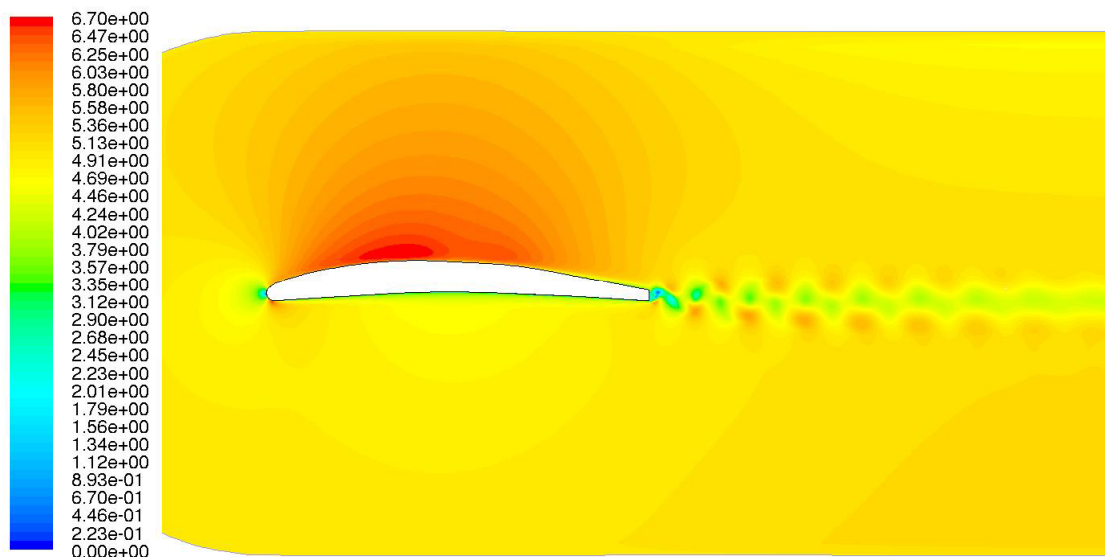


Figura 37 – Contornos de Velocidade para a Malha 1

Conforme pode ser observado na Figura 37, a região do escoamento influenciada pela presença do perfil está atingindo as condições de contorno (no caso, pode-se ver que existe uma faixa com velocidade diferentes da velocidade ao longe alcançando os limites laterais do domínio e que a esteira de vórtices ainda não foi totalmente dissipada antes de atingir a região de saída do escoamento, onde tem-se a imposição de gradientes nulos, por definição). A Malha 1 também se mostrou ineficiente no quesito tempo de simulação (bem como a Malha 2, que será mostrada a seguir). Pode-se observar que a mesma possui regiões muito refinadas, onde tamanha quantidade de elementos não se mostra necessária (ou seja, existem muitos elementos onde não há um campo com grandes gradientes de velocidades).

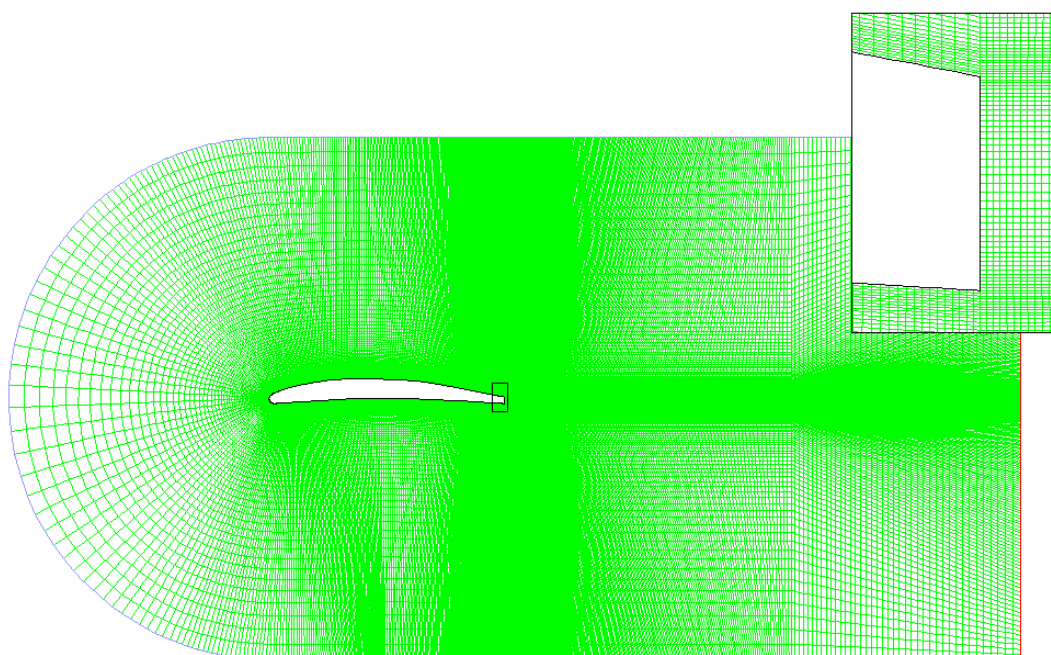


Figura 38 – Malha 2 com detalhe do bordo de fuga do perfil

De maneira a contornar os problemas da Malha 1, foi criada uma nova malha computacional (Malha 2), onde a largura total do domínio foi aumentada e uma nova região foi criada a jusante do escoamento, com uma razão grande de crescimento dos elementos de modo a dissipar a esteira de vórtices numericamente, sem ter a influência das condições de contorno. Ainda nesta malha foi utilizado um número grande de elementos (92400), no entanto, estes foram distribuídos de modo que apenas as regiões de interesse ficassem mais refinadas. De modo a evitar transições bruscas entre as regiões discretizadas na malha, algumas regiões menos importantes no escoamento acabaram permanecendo refinadas.

A Figura 39 mostra a variação temporal do coeficiente de sustentação (c_l) do perfil, e as figuras que o seguem mostram distribuições de velocidade e de vorticidade para as mesmas condições de simulação apresentadas para o caso anterior.

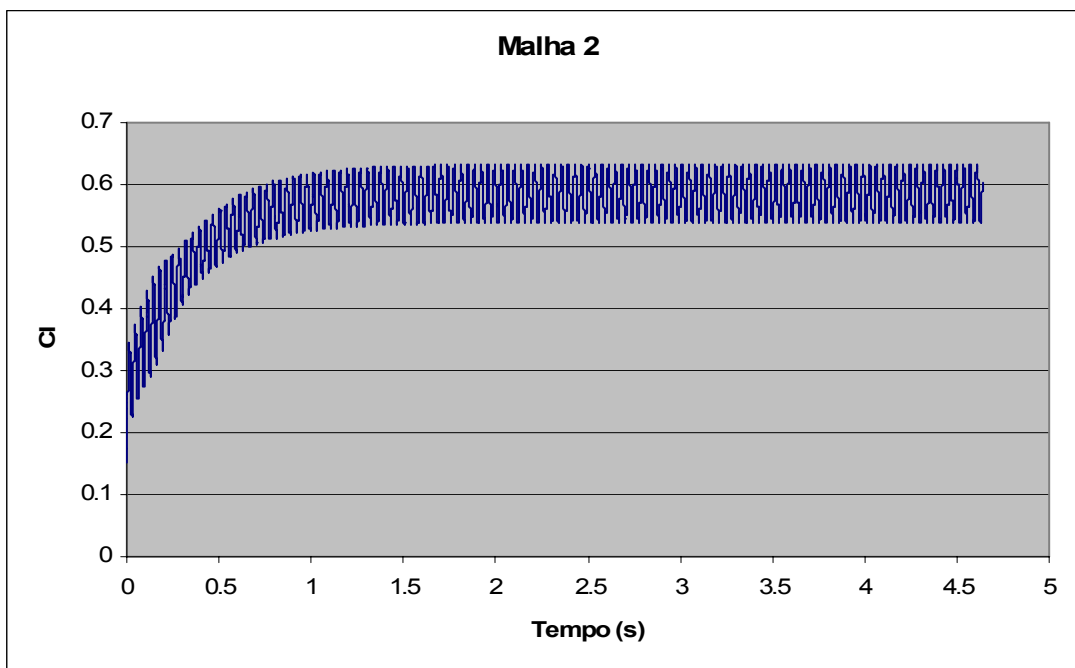


Figura 39 - Variação de Cl com o tempo de simulação

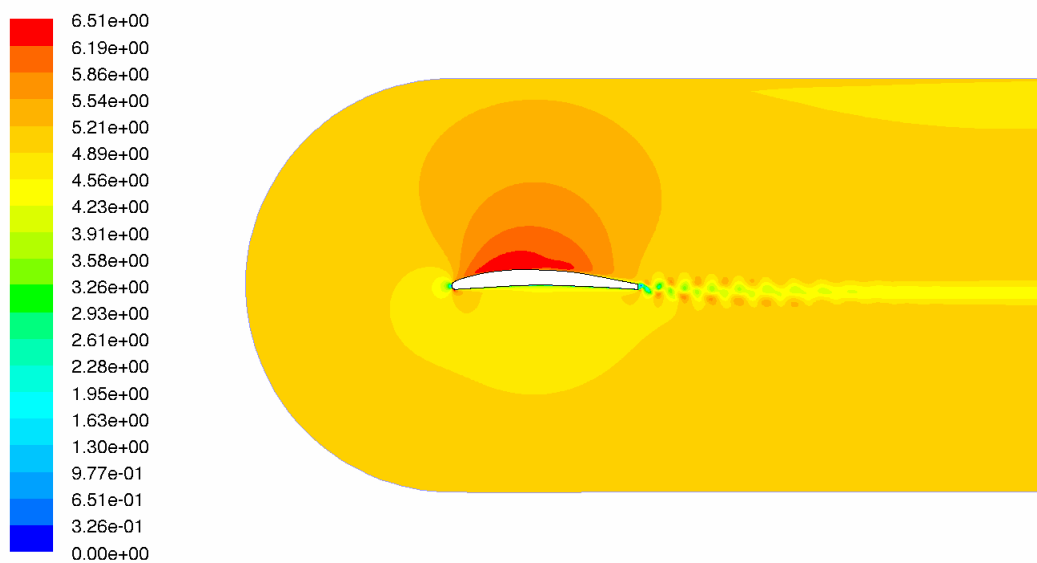


Figura 40 - Contornos de Velocidade para a Malha 2

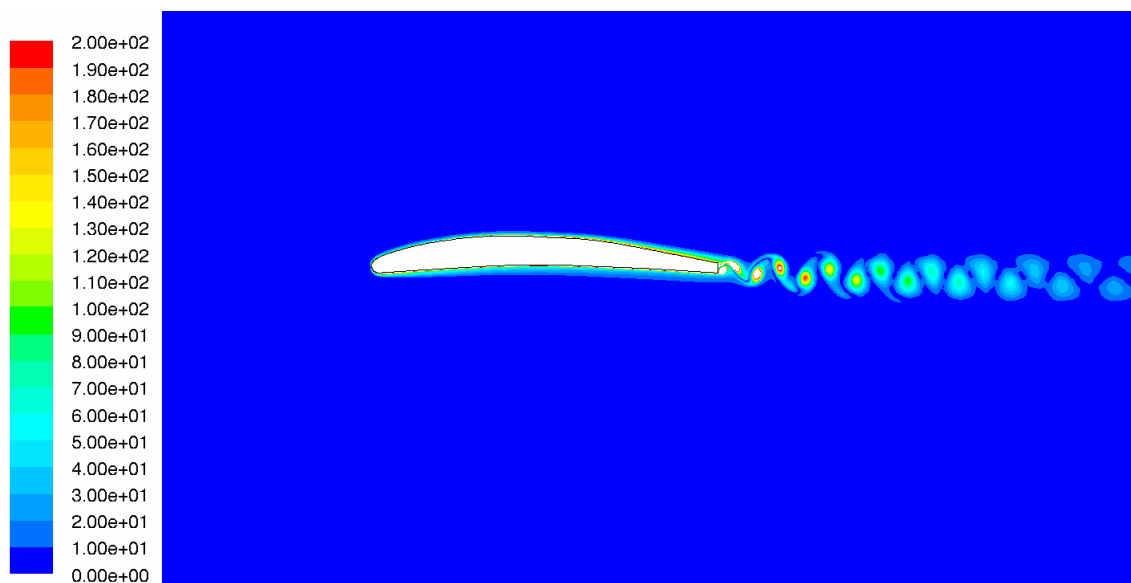


Figura 41 – Contornos de Vorticidade para a Malha 2

Conforme pode-se perceber da Figura 41, o valor médio do coeficiente de sustentação para o novo domínio foi reduzido. Já de acordo com a Figura 40, percebe-se que a região do escoamento alterada pela presença do perfil não atinge mais as fronteiras do domínio e, quanto à região de saída, o escoamento já se mostra estabelecido ao atingir a fronteira.

5.1.2. Variação do Intervalo de Tempo de Simulação

A partir da Malha 2, foram realizadas simulações mantendo-se as condições de contorno e o modelo de turbulência inalterados, variando-se apenas o time step para cada caso. Foram testados 4 intervalos de tempo diferentes, 1×10^{-4} s, 5×10^{-4} s, 1×10^{-3} s e 5×10^{-3} s. As curvas com variação do CI com o tempo seguem na Figura 42.

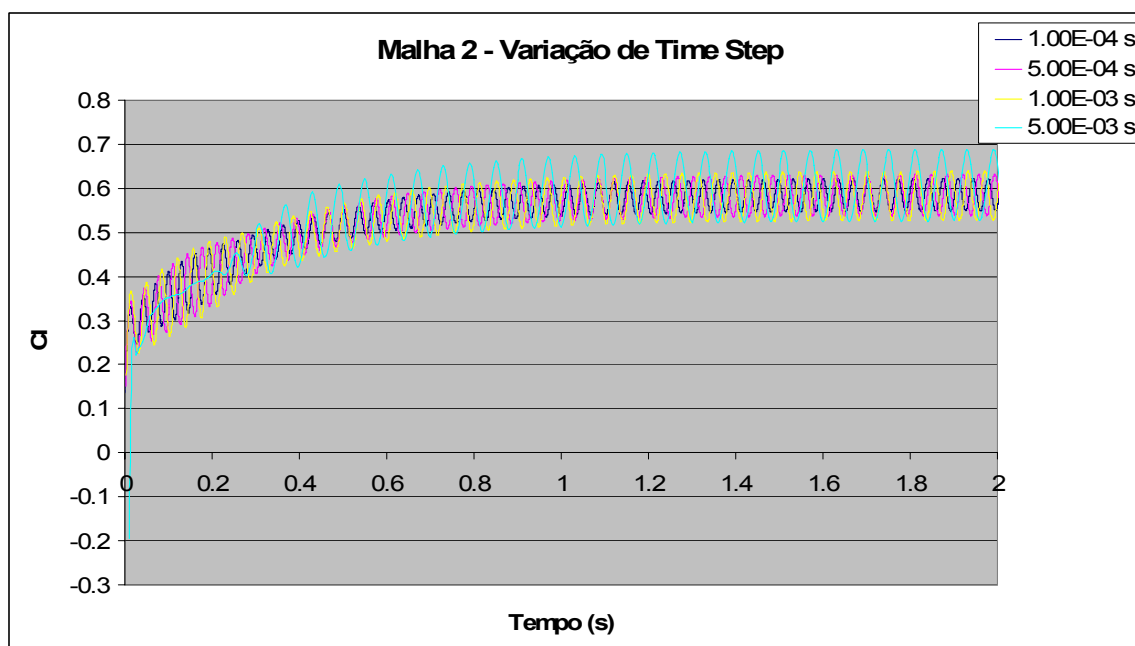


Figura 42 - Variação de CI com o tempo de simulação para diferentes *time step*

Quanto à amplitude, pode-se notar que o caso com time-step de 5×10^{-3} s apresentou variação com relação aos demais. Os valores numéricos correspondentes a cada *time-step* são mostrados na tabela resumo.

5.1.3. Variação do Modelo de Turbulência

Ainda utilizando-se a malha 2, foram realizadas novas simulações mantendo-se agora um time-step fixo e igual a 1×10^{-4} s, variando-se o modelo de turbulência e sua intensidade de caso para caso. Foram avaliados os modelos k- ϵ e k- ω SST. Para o modelo k- ϵ , foram simulados casos com intensidade turbulenta de 1 e 2%, e para o modelo k- ω SST de 2 e 3%. O modelo que efetivamente se mostrou mais adequado para a presente aplicação foi o k- ω SST.

5.1.4. Variação do Número de Elementos da Malha

Por fim, de modo a solucionar o problema do tempo necessário para se atingir um resultado confiável, foi criada uma nova malha, com uma menor quantidade de

elementos (34300 elementos). Para verificar a qualidade da malha, foram realizadas simulações utilizando-se o modelo $k-\omega$ SST com intensidade turbulenta de 2% e time step 1×10^{-4} s de modo a permitir comparação com a Malha 2. A Figura 43 mostra a malha 3 bi-dimensional.

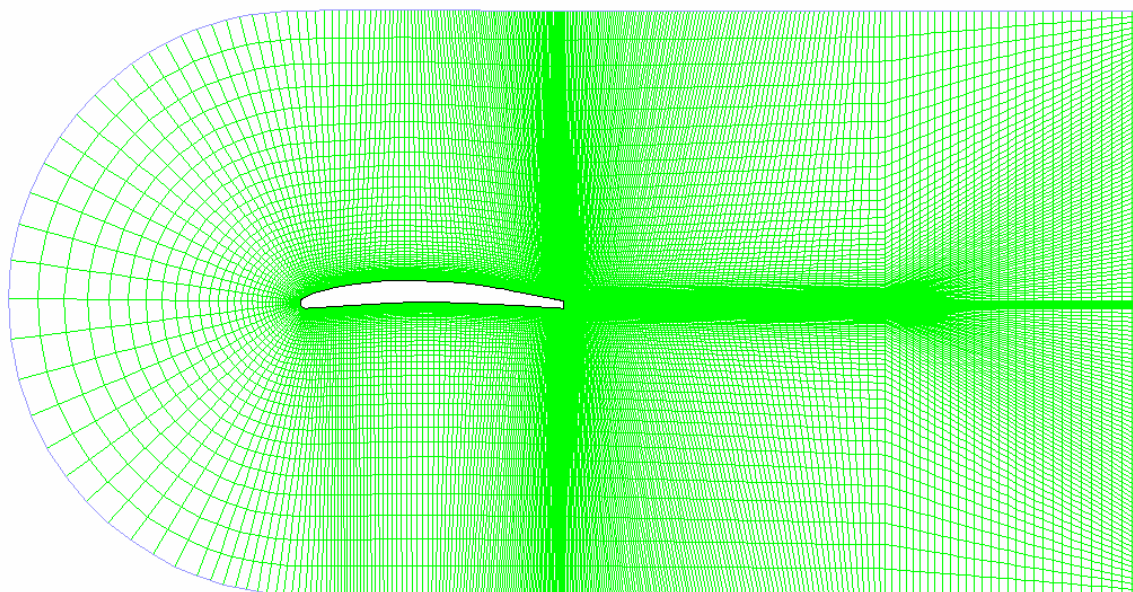


Figura 43 – Malha 3

Também foi gerada uma malha de elementos triangulares, de maneira a permitir o uso de malhas deformáveis para os casos onde a oscilação do perfil será levada em conta e para maior facilidade na geração de diferentes perfis do bordo de fuga. Tal malha (4) é composta por aproximadamente 42000 elementos e é também utilizada para as simulações envolvendo mudança do bordo de fuga do perfil. O número total de elementos para cada caso de perfil varia, mas este se mantém próximo do valor apresentado.

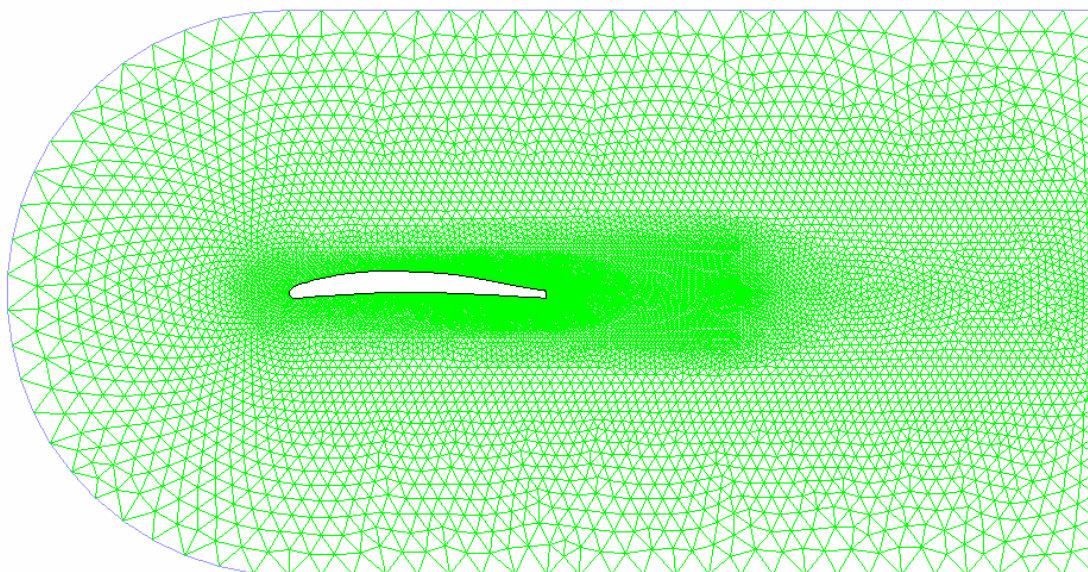


Figura 44 – Malha 4

A Tabela 3 mostra resumidamente os resultados obtidos para todos os casos apresentados. A frequência calculada é a frequência de oscilação do coeficiente de sustentação para cada um dos mesmos, e o número de Strouhal é calculado através da relação mostrada nos fundamentos teóricos.

Tabela 3 – Resumo dos casos simulados

Malha	Time Step	Mod. De turbulência	Frequência	St + CL
1	5.00E-04	k-ε intens. 2%	27.77	0.21105
2	1.00E-04	k-ε intens.2%	29.67	0.22549
2	5.00E-04	k-ε intens. 2%	27.77	0.21105
2	1.00E-03	k-ε intens.2%	25.64	0.19486
2	5.00E-03	k-ε intens. 2%	16.66	0.12662
2	1.00E-04	k-ε intens. 1%	29.23	0.22215
2	1.00E-04	k-ε intens. 2%	29.67	0.22549
2	1.00E-04	k-ω intens. 2%	30.21	0.2296
2	1.00E-04	k-ω intens.3%	30.03	0.22823
3	1.00E-04	k-ω intens. 2%	30.21	0.2296
4	1.00E-04	k-ω intens. 2%	30.21	0.2296

De acordo com a Figura 45, devemos ter uma frequência de emissão de vórtices entre 30 e 35Hz para as condições simuladas. A conversão entre velocidade e

vazão é dada através do valor da área na seção de entrada do escoamento na máquina, obtida das vistas em corte da caixa espiral e da máquina como um todo.

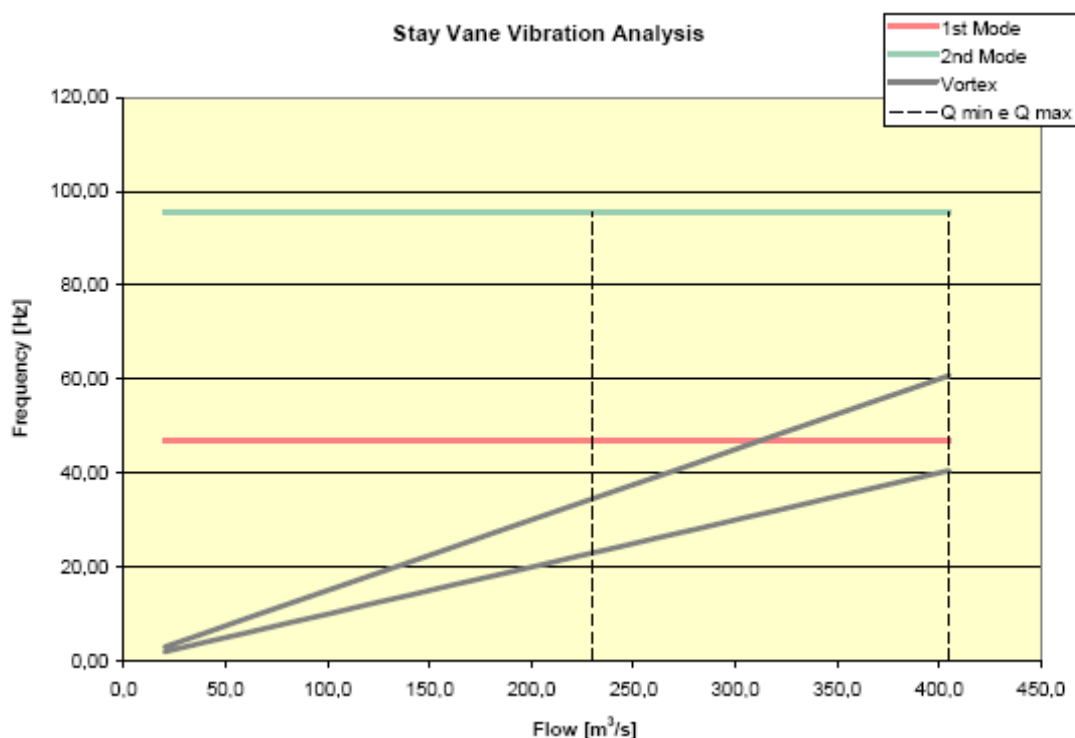


Figura 45 – Estimativa de freqüência de emissão de vórtices (Extraído de [13])

Sabe-se, também, que o número de Strouhal esperado, levando-se em conta a espessura da camada limite, deve ser da ordem de 0.22. De acordo com o que se pode ser visualizado nas simulações, a camada limite possui aproximadamente 3mm. Dessa maneira, corrigindo-se o número de Strouhal apresentado na Tabela 3, os casos destacados apresentam bons resultados para o modelo proposto, devendo este, portanto, ser levado a diante nas próximas simulações.

5.1.5. Variação da Velocidade de Escoamento

Após as análises preliminares do modelo CFD em questão, foi levantada a curva da variação da freqüência de emissão com a velocidade do escoamento ao longe. Tal investigação é importante para prever a freqüência das forças de excitação atuantes na máquina e dimensioná-la adequadamente para resistir ao fenômeno, ou modificar a geometria do perfil. Também é possível, através de tal curva,

validar o modelo computacional utilizado visto que o comportamento da frequência de emissão de vórtices já é conhecido quando se varia a velocidade do escoamento para o caso do perfil estático (Figura 45).

As simulações foram realizadas utilizando-se a malha 4 para os cálculos, variando-se a velocidade de entrada de 1 a 5m/s. Foi utilizado um time step de 1×10^{-4} s, com mesmas condições de contorno já utilizadas anteriormente. Foram também utilizados o modelo k- ω SST para turbulência com intensidade 2% e mesmo diâmetro hidráulico já mencionado. Um método implícito de segunda ordem foi utilizado para discretização temporal e os fluxos convectivos foram calculados com esquema UPWIND de segunda ordem. Os resultados para as simulações são mostrados na Figura 46.

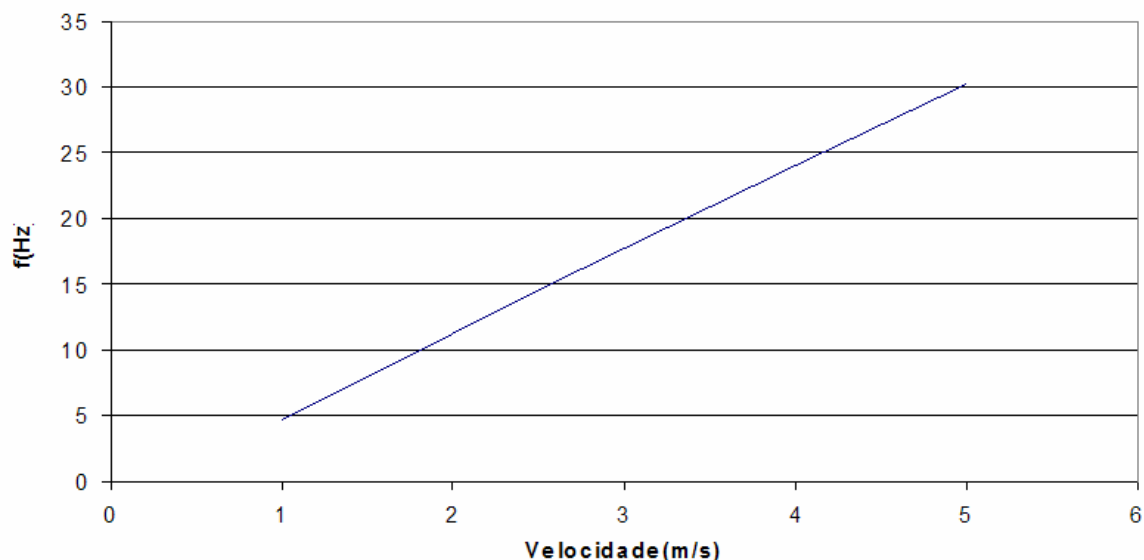


Figura 46 – Variação da frequência de excitação com a velocidade do escoamento ao longe

De acordo com o exposto, pode-se verificar que a curva apresenta o comportamento inicialmente esperado.

5.2. VARIAÇÃO DA GEOMETRIA DO BORDO DE FUGA

Conforme já mencionado, um dos procedimentos que tem por objetivo solucionar o problema das vibrações induzidas por escoamento em pré-distribuidores é alterar a geometria do bordo de fuga do perfil das travessas de modo que a

freqüência de emissão de vórtices seja alterada e que, dessa maneira, não haja mais excitação do sistema.

Assim, pode-se executar um chanfro no bordo de fuga com o intuito de afilar a aresta de saída e aumentar a freqüência de emissão (partindo-se da premissa que o Número de Strouhal deve permanecer num valor aproximadamente constante).

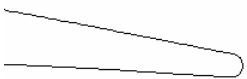

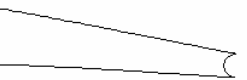

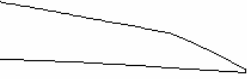
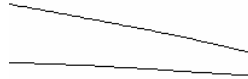


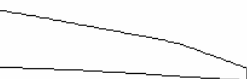

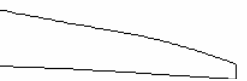

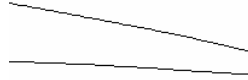
No entanto, o procedimento adotado normalmente nem sempre é válido, visto que com um afilamento exagerado, o ponto de separação de escoamento não é efetivamente o bordo de fuga, mas sim um ponto mais a montante do mesmo.

A Tabela 4 mostra de maneira esquemática os perfis de bordo de fuga simulados e as freqüências de emissão obtidas para os mesmos. As soluções 1 e 2 são as originalmente encontradas para o perfil de Capivara. De 3 a 9, temos soluções normalmente efetuadas na ocasião de reparo das máquinas (o corte pelo lado de sucção, reduzindo-se a dimensão do bordo de fuga). Já de 10 a 12 temos o afilamento do bordo de fuga efetuado através de um chanfro no lado de pressão da travessa.

As simulações foram realizadas utilizando-se malhas de elementos triangulares, com aproximadamente 20000 elementos para perfis com bordo de fuga mais espessos e 40000 elementos para perfis com bordo de fuga mais finos, um time step de 1×10^{-4} s, mesmas condições de contorno já utilizadas anteriormente para entrada, mas com PRESSURE OUTLET nas faces de saída. Foram também utilizados o modelo k- ω SST para turbulência com intensidade 2% e mesmo diâmetro hidráulico já mencionado. Para discretização temporal, foi utilizado um método Implícito de segunda ordem. Os fluxos convectivos foram calculados com esquema UPWIND de segunda ordem.

As Figura 47 e Figura 48 mostram as malhas utilizadas nas simulações. Deve-se ressaltar que a solução utilizada para a mesma foi combinar malha estruturada nas proximidades da camada limite com malha triangular nas regiões mais externas.

Tabela 4 - Identificação do bordo de fuga do perfil, de sua espessura e da respectiva frequência de emissão

Perfil	Esp (mm)	Cl Amp	Freq (Hz)	Perfil	Esp (mm)	Cl Amp	Freq (Hz)
 1	32	0.013	34.96	 7	20	0.019	40.32
 2	32	0.031	29.41	 8	24	0.036	34.60
 3	4	0.000	0.00	 9	28	0.057	31.44
 4	8	0.000	0.00	 10	0	0.000	0.00
 5	12	0.000	0.00	 11	16	0.026	43.47
 6	16	0.000	0.00	 12	24	0.049	34.97
				 13	32	0.072	30.12

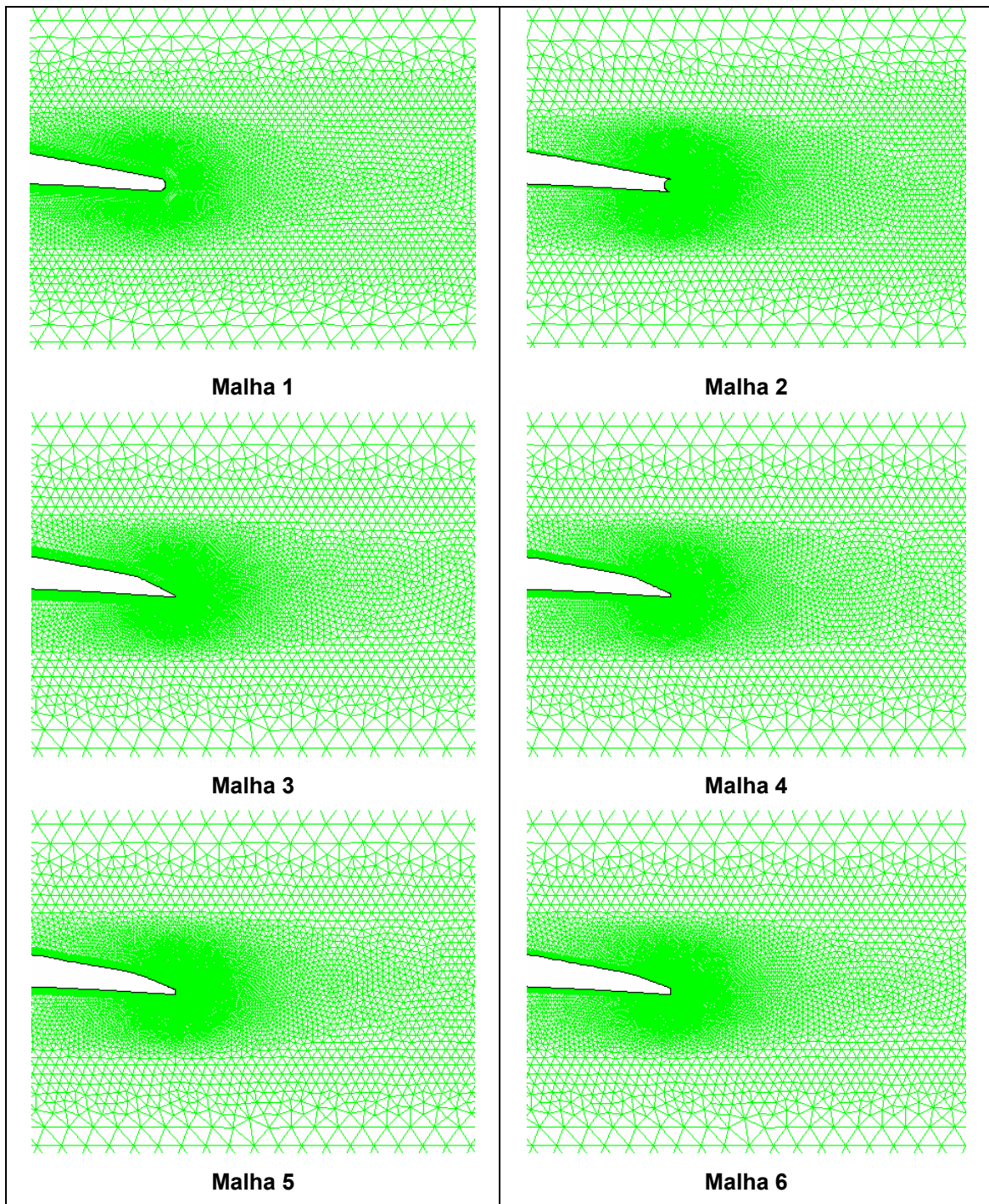


Figura 47 – Malhas dos perfis 1 a 6 utilizadas para as simulações

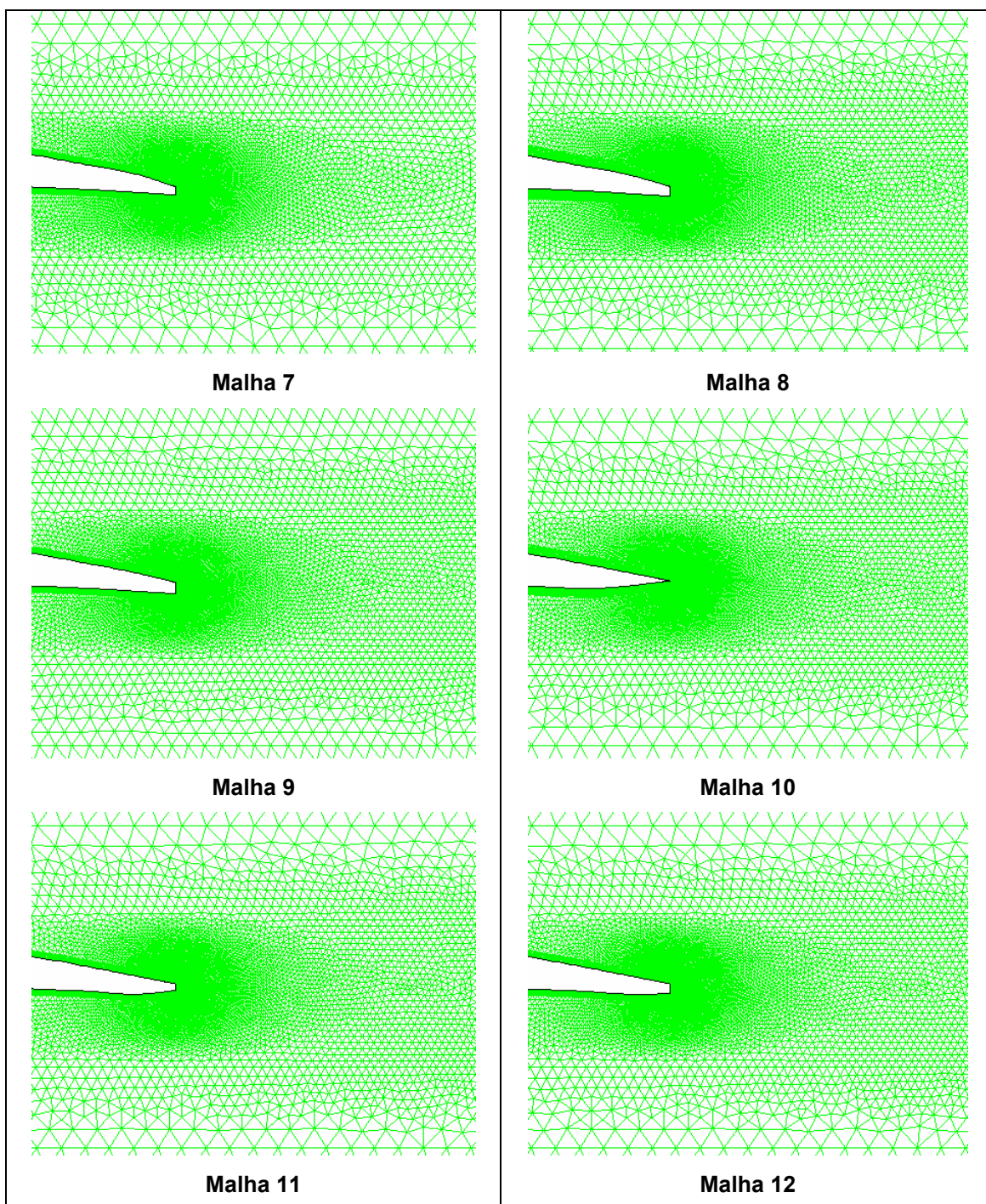


Figura 48 – Malhas dos perfis 7 a 12 utilizadas para as simulações

Em uma análise preliminar, podemos visualizar que, para os casos 1 e 2 houve uma ligeira queda na frequência de emissão. Já para os casos 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9, dois efeitos podem ser visualizados. Um deles é o aumento da frequência de emissão com a redução do perfil do bordo de fuga. Já o outro é a não formação

de uma esteira de vórtices periódica propriamente dita. Isto pode ser explicado devido ao fato de, devido à variação brusca de geometria na região do chanfro, o escoamento se separar em pontos distantes e não haver interação entre as camadas cisalhantes que se separam do intradorso e do extradorso, como pode ser visto nas próximas figuras de contornos de velocidade e vorticidade. Uma pequena região de recirculação é formada a jusante neste caso, mas não há oscilação da força de sustentação em torno do valor médio observado.

Levando-se em conta que o número de Strouhal deve ser aproximadamente constante neste caso, tendo o escoamento separado em um ponto mais a montante, temos uma dimensão de referência real maior do que a dimensão da aresta do bordo de fuga propriamente dita (espessura do fólio na região de separação + camadas limite). Dessa maneira, realmente é de se esperar que a frequência de emissão seja baixa. É interessante observar também que os casos 6 e 11, 8 e 12, com mesma espessura de aresta de saída mas com chanfros executados, respectivamente para cada um dos pares, pelo lado de sucção (extradorso) e pelo lado de pressão (intradorso) apresentaram comportamentos diferentes. Para o primeiro caso, é possível observar de fato frequências de emissão diferentes, visto que comparando-se o escoamento em cada um deles, temos que, para o caso 6 a separação se dá em um ponto mais a montante do que o bordo de fuga propriamente dito. Assim, conforme já mencionado, a dimensão de referência para este caso é maior do que a do caso 11 (que possui o escoamento separando na aresta de saída) o que leva a uma menor frequência de emissão (para este caso limite, a mesma vale 0Hz). Com relação ao par 8/12, observa-se que o escoamento se comporta da maneira prevista para ambos os casos, visto que não há adiantamento do ponto de separação. As figuras a seguir mostram contornos de velocidade e de vorticidade para cada caso e, em seguida, detalhes sobre o ponto de separação também são mostrados.

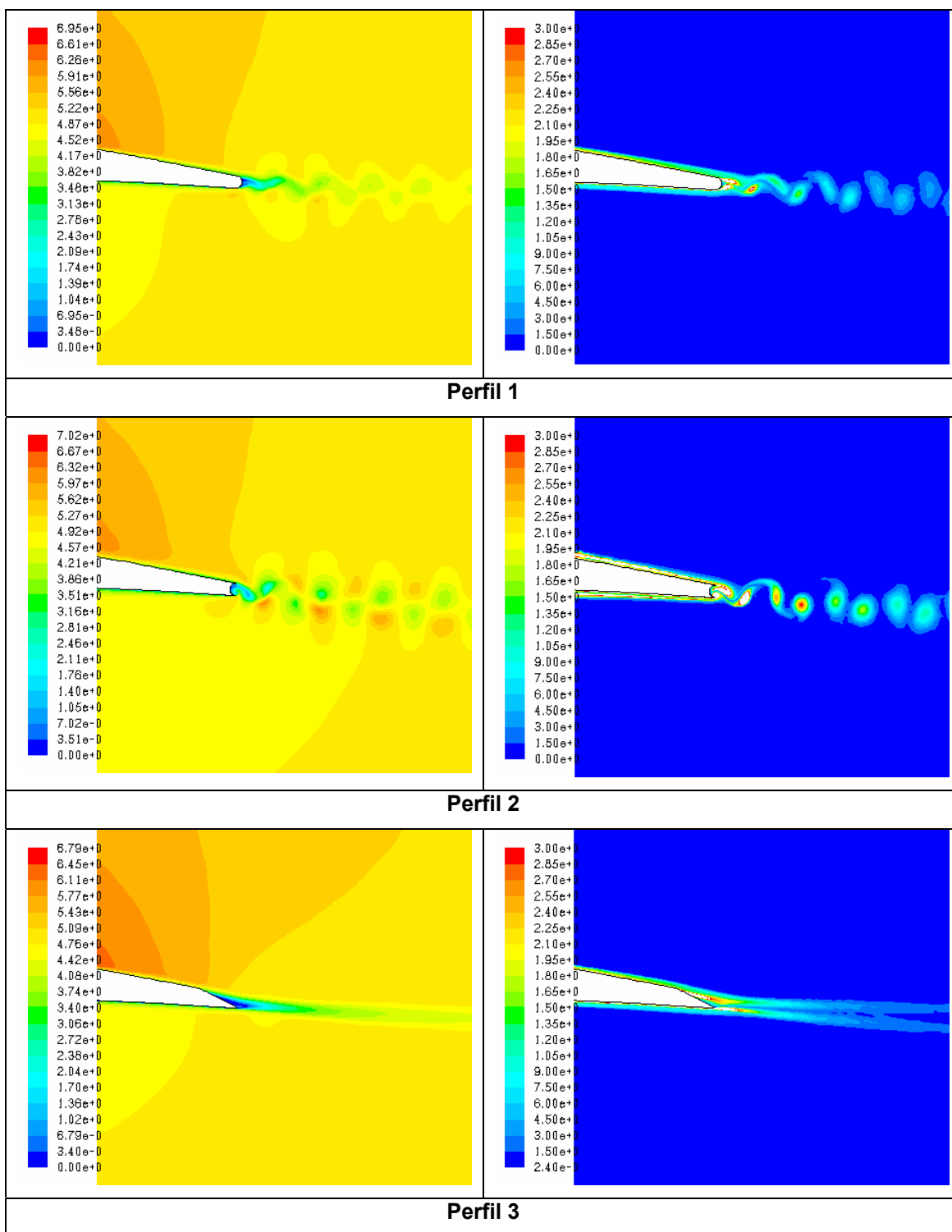


Figura 49 – Perfis 1, 2 e 3 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita

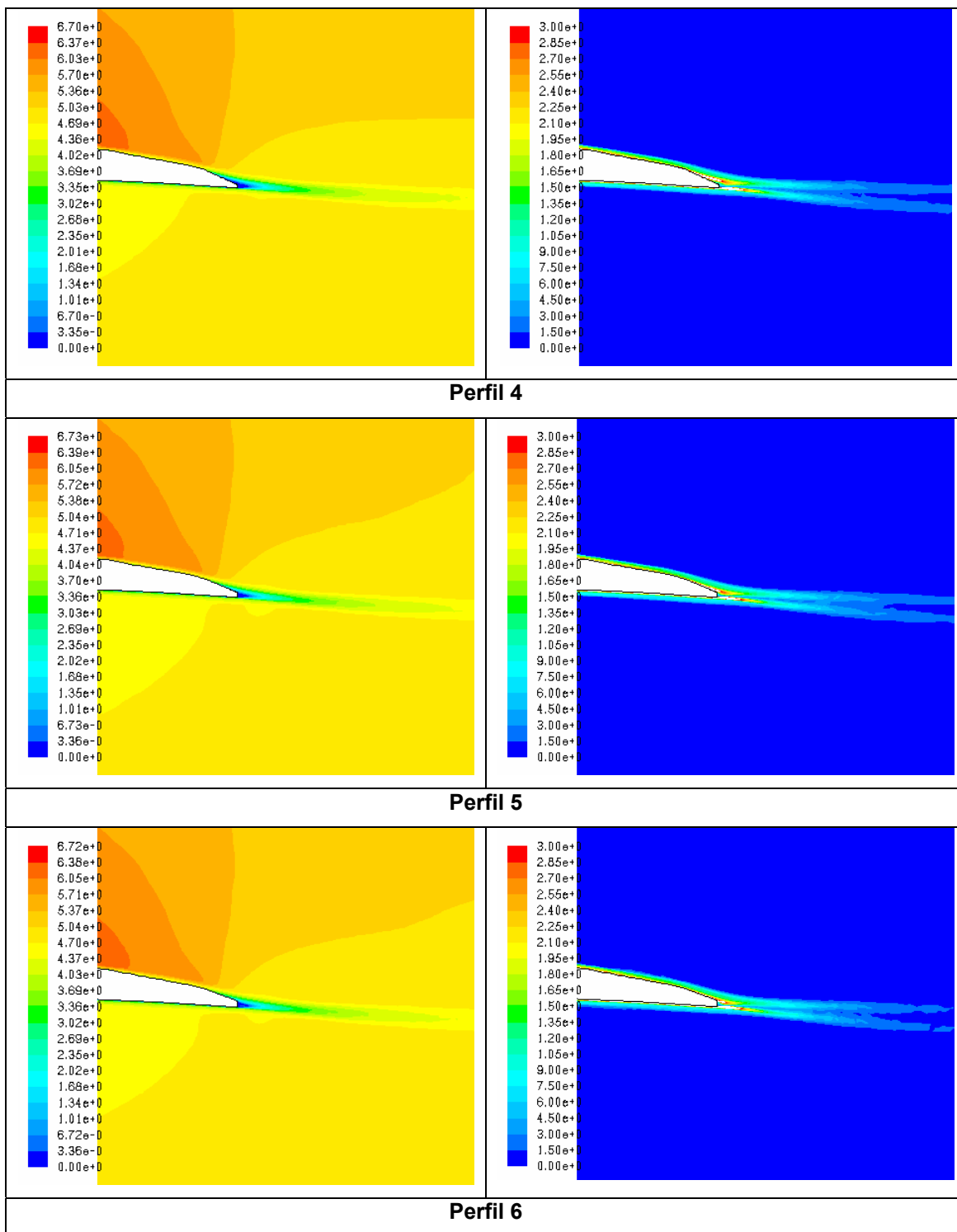


Figura 50 – Perfis 4, 5 e 6 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita

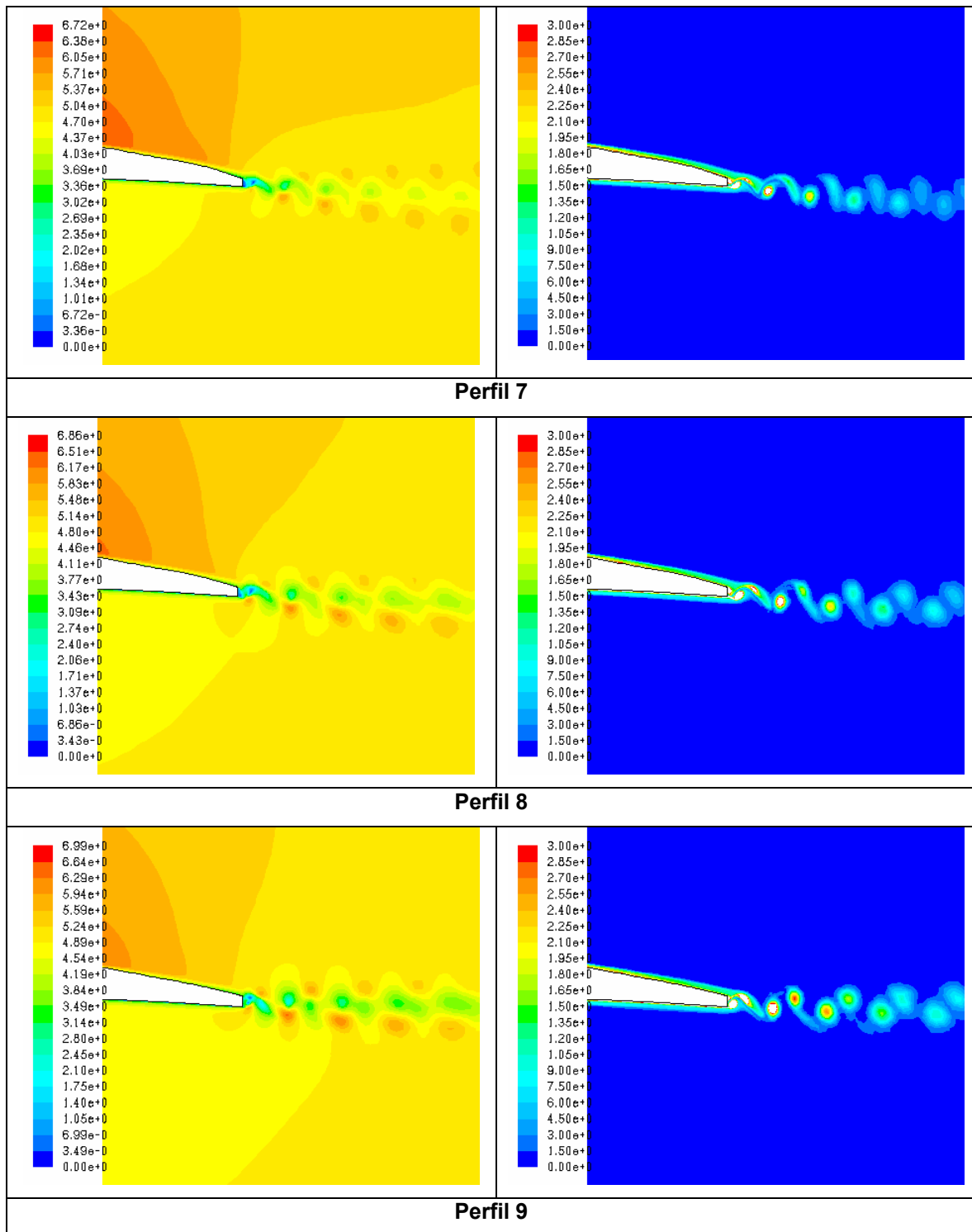


Figura 51 – Perfis 7, 8 e 9 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita

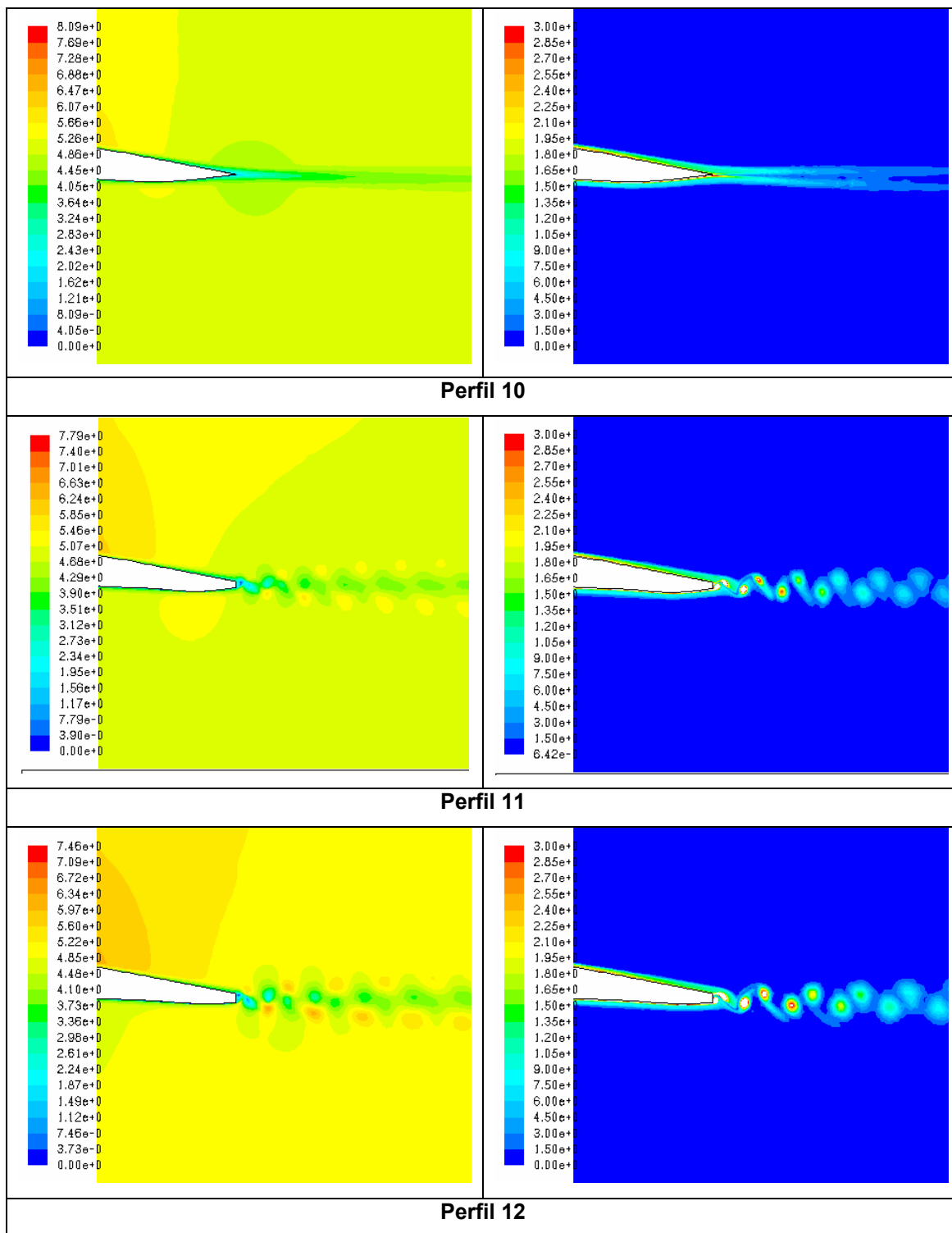


Figura 52 – Perfis 10, 11 e 12 – Contornos de Velocidade (m/s) à esquerda e de Vorticidade (1/s) à direita

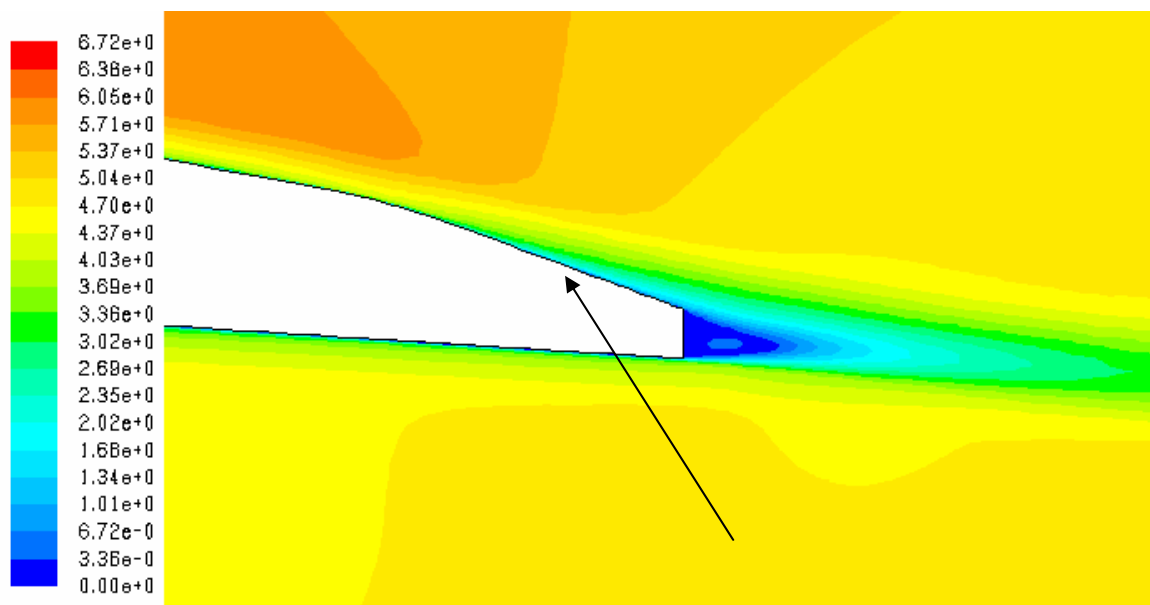


Figura 53 – Perfil 6 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento

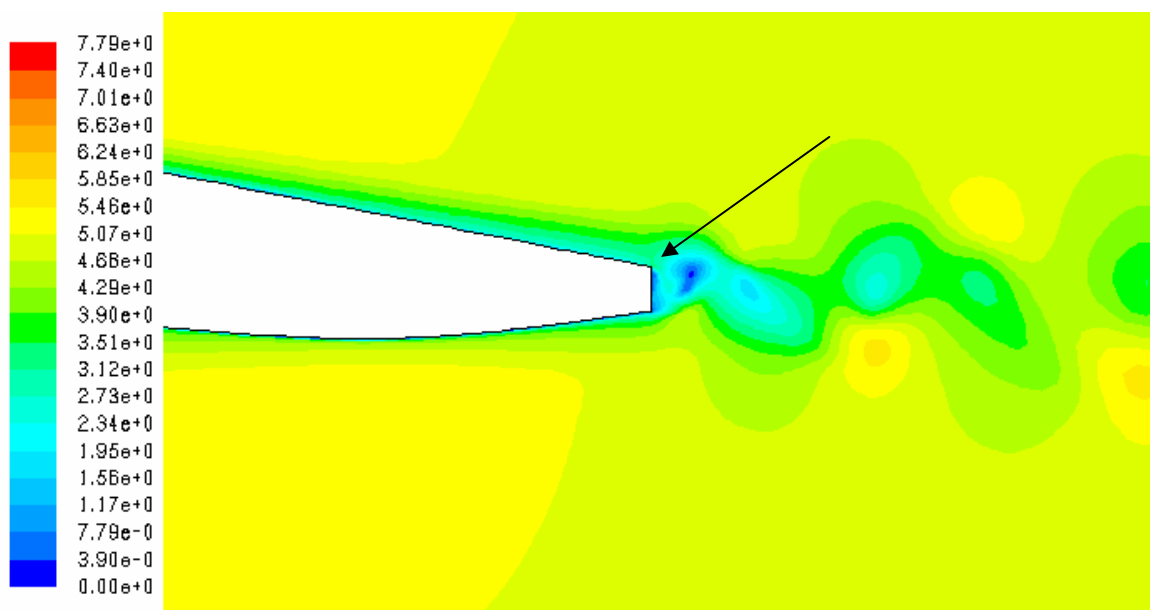


Figura 54 - Perfil 11 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento

Conforme já explicado, temos, novamente, das figuras com os destaques que a região de separação é fortemente determinante da frequência e da amplitude finais de emissão de vórtices. Assim, para o par 6/11, não apenas a espessura do perfil foi determinante mas o projeto hidráulico da travessa como um todo também exerceu grande influência no comportamento dinâmico do escoamento.

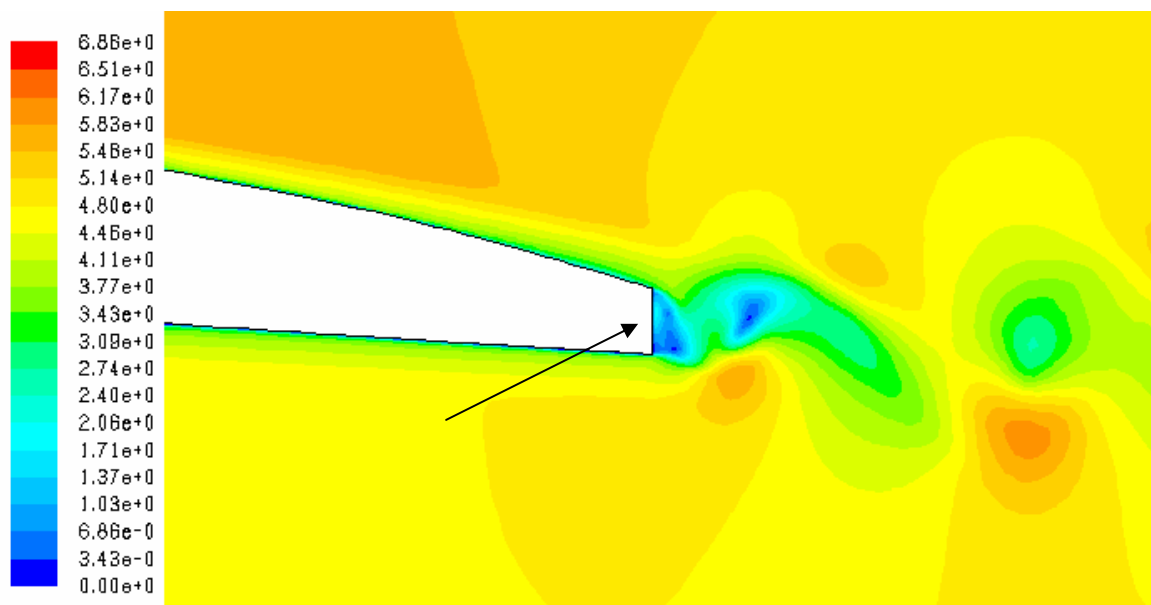


Figura 55 – Perfil 8 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento

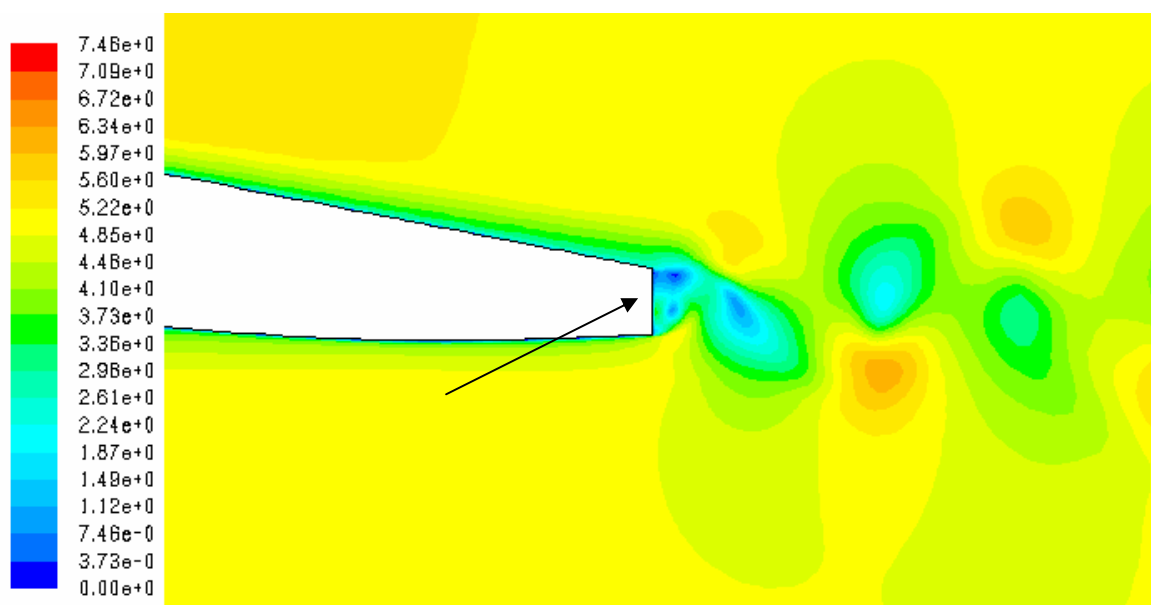


Figura 56 – Perfil 12 – Contornos de Velocidade – Detalhe da região de separação do escoamento

Para estes últimos dois casos em destaque, temos que o escoamento se separa na mesma região para ambos. Assim, pode-se claramente verificar que o resultado obtido para as frequências de emissão é coerente (ou seja, para ambos os perfis, sendo a dimensão de referência praticamente igual, é de se esperar que a frequência de emissões permaneça aproximadamente constante, visto que o Número de Strouhal também assim deve permanecer).

Quanto às amplitudes encontradas para cada um dos perfis, podemos observar que esta tende a aumentar com a redução da frequência de emissão. Tal efeito é observado para ambas as seqüências de variação de espessura do bordo de saída da travessa (cortes pelo lado de sucção e pelo lado de pressão). Basicamente tal efeito está relacionado à intensidade dos vórtices que são emitidos das travessas. Vórtices com maior intensidade acabam causando maior variação no perfil de velocidades ao longe, e, portanto, acabam induzindo maior variação no campo de pressões. Conforme mostrado pelas figuras a seguir para os perfis 7 e 13, o campo de vorticidades é mais intenso para este segundo.

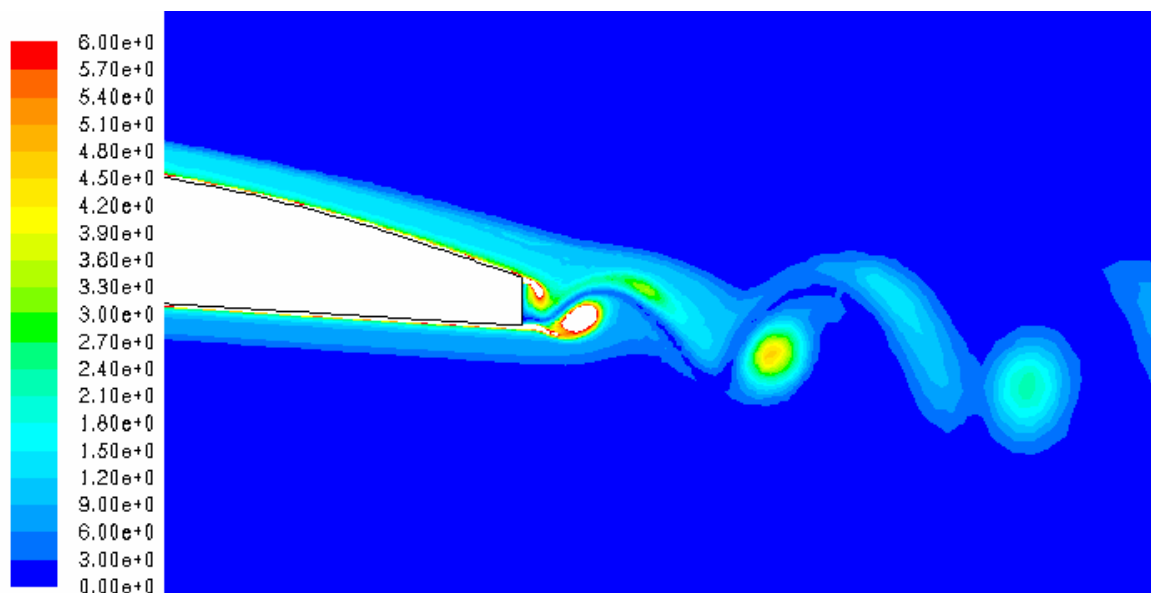


Figura 57 – Perfil 7 – Campo de Vorticidade [1/s]

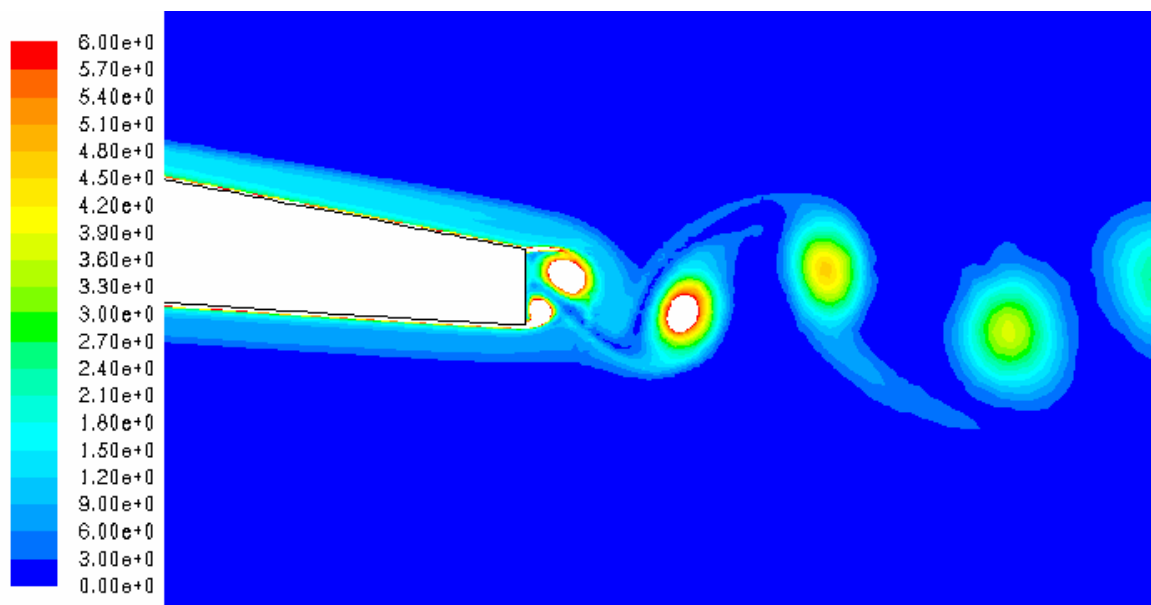


Figura 58 – Perfil 13 – Campo de Vorticidade [1/s]

Por fim, é interessante também comparar diretamente os casos 1, 2 e 13. Pode-se notar que, embora de maneiras geometricamente diferentes, os três possuem a mesma espessura na região de saída. O perfil 1 possui um raio convexo de 32mm, o perfil 2 um raio côncavo de 32mm e o perfil 13 um corte sem curvatura, também de espessura 32mm. Quanto à frequência de emissão, o que se pode observar é que o perfil 1 possui uma frequência razoavelmente mais elevada quando comparado aos demais. Isto ocorre pelo mesmo motivo já explicado: o ponto de separação do escoamento. No entanto, para este caso ocorre o inverso: o escoamento se mantém aderido à superfície até um ponto mais a jusante no próprio raio de curvatura, conforme mostrado pela Figura 59.

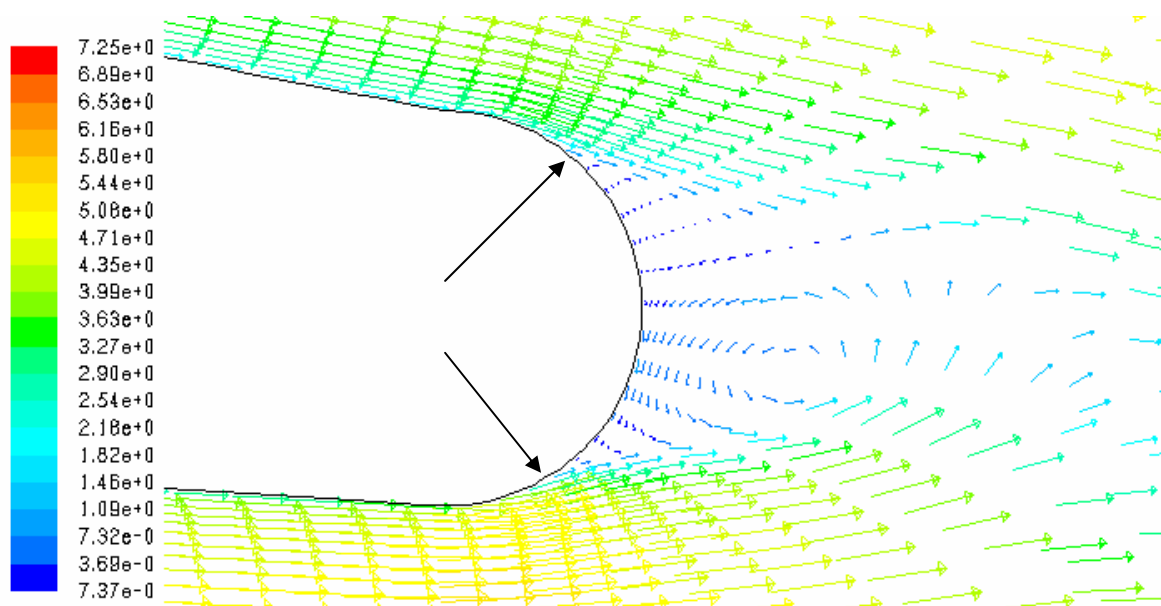


Figura 59 – Perfil 1 – Detalhe do ponto de separação – Menor espessura de separação

Por outro lado, o perfil 13 é o que possui maior amplitude do valor do CI (Figura 58), visto que este é capaz de gerar uma esteira com vórtices mais intensos (vorticidade mais elevada). As Figuras a seguir mostram os campos de vorticidade para os perfis 1 e 2 em detalhe e a Figura 58 .

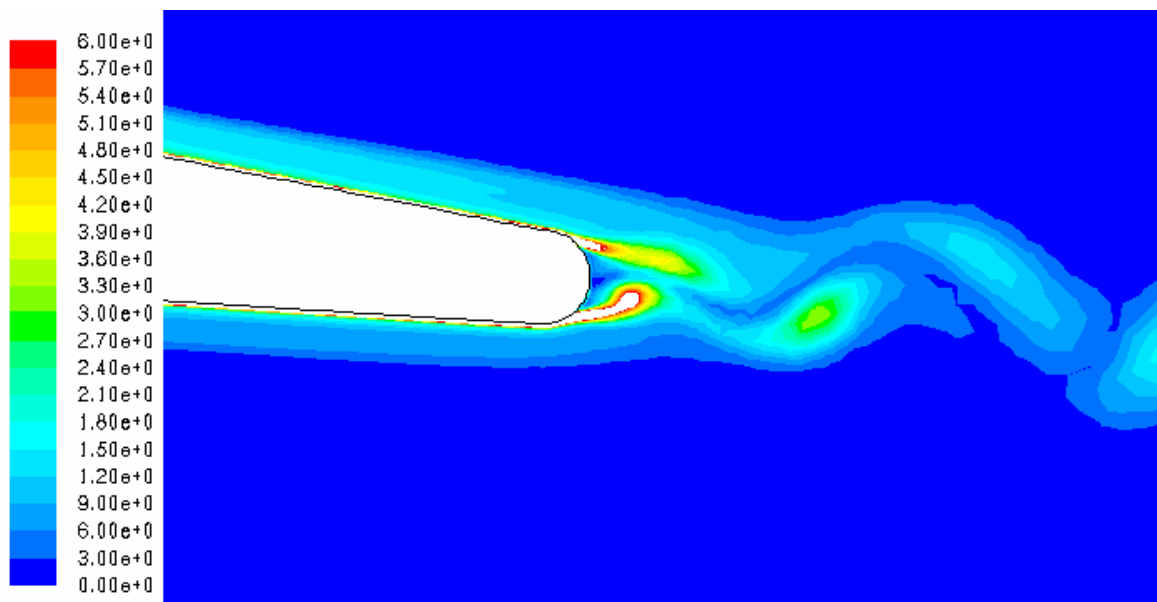


Figura 60 – Perfil 1 – Campo de Vorticidade [1/s]

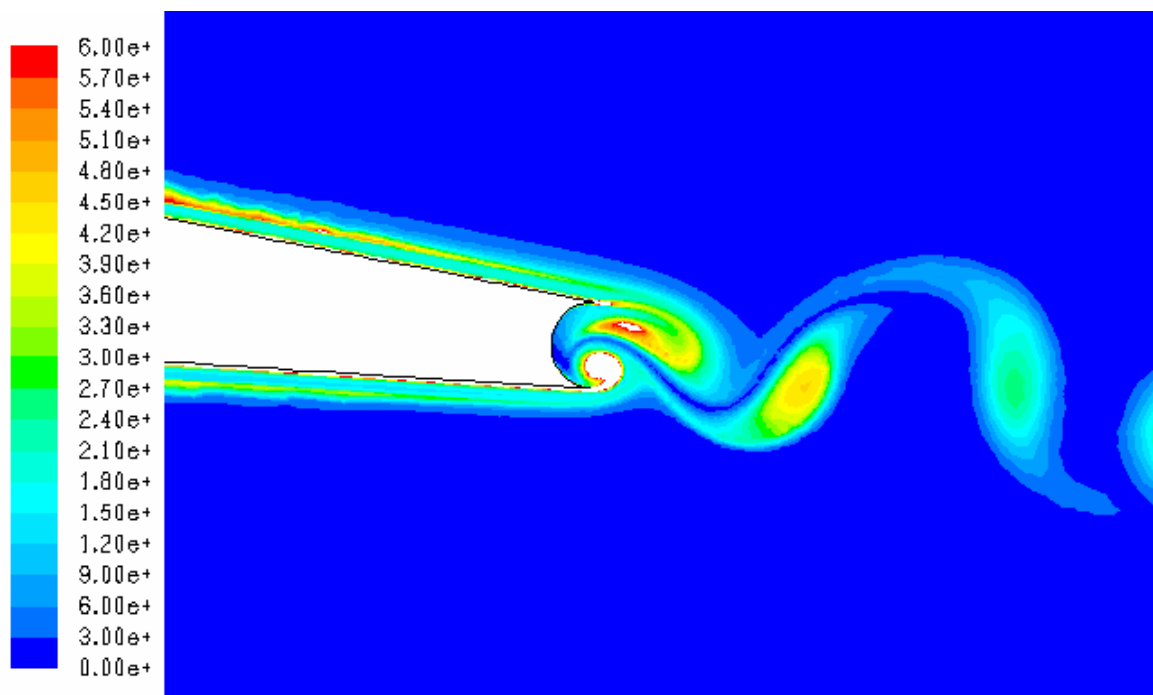


Figura 61 - Perfil 2 – Campo de Vorticidade [1/s]

5.3. SIMULAÇÕES COM MODELO DINÂMICO

Conforme já mencionado, para a realização das simulações computacionais do presente trabalho, foi utilizado o software comercial FLUENT. No entanto, tal software não considera em seu algoritmo os deslocamentos sofridos pelo perfil devido à interação fluido-estrutura. Por outro lado, tal software permite o desenvolvimento de um código em linguagem C e o seu acoplamento ao programa principal, o que possibilita a simulação do perfil livre para oscilar. A este código implementado, dá-se o nome de User-Defined Function (UDF).

As UDFs são formadas por Macros internas do FLUENT, as chamadas “DEFINE Macros”. Elas (UDFs) acessam variáveis internas de simulações do FLUENT através destas, e, a partir desses dados, realizam operações adicionais, não realizadas pelo software principal. São usadas basicamente para customização de condições de contorno, de propriedades de materiais, e, entre outras, de melhoramentos no pós-processamento de soluções de simulações.

No presente trabalho, utilizam-se as macros em que se pode obter, através de integração de pressões ao redor do domínio, as forças atuantes no perfil; inicializa-se variáveis necessárias à solução das equações de movimento do perfil; resolvem o sistema dinâmico mostrado anteriormente, movimentam o perfil e a malha e deformam a malha nas regiões aplicáveis.

Mais especificamente, as Macros mencionadas são:

- DEFINE_PROFILE: permite obter para um certo domínio algumas variáveis de tempo e espaço, tais como tensão cisalhante para uma parede, resultante de forças de pressão atuantes num corpo imerso, etc...
- DEFINE_EXECUTE_AT_END: é uma macro executada ao fim de cada *time step*, e usada principalmente para atualização de variáveis
- DEFINE_EXECUTE_ON_DEMAND: é executada apenas uma vez durante a simulação, tendo como função, por exemplo, inicialização de variáveis.

Existem algumas Macros definidas para o movimento em malhas dinâmicas, com ou sem movimentação relativa entre seus elementos. São elas:

- DEFINE_CG_MOTION: Transfere para o solver, a cada iteração, as velocidades linear e angular de um baricentro, cujas coordenadas foram

anteriormente definidas no programa principal. Todos os elementos da zona da malha onde esta Macro está aplicada se movem como um corpo rígido, acompanhando este baricentro, sejam eles faces ou vértices de células da mesma.

- DEFINE_GEOM: É usado para definir a geometria de uma região onde a posição entre cada elemento da malha pode ser definida a partir de outra, havendo, neste caso, deformação da mesma. O FLUENT possui um mecanismo para calcular a exata posição de cada elemento em uma geometria plana. Quando a posição deste elemento é atualizada, o FLUENT o faz a partir desta Macro.
- DEFINE_GRID_MOTION: É usada para definir a coordenada de todos os nós de maneira completamente independente, utilizando-se de um loop sobre os elementos de uma determinada região.

A UDF desenvolvida segue no ANEXO A e é estruturada da seguinte maneira:

Inicialmente, para cada pequeno elemento da parede do perfil projeta-se a força proveniente de (Pressão local)*(Área do elemento) na direção do deslocamento. Em seguida, aplica-se a força resultante da integração desta equação sobre a parede do perfil na equação diferencial do movimento do mesmo e, a partir daí, calcula-se a nova posição do mesmo.

A equação a seguir representa, de forma geral, a equação de movimento do perfil. O método de resolução de tal equação será mostrado nas próximas linhas.

$$m\ddot{Y} + c\dot{Y} + kY = F$$

$$m \frac{d\dot{Y}}{dt} + c\dot{Y} + kY = F$$

Discretizando-se em Δt :

$$\begin{aligned}
& m \left(\frac{\dot{Y}(t+\Delta t) - \dot{Y}(t)}{\Delta t} \right) + c \left(\frac{\dot{Y}(t) + \dot{Y}(t+\Delta t)}{2} \right) + kY = \left(\frac{F(t+\Delta t) + F(t)}{2} \right) \Leftrightarrow \\
& \Leftrightarrow Y = Y_{méd} = Y \left(t + \frac{1}{2} \Delta t \right) = \left(Y(t) + \frac{\dot{Y}(t) + \dot{Y}(t+\Delta t)}{2} \right) \cdot \frac{\Delta t}{2} \Leftrightarrow \\
& \Leftrightarrow m \left(\frac{\dot{Y}(t+\Delta t) - \dot{Y}(t)}{\Delta t} \right) + c \left(\frac{\dot{Y}(t) + \dot{Y}(t+\Delta t)}{2} \right) + k \left(Y(t) + \frac{\dot{Y}(t) + \dot{Y}(t+\Delta t)}{2} \right) \cdot \frac{\Delta t}{2} = \frac{F(t+\Delta t) + F(t)}{2} \Leftrightarrow \\
& \Leftrightarrow \dot{Y}(t+\Delta t) \left(\frac{m}{\Delta t} + \frac{c}{2} + \frac{k \cdot \Delta t}{4} \right) = \frac{m \dot{Y}(t)}{\Delta t} - \frac{c \dot{Y}(t)}{2} - kY(t) - \frac{kY(t)\Delta t}{4} + \frac{F(t+\Delta t) + F(t)}{2} \Leftrightarrow \\
& \Leftrightarrow \dot{Y}(t+\Delta t) \left(\frac{m}{\Delta t} + \frac{c}{2} + \frac{k \cdot \Delta t}{4} \right) = \dot{Y}(t) \left(\frac{m}{\Delta t} - \frac{c}{2} - \frac{k \cdot \Delta t}{4} \right) - kY(t) + \frac{F(t+\Delta t) + F(t)}{2}
\end{aligned}$$

Finalmente, teremos a equação final como sendo:

$$\boxed{\dot{Y}(t+\Delta t) \left(\frac{m}{\Delta t} + \frac{c}{2} + \frac{k \cdot \Delta t}{4} \right) = \dot{Y}(t) \left(\frac{m}{\Delta t} - \frac{c}{2} - \frac{k \cdot \Delta t}{4} \right) - kY(t) + \frac{F(t+\Delta t) + F(t)}{2}}$$

onde:

$$m = (m^*) \frac{\rho \pi b^2}{4} . L$$

$$c = 2m \varpi_n \zeta$$

$$k = m \varpi_n^2$$

As simulações com o modelo dinâmico também foram executadas em três fases. No entanto, para todas elas não mais se buscou casos em particular. Foram realizadas simulações baseadas em números adimensionais que permitem a extrapolação dos resultados posteriormente.

A primeira fase de simulações com modelo dinâmico consiste em, para o perfil 1, varrer toda a faixa de velocidades reduzidas onde é comum a ocorrência do fenômeno de *lock-in* (de 2 a 12). Deve-se ressaltar que as condições de contorno foram mantidas iguais às apresentadas para os casos estáticos e constantes.

Dessa maneira, alterar a velocidade reduzida significaria, ao comparar dois casos com diferentes V_r , alterar a rigidez estrutural da travessa. Para todos os casos dinâmicos daqui para frente, considerar amortecimento estrutural constante e igual a 1% e parâmetro de massa $m^*=0.72$.

Em outras palavras, da definição de Velocidade Reduzida, uma travessa com uma velocidade reduzida maior teria um período natural maior (mantendo-se velocidade de escoamento e dimensão de referência constantes), ou seja, uma rigidez estrutural menor (seria uma travessa mais longa, se considerarmos mesmo material e área da seção transversal constante ao longo do comprimento). Da primeira fase de simulações, é possível obter-se qual o valor da velocidade reduzida que resulta em máximo valor de amplitude para o perfil 1. Assim, de maneira a obter-se resultados comparativos, na segunda fase de simulações os diferentes perfis tiveram sua amplitude de vibração medida para o mesmo valor de velocidade reduzida que leva o perfil 1 ao pico de amplitude (ou seja, tendo-se uma determinada travessa em uma máquina em operação e realizando-se qualquer uma das outras 12 possibilidades de alteração no bordo de fuga, seria possível saber qual seria mais eficiente quanto à redução de amplitude de vibração). Também nesta fase de simulações, sabendo-se a frequência de emissões de cada travessa no caso estático, cada um dos outros 11 perfis teve sua frequência natural igualada à frequência de emissões. Cabe aqui ressaltar que nesta fase, a frequência natural do sistema no ar foi igualada à frequência de emissões.

Por fim, para cada um dos perfis simulados anteriormente foi feita uma varredura pela faixa de velocidades reduzidas onde é plausível de se encontrar ressonância de modo a obter-se a amplitude de ressonância e a energia de excitação para esta condição. No caso, deve-se considerar para a varredura a faixa de velocidades reduzidas que se encontra próxima ao valor correspondente ao inverso do número de Strouhal. Neste caso, para efeitos de cálculo, considerou-se para todos os casos $St \sim 0.22$ e, assim, ficou delimitada para as simulações uma faixa que vai de 3.5 a 5 para os possíveis valores de ressonância para a velocidade reduzida.

Para todos os casos utilizando modelo dinâmico, as condições de contorno utilizadas foram mantidas (velocidade igual a 5m/s na entrada e Pressure Outlet na saída do domínio). Os níveis e o modelo de turbulência também foram mantidos com relação aos casos estáticos e as interpolações para fluxos convectivos também foram mantidos em Upwind de 2ª ordem. A única alteração significativa foi a interpolação temporal que mudou para um método Implícito de 1ª ordem devido à existência de malhas dinâmicas (o FLUENT não faz simulações com malhas dinâmicas utilizando interpolação temporal de 2ª ordem).

5.3.1. PERFIL 1 – VARIAÇÃO DE VELOCIDADE REDUZIDA (V_r)

Conforme já mencionado anteriormente, a primeira fase de simulações consiste em, para o perfil 1, varrer toda a faixa de velocidades reduzidas onde é possível encontrar-se o fenômeno de *lock-in*. A Figura 62 mostra a amplitude de vibração do perfil em função da velocidade reduzida.

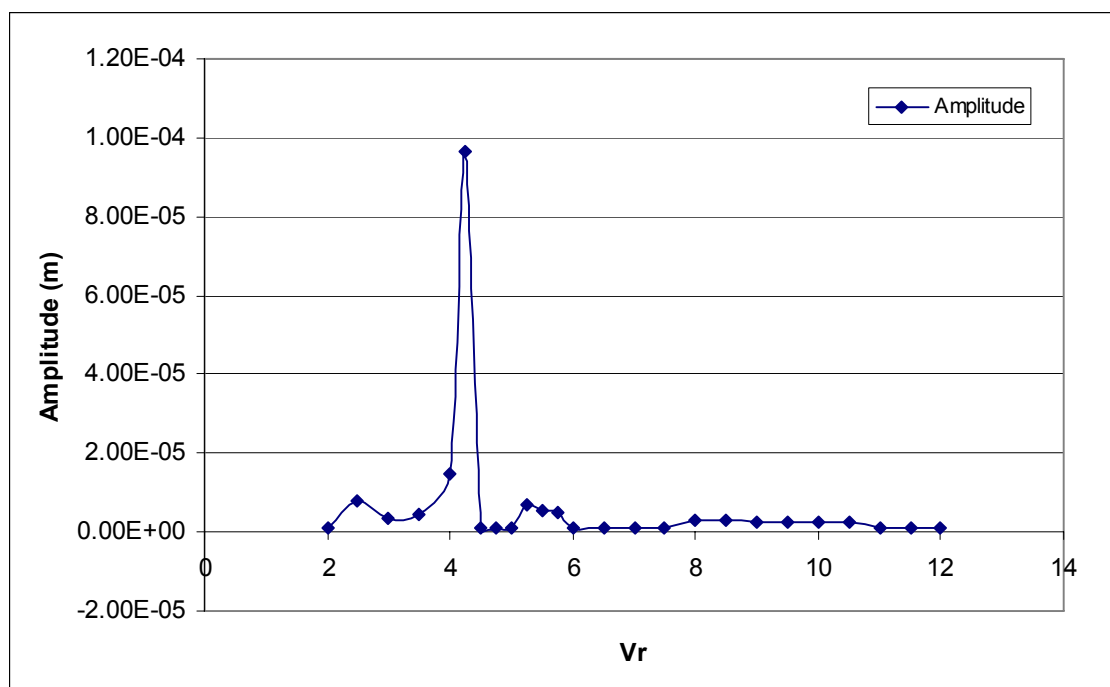


Figura 62 – Amplitude de Vibração em função da Velocidade Reduzida (V_r) para o perfil 1

Novamente deve ser mencionado que a variação de velocidade reduzida, neste caso, seria equivalente apenas à alteração da rigidez flexional da travessa, o que, por sua vez, seria equivalente a, para um mesmo perfil e um mesmo material, alterar o comprimento da mesma. A Figura 63 mostra a variação da freqüência de excitação com a velocidade reduzida.

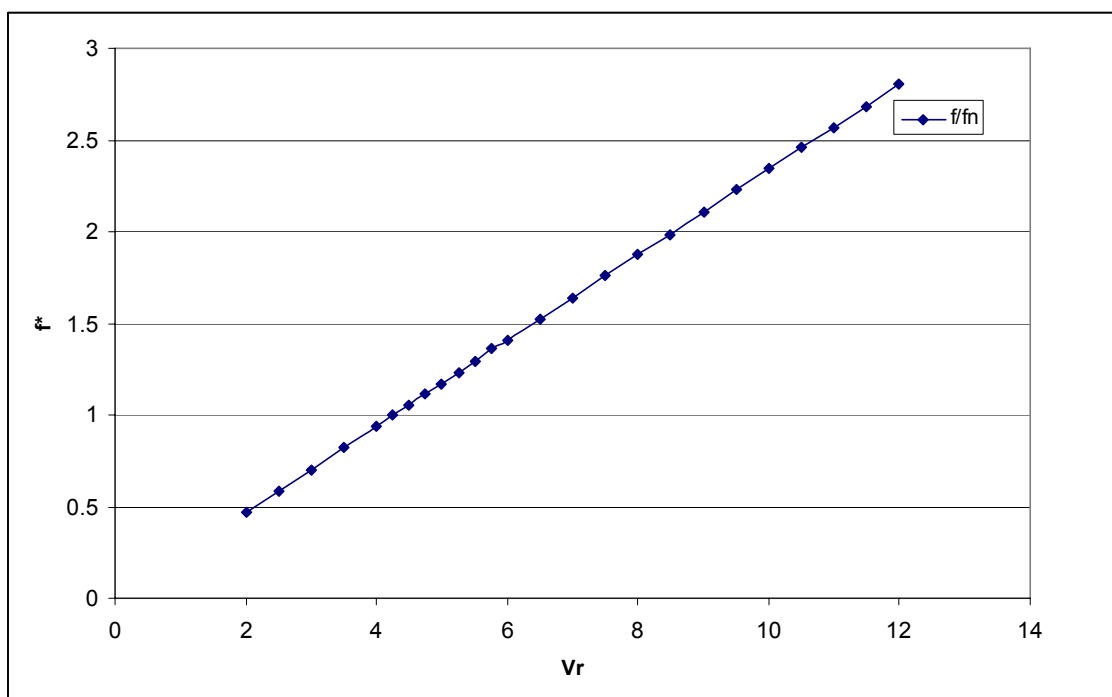


Figura 63 – Variação da freqüência de emissão com a velocidade reduzida para $m^*=0.72$

Como é possível observar, a curva cruza com o valor $f^*=1$ para a mesma velocidade reduzida em que a amplitude de pico é observada. Também é possível perceber uma ligeira variação na inclinação da reta obtida nas proximidades deste ponto. Não foi observada uma faixa bem caracterizada de *lock-in*, mas, no entanto, como pode ser visto na Figura 27, a caracterização de tal fenômeno para uma larga faixa de velocidades reduzidas está relacionadas a um alto valor do parâmetro de massa m^* para o caso de cilindros circulares. Assim, para o presente caso, pode-se tomar o resultado obtido como satisfatório, visto é coerente com o esperado. Para o caso de vibrações em placa planas, existem trabalhos que mostram também que a geometria é fortemente responsável por determinar a faixa onde o *lock-in* pode ser observado.

Quanto à frequência de excitação, esta variou, do modelo estático para o dinâmico, de 34.96 para 36.63 Hz, o que mostra que a rigidez estrutural também interfere no escoamento ao redor do perfil. Deve-se mencionar novamente que a velocidade de escoamento permaneceu constante para todos os casos simulados.

A energia transferida do escoamento para a estrutura foi calculada para todos os casos de velocidades reduzidas utilizando-se as forças, velocidades e deslocamentos em cada *time-step* de maneira semelhante à mostrada anteriormente. A Figura 64 mostra a energia transferida do escoamento para a estrutura em um ciclo para todas as Velocidades Reduzidas calculadas.

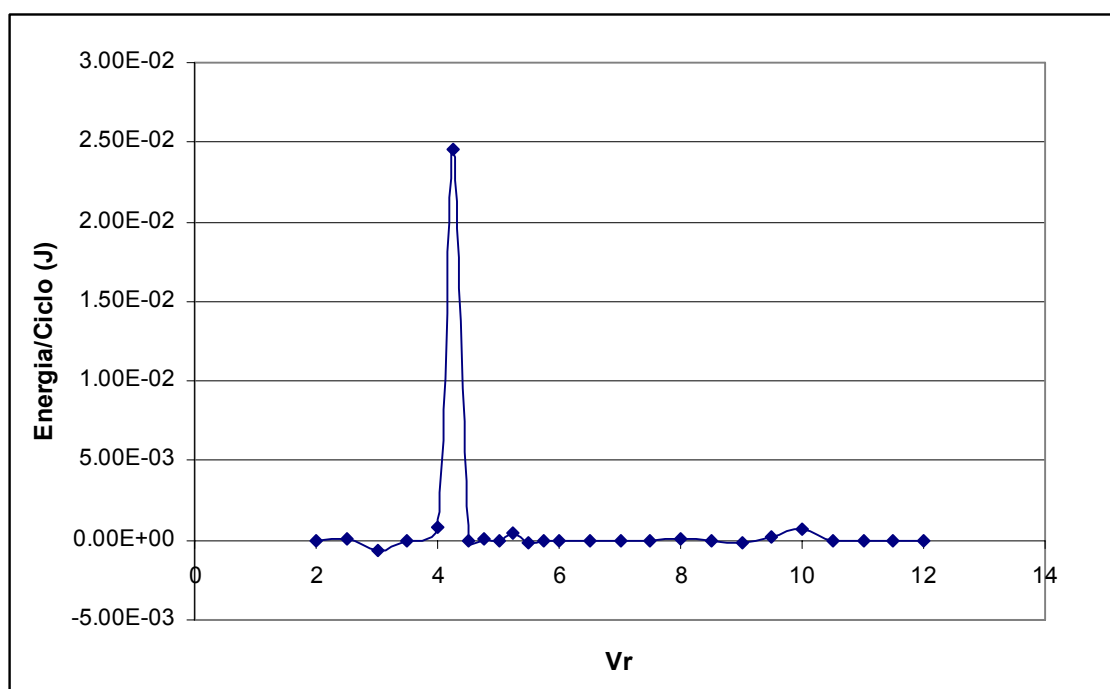


Figura 64 – Energia transferida do escoamento para a estrutura em função da Velocidade Reduzida

5.3.2. COMPARAÇÃO – VARIAÇÃO DO PERFIL

A segunda fase de simulações consiste em, para uma determinada rigidez estrutural, variar o perfil do bordo de fuga de modo a obter a influência da geometria na amplitude de vibração e na energia transferida do escoamento para a estrutura, conforme já mencionado. A rigidez estrutural utilizada para os casos

mostrados é a mesma utilizada para o Perfil 1 quando a velocidade reduzida vale 4.25 para suas dimensões de referência. Assim, as Figuras Figura 65 e Figura 66 mostram as curvas de amplitude de vibração e de energia transferida do escoamento para a estrutura por ciclo, respectivamente, para cada um dos 12 perfis simulados.

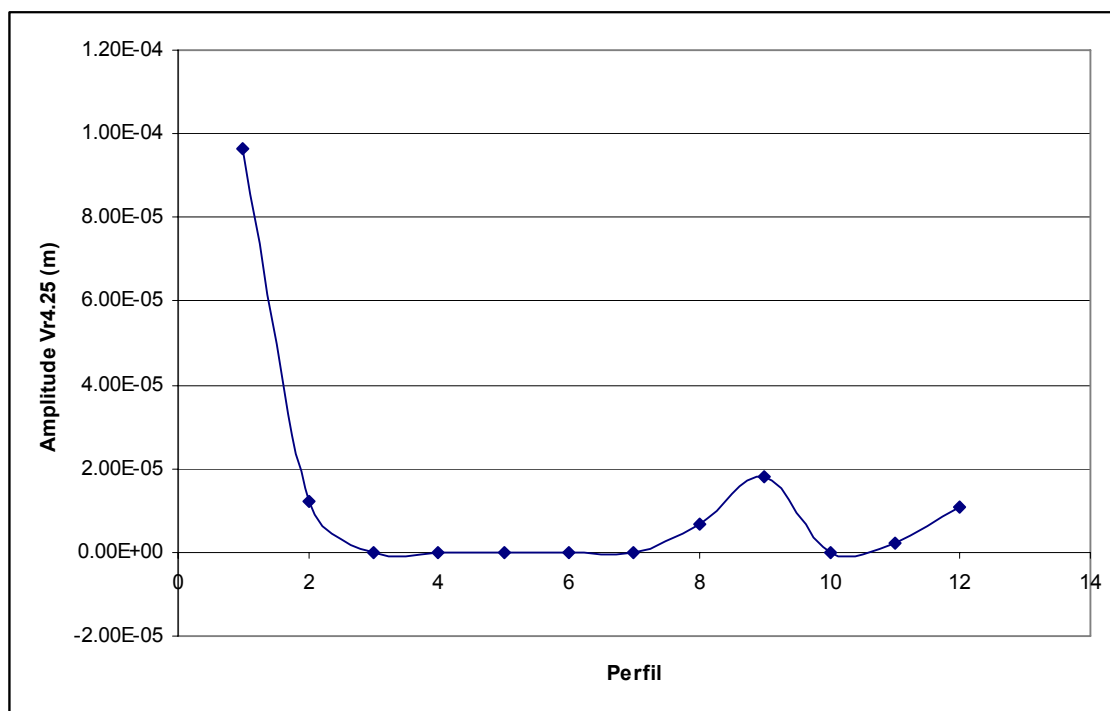


Figura 65 – Amplitude de vibração para todos os 12 perfis simulados com rigidez estrutural equivalente à do perfil 1 com $V_r=4.25$

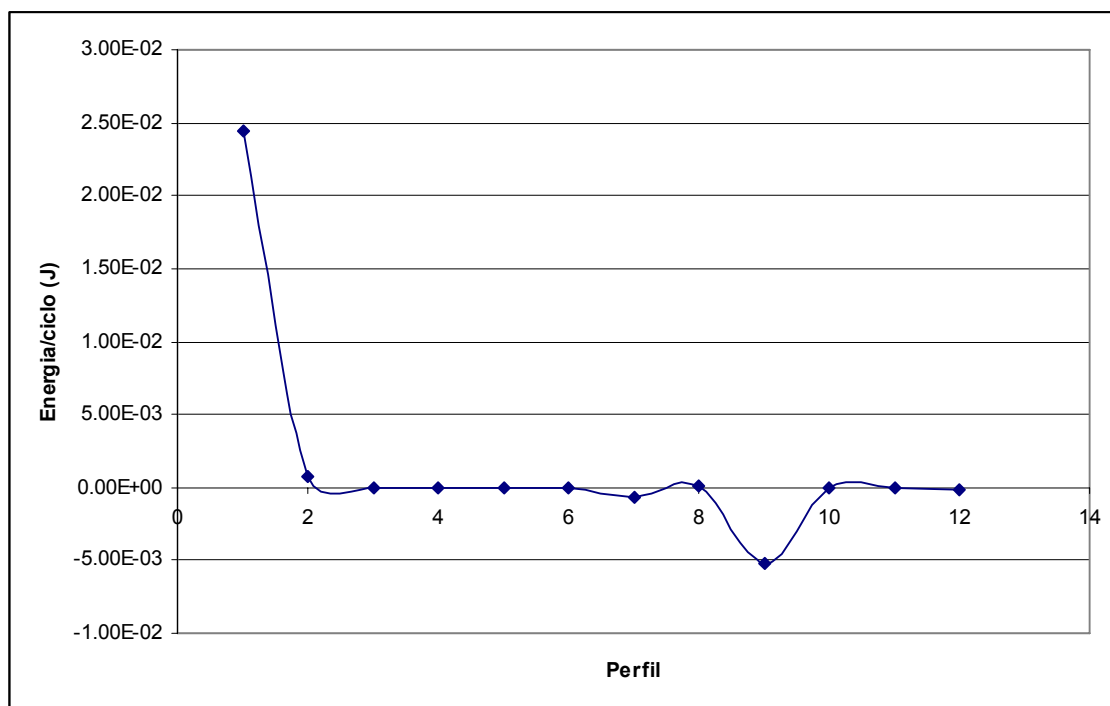


Figura 66 – Energia transferida do escoamento para a estrutura para cada um dos casos simulados

Como pode-se perceber, quando a espessura do bordo de fuga volta a ficar comparável com a do Perfil 1 (perfis 8,9 e 12), a frequência de emissão volta a ficar próxima da frequência natural do sistema e a amplitude de oscilação volta a aumentar. Quanto à energia transferida do escoamento para a estrutura, a inversão de sinal mostra uma provável variação de fase entre aceleração e deslocamento para a malha 9. Mesmo assim, em valores absolutos, observa-se novamente uma tendência ao crescimento da mesma para os casos em que a frequência de excitação volta a ficar comparável com a frequência natural do sistema.

Seguindo a diante com os perfis que ainda mostraram emissões de vórtices no caso estático, foram feitas simulações em que a frequência natural do sistema não imerso é igual à frequência de emissão de vórtices. Assim, uma nova curva de amplitudes foi levantada e mostra que o sistema fluido-estrutura não apresenta grandes amplitudes, mesmo estando em “ressonância”. É possível observar alteração da frequência de emissão de vórtices e, devido às baixas amplitudes, nota-se que definitivamente os sistemas simulados não são, de fato, sistemas em

ressonância. O que de fato ocorre é que a massa de fluido deslocado acaba por alterar as características dinâmicas do sistema e esta deve ser levada em conta ao se calcular a frequência natural do mesmo. A Figura 67 mostra de maneira resumida as amplitudes de vibração para os casos em questão.

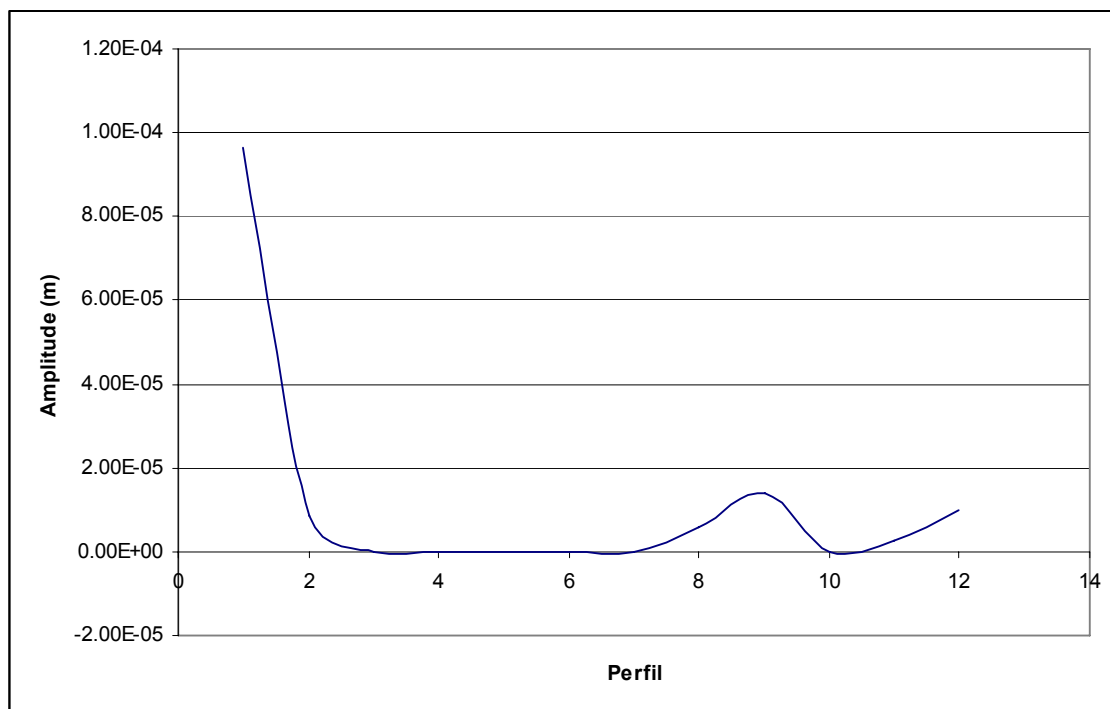


Figura 67 – Amplitude de vibração para os perfis com frequência natural no ar igual à frequência de emissão estática

5.3.3. COMPARAÇÃO – RESSONÂNCIA EM ÁGUA

De maneira a fazer uma comparação entre os perfis simulados em ressonância, para cada um deles foi feita uma varredura para uma faixa de velocidades reduzidas próximas ao inverso do número de Strouhal, conforme já mencionado. Assim, foi possível obter-se por fim uma curva que mostra a variação do comportamento dinâmico das travessas com as alterações efetuadas no bordo de fuga.

As figuras a seguir mostram o comportamento dinâmico das travessas para as faixas de V_r simuladas.

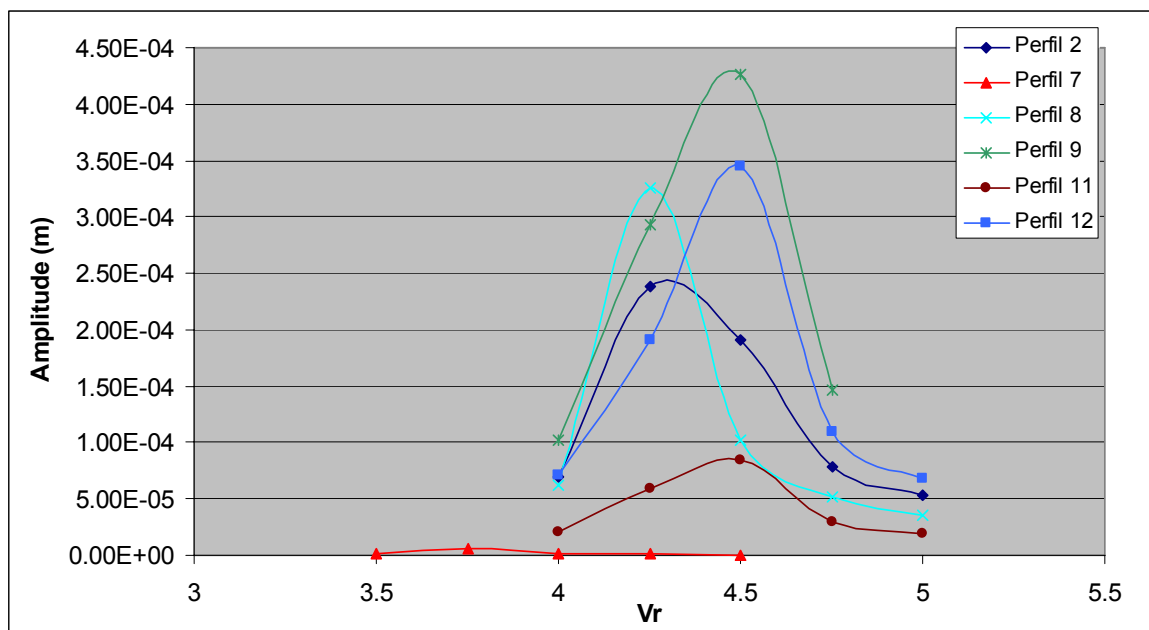


Figura 68 – Varredura da faixa de velocidades reduzidas de ressonância para os perfis com emissão de vórtices

Como se pode observar da Figura 68, o comportamento da curva varia de perfil para perfil. No caso do Perfil 1, havia um pico bem definido para a V_r onde estava o pico de amplitude. Já para os casos mostrados, pode-se notar facilmente que também é função do bordo de fuga do perfil. Por fim, de maneira resumida, o gráfico da Figura 69 mostra o valor das amplitudes e das energias para cada um dos perfis em ressonância. Pode-se observar que com o aumento da espessura do bordo de fuga há um conseqüente aumento da amplitude. Tal tendência pode ser observada nas duas regiões onde esta aumenta (corte pelo lado de sucção e pelo lado de pressão – indicação com setas na figura). Pela faixa de amplitudes encontradas, realmente pode-se verificar que o gráfico mostrado na Figura 67 não corresponde a uma real situação de ressonância para os perfis simulados.

Resumidamente, temos, portanto, para cada uma das V_r de pico de amplitude, as suas respectivas travessas em ressonância. Assim, de maneira comparativa, uma travessa com perfil de bordo de fuga mais espesso (com uma menor frequência de emissão) seria, por conseqüência, mais flexível do que uma travessa de maior frequência de emissão. Portanto, o aumento da amplitude é dado pela combinação destes dois efeitos: o aumento da intensidade dos vórtices liberados

pela estrutura e a redução da rigidez estrutural com o aumento da espessura do bordo de fuga.

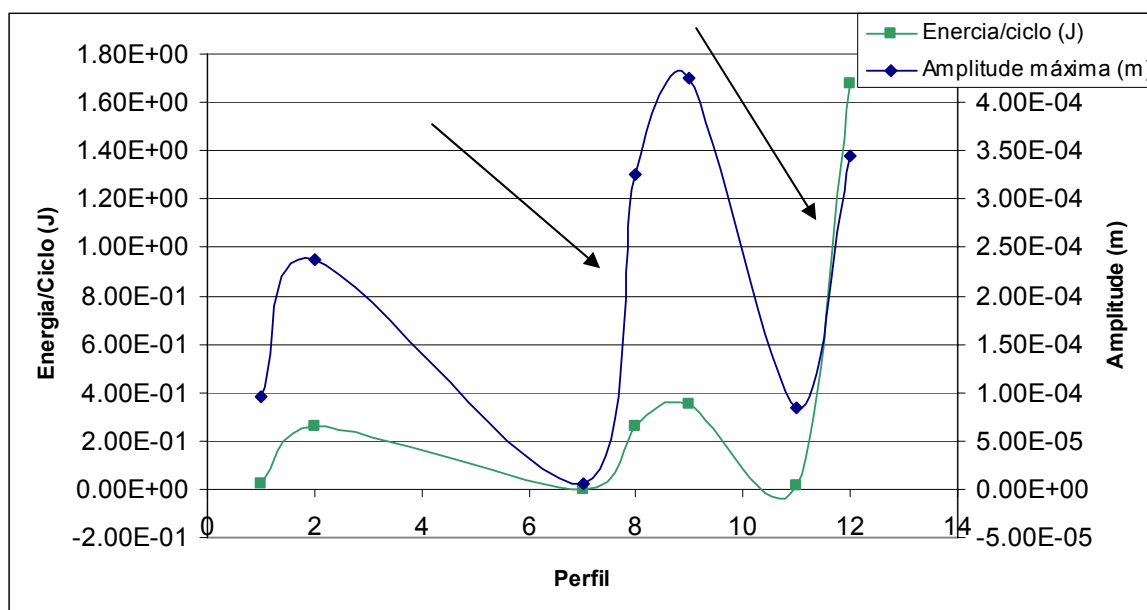


Figura 69 – Curva resumo das amplitudes de pico das travessas em ressonância com emissão

6. CONCLUSÃO

Tendo em vista os resultados obtidos com as simulações, primeiramente pode-se concluir que o modelo proposto representa adequadamente o fenômeno mostrado.

Para os casos estáticos, foi possível concluir que não somente a espessura do bordo de fuga em si é determinante da frequência de excitação das travessas, mas também o próprio projeto hidráulico das mesmas acaba sendo relevante devido ao efeito do adiantamento do ponto de separação. Foi observado também que a amplitude da força de excitação aumenta com a espessura do bordo de fuga e que isto está relacionado à intensidade dos vórtices emitidos.

Quanto aos modelos dinâmicos, foi observado que o *lock-in* não ocorre para uma grande faixa de velocidades reduzidas visto que o parâmetro m^* da travessa é baixo. Para os perfis alterados com a mesma rigidez estrutural da travessa1, observa-se que todos os bordos de fuga são adequados, visto que as frequências de excitação são bem diferentes da frequência natural da mesma. No entanto, o

aumento do bordo de fuga já leva a uma nova aproximação de ambas as frequências e a uma nova tendência de aumento da amplitude de vibração.

Por fim, para as travessas em ressonância, observa-se que o aumento da amplitude com o bordo de fuga está relacionado à combinação da diminuição de rigidez estrutural e do aumento da amplitude da força de excitação. No caso de travessas em ressonância, aquelas com transições mais suaves na região de saída do escoamento apresentaram comportamento dinâmico melhor (menor amplitude de vibração).

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Øyvind, A., Torbjørn, K.N., *CFD Simulation of von karman Vortex Shedding*, 22º IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, 2004, Suécia
- [2] Aranha, J. A. P., *Introdução à Hidrodinâmica*, notas de aulas, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Departamento de Engenharia Mecânica, Maio 2004
- [3] Audisio, O. A., *A equation for designing the cross section of a spiral casing*, Water Power & Dam Construction, 1991
- [4] ASME – Hidro Power Technical Committe, *The Guide to Hydropower Mechanical Design*, 1996
- [5] Batchelor, G. K. *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge University Press, 1990.
- [6] Blevins, R. D., *Flow-induced vibration*, 2nd ed., Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
- [7] Chen, Y. N., *Behaviour of Karman Vorte Streets Shed by Plates*, Research Laboratory for Vibration and Acoustics, Sulzer Brothers Limited, Switzerland,
- [8] D`Agostini N., A., Saltara, F., *Simulation of vortex induced vibration of pairs of cylinders in tandem arrangement using deforming meshes*, V BBVIV, Bahia, Brazil, 2007
- [9] D`Agostini N., A. *Simulação de escoamento ao redor de pares de cilindros em tandem usando malhas elásticas*, Relatório Técnico – FAPESP, 2005
- [10] Dupont, Ph., Avellan, F., Wegner, M., *Wake Flow Analysis for a Hydrofoil with and without Hydroelastic Lock In*, International Conference on Flow Induced Vibrations, England (1987)
- [11] Fisher Jr., R. K., Gummer, J. H., Liess, C., *Stayvane Vibrations in the Nkula Falls Turbines*, Hydrioiwer & Dams, (January 1994).
- [12] Gerrard, J. H., *The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies*, Journal of Fluid Mech. **25** (1966), no. Part 2, 401–413.

- [13] Gissoni, H.C., *Análise Mecânica de vibrações em travessas do pré-distribuidor de turbinas hidráulicas*, Dissertação de Mestrado, Escola Politécnica – USP, 2005
- [14] Gharib, Kremers, M. D., Koochesfahani, M.M., and Kemp, M. *Leonardo's Vision of flow Visualization*, Experiments in fluids, 33(2002)., pp. 219-223,
- [15] Grein, H., Staehle, M., *Fatigue Cracking in Stay Vanes of Large Francis Turbines*,
- [16] Goldwag, E., Berry, D.G., *Von Karman Hydraulic Vortexes Cause Stay Vane Cracking on Propeller Turbines at the Little Long Generating Station of Ontario Hydro*, Journal of Engineering for Power, (1968), pp.213-217
- [17] Gummer, J. H., Hensman, P.C., *A review of stayvane cracking in hydraulic turbines*, Water Power & Dam Construction, (August 1992), pp.32-42
- [18] Heskestad, G., Olberts, D.R., *Influence of Trailing-Edge Geometry on Hydraulic-Turbine-Blade Vibration Resulting From Vortex Excitation*, Journal of Basic Engineering,
- [19] Khalak, A. Williamson C. H. K., *Motions, forces and mode transitions in vortexinduced vibrations at low mass-damping*, J. Fluid and Structures 13 (1999), 813–851.
- [20] Kurihara, F., Poll, H., Dias, D., Gissoni, H., *Diagnóstico de Máquinas para a eliminação da origem de trincas em pré-distribuidores: a otimização da UHE Capivara*, XIX SNPTEE, Rio de Janeiro, Brazil, 2007
- [21] Lugt, H. J. *Vortex flow in nature and technology*, John Wiley and Sons, 1983.
- [22] Macyntyre, A. J., *Máquinas Motrizes Hidráulicas*, Guanabara Dois, R. de Janeiro, 1983
- [23] Meneghini, J.R., Bearman, P. W., *Numerical simulation of high amplitude oscillatory-flow about a circular cylinder using a discrete vortex method*, Shear Flow Conf. AAAIA Pap. 93-3288, Orlando, Fl, July 1993
- [24] Meneghini, J. R. *Projetos de Pesquisa no Tópico Geração e Desprendimento de Vórtices no escoamento ao Redor de Cilindros*, Livre-Docência, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Departamento de Engenharia Mecânica, 2002.
- [25] Menter, F. R., *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*, AIAA Journal, Vol. 32 (August 1994)

- [26] Miyagawa, K., Fukao, S., Kawata, Y. *Study on Stay Vane Instability due to Vortex Shedding*, 22^o IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, 2004, Suécia
- [27] Rodi, W., Scheuerer, G., *Scrutinizing the k - ϵ Turbulence Model Under Adverse Pressure Gradient Conditions*, Journal of Fluids Engineering, Vol 108, June 1986,
- [28] Parmakian, J., Jacobsin, R. S., *Measurement of hydraulic-turbine vibration*. Transactions of the ASME, Paper 51-A-88, p.733-741, July 1952.
- [29] Saltara, F. *Simulação numérica do escoamento ao redor de cilindros*, Doutorado, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Departamento de Engenharia Mecânica, 1999
- [30] Spalart, P. R., *Strategies for turbulence modelling and simulations*, International Journal of heat and Fluid Flow 21 (2000) pp. 252-263
- [31] Versteeg, H.K., Malalasekera, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*, Research Studies Pr 1995
- [32] Wilcox, D. C., *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries Inc., (1994), California
- [33] Williamson, C. H. K., Govardhan R., *Vortex-Induced Vibrations*, Annu. Rev. Fluid. Mech, 36(2004), p. 413-455

8. ANEXO A – Código Fonte da UDF

```

#include "udf.h"

real
rho, D, L, uo, pi, vr, damp, mparam, aybody, vybody, ybody, vyold, yold, ayold, Fxt, Fyt
, Fxtold, Fytold, Fxtold2, Fytold2, vin, relax, Area_drag, Corda, camlim, esp, energ
, energold;

int istep, icont;

DEFINE_PROFILE (wall_force, thread, index)
{
if (CURRENT_TIME<4.0) {vr=4.25;}
if ((4.0<=CURRENT_TIME) & (CURRENT_TIME<8.0)) {vr=5.3125;}

real Fy=0.;
real Fx=0.;
real omega=2.*uo*pi/(vr*(2.*camlim+esp));
real md=rho*L*pi*Corda*Corda/4.;
real mass=mparam*md;
real cdamp=2.*damp*omega*mass;
real kstring=mass*omega*omega;

face_t f;
real dt=CURRENT_TIMESTEP;
real NV_VEC (A);

begin_f_loop (f, thread)
{
F_AREA (A, f, thread);

Fx=Fx+F_P (f, thread) *A[0];
Fy=Fy+F_P (f, thread) *A[1];
}

end_f_loop (f, thread)

Fxt=Fx;
Fyt=Fy;

begin_f_loop (f, thread)
{
F_PROFILE (f, thread, index)=0.0;
}
end_f_loop (f, thread)

vybody=((Fytold+Fyt)/2.+
(mass/dt-0.5*cdamp-0.25*kstring*dt)*vyold-kstring*yold)/
(mass/dt+0.5*cdamp+0.25*kstring*dt);

ybody=yold+0.5*(vybody+vyold)*dt;
aybody=(vybody-vyold)/dt;

```

```

    energ=energold+vybody*Fxt;
    if (CURRENT_TIME<0.0014) {ybody=0.;yold=0.;vybody=0.;vyold=0.;aybody=0.;}
}

```

```

DEFINE_EXECUTE_AT_END(update)

```

```

{
    real time=CURRENT_TIME;
    real CD;
    real CL;
    FILE *fp;
    fp=fopen("CD_CL_YPOS","a");
    printf("  icont= %d\n",icont);
    icont=icont+1;
    istep=N_TIME;
    printf("  istep= %d\n",istep);

    yold=ybody;
    vyold=vybody;
    ayold=aybody;
    energold=energ;
    CD=2.*Fxt/(rho*uo*uo*Area_drag*L);
    CL=2.*Fyt/(rho*uo*uo*Corda*L);
    Fxtold2=Fxtold;
    Fytold2=Fytold;
    Fxtold=Fxt;
    Fytold=Fyt;

    vin=vybody;

    fprintf(fp,"%12.4e %12.4e %12.4e %12.4e
%12.4e\n",time,CD,CL,yold,energold);
    fclose(fp);
}

```

```

DEFINE_ON_DEMAND(initvib_malha_9)

```

```

{
    FILE *fp;
    fp=fopen("CD_CL_YPOS","w");
    fprintf(fp,"CD_CL_YPOS\n");
    fprintf(fp,"time CD CL YPOS ENERGIA \n");
    fprintf(fp,"0 0 0 0 \n");
    fclose(fp);

    rho=1000.;
    Corda=1.124;
    Area_drag=0.096;
    esp=0.032;
    camlim=0.000;
    L=1.0;
    uo=5.0;
    pi=3.1416;
    damp=0.01;
    mparam=0.72;
}

```

```
aybody=0.;
vybody=0.;
ybody=0.;
vyold=0.;
yold=0.;
ayold=0.;
Fxt=0.;
Fyt=0.;
Fxtold=0.;
Fytold=0.;
Fxtold2=0.;
Fytold2=0.;
vin=0.;
relax=1.0;
icont=1;
energ=0.0;
energold=0.0;

}

DEFINE_CG_MOTION(perf,dt,vel,omega,time,dtime)
{
vel[0]=0.0;
vel[1]=vybody;
vel[2]=0.0;
}
```