



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

***ANÁLISE ESTÁTICA E DINÂMICA DA GRADE DE
PROTEÇÃO DA TOMADA D'ÁGUA DE UMA
USINA HIDRELÉTRICA***

Valeria Di Giunta

1210001605



Ilha Solteira - SP



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

***ANÁLISE ESTÁTICA E DINÂMICA DA GRADE
DE PROTEÇÃO DA TOMADA D'ÁGUA DE UMA
USINA HIDRELÉTRICA***

Disertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho" como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Prof. Dr. Lúcio de Paula Nascimento

Co-Orientador: Prof. Dr. João Batista Campos Silva

Ilha Solteira, maio de 2002

Ilha Solteira, maio de 2002.

ANÁLISE ESTÁTICA E DINÂMICA DA GRADE DE PROTEÇÃO DA TOMADA D'ÁGUA DE UMA USINA HIDRELÉTRICA

Proc. 055/05 - NPD 136

UNESP - "CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA"	
SERVIÇO TÉCNICO DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO	
DATA DE CHEGADA	DATA DE TOMBO
25.08.05	31.08.05
REGISTRADO POR	TOMBO
Ailza	Te. 1605
AQUISIÇÃO	CLASSIFICAÇÃO
Wesley Auto R\$10,00	10574a

Valeria Di Giunta

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de **Mestre em Engenharia Mecânica**.

Co sys 324316
sys 58898

Orientador: Prof. Dr. Luiz de Paula Nascimento
Co-Orientador: Prof. Dr. João Batista Campos Silva

Ilha Solteira, maio de 2002



NEW 201

FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação/Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação da FEIS/UNESP

Di Giunta, Valeria
D536a Análise estática e dinâmica da grade de proteção da tomada d'água de uma usina hidrelétrica / Valeria Di Giunta. – Ilha Solteira : [s.n.], 2002
vii, 127 p. : il.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de concentração: Mecânica dos Sólidos, 2002
Orientador: Luiz de Paula Nascimento
Co-orientadores: João Batista Campos Silva
Bibliografia: p. 114-122
1. Estática . 2. Dinâmica. 3. Vibração.

30503000



ANÁLISE ESTÁTICA E DINÂMICA DA GRADE DE PROTEÇÃO DA TOMADA D'ÁGUA DE UMA USINA HIDRELÉTRICA

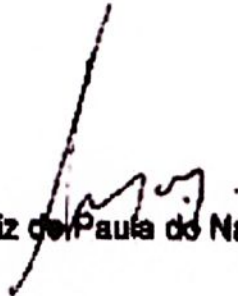
VALERIA DI GIUNTA

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

NA ÁREA DE CONCENTRAÇÃO **MECÂNICA DOS SÓLIDOS** E APROVADA EM SUA
FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA.


Prof. Dr. João Batista Aparecido
Vice-Coordenador


Prof. Dr. Luiz de Paula do Nascimento - Orientador


Prof. Dr. Milton Dias Júnior


Prof. Dr. João Antonio Pereira

Ilha Solteira- SP, maio de 2002.

*“No campo daqueles que procuram a verdade não existe nenhuma
autoridade humana. Todo aquele que se fizer de magistrado
encontrará imediatamente a risada de Deus.”*

Albert Einstein



a minha família.

Agradecimentos

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES - pela concessão da bolsa de estudos, o qual possibilitou a execução desta dissertação.

À Companhia Energética de São Paulo pelo fornecimento dos dados referente à Usina Hidrelétrica de São Paulo, os quais foram indispensáveis ao desenvolvimento da presente dissertação.

Aos meus orientadores Prof. Dr. João Batista Campos Silva e Prof. Dr. Luiz de Paula Nascimento pelo encorajamento, paciência, confiança e principalmente orientação durante a realização deste trabalho.

Aos professores Dr. João Antônio Pereira e Dr. Amarildo Tabone Pascholini pelas valiosas discussões e sugestões.

Ao professor Dr. Miguel Ângelo Menezes pelos aconselhamentos nos momentos difíceis.

Aos pesquisadores Dr. Miguel Mattar Neto, do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Dr. Jorge Luis Parrondo Gayo, da Universidade de Oviedo -Espanha e Dr. Armando Miguel Awruch, da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, pelos preciosos comentários e orientações.

Ao Doutor Engenheiro Marco Amabili, da Universidade de Parma -Itália, por ter me presenteado com uma cópia de sua tese e de vários artigos, os quais foram indispensáveis ao presente estudo.

Aos professores, em geral, dos Departamentos de Engenharia Mecânica e Engenharia Civil pelos valiosos ensinamentos.

Aos colegas da pós-graduação, pelo companheirismo, e em especial aos amigos Ana Carolina Franco, Carla Nagata, Herbert Carlos Gonçalves e Ricardo Kazuo Itikava

Aos alunos de pós-graduação Rubens Campregheer Júnior, Odenir de Almeida e Adriano Silva Borges pela valiosa contribuição na realização das simulações.

Aos funcionários do DEM pelo apoio e aos funcionários da Biblioteca da FEIS/UNESP pela inestimável ajuda na aquisição de base bibliográfica.

A todos, que de certa forma, contribuíram para a realização desta dissertação.



RESUMO	vi
ABSTRACT	vii
CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO	
1- Introdução	01
1.1- Objetivo.....	03
CAPÍTULO 2	
REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	
2.1- Interação Fluido Estrutura- Massa Virtual Adicionada	05
CAPÍTULO 3	
ESCOAMENTO AO REDOR DE CORPOS SUBMERSOS	
3.1- Introdução	19
3.2- Resistência de Arrasto e Sustentação.....	21
3.3- Influência do Número de Reynolds no Escoamento.....	21
3.4- Frequência de Emissão de Vórtice e Número de Strouhal.....	24
3.5- Escoamento ao Redor de Perfís de Seção Circular.....	27
3.6- Escoamento ao Redor de Perfís de Seção Retangular	29
3.6.1- Razão de forma	32
3.7- Incidência do escoamento sobre um grupo de estruturas.....	34
3.8- Vibração Induzida pelo Escoamento	37
3.9- Redução de Vibração Induzida por Vórtices	42



CAPÍTULO 4

VIBRAÇÃO EM GRADES DE PROTEÇÃO

4 - Vibração em Grades de Proteção	46
--	----

CAPÍTULO 5

VIBRAÇÃO EM GRADES DE PROTEÇÃO

USINA HIDRELÉTRICA DE JUPIÁ - Caso Analisado

5.1 - Introdução.....	60
5.1.1 - Características Gerais da Usina	62

CAPÍTULO 6

SIMULAÇÕES DO ESCOAMENTO INCIDENTE NOS PAINÉIS

6.1- Introdução	64
6.2- Equações Representativas do escoamento.....	66
6.3- Domínio do escoamento para a Simulação	67
6.4- Condições Iniciais e de Contorno.....	71
6.5- Malha de Discretização do Modelo	72
6.6- Resultados da Simulação do escoamento	73

CAPÍTULO 7

ANÁLISE DA ESTRUTURA DO PAINÉL

7.1- Introdução	84
7.2- Modelo	85
7.3- Análise Dinâmica	88
7.4- Análise Estática	96

CAPÍTULO 8

CONCLUSÃO GERAIS E PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

8.1- Conclusões Gerais 111

8.2- Propostas para Trabalhos Futuros 113

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICA..... 114

APÊNDICES

Apendicê A..... 123

Apendicê B..... 128

GIUNTA, Valeria D., *Análise Estática e Dinâmica de uma Grade da Tomada D'água da Turbina de uma Usina Hidrelétrica*, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, 2002, 130 p. Dissertação de Mestrado.

Neste trabalho foi realizada uma análise estática e dinâmica dos esforços nas grades de proteção da tomada de água de uma usina hidroelétrica, devido ao acúmulo de plantas aquáticas sobre as mesmas bloqueando a passagem da água. Este estudo tem como um dos objetivos analisar os modos e frequências de vibração e compara-las com a frequência de emissão de vórtices nos painéis das grades, para verificar possíveis estados de ressonância. O estudo também busca responder qual condição de estancamento, provocado pelo acúmulo de plantas da seção de escoamento, leva ao rompimento das barras constituintes dos painéis. Na análise, foi simulado o escoamento do fluido através de uma seção característica de um painel para se determinar o coeficiente de atrito e conseqüentemente a força de arrasto. Uma vez obtida a força de arrasto sobre os painéis, utilizou-se um modelo de elementos finitos para determinação das frequências naturais e dos modos de vibrar da estrutura. Este problema constitui-se num problema de interação fluido-estrutura, o qual é de interesse prático no processo de geração de energia elétrica. Este trabalho é um passo importante na tentativa de se desenvolver um mecanismo de verificação da condição de estancamento da seção de fluxo, para se determinar o melhor momento de parada da máquina para retirada das plantas acumuladas.

Palavras-chave: Interação Fluido-Estrutura, Análise Estática e Dinâmica, Vibração Induzida por Vórtices.



GIUNTA, Valeria D., *Static and Dynamic Analysis of a Trashrack of a Hydroelectric Power Plant*, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, 2002, 130 p., Dissertação de Mestrado.

In this work has been done a static and dynamic analysis of the efforts in the trashrack of a hydroelectric power plant, due to the accumulation of aquatic plants on the panels, blocking the passage of the water. This study has as main objective to analyze the shapes and vibration frequencies and to compare these frequencies with the frequency of vortex emission in the panels of the bars, to verify possible resonance states. The studies also search to answer which blocking condition, provoked by the accumulation of plants of the flow section, takes to the breaking of the constituent bars of the panels. In the analysis, the flow of the fluid was simulated through a characteristic section of a panel to determine the drag coefficient and consequently drag force. Once obtained the drag force on the panels, a model of finite elements was used for determination of the shapes of vibrating and of the frequencies. This problem constitutes in a of fluid-structure interaction problem of practical interest in the process of generation of electric energy. This work is an important step in the attempt of developing a mechanism of verification of the condition of blocking of the flow section, to determine the appropriate moment of stop of the machine for cleanness of the accumulated plants.

Keywords: Fluid-Strucuture Interaction, Static and Dynamic Analysis, Vortex Induced Vibration.

INTRODUÇÃO

O setor hidroelétrico é responsável por mais de 90% da energia elétrica produzida no Brasil. Assim, nas centrais hidroelétricas, adotar planos de manutenção adequados é de fundamental importância para manter a disponibilidade das máquinas para a produção de energia. As máquinas hidroelétricas, durante o seu funcionamento, ficam expostas às forças de excitações dinâmicas que podem alcançar magnitudes elevadas e comprometer o seu funcionamento normal, sendo estas, muitas vezes, a causa de falhas nas instalações.

As forças dinâmicas, a que estas máquinas estão sujeitas, podem ter diferentes origens. Por serem máquinas rotativas, com rotores e eixos em movimento, podem aparecer as forças de origem mecânica, tais como desalinhamento, desbalanceamento, desgaste dos mancais, etc. Por possuírem um rotor elétrico, estas máquinas também ficam expostas às forças de origem elétrica, isso devido ao mau funcionamento do gerador que induz uma má distribuição de indução magnética ao redor do mesmo, com o inevitável surgimento de forças de campo magnético. Finalmente, estas máquinas possuem elementos tais como turbina, distribuidores, tubulações e grades de proteção da tomada de água da turbina, os quais estão em contato com o fluxo circulante. Portanto, nesses elementos pode-se estabelecer campos de pressões flutuantes capazes de induzir forças dinâmicas com magnitudes inaceitáveis. Estas são as forças de origem hidráulica.

Como se pode notar, as máquinas hidroelétricas são sistemas dinâmicos bastante complexos. Em geral, as forças dinâmicas de origem mecânica e elétrica são bem conhecidas, existe farta literatura que trata dos mecanismos de sua formação e na prática é relativamente fácil corrigir esses problemas. Por outro lado, as forças dinâmicas de origem hidráulica se apresentam com maior complexidade. O número de parâmetros envolvidos na sua formação e atuação é bastante grande, de maneira que às vezes é difícil diagnosticar suas fontes. Para entender as



forças hidráulicas com maior profundidade é necessário compreender certos conceitos básicos da mecânica dos fluidos e os mecanismos fundamentais de excitação quando se tem uma interação fluido-estrutura. Estas podem agir com bandas de frequências bastante largas, o que aumenta a probabilidade de excitar a máquina, ou alguns de seus elementos, em suas frequências próprias, situação perigosa e não desejável.

Sendo estas forças dinâmicas as principais causas de falhas nas máquinas, a importância da manutenção fica evidenciada quando se tem em conta as consequências destas falhas em uma máquina. As mais habituais são os custos de reparo e as relacionadas com a perda de produção. Também, deve-se considerar as consequências mais graves como, por exemplo, o risco para a segurança das pessoas e para a integridade estrutural da instalação. O objetivo da manutenção é otimizar a disponibilidade das máquinas a um custo mínimo. Na conjuntura atual, fica cada vez mais evidente a necessidade de se tomar medidas efetivas para minimizar os custos de manutenção. Dentre estes custos, destaca-se, sem dúvida, o grande ônus que representa a manutenção das grades de proteção das tomadas de água das turbinas hidráulicas dentro do processo de produção de energia nas usinas hidroelétricas.

As grades de proteção das tomadas de água das turbinas têm a função de restringir a entrada de detritos que possam causar danos à unidade geradora, particularmente ao pré-distribuidor, ao distribuidor, à caixa espiral e à turbina. Sobre estas grades atuam forças de excitações variáveis sobrepostas a forças estáticas formando um sistema dinâmico bastante complexo e de difícil solução. Esta complexidade se deve ao problema de acoplamento do fluido com a estrutura, o qual é referido como problema de interação fluido-estrutura. Aliado a isso, somam-se dois outros problemas; o primeiro é a freqüente operação das máquinas em cargas parciais para compensar as variações de demanda de energia no sistema elétrico, e com isso ocorrem variações de vazão da água que podem induzir condições fluidodinâmicas perigosas, que podem chegar a danificar as grades; o segundo é o acúmulo excessivo de detritos nas grades, que neste caso, além de provocar condições fluidodinâmicas adversas, impõe restrição na produção devido à perda de carga da máquina e induz sobrecargas nas grades. Como as grades, na maioria das vezes, não são dimensionadas para essas sobrecargas, elas muitas vezes danificam-se mesmo antes que a perda de carga seja percebida pela produção. Em situações críticas, as grades chegam a romper-se, sendo então tragada pela turbina, causando sérios danos.

Diante do problema inerente à interação fluido-estrutura e das diversas condições de operação a que podem ser submetidas, ainda não são muito bem conhecidas as reais causas da ruptura das grades de proteção das tomadas de água das turbinas hidráulicas. Dentro deste

contexto, este trabalho visa contribuir para o avanço no conhecimento dos mecanismos de geração de forças excitadoras nas grades e analisar as condições de cargas estáticas e dinâmicas sobre as quais as grades podem falhar. Para isso foi necessário investigar o efeito da imersão das grades nas suas características modais comparadas com suas características no ar, avaliado a partir do cômputo do parâmetro massa adicionada. Também, como já mencionado, sabe-se que quando um corpo sólido está submetido a um escoamento, aparecem sobre esta estrutura campos de pressão variáveis que induzem a formação de vórtices e o conseqüente aparecimento de forças fluidodinâmicas, as quais podem excitar a estrutura dando origem ao fenômeno de vibração induzida por vórtices (VIV). Assim, procedeu-se a uma análise do perfil do escoamento ao redor das grades, estabeleceu-se frequências de emissão de vórtices em função dos parâmetros geométricos e das condições de operação das grades e avaliaram-se as possíveis conseqüências das vibrações induzidas pelo escoamento. Uma análise das tensões atuantes (estática) devido aos esforços acarretados pelo acúmulo excessivo de detritos nas grades também foi realizada.

Uma aplicação da análise estática e dinâmica foi realizada nas grades de proteção das tomadas de água das turbinas da Usina Hidroelétrica de Jupia, da CESP – Companhia Energética de São Paulo. Nesta usina, em particular, vem ocorrendo nos últimos anos um substancial aumento de detritos que se acumulam nas grades, ocasionado principalmente pela presença cada vez maior de plantas aquáticas no leito do reservatório da usina, especialmente as *Egerla densa* (*Elódeas ou rabo de gato*). Isso tem provocado o aumento da indisponibilidade das unidades geradoras desta usina, causada pelo aumento da frequência de limpeza, inspeção e reparo das grades danificadas. Segundo estudos realizados pela CESP, este tipo de planta vem se proliferando de forma descontrolada em conseqüência dos resíduos orgânicos despejados pelas indústrias ao longo do curso do Rio Tietê, que criam as condições ideais para a proliferação desenfreada destas plantas no reservatório da usina.

A sobrecarga nas grades devido ao acúmulo de detritos é um problema conhecido há muitos anos. Alguns trabalhos de pesquisa já foram desenvolvidos e indicam que por mais que se imagine que as grades sejam danificadas por sobrecarga estática, não se pode descartar a possibilidade de atuação de forças dinâmicas sobrepostas às forças estáticas. A medida em que se acumulam as plantas aquáticas nas grades de proteção, diminui-se a seção de escoamento, devido à obstrução, fazendo com que haja um acréscimo de pressão sobre a grade. Por outro lado, devido à tendência da unidade geradora permanecer com a mesma vazão, a velocidade da água vai aumentando a medida em que ocorre a redução da área de escoamento, produzindo uma



variação na frequência de excitação das forças fluidodinâmicas, aumentando assim a probabilidade de ocorrer operações em condições ressonantes nas grades.

Neste trabalho, as simulações do comportamento modal e as análises de tensões nas grades foram realizadas com um modelo discretizado pelo método dos elementos finitos empregando o *Software Ansys*. Por outro lado, utilizou-se o *Software Fluent* para desenvolver um modelo, com domínio de cálculo bidimensional, para simular o perfil do escoamento e determinar as frequências de emissão de vórtices com as grades operando em várias condições de fluxo.

1.1- OBJETIVOS

As grades de proteção das tomadas de água de turbinas hidráulicas são estruturas que operam em contato com um fluxo circulante, portanto, estão submetidas a esforços estáticos e dinâmicos que são induzidos pelo acúmulo excessivo de detritos e pelo escoamento. Assim, ainda não se conhece com profundidade as reais causas das falhas dessas grades, dado o grau de dificuldades para se determinar com precisão os mecanismos de geração dos esforços nas grades. Portanto, o presente trabalho tem como propósito analisar o comportamento estático e dinâmico de uma grade de proteção, buscando identificar as possíveis causas que podem acarretar falhas ou uma ruptura da mesma, bem como propor pequenas modificações na estrutura de forma a melhorar sua estabilidade dinâmica. Verificar a existência de possíveis condições ressonantes, impostas à estrutura durante o seu funcionamento, que ocorrem devido a coincidências entre as frequências naturais da estrutura e as frequências de excitação fluidodinâmica (frequências de emissão de vórtices). Além de verificar se a estrutura está submetida a condições extremas de tensão devido às elevadas forças geradas pelo estancamento da grade pelos detritos acumulados.



INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA - MASSA VIRTUAL ADICIONADA

Estudos relacionados à interação fluido-estrutura têm sido desenvolvidos tanto de forma analítica como experimental, e datam desde 1779, com o trabalho de Du Buat, o qual publicou resultados sobre experimentos realizados com pêndulos de chumbo, de vidro e de madeira vibrando no ar e na água, Sarpkaya (1960). No entanto o interesse maior nesta área tem sido observado nos últimos anos, onde tem surgido uma grande preocupação com respeito à segurança de estruturas e com situações que possam trazer perigo ao público, Subhash Babu *et al.* (1996). Em função disso, os estudos relacionados com a interação fluido-estrutura têm sido veementes estimulados devido ao vasto campo de aplicação prática na engenharia. A interação fluido-estrutura pode ser observada em numerosas situações, tais como em comportamento acústico de um fluido confinado, em vibração de corpos imersos ou parcialmente imersos, em oscilações de pontes suspensas e em vibrações de edifícios e torres sujeitos aos esforços devido ao vento.

Vários estudos constataram que as propriedades modais de um corpo sólido são alteradas se o mesmo é colocado em contato com um fluido, com densidade não muito diversa da dele. Este fato pode ser simplesmente verificado através da comparação entre o som emitido por um copo cheio, quando golpeado com um talher, e com o som emitido pelo mesmo copo, porém vazio.

Segundo Amabili (1996), nas aplicações mais avançadas da engenharia, entre as quais submarinos, centrais nucleares, estruturas *off-shore* e aeroespaciais, etc., é indispensável o estudo dinâmico de sistemas constituídos de corpos sólidos em contato com líquido. Portanto, a análise



teórica e experimental, incluindo o fenômeno de interação fluido-estrutura, tem particular importância na fase de projeto e inspeção desses sistemas. De acordo com Amabili (1996), o efeito mais importante da interação entre um fluido e uma estrutura é sem dúvida a redução da frequência natural, e também a alteração freqüente dos modos de vibração, fato este verificável através de análise experimental. Ainda que para os casos de casca circular cilíndrica simplesmente apoiada sobre duas bordas circulares com a extremidade aberta e completamente preenchida de fluido, esta alteração dos modos de vibrar nem sempre é constatada.

De acordo com Kwak & Amabili (1999), o primeiro problema de interação fluido-estrutura foi resolvido por Rayleigh (1877) e Lamb (1921). Eles investigaram o acréscimo de inércia que age dinamicamente em um corpo, isso devido à presença da água. Sugeriram o uso de uma fórmula aproximada baseada no fator de massa virtual adicionada (AVMI), fator este que reflete a razão entre energia cinética da água e a energia cinética da estrutura. Lamb (1921) calculou a mudança na frequência natural de uma chapa circular fina engastada ao longo de seu contorno em contato com a água através da seguinte equação:

$$f_w = \frac{f_a}{\sqrt{1 + \varepsilon \Gamma}} \quad (2.1)$$

onde f_w é a frequência natural da chapa na água, f_a é a frequência natural da chapa no vácuo, $\varepsilon = \rho_w \cdot a / \rho_p \cdot h$ é um parâmetro adimensional denominado fator de correção de espessura, no qual ρ_w e ρ_p são massa específica da água e da chapa, respectivamente, a é a largura para chapas retangulares e raio para chapas circulares, h é espessura da chapa, e Γ é um parâmetro adimensional conhecido como *nondimensionalized added virtual mass incremental* (NAVMI).

Desde Lamb (1921) até mais recentemente foram realizadas numerosas investigações teóricas e experimentais com respeito à vibração de placas circulares em contato com água, tais como os trabalhos de McLachlan (1932), Kwak e Kim (1991) citado em Kwak e Amabili (1999), Kwak (1991 e 1997), Amabili *et al.* (1995). Também, estudos foram desenvolvidos com chapas retangulares, Kwak (1996), e anulares, Kwak & Amabili (1999). Todos esses autores consideraram como base teórica a suposição de que os modos “molhados” são quase idênticos aos modos “secos”. Entretanto, segundo Amabili (1996), essa suposição é inaceitável para os casos onde a estrutura está parcialmente em contato com o fluido. Estudos relativos à interação de chapas retangulares em contato com fluido recebem menos atenção, sobretudo, devido ao alto

grau de complexidade da análise de uma chapa retangular comparada à análise de uma chapa circular ou anular, Zhou & Cheung *et al.* (2000).

Segundo Kwak (1996), quando uma estrutura está em contato com a água ou imersa nela, a vibração dessa estrutura é transferida para água induzindo ao movimento da mesma. O resultado desta transferência é um apreciável acréscimo na energia cinética da estrutura devido à energia cinética adicional proveniente da água. Em consequência disto, as frequências naturais da estrutura que está em contato ou imersa em água decrescem significativamente comparadas com as frequências naturais no vácuo. Esse fenômeno é referido como um problema de interação fluido-estrutura ou vibração hidroelástica da estrutura, e o acoplamento que ocorre, neste caso, não permite a solução exata da equação do movimento do sistema. Kwak (1996) através da observação dos dados referentes ao fator NAVMI constatou que o efeito da água é mais dominante para o caso de uma chapa circular simplesmente apoiada do que para o caso de uma chapa circular com bordo livre e engastada.

O estudo de Kwak (1991), citado em Kwak (1996), gerou uma teoria que permite o cálculo do fator NAVMI para todos os modos. Esta teoria está fundamentada nas seguintes hipóteses: o fluido em contato com a estrutura é incompressível e não viscoso, o campo de velocidade do fluido existente é irrotacional e o efeito do fluido sobre a forma modal é irrelevante. Além disso, a chapa é estreita, de espessura uniforme, feita de material homogêneo, isotrópico e linearmente elástico e não há perdas internas, isto é, o sistema é conservativo. Segundo Kwak (1997), as condições de contorno do domínio da água devem ser bem definidas, pois desempenham um importante papel neste tipo de problema. A vantagem do uso do fator NAVMI é que com ele as características do problema de interação fluido-estrutura podem ser compreendidas qualitativamente, e além disso ele é de fácil utilização. Entretanto, o fator NAVMI é avaliado somente para chapas circulares e retangulares em fluidos de simples domínio.

Kwak & Amabili (1999) realizaram estudos em placas anulares, de espessura 1,5 mm, com raio externo de 100 mm, raios internos de 15, 30, e 50 mm e com borda livre, vibrando no ar e na água. A análise modal realizada confirmou a hipótese de que os modos “secos” são quase idênticos aos modos “molhados”, conforme mostra Figura 2.1, e que as frequências naturais detectadas experimentalmente no ar, para as três diferentes placas, apresentam boa concordância com os dados teóricos obtidos por Vogel & Skinner (1965) e Amabili *et al.* (1996). O objetivo principal dos autores, neste trabalho, foi observar a influência da submersão dos corpos sobre as características modais e verificar a concordância entre os resultados experimentais e teóricos.

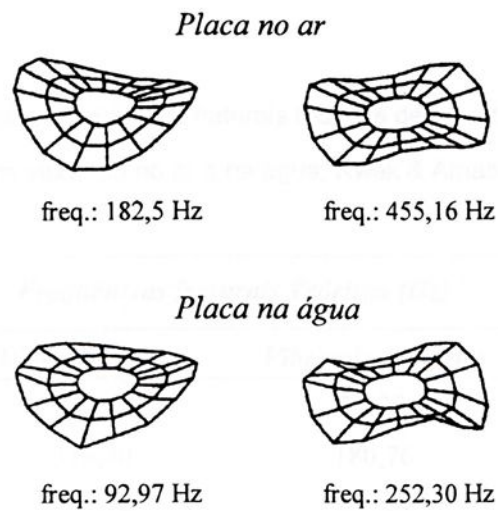


Figura 2.1 - Modos "secos" e "molhados" de uma placa anular imersa em água, Kwak & Amabili (1999).

A Tabela 2.1 apresenta as frequências naturais experimentais da chapa anular de raio interno de 30 mm, estudada por Kwak & Amabili (1999), vibrando no ar e na água, onde se pode constatar a influência da submersão nas frequências naturais da estrutura. Por sua vez, a Tabela 2.2 apresenta as frequências naturais teóricas, obtidas segundo a teoria de Kwak, o qual utiliza o fator NAVMI para a mesma chapa anular apresentada na Tabela 2.1 e para as mesmas condições (no ar e na água). O que se observa, em ambas tabelas, é que as frequências naturais obtidas com a chapa em água são mais de 40% menores que as obtidas com a chapa no ar, tanto na análise teórica como experimental.

Tabela 2.1 - Comparação das frequências naturais experimentais de uma chapa anular de raio interno de 30 mm vibrando no ar e na água, Kwak & Amabili (1999).

Frequências Naturais Experimentais (Hz)			
Modos	Vibrando no Ar	Vibrando na Água	Redução Ar-Água %
1	182,5	92,97	49,06
2	300,0	173,30	42,33
3	455,6	252,3	44,62
4	651,0	371,1	43,00
5	1198,0	678,7	43,35

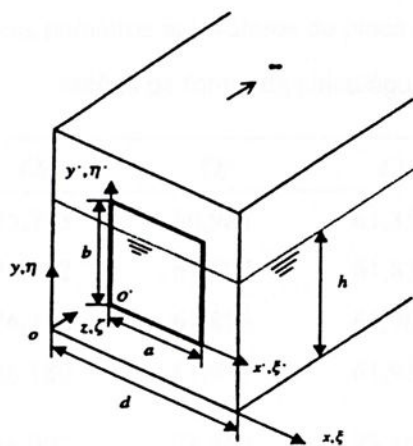
Tabela 2.2 - Comparação das frequências naturais teóricas de uma chapa anular de raio interno de 30 mm vibrando no ar e na água, Kwak & Amabili (1999).

<i>Frequências Naturais Teóricas (Hz)</i>			
<i>Modos</i>	<i>Vibrando no Ar</i>	<i>Vibrando na Água</i>	<i>Redução Ar-Água %</i>
1	182,18	94,27	48,25
2	310,40	180,76	41,76
3	455,16	255,61	43,84
4	680,92	377,33	44,58
5	1226,86	688,97	43,84

Como esperado, as frequências naturais quando a estrutura está imersa na água são menores que as frequências naturais quando a estrutura está no ar, isso devido ao aumento da energia cinética induzida pela presença de água. De acordo Kwak & Amabili (1999) este fenômeno é frequentemente explicado em termos do aumento massa virtual. Além da redução das frequências, os autores constataram também uma maior influência da submersão no primeiro modo da estrutura.

Zhou & Cheung (2000) realizaram um estudo considerando a interação fluido-estrutura em uma placa elástica retangular colocada em uma parede com um dos lados em contato com água, conforme mostra a Figura 2.2. O intuito do trabalho foi avaliar o efeito de alguns parâmetros, como profundidade e largura da água e razão de aspecto da placa, sobre o comportamento vibratório da mesma. Neste estudo foram introduzidas as seguintes suposições: a placa é fina, feita de material isotrópico, homogêneo e linearmente elástico, e os modos do sistema placa-água são os mesmos da placa no vácuo. Os resultados foram obtidos através do método de Rayleigh-Ritz, desconsiderando os efeitos das ondas de superfície e da pressão hidrostática, e estão dispostos nas Tabelas 2.3 e 2.4.





Parâmetros e Coordenadas

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{y}{h} & \xi &= \frac{x}{d} \\ \zeta &= \frac{z}{d} & \beta &= \frac{a}{d} \\ \gamma &= \frac{b}{h} & \lambda &= \frac{a}{b} \end{aligned}$$

Figura 2.2 – Sistema de interação fluido-estrutura estudado com os parâmetros e coordenadas, Zhou & Cheung (2000).

Através da análise das Tabelas 2.3 e 2.4 pode-se constatar que a razão de forma ($\beta = \gamma$) de uma placa quadrada ($\lambda=1$), colocada no centro das paredes de um recipiente com água, tanto para o caso da placa simplesmente apoiada como da engastada, não tem muita influência sobre os autovalores da placa. Os autovalores tendem a permanecer constante com o decréscimo da razão de forma, especialmente os de ordem mais elevada. Isso implica que os resultados para placas em contato com a água de largura e/ou profundidade “infinita” podem ser aproximados por aqueles obtidos com água finita, porém com grande largura e/ou profundidade.

Tabela 2.3 - Os seis primeiros autovalores da placa quadrada, simplesmente apoiada, para diferentes razões de forma da placa/água, Zhou & Cheung (2000).

	Ω_1	Ω_2	Ω_3	Ω_4	Ω_5	Ω_6
$\beta = \gamma = 1$	13,558	39,944	40,381	67,683	84,169	86,493
$\beta = \gamma = 1/2$	13,751	40,792	40,820	68,417	84,789	86,788
$\beta = \gamma = 1/4$	13,815	40,885	40,887	68,439	84,880	86,803
$\beta = \gamma = 1/8$	13,844	40,900	40,900	68,451	84,933	86,824
Placa no Vácuo	19,739	49,348	49,348	78,957	98,696	98,696

Tabela 2.4 - Os seis primeiros autovalores da placa quadrada, totalmente engastada, para diferentes razões de forma da placa/água, Zhou & Cheung (2000).

	Ω_1	Ω_2	Ω_3	Ω_4	Ω_5	Ω_6
$\beta = \gamma = 1$	25,773	60,981	61,352	94,460	112,830	116,720
$\beta = \gamma = 1/2$	26,042	61,807	61,832	95,030	113,440	116,99
$\beta = \gamma = 1/4$	26,136	61,898	61,901	95,047	113,580	117,000
$\beta = \gamma = 1/8$	26,180	61,911	61,912	95,052	113,660	117,020
Placa no vácuo	36,007	73,460	73,460	108,370	113,770	117,020

Através da análise dos resultados obtidos, Zhou & Cheung (2000) puderam observar que os autovalores, do sistema de interação placa-água, são sempre inferiores as da placa no vácuo e descessem ligeiramente com o aumento da profundidade da água, porém para modos mais elevados tendem a se tornar menos sensíveis à variação da profundidade.

O estudo do efeito do acoplamento inercial do fluido na vibração livre de estruturas contendo cilindros circulares, quadrados ou hexagonais, tem sido realizados com sucesso. No entanto a literatura sobre estruturas mais complexas ainda é bem escassa. Neste contexto, Yang & Zhang. (1997a) desenvolveram um trabalho voltado ao estudo de estruturas complexas, com aplicação em reatores, em geral, onde os efeitos dos acoplamentos inerciais e viscosos da água têm que serem considerados na forma de massa adicionada e amortecimento adicionado.

Amabili (1996) utilizando a teoria de Kwak de 1991 e a de McLachlan de 1932, as quais utilizam o conceito do fator NAVMI, realizou estudos utilizando uma chapa circular, de raio igual a 100 mm e espessura de 3,02 mm. Para verificar os resultados de ambas as teorias ele realizou ensaios com a chapa vibrando no ar (condição muito próxima ao vácuo) e completamente imersa na água, cujos resultados podem ser observados na Tabela 2.5. Neste estudo, o autor validou a hipótese dos modos “secos” serem praticamente os mesmos dos modos “molhados” através do *Modal Assurance Criterion* (MAC), possibilitando assim a aplicação de uma teoria aproximada e relativamente simples. Essa teoria permite o tabelamento dos NAVMI que por sua vez torna possível o cálculo, de uma forma direta, das frequências naturais na presença de um fluido.

Tabela 2.5 - Frequências naturais da chapa circular no ar e na água. Amabili (1996)

<i>Modo</i>	<i>Freq. na água (Hz)</i>	<i>Freq. no ar (Hz)</i>	<i>Redução (%)</i>
1	259,16	404,01	35,85
2	412,29	654,12	36,97
3	638,23	932,90	31,59
4	971,11	1410,8	31,17
5	1164,4	1633,3	28,71
8	1951,3	2810,5	30,57

Com intuito de avaliar a precisão do método da pressão análoga, formulado por Melvyn e Everstine, na modelagem do efeito de superfícies livres e superfícies parcialmente submersas, Melvyn (1978) simulou, através do *software NASTRAN*, uma viga em balanço, paralela a superfície livre, imersa em água para várias profundidades. Seus resultados apresentaram-se em concordância com os resultados experimentais, demonstrando assim que a implementação do método no *software NASTRAN* é bastante viável para aplicações na engenharia.

Para muitos autores a interação fluido-estrutura deve ser tratada através de duas componentes de forças: inércia e amortecimento, que foram popularizados como massa e amortecimento virtuais, Brown (1982). Em função disso para a compreensão da interação fluido-estrutura existente, faz-se necessário que esses termos estejam bem definidos, Conca & Planchard (1997).

Segundo a investigação de Gayo (1992) a existência de uma possível excitação de forças fluidodinâmicas sobre uma estrutura pode dar origem a sua instabilidade, e que um corpo imerso em um fluido sempre experimentará os efeitos da massa, do amortecimento e da rigidez adicionada pelo fluido, modificando seu movimento. Do ponto de vista de Gayo (1992), a massa e o amortecimento adicionados são as principais considerações dentro da interação fluido-estrutura, e, portanto, suas implicações devem ser conhecidas a fundo.

De acordo com Yang *et al.* (1997), a massa adicionada juntamente com o amortecimento adicionado, constituem os elementos chaves para a análise das frequências naturais de estruturas complexas submersas. Para isso, é necessário entender que a massa e o amortecimento adicionados dependem de vários fatores, sendo os principais:

- a geometria do corpo e a proximidade em relação a outro corpo;
- a posição relativa dos corpos com a superfície livre;
- o número de Reynolds;
- o número de Froude (Fr) em casos de corpos na proximidade da superfície livre;
- a velocidade reduzida e das direções de vibração, Naudascher & Rockwell (1994).

Quando se analisa um cilindro estacionário em um escoamento, constata-se a existência de um conjunto de forças fluidas atuando no cilindro. Segundo Blevins (1990) uma componente da força fluida no cilindro é a massa do fluido conduzida ou deslocada, pela vibração do cilindro, multiplicada pela aceleração do fluido. Essa força é denominada de massa adicionada ou de massa hidrodinâmica, e age na direção da aceleração do fluido. Se um corpo se acelera em um fluido, devido ao princípio de não deslizamento, uma parte do fluido é acelerada com o corpo, incrementando sua inércia. O fluido que segue o movimento do corpo dá lugar à, já citada, massa adicionada ou massa fluidodinâmica, a qual se define como a parte fictícia da massa do fluido que se acelera com a mesma aceleração como se estivesse fixada rigidamente ao corpo.

Considerando um caso simples, como o de um sistema massa-mola bidimensional amortecido e imerso em um fluido em repouso, representado na Figura 2.3, com oscilação harmônica de amplitude máxima x_o e frequência ω , o deslocamento será dado por:

$$x = x_o \sin \omega t \quad (2.2)$$

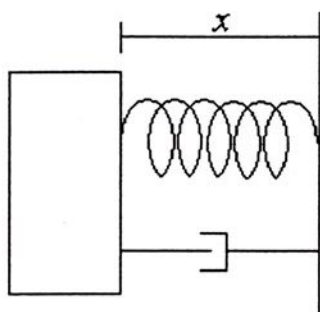


Figura 2.3 – Sistema massa-mola amortecido no fluido em repouso, Blevins (1984).

A partir desta equação a velocidade e aceleração podem ser deduzidas, sendo expressas por:

$$\dot{x} = x_0 \omega \cos \omega t \quad (2.3)$$

$$\ddot{x} = -x_0 \omega^2 \sin \omega t \quad (2.4)$$

O movimento da estrutura induz ao surgimento de uma força fluida F que atua sobre a estrutura e pode ser expressa em termos de séries trigonométricas:

$$F = \sum_{i=1}^N (b_i \cos i\omega t + a_i \sin i\omega t) \quad (2.5)$$

onde a_i e b_i são constantes se as amplitudes de vibração são constantes. Agora se forem negligenciadas os termos de ordem mais elevada na força fluida, a força atuando na estrutura reduz-se a:

$$F = a_1 \sin \omega t + b_1 \cos \omega t. \quad (2.6)$$

Comparando-se os termos da força fluida ($a_1 \sin \omega t$ e $b_1 \cos \omega t$) respectivamente com a aceleração e a velocidade da estrutura, observa-se que essas componentes de força e vibração agem em fase, portanto, pode-se reescrever a equação da força em termos do comportamento vibratório da estrutura, ou seja,

$$F = -A_{xx} \ddot{x} - B_{xx} \dot{x} \quad (2.7)$$

$$\text{onde } A_{xx} = \frac{a_1}{x_0 \omega^2}, \quad B_{xx} = -\frac{b_1}{x_0 \omega}. \quad (2.8)$$

O coeficiente A_{xx} é a denominada massa adicionada, o qual tem unidade de massa ou massa por unidade de comprimento. O termo $-A_{xx} \ddot{x}$ é a força fluida aplicada à estrutura devido à inércia do fluido acarretada pelo movimento da estrutura. Essa massa adicionada age com

mesmo sinal, frequência e fase da inércia da massa estrutural. O coeficiente B_{xx} corresponde ao amortecimento adicionado, enquanto que o termo $-B_{xx}\dot{x}$ é a força fluida aplicada à estrutura devido ao amortecimento induzido pela água.

A equação do movimento da estrutura considerada é dada por:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F \quad (2.9)$$

onde m é a massa do corpo, c o amortecimento estrutural, k a constante da mola, F a força fluida aplicada sobre o corpo e x o deslocamento do corpo em relação à posição de equilíbrio. Reescrevendo a equação (2.9) considerando os termos da força fluida, tem-se:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = -A_{xx}\ddot{x} - B_{xx}\dot{x} \quad (2.10)$$

$$(m + A_{xx})\ddot{x} + (c + B_{xx})\dot{x} + kx = 0 \quad (2.11)$$

A equação obtida, equação (2.11), descreve a vibração livre do corpo com massa efetiva $(m + A_{xx})$ e amortecimento efetivo de $(c + B_{xx})$. Através dela, conhecendo-se a massa e o amortecimento adicionados, pode-se obter os parâmetros modais do sistema imerso em água.

Se a estrutura possui certas simetrias, segundo Blevins (1984), é totalmente justificável o uso da teoria do escoamento potencial para obter a massa adicionada para a aceleração ao longo de cada eixo de simetria. Neste caso, o efeito da massa adicionada sobre as frequências naturais da estrutura imersa, em um fluido em repouso, pode ser naturalmente incorporado pelo simples acréscimo da massa adicionada na estrutura. Para o caso de estruturas mais complexas aparecerão termos referentes à massa adicionada ao longo de uma certa direção em decorrência da aceleração em outra direção. Muitos casos de estruturas aplicadas na engenharia permitem simplificações com base na invariabilidade da seção transversal da estrutura. Nestes casos a força fluida devido à massa adicionada pode ser avaliada da seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} & A_{x\theta} \\ A_{xy} & A_{yy} & A_{y\theta} \\ A_{x\theta} & A_{y\theta} & A_{\theta\theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{\theta} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

onde:

F_x, F_y = força fluida adicionada por unidade de comprimento atuando nas direções x e y respectivamente,

F_θ = momento fluido sobre o ponto onde $x = y = 0$,

$[A]$ = matriz de massa adicionada para seções transversais sem simetria,

x, y = deslocamentos,

θ = ângulo de rotação sobre o ponto $x = y = 0$.

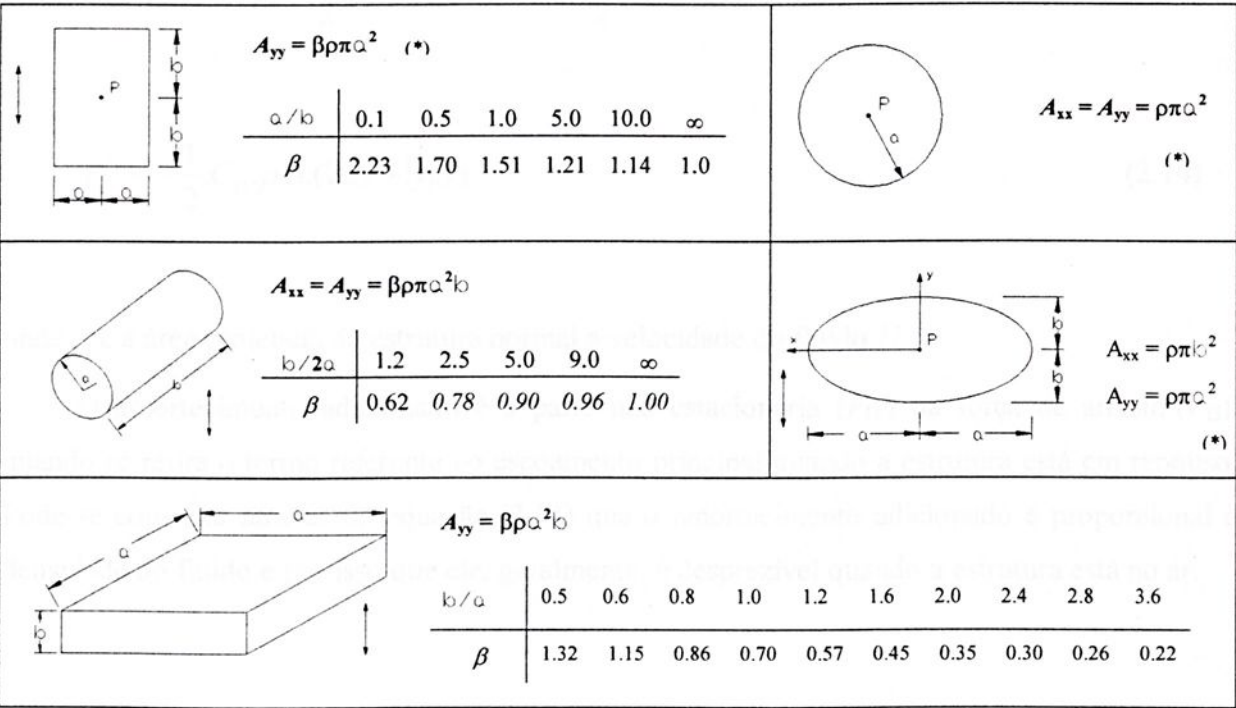
Fica claro após uma análise da equação (2.12), que uma aceleração na direção x não implica somente uma força fluida adicionada na mesma direção, mas também na direção y e um momento na origem. Se a seção transversal da estrutura possuir simetria nos dois eixos, x e y , os termos A_{xy} , $A_{x\theta}$ e $A_{y\theta}$ da matriz de massa adicionada $[A]$ tornam-se nulos porque deixa de existir acoplamento entre as direções, transformando assim a matriz em diagonal.

A massa adicionada sempre reduz as frequências naturais da estrutura em relação àquelas medidas no vácuo. A importância da massa adicionada na análise dinâmica de uma estrutura, em particular, pode ser estimada através da razão entre a densidade do fluido circundante e a densidade média da estrutura. O efeito do fluido circundante nas frequências naturais e nos modos de vibrar da estrutura não é significativo em estruturas relativamente compactas, se a densidade do fluido for muito menor que a densidade média da estrutura. Em função disso, pode-se dizer que o ar que circunda a maioria das estruturas não afeta suas frequências naturais e modos de vibrar. Entretanto, a água pode desempenhar um papel significativo na vibração de estrutura marítima, tal como navios e tubulações imersas, Blevins (1984).

Quando o corpo vibra com amplitude pequena comparada com o diâmetro característico da estrutura em um fluido em repouso, pode-se estimar o valor da massa adicionada através da teoria do escoamento potencial, que neste caso torna-se somente dependente da geometria da superfície da estrutura. Estimativas realizadas através da teoria do escoamento potencial

demonstram boa concordância para uma larga variedade de escoamentos e condições de vibração, porém somente para pequenos números de Mach, número de Reynolds maior que 10000 e velocidade reduzida (U/fD) menor que 2π , Gayo (1992) e Naudascher e Rockwell (1994). Para casos que estejam fora das especificações citadas anteriormente, o erro obtido com a simplificação pode chegar a 100%, porque a massa adicionada deixa de ser somente função da geometria da superfície da estrutura.

Nos últimos anos foram realizados vários estudos com o objetivo de avaliar a massa adicionada para várias geometrias, com diferentes condições de fixação e submetidas a diversas condições de escoamento. Neste contexto, destaca-se o trabalho de Blevins (1984), onde ele reuniu uma vasta literatura sobre o assunto, tabelando os valores de massa adicionada, tanto os obtidos experimentalmente como os obtidos teoricamente, para uma grande variedade de geometrias e com diferentes razões de forma, para casos bidimensionais e tridimensionais, conforme mostra a Figura 2.4.



- ρ é a densidade do fluido
- (*) massa adicionada por unidade de comprimento.

Figura 2.4 - Valores de massa adicionada A_{xx} e A_{yy} , para aceleração na direção das seta, Yu (1945), Sarpkaya (1960), Blevins (1984).

Um estudo também a ser destacado foi o realizado por Bai (1976), o qual avaliou a influência da proximidade do fundo do canal sobre o coeficiente de massa adicionada de um cilindro circular e cilindro retangular. Ele constatou que o coeficiente de massa adicionada é inversamente proporcional a profundidade do canal, quanto maior a profundidade do canal menor é o coeficiente. Porém quando a distância do fundo se aproxima do valor da dimensão característica do cilindro o coeficiente de massa adicionada aumenta indefinidamente.

Segundo Gayo (1992), dentre os fatores que contribuem com o amortecimento, o mais importante é a resistência do fluido. Ele pode ser avaliado mediante o coeficiente de arrasto sempre que as amplitudes de vibração da estrutura forem grandes, quando o fluido está em repouso, ou quando as amplitudes de vibração da estrutura forem pequenas, quando o fluido está em movimento. A força de arrasto pode ser decomposta em função do coeficiente de arrasto em uma parte estacionária $\bar{F}_D$ e outra não estacionária (F_D'), e são assim expressas:

$$|F_D| = |\bar{F}_D + F_D'| = \frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho \cdot A \cdot (U - \dot{y})^2 = \frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho \cdot A \cdot (U^2 - 2U\dot{y} + \dot{y}^2) \quad (2.13)$$

$$F_D' = -\frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho \cdot A \cdot (2U\dot{y} + |\dot{y}| \cdot \dot{y}) \quad (2.14)$$

onde A é a área projetada da estrutura normal a velocidade do fluido U .

O amortecimento adicionado é a parte não estacionária (F_D') da força de arrasto (F_D), quando se retira o termo referente ao escoamento principal quando a estrutura está em repouso. Pode-se constatar através da equação (2.14) que o amortecimento adicionado é proporcional à densidade do fluido e por isso que ele, geralmente, é desprezível quando a estrutura está no ar.

ESCOAMENTO AO REDOR DE CORPOS SUBMERSOS

3.1 - INTRODUÇÃO

O escoamento ao redor de um corpo é freqüentemente encontrado na natureza e nas aplicações da engenharia, constituindo assim um assunto de grande interesse científico e tecnológico. Essencialmente, ele é caracterizado pela influência predominante da viscosidade na região próxima a superfície, zona de contato íntimo entre o fluido e o sólido, região que é conhecida como camada limite.

De acordo com Streeter et al. (1978), quando o movimento do fluido de viscosidade bastante baixa começa, o escoamento nos primeiros instantes é essencialmente irrotacional. Como o fluido tem velocidade nula na superfície do sólido, então existe um acentuado gradiente de velocidade da fronteira para o fluido, e esse gradiente num fluido real causa, perto da fronteira, forças de cisalhamento que reduzem o escoamento relativo. A camada de fluido a qual tem sua velocidade afetada pela tensão junto à fronteira é a camada limite; a velocidade nesta se aproxima assintoticamente da velocidade de escoamento principal. A camada é bastante delgada na extremidade a montante do corpo submetido ao escoamento, onde a ação viscosa começa. Assim que essa camada se desloca ao longo do corpo, a ação contínua da tensão de cisalhamento tende a retardar as demais partículas de fluido, acarretando o aumento da espessura da camada limite com o aumento da distância.

Um leve deslocamento das linhas de corrente do escoamento externo à camada limite é causado pelo crescimento da camada limite nas superfícies; numa região de pressão crescente (gradiente de pressão adverso $\partial p / \partial x > 0$), juntamente com o cisalhamento na fronteira, diminuem a quantidade de movimento na camada limite e, se ambos (gradiente de pressão adverso e cisalhamento na fronteira) agirem sobre uma certa distância, a camada irá ter gradiente de velocidade nula ($[\partial u / \partial y]_{y=0} = 0$). Quando isso ocorre tem-se então o fenômeno denominado de descolamento da camada. Logo, à jusante do ponto de separação ou descolamento, o sentido do escoamento, na região separada, é oposto ao sentido do escoamento principal. Assim, o fluido de baixa energia nesta região é então forçado de volta para montante, devido a pressão à jusante que foi aumentada.

O fenômeno do descolamento é função do número de Reynolds do escoamento, já a posição do ponto de descolamento depende de muitos fatores, entre os quais, da geometria da fronteira. Corpos de perfil aerodinâmico são projetados de maneira a tentar evitar o descolamento, pois neste caso a camada limite permaneceria delgada, e a pressão seria quase totalmente recuperada à jusante do corpo, evitando assim o gradiente de pressão adverso. Quando isto não é possível, devido às condições do escoamento, os perfis são projetados de forma a forçar que a separação ocorra a mais jusante possível. Isto fará com que haja uma redução do arrasto de pressão, porém pode ocasionar um acréscimo do arrasto por atrito superficial. Portanto, um perfil aerodinâmico de ótimas características é aquele onde o arrasto total é mínimo.

A linha de corrente da fronteira deixa a mesma no ponto de descolamento e, à jusante deste ponto, o gradiente de pressão adverso acarreta um escoamento inverso perto da parede. Esta região à jusante da linha de corrente que se separa da fronteira é conhecida como esteira. Na esteira, para altos valores do número de Reynolds, são formados vórtices, o que geralmente não ocorre se o número de Reynolds for baixo. A observação e medidas na esteira são extremamente valiosas para estudos de resistência aos movimentos de corpos em meio fluidos. Por esta razão, muitas observações experimentais e conceitos teóricos foram estabelecidos para a esteira, principalmente no que diz respeito às possibilidade de formação de vórtice.

Um dos trabalhos pioneiros no estudo da dinâmica dos vórtices na esteira de cilindros é apresentado por von Kármán (1912), o qual não somente analisou a estabilidade das duas filas de vórtices, mas também estabeleceu uma relação teórica entre estas estruturas e a força de arrasto sobre o corpo no interior do escoamento. Até a década de 50, grande parte da literatura

disponível sobre investigações do fenômeno de emissão de vórtices de corpos cilíndricos era de origem estritamente experimental. Até os dias atuais, inúmeros experimentos são, ainda, conduzidos na tentativa de apresentar explicações coerentes que auxiliem a compreensão dos vários fenômenos envolvidos, pela necessidade de empregá-los na engenharia, onde muitas estruturas apresentam seções transversais de forma circular, quadrada e retangular, tais como pilares, torres de transmissão de energia, grades de proteção, postes, máquinas hidráulicas e outras aplicações.

Segundo Lindquist (2000), do ponto de vista fenomenológico, o escoamento ao redor de cilindros posicionados perpendicularmente ao fluxo principal apresenta alto grau de complexidade, devido, sobretudo, à interação simultânea entre as várias zonas de forte cisalhamento, presentes no seio do fluido. Em escoamentos deste tipo, duas camadas cisalhantes se desprendem de ambos os lados do corpo sólido e se prolongam na direção do escoamento, confinando a região da esteira que se desenvolve à jusante do cilindro. Uma vez que a zona mais interna das camadas cisalhantes, em contato com a esteira, se move mais lentamente do que a sua parte externa, em contato com a corrente livre, estas camadas tendem a se enrolar em torno de si mesmas, formando vórtices discretos, cujo comportamento dinâmico dá origem a diferentes padrões de escoamento.

3.2 - RESISTÊNCIA DE ARRASTO E SUSTENTAÇÃO

Sempre que um fluido se move em relação à fronteira sólida, ele exerce uma força sobre tal fronteira, causada pela distribuição de tensões que se origina na massa fluida e pela influência de eventuais campos de forças externas que possam estar agindo sobre ela, Schiozer (1990). Deve-se compreender que a força total não é dada apenas pela resultante das tensões sobre a superfície sólida do corpo, mas também pela resultante dos esforços sobre todas as partículas da massa fluida em escoamento.

A força total para manter o escoamento depende de muitos fatores inerentes ao corpo sólido, ao fluido e ao seu estado de movimento, como também da influência de fatores ligados à existência de campos externos de forças. Assim, tamanho, forma e estado de acabamento das fronteiras, viscosidade, massa específica, compressibilidade, gradientes de velocidade, tensão superficial, proximidade de interfaces de separação de fluidos e aceleração da gravidade são



fatores que podem interferir no valor da força, com maior ou menor intensidade dependendo das particularidades de cada caso. Portanto, a força total pode, no caso, ser considerada como a resultante de diversas forças, cada uma delas em consequência de efeitos separados de um conjunto daqueles fatores. Frequentemente são apresentados termos como resistência viscosa, resistência de forma, resistência de formação de onda, resistência de compressibilidade, etc., procurando caracterizar efeitos separados dos diversos fatores citados.

Quando o escoamento ocorre em torno de corpos que tenham eixo de simetria não alinhado com a direção do escoamento ou quando o corpo não possui nenhuma simetria, o campo de velocidades não é simétrico, ou seja, as velocidades e pressões locais serão diferentes em cada lado do objeto, onde surgirá uma força perpendicular à direção do escoamento, denominada força de sustentação (F_L). Também, quando um corpo se move com velocidade uniforme ao longo de uma trajetória reta num meio fluido em repouso, ele sofre por parte deste meio uma força no sentido oposto ao do movimento, força esta denominada de resistência de arrasto (F_D) ou simplesmente de arrasto. Esta força seria a mesma se o fluido estivesse escoando com velocidade uniforme ao redor de um corpo imóvel, Shames (1973).

A pressão e o cálculo da força de arraste sobre objetos submerso é muito mais difícil do que o cálculo da força de sustentação, uma vez que não se pode fazer nenhuma simplificação, pois a pressão e as forças de atrito devem então ser consideradas.

A determinação da força de arraste e da força de sustentação, especialmente para corpos rombudos, normalmente tem como base ensaios experimentais, que buscam identificar valores para os coeficientes de arraste e de sustentação em função das diversas formas dos objetos, Gayo (1992). As forças de sustentação e de arrasto estão diretamente relacionadas com os coeficientes de sustentação e arrasto, respectivamente, e são frequentemente expressas em função da pressão dinâmica, $\rho U^2 / 2$, como:

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho A_p U^2 \Rightarrow C_D = \frac{2F_D}{\rho A_p U^2} \quad (3.1)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho A_p U^2 \Rightarrow C_L = \frac{2F_L}{\rho A_p U^2} \quad (3.2)$$

onde U é a velocidade de fluxo livre, ρ é a massa específica do fluido, A_p é a área do corpo projetada perpendicularmente ao escoamento, C_D e C_L são os coeficientes de arrasto e de sustentação, respectivamente.

Um parâmetro adimensional que representa a razão entre as forças de inércia e viscosas, e que exerce grande influência sobre o escoamento ao redor de corpos é o número de Reynolds, que é definido como:

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (3.3)$$

onde μ é a viscosidade absoluta do fluido e L é a dimensão característica do corpo sólido.

Fica explícito após compararmos a equação (3.3) com as equações (3.1) e (3.2) que ambos os coeficientes de atrito e de sustentação dependem do número de Reynolds, além de outros fatores como a geometria do corpo, a sua posição em relação ao escoamento, a existência de simetria e da proximidade de outros corpos. Fox *et al.* (1995) cita que o coeficiente de arrasto, particularmente para todos os objetos com bordas agudas, é essencialmente independente do número de Reynolds (para $Re \geq 1000$). Isso se deve ao fato de que os pontos de descolamento são determinados pela geometria do objeto.

3.3 - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE REYNOLDS NO ESCOAMENTO

No fim do século passado, Osborne Reynolds publicou um importante artigo "*An Investigation of Circumstances which Determine whether the Motion in Parallel Channnels shall be Direct or Sinuous of the Law of Resistance in Parallel Channels*" o qual relata a investigação experimental realizada por ele, onde analisa o caráter de líquidos fluindo através de tubos e canais, e demonstra a existência de linhas de corrente e de dois regimes de escoamento. Reynolds constatou, também, que dependendo da viscosidade cinemática do fluido, do diâmetro do tubo e do parâmetro físico constante número de Reynolds, existe uma velocidade crítica a partir da qual ocorre a transição entre os dois tipos de escoamento possíveis, laminar e turbulento.



Tabela 3.1 – Características do escoamento ao redor de um cilindro circular em função do número de Reynolds, segundo Gersten (1983).

Re	Regime	Características
$Re \rightarrow 0$	Escoamento em Re muito baixo	Regime permanente, ausência de esteira, simetria longitudinal
$3-4 < Re < 30-40$	Vórtice duplo	Regime permanente, separação e bolha de recirculação.
30 40	$80 < Re < 90$ Estágio incipiente da esteira de vórtices de Von Kármán	Esteira laminar e instável e presença de recirculação.
80 90	$150 < Re < 300$ Esteira de vórtices de Von Kármán plenamente desenvolvida	Esteira de vórtices de Von Kármán
150 300	$1,0 \times 10^3 < Re < 1,3 \times 10^3$ Regime sub-crítico	Esteira de vórtices instável e escoamento laminar nas proximidades da esteira
$1,0 \times 10^3$ $1,3 \times 10^3$	$3,5 \times 10^3 < Re < 10^6$ Regime crítico e pós-crítico	Separação laminar, recolamento turbulento, separação turbulenta final, esteira turbulenta
$3,5 \times 10^4 < Re$	Regime super-crítico	Transição para a camada limite turbulenta, separação turbulenta

De acordo com Lindquist (2000), a configuração do escoamento ao redor de corpos depende significativamente do número de Reynolds. Ele é considerado como o principal parâmetro que governa a dinâmica de escoamento a redor de corpos. Através deste parâmetro, pode-se identificar regimes pré-estabelecidos de escoamento, como proposto por Morkovin (1964), citado em Lindquist (2000) e Gersten (1983). A Tabela 3.1 apresenta os diversos tipos de escoamento que se desenvolvem ao redor de um cilindro circular dados em função do número de Reynolds.

3.4 - FREQUÊNCIA DE EMISSÃO DE VÓRTICE E NÚMERO DE STROUHAL

No regime de emissão de vórtice, a frequência de desprendimento dos turbilhões (f) relaciona-se com a velocidade média da corrente livre U e com a dimensão característica D do corpo sólido, através de um número adimensional denominado número de Strouhal (St).

$$St = \frac{f D}{U} \quad (3.4)$$

O número de Strouhal mantém estrita dependência com a forma geométrica do obstáculo, conforme mostra a Figura 3.1. Dentro de uma larga faixa de velocidade este número apresenta grande estabilidade, podendo ser considerado, com uma boa margem de segurança, constante na maioria das aplicações práticas, Kawakita e Silvares (1994).

No trabalho de Lindquist et al. (1997), ele constatou, através da comparação do número de Strouhal obtido para escoamento ao redor de cilindros retangulares e de cilindros circulares, que a presença de arestas vivas provoca uma diminuição na frequência de emissão de vórtices para o mesmo número de Reynolds.

O número de Strouhal mantém uma rigorosa dependência com o número de Reynolds, e isso pode ser visto na Tabela 3.2, apresentada por Gersten (1983). Além disso, o número de Strouhal pode ser influenciado por outras variáveis tais como: o nível de turbulência, a forma do perfil de velocidade da corrente livre, a rugosidade superficial e pela razão de bloqueio (razão entre a área frontal projetada do corpo e a área transversal da seção de escoamento), Mukhopadhyay (1992).

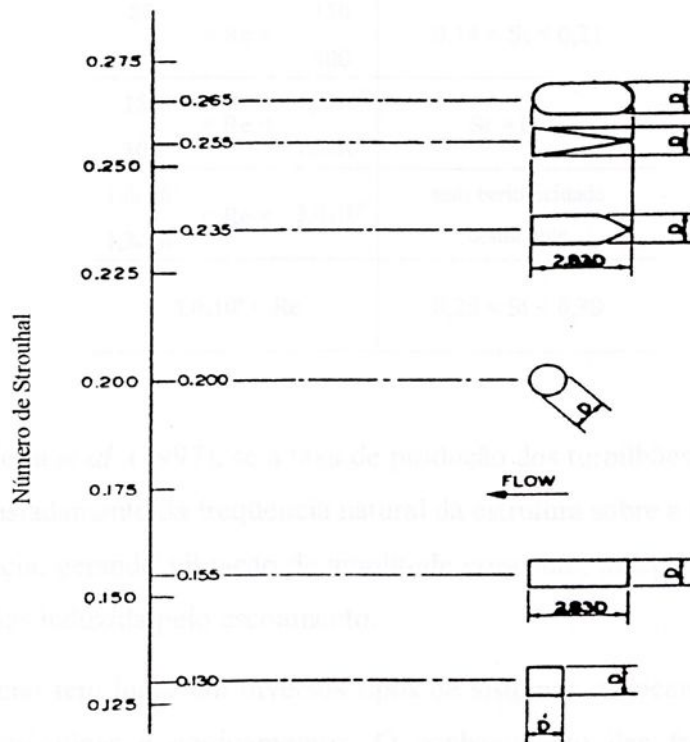


Figura 3.1- Influência da forma do obstáculo no valor do parâmetro número de Strouhal, Sell (1971).

Uma vez conhecidos o número de Strouhal característico do escoamento em torno de uma dada geometria e a velocidade média de fluxo livre, pode-se determinar, utilizando a equação (3.4), o número de turbilhões (vórtices) emitidos por unidade de tempo, provenientes de um mesmo lado do corpo, chamado de freqüência de emissão de vórtice ou freqüência de desprendimento de vórtices.

Tabela 3.2 – Dependência do número de Strouhal com o número de Reynolds para um cilindro circular, segundo Gersten (1983).

Reynolds	Strouhal
$Re \rightarrow 0$	-
$3-4 < Re < 30-40$	-
$30 < Re < 40$ $80 < Re < 90$	$St < 0,14$
$80 < Re < 90$ $150 < Re < 300$	$0,14 < St < 0,21$
$150 < Re < 300$ $1,0 \times 10^5 < Re < 1,3 \times 10^5$	$St = 0,21$
$1,0 \times 10^5 < Re < 1,3 \times 10^5$ $3,0 \times 10^6 < Re$	sem periodicidade dominante
$3,0 \times 10^6 < Re$	$0,25 < St < 0,30$

Segundo Vieira *et al.* (1997), se a taxa de produção dos turbilhões (ou emissão de vórtices) se aproxima demasiadamente da freqüência natural da estrutura sobre a qual o fluxo incide, então ocorrerá ressonância, gerando vibração de amplitude crescente, independente da intensidade das forças de excitações induzida pelo escoamento.

Este fenômeno tem lugar em diversos tipos de sistemas, colocando em risco a segurança das instalações, máquinas e equipamentos. O conhecimento das freqüências de excitações envolvidas é, portanto, de grande importância na fase de projeto de qualquer dispositivo onde a interação fluido-estrutura estará presente.

Griffin & Ramberg (1974) estudaram, experimentalmente, a circulação inicial e o espaçamento entre os vórtices na esteira de um cilindro circular sujeito a vibrações laterais. Os resultados obtidos revelaram que o espaçamento lateral da esteira de vórtice diminui à medida que a amplitude da vibração do cilindro aumenta, enquanto que o espaçamento longitudinal entre os vórtices é independente de mudanças na amplitude, embora varie inversamente com a frequência de vibração. Uma revisão sobre o fenômeno de ressonância na emissão de vórtice e o controle de esteiras de corpos rombudos é também apresentada por Griffin & Hall (1991), os quais discutem os efeitos das oscilações lineares e angulares do corpo, bem como o efeito do som sobre a ressonância, dentro do contexto de controle ativo e passivo da esteira turbilhonária, com maior ênfase para as esteiras de cilindros circulares.

3.5 - ESCOAMENTO AO REDOR DE PERFÍS DE SEÇÃO CIRCULAR

Um cilindro colocado perpendicularmente a uma corrente de fluido permanente caracteriza-se por uma situação de escoamento de fundamental importância, que nos dá a oportunidade de observar o escoamento padrão que se desenvolve ao redor de um corpo liso com espessura finita, conforme ilustra a Figura 3.2, apresentada por Panton (1984).

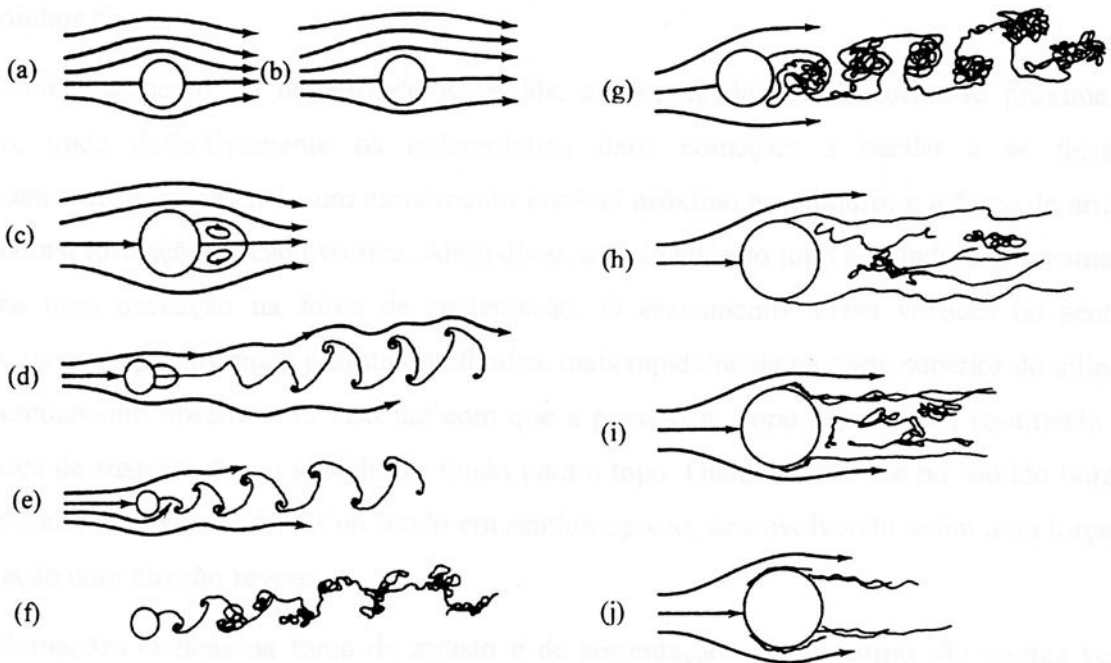


Figura 3.2 - Padrões de escoamento em função do número de Reynolds, Panton (1984).

Os padrões de escoamento indicados na Figura 3.2 são: (a) $Re = 0$, simétrico; (b) $0 < Re < 4$; (c) $4 < Re < 40$, vórtices fixos; (d) $40 < Re < 60-100$, avenida de vórtices de Karman; (e) $60-100 < Re < 200$, desprendimento alternado; (f) $200 < Re < 400$, vórtices instáveis; (g) $400 < Re$, aparecem os vórtices turbulentos; (h) $Re < 3 \times 10^5$; (i) $3 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$, região separada torna-se turbulenta, refixando, e separando novamente em 120° ; (j) $Re > 3 \times 10^6$, camada limite turbulenta inicia-se na frente e separa-se atrás.

Para um número de Reynolds baixo, Figuras 3.2(a) e 3.2(b), o escoamento tende a se dividir e unir-se suavemente assumindo configuração simétrica. Nesta condição o corpo fica submetido apenas à ação da força de arrasto. Ocorre uma mudança no padrão de escoamento quando o número de Reynolds fica em torno de 4. O escoamento separa-se e formam-se dois redemoinhos também conhecidos como bolhas de recirculação, que permanecem estacionários em relação a trajetória do escoamento, porém, em movimento rotativo atrás do corpo sólido.

Quando o número de Reynolds se aproxima de 40, Figura 3.2(d), um novo padrão de escoamento se desenvolve. A esteira atrás do cilindro torna-se instável. Oscilações na esteira crescem em amplitude e finalmente faz surgir discretos vórtices para dentro com espaçamento regular. Essa trilha de vórtice na esteira é conhecida como avenida de vórtice de Karman. A velocidade de propagação do vórtice é ligeiramente menor que U (velocidade livre do fluido), não existe turbulência, e o escoamento próximo ao cilindro permanece estável com dois redemoinhos fixados.

Com o aumento do número de Reynolds, a avenida de vórtice forma-se próxima ao cilindro, onde definitivamente os redemoinhos fixos começam a oscilar e se formam alternadamente. Tem-se então um escoamento instável próximo ao cilindro, e a força de arrasto oscila com a formação de cada vórtice. Além disso, a assimetria do topo ao fundo do escoamento ocasiona uma oscilação na força de sustentação. O escoamento forma vórtices no sentido horário, os quais percorrem, à jusante do cilindro, mais rapidamente na parte superior do cilindro que o escoamento abaixo dele. Isso faz com que a pressão no topo seja menor, resultando em uma força de sustentação no sentido do fundo para o topo. Quando o vórtice no sentido horário se desprende, um outro se forma no fundo em sentido oposto, desenvolvendo assim uma força de sustentação com direção reversa.

Flutuações cíclicas na força de arrasto e de sustentação em um corpo são muitas vezes tomadas de grande importância. Se uma das frequências naturais do conjunto está próxima da



freqüência de desprendimento de vórtice, a vibração induzida pode atingir uma magnitude destrutiva devido a uma condição ressonante.

Finalmente, a esteira torna-se turbulenta para o número de Reynolds 200. Na faixa de $200 < Re < 400$, o número de Strouhal deixa de ser regular e ter o caráter bem definido. Na vizinhança de $Re = 400$ os vórtices tornam-se turbulentos. Abaixo de $Re = 3 \times 10^5$, a camada limite no cilindro é laminar e separa-se na metade frontal do cilindro, Figura 3.2(h). A pressão na região de separação é aproximadamente constante, mas bastante inferior à pressão de corrente livre, causando assim um arrasto alto. O número crítico de Reynolds, 3×10^5 marca o ponto onde a camada laminar se torna instável após a separação. Em um pequeno trecho sobre o corpo a camada de cisalhamento se torna turbulenta e prende-se novamente ao cilindro.

Com um ligeiro incremento no número de Reynolds até aproximadamente 3×10^6 , o arrasto torna a crescer e a camada limite torna-se turbulenta do meio para trás do cilindro permanecendo presa ao cilindro. A separação da camada turbulenta ocorre ligeiramente antes que a observada anteriormente, e o resultado é um acréscimo moderado do arrasto.

Embora estes resultados retratem o escoamento em torno de cilindros de base circular, padrões de escoamento bastante semelhantes são, também, observados ao redor de outros tipos de corpos rombudos ou não aerodinâmicos.

3.6 - ESCOAMENTO AO REDOR DE PERFÍS DE SEÇÃO RETANGULAR

De acordo com Almeida (2000), do ponto de vista da dinâmica dos fluidos, o escoamento ao redor de cilindros quadrados ou retangulares caracteriza-se pela presença de fenômenos altamente complexos, isso devido à interação simultânea entre três camadas cisalhantes, entre as quais estão a camada limite, a zona de separação e a esteira formada à jusante do corpo.

Também, Lindquist *et al.* (1998) relata que em escoamento ao redor de cilindros retangulares, para números de Reynolds suficientemente baixos, ocorre um descolamento quase imperceptível da camada limite no bordo de ataque, acompanhado de um rápido recolamento. Nestes casos, o descolamento principal acontece junto às arestas da face posterior do corpo (de fuga). Aumentando-se o número de Reynolds, o descolamento na face anterior torna-se cada vez mais visível, uma vez que o ponto de recolamento sobre a face lateral se desloca em direção ao



bordo de fuga. O ponto de recolamento não é fixo, mais oscila, em ambas as faces do corpo, em sincronismo com a esteira à jusante do bordo de fuga.

Os escoamentos reais incidentes sobre perfis de seção retangular são, muitas vezes, afetados por uma grande variedade de perturbações, que podem ser convenientemente quantificadas através de um conjunto de parâmetros de influência. Dentre os parâmetros mais estudados pode-se citar a razão de bloqueio, Figura 3.3(a), a razão de aspecto (razão entre o comprimento L do obstáculo e a largura B da seção transversal), Figura 3.3(b), o ângulo de incidência (ângulo formado entre a direção do escoamento livre e a normal à face anterior do corpo sólido), Figura 3.3(c) e a razão de forma (razão entre a altura A e a largura B da seção transversal), Figura 3.3(d).

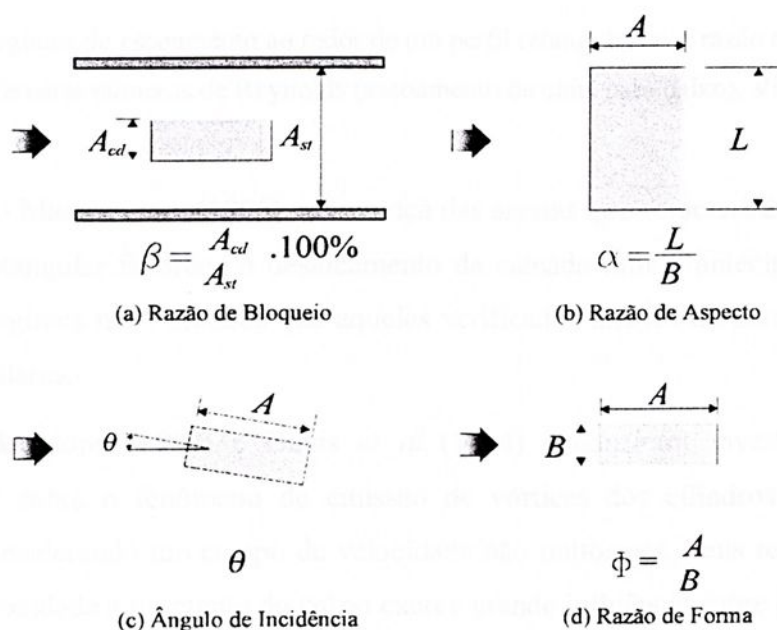


Figura 3.3 - Principais fatores de influência sobre o escoamento ao redor de cilindros de base retangular.

Com um maior aumento do número de Reynolds, o recolamento alternado sobre as faces laterais do cilindro deixa de ser possível. Neste ponto, quando o escoamento se separa completamente do corpo no bordo de ataque, o padrão do escoamento ao redor do obstáculo é nitidamente alterado, como se observa nas Figuras 3.4(d) e 3.4(e), podendo-se notar um sensível alargamento da esteira turbilhonária, ao mesmo tempo em que ocorre a descontinuidade do número de Strouhal.

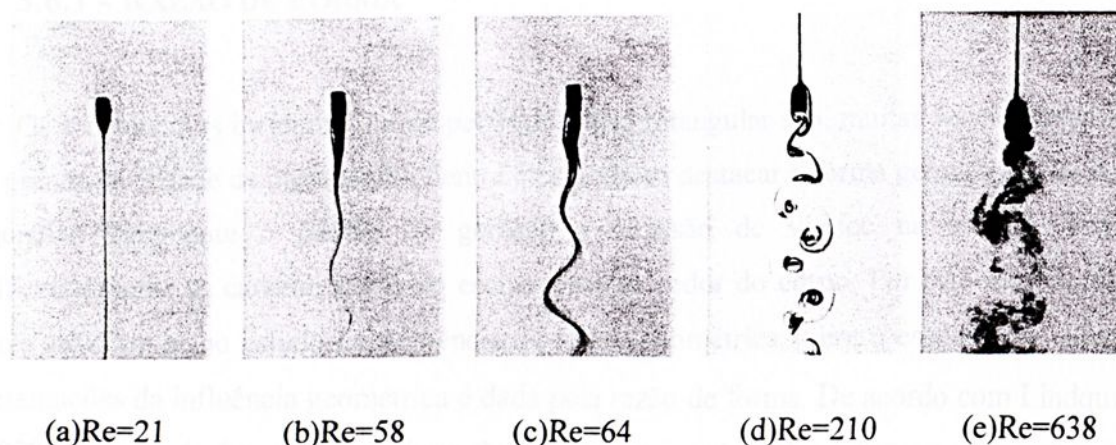


Figura 3.4 - Regimes do escoamento ao redor de um perfil retangular com razão de forma $A/B = 2:1$, para diferentes números de Reynolds (escoamento de cima para baixo), Vieira (1998.)

Segundo Mansur et al. (1996), a presença das arestas que caracterizam os cilindros de base quadrada e retangular favorece o deslocamento da camada limite, antecipando a formação dos vórtices em regimes mais brandos que aqueles verificados através da literatura para o caso dos cilindros circulares.

Davis & Moore (1982) e Davis *et al.* (1984) conduziram investigações numéricas e experimentais sobre o fenômeno de emissão de vórtices dos cilindros de seção transversal retangular, considerando um campo de velocidade não uniformes. Seus resultados mostram que o perfil de velocidade à montante do corpo exerce grande influência sobre o processo de emissão de vórtices.

No trabalho de Okajima (1990), ele apresentou resultados sobre a variação das forças de sustentação e de arrasto, da pressão na base do corpo e do número e Strouhal em cilindros retangulares a diferentes números de Reynolds. Seus resultados, obtidos através do método de diferenças finitas, mantiveram boa concordância com resultados experimentais, sendo possível identificar uma faixa crítica do número de Reynolds, onde fica evidente uma descontinuidade na curva do número de Strouhal, seguido por uma drástica mudança no padrão do escoamento.

3.6.1 - RAZÃO DE FORMA

Os escoamentos incidentes sobre perfis de seção retangular são, muitas vezes, afetados por uma grande variedade de parâmetros, dentre eles pode-se destacar a forma geométrica. Esta pode influenciar fortemente o padrão de geração e emissão de vórtice na esteira, alterando significativamente as características do escoamento ao redor do corpo. Por este motivo, muitos autores ativeram-se ao estudo da influência da forma geométrica sobre o escoamento. Uma das representações da influência geométrica é dada pela razão de forma. De acordo com Lindquist *et al* (1998), a razão de forma constitui um dos fatores que mais influenciam as características do escoamento em torno de cilindros retangulares, e é definida por:

$$\phi = \frac{A}{B} \quad (3.5)$$

onde A é a dimensão da altura e B é a dimensão da base, em relação ao sentido do escoamento, da seção transversal retangular do cilindro.

Em sua investigação, Okajima (1982) desenvolveu uma análise experimental e numérica sobre o escoamento ao redor de cilindros com seção transversal retangular com o objetivo de se determinar o comportamento do número de Strouhal, para diversos cilindros retangulares, em função do número de Reynolds na faixa de 70 a 2×10^4 . Ele constatou a existência de uma faixa crítica do número de Reynolds para cilindros com $\phi = 2$ e 3, onde o padrão de escoamento se altera bruscamente, causando uma descontinuidade na curva do número de Strouhal *versus* o número de Reynolds. Para um número de Reynolds inferior a esta faixa crítica constatada, observa-se que o escoamento se descola nas arestas de ataque do cilindro e em seguida se recoloca sobre as suas faces laterais, para então se descolar definitivamente sobre as arestas de fuga, Figura 3.5, formando a esteira de von Kármán. Além disso, ele constatou que para uma razão de forma igual a 2, o escoamento descola-se completamente sobre as arestas de ataque. Quando a razão aumenta para o valor 3, as camadas cisalhantes descoladas das arestas de ataque tendem a se recolocar alternadamente sobre as faces laterais do cilindro, durante cada período de emissão dos vórtices.

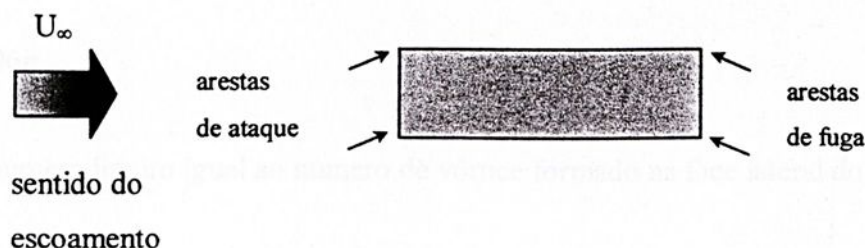


Figura 3.5 – Representação das arestas de ataque e de fuga

Nakamura *et al.* (1996) investigaram experimentalmente o fenômeno de emissão de vórtice de cilindros retangulares com razão de forma entre 3 e 16, para números de Reynolds situados na faixa de 1×10^3 a 3×10^3 , dando atenção à obtenção da frequência de desprendimento dos vórtices. Os resultados obtidos indicam que o fenômeno de emissão de vórtice de cilindros com base retangular é caracterizado pela instabilidade da camada cisalhante. Quando uma única camada descola, ela torna-se instável na presença de uma quina viva na aresta de fuga do cilindro. Os autores constataram que esta instabilidade tem início com uma razão de forma da ordem de 3. Lindquist (2000) observou que para cilindros retangulares com razão de forma igual a 2, a partir de Reynolds igual a 250, a esteira de von Kármán, que se forma jusante do cilindro, torna-se cada vez mais larga, com vórtices maiores e menos regulares.

Ohya *et al.* (1992) realizaram um estudo numérico do escoamento ao redor de cilindros retangulares com razão de forma entre 3 e 9, para número e Reynolds igual a 1×10^3 . Os resultados apresentados por eles mostraram que o escoamento é caracterizado pelo descolamento e recolamento da camada cisalhante sobre suas superfícies laterais, formando uma bolha de separação de cada lado do cilindro, que oscila em comprimento com uma frequência regular igual à observada na emissão dos vórtices.

No escoamento sobre cilindros retangulares pode ocorrer a formação de vórtice nas faces laterais do mesmo. Isto ocorre, principalmente, em função do número de Reynolds e da razão de forma.

A Figura 3.6, obtida por Lindquist (2000), mostra através da observação, o comportamento dos vórtices formados sobre a superfície de cilindros retangulares para várias razões de forma. Desta figura pode-se constatar a existência de uma relação entre o número de Strouhal e o

número de vórtices formados sobre a superfície lateral do cilindro retangular. Esta relação é dada por:

$$St \cong 0,06n \quad (3.6)$$

onde n é um número inteiro igual ao número de vórtice formado na face lateral do cilindro.

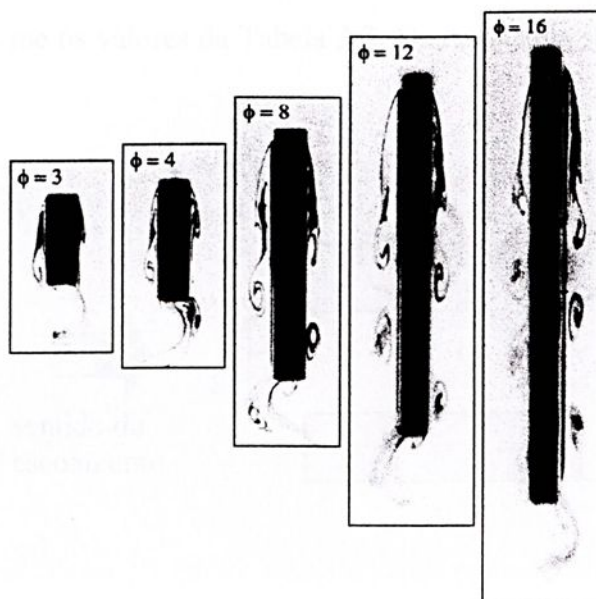


Figura 3.6 - Padrões do escoamento sobre as superfícies laterais de cilindros retangulares com $3 \leq \phi \leq 16$ para $Re = 400$, Lindquist (2000).

3.7 - ESCOAMENTO SOBRE UM GRUPO DE ESTRUTURAS

Segundo Wong *et al.* (1995), as estruturas são freqüentemente encontradas em grupos como torres de transmissão, plataforma *off-shore*, chaminés, tubos em trocadores de calor, etc. As características aerodinâmicas desses grupos são de grande importância no campo da engenharia, pois elas podem criar efeitos destrutivos na estrutura. O comportamento das forças agindo em um grupo de estruturas, bem como o padrão de desprendimento de vórtice é muito diferentes das estruturas analisadas isoladamente. Por esse motivo a interferência das estruturas no escoamento é largamente estudada nos dias atual.

Hermann F.; Billeter P. & Hollenstein R. (*Lab of Hydraulics, Hydrology and Glaciology, in ETH Zürich*) realizaram simulações com um grupo de cilindros, com o intuito de observar o comportamento do escoamento incidindo sobre corpos cilíndricos retangulares com diferentes espaçamentos, definidos por uma razão (s/d) entre a abertura dos cilindros e a largura do cilindro, conforme demonstra a Figura 3.7.

Para tais simulações os autores utilizaram-se da técnica *DNS (Direct Numerical Simulation)*, onde a velocidade de entrada do escoamento foi de 0,29 m/s e o número de Reynolds tomadas conforme os valores da Tabela 3.3. Os resultados são apresentados na Figura 3.8.

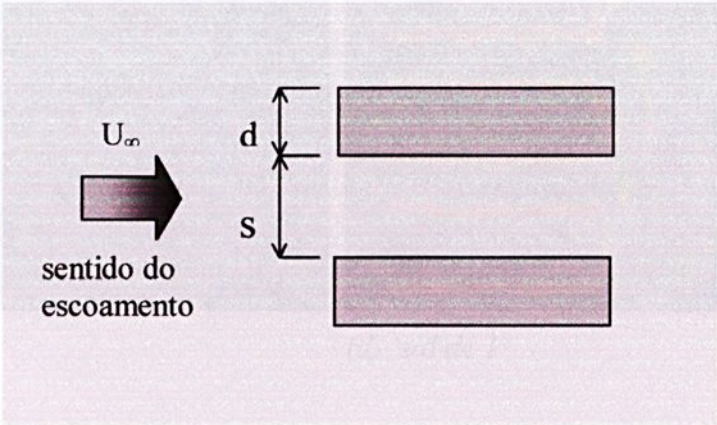


Figura 3.7 – Cilindro retangular imerso perpendicular ao escoamento, demonstrando a razão s/d .

Tabela 3.3 - Dados das análises da Figura 3.8

<i>S/d</i>	<i>Razão de bloqueio</i>	<i>Re</i>
9	0.18	2610
3	0.33	1798
1.5	0.45	1631
1	0.54	1566

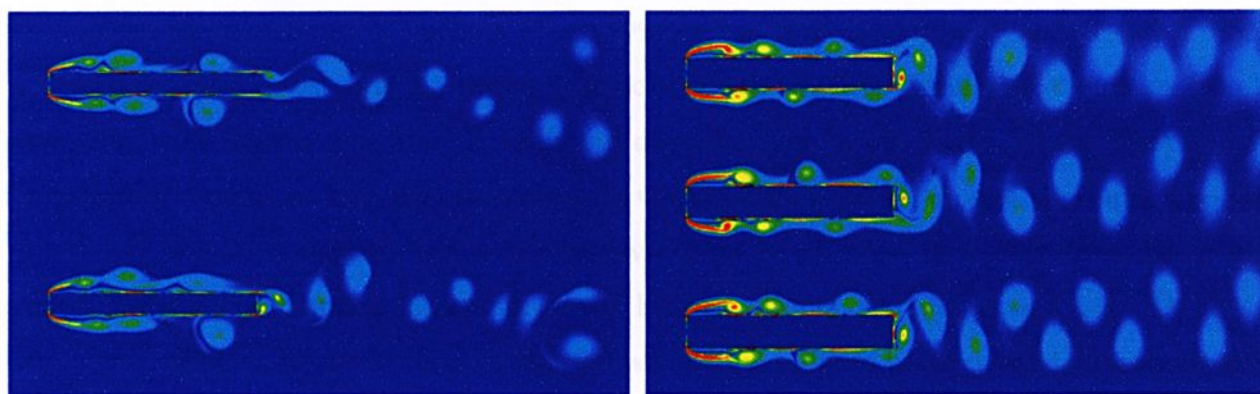
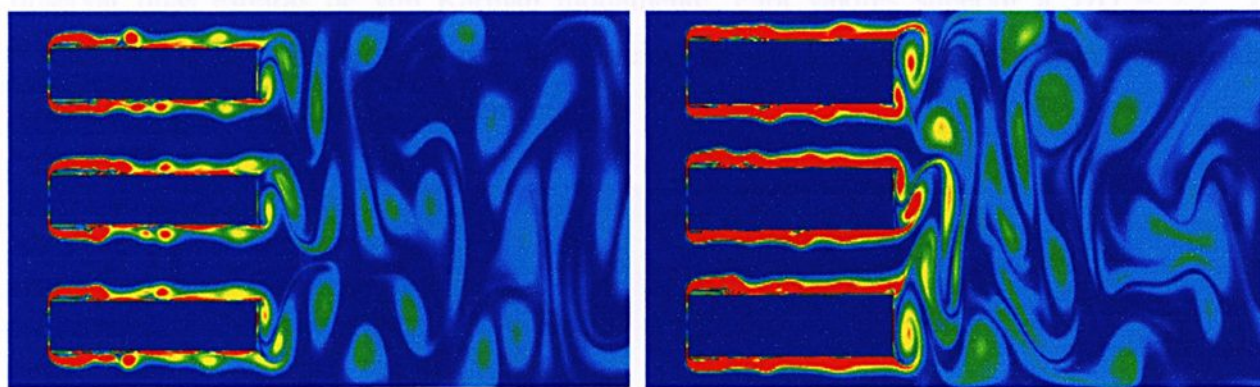
(a) s/d de 9(b) s/d de 3(c) s/d de 1,5(d) s/d de 1

Figura 3.8 - Distribuição de vórtice para diferentes razões de bloqueio observadas por Hermann , Billeter & Hollenstein (1998)

Na Figura 3.8(a) pode-se observar que as barras comportam-se como se estivessem isoladas. Isto significa que a barra tem sua própria distribuição de vórtice de acordo com os padrões já estudados e isso ocorre devido ao grande distanciamento entre os cilindros, $s/d = 9$.

Na Figura 3.8(b), para $s/d = 3$, a emissão de vórtice sobre os cilindros apresenta-se ainda de forma independente. Segundo os autores, pode ser notado um ligeiro sincronismo entre os desprendimentos dos vórtices. No entanto, quando se reduz a abertura para $s/d = 1.5$, Figura 3.8(c), a esteira de vórtice muda abruptamente, e pode-se então observar a interferência do escoamento ao redor de uma barra em relação a outra, porém ainda fica discernível a esteira causada por cada corpo. O processo de interferência das esteiras se intensifica quando a relação s/d reduz-se a 1, Figura 3.8(d), onde somente um ou dois vórtices são claramente visíveis antes de eles desaparecerem em uma estrutura irregular de vórtices.

Neste mesmo contexto, Summer *et al.* (1999) e Sun *et al.* (1995), realizaram estudos sobre o comportamento do escoamento permanente ao redor de cilindros circulares, arranjados lado a lado, conforme mostra a Figura 3.9. O intuito dos trabalhos foi observar a interferência de um corpo sobre o outro na formação da esteira de vórtice. Eles observaram que para uma faixa de $1,0 < T/D < 1,2$, o escoamento se comportava como se estivesse atravessando somente um corpo, formado assim uma única esteira de von Kármán. Porém para a faixa de $1,2 < T/D < 2,2$, segundo os autores, ficava evidente a interferência de um cilindro sobre o outro, entretanto esta interferência apresentava uma dependência com o número de Reynolds, e ainda não era possível observar duas esteiras de von Kármán nitidamente. Para valores superior a $T/D = 2,2$, o escoamento já era caracterizado por duas esteiras de von Kármán independentes, onde cada cilindro comportava-se independentemente.

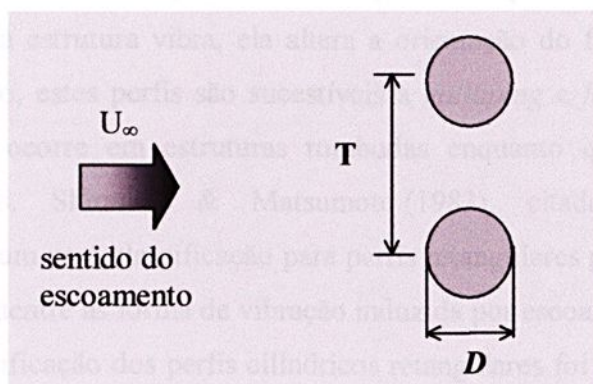


Figura 3.9 - Cilindro circular imerso perpendicular ao escoamento, demonstrando a relação T/D .

3.8 - VIBRAÇÃO INDUZIDA PELO ESCOAMENTO

Os estudos do fenômeno de vibração induzida por escoamento, muitas vezes denominado de aeroelasticidade ou hidroelasticidade, foram numerosos tanto na investigação experimental como na teórica. Os objetivos centraram na identificação das causas das vibrações fluidodinâmicas e desenvolvimento de métodos preditivos que pudessem ser empregados na etapa de projeto, isso para assegurar que não houvesse geração de vibrações na estrutura. Estas investigações deram origem à um conhecimento muito mais profundo dos mecanismos de excitação, porém, também fomentaram numerosas controversas e polêmicas, Gayo (1992).

A maioria das estruturas aplicadas na engenharia são compostas por perfis cilíndricos, tanto retangulares como circulares. Por tal motivo é importante e necessário o conhecimento do comportamento desses perfis frente à vibração induzida por escoamento.

Devido ao caráter periódico do desprendimento de vórtices em perfis circulares, eles estão bastante propensos à vibração induzida por vórtices. Este tipo de perfil está sujeito tanto à vibrações no sentido do escoamento, *inline*, devido principalmente à excitação da força de arrasto, quanto a transversal devido à alternância do desprendimento de vórtices. Geralmente, quando excitado, este tipo de perfil atinge intensidades de vibração elevadas, que são, muitas vezes, indesejáveis. Em consequência disto, a utilização deste tipo de perfil em projetos de grade de proteção é desaconselhado, Naudascher & Rockwell (1994)

Todos os perfis não circulares experimentam forças fluida que se alteram com a orientação do escoamento. Quando a estrutura vibra, ela altera a orientação do fluido e as forças fluidas oscilam. Em virtude disso, estes perfis são suceptíveis a *galloping* e *flutter*, Blevins (1990). O fenômeno de *galloping* ocorre em estruturas rombudas enquanto que o *flutter* ocorre em estruturas aerodinâmicas. Shiraishi & Matsumoto (1983), citado em Naudascher & Rockwell (1994), realizaram uma classificação para perfis retangulares para melhor se avaliar os mecanismos de vibração dentre as forma de vibração induzida por escoamento a que o corpo está mais propenso. Esta classificação dos perfis cilíndricos retangulares foi realizada em três grupos em função da razão de forma, conforme é apresentado na Figura 3.10.

Segundo esta divisão os perfis cilíndricos retangulares com pequena razão de forma se enquadram no *grupo I*, onde o escoamento se separa das arestas de ataque e os vórtices são desprendidos alternadamente na esteira, formando assim a esteira de vórtices de von Karman. O corpo é excitado principalmente pelos vórtices de von Karman, e a resposta típica apresenta um pico agudo próximo da frequência de emissão de vórtices, figura 3.10(a). Com o aumento da velocidade do fluido, o corpo eventualmente se torna auto-excitado e se inicia o fenômeno de *galloping*, que é causado basicamente pelo efeito mutuo entre as forças de arrasto e sustentação atuando no corpo e o movimento do mesmo.

Para perfis com razão de forma entre 2 e 6, *grupo II*, os vórtices que se formam na camada cisalhante próximo ao bordo de ataque colidem nas arestas de fuga. Como resultado, tem-se o enfraquecimento da excitação por vórtices, e um novo mecanismo de excitação é realçado se o corpo começa a vibrar e induzir vórtices no bordo de ataque. Esse vórtices tornam-se compatíveis com os vórtices formados na camada cisalhante dentro de uma faixa de velocidade.

Como consequência há um acréscimo da força atuando e induz a oscilação da pressão, a qual amplifica e mantém a vibração do corpo. Esse fenômeno é conhecido como *flutter* e pode ser observado em *deck* de pontes. O grupo II exibe uma resposta que apresenta uma faixa de vibração principal que se inicia em $U_r = 1/St = c/0.6d$, e outra próxima à $1/2St$, onde St é o número de Strouhal, Figura 3.10(b).

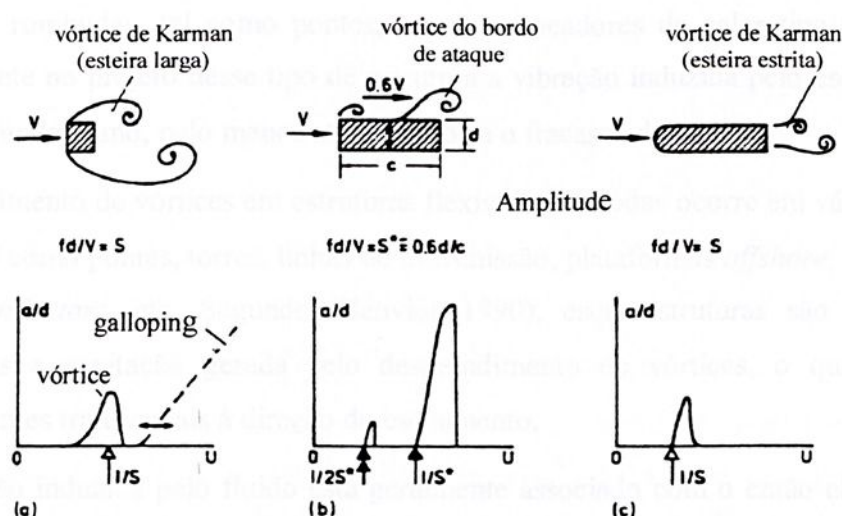


Figura 3.10 - Esquema das típicas respostas laterais de barras, (a) grupo I, (b) grupo II e (c) grupo III; Shiraishi e Matsumoto (1983), citado em Nguyen & Naudascher (1991).

Para perfis retangulares com razão de forma superior a 6, ou para perfis com aresta de ataque semicircular ou aerodinâmica, *grupo III*, o escoamento permanece incorporado as superfícies laterais e se separa a partir da aresta de saída (fuga). Em contraste com o *grupo I*, a esteira apresenta de forma bastante estreita, com altos valores do número de Strouhal e a vibração ressonante começa com valores baixos de velocidade reduzida (U_r). Nestes casos pode ocorrer o aparecimento de dois efeitos combinados: vibração induzida por vórtices e *galloping*. Entretanto é comum ocorrer a vibração induzida por vórtices em faixa de velocidade reduzida entre $2 < U_r < 10$, enquanto que o *galloping* usualmente ocorre para $U_r > 10$.

Segundo Zhou, So & Lam (1999), a vibração induzida por vórtices é o tipo de vibração mais comum dentre os fenômenos de vibração induzida por escoamento, e sem dúvida ainda é, atualmente, um problema desafiador para os projetistas em várias áreas industriais, Owen, Bearman & Szewczyk (2001). Este fenômeno é caracterizado por uma velocidade crítica, a qual faz com que a frequência de desprendimento de vórtices coincida com a frequência natural da estrutura. Devido à oscilação da esteira, para um estreita faixa de velocidade próxima à

velocidade crítica, o desprendimento de vórtices não satisfaz a lei de Strouhal e permanece sintonizada a frequência natural da estrutura, D'Asdia & Noè (1998).

A maioria das estruturas sujeitas à vibração induzida por vórtices são as não aerodinâmicas denominadas como rombudas. As estruturas rombudas são caracterizadas pela separação do escoamento na superfície da seção do corpo. Dentro da engenharia civil a maioria das estruturas são consideradas rombudas, tal como pontes, torres e trocadores de calor tipo tubo. Mesmo assim, normalmente no projeto desse tipo de estrutura a vibração induzida pelo escoamento são colocadas em segundo plano, pelo menos até que ocorra o fracasso da mesma.

O desprendimento de vórtices em estruturas flexíveis rombudas ocorre em várias situações na engenharia, tal como pontes, torres, linhas de transmissão, plataformas *offshore*, trocadores de calor, *pilers*, *conductors*, etc. Segundo Blevins (1990), estas estruturas são normalmente bastante sensíveis a excitação gerada pelo desprendimento de vórtices, o que resulta em vibrações ressonantes transversais à direção do escoamento.

Esta vibração induzida pelo fluido está geralmente associado com o então chamado *lock-in*, onde acredita-se que o movimento da estrutura domina o processo de desprendimento de vórtices. *Lock-in* é classicamente definido como “afinamento” entre a frequência dos vórtices e a frequência natural do sistema (f_o/f_N), dentro de uma faixa de velocidade da corrente de fluido. Este fenômeno também pode ser referido como a coalescência do desprendimento, oscilação e frequência natural do sistema ($f_o \sim f \sim f_N$) para uma faixa de velocidade de escoamento, Gharib (199). O então citado fenômeno *lock-in* é apresentado na Figura 3.11, para um faixa de frequência na qual a vibração do cilindro controla o desprendimento de vórtices.

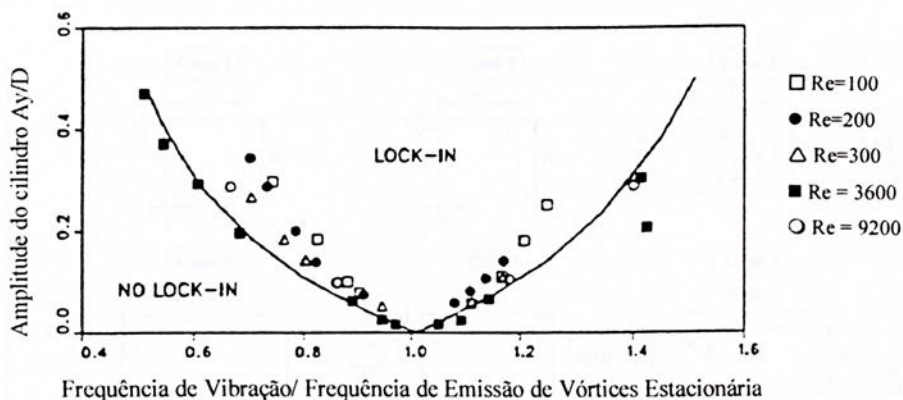


Figura 3.11 - Faixa de lock-in para o sincronismo da frequência de emissão de vórtices com a vibração transversal do cilindro, onde A_y é a amplitude de vibração e D diâmetro do cilindro, Blevins(1990).

Devido a vasta literatura referente ao escoamento incidente em corpos rombudos, como cilindros circulares e retangulares, estas estruturas são usadas na maioria das vezes como base de estudos, para uma melhor compreensão do fenômeno de vibração induzida por vórtices. Um outro ponto que justifica esse intenso estudo é o difundido uso deste tipo de seção dentro da engenharia.

Nos últimos anos, numerosas investigações tanto experimental como numérica foram conduzidas com intuito de compreender a dinâmica do desprendimento de vórtices durante o *lock-in*. Os resultados dessas investigações revelaram que a resposta da estrutura à excitação por vórtices é, principalmente, governada pelo parâmetro denominado amortecimento reduzido ou número de Scruton, o qual é expresso pelo produto da razão de massa pelo fator de amortecimento. No entanto pesquisas sobre vibração induzida por vórtices em escoamentos não uniformes ainda são incipientes, Balasubramanian & Skop (1999).

Devido a suscetibilidade à instabilidade aeroelástica de seções quadradas e retangulares submetidas ao escoamento turbulento, Kawai (1998) estudou o efeito da modificação das arestas na instabilidades aeroelásticas. Neste trabalho o autor ensaiou, no túnel de vento da *Tokyo Denki University*, 15 corpos com seção transversal quadrada e 11 corpos com seção transversal prismática e razão de forma $\frac{1}{2}$ com várias modificações nas arestas, conforme mostra a Figura 3.12, correspondente com a Tabela 3.4. O amortecimento do modelo foi estudado na faixa de 0,3% a 5% do amortecimento crítico, e o número de Reynolds variou conforme a velocidade reduzida. Nos resultados obtidos para os modelos com arestas cortadas o autor observou uma combinação da vibração induzida por vórtices e do *galloping* quando a razão de amortecimento era $\eta = 0,3\%$ e a velocidade reduzida (U/fB) era maior que 5.

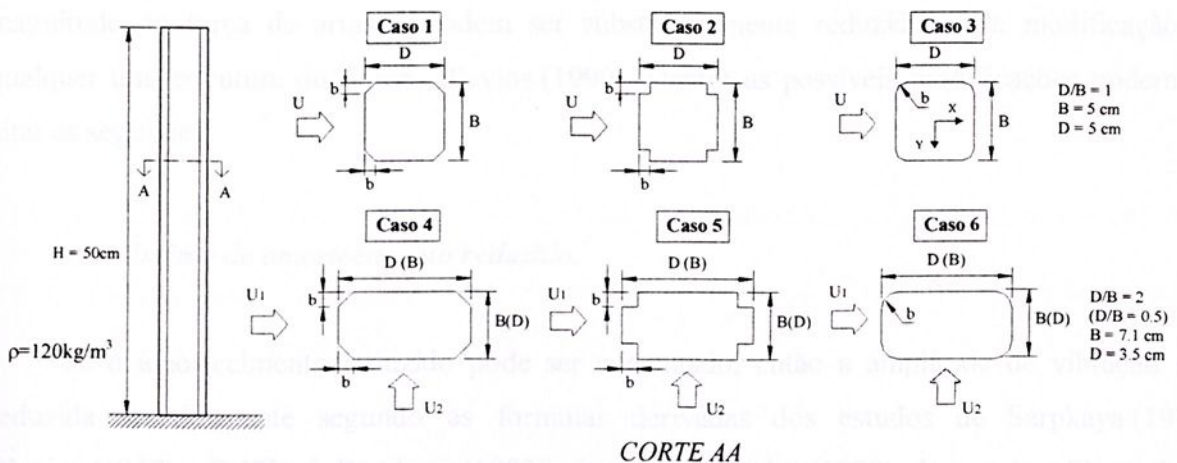


Figura 3.12 - Elevação e seções dos modelos ensaiados, Kawai(1998).

Tabela 3.4 - Modificações nas arestas, Caso 1 e Caso 4 – corte; Caso 2 e Caso 5 – reentrância e Caso 3 e Caso 6 –arredondamento.

	Caso1	Caso2	Caso3	Caso4		Caso5		Caso6	
Modificações	b/B	b/B	b/B	b/B (U ₁)	b/B (U ₂)	b/B (U ₁)	b/B (U ₂)	b/B (U ₁)	b/B (U ₂)
1	0,05	0,03	0,10	0,071	0,035	0,071	0,035	0,14	0,071
2	0,10	0,05	0,15	0,14	0,071	0,14	0,071	0,21	0,11
3	0,15	0,10	0,20	0,21	0,11	0,21	0,11	0,28	0,14
4	0,20	0,15	0,25	0,28	0,14	0,28	0,14	-	-
5	0,25	0,20	-	-	-	-	-	-	-
6	-	0,25	-	-	-	-	-	-	-

Pequenos cortes nas arestas de $b/B = 0,05$ mostraram-se bastante efetivos na redução da amplitude de vibração para altas velocidade reduzidas. A vibração induzida por vórtices foi também observada para modelos com grandes reentrâncias ($b/B = 0,2$ e $0,25$) quando a razão de amortecimento era $\eta = 0,3\%$ e $\eta = 1,4\%$, enquanto que uma pequena reentrância ($b/B = 0,05$) mostrou-se eficiente na redução da instabilidade, tão bem quanto as arestas cortadas. Para as demais modificações estudadas o autor constatou outros tipos de instabilidade aeroelástica como *galloping* e vibração induzida por movimento.

3.9 - REDUÇÃO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES

A amplitude da vibração ressonante induzida por vórtices, bem como a associada magnitude da força de arrasto, podem ser substancialmente reduzidas pela modificação de qualquer um, estrutura ou fluido, Blevins (1990). Dentre as possíveis modificações podem ser citar as seguintes:

- Acréscimo de amortecimento reduzido.

Se o amortecimento reduzido pode ser aumentado, então a amplitude de vibração será reduzida drasticamente segundo as formulas derivadas dos estudos de Sarpkaya (1979), Blevins (1977) e Griffin & Ramberg (1982), citados em Blevins (1990), de acordo a Figura 3.13.

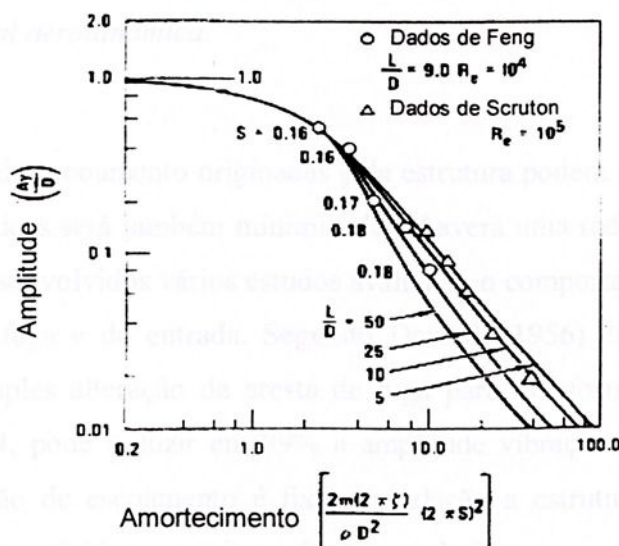


Figura 3.13 – Decaimento da amplitude ressonante de um cilindro rígido apoiado em função do amortecimento, Feng (1968) e Scruton (1963), Blevins (1990).

Em particular, se o amortecimento reduzido exceder o valor de 64, os picos de amplitude de ressonância são normalmente menores que 1% do diâmetro, e são freqüentemente negligenciados na comparação com a deflexão induzida pelo arrasto. O amortecimento reduzido pode ser aumentado pelo acréscimo de amortecimento estrutural ou do acréscimo de massa. O acréscimo do amortecimento pode ser conseguido pelo uso de materiais com alto amortecimento interno, tal como borracha e madeira, entre os elementos estruturais ou pelo uso de amortecedores externos.

- Evitar ressonância.

Se a velocidade reduzida $U/f_n D < 1$, onde f_n é a frequência natural da estrutura no modo de interesse, a ressonância *inline* e a transversa são evitadas. Isso é freqüentemente conseguido pelo enrijecimento da estrutura.

- Seção transversal aerodinâmica.

Se as separações do escoamento originadas pela estrutura podem ser minimizadas, então o desprendimento de vórtices será também minimizado e haverá uma redução na força de arraste. Nesse aspecto foram desenvolvidos vários estudos avaliando o comportamento de diversos perfis com várias arestas de fuga e de entrada. Segundo Donalds (1956) citado em Naudascher & Rockwell (1994), a simples alteração da aresta de fuga para um formato mais aerodinâmico, conforme a Figura 3.14, pode reduzir em 99% a amplitude vibração. A aerodinâmica é mais efetiva quando a direção de escoamento é fixa em relação a estrutura, e também quando a estrutura é suficientemente rígida para evitar o fenômeno de *flutter*.

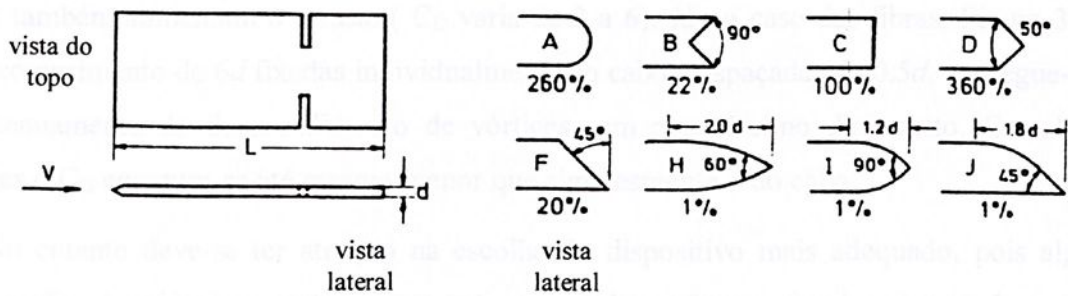


Figura 3.14 - Formas de arestas de saída investigadas por Donalds (1956), para uma faixa de número de Reynolds 2×10^4 - 6×10^4 (os números abaixo de cada perfil representam a amplitude, em porcentagem, relativa a apresentada pela placa C), Naudascher & Rockwell (1994).

- Adição de dispositivos para suprimir os vórtices.

De acordo com Blevins (1990) vários autores desenvolveram pesquisas experimentais com o propósito de estudar dispositivos que fossem capazes de suprimir ou quebrar os vórtices de estruturas submetidas a ação do vento ou da água. Estes dispositivos além de atenuar a excitação tem a função também de aumentar a vida das estruturas, Naudascher & Rockwell (1994).

Dentre as pesquisas realizadas houve uma maior atenção, principalmente, com estruturas cilíndricas circulares, como cabos marinhos e longos tubo, devido a maior periodicidade do

desprendimento de vórtices destas estruturas, onde alguns dispositivos desenvolvidos são apresentados na Figura 3.15.

Segundo Wong & Kokkalis (1997), a colocação de *spoiler* helicoidais, figura 3.15(a), em estruturas circulares ou cilíndricas minimiza a ocorrência do fenômeno de vibração induzida por vórtices e reduz as tensões atuantes, e isso ocorre porque a estrutura deixa de ser simétrica fazendo então com que os vórtices sejam destruídos. Porém, segundo Owen, Bearman & Szweczyk (2001), a colocação deste tipo de dispositivo tem certa desvantagem uma vez que ele aumenta o arrasto.

Para que os dispositivos sejam efetivos devem ser seguidas algumas recomendações de dimensões. Por exemplo, para o caso das tiras, Figura 3.15(k), elas devem ter 4 a 6d de comprimento, 1 a 2d de largura e espaçadas de 1 a 2d. Similarmente, as franjas que saem do cabo, Figura 3.15(e) devem ter 4 a 6d de comprimento e espaçadas de 1d. Entretanto, as franjas e as tiras também aumentam o arrasto (C_D varia de 2 a 6). Já no caso das fibras, Figura 3.15(j), com o comprimento de 6d fixadas individualmente ao cabo e espaçadas de 0.5d, consegue-se um bom atenuamento do desprendimento de vórtices sem o acréscimo de arrasto. Em algumas situações o C_D encontra-se até mesmo menor que simplesmente o do cabo.

No entanto deve-se ter atenção na escolha do dispositivo mais adequado, pois algumas soluções não são viáveis a certas estruturas, pois podem afetar o funcionamento da mesma e conduzir a um acréscimo de carga hidrodinâmica.

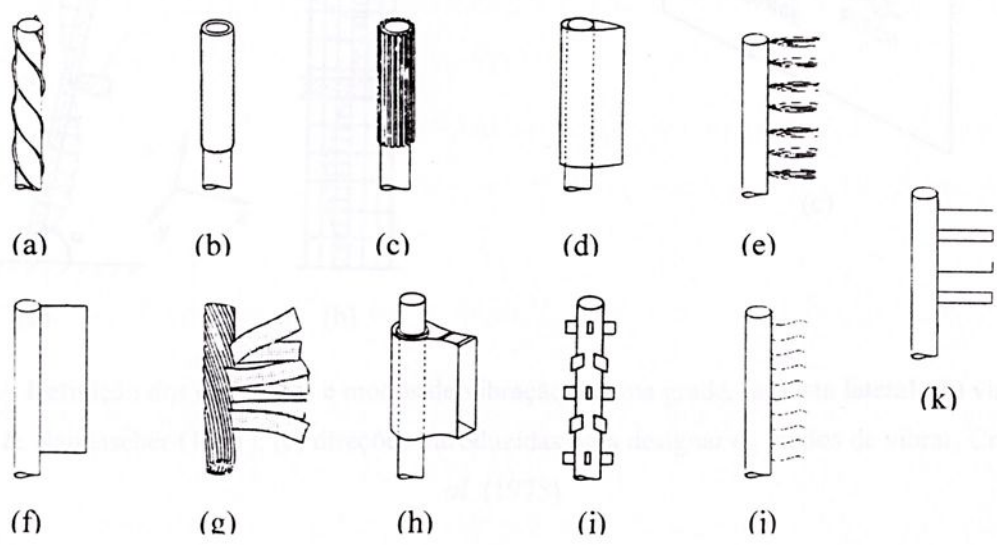


Figura 3.15 - Dispositivos para suprimir a vibração induzida por vórtices de cilindros, Blevins (1990)

VIBRAÇÕES EM GRADES DE PROTEÇÃO

As grades, em geral, são constituídas tipicamente de painéis compostos de uma série de barras verticais e membros horizontais que tem a função de fornecer rigidez às barras individuais, além de as manter uma igual distância igual entre as barras verticais, conforme mostra a Figura 4.1.

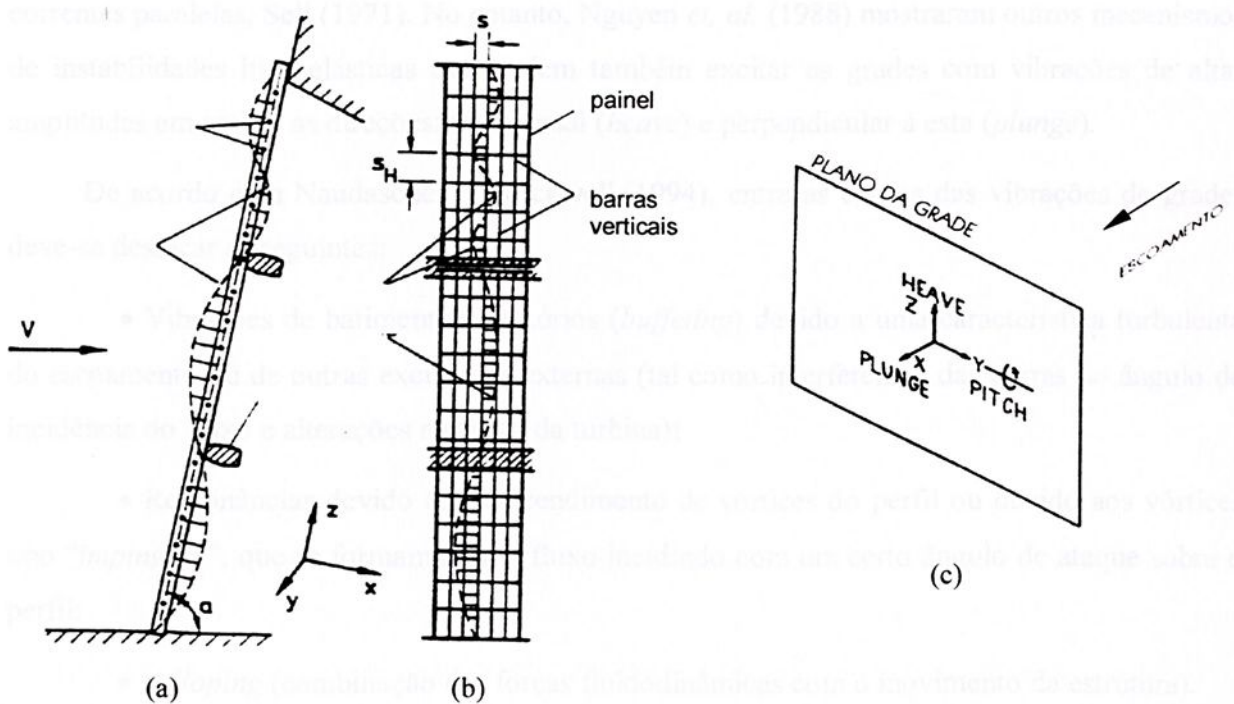


Figura 4.1 - Definição dos elementos e modos de vibração de uma grade, (a) vista lateral, (b) vista frontal, Nguyen & Naudascher (1991); (c) direções introduzidas para designar os modos de vibrar, Crandall *et al.* (1975)

Em particular, as grades de proteção da tomada d'água utilizadas em sistemas de geração de energia elétrica podem desenvolver falha por fadiga devido à vibração excessiva, ocasionada pelo escoamento incidente. Na maioria dos casos, a razão entre as dimensões longitudinais e as transversais das barras verticais é grande, portanto, as barras são mais suscetíveis às vibrações transversais ou laterais (vibrações na direção *heave* da Figura 4.1) que as vibrações no sentido de escoamento do fluido (vibração na direção *plunge* da Figura 4.1), quando são consideradas individualmente.

Enquanto existe uma abundância de informações referente às vibrações e às forças induzidas pelo escoamento de estruturas com seção transversal circular e retangular com pequena razão de forma, o comportamento dinâmico de perfis longos usados no projeto de grades e estruturas similares, é ainda pouco entendido.

Na literatura clássica, as vibrações de grades de proteção foram principalmente atribuídas ao efeito do desprendimento alternado de vórtices causado pelo escoamento com linhas de correntes paralelas, Sell (1971). No entanto, Nguyen *et. al.* (1988) mostraram outros mecanismos de instabilidades hidroelásticas que podem também excitar as grades com vibrações de altas amplitudes em ambas as direções: transversal (*heave*) e perpendicular a esta (*plunge*).

De acordo com Naudascher & Rockwell (1994), entre as causas das vibrações de grades deve-se destacar as seguintes:

- Vibrações de batimentos aleatórios (*buffeting*) devido a uma característica turbulenta do escoamento ou de outras excitações externas (tal como interferência das barras no ângulo de incidência do fluxo e alterações na carga da turbina);
- Ressonâncias devido ao desprendimento de vórtices do perfil ou devido aos vórtices tipo “*impinging*”, que se formam com o fluxo incidindo com um certo ângulo de ataque sobre o perfil;
- *galloping* (combinação das forças fluidodinâmicas com o movimento da estrutura).

As vibrações dessas grades dependem principalmente das propriedades da estrutura, das condições de fixação e dos tipos de excitações, Nguyen & Naudascher (1991). Dentre os parâmetros que influenciam a resposta dinâmica de uma grade pode-se destacar os seguintes: a geometria da seção transversal, o espaçamento entre as barras da grade, o ângulo de incidência e o grau de turbulência do escoamento.



- Ângulo de incidência do escoamento

Na maioria dos projetos de grade de tomada d'água, a incidência do escoamento não perpendicular à estrutura normalmente é evitada devido a que isso provoca um acréscimo na força de arrasto e na perda de carga. Porém, é impossível evitar pequenos ângulos de incidência porque existem situações de operação na qual toda a grade, ou parte dela, fica exposta de forma inclinada ao escoamento. Essas situações podem ocorrer devido à vários fatores, tais como: *design* (forma) do orifício de entrada, redemoinhos locais, deflexão do escoamento próximo ao pilar e entupimento da superfície da grade. Como consequência disso, ocorre um desvio das linhas de corrente fazendo com que a incidência do escoamento seja não perpendicular a superfície da grade, como está indicado na Figura 4.2.

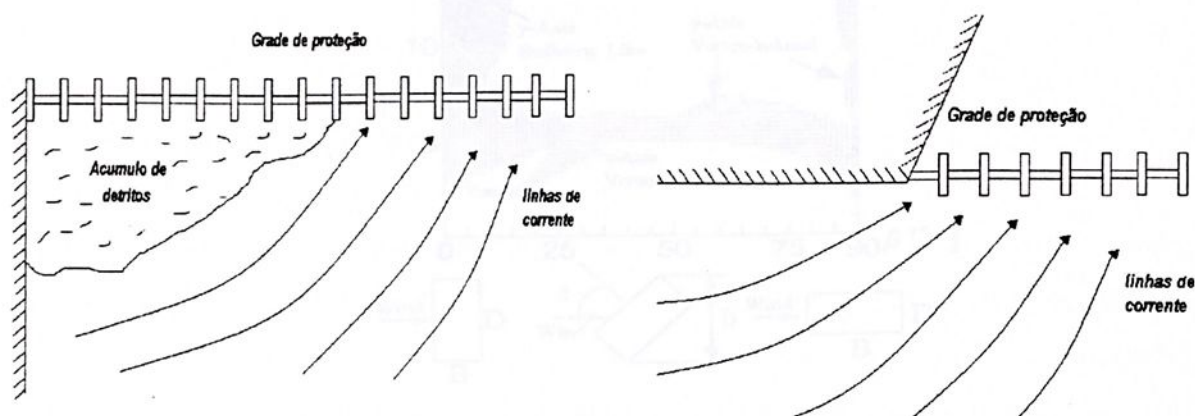


Figura 4.2 – Situações de incidência do escoamento não perpendicular à grade

Os projetos das grades de proteção são, geralmente, baseados na hipótese de um escoamento com linhas de correntes paralelas, Nguyen & Naudascher (1991). No entanto, esta simplificação é pouco realista uma vez que os fenômenos que ocorrem próximos à superfície da grade são, em geral, negligenciados. Estudos revelaram que há uma grande influência do ângulo de incidência do escoamento sobre a superfície na resposta vibratória da grade, isso devido ao tipo de carregamento dinâmico que surge. Com o acréscimo do ângulo de incidência, a excitação por desprendimento de vórtices de Karman desaparece gradativamente, e dá vez à excitação devido aos vórtices do tipo *impinging* em um dos lados da barra. Aumentando ainda mais o ângulo de incidência, surge o fenômeno de *buffeting* devido à característica turbulenta que se cria

no escoamento. No entanto, para ângulos entre 20° e 30° , e dependendo da aresta de ataque, os vórtices de Karman reaparecem e podem excitar vibrações ressonantes em ambas as direções, *heave* e *plunge*, Nguyen & Naudascher (1991).

Através do estudo do efeito do ângulo de ataque em cilindros retangulares, Matsumoto *et al.* (1998) puderam constatar que para um mesmo cilindro, porém para diferentes ângulos de incidência do fluido, podem aparecer fenômenos de instabilidade aeroelástica de vários tipos, conforme ilustra a Figura 4.3.

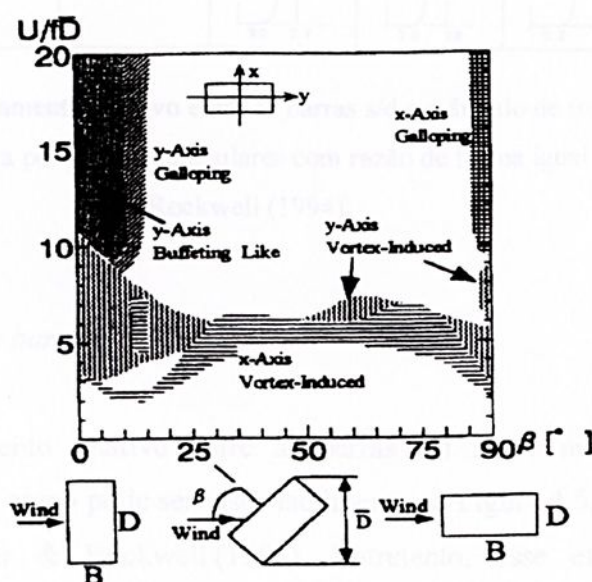


Figura 4.3 - Diagrama de tipos de vibrações induzidas por escoamento em função do ângulo de ataque, Matsumoto et al. (1998).

Ainda com relação ao ângulo de incidência, Naudascher & Rockwell (1994) verificaram que as vibrações na direção *plunge* mostraram-se possíveis em situações onde o escoamento se aproxima com algum ângulo de incidência. Com aumento deste ângulo, e com espaçamentos relativos entre as barras suficientemente grandes ($s/d > 10$), a excitação na direção *plunge* torna-se mais forte, conforme está indicado na Figura 4.4. Porém, para valores relativamente pequenos de s/d , esse efeito é contrabalanceado pela interferência da proximidade das esteiras individuais de cada barra.

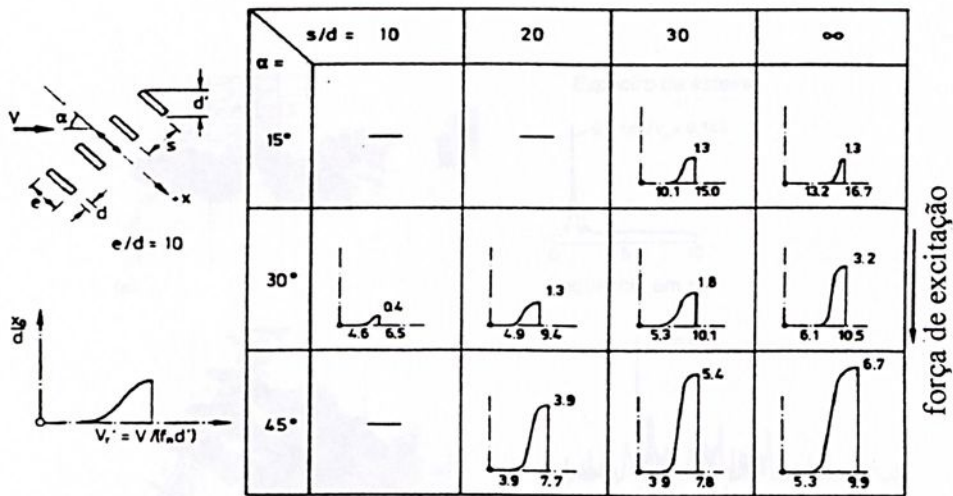


Figura 4.4 - Efeito do espaçamento relativo entre as barras s/d e o ângulo de incidência na resposta *plunging* da grade composta por perfis retangulares com razão de forma igual a 10, Naudascher & Rockwell (1994).

- Espaçamento entre as barras

O efeito do espaçamento relativo entre as barras s/d sobre número de Strouhal é notadamente bem acentuado, como pode ser visto facilmente na Figura 4.5, também apresentada no trabalho de Naudascher & Rockwell (1994). Entretanto, esse efeito é pequeno ou praticamente não existe quando esse espaçamento relativo é muito grande, e neste caso não há interferência do escoamento de uma barra sobre as outras, e cada uma delas induz um escoamento com comportamento individual.

Da mesma forma que o espaçamento relativo entre as barras interfere sobre o número de Strouhal, ele também tem influência sobre os tipos de excitações. Com o decréscimo do espaçamento relativo s/d , há uma redução na amplitude de resposta vibratória na direção *plunge*, redução esta que pode ser observada na Figura 4.4. A partir de um certo ponto, o decréscimo do espaçamento acentua o fenômeno de *turbulence buffeting*, que faz com que haja um aumento da esteira turbulenta, conforme ilustra a Figura 4.5.

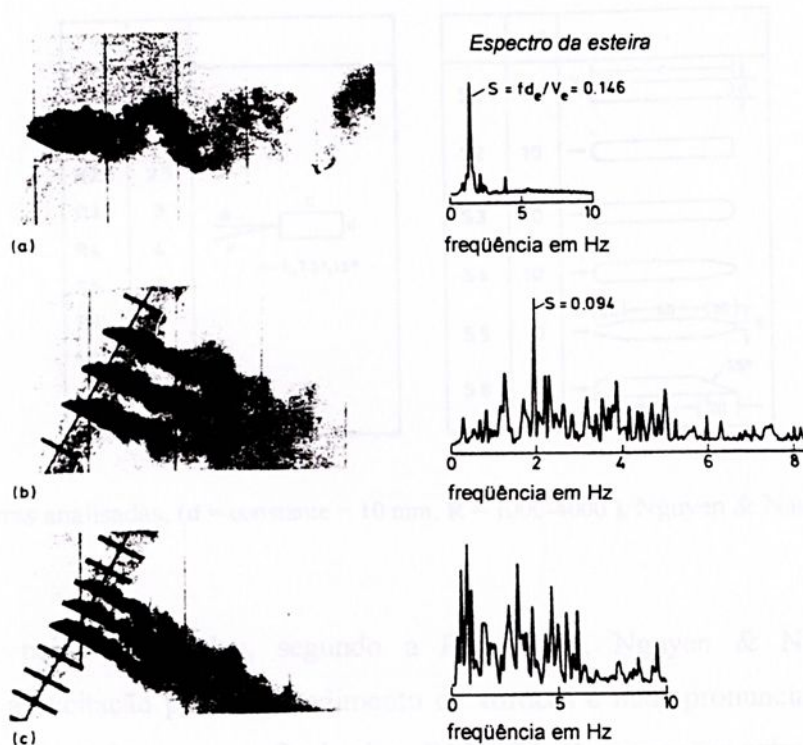


Figura 4.5 - Efeito do espaçamento entre as barras na característica da esteira de grades de proteção com escoamento inclinado ($\theta = 30^\circ$, $Re = 13000$, perfil com razão de forma igual a 10, $d = 10\text{mm}$), Nguyen & Naudascher (1991).

- Geometria da seção transversal

A geometria da seção transversal exerce grande importância na resposta dinâmica da estrutura das grades de proteção. Com objetivo de avaliar, entre outros parâmetros, o efeito da forma da seção transversal de perfis utilizados no projeto de grades de proteção, Nguyen & Naudascher (1991) avaliaram o comportamento da esteira e da vibração característica de 9 barras isoladas com razão de forma c/d variando entre 1 e 10 (denotadas por perfis R1-R10) e 6 perfis aerodinâmicos com diferentes arestas de ataque e de fuga (denotadas por perfis S1-S6), conforme mostra a Figura 4.6.

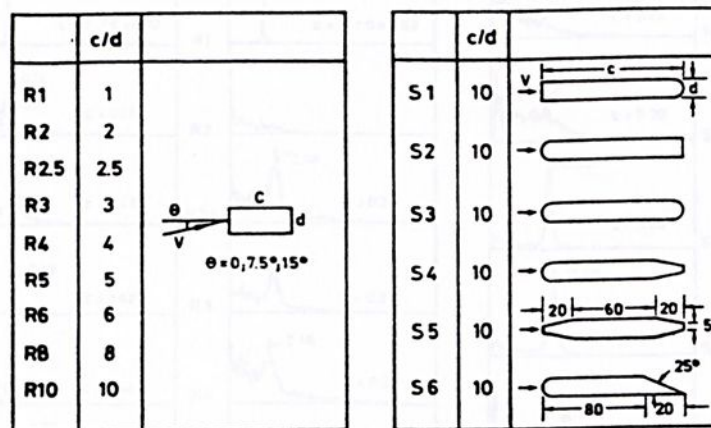


Figura 4.6 - Barras analisadas, ($d = \text{constante} = 10 \text{ mm}$, $R = 1000-4000$), Nguyen & Naudascher (1991).

Dentro os perfis analisados, segundo a Figura 4.6, Nguyen & Naudascher (1991) constataram que a excitação por desprendimento de vórtices é mais pronunciada nos perfis do tipo R1, S2 e S3 e mais fraca nos perfis do tipo, R10 e S1. Comparações entre os espectros dos perfis R10 e S1 com os espectros dos perfis S2 e S3, respectivamente, que podem ser feitas através da Figura 4.7, mostram que uma pequena alteração na geometria da aresta de ataque (entrada) pode mudar drasticamente a característica do espectro. Com o arredondamento da aresta de ataque, o qual previne a separação do escoamento nos lados do perfil, ocorrerá o desenvolvimento mais regular de vórtices na esteira (número de Strouhal mais elevados), e o carregamento no perfil passara a ter um comportamento mais periódico.

A geometria da aresta de fuga parece ter um menor impacto na característica da esteira, como pode ser verificado através da comparação dos espectros dos perfis do tipo R10 e S2 com os espectros dos perfis do tipo S1 e S3, respectivamente, Figura 4.7. A forma cônica assimétrica do perfil do tipo S6, que é o tipo de perfil recomendado quando é necessário reduzir bastante a vibração induzida por vórtices em pás de turbinas, conduz a um espectro carregado de muito ruído dentro de uma faixa de frequências de excitação baixa, Figura 4.7. No entanto o perfil S6, não consegue suprimir completamente os vórtices de Karman.

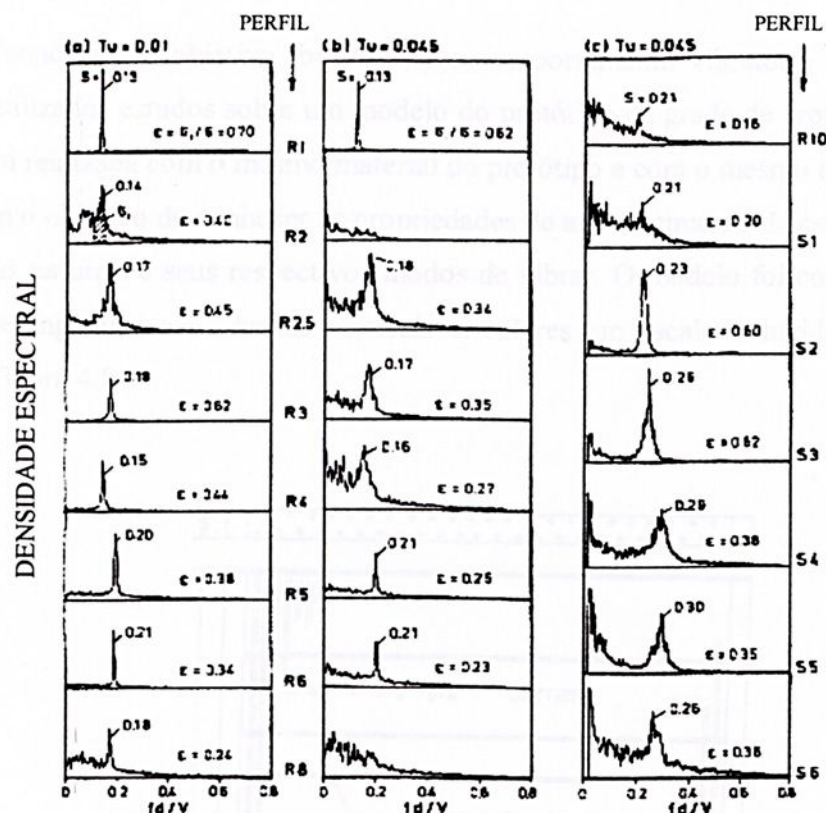


Figura 4.7 - Espectro da esteira de barras isoladas para $Re = 2300$, (a) Escoamento Laminar, (b) Escoamento Turbulento, (c) Escoamento Turbulento, Nguyen & Naudascher (1991).

- Turbulência

A turbulência varia aleatoriamente na esteira nas regiões de baixas frequências e diminui a intensidade relativa e a periodicidade das flutuações devido aos vórtices de Karman, especialmente na faixa de $2 < c/d > 4$. Entretanto, mesmo em situações de muita turbulência, a frequência discreta dominante (Karman) ainda permanece bem destacada.

A aproximação turbulenta do escoamento tem menor efeito na excitação em casos de vibração transversal da grade, exceto para o ângulo crítico de incidência $\alpha^* \approx 11^\circ$ à 13° para barras com razão de forma $c/d = 10$. Entretanto, há um acentuado aumento do fenômeno de *turbulence buffeting*, principalmente com o acréscimo da relação c/d , Naudascher & Rockwell (1994).

Um caso particular de estudo de grade de proteção foi realizado por Crandall *et al.* (1975) em uma grande central hidrelétrica Americana operando com turbinas-bomba na *Racoon*

Mountain, Tennessee. O objetivo foi analisar o comportamento vibratório desta grade, e para isso foram realizados estudos sobre um modelo do protótipo da grade de proteção. A construção do modelo foi realizada com o mesmo material do protótipo e com o mesmo tipo de ligação entre as barras com o objetivo de conhecer as propriedades de amortecimento da estrutura, assim como as frequências naturais e seus respectivos modos de vibrar. O modelo foi composto por 6 vigas horizontais retangulares e 47 barras verticais circulares em escala reduzida (1:40), conforme apresenta a Figura 4.8.

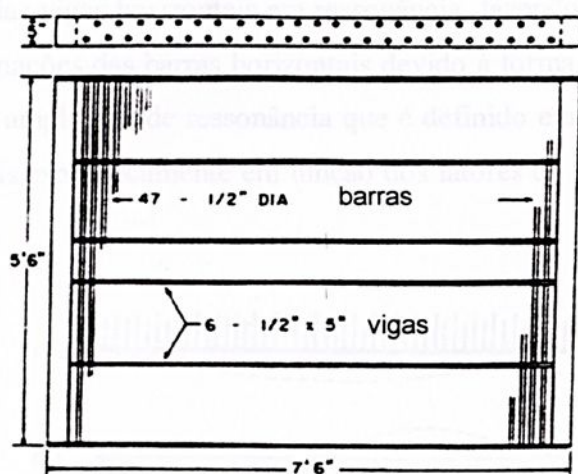


Figura 4.8 - Modelo da seção da grade, Crandall *et al.* (1975).

Crandall *et al* (1975) assumiu que os elementos horizontais não vibram e que os segmentos individuais das barras verticais vibram independentemente como se fosse uma viga com vinculação bi-engastada. Devido a essa suposição, esperava-se que os valores das frequências de desprendimento de vórtices apresentassem ordem de magnitude inferior que a das frequências naturais das barras.

Análises posteriores indicaram que a suposição da não existência de movimento para as vigas horizontais foi limitante. A grelha soldada como um conjunto tem vários modos de vibrar onde as vigas horizontais dobram e/ou se contorcem. Alguns desses modos têm frequência natural que é suficientemente baixa para estar incluída dentro da faixa de possíveis frequências de excitação devido aos desprendimentos de vórtices.

Em seu trabalho, Crandall *et al* (1975) observaram a existência uma gama de modos naturais de vibração na grade, tanto na direção *heave*, como na direção *plunge* e na direção *pitch*, direções estas já apresentadas na Figura 4.1. Quando os modos eram excitados, as seções transversais das barras horizontais giravam como se fossem venezianas, entretanto, os modos na direção *pitch* foram desconsiderados por apresentarem frequências naturais muito elevadas, e por serem tão elevadas, elas jamais poderiam coincidir com as frequências de emissão de vórtices.

Os quatro primeiros modos de vibração da estrutura que ocorrem no plano da grade e na direção *heave* podem ser observados na figura 4.9. Nestes modos, as barras verticais são forçadas para cima e para baixo pelas vigas horizontais em ressonância, fazendo com que elas se dobrem para se adaptarem às inclinações das barras horizontais devido à forma de vibrar dos modos. Na Figura 4.9, Q é o fator de ampliação de ressonância que é definido em função da quantidade de amortecimento modal, mais especificamente em função dos fatores de amortecimento modais da estrutura.

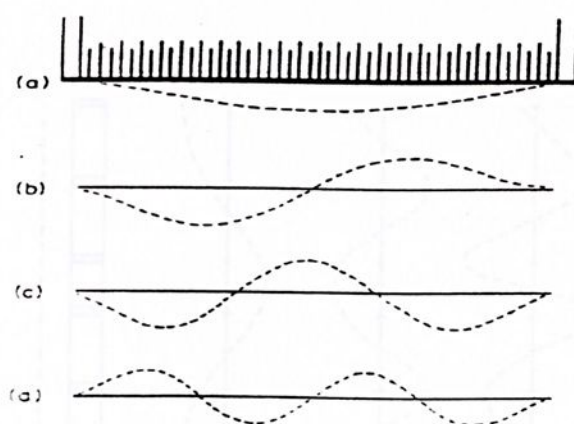


Figura 4.9 - Modos de vibrar do modelo - direção heave. (a) $f_n = 28\text{Hz}$, $Q = 83$; (b) $f_n = 63\text{ Hz}$, $Q = 39$; (c) $f_n = 102\text{ Hz}$, $Q = 75$; (d) $f_n = 153\text{ Hz}$, $Q=204$, Crandall *et al.* (1975).

O fator de ampliação de ressonância Q é definido como segue:

$$Q = \frac{1}{2\zeta} \quad (4.1)$$

Na direção *plunge*, Crandall *et al.* (1975) observaram outros modos de vibrações que se deformavam para fora do plano da grade, levando as barras verticais a se deformarem conforme apresenta a Figura 4.10. Eles constataram que esses modos levam a uma magnitude da deflexão maior no centro da grade que se curva simetricamente de cada lado, aproximando-se a uma curva parabólica.

Os modos na direção *heave* envolveram movimentos transversais das barras cilíndricas e provavelmente foram excitados pela força de sustentação flutuante. Os modos na direção *plunge* envolveram o movimento das barras paralelamente ao escoamento, os quais foram excitados somente pela força de arrasto flutuante. Assim, a expectativa de Crandall *et al.* (1975) era que se aparecesse qualquer problema hidroelástico na grade, este iria envolver, provavelmente, os modos na direção *heave* com baixas frequências naturais. No entanto, constatou-se que a força de excitação da grade não foi consequência da frequência de desprendimento de vórtices, como era esperado, e o movimento das barras não se deu na direção transversal ao escoamento.

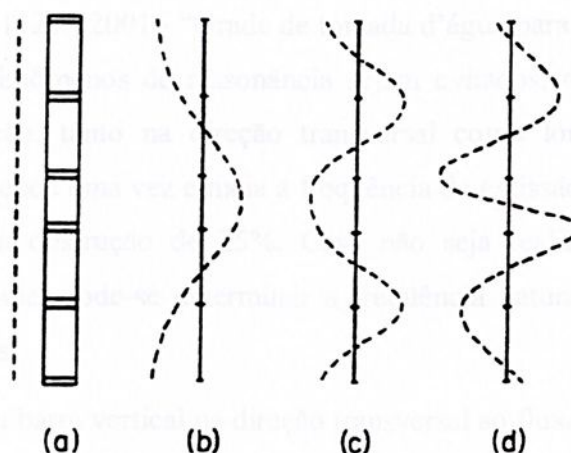


Figura 4.10 - Modos de vibrar do modelo – direção *plunge*. (a) $f_n = 50$ Hz, $Q = 21$; (b) $f_n = 88$ Hz, $Q = 250$; (c) $f_n = 122$ Hz, $Q = 635$; (d) $f_n = 193$ Hz, $Q = 1115$, Crandall *et al.* (1975).

Segundo Sell *et al.* (1971), caso se permita que as condições de ressonância sejam desenvolvidas, a barra vibrará com amplitude aumentada, e essa amplitude será tanto maior quanto mais a excitação se aproxima da frequência ressonante. Se a condição ressonante existir, as barras podem falhar devido à fadiga. Esta situação pode ser evitada fazendo com que a frequência de excitação não seja suficientemente próxima à frequência natural da barra (f_n).

Testes conduzidos em modelos robustos indicaram que a distribuição de velocidade nas grades é tão variada que é praticamente impossível evitar que algumas áreas da grade de proteção não fiquem sujeitas às condições de ressonância. A principal consideração feita no projeto das grades é limitar a frequência de excitação em algum valor menor que a frequência natural.

Sell *et al.* (1971) cita que através de um gráfico obtido por Caster (1957), pode-se deduzir que a vibração ressonante inicia quando a razão entre a frequência de excitação e a frequência natural é de aproximadamente 0,65, e termina quando a razão é de aproximadamente 1,18. Alguns autores realizaram testes onde constataram uma boa concordância com esta faixa de valores. A faixa mais crítica fica entre 0,90 e 1,06 aproximadamente. O ponto onde a vibração se inicia, $f_f / f_n \leq 0,65$, pode ser empregado como o limite máximo para o projeto das grades. Uma razão não maior que 0,60 será suficiente para um projeto normal. Porém, pode ser permitido, por um curto período de tempo, uma razão maior, mas o máximo valor nunca deve exceder $f_f / f_n = 0,85$.

Segundo a norma NBR 11213:2001 - "Grade de tomada d'água para instalação hidráulica - Cálculo", a fim de que os fenômenos de ressonância sejam evitados, deve-se garantir que a frequência natural de vibração, tanto na direção transversal como longitudinal, das barras verticais da grade seja pelo menos uma vez e meia a frequência de emissão de vórtices na grade, considerando para tanto uma obstrução de 25%. Caso não seja realizado um estudo mais detalhado da estrutura da grade, pode-se determinar a frequência natural das barras verticais através das seguintes equações:

- a) frequência natural da barra vertical na direção transversal ao fluxo

$$f_{transv} = \frac{\alpha \cdot i_{transv}}{H^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\mu + \frac{b}{s} \mu'}} \quad (4.2)$$



b) frequência natural da barra vertical na direção longitudinal ao fluxo

$$f_{long} = \frac{\alpha i_{longv}}{H^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\mu}} \quad (4.3)$$

onde:

i_{transv} é o raio de giração da seção reta da barra em relação ao eixo paralelo à direção do fluxo;

i_{long} é o raio de giração da seção reta da barra em relação ao eixo perpendicular à direção do fluxo;

E é o modulo de elasticidade do material da barra;

H é o comprimento não suportado da barra;

μ é a massa específica do material da barra vertical;

μ' é a massa específica do fluido;

s é a espessura da barra vertical

h é o comprimento da seção transversal da barra vertical

b é o espaçamento entre as barras

α é o fator de fixação das barras verticais	[	Engastada - $\alpha = 11,20 / \pi$ Semi-engastada - $\alpha = 2,568$ Articulada - $\alpha = \pi / 2$
--	---	--

Capítulo 5

USINA HIDRELÉTRICA DE JUPIÁ - CASO ANALISADO

5.1.- INTRODUÇÃO

A Usina Hidrelétrica Engenheiro Souza Dias, sobre a qual realizou-se uma análise de comportamento, tanto estático quanto dinâmico, das grades de proteção das tomadas de água das turbinas, subordinando-se ao controle da CESP - Centrais Elétricas de São Paulo, é também conhecida, simplesmente, por Usina de Jupia, e está localizada no rio Paraná, entre os municípios de Andradina e Castilho (SP) e Três Lagoas (MS). A referida usina está inserida no grupo das maiores centrais hidrelétricas brasileiras, e teve sua obra iniciada em 1961 mas somente foi concluída em 1974. A Figura 5.1 mostra em detalhe a sua localização geográfica no rio Paraná e uma vista panorâmica de sua construção.

A motivação que levou a se tomar o caso particular da Usina de Jupia, para desenvolver uma análise das grades de proteção das tomadas de água das turbinas, está fundamentada num problema que vem se agravando ao longo dos últimos 10 anos. Este problema está diretamente associado com o excesso de detritos que se acumulam nas grades de proteção, em virtude da presença cada vez maior de plantas aquáticas no leito do reservatório da usina, especialmente a *Egeria densa* (*Rhizosara ou cabu de gato*). A consequência principal deste acúmulo de plantas aquáticas nas referidas grades é que elas provocam uma significativa indisponibilidade das unidades geradoras. Segundo estudos realizados pela CESP, este tipo de planta vem se proliferando de forma descontrolada em consequência dos resíduos orgânicos despejados pelas indústrias ao longo do curso do Rio Tietê, os quais acabam criando as condições ideais para a sua proliferação nos reservatórios.

NADA CONSTA NESTA PÁGINA, INFORMAÇÃO DO CO-ORIENTADOR.

USINA HIDRELÉTRICA DE JUPIÁ - CASO ANALISADO

5.1.- INTRODUÇÃO

A Usina Hidrelétrica Engenheiro Souza Dias, sobre a qual realizou-se uma análise do comportamento, tanto estático quanto dinâmico, das grades de proteção das tomadas de água das turbinas, atualmente sob o controle da CESP – Centrais Energéticas de São Paulo, é também conhecida, simplesmente, por Usina de Jupia, e está localizada no rio Paraná, entre os municípios de Andradina e Castilho (SP) e Três Lagoas (MS). A referida usina está inserida no grupo das maiores centrais hidrelétricas brasileiras, e teve sua obra iniciada em 1961 mas somente foi concluída em 1974. A Figura 5.1 mostra em detalhes a sua localização geográfica no rio Paraná e uma visão panorâmica de sua construção.

A motivação que levou a se tomar o caso particular da Usina de Jupia, para desenvolver uma análise das grades de proteção das tomadas de água das turbinas, está fundamentada num problema que vem se agravando ao longo dos últimos 10 anos. Este problema está diretamente associado com o excesso de detritos que se acumulam nas grades de proteção, em virtude da presença cada vez maior de plantas aquáticas no leito do reservatório da usina, especialmente a *Egerla densa* (Elódeas ou rabo de gato). A consequência principal deste acúmulo de plantas aquáticas nas referidas grades é que elas provocam uma significativa indisponibilidade das unidades geradoras. Segundo estudos realizados pela CESP, este tipo de planta vem se proliferando de forma descontrolada em consequência dos resíduos orgânicos despejados pelas indústrias ao longo do curso do Rio Tietê, os quais acabam criando as condições ideais para a sua proliferação nos reservatórios.

Na prática, a indisponibilidade das unidades geradoras dá-se, principalmente, pelo aumento na frequência de limpeza, na inspeção e no reparos das grades, como também pelas restrições de geração impostas pela perda de carga e/ou sobrecarga às quais as grades ficam submetidas.

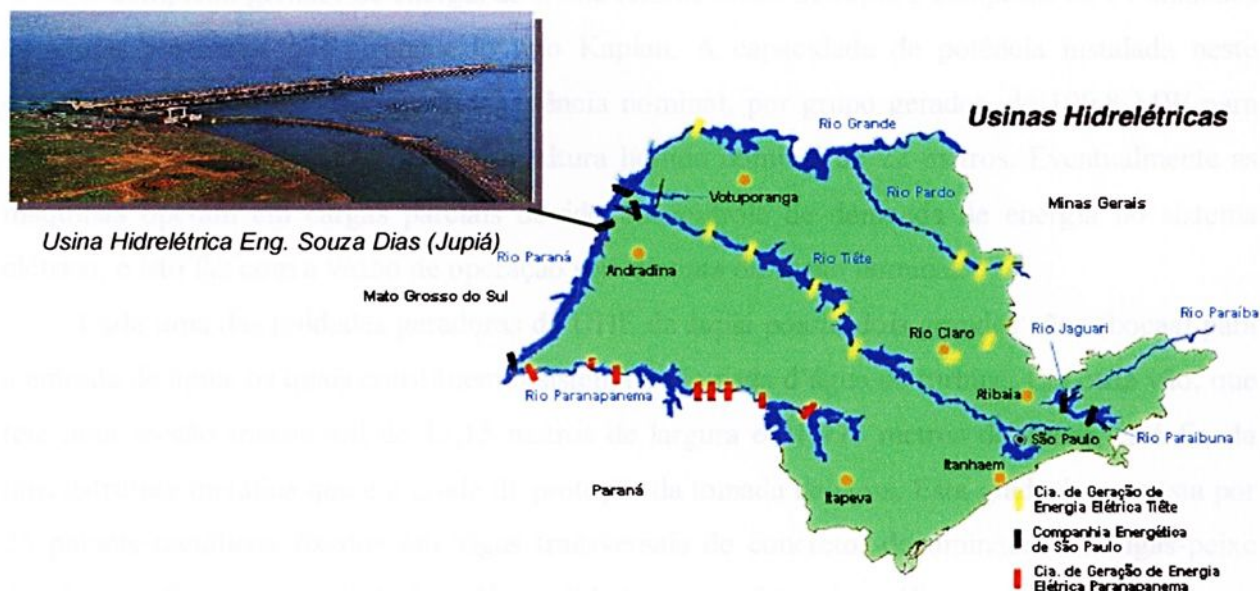


Figura 5.1 – Localização Geográfica da Usina Eng. Souza Dias (Jupiá)

Como as grades, na maioria das vezes, não são dimensionadas para essa sobrecarga, elas são, muitas vezes, danificadas mesmo antes que a perda de carga seja percebida pelo pessoal de operação das máquinas. Em situações críticas, a grade chega a romper, sendo então tragada pela turbina causando danos ao rotor. Portanto, é muito importante desenvolver estudos para entender com maior profundidade os mecanismos de geração de forças que provocam rupturas nas grades.

Para dar uma idéia melhor da dimensão e gravidade deste tipo de problema, registrou-se, num período de cinco anos, a substituição completa de todas as grades de 11 unidades geradoras. Constatou-se que o problema se intensifica nas épocas de cheia (dezembro a maio) quando as plantas aquáticas aparecem em maior quantidade devido ao aumento de vazão. Já foi necessário, em um único mês (fevereiro), substituir 45 painéis em 5 unidades geradoras. Isso significou parar simultaneamente 7 unidades geradoras, e as 7 restantes ficaram com limitação de 50% de carga devido ao mesmo problema.

5.1.1- CARACTERÍSTICAS GERAIS DA USINA

O complexo gerador de energia da Usina Hidroelétrica de Jupia é composto de 14 unidades geradoras acionadas por turbinas do tipo Kaplan. A capacidade de potência instalada neste complexo é de 1411,2 MW, sendo a potência nominal, por grupo gerador, de 100,8 MW para uma vazão nominal de $511 \text{ m}^3/\text{s}$ e uma altura líquida nominal de 22 metros. Eventualmente as máquinas operam em cargas parciais devido ao controle de demanda de energia no sistema elétrico, e isto faz com a vazão de operação seja distinta da vazão nominal.

Cada uma das unidades geradoras da UHE de Jupia possui dois grandes vãos (bocas) para a entrada de água, os quais constituem o sistema de tomada d'água da turbina. Em cada vão, que tem uma seção transversal de 12,15 metros de largura e 21,975 metros de altura, está fixada uma estrutura metálica que é a grade de proteção da tomada de água. Esta grade é composta por 25 painéis metálicos fixados em vigas transversais de concreto, denominadas de vigas-peixe devido seu formato aerodinâmico. Na realidade, para efeito de análise, cada painel pode ser considerado como uma estrutura que suporta cargas independentemente dos outros painéis, com pode ser visto em mais detalhes na planta B1 do *Apêndice B*.

A Figura 5.2 mostra as características construtivas e as dimensões geométricas principais de um painel da grade de proteção. Como se pode ver, o painel é uma estrutura metálica em forma de “grelha” com dimensões principais de $2,40 \times 4,37$ metros. É composto basicamente por 20 barras de aço ABNT 1045 de seção transversal retangular dispostas verticalmente, com dimensões $6'' \times 9/16'' \times 4,37$ metros, agrupadas por 5 barras horizontais de seção transversal circular, também de aço ABNT 1045, com $1 \frac{1}{2}''$ de diâmetro e 2,4 metros de comprimento. Os painéis são fixados nas colunas de concreto que passam por entre a abertura de tomada de água, em 8 pontos simétricos localizados nas extremidades superior e inferior de 4 barras verticais. Para efeito de análise, considera-se que nestes pontos de fixação a estrutura do painel não sofre qualquer deslocamento linear e de rotação. Mais detalhes da estrutura dos painéis são apresentados na planta B2 do *Apêndice B*.

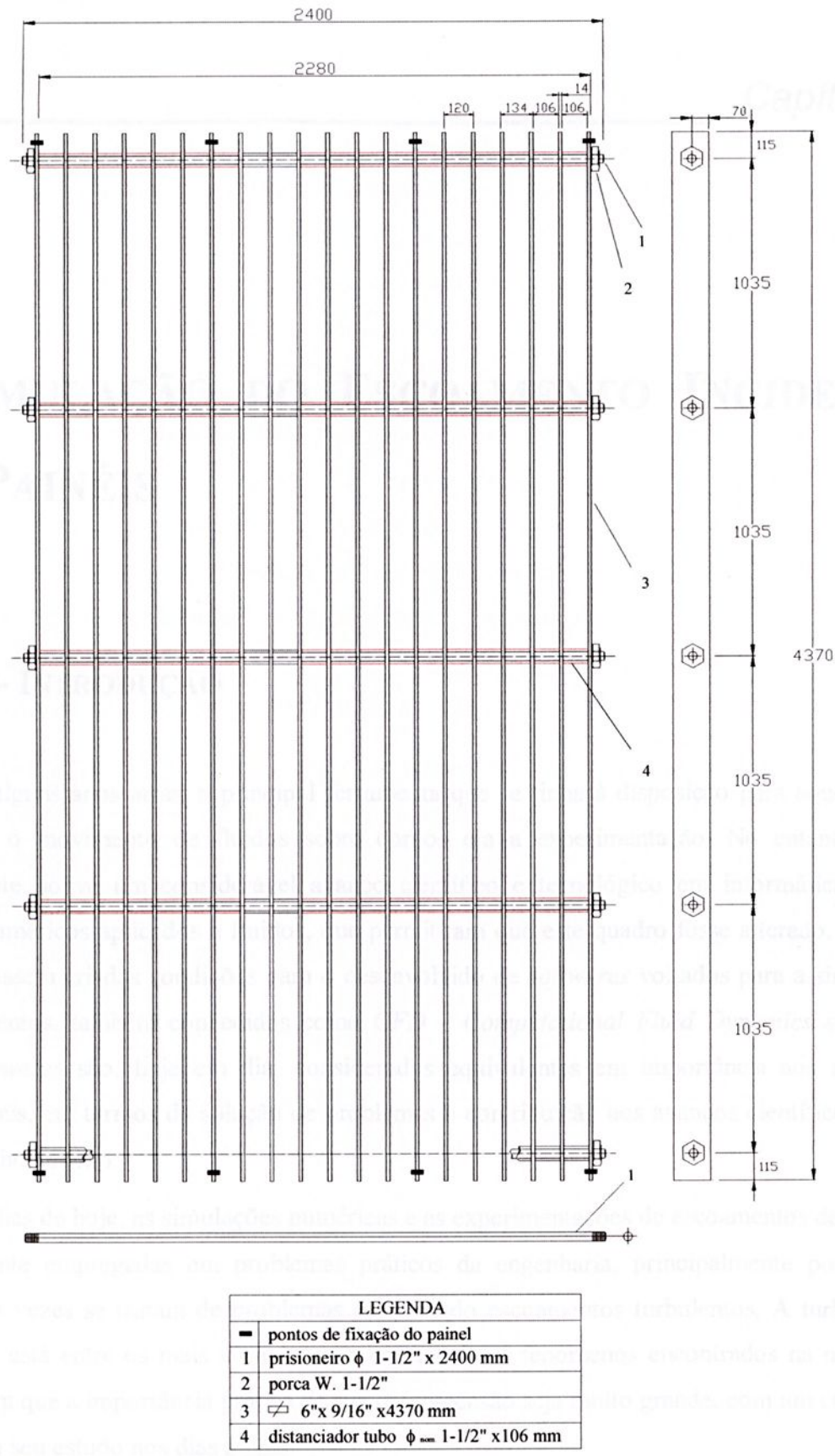


Figura 5.2 – Estrutura de um painel das grades de proteção da tomada d’água.

SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO INCIDENTE NOS PAINÉIS

6.1.- INTRODUÇÃO

Até alguns anos atrás, a principal ferramenta que se tinha à disposição para aqueles que estudavam o movimento de fluidos sobre corpos era a experimentação. No entanto, mais recentemente houve um considerável avanço científico e tecnológico em informática e dos métodos numéricos aplicados à fluidos, que permitiram que este quadro fosse alterado. Isto fez com que fossem criadas condições para o desenvolvimento de *softwares* voltados para a simulação de escoamentos, também conhecidos como *CFD – Computational Fluid Dynamics software*. Estes *softwares* são, hoje em dia, considerados equivalentes em importância aos métodos experimentais, em termos de solução de problemas e contribuição aos avanços científicos desta área de conhecimento.

Nos dias de hoje, as simulações numéricas e as experimentações de escoamentos de fluidos são altamente empregadas em problemas práticos da engenharia, principalmente porque na maioria das vezes se tratam de problemas envolvendo escoamentos turbulentos. A turbulência nos fluidos está entre os mais complexos e espetaculares fenômenos encontrados na natureza, fazendo com que a importância prática de sua compreensão seja muito grande, com um crescente interesse no seu estudo nos dias atuais.

Este tipo de escoamento é caracterizado pela presença de instabilidades ou flutuações não periódicas de velocidade, pressão, temperatura e densidade do fluido. Naturalmente os escoamentos turbulentos são tridimensionais e dependentes do tempo. Outro fator que pode caracterizar os escoamentos turbulentos é a multiplicidade de escalas; onde as grandes escalas estão ligadas diretamente com as baixas frequências, e são controladas pela geometria do escoamento; e as menores escalas estão relacionadas com as altas frequências, que são controladas pela viscosidade do fluido, Almeida (2001).

Um escoamento que possui alto número de Reynolds, devido ao alto valor de velocidade, faz com que as estruturas turbilhonárias menores sejam, em ordem de grandeza, muito inferiores à dimensão característica do problema. Em virtude disso, dentro do contexto de simulações numéricas desse tipo de escoamento, faz-se necessário o emprego de modelos cuja discretização utilize malhas extremamente refinadas para assegurar-se de que todas as escalas das estruturas turbilhonárias sejam representadas adequadamente. Esta condição, por conseguinte, implica na necessidade de se utilizar computadores de alto desempenho no que diz respeito à capacidade de armazenamento e velocidade de processamento.

Segundo Assche (2001), atualmente a ferramenta mais apropriada para se estudar escoamentos turbulentos com detalhes, em estruturas em geral, é a simulação de grandes escalas. Esta ferramenta tem como objetivo resolver explicitamente os movimentos de grandes escalas de estruturas turbilhonárias presentes no escoamento, pela resolução tri-dimensional das equações de Navier-Stokes, enquanto que somente as menores estruturas são modeladas empregando sub-malhas de dimensões menores. A modelagem destas estruturas de pequenas escalas pode ser feita através do modelo proposto por Smagorinsky em 1963, Rodi (1998).

As condições de operação das grades de proteção das tomadas de água das turbinas hidráulicas da Usina Hidrelétrica de Jupia poderão variar devido a dois fatores básicos: operação das unidades geradoras em cargas parciais para compensar a variação de demanda diária de energia no sistema de distribuição, e acúmulo excessivo de plantas aquáticas nas grades. As operações em cargas parciais ocorrem com vazões de água menores que a vazão nominal de projeto, e conseqüentemente, com menores velocidades da água pelas grades de proteção. Em contrapartida, o acúmulo excessivo de plantas aquáticas nas grades faz com que as velocidades da passagem da água pelas grades aumentem, isso considerando que a máquina mantenha constante a sua potência geradora. Neste caso, as velocidades aumentam devido ao estancamento

da passagem da água (diminuição da área da seção de escoamento) provocado pelo acúmulo de plantas.

Segundo informações preliminares da Companhia CESP, a ocorrência de falhas nas grades tem como causa principal o acúmulo excessivo de plantas nas mesmas, e devido a isso, toda as análises neste trabalho estão focadas nesta direção. Foram então propostas várias condições sob as quais as grades de proteção podem ser submetidas, considerando que a seção de escoamento varia (estancamento) em função da quantidade de plantas acumuladas. O primeiro caso representa a condição real de funcionamento da unidade geradora operando com potência nominal e sem a presença de qualquer acúmulo de plantas nas grades. Nos demais casos considerou-se uma certa percentagem de estancamento devido ao acúmulo de plantas aquáticas. Apesar de que foram analisados 11 casos, admite-se que a partir do caso 6, as condições apresentadas não são muito realistas, uma vez que provavelmente a máquina já não consiga operar com potência nominal devido ao decréscimo de vazão induzido pela grande perda de carga na grade. No entanto tais avaliações serão melhor detalhadas no decorrer do trabalho.

Neste capítulo será apresentada uma análise do escoamento da água pelas grades de proteção das tomadas de água das turbinas da Usina de Jupia, feita através de simulações numéricas empregando o programa computacional *Fluent*. O objetivo principal desta análise é obter as frequências de emissão de vórtices do escoamento e os coeficientes de arrasto para as diversas condições de operação sob as quais as grades estão submetidas devido ao acúmulo de plantas aquáticas. O modelo, o algoritmo de análise e o domínio de cálculo foram adotados tendo como base resultados de investigações teóricas e experimentais já realizadas em problemas similares.

6.2.- EQUAÇÕES REPRESENTATIVAS DO ESCOAMENTO

Geralmente, a dinâmica dos fluidos para um escoamento turbulento e incompressível pode ser matematicamente representada pelas equações de conservação de massa, da quantidade de movimento (equação de Navier-Stokes) e da energia. Estas equações são determinísticas, ou seja, conduz a uma solução para um determinado conjunto de condições iniciais e de contorno. Em sua forma completa, estas equações são não-lineares, fazendo com que as soluções analíticas



sejam muito complexas e de difícil obtenção, Gosman (1997). Considerando-se a hipótese de um fluido em um meio contínuo bidimensional e que este fluido seja newtoniano e incompressível, então pode-se escrever as seguintes equações associadas aos princípios de conservação:

➤ *Conservação da massa*

$$\underbrace{\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}}_{\text{Fluxo líquido de massa sobre o volume}} = 0 \quad (6.1)$$

➤ *Conservação da quantidade de movimento*

$$\underbrace{\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial y}}_{\text{Forças de Inércia}} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}}_{\text{Forças de Superfície}} + \underbrace{S_u}_{\text{Outras Forças}} \quad (6.2)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial y}}_{\text{Forças de Inércia}} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}}_{\text{Forças de Superfície}} + \underbrace{S_v}_{\text{Outras Forças}} \quad (6.3)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.4)$$

O *software Fluent*, empregado neste trabalho, simula o escoamento sobre as grades de proteção utilizando as equações (6.1) a (6.3). As equações são discretizadas no espaço e no tempo sobre volumes de controle que cobrem todo o domínio físico de cálculo. O sistema de equações resultantes da discretização é resolvido iterativamente, através do método de solução segregada, em que cada equação é resolvida separadamente e sequencialmente.

6.3.- DOMÍNIO DO ESCOAMENTO PARA SIMULAÇÃO

Com o objetivo de melhor representar o escoamento através dos painéis da grade de proteção, optou-se, baseando-se em trabalhos de Yu & Kareem (1998) e Almeida (2001), pela utilização da metodologia da Simulação de Grandes Escalas (*LES – Large Eddy Simulation*), juntamente com o modelo de Smagorinsky, ambos comentados anteriormente. Esta metodologia mostrou-se mais apropriada para o problema em questão, devido a limitação de recursos computacionais no momento das simulações e também por representar relativamente bem o que acontece em termos médios no escoamento.

Para a realização de simulações de um escoamento, sempre é necessário definir um domínio onde serão realizados os cálculos para obter a solução do problema. Este domínio deve ser definido de forma a se obter um modelo que forneça resultados que descrevem satisfatoriamente o escoamento analisado.

Afim de realizar a análise do escoamento incidente nos painéis da grade de proteção da tomada d'água, foi definido um domínio de cálculo bi-dimensional retangular constituído somente por uma “célula” do painel, conforme indicado na Figura 6.1(b). Tomando como base informações apresentadas em trabalhos que analisaram a influência das dimensões geométricas dos corpos sobre o escoamento, apresentadas no Capítulo 3, considera-se que o domínio adotado para a simulação do escoamento no painel, indicado na Figura 6.2, é adequado para reproduzir o comportamento do escoamento dentro de uma precisão satisfatória para a engenharia.

A simplificação do modelo para um domínio bi-dimensional, a princípio, não compromete a qualidade do mesmo, isso porque o comprimento vertical das barras, constituintes do modelo reduzido, é significativamente maior que as dimensões que determinam sua seção transversal.

Nas simulações de escoamento de fluídos, o tempo de processamento e a quantidade de memórias computacionais necessárias são normalmente muito grandes, sobretudo se o modelo for de geometria complexa ou mesmo tri-dimensional. Assim, outro fator interessante a se mencionar é que com esse modelo reduzido foi possível realizar simulações menos onerosas em termos computacionais, preservando ao mesmo tempo a qualidade das simulações. Somente para se ter uma idéia, o tempo médio de processamento gasto, para cada simulação feita com esse modelo reduzido, com uma malha de 450 x 140, em um computador Pentium II - 800 MHz, com 128Mbytes de memória RAM, foi de 220 horas. Esse tempo seria definitivamente muito maior se o modelo fosse um pouco mais complicado.

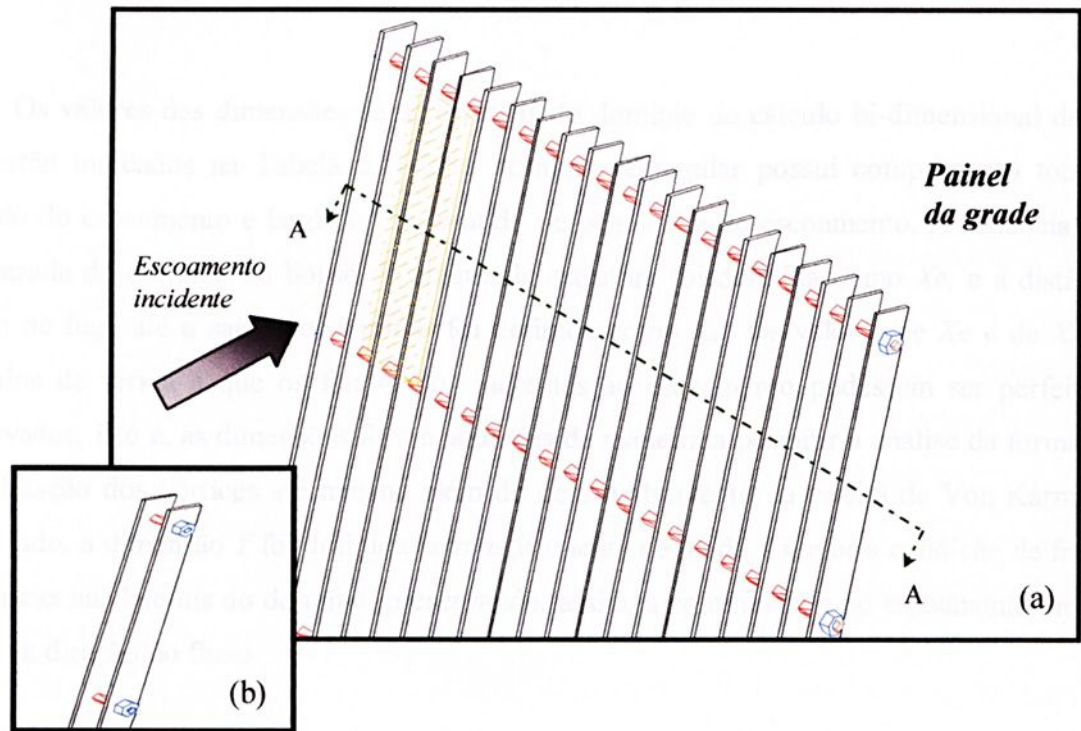


Figura 6.1- (a) Definição do domínio fluido, no plano do painel, para a simulação do escoamento;
(b) célula adotada como modelo do painel.

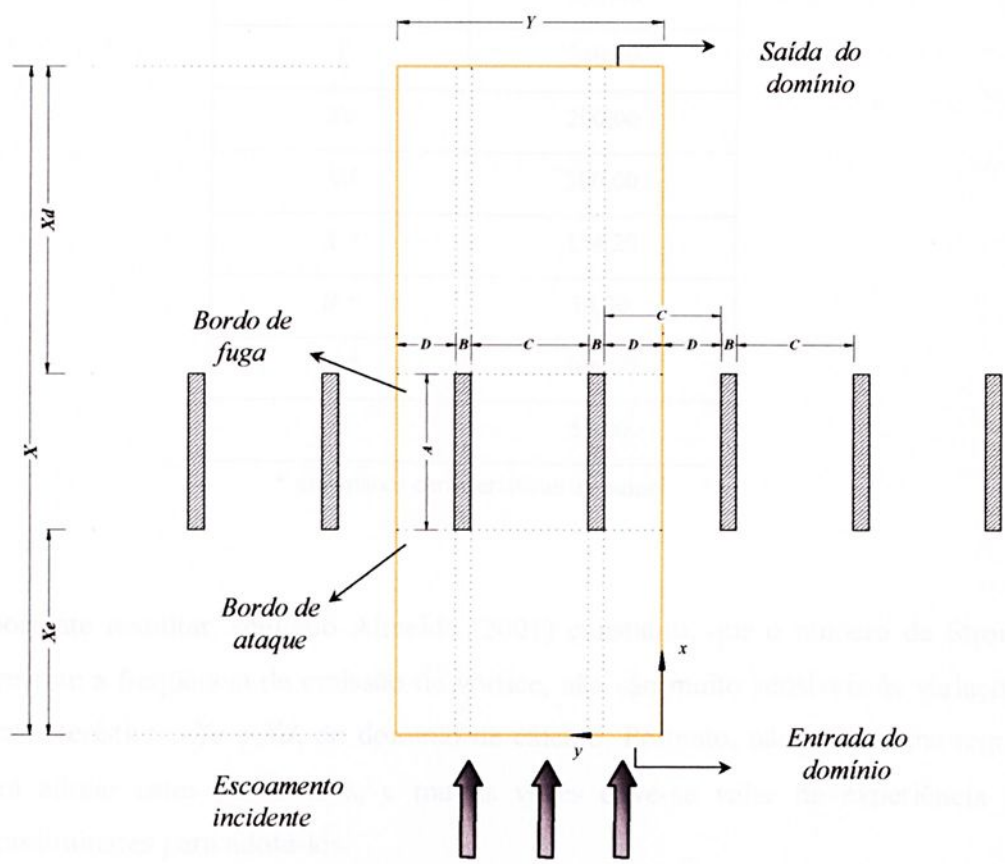


Figura 6.2 – Vista AA da Figura 6.1, indicando as dimensões características do domínio de cálculo.

Os valores das dimensões características do domínio de cálculo bi-dimensional da Figura 6.2 estão indicados na Tabela 6.1. Esse domínio retangular possui comprimento total X no sentido do escoamento e largura Y no sentido perpendicular ao escoamento. A distância que vai da entrada do domínio ao bordo de ataque da estrutura foi definida como X_e , e a distância do bordo de fuga até a saída do domínio foi definida como X_d . Os valores de X_e e de X_d foram tomados de forma a que os fenômenos inerentes ao escoamento pudessem ser perfeitamente observados, isto é, as dimensões foram adotadas de maneira a permitir a análise da formação e a visualização dos vórtices até mesmo além do desenvolvimento da esteira de Von Kármán. Por outro lado, a dimensão Y foi definida estrategicamente de modo a impor a condição de fronteiras simétricas nas laterais do domínio, preservando, assim, a continuidade do escoamento em ambos lados na direção do fluxo.

Tabela 6.1 – Dimensões do domínio de cálculo.

<i>Parâmetro</i>	<i>Dimensão (mm)</i>
X	652,40
Y	240,60
X_e	200,00
X_d	300,00
$A *$	154,20
$B *$	14,30
$C *$	106,00
D	53,00

* dimensões características do painel

É importante ressaltar, segundo Almeida (2001) constatou, que o número de Strouhal, e consequentemente a frequência de emissão de vórtice, não são muito sensíveis às variações nas dimensões características, X_e e X_d , do domínio de cálculo. Portanto, não existe uma regra bem definida para adotar estes parâmetros, e muitas vezes deve-se valer da experiência ou de simulações preliminares para adotá-los.

6.4.- CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

As condições iniciais e de contorno empregadas para a simulação do escoamento do fluido no painel estão indicadas na Figura 6.3, onde u é a velocidade do fluxo na direção principal do escoamento (eixo x) e v é a velocidade do fluxo na direção transversal ao escoamento (eixo y). Como condição de contorno na entrada do domínio é prescrito um perfil de velocidade uniforme, com $u = U_\infty$ (denominação de um fluxo com velocidade de escoamento livre) e $v = 0$. Por outro lado, a prescrição da condição de contorno da saída é um pouco mais complicada, pois não se conhece o padrão do escoamento nesta região. Uma condição de contorno bastante empregada é considerar um gradiente nulo para a variável u , mantendo ainda nula a variável v , o que equivale a admitir que o escoamento já se encontre completamente desenvolvido nesta fronteira do domínio. Na realidade, esta condição somente irá ocorrer se a fronteira de saída do domínio estiver localizada a uma distância considerável à jusante do corpo.

O modelo para simulação do escoamento foi desenvolvido considerando somente uma parte do painel, e em uma posição tal que se pode adotar para as fronteiras laterais superior e inferior uma condição de simetria. Isso quer dizer que os fenômenos que ocorrem dentro do domínio podem ser extrapolados simetricamente para as fronteiras superior e inferior. Este tipo de condição impõe que $v = 0$ e $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$. Em relação à superfície das paredes laterais da estrutura do painel adotou-se as condições de escoamento sem deslizamento, ou seja, $u = v = 0$, conforme indicado na Figura 6.3.

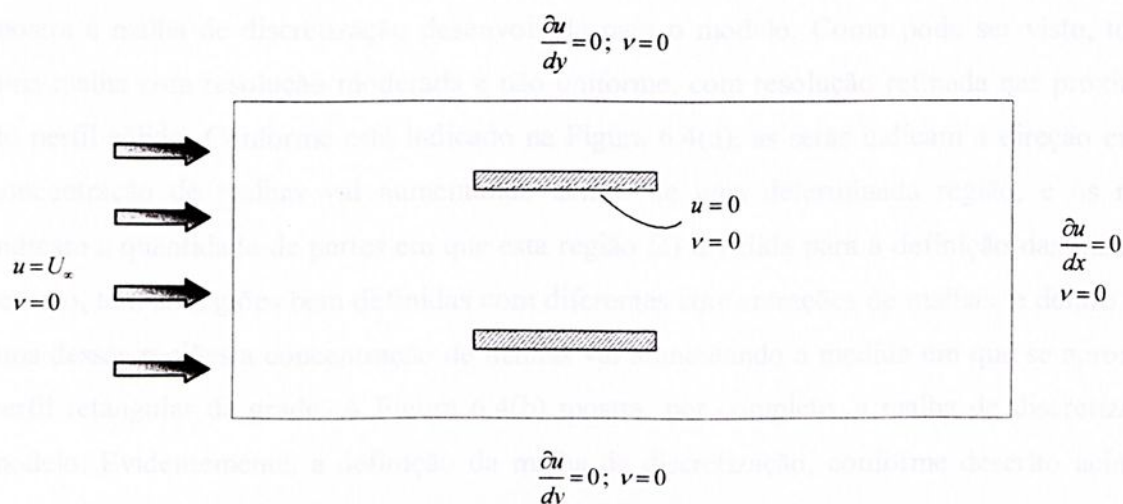


Figura 6.3 – Condições de contorno impostas ao domínio de cálculo.

Cabe ressaltar que para os casos investigados, devido aos altos valores de número de Reynolds, o escoamento é, por natureza, não permanente e, portanto, foi resolvido avançando-se a solução no tempo. Para o avanço da solução transiente utilizou-se um passo de tempo $\Delta t = 10^{-2}$ s, até a obtenção de um regime estatisticamente estabelecido, caracterizado por uma variação periódica das propriedades médias do escoamento.

6.5.- MALHA DE DISCRETIZAÇÃO DO MODELO

Um escoamento turbulento é significativamente mais afetado pela presença de uma parede do que um escoamento laminar. No caso de um escoamento turbulento os efeitos viscosos, próximos à parede, exercem forte influência sobre as flutuações de velocidade tangencial, de maneira a reduzir os gradientes nas regiões próximas às paredes. Por outro lado, fora destas regiões, a turbulência é rapidamente incrementada pela ação da energia cinética turbulenta. Em função disso, nas simulações numéricas, para a captura dessas nuances, ou melhor, para a captura das grandes diferenças de comportamento do fluxo em função das diferentes regiões do domínio, é imprescindível o uso de malhas bastante refinadas para o modelo nas regiões próximas às paredes. Dentro deste contexto, neste trabalho, uma atenção especial foi dedicada para a definição da malha de discretização.

A malha de discretização do modelo foi desenvolvida com o auxílio do *software Gambit*, o qual pertence ao pacote computacional *Fluent*, ambos operando de forma integrada. A Figura 6.4 mostra a malha de discretização desenvolvida para o modelo. Como pode ser visto, tomou-se uma malha com resolução moderada e não uniforme, com resolução refinada nas proximidades do perfil sólido. Conforme está indicado na Figura 6.4(a), as setas indicam a direção em que a concentração de malhas vai aumentando dentro de uma determinada região, e os números indicam a quantidade de partes em que esta região foi dividida para a definição das malhas. Em resumo, tem-se regiões bem definidas com diferentes concentrações de malhas, e dentro de cada uma dessas regiões a concentração de malhas vai aumentando a medida em que se aproxima do perfil retangular da grade. A Figura 6.4(b) mostra, por completo, a malha de discretização do modelo. Evidentemente, a definição da malha de discretização, conforme descrito acima, teve como objetivo garantir que o modelo tivesse uma boa precisão para representar o escoamento da água sobre a grade de proteção.

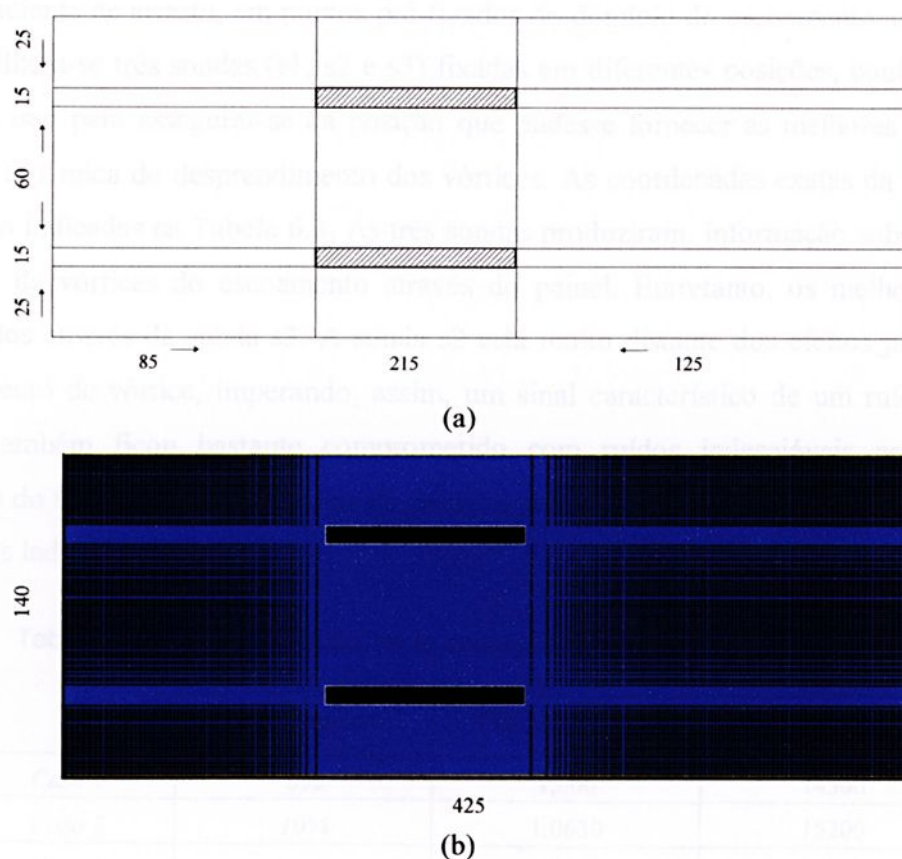


Figura 6.4 – (a) Disposição do número de malhas por região;
(b) Concentrações de malhas no domínio de cálculo.

6.6- RESULTADOS DA SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO

Um dos objetivos fundamentais da simulação do escoamento é a determinação das frequências de emissão de vórtices no bordo de saída das grades e do coeficiente de arrasto durante a passagem da água, que move a turbina hidráulica, pela grade de proteção. As frequências de emissão de vórtices poderão indicar condições de operação das grades bastante desfavoráveis em termos de dinâmica como, por exemplo, em condições ressonantes. Por outro lado, com o coeficiente de arrasto é possível calcular a componente da força de arrasto devido ao atrito da água incidindo no painel.

A extração das frequências de emissão de vórtices e do coeficiente de arrasto foi possível com a introdução de sondas numéricas no modelo desenvolvido com o *Fluent*, as quais são capazes de registrar a evolução, no tempo, da amplitude da componente de velocidade na direção

y e do coeficiente de arrasto, em pontos pré-fixados do domínio do escoamento analisado. Neste trabalho utilizou-se três sondas (s1, s2 e s3) fixadas em diferentes posições, conforme mostra a Figura 6.5, isso para assegurar-se da posição que pudesse fornecer as melhores informações a respeito da dinâmica do desprendimento dos vórtices. As coordenadas exatas da posição dessas sondas estão indicadas na Tabela 6.3. As três sondas produziram, informação sobre a frequência de emissão de vórtices do escoamento através do painel. Entretanto, os melhores resultados foram obtidos através da sonda s3. A sonda s2 está muito distante dos efeitos produzidos pelo desprendimento de vórtice, imperando, assim, um sinal característico de um ruído. O sinal da sonda s1 também ficou bastante comprometido com ruídos indesejáveis produzidos pela recirculação do fluido na borda de saída do painel e pela composição dos vórtices desprendendo-se em ambos lados do mesmo.

Tabela 6.2 – Diversas condições de operação consideradas nas simulações.

	<i>Estancamento</i>	<i>Velocidade (m/s)</i>	<i>Número de Reynolds</i>
<i>Caso 1</i>	0%	1,000	14300
<i>Caso 2</i>	10%	1,0630	15200
<i>Caso 3</i>	20%	1,1918	17042
<i>Caso 4</i>	30%	1,3675	19555
<i>Caso 5</i>	40%	1,5949	22807
<i>Caso 6</i>	50%	1,9139	27368
<i>Caso 7</i>	60%	2,3924	34211
<i>Caso 8</i>	70%	3,1898	45614
<i>Caso 9</i>	80%	4,7847	68421
<i>Caso 10</i>	90%	9,5694	136842
<i>Caso 11</i>	95%	19,1387	273683

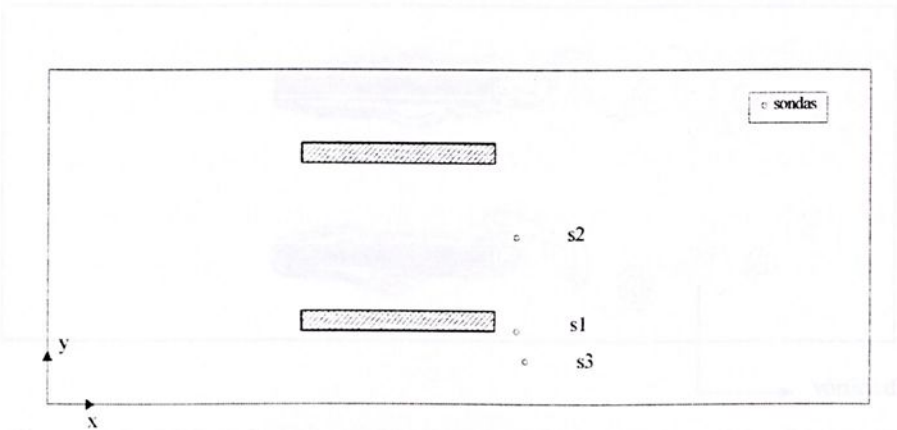


Figura 6.5.- Posição das sondas numéricas no domínio de cálculo.

Tabela 6.3 – Coordenadas das sondas numéricas

Sonda	Coordenada X (mm)	Coordenada Y (mm)
s1	370,00	53,00
s2	370,00	120,30
s3	373,85	31,55

A Figura 6.6 apresenta a imagem da esteira de vórtices formada à jusante do corpo, representada pelas linhas de isovorticidade, em um tempo computacional escolhido arbitrariamente, para o caso 5, que tem um número de Reynolds igual a 22.807. Observa-se que devido ao elevado valor da razão de forma ($\phi = 10.8$), há uma tendência de formação de vórtices na superfície lateral dos perfis do painel, que está em boa concordância com o trabalho experimental de Lindquist *et al* (1998), Figura 3.6 deste trabalho, resguardada a grande diferença no número de Reynolds de ambos resultados. Também, pode-se constatar que, apesar do alto número de Reynolds, não há uma visível interação entre as esteiras de cada um dos perfis, isso devido ao alto valor da razão de bloqueio $s/d = 7,4$, o que está de acordo com resultados observados na literatura, Hermann *et al.* (1998), Figura 3.8 deste trabalho. Ademais, segundo Sell *et al* (1971), para valores maiores ou iguais à cinco da razão entre o espaçamento das barras adjacentes e a espessura da barra, o número de Strouhal, e conseqüentemente a frequência de emissão de vórtices, é o mesmo para escoamento incidentes sobre somente um corpo.

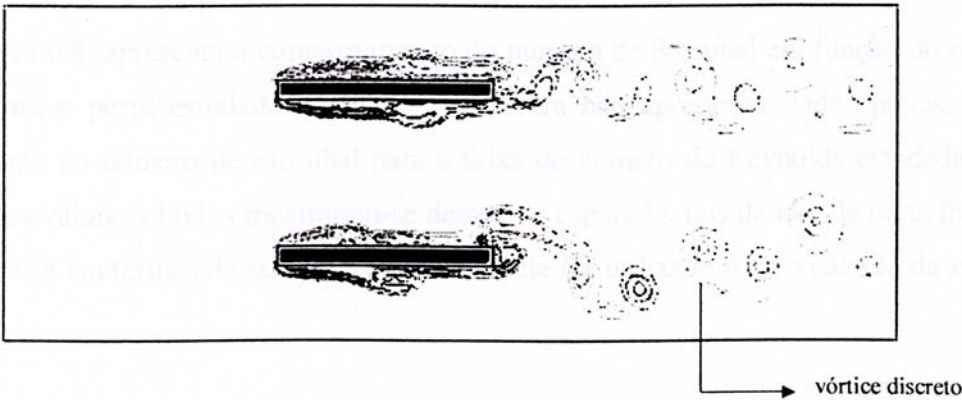


Figura 6.6 - Linhas de isovorticidade registradas no tempo = 6.3 s do caso 5.

Com intuito de se analisar a magnitude das forças atuantes no painel devido ao escoamento, determinou-se também, nas simulações, o valor do coeficiente de arrasto médio do perfil do painel. Este valor, $C_{d\text{médio}} = 0.0225$, foi obtido através da média aritmética dos valores obtidos para cada caso investigado, conforme mostra a Figura 6.7, e será utilizado posteriormente no cálculo da força de arrasto e análise de tensões nos painéis.

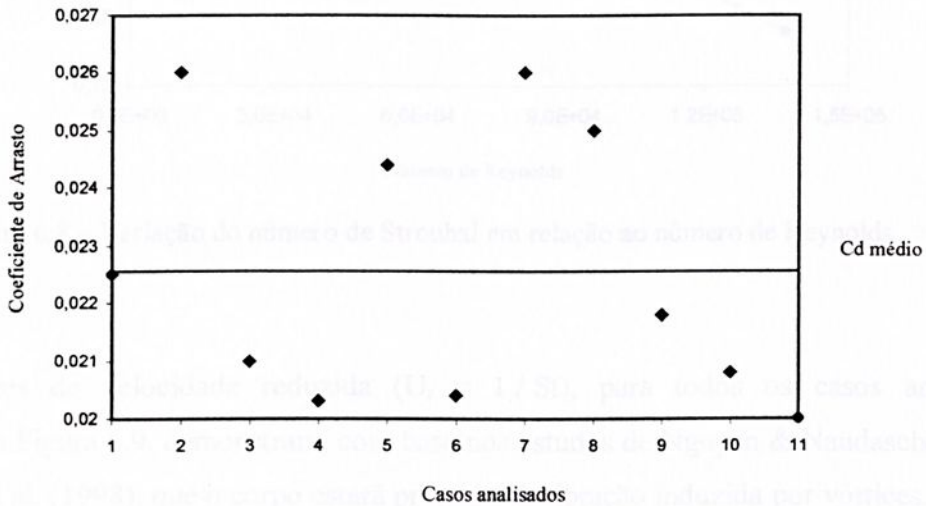


Figura 6.7 - Coeficientes de arrasto captados pela sonda numérica, para os diferentes casos.

O valor de coeficiente de arrasto médio determinado através dessas simulações apresenta boa concordância com o valor obtido por Munson *et al.* (1990). Isso nos dá, de certa forma, uma maior segurança em termos de sua precisão quando ele for utilizado para a análise de tensões nos painéis.

A Figura 6.8, apresenta o comportamento do número de Strouhal em função do número de Reynolds, para o perfil estudado. Apesar da literatura não apresentar dados precisos sobre o comportamento do número de Strouhal para a faixa de número de Reynolds estudada, pode-se afirmar que os valores obtidos mostraram-se dentro do esperado, nos dando, de certa forma, uma maior segurança em termos de sua precisão quando ele for utilizado para o cálculo da velocidade reduzida.

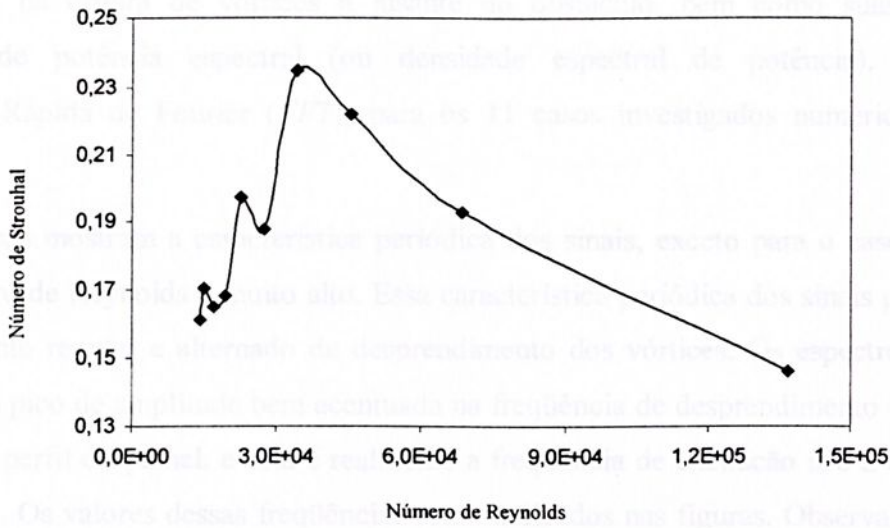


Figura 6.8 – Variação do número de Strouhal em relação ao número de Reynolds.

Os valores de velocidade reduzida ($U_r = 1 / St$), para todos os casos analisados, apresentados na Figura 6.9, demonstram, com base nos estudos de Nguyen & Naudascher (1991) e Matsumoto et al. (1998), que o corpo estará propenso à vibração induzida por vórtices. Isso nos dá, de certa forma, uma forte indicação de que a ocorrência de falhas nas grades de proteção deve estar provavelmente associada a um problema dinâmico, mais especificamente à vibração induzida por vórtice.

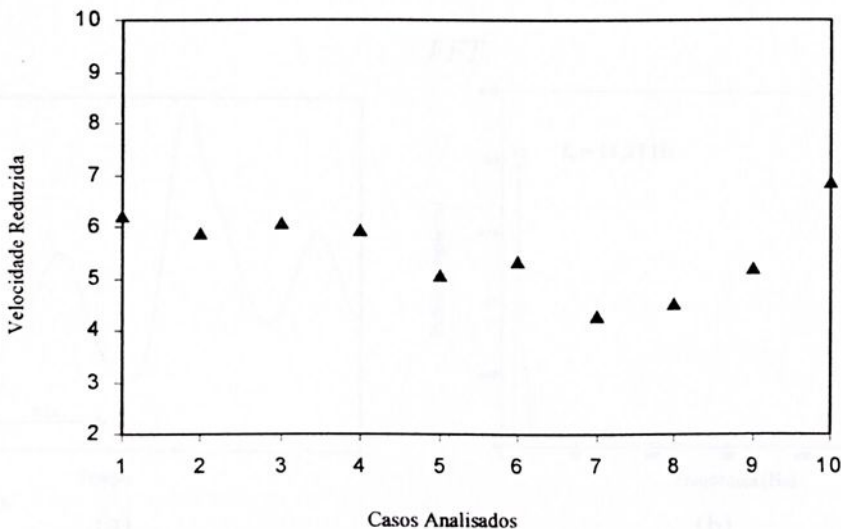


Figura 6.9 – Valores de velocidade reduzida para os casos analisados.

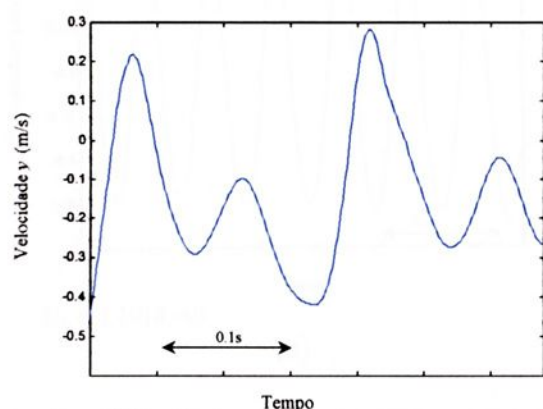
As Figuras 6.10 à 6.20 apresentam os sinais de velocidade capturados pela sonda numérica *s3* introduzida na esteira de vórtices à jusante do obstáculo, bem como suas respectivas distribuições de potência espectral (ou densidade espectral de potência), obtidas via Transformada Rápida de Fourier (*FFT*), para os 11 casos investigados numericamente (ver Tabela 6.3).

Os gráficos mostram a característica periódica dos sinais, exceto para o caso 11, onde o valor do número de Reynolds é muito alto. Essa característica periódica dos sinais pode explicar o comportamento regular e alternado de desprendimento dos vórtices. Os espectros dos sinais apresentam um pico de amplitude bem acentuada na frequência de desprendimento de vórtice de uma lateral do perfil do painel, e esta é realmente a frequência de excitação sob a qual o painel está submetido. Os valores dessas frequências estão indicados nas figuras. Observa-se, também, uma discreta amplitude agindo na frequência igual ao dobro da primeira, que na verdade é a resposta ao acoplamento do efeito do desprendimento de vórtices dos dois lados do perfil do painel.

Nos casos 9 e 10, onde o número de Reynolds já é bastante alto, observa-se uma variação significativa na amplitude do sinal com o tempo, talvez já em consequência de uma instabilidade numérica do método para estas condições. Em específico, o caso 11 apresenta um espectro de potência sem nenhuma frequência dominante, impossibilitando qualquer análise desta condição.

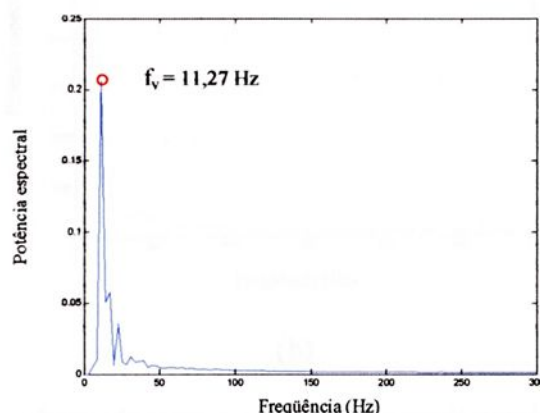
Caso 1

Sinal



(a)

FFT

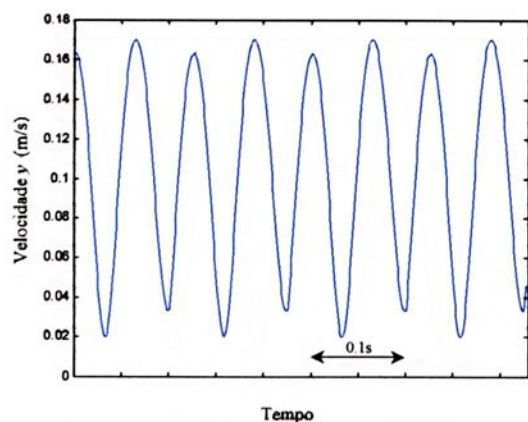


(b)

Figura 6.10- (a) Sinal de velocidade na direção *y*, ao longo do tempo; capturado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

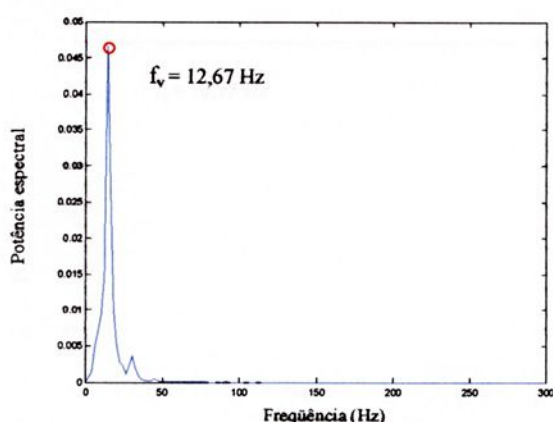
Caso 2

Sinal



(a)

FFT

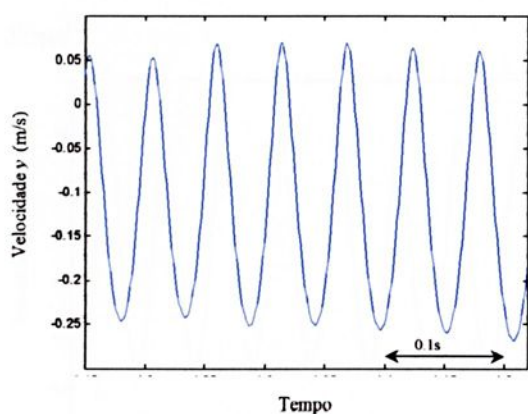


(b)

Figura 6.11- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1,063 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

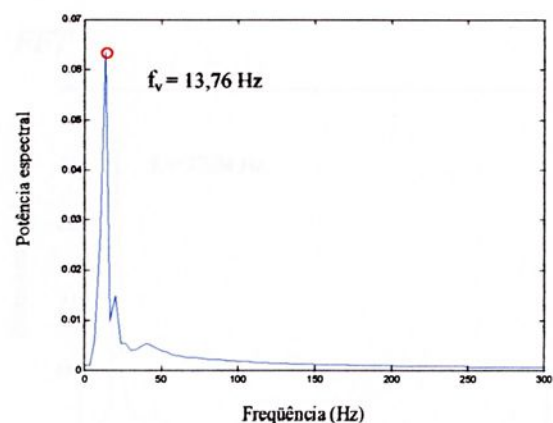
Caso 3

Sinal



(a)

FFT

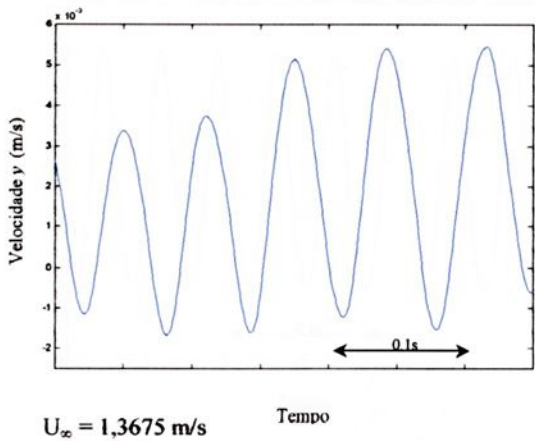


(b)

Figura 6.12- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1,1918 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

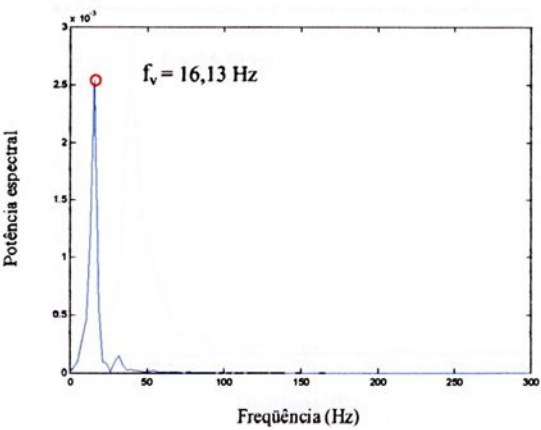
Caso 4

Sinal



(a)

FFT

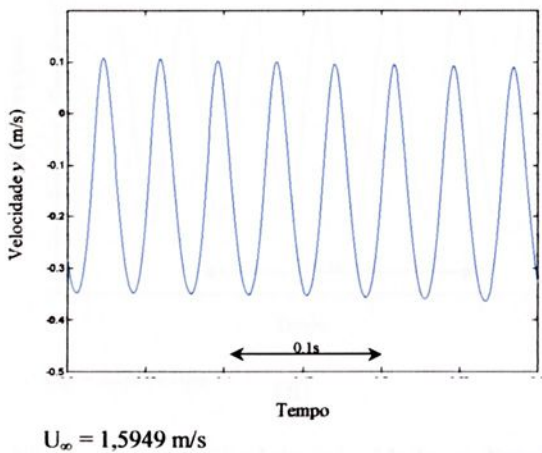


(b)

Figura 6.13- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1,3675 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

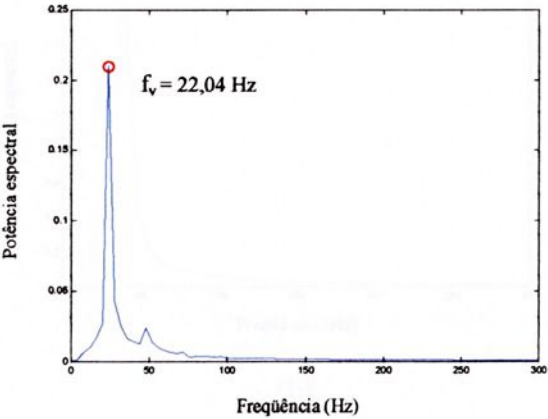
Caso 5

Sinal



(a)

FFT



(b)

Figura 6.14- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1,5949 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

Caso 6

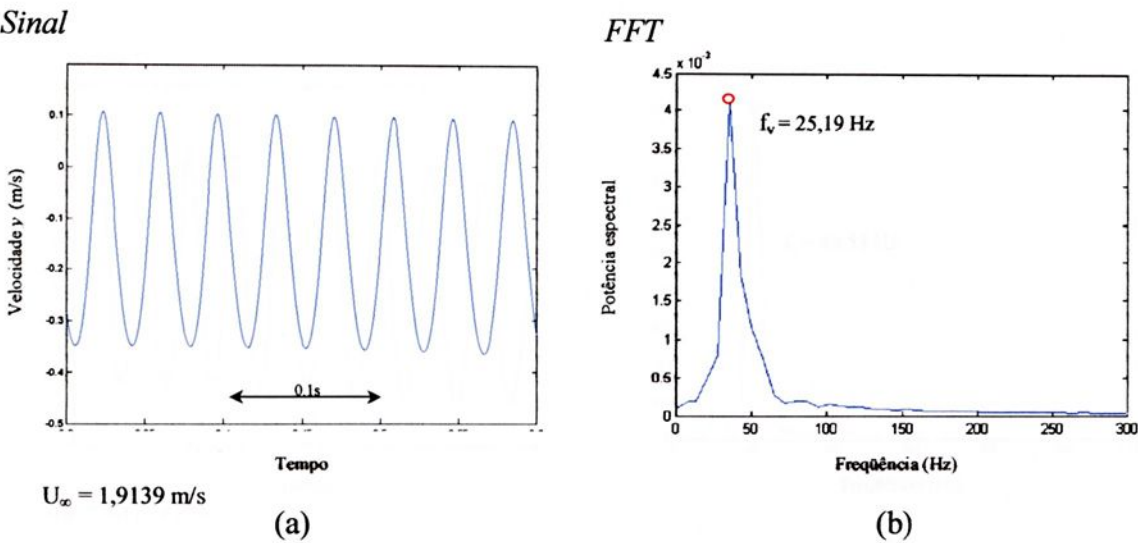


Figura 6.15- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 1,9139 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

Caso 7

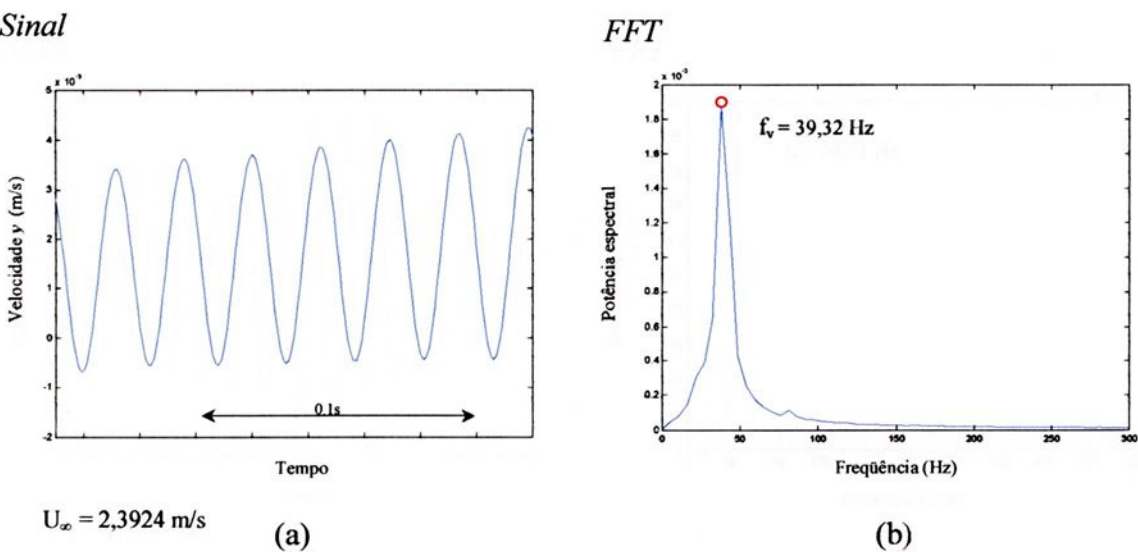
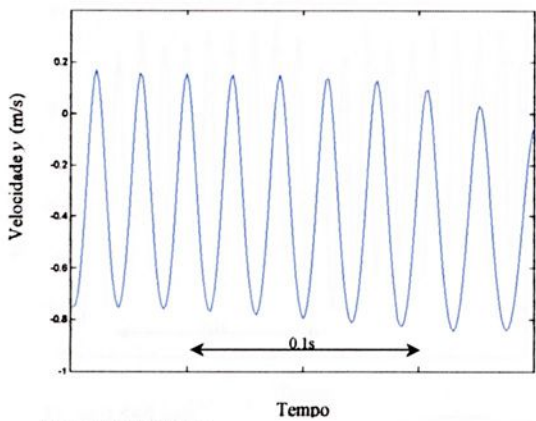


Figura 6.16- (a) Sinal de velocidade na direção y , ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 2,3924 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

Caso 8

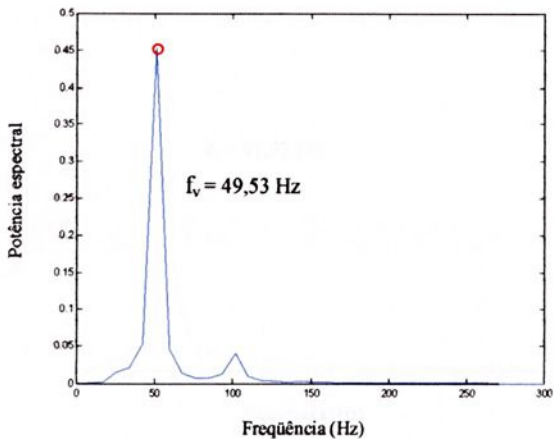
Sinal



$U_{\infty} = 3,1898 \text{ m/s}$

(a)

FFT

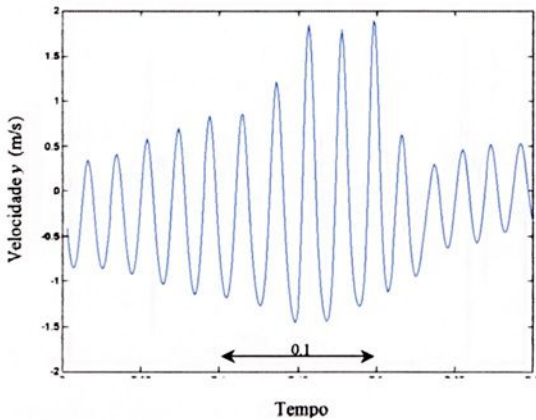


(b)

Figura 6.17- (a) Sinal de velocidade na direção y, ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 3,1898 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

Caso 9

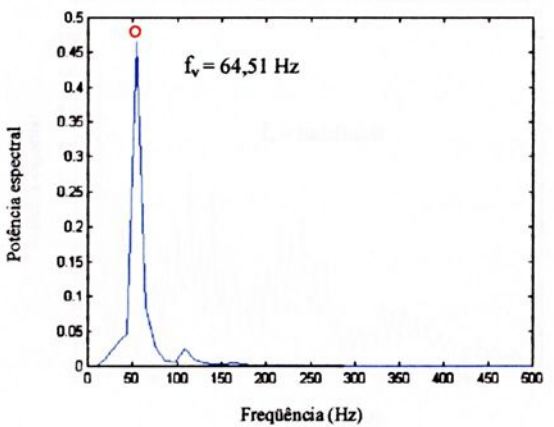
Sinal



$U_{\infty} = 4,7847 \text{ m/s}$

(a)

FFT

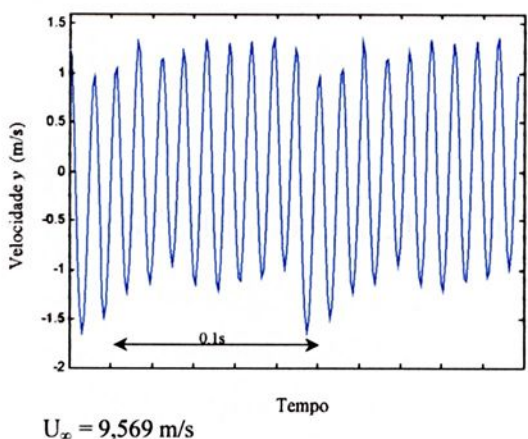


(b)

Figura 6.18- (a) Sinal de velocidade na direção y, ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 4,7847 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

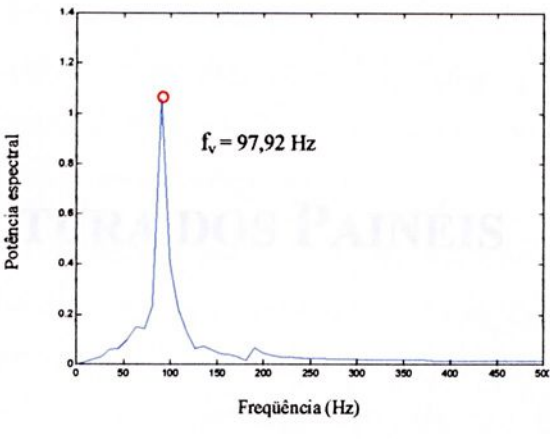
Caso 10

Sinal



(a)

FFT

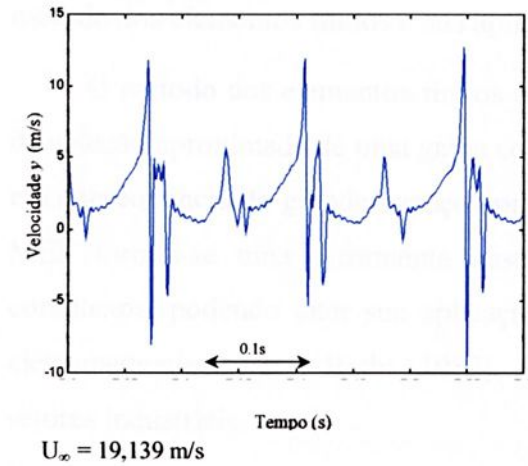


(b)

Figura 6.19- (a) Sinal de velocidade na direção y, ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 9,569 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

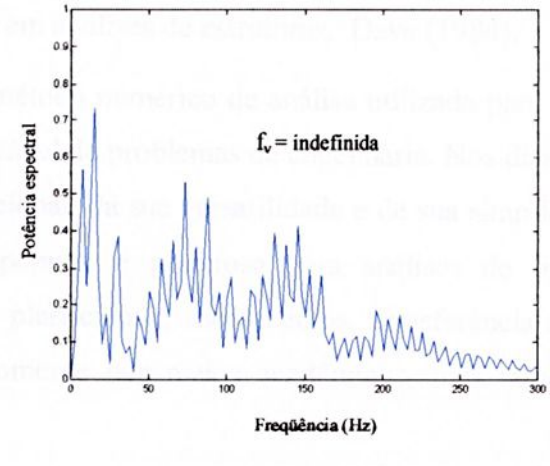
Caso 11

Sinal



(a)

FFT



(b)

Figura 6.20- (a) Sinal de velocidade na direção y, ao longo do tempo; capitado pela sonda numérica para uma velocidade de escoamento de 19,139 m/s; (b) Espectro de frequência do sinal (a).

ANÁLISE DA ESTRUTURA DOS PAINÉIS

7.1- INTRODUÇÃO

O método dos elementos finitos (*Finite Element Method-FEM*) surgiu em meados de 1956, apresentando-se como um método prático e inovador para a análise estática e dinâmica de estruturas espaciais e complexas, tais como as estruturas aeronáuticas, muito difíceis de serem modeladas com os métodos até então existentes, como, por exemplo, o método das matrizes de transferência. Entretanto, foi somente a partir da década de 60, com o advento do programa aeroespacial dos EUA, é que se observou um grande investimento no desenvolvimento do método dos elementos finitos e sua aplicação em análises de estruturas, Dave (1984).

O método dos elementos finitos é um método numérico de análise utilizada para obtenção da solução aproximada de uma gama considerável de problemas de engenharia. Nos dias de hoje, em consequência do grande avanço computacional, da sua versatilidade e de sua simplicidade, o MEF tornou-se uma ferramenta bastante popular e poderosa para análises de problemas complexos, podendo citar sua aplicação em plasticidade, escoamentos, transferência de calor, eletromagnetismo, etc, Bathe (1982), não somente nos meios acadêmicos, mas também nos setores industriais.

Basicamente, o método consiste na discretização do sistema físico real em pequenas sub-regiões ou elementos, onde o comportamento do sistema é descrito em termos de um modelo matricial criado a partir das propriedades físicas e geométricas desses elementos. Uma vez escolhidos os tipos de elementos e suas respectivas funções de forma, é possível determinar as expressões das matrizes a partir das propriedades individuais dos elementos. O modelo global de



elementos finitos permite descrever a equação de movimento do sistema em termos das matrizes de massa, de rigidez e de amortecimento, obtidas pela composição e contribuição das matrizes dos elementos individuais. A escolha do número de graus de liberdades do modelo, que por sua vez define as dimensões das matrizes do modelo global, é arbitrária e deve preservar uma relação de compromisso conveniente no que diz respeito ao número mínimo que possa garantir uma determinada precisão do modelo em representar o sistema real, e que ao mesmo tempo não seja demasiado grande para consumir muito tempo e memória computacional.

Neste capítulo apresenta-se uma análise dinâmica e estática de um painel das grades de proteção das tomadas de água das turbinas hidráulicas da Usina Hidrelétrica de Jupia. Para o desenvolvimento do modelo utilizou-se o Método dos Elementos Finitos, por suas qualidades e praticidade, através do pacote computacional *Ansys*. Este *software* comercial é bastante conhecido e amplamente utilizado, não requerendo assim maiores referências sobre o mesmo.

As simulações apresentadas neste capítulo estão basicamente divididas em duas partes. Primeiramente apresenta-se uma análise dinâmica do painel com o objetivo de se determinar as primeiras frequências naturais e os respectivos modos naturais de vibração. Para esta análise introduziu-se, no modelo, o efeito da massa adicionada, uma vez que o painel encontra-se submerso em água. A idéia final é comparar os resultados desta análise com os resultados obtidos na análise do escoamento e verificar se existem frequências naturais que podem ser excitadas em função das condições de operação das grades. Em segundo lugar, apresenta-se uma análise estática com o objetivo de se obter o comportamento das tensões atuantes no painel a medida em que ocorrem as sobrecargas devido ao acúmulo de plantas aquáticas.

7.2- MODELO

O modelo para as análises das grades de proteção foi desenvolvido a partir de um único painel, uma vez que cada painel funciona como um sub-sistema independente, e todos eles têm o mesmo desenho e as mesmas dimensões geométricas, conforme já mencionado na simulação do escoamento realizada anteriormente. A Figura 7.1 mostra esquematicamente um painel e as posições onde estão os pontos de fixação do mesmo, ou seja, os pontos onde foram atribuídas as restrições de movimento no modelo. Os dados de entrada do modelo foram totalmente baseados



nas características mecânicas do material e nas dimensões geométricas do painel da grade, dados estes fornecidos pela CESP - Companhia Energética de São Paulo, que podem ser vistos em detalhes no *Apêndice B*.

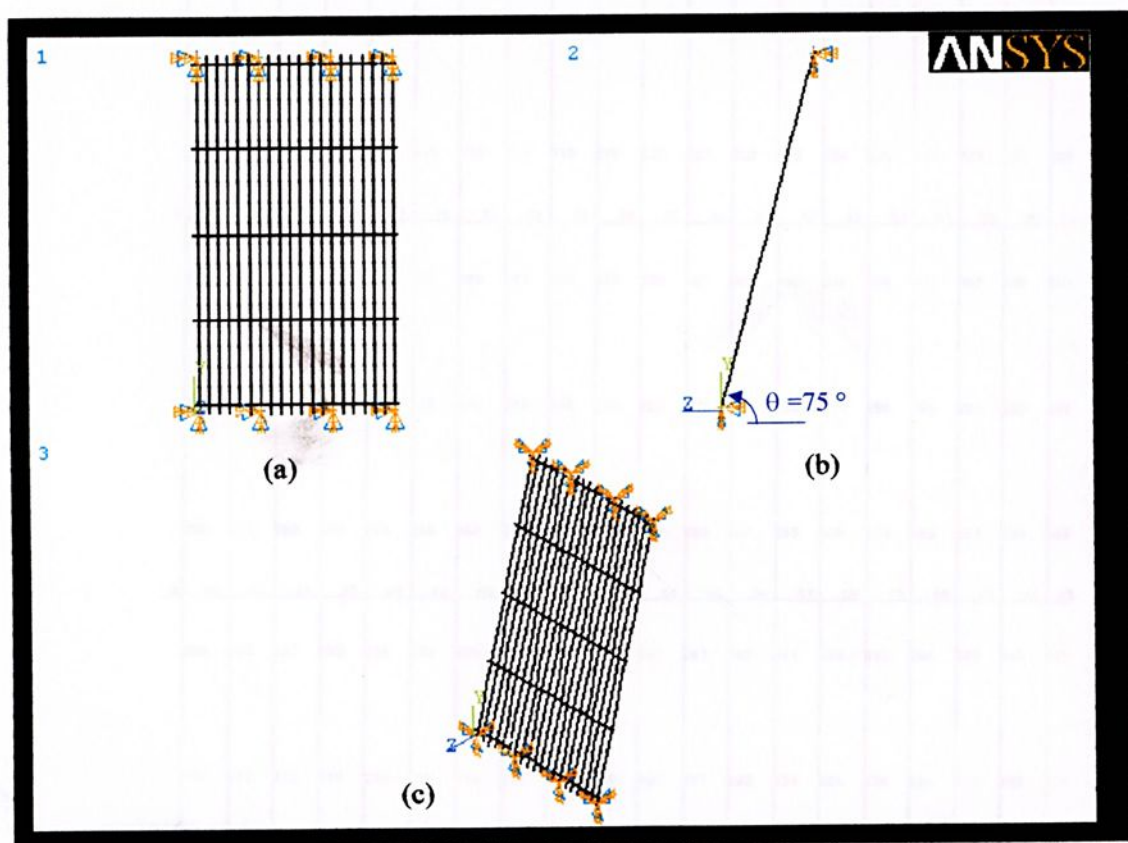


Figura 7.1- Esquema do painel gerado pelo *software Ansys 5.4*;

(a) vista frontal, (b) vista lateral, (c) perspectiva isométrica.

A discretização e as condições de vinculação dos elementos da estrutura foram tomadas de forma a preservar uma boa precisão do modelo em representar o sistema real em estudo. Basicamente, a estrutura do painel foi discretizada em 393 elementos de viga, sendo 105 elementos para as barras horizontais de seção transversal circular e 288 elementos para as barras verticais de seção retangular. A Figura 7.2 mostra os elementos da discretização do modelo do painel, indicando também as posições dos 8 pontos nos quais atribuem-se restrições de movimento de translação e de rotação da estrutura nas três direções do espaço. Nestes pontos a estrutura do painel está fixada em vigas de concreto por meio de chumbadores.

Figura 7.2- Discretização do modelo do painel em elementos finitos.

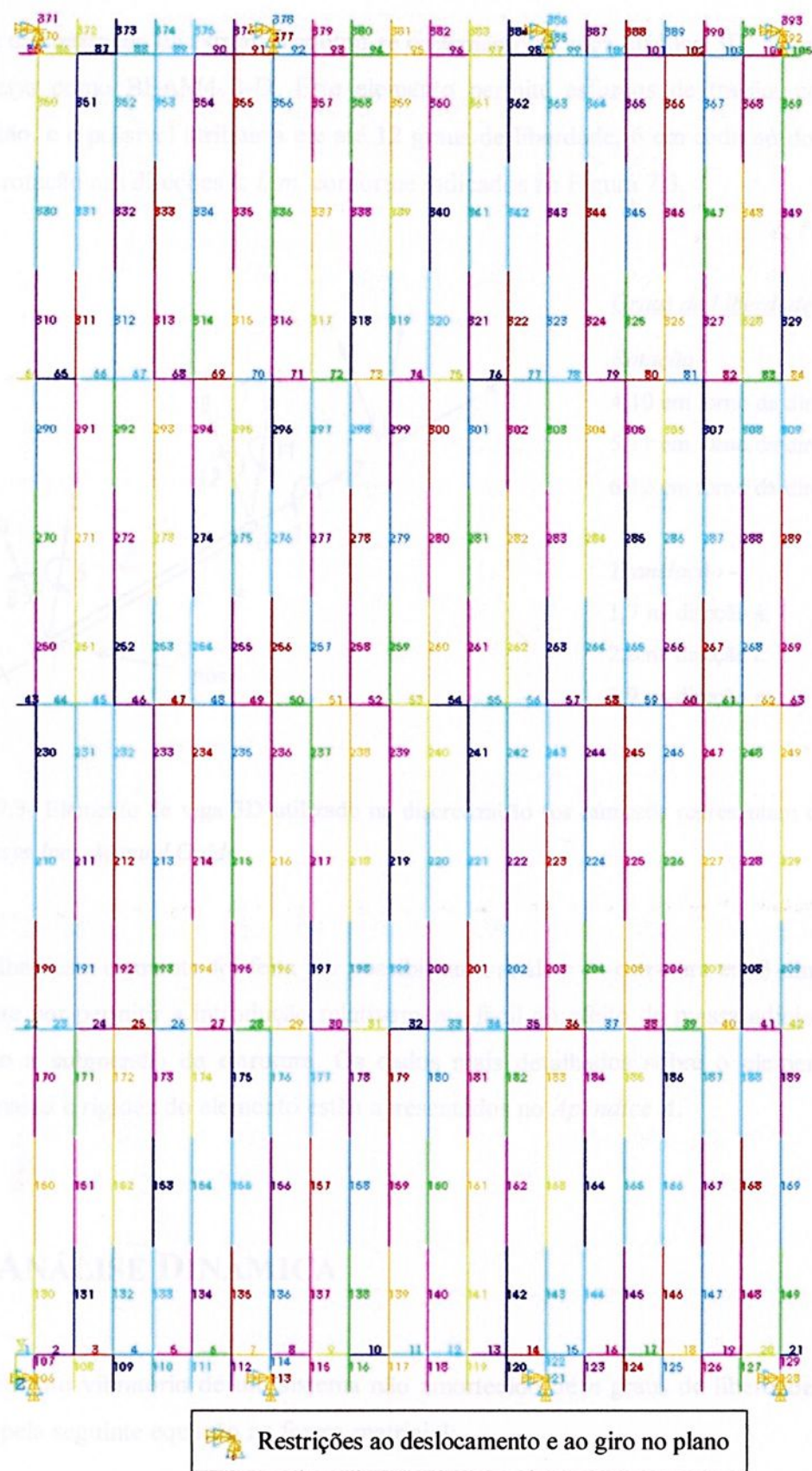
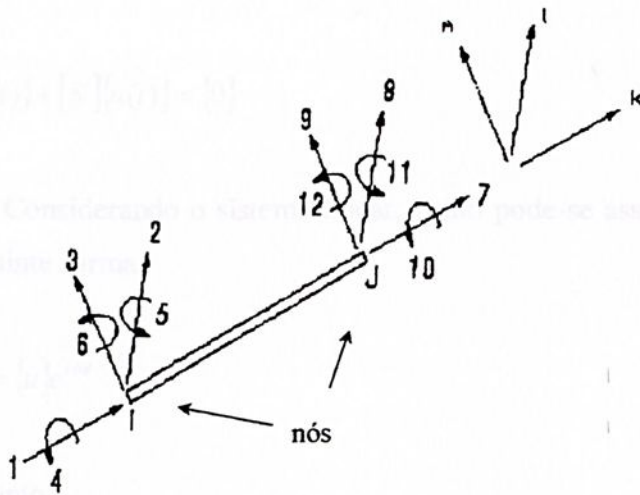


Figura 7.2- Discretização do modelo do painel em elementos finitos.

Para a discretização da estrutura adotou-se o elemento de viga elástico 3D, denominado no software *Ansys* como BEAM4 3-D. Este elemento permite esforços de tração, compressão, torção e flexão, e é possível atribuir a ele até 12 graus de liberdade, 6 em cada nó do elemento: translação e rotação nas direções k , l , m , conforme indicados na Figura 7.3.



Graus de Liberdade

Rotação -

- 4,10 em torno da direção k
- 5,11 em torno da direção l .
- 6,12 em torno da direção m .

Translação -

- 1,7 na direção k .
- 2,8 na direção l .
- 3,9 na direção m .

Figura 7.3- Elemento de viga 3D utilizado na discretização (os números representam os graus de liberdade), *Ansys Inc. - Manual Guide*

A escolha deste elemento foi feita por possibilitar a análise da estrutura em 3 dimensões, e principalmente por permitir a introdução relativamente fácil do efeito de massa adicionada, que ocorre devido a submersão da estrutura. Os dados mais detalhados sobre o elemento, como matrizes de massa e rigidez do elemento estão apresentados no *Apêndice A*.

7.3- ANÁLISE DINÂMICA

O movimento vibratório de um sistema não amortecido de n graus de liberdade pode ser representado pela seguinte equação na forma matricial:

$$[M]\{\ddot{u}(t)\} + [K]\{u(t)\} = \{f(t)\} \quad (7.1)$$

onde $[M]$ e $[K]$ são as matrizes de massa e de rigidez, respectivamente, e $\{u(t)\}$, $\{\ddot{u}(t)\}$ e $\{f(t)\}$ são os vetores deslocamento, aceleração e força de excitação, respectivamente. Nesta equação, a ordem das matrizes é de $(n \times n)$ e a dos vetores é de $(n \times 1)$.

As características próprias do sistema (frequências e modos naturais de vibração) podem ser obtidas através da solução homogênea da equação (7.1), isto é, fazendo $\{f(t)\} = 0$, com o qual a equação reduz-se a

$$[M]\{\ddot{u}(t)\} + [K]\{u(t)\} = \{0\} \quad (7.2)$$

Considerando o sistema linear, então pode-se assumir uma solução para a equação (7.2) da seguinte forma:

$$\{u(t)\} = \{u\}e^{i\omega t} \quad (7.3)$$

e, portanto,

$$\{\ddot{u}(t)\} = -\omega^2 \{u\}e^{i\omega t} \quad (7.4)$$

onde o vetor amplitude $\{u\}$ é assumido como constante e independente do tempo e ω é a frequência natural circular (em radianos por segundo). Substituindo as equações (7.3) e (7.4) na equação (7.2), resulta:

$$(-\omega^2[M] + [K])\{u\}e^{i\omega t} = \{0\} \quad (7.5)$$

Como se pode observar, esta igualdade poderá ser satisfeita se $\{u\}e^{i\omega t} = 0$, ou se o determinante de $(-\omega^2[M] + [K])$ for nulo. A primeira condição conduz a uma solução trivial, portanto, não é interessante. A segunda condição leva à solução de acordo com a equação:

$$\det | [K] - \omega^2[M] | = 0 \quad (7.6)$$

A equação (7.6) representa o problema de autovalor e autovetor, cuja solução produzirá n valores de ω_i^2 ($i = 1, 2, 3, \dots, n$), sendo ω_i as frequências naturais do sistema. Introduzindo-se os valores de ω_i na equação 7.5, então pode-se obter n vetores $\{u\}_i$ correspondentes a cada frequência ω_i , que são os autovetores do sistema. Estes vetores, denominados por $\{\psi\}_i$, representam os modos naturais de vibração do sistema. Existem vários algoritmos numéricos para a solução do problema de autovalor e autovetor expressado pela equação (7.5). Dentre os mais utilizados pode-se citar o método da potência (iterativo) e o método de Jacobi, Ewins(1991) e Bathe (1982), com os quais é possível obter a matriz dos autovalores $[\omega^2]$ e a matriz dos autovetores $[\psi]$, também denominada de matriz modal.

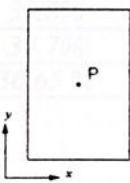
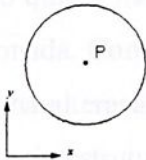
Na análise dinâmica realizada neste trabalho, para que fosse possível obter os parâmetros modais da estrutura em condições mais realistas de operação, considerando que a estrutura do painel está submersa na água, incluiu-se aos elementos do modelo uma massa “extra”, as vezes denominada de massa adicionada equivalente. Essa massa adicional procura reproduzir o efeito da massa de água que se desloca junto com a estrutura que está vibrando. Em outras palavras, representa a massa equivalente que tem efeito sobre as características próprias do sistema em função da estrutura estar submersa. Evidentemente, em termos de modelo matemático, a massa de água adicionada está distribuída nos elementos da matriz $[M]$ da equação (7.1). O *software Ansys* permite introduzir facilmente o efeito dessa massa adicionada no modelo.

O efeito da massa adicionada pode ser computado em função da geometria do perfil (seção transversal) da estrutura analisada. Na estrutura do painel em análise neste trabalho encontramos dois tipos de geometria, ou seja, de seção retangular (barras verticais) e de seção circular (barras horizontais). Para a introdução do efeito dessa massa no modelo matemático utilizou-se como referência a publicação de Blevins (1984), cujos coeficientes de massa adicionada por unidade de comprimento são dados em função de cada tipo de geometria e foram apresentados na Figura 2.4 do Capítulo 2. Na realidade, os valores desses coeficientes para os elementos de perfis circulares e retangulares do modelo utilizado foram obtidos através de uma interpolação dos valores das tabelas apresentadas na mesma figura. Esses valores interpolados estão indicados na Tabela 7.1.

A análise dinâmica do painel, apresentada neste trabalho, está restrita apenas aos primeiros modos de vibração, os quais são passíveis de serem excitados pelas forças fluidodinâmicas que aparecem com a passagem da água. Deve-se também mencionar que as características próprias do painel foram determinadas desconsiderando-se o amortecimento, de acordo com a equação

(7.1). Evidentemente, as freqüências e os modos naturais de vibração variam ligeiramente em função da quantidade de amortecimento. Entretanto, considerando que a diferença entre as freqüências naturais com e sem amortecimento não é muito grande, é aceitável analisar os resultados da simulação desconsiderando o amortecimento. Também, se introduzirmos o amortecimento, os autovetores serão complexos e a amplitude máxima de cada coordenada dos vetores $\{\psi\}_i$ não ocorre simultaneamente, fazendo com que a visualização geométrica dos modos seja muito difícil.

Tabela 7.1 - Massa adicionadas a cada perfil da estrutura.

	Massa Adicionada(kg/m)	
Perfil Retangular	$A_{xx} = 20,27$ $A_{yy} = 0,35$	
Perfil Circular	$A_{xx} = A_{yy} = 1,14$	

A Tabela 7.2 apresenta os valores das sete primeiras freqüências naturais do painel sem considerar e considerando o efeito da massa de água que vibra junto com a estrutura. Em geral, as freqüências naturais considerando o efeito dessa massa adicional ficaram em torno de 30% menores que as obtidas sem considerar esse efeito. Portanto, isso vem confirmar a real importância de se introduzir o efeito da massa adicional nas análises de estruturas submersas, isso devido ao aumento da inércia do sistema provocada por uma determinada porção de água vibrando concomitantemente com a estrutura. Como já observado anteriormente, muitas investigações ainda estão sendo realizadas com o intuito de se chegar ao real entendimento do efeito da massa adicionada, sobretudo em estruturas mais complexas. Entretanto, as reduções nos valores das freqüências observadas nesta análise apresentam-se em concordância com as reduções obtidas em outros trabalhos que analisaram a influência da submersão de estruturas nos parâmetros modais, Yang et al. (1997) e Amabili(1996), evidentemente, respeitadas as diferenças das formas geométricas das estruturas em cada trabalho. Nota-se também que os

valores das primeiras freqüências naturais do painel são relativamente baixos, o que vem a aumentar a probabilidade da estrutura operar em condições ressonantes, em função das características das excitações.

Tabela 7.2 - Freqüências naturais da estrutura do painel.

<i>Modos</i>	<i>Freqüência Natural da Estrutura (Hz)</i>	<i>Freqüência Natural da Estrutura Imersa (Hz)</i>	<i>Redução da Freqüência devido a Imersão</i>
1 ^a	8,19	5,67	30,7%
2 ^a	16,68	11,58	30,6%
3 ^a	24,96	17,42	30,2%
4 ^a	25,92	17,94	30,8%
5 ^a	32,86	22,74	30,8%
6 ^a	41,91	29,00	30,8%
7 ^a	57,62	39,92	30,7%
		<i>Média -</i>	<i>30,65 %</i>

As Figuras 7.5 e 7.6 mostram as formas de vibrar do primeiro ao quinto modos naturais de vibração do painel, obtidos na simulação com o efeito da massa adicionada. Comparados com os modos de vibrar da estrutura no ar, constatou-se que praticamente não há alteração dos modos de vibração, quando é considerado a massa adicionada referente a imersão da estrutura. Na verdade, Amabili (1995), Kwak (1991) e Espinosa & Gallego (1986) já haviam constatado experimentalmente, para uma variedade de estruturas, que os modos são muito próximos ou permanecem os mesmos sob a influência da água.

Observando-se a forma dos três primeiros modos, Fig. 7.5, nota-se que os deslocamentos modais ocorrem no plano perpendicular ao sentido de entrada do fluxo, isso devido ao módulo de rigidez (EI) do painel neste plano ser menor. É importante lembrar, neste momento, que é também neste plano que atuam as forças de excitação alternadas resultantes do desprendimento de vórtices das barras verticais que ocorre com a passagem do fluxo no painel. Esses modos também indicam, a priori, que se excitados irão produzir grandes esforços na estrutura próximos aos pontos de fixação, ou seja, próximos aos chumbadores. O quarto e quinto modos de vibração, Fig. 7.6, ocorrem no plano perpendicular ao plano de deslocamento dos modos anteriores. Os modos de ordem superior não são mostrados devido à dificuldade de visualização dos mesmos sem animação.

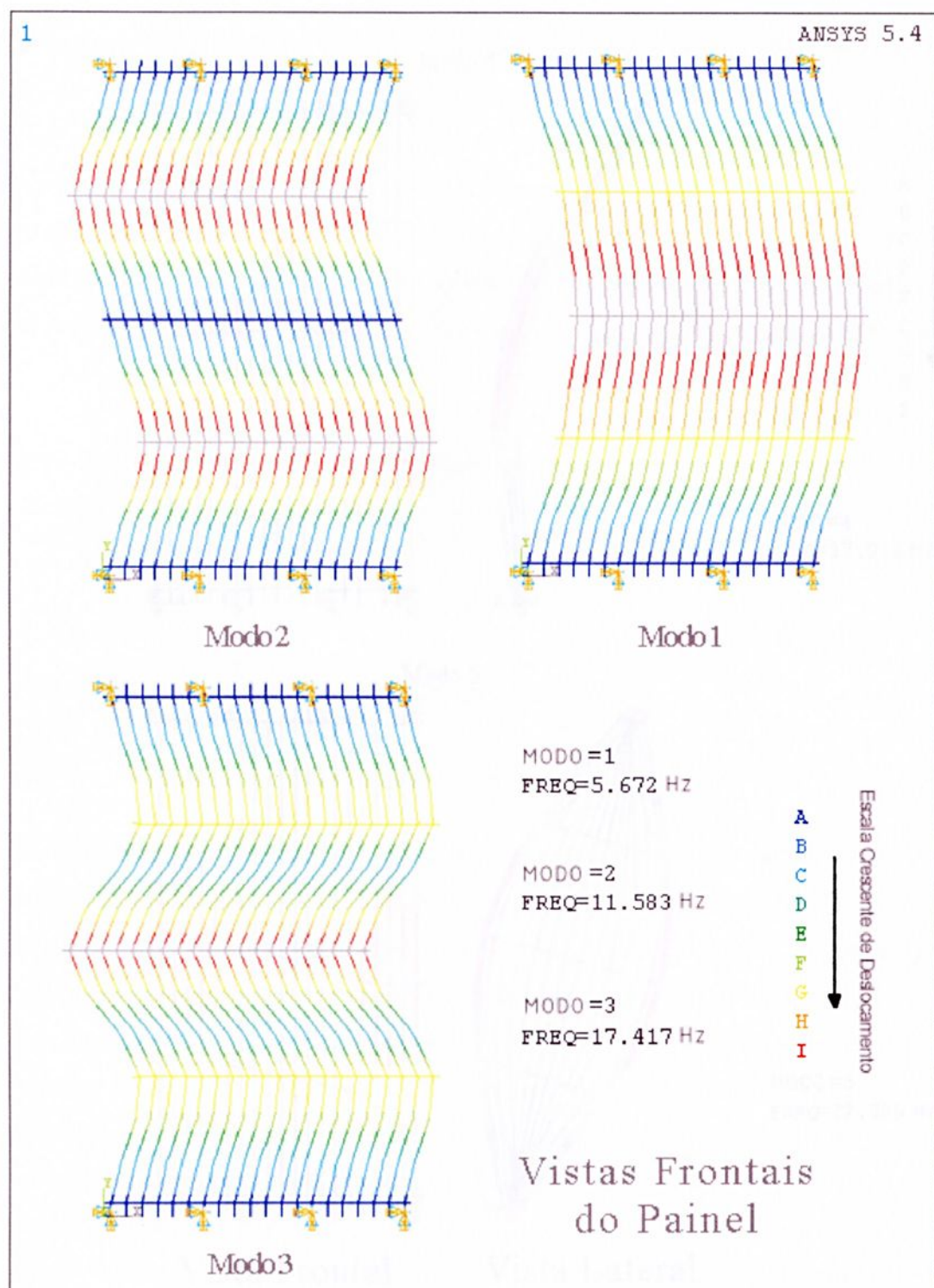


Figura 7.5- Primeiro, segundo e terceiro modos naturais de vibração do painel considerando o efeito de massa adicionada no modelo.

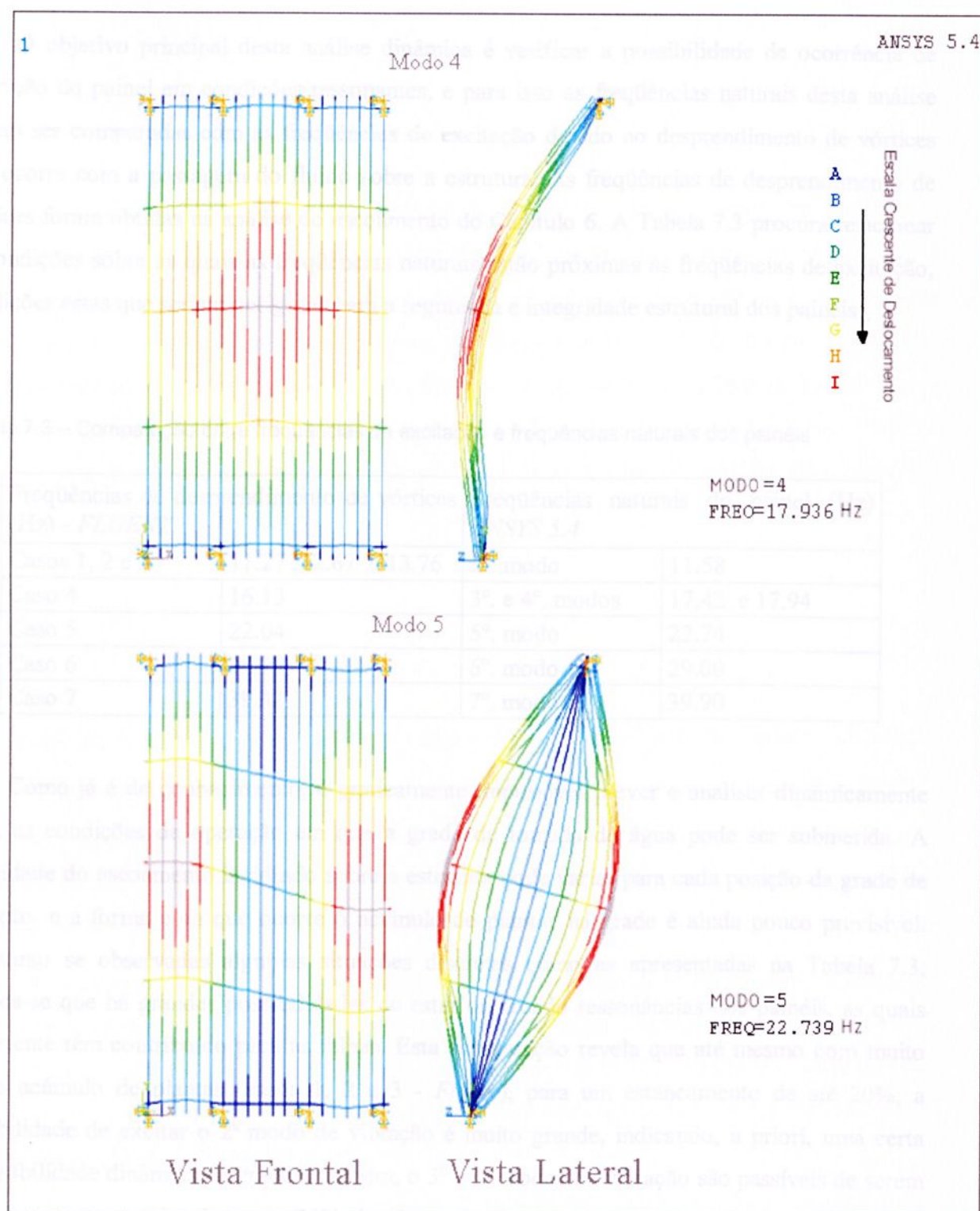


Figura 7.6- Quarto e quinto modos naturais de vibração do painel considerando o efeito de massa adicionada no modelo.

O objetivo principal desta análise dinâmica é verificar a possibilidade de ocorrência de operação do painel em condições ressonantes, e para isso as frequências naturais desta análise devem ser comparadas com as frequências de excitação devido ao desprendimento de vórtices que ocorre com a passagem do fluido sobre a estrutura. As frequências de desprendimento de vórtices foram obtidas na análise do escoamento do Capítulo 6. A Tabela 7.3 procura relacionar as condições sobre as quais as frequências naturais estão próximas às frequências de excitação, condições estas que seriam perigosas para a segurança e integridade estrutural dos painéis.

Tabela 7.3 – Comparação entre frequências de excitação e frequências naturais dos painéis

Frequências de desprendimento de vórtices (Hz) - <i>FLUENT</i>		Frequências naturais do painel (Hz) <i>ANSYS 5.4</i>	
Casos 1, 2 e 3	11.27 ,12.67 e 13.76	2º. modo	11.58
Caso 4	16.13	3º. e 4º. modos	17.42 e 17.94
Caso 5	22.04	5º. modo	22.74
Caso 6	25.19	6º. modo	29.00
Caso 7	39.32	7º. modo	39.90

Como já é de conhecimento, é praticamente impossível prever e analisar dinamicamente todas as condições de operação em que a grade de tomada de água pode ser submetida. A velocidade do escoamento incidindo sobre a estrutura pode variar para cada posição da grade de proteção, e a forma com que ocorre o acúmulo de plantas na grade é ainda pouco previsível. Entretanto se observadas algumas situações discretas como as apresentadas na Tabela 7.3, verifica-se que há grandes possibilidades de estar ocorrendo ressonâncias nos painéis, as quais certamente têm contribuído para as falhas. Esta comparação revela que até mesmo com muito pouco acúmulo de plantas (casos 1, 2 e 3 - *Fluent*), para um estancamento de até 20%, a possibilidade de excitar o 2º modo de vibração é muito grande, indicando, a priori, uma certa vulnerabilidade dinâmica da grade. Também, o 3º e 4º modos de vibração são passíveis de serem excitados com aproximadamente 30% de obstrução do painel (caso 4 – *Fluent*). Além disso, pode-se verificar a coincidência de frequências até mesmo para os modos de ordem superior. Portanto, conclui-se, a priori, que as falhas nos painéis podem estar ocorrendo não somente por esforços estáticos, mas também pela contribuição de excitações dinâmicas

7.4- ANÁLISE ESTÁTICA

Nesta análise estática buscou-se verificar a distribuição e as magnitudes de tensões atuantes nos painéis das grades de proteção devido à ação das forças que agem sobre os mesmos em consequência direta da incidência e passagem da água. Estas forças são consideradas constantes com o tempo e são desprezadas as forças dinâmicas de pequenas magnitudes produzidas pelos vórtices e eventuais turbulências. Nesta análise considera-se que as forças estáticas são uniformemente distribuídas nos nós do modelo desenvolvido pelo *Ansys*. Sendo as forças atuantes independentes do tempo e desprezando-se as forças de inércia (análise estática), então a equação (7.1) resulta,

$$[K]\{u\} = \{F\} \quad (7.7)$$

onde agora $\{u\}$ é o vetor de deslocamento nodal e $\{F\}$ é o vetor de força estática aplicada. O vetor $\{F\}$ pode ser composto por três tipos de forças atuando sobre o painel, ou seja, a força de arrasto de pressão e a força de arrasto de atrito que aparece quando a água está passando pelo painel, e a força produzida pela pressão da coluna de água quando se considera que o painel está completamente obstruído pelas plantas aquáticas.

A solução da equação (7.7) terá como resultado os deslocamentos nodais, os quais são intimamente relacionados com as deformações da estrutura e, por conseguinte, com os valores de tensões atuantes. Todo esse processo está representado na Figura 7.7. O *software Ansys* coloca a disposição do usuário um ambiente “amigável” para entrada de dados referente as forças e para o cálculo das tensões nos elementos do modelo.

Deve-se observar que existe uma grande variedade de condições de cargas estáticas sob as quais as grades estão sujeitas a operar em função do acúmulo de plantas. As forças de arrasto, tanto de pressão quanto de atrito, dependem da velocidade do fluido e da área projetada que obstrui a passagem do fluido. Por outro lado, a força produzida pela pressão de coluna de água depende da profundidade onde está localizada a grade. Assim, nesta análise admitiu-se algumas hipóteses de condições de acúmulo de plantas nos painéis tal que as simulações restringiram-se a

três situações de aplicação de cargas: a) aplicação conjunta das forças de arrasto de pressão e de atrito, simulando as condições de acúmulo uniforme de plantas aquáticas em todos os painéis da grade de proteção; b) aplicação apenas da força de arrasto de atrito para analisar as tensões em alguns painéis, quando outros estão completamente obstruídos; c) aplicação das forças da coluna de água em diversos níveis da grade para analisar as tensões no caso de uma obstrução total dos painéis.

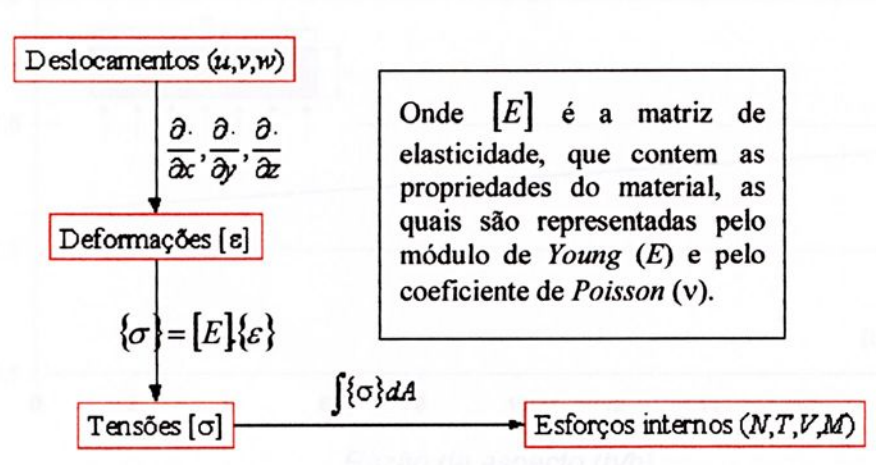


Figura 7.5 – Processo de obtenção das tensões e esforços internos (força normal, momento tursor, força cortante e momento fletor), Zienkiewicz (1979).

7.4.1 – TENSÕES DEVIDO ÀS FORÇAS DE PRESSÃO

Esta condição de aplicação de forças procura simular as tensões atuantes nos painéis admitindo que ocorre um acúmulo simultâneo e uniforme de plantas aquáticas nos painéis. Em função da quantidade de plantas acumuladas, haverá uma variação da velocidade do fluxo e da área de passagem do mesmo pelo painel. Estes dois parâmetros afetam diretamente a magnitude das forças de arrasto, fazendo com que as tensões aumentem à medida que se aumenta a quantidade de plantas acumuladas. Considerando que a razão de forma do painel ser de valor elevado, pode-se considerar que ele se comporta como uma placa plana normal ao escoamento, portanto a tensão de cisalhamento não contribui para a força de arrasto. Assim a força de arrasto total é dada somente pela força de pressão, e portanto é expressas a partir da equação (3.1), repetida aqui por conveniência para o entendimento do tema, ou seja,

$$F_{Dp} = \frac{1}{2} C_{Dp} \rho A_p U^2$$

(7.8)

onde, F_{Dp} é a forças de arrasto de pressão. O coeficiente de arrasto de pressão C_{Dp} pode ser obtido em função da razão de aspecto da obstrução, e para essa análise tomou-se o valor dado pelo gráfico da Figura 7.6, apresentado por Fox & McDonald (1985).

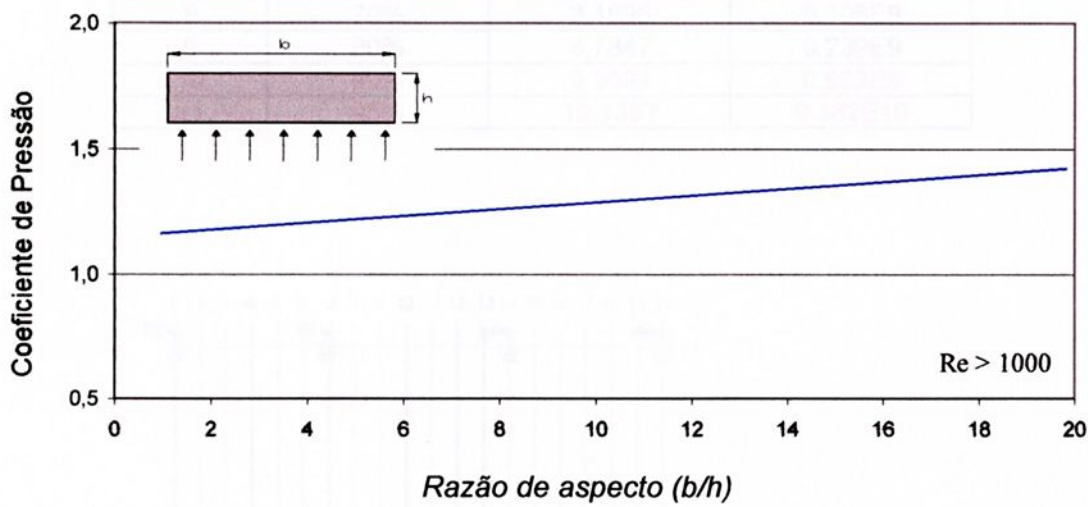


Figura 7.6 - Coeficiente de arrasto de pressão em função da razão de aspecto (b/h), Fox & McDonald (1985).

Análogo ao capítulo anterior, a quantidade de plantas aquáticas acumuladas no painel será representada aqui por uma percentagem de obstrução da seção de passagem da água, que também incidirá sobre o valor da velocidade média do fluxo, buscando assim simular as possíveis condições de funcionamento das grades. A Tabela 7.3 apresenta os casos analisados com as respectivas velocidades do escoamento.

A estrutura do painel tem forma geométrica simétrica permitindo adotar estrategicamente algumas barras para se apresentar os resultados desta análise, as quais irão representar as tensões atuantes no painel, de uma forma geral. A Figura 7.7 mostra as barras ressaltadas em negrito, as quais foram selecionadas para a avaliação das tensões. As barras verticais 1 e 7 têm suas extremidades fixas na estrutura de concreto, portanto são interessantes para serem analisadas. As barras verticais 4 e 10 estão dispostas no intermédio entre as barras fixas, e as barras 12 e 13 proporcionarão a distribuição de tensões à medida em que as barras se afastam de uma barra fixa. As barras 23, 24 e 25 darão a distribuição de tensões na barras horizontais.

As Figuras 7.8, 7.9 e 7.10 mostram a distribuição de tensões ao longo de todas as vigas mencionadas anteriormente que foram selecionadas para esta análise. Respectivamente a cada uma dessas figuras estão relacionadas as Tabelas 7.4, 7.5 e 7.6, que apresentam os valores das tensões ao longo das vigas. As figuras e as tabelas estão relacionadas através de um código de cores para facilitar a análise.

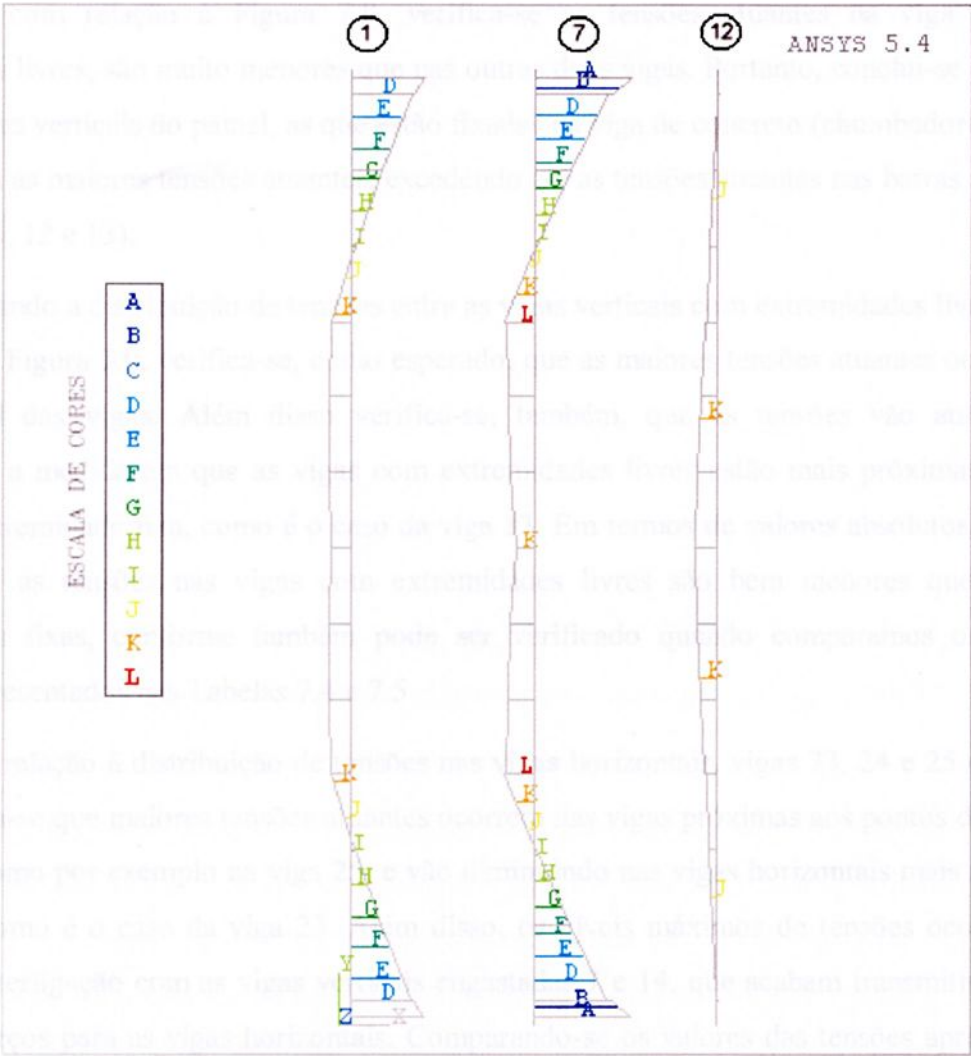


Figura 7.8 – Distribuição das tensões atuantes nas vigas verticais 1, 7 e 12

Observando-se a distribuição de tensões das barras verticais com extremidades fixadas nos chumbadores, vigas 1 e 7 da Figura 7.8, verificamos que as maiores tensões atuantes ocorrem justamente em suas extremidades onde elas estão fixadas, e estas tensões são significativamente maiores que as tensões atuantes no meio das vigas, devido ao engastamento. Também, verifica-se que as tensões na viga 7, mais ao centro do painel, são ligeiramente maiores que as tensões da viga 1, que se localiza mais externamente.

Ainda com relação à Figura 7.8, verifica-se as tensões atuantes na viga 12, com extremidades livres, são muito menores que nas outras duas vigas. Portanto, conclui-se que entre todas as barras verticais do painel, as que estão fixadas na viga de concreto (chumbadores) são as que possuem as maiores tensões atuantes, excedendo até as tensões atuantes nas barras ao centro do painel (10, 12 e 13).

Analisando a distribuição de tensões entre as vigas verticais com extremidades livres, vigas 4, 10 e 13 da Figura 7.9, verifica-se, como esperado, que as maiores tensões atuantes ocorrem na parte central das vigas. Além disso verifica-se, também, que as tensões vão aumentando ligeiramente a medida em que as vigas com extremidades livres estão mais próximas de uma viga com extremidade fixa, como é o caso da viga 13. Em termos de valores absolutos, como já mencionado, as tensões nas vigas com extremidades livres são bem menores que as com extremidades fixas, conforme também pode ser verificado quando comparamos os valores máximos apresentados nas Tabelas 7.4 e 7.5.

Com relação à distribuição de tensões nas vigas horizontais, vigas 23, 24 e 25 da Figura 7.10, verifica-se que maiores tensões atuantes ocorrem nas vigas próximas aos pontos de fixação do painel, como por exemplo na viga 25, e vão diminuindo nas vigas horizontais mais ao centro do painel, como é o caso da viga 23. Além disso, os níveis máximos de tensões ocorrem nos pontos de interligação com as vigas verticais engastadas 7 e 14, que acabam transmitindo parte de seus esforços para as vigas horizontais. Comparando-se os valores das tensões apresentados nas Tabelas 7.4 e 7.6, observa-se que praticamente não há diferenças entre as tensões máximas da viga 7 e da viga 25 (Figuras 7.8 e 7.10).

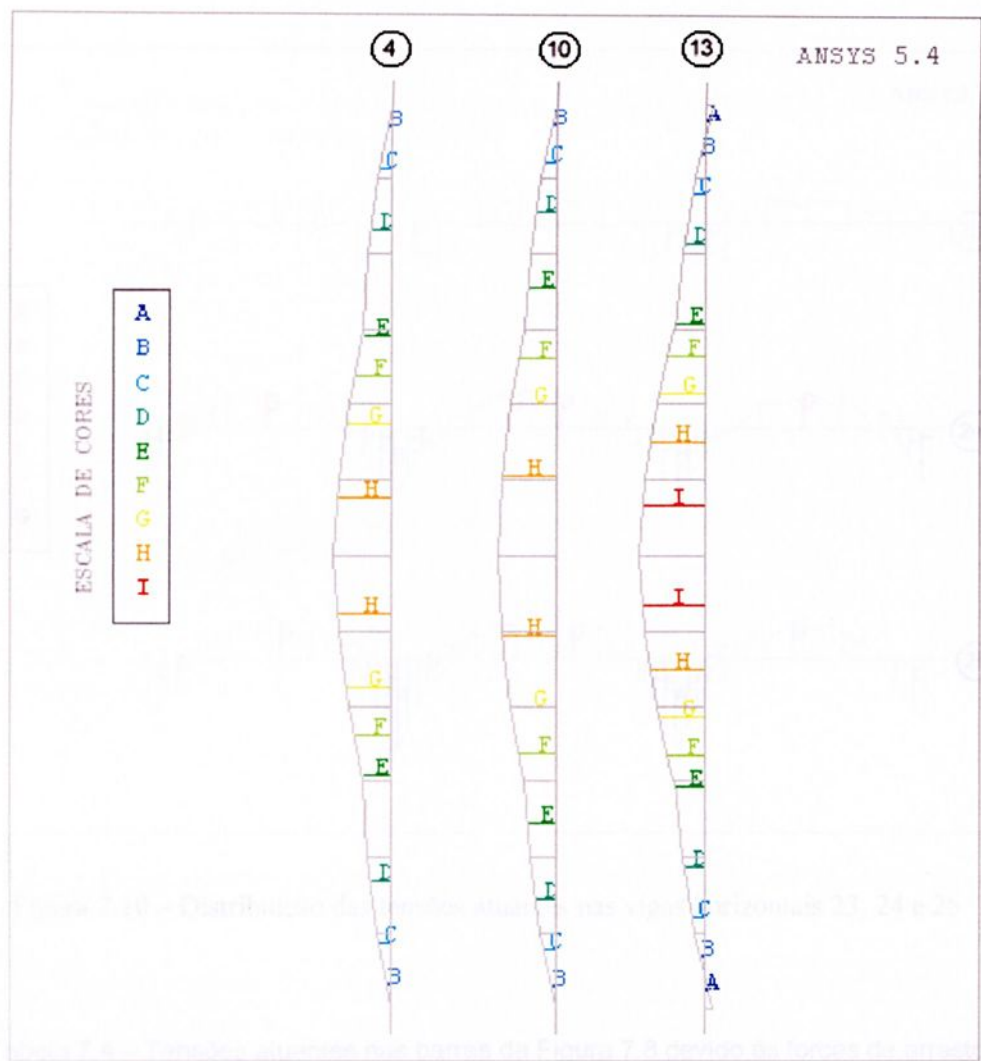


Figura 7.9 – Distribuição das tensões atuantes nas vigas verticais 4, 10 e 13

Nesta análise, evidentemente que a hipótese de um acúmulo gradual e uniforme de plantas aquáticas em todos os painéis da grade simultaneamente é apenas uma suposição pouco provável de acontecer . Entretanto, ela tem sua importância na medida em que nos fornece a informação de que, em geral, é necessário um acúmulo razoável de plantas aquáticas na grade para que ela possa falhar devido às forças estáticas. Considerando uma tensão de escoamento de 380 MPa para o material ABNT 1045, que é o material empregado na construção da estrutura da grade, e tomando essa tensão como referência para a definição de uma falha na grade, então pode-se verificar nas Tabelas 7.4 e 7.6, que teoricamente uma falha somente irá ocorrer se houver mais de 80% (Caso 9) de obstrução dos painéis, onde as tensões máximas atuantes já se aproximam da tensão de escoamento do material. Portanto, isso é uma forte indicação de que a ocorrência de falhas nas grades de proteção da Usina de Jupiá não é apenas devido às forças estáticas.

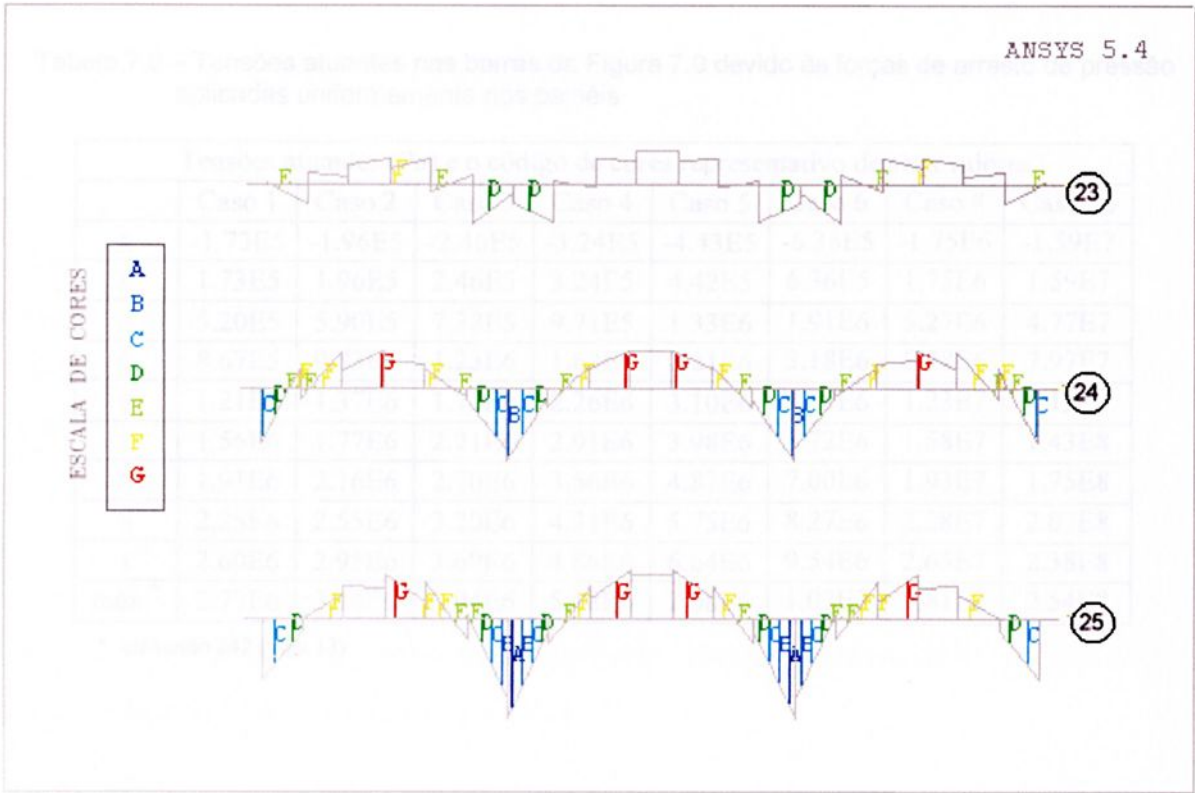


Figura 7.10 – Distribuição das tensões atuantes nas vigas horizontais 23, 24 e 25

Tabela 7.4 – Tensões atuantes nas barras da Figura 7.8 devido às forças de arrasto de pressão aplicadas uniformemente nos painéis

Tensões atuantes (Pa) e o código de cores representativo de seus valores								
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 8	Caso 10
A	-1.05E7	-1.19E7	-1.49E7	-1.96E7	-2.68E7	-3.85E7	-1.06E8	-9.63E8
B	-9.24E6	-1.05E7	-1.31E7	-1.73E7	-2.36E6	-3.39E7	-9.34E7	-8.48E8
C	-7.99E6	-9.05E6	-1.13E7	-1.49E7	-2.04E7	-2.93E7	-8.07E7	-7.32E8
D	-6.74E6	-7.63E6	-9.56E6	-1.26E7	-1.72E7	-2.47E7	-6.80E7	-6.18E8
E	-5.48E6	-6.21E6	-7.78E6	-1.02E7	-1.40E7	-2.01E7	-5.53E7	-5.03E8
F	-4.23E6	-4.79E6	-5.99E6	-7.89E6	-1.08E7	-1.55E7	-4.27E7	-3.88E8
G	-2.97E6	-3.37E6	-4.22E6	-5.55E6	-7.59E6	-1.09E7	-3.00E7	-2.73E8
H	-1.70E6	-1.93E6	-2.42E6	-3.18E6	-4.35E6	-6.25E6	-1.72E7	-1.56E8
I	-4.55E5	-5.16E5	-6.46E5	-8.50E5	-1.16E6	-1.67E6	-4.60E6	-4.18E7
J	7.99E5	9.05E5	1.13E6	1.49E6	2.04E6	2.29E6	8.07E6	7.33E7
K	2.05E6	2.33E6	2.92E6	3.84E6	5.24E6	7.54E6	2.08E7	1.88E8
L	3.30E6	3.74E6	4.68E6	6.16E6	8.42E6	1.21E7	3.33E7	3.03E8
máx.*	-1.05E7	-1.19E7	-1.49E7	-1.96E7	-2.68E7	-3.85E7	-1.06E8	-9.63E8

* elemento 114 (viga 7)

Tabela 7.5 – Tensões atuantes nas barras da Figura 7.9 devido às forças de arrasto de pressão aplicadas uniformemente nos painéis

Tensões atuantes (Pa) e o código de cores representativo de seus valores								
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 8	Caso 10
A	-1.73E5	-1.96E5	-2.46E5	-3.24E5	-4.43E5	-6.36E5	-1.75E6	-1.59E7
B	1.73E5	1.96E5	2.46E5	3.24E5	4.42E5	6.36E5	1.75E6	1.59E7
C	5.20E5	5.90E5	7.38E5	9.71E5	1.33E6	1.91E6	5.27E6	4.77E7
D	8.67E5	9.83E5	1.23E6	1.62E6	2.21E6	3.18E6	8.78E6	7.97E7
E	1.21E6	1.37E6	1.72E6	2.26E6	3.10E6	4.45E6	1.23E7	1.12E8
F	1.56E6	1.77E6	2.21E6	2.91E6	3.98E6	5.72E6	1.58E7	1.43E8
G	1.91E6	2.16E6	2.70E6	3.56E6	4.87E6	7.00E6	1.93E7	1.75E8
H	2.25E6	2.55E6	3.20E6	4.21E6	5.75E6	8.27E6	2.28E7	2.07E8
I	2.60E6	2.95E6	3.69E6	4.86E6	6.64E6	9.54E6	2.63E7	2.38E8
máx.*	2.77E6	3.14E6	3.94E6	5.18E6	7.08E6	1.02E7	2.81E7	2.54E8

* elemento 242 (viga 13)

Tabela 7.6 – Tensões atuantes nas barras da Figura 7.10 devido às forças de arrasto de pressão aplicadas uniformemente nos painéis

Tensões atuantes (Pa) e o código de cores representativo de seus valores								
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 8	Caso 10
A	-9.32E6	-1.06E7	-1.32E7	-1.74E7	-2.38E7	-3.42E7	-9.44E7	-8.53E8
B	-7.13E6	-8.07E6	-1.01E7	-1.33E7	-1.82E7	-2.61E7	-7.19E7	-6.56E8
C	-4.93E6	-5.58E6	-7.00E6	-9.20E6	-1.26E7	-1.81E7	-4.99E7	-4.52E8
D	-2.73E6	-3.10E6	-3.87E6	-5.10E6	-6.97E6	-1.00E7	-2.76E7	-2.50E8
E	-5.35E5	-6.07E5	-7.60E5	-9.99E5	-1.37E6	-1.96E6	-5.39E6	-4.91E7
F	1.67E6	1.88E6	2.36E6	3.10E6	4.24E6	6.09E6	1.68E7	1.52E8
G	3.86E6	4.37E6	5.47E6	7.20E6	9.85E6	1.41E7	3.90E7	3.54E8
máx.*	-1.04E7	-1.18E7	-1.48E7	-1.95E7	-2.66E7	-3.82E7	-1.05E8	-9.56E8

• elemento 8 (viga 25)

7.4.2 – TENSÕES DAS FORÇAS DE ARRASTO DEVIDO AO ATRITO

Esta condição de aplicação da força de arrasto de atrito tem a finalidade de analisar o que acontece com as tensões atuantes de alguns painéis da grade sem quaisquer plantas acumuladas enquanto que os demais painéis estão completamente obstruídos pelas plantas. O foco desta análise estará nos painéis que estão livres de plantas, porém a velocidade do fluido que passa por eles irá aumentar devido à obstrução dos demais.

Como o perfil das barras verticais dos painéis possuem uma espessura bem pequena, além de um alto valor de razão de forma, pode-se considerar que estas se comportam praticamente como uma placa paralela ao escoamento. Portanto, para este caso, há um gradiente de pressão nulo, fazendo com que o arrasto total seja igual ao arrasto de atrito. A força de arrasto de atrito (cisalhamento) é dada pela equação (7.9)

$$F_{Da} = \frac{1}{2} C_{Da} \rho A_a U^2 \quad (7.9)$$

onde U a velocidade de escoamento livre, A_a é a área da superfície e contato com o fluido (área molhada).

O coeficiente de arrasto de cisalhamento (C_{Da}), por sua vez, foi obtido através da análise do escoamento feita no capítulo anterior com programa *Fluent* e dado no gráfico da Figura 6.7.

As vigas analisadas foram as mesmas realçadas em negritos da Figura 7.7. Também foram analisados vários casos, em termos de percentagem de obstrução, que pode ser interpretados da seguinte maneira: 10% de obstrução corresponde a 2,5 painéis totalmente obstruído, 20% corresponde à 5 painéis totalmente obstruídos, e assim por diante.

As distribuições de tensões nas vigas, neste caso, mantêm o mesmo comportamento que as observadas na análise do item anterior (7.4.1). Entretanto, como se pode observar na Tabela 7.7, as tensões máximas atuantes são demasiadamente pequenas, atingindo valores que merecem alguma atenção somente para os casos extremos de altas velocidades do fluido. Portanto, conclui-se, a priori, que dificilmente ocorrerá falha em um painel que está livre de plantas, mesmo que exista uma grande quantidade de outros painéis totalmente obstruídos.

Tabela 7.7- Tensões máximas devido à força de arrasto de atrito agindo sobre painéis livres de plantas e outros completamente obstruídos

% de Obstrução	Velocidade de Escoamento (m/s)	Tensão Máxima Atuante (Pa)
10%	1,0630	1.94E5
20%	1,1918	2.43E5
30%	1,3675	3.20E5
40%	1,5949	4.36E5
50%	1,9139	6.28E5
60%	2,3924	9.81E5
70%	3,1898	1.74E6
80%	4,7847	3.92E6
90%	9,5694	1.57E7
95%	19,1387	6.28E7

7.4.3 – TENSÕES DEVIDO A PRESSÃO HIDROSTÁTICA

Figura 7.11 – Distribuição de pressão hidrostática na grade

Esta condição de aplicação de forças induzidas pela pressão hidrostática busca determinar as tensões atuantes na grade admitindo-se a hipótese que todos os painéis estejam completamente obstruídos por algas aquáticas. Neste caso, como não há tensões de cisalhamento no fluido em repouso, a força hidrostática agindo sobre qualquer elemento do painel será sempre normal a ele. Também, como a pressão atmosférica atua em ambos lados da superfície do painel, então ela não irá contribuir efetivamente para o cálculo da pressão atuante. Assim, a pressão de coluna de água tem uma relação linear com a profundidade, de acordo com a equação,

$$p = \rho.g.h$$
 (7.8)

onde p é a pressão hidrostática, ρ é a densidade do fluido e h é o nível de profundidade em relação à superfície livre do lago. A Figura 7.11 mostra a distribuição de pressão hidrostática ao longo da grade de proteção, e a Figura 7.12 mostra os níveis de referência da Usina de Jupia tomados para o cálculo da pressão. As cotas $h_1, h_2, \dots$, correspondem à posição das vigas de concreto onde os painéis estão engastados. Os valores das cotas (níveis) estão indicados na Tabela 7.8, os quais foram fornecidos pela CESP.

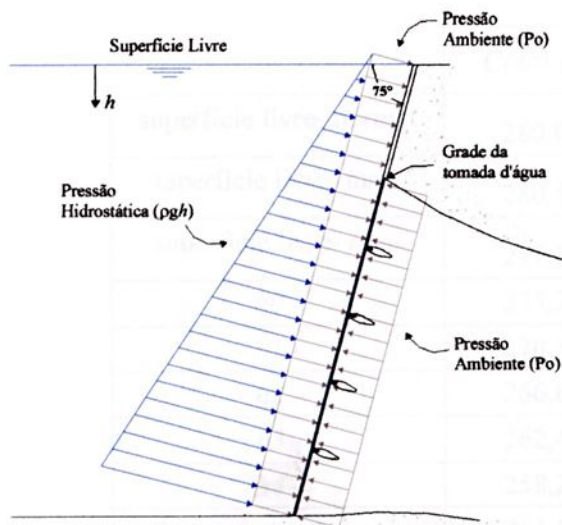


Figura 7.11 – Distribuição de pressão hidrostática na grade

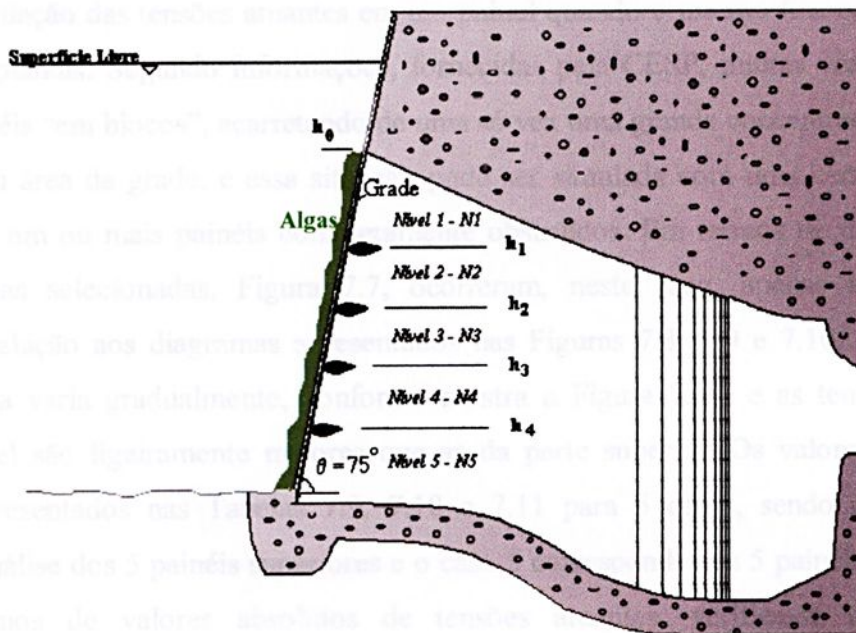


Figura 7.12 – Representação dos níveis hidrostáticos em relação aos painéis

Tabela 7.8 -Cotas de referência dos painéis, de acordo com a Figura 7.12

	Cotas (m)
superfície livre- normal	280,00
superfície livre- max.	280,50
superfície livre- min.	277,00
<i>h0</i> -	275,23
<i>h1</i> -	270,88
<i>h2</i> -	266,66
<i>h3</i> -	262,44
<i>h4</i> -	258,22
Cota inferior da grade	254,00

* Dados Fornecidos pela CESP

A hipótese de uma obstrução total da grade pelas plantas aquáticas é improvável que aconteça na realidade, mas ela tem sua importância porque leva a uma análise que pode se aproximar à simulação das tensões atuantes em um painel quando o mesmo fica completamente obstruído pelas plantas. Segundo informações, fornecidas pela CESP, muitas vezes as plantas chegam nos painéis “em blocos”, acarretando de uma só vez uma grande concentração de plantas em uma pequena área da grade, e essa situação pode ser simulada com uma certa margem de segurança como um ou mais painéis completamente obstruídos. Em termos de distribuição de tensões nas vigas selecionadas, Figura 7.7, ocorreram, neste caso, apenas insignificantes variações com relação aos diagramas apresentados nas Figuras 7.8, 7.9 e 7.10, isto porque a força hidrostática varia gradualmente, conforme mostra a Figura 7.11, e as tensões na parte inferior do painel são ligeiramente maiores que as da parte superior. Os valores das tensões atuantes são apresentados nas Tabelas 7.9, 7.10 e 7.11 para 5 casos, sendo que o caso 1 corresponde à análise dos 5 painéis superiores e o caso 5 corresponde aos 5 painéis inferiores da grade. Em termos de valores absolutos de tensões atuantes, verifica-se que eles são elevadíssimos, superando em muito a tensão de escoamento do material, mesmo em algumas barras dos painéis superiores (caso 1), onde as forças hidrostáticas são menores. Portanto, fica evidente o alto risco de falhas na grade se houver uma grande concentração de plantas com característica de obstrução quase que completa de um ou mais painéis.

Tabela 7.9 – Tensões atuantes nas barras da Figura 7.8 devido às forças induzidas pela pressão hidrostática

	Tensões atuantes (Pa) e o código de cores				
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5
A	-0.800E9	-0.130E10	-0.169E10	-0.210E10	-0.250E10
B	-0.710E9	-0.116E10	-0.15E10	-0.186E10	-0.230E10
C	-0.620E9	-0.101E10	-0.131E10	-0.162E10	-0.201E10
D	-0.530E9	-0.869E9	-0.112E10	-0.138E10	-0.171E10
E	-0.440E9	-0.725E9	-0.924E9	-0.114E10	-0.142E10
F	-0.350E9	-0.581E9	-0.732E9	-0.906E9	-0.112E10
G	-0.260E9	-0.437E9	-0.541E9	-0.667E9	-0.827E9
H	-0.170E9	-0.293E9	-0.349E9	-0.428E9	-0.531E9
I	-0.800E8	-0.149E9	-0.158E9	0.189E9	-0.236E9
J	0.100E8	-0.564E7	0.339E8	0.494E8	0.591E8
K	0.100E9	0.138E9	0.225E9	0.288E9	0.355E9
L	0.190E9	0.282E9	0.417E9	0.527E9	0.650E9
máx.*	-0.838E9	-0.133E10	-0.182E10	-0.231E10	-0.281E10

* elemento 114 (viga 7)

Tabela 7.10 Tensões atuantes nas barras da Figura 7.9 devido às forças induzidas pela pressão hidrostática

	Tensões atuantes (Pa) e o código de cores				
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5
A	-0.250E8	-0.280E8	-0.311E8	-0.390E8	-0.470E8
B	0.343E7	0.161E8	0.290E8	0.371E8	0.464E8
C	0.319E8	0.603E8	0.892E8	0.113E9	0.140E9
D	0.603E8	0.104E9	0.149E9	0.189E9	0.233E9
E	0.887E8	0.149E9	0.209E9	0.255E9	0.327E9
F	0.117E9	0.193E9	0.270E9	0.342E9	0.420E9
G	0.146E9	0.237E9	0.330E9	0.418E9	0.513E9
H	0.174E9	0.281E9	0.390E9	0.494E9	0.607E9
I	0.202E9	0.325E9	0.450E9	0.570E9	0.700E9
máx.*	0.208E9	0.336E9	0.464E9	0.592E9	0.720E9

* elemento 242 (viga 13)

Tabela 7.11 - Tensões atuantes nas barras da Figura 7.10 devido às forças Induzidas pela pressão hidrostática

Tensões atuantes (Pa) e código de cores					
	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5
A	-0.822E9	-0.127E10	-0.172E10	-0.218E10	-0.253E10
B	-0.629E9	-0.975E9	-0.132E10	-0.166E10	-0.201E10
C	-0.437E9	-0.676E9	-0.915E9	-0.115E10	-0.139E10
D	-0.245E9	-0.378E9	-0.511E9	-0.644E9	-0.777E9
E	-0.521E8	-0.791E8	-0.106E9	-0.133E9	-0.160E9
F	0.140E9	0.219E9	0.298E9	0.377E9	0.457E9
G	0.333E9	0.518E9	0.703E9	0.888E9	0.107E10
máx.*	-0.918E9	-0.142E10	-0.193E10	-0.243E10	-0.293E10

* elemento 8 (viga 25)

8.1. Conclusões Gerais

A análise estrutural e dinâmica de grande porte, de proteção de estruturas de águas de grandes barragens, constitui-se num tema muito importante e de grande interesse para os engenheiros hidráulicos, pois a sua a elaboração normalmente é necessária de grande complexidade. Para avaliar uma grande de proteção, é necessário conhecer com profundidade os mecanismos de geração de ondas, os efeitos das ondas nas estruturas e os efeitos das ondas nas estruturas de proteção de águas, bem como a interação entre as ondas e as estruturas de proteção de águas. Por outro lado, as grandes de proteção de águas são mais variadas complexas de funcionamento.

Neste trabalho, pretende-se a elaboração de um modelo de análise de grande porte de proteção de águas, com o objetivo de avaliar os efeitos das ondas nas estruturas de proteção de águas. O modelo proposto neste trabalho é baseado nos conceitos de análise de grande porte de proteção de águas, com o objetivo de avaliar os efeitos das ondas nas estruturas de proteção de águas. O modelo proposto neste trabalho é baseado nos conceitos de análise de grande porte de proteção de águas, com o objetivo de avaliar os efeitos das ondas nas estruturas de proteção de águas. O modelo proposto neste trabalho é baseado nos conceitos de análise de grande porte de proteção de águas, com o objetivo de avaliar os efeitos das ondas nas estruturas de proteção de águas.

As grandes de proteção de águas são mais variadas complexas de funcionamento. As principais forças que podem ser consideradas como atuantes são as forças de ondas e as forças de vento. Por outro lado, uma

CONCLUSÕES GERAIS E PROPOSTAS PARA FUTUROS TRABALHOS

8.1. Conclusões Gerais

A análise estática e dinâmica de grades de proteção de tomadas de água de turbinas hidráulicas constitui-se num tema muito importante e de grande interesse para as empresas hidrelétricas, mas a sua abordagem normalmente é revestida de grande complexidade. Para analisar uma grade de proteção, é necessário conhecer com profundidade os mecanismos de geração de forças estáticas e dinâmicas produzidas pela incidência do fluido, bem como o efeito da água sobre o comportamento vibratório da mesma. Por outro lado, as grades de proteção estão sujeitas às mais variadas condições de funcionamento.

Neste trabalho confirmou-se a efetiva necessidade de se introduzir o efeito da massa virtual adicionada no modelo matemático devido à submersão da grade para a simulação das suas características próprias. Os resultados obtidos nesta análise estão em conformidade com outros trabalhos já publicados que utilizaram outros tipos de estruturas. Pode-se afirmar, com uma certa margem de segurança, que os valores das frequências naturais de uma grade submersa são em torno de 30 % menores que os valores da grade não submersa, ou seja, no ar. Também, ficou evidenciado que a massa virtual adicionada praticamente não interfere na forma dos modos naturais de vibração da grade.

Nas grades de proteção, os resíduos acumulados impõem esforços adicionais e mudam as características das forças de excitações dinâmicas. As principais forças que podem ser consideradas como estáticas são as forças de arrasto de pressão e de atrito. Por outro lado, uma



das principais fontes de excitações dinâmicas é o desprendimento de vórtices, que excita dinamicamente a grade, tanto na direção do fluxo como na direção transversal da grade.

A simulação do escoamento incidente nos painéis para várias condições de operação, realizada com o *software Fluent*, produziu resultados muito importantes sobre as frequências de desprendimento de vórtices e sobre as linhas de corrente do fluxo após passar pela grade. Também, foi possível analisar que a posição da sonda numérica, no domínio do modelo do escoamento, é preponderante na obtenção de um sinal de boa qualidade e consequentemente muito importante no sentido de produzir resultados mais conclusivos.

A simulação dinâmica da estrutura da grade, realizada através do "*software Ansys*", revelou que as primeiras frequências naturais são relativamente baixas e podem estar sendo excitadas pelas forças induzidas pelo desprendimento de vórtices, e isso acontece até mesmo com pouco acúmulo de plantas na grade. Também, os primeiros modos de vibração ocorrem na direção transversal da grade, que é justamente a mesma direção que atuam os esforços dinâmicos principais proveniente dos desprendimentos de vórtices. Estes fatos dão uma forte indicação de que as falhas nas grades de proteção da Usina de Jupia também são conseqüências de ressonâncias, e não ocorrem apenas por esforços estáticos

A análise estática da grade de proteção da Usina de Jupia também produziu resultados importantíssimos. Em termos de tensões atuantes provocadas por forças estáticas devido ao acúmulo de plantas aquáticas, esta análise revela que é necessário um acúmulo significativamente grande para que ocorra a falhas, ou seja, é necessário que se tenha uma obstrução de mais de 80% da área de passagem da água na grade. Considerando que esta condição dificilmente ocorra, visto que haveria uma grande perda de pressão na grade e parada da máquina, então fica reforçada ainda mais a hipótese de que as falhas das grades são conseqüências da combinação de esforços estáticos com excitações de ressonância. Outro fato importante que foi analisado é que existirá uma grande possibilidade de falha da grade se, a um determinado instante, a grade for completamente obstruído por uma grande concentração de plantas, uma vez que neste caso as tensões atuantes serão elevadas, muito acima da tensão de escoamento do material.

A análise estática também indicou que dentre as barras verticais do painel, as maiores tensões atuantes ocorrem nas barras que estão engastadas na suas extremidades, e as máximas tensões foram observadas próximas aos pontos de fixação. Assim, uma medida a ser tomada que poderia melhorar o desempenho da grade seria reforçar as barras verticais com as extremidades

engastadas. Em um projeto novo também seria interessante aumentar o número de pontos de fixação, que com certeza melhoraria a distribuição de tensões nestas barras.

Entre as barras horizontais, as duas que estão dispostas próximas aos pontos de fixação, também sofrem tensões atuantes elevadas, e aumentar a sua bitola também seria uma tomada de decisão importante para melhorar a distribuir das tensões.

8.2 – Propostas para futuros trabalhos

Como proposta para futuros trabalhos, pode-se enumerar as seguintes:

- Proceder a simulações adicionais do escoamento sobre as grades, porém admitindo pequenas modificações nas arestas de ataque e de fuga da estrutura, como por exemplo, um arredondamento das arestas. Isso seria interessante para analisar os ganhos que se conseguiria em termos de estabilidade do funcionamento da grade.

- Desenvolver outras simulações da estrutura para analisar a melhora que se consegue na performance dos painéis, em termos de distribuição de tensões atuantes, admitindo as barras verticais engastadas mais reforçadas, bem com as duas horizontais próximas aos pontos de fixação.

- Proceder a uma análise modal experimental de um painel da grade em laboratório, de forma a obter dados para contrastar os dados de simulação. Isso também seria interessante para que se possa desenvolver um modelo matemático ajustado para o painel. Seria possível, inclusive, verificar experimentalmente o efeito da submersão nas frequências naturais do painel.

- Outro trabalho que parece ter grande relevância é analisar os esforços nas grades através da fixação de sensores nas mesmas, como por exemplo, através de células de cargas com *strain gages*. Com isso seria possível analisar os esforços estáticos e dinâmicos atuando nas grades, tanto na direção do escoamento como na direção transversal da grade. Também seria possível estabelecer uma relação entre estes esforços atuantes e o acúmulo de plantas, durante o processo de limpeza das grades.

Referências Bibliográficas

- ALMEIDA, O., *Simulação numérica de grandes escalas do escoamento turbulento ao redor de cilindros retangulares*, Ilha Solteira, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – UNESP, 2001.
- ANSYS, INC., *ANSYS Workbook and User's Guide* - Release 5.4, Ansys Inc. EUA, 1994.
- AMABILI, M., PASQUALINI, A., DALPIAZ, G., Natural Frequencies and Modes of Free-Edge Circular Plates Vibrating in Vacuum or in Contact with Liquid, *Journal of Sound and Vibration*, vol.188, nº5, pp.685-699, 1995.
- AMABILI, M., *Vibrazioni di sistemi con interazione fluido-struttura-metodi analitici, numerici e sperimentali*, Bologna, Tese (Doutorado), Università Degli studi Di Bologna e Di Firenze, 1996.
- AMABILI, M., Ritz Method and Substructuring in the Study of Vibration with Strong Fluid-Structure Interaction, *Journal of Fluids and Structure*, nº11, pp.507-523, 1997.
- ASSCHE, W. V., *Large-Eddy Simulation of Passive Scalar Transport in Wall-Bounded, Turbulent, Incompressible Flows*, Copyright Katholieke Universite Leuven, 2001, <http://www.kuleuven.ac.be>.
- BAI, W. J., The Added Mass of Two-dimensional Cylinders Heaving in Water of Finite Depth, *J. Fluid Mech.*, vol.81, part 1, pp.85-105, 1976.
- BATHE, J. & Wilson, E.L., *Numerical Methods in Finite Elements Analysis*, Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs, 1976.



- BATHE, K.J., *Finite Element Procedures in Engineering Analysis*, Printer Hall Inc., EUA, 1982.
- BEARMAN, P.W. & OBASAJU, E. D., An Experimental Study of Pressure Fluctuation on Fixed Oscillating Square Section Cylinders, *J. Fluid Mech.*, vol.119, pp.297-321, 1982,
- BLEVINS, R.D, *Formulas for Natural Frequency and Mode Shape*, Third Edition, Robert & Krieger Publishing Company, Florida, 424p, 1984.
- BLEVINS, R.D, *Flow Induced Vibration.*, Second Edition, Van Nostrand Reinhold, New York, 450p, 1990
- BROWN, S. J., A Survey of Studies into the Hydrodynamic Response of Fluid-Coupled Circular Cylinders, *Journal for Pressure vessel Technology*, vol. 104, nº 3, pp.2-16, 1982.
- CONCA, C. , OSSES, A. , PLANCHARD, J., Added Mass and Damping in Fluid-Structure Interaction, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol.146, pp.387-405, 1997.
- CRANDALL, S. H., VIGANDEE, S. , MARCH, P. A. , Destructive Vibration of Trash Racks Owe to Fluid-Structure Interaction, *Journal of Engineering for Industry*, pp.1359-1365, 1975.
- D'ASDIA, P. & NOÈ, S., Vortex Induced Vibration of Reinforced Concrete Chimneys: in Situ Experimentation and Numerical Previsions, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 74-76, pp-765-776, 1998.
- DAVIS, R. W., MOORE, E.F. & PURTELL, L.P., A Numerical Experimental Study of Confined Flow Around Rectangles Cylinder, *Physics of Fluids*, vol.27, pp.46-59, 1984.



- DAVIS, R. W. & MOORE, E.F., A Numerical Study of Vortex Shedding from Rectangles, *Journal of Fluids Mechanics*, vol.116, pp.457-506, 1982.
- DAWE, D.J., *Matrix and Finite Element Displacement Analysis of Structures*, Published by Oxford University Press, EUA, 1984.
- ESPINOSA, F. M. & Gallego-Juarez, J. A., On the Resonance Frequencies of Water-Loaded Circular Plates, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 94, n.2, pp.217-22, 1984.
- EWINS, D. J., *Modal Testing: Theory and Practice*, John Wiley & Sons Inc, New York, 1984.
- FOX, R.W. & McDONALD, A.T., *Introdução à Mecânica dos Fluidos*, 4ª ed., Ed. Guanabara Koogan S. A., Rio de Janeiro, 1995.
- GAYO, J. L. P. , *Vibraciones fluidodinamicas en haces de cilindros bajo flujo cruzado. Inestabilidad fluidoelastica*, Oviedo, Tese (Doutorado), Universidade de Oviedo-Departamento de Energia, 1992.
- GERSTEN, K., *Immersed Bodies*, Heat Exchanger Design Handbook, vol.2,.Single Phase Fluid Flow, Hemisphere Publishing Co, pp.223.1-223.9, 1983.
- GHARIB, M. R., *Vortex Induced Vibration, Absence of Lock-in and Fluid Force Dedution*, California, Tese (Doutorado), California Institute of Technology, 1999.
- GOSMAN, A.D, FUREBY, C., TABOR, G., WELLER, H.G., SANDHAM N.& WOLFSHTEIN M., Large Eddy Simulation of Turbulent Channel Flows, *Turbulent Shear Flows*, 11, pp. 1-10,1997.
- GRIFFIN, ° M. & HALL, M. S., Review – Vortex Shedding Lock-on and Flow Control in Bluff Body Wakes, *J. Fluid Engineering*, vol.113, pp.526-537, 1991.



- GRIFFIN, O.M., RAMBERG, S., On Vortex Strength and Drag in Bluff Body Wakes , *J. Fluid Mech*, vol.69, part04, pp.721-728, 1975.
- HERMANN, F., BILLETER, P. , HOLLENSTEIN, R. , *Investigations on the flow through a trashrack under different inflow conditions*, http://www.dhi.dk/hic98/papers/full%20papers/051/hic_51.html.
- KAWAKITA, K. E SILVARES, O.M., Estudo de Corpos de Perfil Não-aerodinâmico Visando a Aplicação em Medidores de Vazão do Tipo Vórtice, *Anais do XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp.901-904, Brasília, 1994.
- KWAK, M. K., Hidroelastic Vibration of Circular Plates, *Journal of Sound and Vibration*, vol.201, nº3, pp.293-303, 1997.
- KWAK, M. K., AMABILI, M. , Hydroelastic Vibration of Free-Edge Annular Plates, *Journal of Vibrations and Acoustics*, vol.121, pp.26-32, 1999.
- KWAK, M. K., Hydroelastic Vibration of Rectangular Plates, *Journal of Applied Mechanics*, vol.63, pp.110-115, 1996.
- LEE, C. & LOU, J. Y., The Hydroelastic Effects on Three-Dimensional Structural Dynamics, *Ocean Engng.*, vol.16, pp.327-342, 1989.
- LINDQUIST, C., MANSUR, S. S. , VIEIRA, E. D. R , *Estudo experimental do número de Strouhal de corpos cilíndricos de base quadrada: Influência da razão de bloqueio*, pp.548-553, 1998.
- LINDQUIST, C., MANSUR, S. S. , VIEIRA, E. D. R , Estudo Experimental do Escoamento ao Redor de Cilindros Retangulares: Uma Aplicação aos Trocadores de Calor Compactos, *VII ENCIT* , Rio de Janeiro, vol.1, pp.557-561, 1998.

- LINDQUIST, C., MANSUR, S. S. , VIEIRA, E. D. R , *Análise Experimental do Escoamento ao Redor de um Perfil de Base Quadrada em Dois Diferentes Ângulos de Ataque, XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica -COBEM*, Bauru, 1997.
- LINDQUIST, C., MANSUR, S. S. , VIEIRA, E. D. R , *Flow visualization of the von Kármán vortex Street: a tool for fluid mechanics learning*, 2000.
- LINDQUIST, C., *Estudo experimental do escoamento ao redor de cilindros de base quadrada e retangular*, Ilha Solteira, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – UNESP, 2000.
- MAIA, N. M. M.. & SILVA, J. M. M., *Theoretical and Experimental Modal Analysis*, John Wiley & Sons, Inc., Great Britain, 1997.
- MANSUR, S. S., VIEIRA, E. D. R , SAITO, M. , ESPERANÇA, G. A. S. , *Visualização Experimental do Escoamento ao Redor de Cilindros de Base Quadrada Posicionados Transversalmente ao Fluxo Livre*, in: *Anais do VI ENCIT/VI LATCYN*, vol.2, pp.1103-1108, Florianópolis, 1996.
- MATSUMOTO, M., ISHIZAKI, H., MATSUOKA, C., DAITO, Y., ICHIKAWA, Y. & SHIMAHARA, A., *Aerodynamic Effects of the Angle of Attack on a Rectangular Prism*, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 77/78, pp.531-542, 1998.
- MELVYN, M. S., *A Finite –Element Method Applied to the Vibration of Submerged Plates*, *Journal of Ship Research*, vol. 22, nº 2, pp. 94-99, 1978.
- MUKHOPADHYAY, A., BISWAS,G. & SUNDARARAJAN,T. , *Numerical Investigation of Confined Wakes Behind a Square Cylinder in a Channel*, *International Journal for Numerical methods in Fluids*, vol.14, pp.1473-1484, 1992.



- NAKAMURA, Y & MIZOTA, T., Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, *Proc. ASCE*, vol. 96, pp.855-871, 1975.
- NAKAMURA, Y., NAKAYAMA, R., OZONO, S., OHYA, Y. , Experimental and Numerical Analysis of Vortex Shedding from Elongated Rectangular Cylinder at Low Reynolds Numbers $200 - 10^3$, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1996.
- NAUDASCHER, E. & ROCKWELL, D., *Flow Induced Vibration - An engineering guide*, 7 Hydraulic Structure Design Manual, International Association for Hydraulic Research, Rotterdam, 412p, 1994.
- NGUYEN, T. D. & NAUDASCHER, E., Vibration of Beam and Trashracks in Parallel and Inclined Flows, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Hydraulics Division*, vol.117 n° 8, 1991.
- NGUYEN, T. D., Rao, B. C. S., & NAUDASCHER, E., Field and Model Studies on Trashrack Vibration, *Proc. Int. Symp. On Model-Prototype Correlation of Hydraulic Structure, ASCE*, pp.334-33, 1988.
- OHYA Y., NAKAMURA, Y., OZONO, S., TSURUTA, H. & NAKAYAMA, R., A Numerical Study of Vortex Shedding from Flat Plate with Square Leading and Trailing Edges, *Journal of Fluids Mech.*, vol.236, pp.445-460, 1992.
- OKAJIMA, A., Numerical Simulation of Flow Around Rectangular Cylinders, *J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 33, pp.171-180, 1990.
- OKAJIMA, A., Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 123, pp.379-398, 1982.

- OWEN, J. C., BEARMAN, P. W. & SZEWCZYK, A. A., Passive Control of VIV Drag Reduction, *Journal of Fluids and Structures*, 15, pp.597-605, 2001.
- PANTON, R.L., *Incompressible Flow*, John Wiley & Sons, New York, 1984.
- RAJASANKAR, J., YVER, N. R. & APPA RAO, T.V.S.R., A New 3-D Finite Element Model to Evaluate Added Mass for Analysis of Fluid-Structure Interaction Problems, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol.36, pp.997-1012, 1993.
- RODI, W., Large Eddy Simulations of the Flow Past Bluff Bodies: State of the Art, *JSME International Journal*, vol.41, nº 2, pp.361-74, 1998.
- SARPKAYA, T., Added Mass of Lenses and Parallel Plates, *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 2511, pp.141-152, 1960.
- SCHIOZER, D., *Mecânica dos Fluidos*, Ed. Araguaia, São Paulo, 1990.
- SELL, L. E., Hydroelastic Power Plant Trashrack Design, *Journal of the Power division Proceeding of the American Society of Civil Engineers*, vol.63, pp.115-121, 1971.
- SHAMES, I.H., *Análise de Escoamentos*, vol.2, Ed. Edgard Blücher Ltda, São Paulo, 1973
- STELSON, T.E. & MAVIS, T. F., Virtual Mass and Acceleration in Fluids, *Proc. ASCE* 81, pp.670-1/670-9, 1955.
- STREETER, Victor L. & WYLIE, E. Benjamin - *Mecânica dos Fluidos* - Ed. Mc Graw-Hill Brasil Ltda, São Paulo, 1978.
- SUBHASH BABN, S. BHATTACHARYYA, S. K., Finite Element Analysis of Fluid-Structure Interaction Effect on Liquid Retaining Structures due to Sloshing, *Computer & Structures*, vol.59, pp.1165-1171, 1996.



- SUMNER, D., WONG, S. T. , PRICE, S. J. , PAIDOUSSIS, M. P. , Fluid Behavior of Side-by-Side Circular Cylinders in Steady Cross-Flow, *Journal of Fluids and Structures*, vol.13, pp.309-338, 1999.
- SUN, T. F., GU, Z. F. , Interference between wind loading on group of structures, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol.54, pp.213-225, 1995.
- SZABO, B.A. & BABUSKA, I. , *Finite Element Analysis*, John Wiley & Sons, Inc. , New York, USA, 1991.
- VIEIRA, E. D. R , DUARTE, J. , ZAPAROLI, E. L., Determinação Experimental da Frequência de Emissão de Vórtices ao Redor de um Cilindro de Base Elíptica, *IV Encontro Latinoamericano de Fluidomecânica*, vol.1, pp.182-187, Itajubá, 1997.
- VIEIRA, E. D. R., LINDQUIST, C. , WOISKI, E. R. , MANSUR, S. S., Vortex Velocity Measurement by Hydrodynamic Flow Visualization, *XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica -COBEM*, Bauru, 1998
- WONG, P.T.Y., KO, N.W.M. & CHIU, A.Y.W., Flow Characteristics Around Two Parallel Adjacent Square Cylinders of Different Sizes, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic*, 54/55, pp.263-275, 1995.
- WONG, H. Y. & KOKKALIS, A., A Comparative Study of Three Aerodynamic Devices for Suppressing Vortex Induced Oscillation, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic*, 10, pp.21-29, 1997.
- YANG, Y. R. & ZHANG, J. Y., Frequency Analysis of a Parallel Flat Plate-Type Structure in still Water, Part II: A Complex Structure, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 203, nº5, pp.805-814, 1997.



- YU, D. & KAREEM, A., Parametric Study of Flow Around Rectangular Prisms Using LES, *Journal of Wind Engineering*, vol. 77/78, pp.658-662, 1998.
- YU, Y.T., Virtual Masses of Rectangular Plates and Parallelepipeds in Water, *Journal Applied Physics*, vol.16, pp. 23-29, 1945.
- ZHOU, D., CHEUNG, Y. K. , Vibration of Vertical Rectangular Plate in Contact with Water on One Side, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol.29, pp.693-710, 2000.
- ZHOU, C. Y., SO, R. M. C. & LAM, K., Vortex Induced Vibration of an Elastic Circular Cylinder, *Journal of Fluids and Structures*, 13, pp.163-189, 1999.
- ZIENKIEWICZ, O. C., *The Finite Element Method*, Third ed. ,McGraw-Hill Book Company Ltd., London, 1979.

APÊNDICE -A

A.1- MATRIZE RIGIDEZ DO ELEMENTO DE VIGA UTILIZADO NAS SIMULAÇÕES (BEAM4), EM COORDENADAS LOCAIS -ANSYS, INC.(1994)

$$[K] = \begin{bmatrix} AE/L & & & & & & & & & & \\ 0 & a_z & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & a_y & & & & & & & & \\ & & & GJ/L & & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & & e_y & & & & & & \\ 0 & c_z & 0 & 0 & 0 & e_z & & & & & \\ AE/L & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & AE/L & & & & \\ 0 & b_z & 0 & 0 & 0 & d_z & 0 & a_z & & & \\ 0 & 0 & b_y & 0 & c_y & 0 & 0 & 0 & a_y & & \\ 0 & 0 & 0 & -GJ/L & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & GJ/L & \\ 0 & 0 & d_y & 0 & f_y & 0 & 0 & 0 & c_z & 0 & e_y \\ 0 & c_z & 0 & 0 & 0 & f_z & 0 & d_y & 0 & 0 & 0 & e_z \end{bmatrix}$$

Simétrica

onde

A = área da seção transversal

E = módulo de elasticidade (módulo de Young)

L = comprimento do elemento

G = módulo de elasticidade transversal

J = momento de inércia torsional

J_x = momento de inércia polar = $I_y + I_z$

I_i = momento de inércia normal a direção i

A_i^s = área normal a direção i

$$a_z = a(I_z, \phi_y), \quad a_y = a(I_y, \phi_z);$$

$$b_z = b(I_z, \phi_y), \quad b_y = b(I_y, \phi_z);$$

$$c_z = c(I_z, \phi_y), \quad c_y = c(I_y, \phi_z);$$

$$d_z = d(I_z, \phi_y), \quad d_y = d(I_y, \phi_z);$$

$$e_z = e(I_z, \phi_y), \quad e_y = e(I_y, \phi_z);$$

$$f_z = f(I_z, \phi_y), \quad f_y = f(I_y, \phi_z).$$

e onde:

$$a(I_i, \phi_i) = \frac{12EI_i}{L^3(1 + \phi_i)}$$

$$b(I_i, \phi_i) = \frac{-12EI_i}{L^3(1 + \phi_i)}$$

$$c(I_i, \phi_i) = \frac{6EI_i}{L^2(1 + \phi_i)}$$

$$d(I_i, \phi_i) = \frac{-6EI_i}{L^2(1+\phi_i)}$$

$$e(I_i, \phi_i) = \frac{(4+\phi)EI_i}{L(1+\phi_i)}$$

$$f(I_i, \phi_i) = \frac{(2-\phi)EI_i}{L(1+\phi_i)}$$

$$\phi_y = \frac{12EI_z}{GA_z^s L^2}$$

$$\phi_z = \frac{12EI_y}{GA_y^s L^2}$$

A.2- MATRIZ DE MASSA DO ELEMENTO DE VIGA UTILIZADO NAS SIMULAÇÕES (BEAM4), EM COORDENADAS LOCAIS - ANSYS, INC.(1994)

$$[M] = M_t \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & & & & & & & & & & & & \\ 0 & A_z & & & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & A_y & & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & 0 & J_x/3A & & & & & & & & & \\ 0 & 0 & -C_y & 0 & E_y & & & & & & & & \\ 0 & C_z & 0 & 0 & 0 & E_z & & & & & & & \\ \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3} & & & & & & \\ 0 & B_z & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_z & & & & & \\ 0 & 0 & B_y & 0 & -D_y & 0 & 0 & 0 & A_y & & & & \\ 0 & 0 & 0 & J_x/6A & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J_x/3A & & & \\ 0 & 0 & D_y & 0 & F_y & 0 & 0 & 0 & C_y & 0 & E_y & & \\ 0 & -D_z & 0 & 0 & 0 & F_z & 0 & -C_z & 0 & 0 & 0 & E_z & \end{bmatrix}$$

Simétrica

onde:

$$M_t = (\rho \cdot A + M_a) \cdot L$$

ρ = densidade

M_a = massa adicionada por unidade de comprimento

$$A_z = A(r_z, \phi_y), A_y = A(r_y, \phi_z),$$

$$B_z = B(r_z, \phi_y), B_y = B(r_y, \phi_z)$$

$$C_z = C(r_z, \phi_y), C_y = C(r_y, \phi_z)$$

$$D_z = D(r_z, \phi_y), D_y = D(r_y, \phi_z)$$

$$E_z = E(r_z, \phi_y), E_y = E(r_y, \phi_z)$$

$$F_z = F(r_z, \phi_y), F_y = F(r_y, \phi_z)$$

e onde

$$A(r, \phi) = \frac{\frac{13}{35} + \frac{7}{10}\phi + \frac{1}{3}\phi^2 + \frac{6}{5}(r/L)^2}{(1+\phi)^2}$$

$$B(r, \phi) = \frac{\frac{9}{10} + \frac{3}{10}\phi + \frac{1}{6}\phi^2 - \frac{6}{5}(r/L)^2}{(1+\phi)^2}$$

$$C(r, \phi) = \frac{\left(\frac{11}{210} + \frac{11}{120}\phi + \frac{1}{24}\phi^2 + \left(\frac{1}{10} - \frac{1}{2}\phi\right)(r/L)^2\right)L}{(1+\phi)^2}$$

$$D(r, \phi) = \frac{\left(\frac{13}{420} + \frac{3}{40}\phi + \frac{1}{24}\phi^2 - \left(\frac{1}{10} - \frac{1}{2}\phi\right)(r/L)^2\right)L}{(1+\phi)^2}$$

$$E(r, \phi) = \frac{\left(\frac{1}{105} + \frac{1}{60}\phi + \frac{1}{120}\phi^2 + \left(\frac{2}{15} + \frac{1}{6}\phi + \frac{1}{3}\phi^2\right)(r/L)^2\right)L^2}{(1+\phi)^2}$$

$$F(r, \phi) = \frac{-\left(\frac{1}{140} + \frac{1}{60}\phi + \frac{1}{120}\phi^2 + \left(\frac{1}{30} + \frac{1}{6}\phi - \frac{1}{6}\phi^2\right)(r/L)^2\right)L^2}{(1+\phi)^2}$$

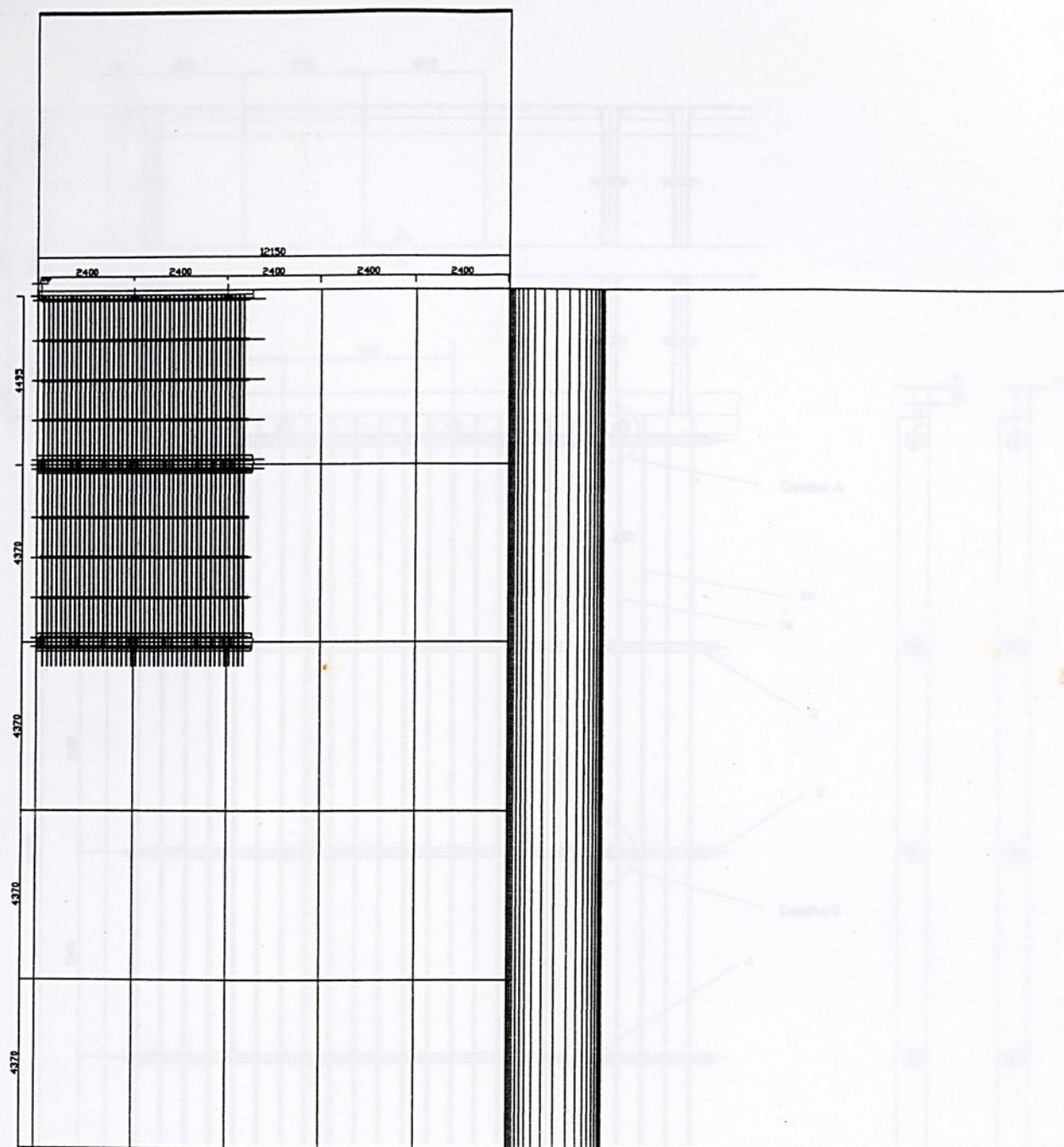
$$r_y = \sqrt{\frac{I_{yy}}{A}} = \text{raio de giração}$$

$$r_z = \sqrt{\frac{I_{zz}}{A}}$$

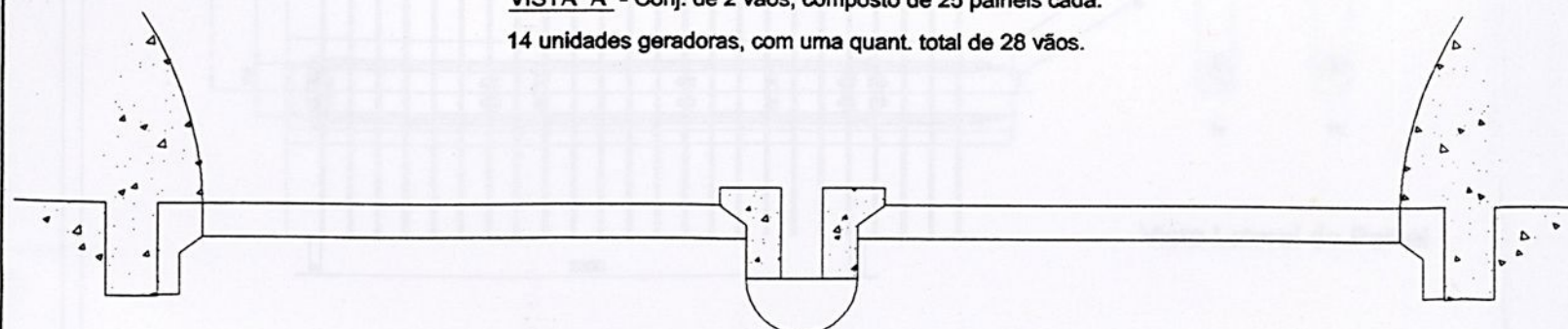
APÊNDICE-B

ANUÁRIO DE 1974

PRIMEIRA	
SEGUNDA	
TERCEIRA	
QUARTA	
QUINTA	
SEXTA	
SÉTIMA	
OCTAVA	
NONA	
DÉCIMA	
DÉCIMA PRIMEIRA	
DÉCIMA SEGUNDA	
DÉCIMA TERCEIRA	
DÉCIMA QUARTA	
DÉCIMA QUINTA	
DÉCIMA SEXTA	
DÉCIMA SÉTIMA	
DÉCIMA OITAVA	
DÉCIMA NONA	
VIGÉSIMA	
VIGÉSIMA PRIMEIRA	
VIGÉSIMA SEGUNDA	
VIGÉSIMA TERCEIRA	
VIGÉSIMA QUARTA	
VIGÉSIMA QUINTA	
VIGÉSIMA SEXTA	
VIGÉSIMA SÉTIMA	
VIGÉSIMA OITAVA	
VIGÉSIMA NONA	
XXI	
XXII	
XXIII	
XXIV	
XXV	
XXVI	
XXVII	
XXVIII	
XXIX	
XXX	

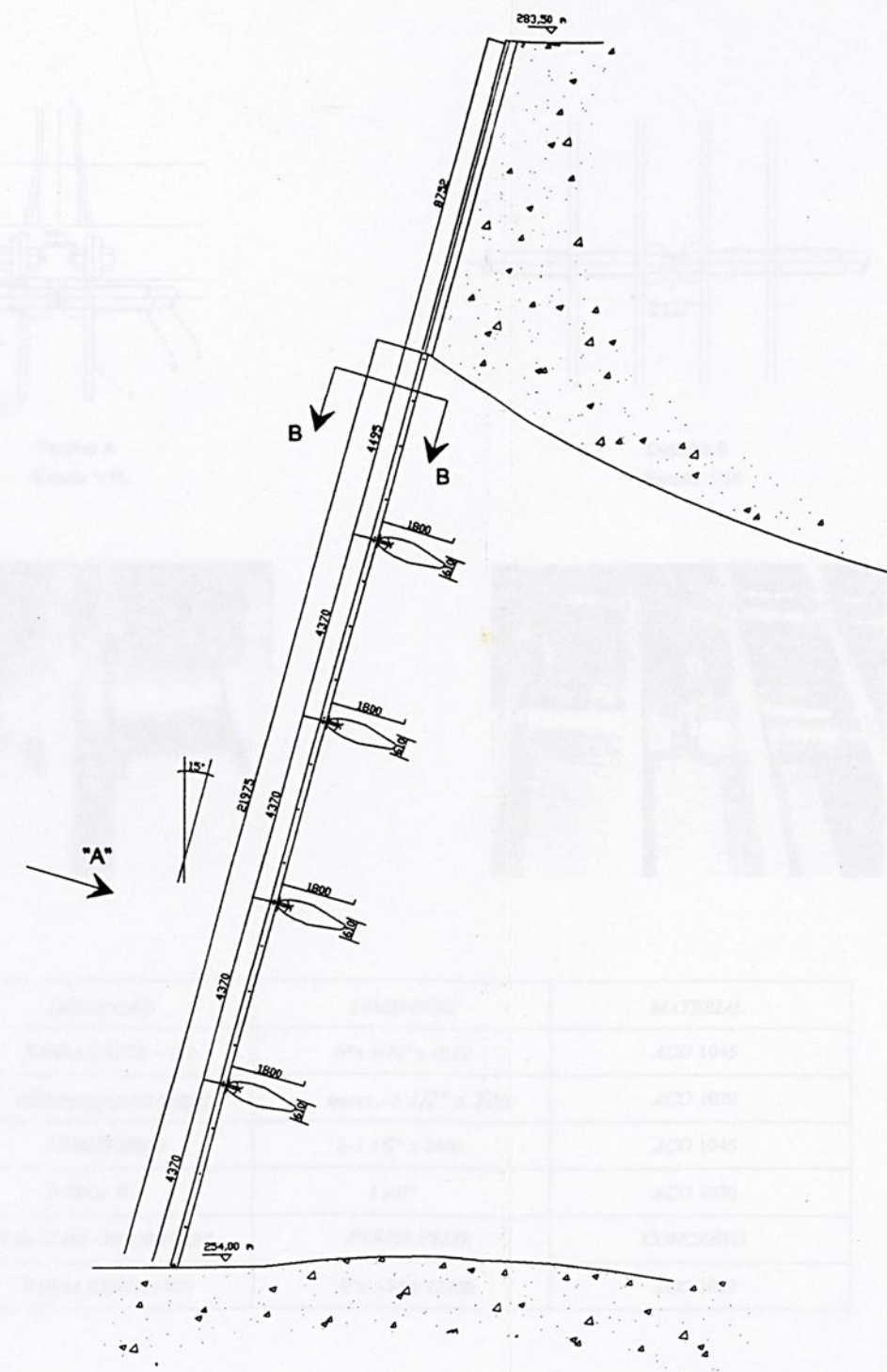


VISTA "A" - Conj. de 2 vãos, composto de 25 painéis cada.
14 unidades geradoras, com uma quant. total de 28 vãos.



CORTE B-B

Cota 1:160

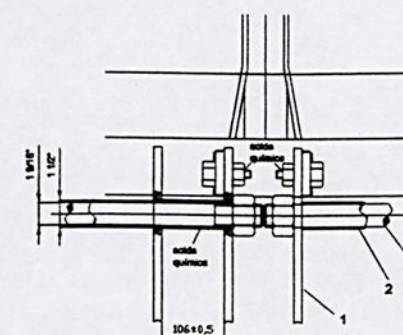
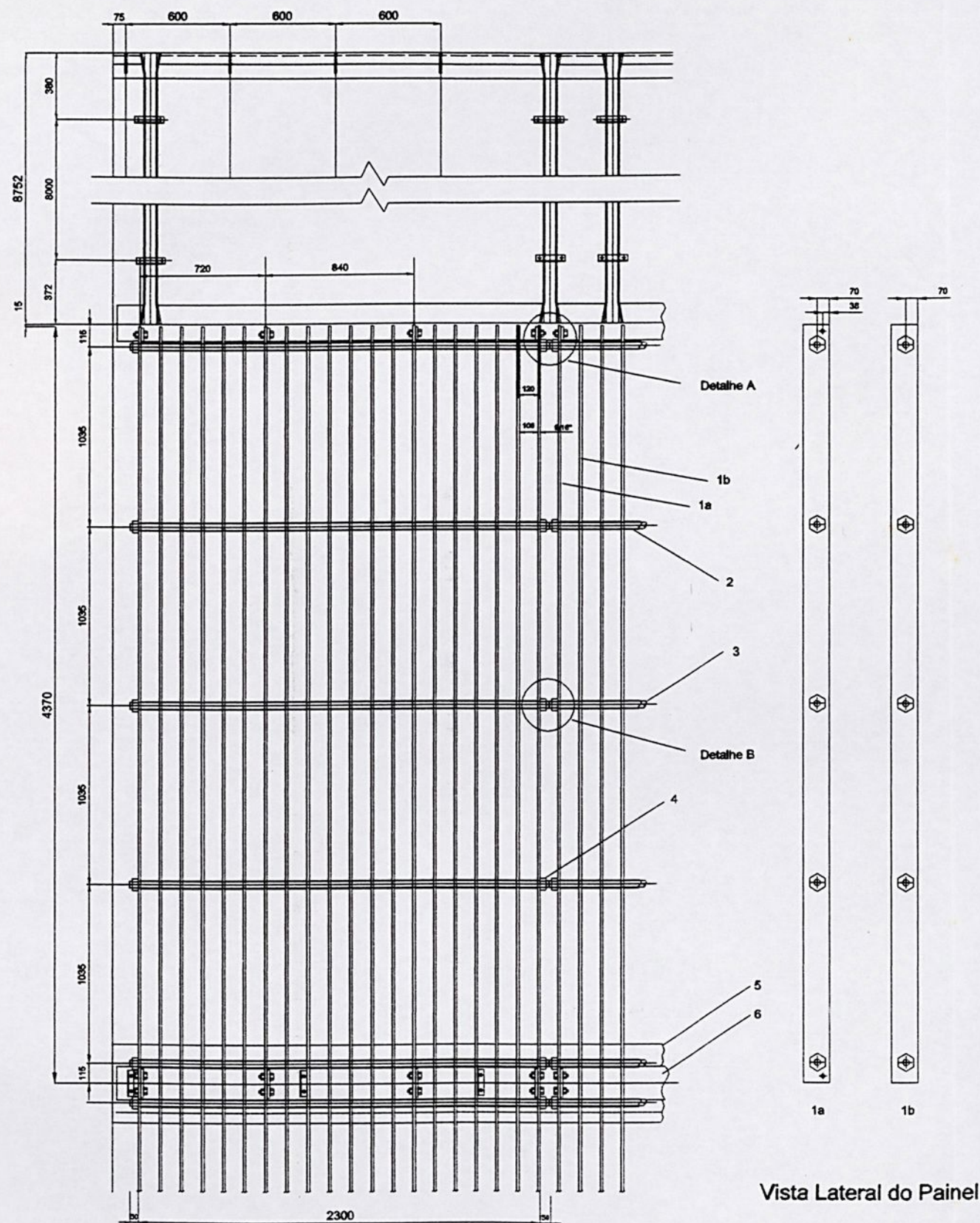


Cota 1:160

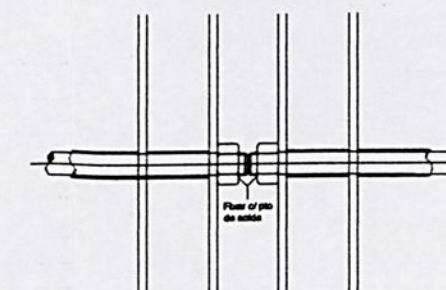


UNESP - FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

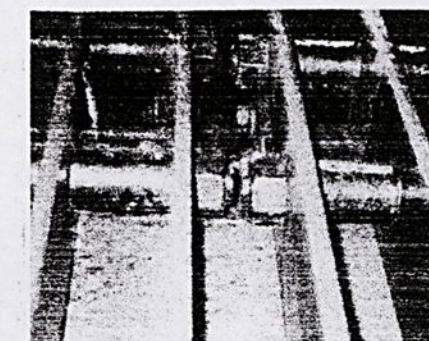
DESCRICAO PROJETO		AREA	
CENTRAIS ELÉTRICAS DE URUBUPUNGÁ S.A-CELUSA		PROJETOS	
NOME DESENHO		MATERIAL	COTAS
GRADES DA TOMADA D'ÁGUA		—	EM MILÍMETROS
CATEGORIA	DATA	ESCALA	NÚMERO DESENHO
CONJUNTO	15/05/01	INDICADA	B-1



Detalhe A
Escala 1:15



Detalhe B
Escala 1:15



POS.	DESCRIÇÃO	DIMENSÕES	MATERIAL
01	BARRA CHATA - 	6"x 9/16" x 4370	AÇO 1045
02	DISTÂNCIADOR TUBO	$\phi_{nom.} - 1 \frac{1}{2}" \times 106$	AÇO 1020
03	PRISIONEIRO	$\phi - 1 \frac{1}{2}" \times 2400$	AÇO 1045
04	PORCA W.	1 1/2"	AÇO 1020
05	BLOCO DE ANCORAGEM	PERFIL PEIXE	CONCRETO
06	BARRA CHATA - 	8"x 5/6" x 12100	AÇO 1020

Vista Lateral do Painel

Vista Frontal do Painel

Escala 1:25

 UNESP - FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA			
DESCRICAO PROJETO		AREA	
CENTRAIS ELÉTRICAS DE URUBUPUNGÁ S.A.-CELUSA		PROJETOS	
NOME DESENHO		MATERIAL	COTAS
GRADES DA TOMADA D'ÁGUA		INDICADO NO DESENHO	EM MILÍMETRO
CATEGORIA	DATA	ESCALA	NÚMERO DESENHO
DETALHES DO PAINEL	15/05/01	INDICADO	B-2



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"

Câmpus de Ilha Solteira
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
Av. Brasil Centro, 56
15385-000 Ilha Solteira - SP
www.dem.feis.unesp.br

