

VIBRAÇÕES AEROELÁSTICAS EM TORRES ESBELTAS

Marco Antonio Silva Pinheiro

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA CIVIL.

Aprovada por:

Prof. Michèle Schubert Pfeil, D.Sc.

Prof. Ronaldo Carvalho Battista, Ph.D.

Prof. Eduardo de Miranda Batista, D.Sc.

Prof. Eliane Maria Lopes Carvalho, D.Sc.

Prof. Jorge Daniel Riera, Ph.D.

Prof. Paulo Batista Gonçalves, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL
MARÇO DE 2004

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

PINHEIRO, MARCO ANTONIO SILVA

Vibrações Aeroelásticas em Torres
Esbeltas [Rio de Janeiro] 2004.

XIII, 160 p., 29.7 cm (COPPE/UFRJ,
D. Sc., Engenharia Civil, 2004).

Tese - Universidade Federal do Rio
de Janeiro, COPPE.

1. Torres Esbeltas

2. Aeroelasticidade

3. Desprendimento de Vórtices

I. COPPE/UFRJ II. TÍTULO (série)

Todo o meu esforço teria sido em vão se não fosse por você.

Dedico este trabalho a quem sempre dedicarei a minha vida.

Para Celene Buriol

Agradecimentos:

A Deus.

A Celene Buriol, por estar sempre ao meu lado, incentivando, apoiando e acreditando em mim. *Io Che Amo Solo Te*, Cel.

À orientadora Prof. Michèle Pfeil, por quem tenho um profundo respeito e admiração profissional. Agradeço pela paciente e honrosa orientação de tese.

Ao Professor e Amigo Ronaldo Battista, orientando academicamente, profissionalmente e humanamente nas horas de dificuldade e desalento.

Sem a criação, educação e amor deles talvez estas páginas não estariam escritas. A D. Marilda e ao Sr. René Pinheiro (Mainha e Painho) todo o meu apreço e desculpas por esse longo tempo fora de casa.

Do Rio de Janeiro levarei lembranças que sempre as guardarei comigo. Vejo as minhas saudades do amanhã. Refiro-me as pessoas benevolentes por natureza, o Amigo Miguel Pimenta; sinceras e otimistas, a Amiga Norma Blandon; persistentes, a Amiga Natália Pujol; e corajosas, o Amigo Márcio Cardoso.

Dividir apartamento não é tarefa fácil, a não ser que se tenha sorte para encontrar pessoas como o Alexandre Federici, Sérgio Murilo e Lílian Freitas. Agradeço a vocês pelos meus últimos anos que passei por aqui.

As amigas do PEC Beth e Carmen (das primeiras turmas), Rosângela Santarém (minha professora de aerodinâmica), Ana Maria, Mayra e Michele. Aos Amigos, também do programa, Hisashi, Alex Sandro, Emerson, Walber, Tiago, Danilo, Guilherme, Sidclei. Aos demais, perdoem a amnésia.

A Wendell Varela e Flávio Sarquis, que trabalharam intensamente na montagem, instrumentação e aquisição de sinais na torre de Ponta Negra.

Além de outros, ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Aos cartões postais do Rio: Cristo Redentor, Morro Dois Irmãos, Pão de Açúcar, Floresta da Tijuca, Copacabana, Ipanema e Leblon, Lagoa e Maracanã.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.).

VIBRAÇÕES AEROELÁSTICAS EM TORRES ESBELTAS

Marco Antonio Silva Pinheiro

Março/2004

Orientadores: Michèle Schubert Pfeil
Ronaldo Carvalho Battista

Programa: Engenharia Civil

Vibrações transversais à direção principal de ação do vento são muito comuns em torres de seção constante ou variável, devidas ao desprendimento alternado de vórtices. Embora raramente provoquem o colapso imediato da estrutura, ao longo do tempo podem reduzir a vida útil por fadiga de torres metálicas soldadas. O fenômeno de desprendimento de vórtices é bastante complexo, pois envolve mecanismos de interação fluido-estrutura. O estudo desse fenômeno tem sido alvo de intensas pesquisas, principalmente por meio de modelos semi-empíricos considerando os efeitos tridimensionais inerentes ao problema.

Este trabalho apresenta a formulação de um modelo analítico, desenvolvido no domínio do tempo, para avaliação de respostas induzidas por desprendimento de vórtices em torres de seção circular. O modelo utiliza descrição matemática não linear da força aeroelástica em escoamento bidimensional, estendendo a condições tridimensionais promovidas pela turbulência do vento, variação da velocidade de vento e do diâmetro da torre ao longo da altura. São apresentadas comparações preliminares com resultados experimentais de ensaios em túnel de vento colhidos da literatura, com obtenção de excelente concordância. Uma torre de telecomunicações que apresenta vibração excessiva foi analisada e os resultados foram comparados às medições realizadas "in situ" na torre sob ação de vento com alta turbulência.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor Science (D.Sc.)

AEROELASTIC VIBRATIONS IN SLENDER TOWERS

Marco Antonio Silva Pinheiro

March/2004

Advisors: Michèle Schubert Pfeil
Ronaldo Carvalho Battista

Department: Civil Engineering

Large amplitude across-wind vibrations of chimneys and towers have been frequently reported in the literature, in some cases associated to fatigue cracks in steel towers. These vibrations are mainly due to vortex shedding but also to the lateral component of the atmospheric turbulence. Vortex shedding in slender towers is a complex phenomenon that involves fluid-structure interaction in three dimensional conditions and which can only be fully assessed by “in situ” measurements. Semi-empirical estimation methods for expected maximum displacements in these structures have been proposed but are still under intensive research.

This work presents a formulation of a semi-analytical model, developed in time domain, to estimate vortex-induced responses in circular section towers. The model assumes a non-linear 2D mathematical description of the aeroelastic force and extends it to three-dimensional conditions caused by oncoming turbulence, varying wind profiles and tapered cylinders. Preliminary comparisons with results of wind tunnel tests from the literature are presented, showing excellent correlation. A steel tower for telecommunication displaying excessive vibration under high turbulent wind flow was analyzed and the results compared to “in situ” measurements.

ÍNDICE

| | |
|---|-----------|
| SIMBOLOGIA | x |
| Capítulo I | 1 |
| Introdução | 1 |
| I.1. Apresentação do Tema e seu Contexto | 1 |
| I.2. Objetivos e Escopo do Trabalho | 4 |
| Capítulo II | 7 |
| <i>Ações Dinâmicas do Vento em Estruturas de Seção Circular</i> | 7 |
| II.1. Cilindros em Escoamento 2D | 7 |
| II.1.1. Regimes de Escoamento | 7 |
| II.1.2. Variação dos Coeficientes de Força em Função de Re | 10 |
| II.1.3. Número de Strouhal | 13 |
| II.1.4. Turbulência | 15 |
| II.1.5. Interação Fluido Estrutura - <i>Fenômeno de Trancamento ou Captura</i> | 17 |
| II.2. Torres e Chaminés sob Ação de Vento | 22 |
| II.2.1. Células de Vórtices | 23 |
| II.2.2. Efeito da Esbeltez Finita | 24 |
| II.2.3. Interferência de Acessórios de Torres Isoladas | 25 |
| II.2.4. Influência do Amortecimento Estrutural na Correlação | 27 |
| II.3. Modelos Analíticos 2D de Desprendimento de Vórtices | 28 |
| II.3.1. Modelo Oscilador Acoplado | 29 |
| II.3.2. Modelo Empírico Linear de R. H. Scanlan | 35 |
| II.3.3. Modelo Empírico Não Linear de R. H. Scanlan | 36 |
| II.4. Modelo analítico 3D de Desprendimento de Vórtices de Vickery & Basu | 38 |
| II.4.1. Forças Aerodinâmicas | 38 |
| II.4.2. Forças Dependentes do Movimento - Aeroelásticas | 40 |
| II.4.3. Avaliação de Respostas | 42 |
| Capítulo III | 46 |
| <i>Modelo 2D Estendido a 3D para Desprendimento Cadenciado de Vórtices em Torres</i> | 46 |
| III.1. Apresentação do Modelo | 46 |
| III.2. Torre de Seção Constante sob a Ação de Vento de Velocidade Constante ao Longo da Altura | 49 |
| III.3. Torre de Seção Variável sob a Ação de Vento de Velocidade Constante ao Longo da Altura | 54 |
| III.4. Torre de Seção Variável sob a Ação de Vento de Velocidade Variável ao Longo da Altura | 55 |
| III.5. Correlação Espacial | 56 |

| | |
|--|------------|
| III.6. Variação no Tempo da Velocidade Média de Vento e Turbulência | 58 |
| Capítulo IV | 59 |
| Resultados do Modelo Proposto | 59 |
| IV.1. Comparação com Resultados Experimentais em Túnel de Vento de S. Balasubramanian et. Al. | 59 |
| IV.1.1. Descrição dos Experimentos – Haste Cilíndrica e Haste Tronco-Cônica | 59 |
| IV.1.2. Comparação de Resultados para Modelo com Seção Constante | 62 |
| IV.1.3. Comparação de Resultados para Modelo com Seção Variável | 67 |
| IV.2. Comparação com Resultados Experimentais de J. B. Vickery e A. W. Clark | 75 |
| IV.3. Aplicação do Modelo para U Variável no Tempo | 85 |
| IV.4. Estudos Paramétricos Realizados com o Modelo Proposto | 93 |
| IV.4.1. Influência da Forma Modal em Relação ao Cilindro Rígido | 93 |
| IV.4.2. Influência do Número de Células de Vórtices | 99 |
| IV.4.3. Consideração da Variação de U no Tempo | 104 |
| Capítulo V | 108 |
| Modelo 3D para Ação de Vento Turbulento no Domínio do Tempo em Torres de Seção Circular | 108 |
| V.1. Modelo de Velocidade de Vento | 108 |
| V.2. Modelo de Força de Vento Turbulento em Torre de Seção Circular sem Acessórios | 110 |
| V.3. Modelo de Força de Vento Turbulento em Torre de Seção Circular com Acessórios | 112 |
| V.4. Modelo Completo da Ação de Vento | 114 |
| Capítulo VI | 117 |
| Exemplo Torre de Telecomunicações em Ponta Negra, R.J. | 117 |
| VI.1. Introdução | 117 |
| VI.2. Descrição e Local da Torre | 118 |
| VI.3. Instrumentação | 125 |
| VI.4. Avaliação Experimental das Propriedades Dinâmicas da Torre | 126 |
| VI.5. Apresentação e Análise dos Resultados Experimentais | 127 |
| VI.6. Modelo Analítico-Numérico 3D da Torre sob Ação de Vento Turbulento | 132 |
| VI.6.1. Modelo Estrutural Unifilar da Torre | 132 |
| VI.6.2. Modelo da Ação de Vento | 135 |
| VI.7. Resultados Teóricos da Torre de Ponta Negra | 141 |
| VI.7.1. Resultados Teóricos da Torre para Desprendimento de Vórtices | 141 |

| | |
|---|------------|
| VI.7.2. Resultados da Torre para Forças Devidas à Ação Estática e de Turbulência do Vento | 143 |
| VI.8. Correlação entre as Respostas teóricas e Experimentais para a Torre de Ponta Negra | 145 |
| <i>Capítulo VII</i> | <i>149</i> |
| <i>Conclusões</i> | <i>149</i> |
| <i>Sugestões para Trabalhos Futuros</i> | <i>152</i> |
| <i>Referências e Bibliografia</i> | <i>154</i> |

SIMBOLOGIA

| | |
|---------------|---|
| A_y | – amplitude de deslocamento do cilindro ou estrutura |
| A_{y1} | – amplitude de deslocamento associada a taxa de amortecimento ξ_1 |
| A_{y2} | – amplitude de deslocamento associada a taxa de amortecimento ξ_2 |
| B | – parâmetro de largura de banda |
| a_i | – constante adimensional ($i = 1, 2, 3$ e 4) |
| C | – constante de amplitude de resposta |
| C_D | – coeficiente de arrasto |
| C_L | – coeficiente de força lateral |
| \tilde{C}_L | – valor rms do coeficiente de força lateral |
| C_F | – coeficiente de forças oblíquas |
| C_G | – coeficiente de força global |
| C_j | – coordenada normal de amortecimento generalizado |
| C_{mola} | – rigidez a rotação |
| C_p | – coeficiente de pressão |
| c | – constante numérica $\cong 0,4$ |
| D | – diâmetro do cilindro; diâmetro característico |
| D_{cel} | – diâmetro característico de uma célula de vórtices |
| D_{ext} | – diâmetro externo de um cilindro |
| D_i | – diâmetro equivalente de uma região de célula de vórtices |
| D_{topo} | – diâmetro no topo do cilindro ou da torre |
| D_{ref} | – diâmetro de referência |
| e | – espessura de um cilindro |
| E | – módulo de elasticidade |
| F | – força Aeroelástica |
| F_j | – força modal aeroelástica |
| F_L | – força lateral (perpendicular à direção do vento) por unidade de comprimento |
| Fm_j | – força modal j |
| F_c | – fator de correlação |
| f_n | – frequência natural de vibração |
| f_v | – frequência de desprendimento de vórtices (Hz) |
| G | – aceleração da gravidade |
| g_y | – fator de pico |
| H_1 | – parâmetro linear de amortecimento aerodinâmico |
| H_2 | – parâmetro de rigidez aerodinâmica |
| H | – altura |
| I | – momento de inércia |
| I_u | – intensidade de turbulência (\tilde{u} / U_{med}) |
| L | – comprimento longitudinal do cilindro |
| l_1 | – dimensão lateral |
| l_2 | – dimensão lateral |
| k/d | – rugosidade superficial da estrutura |
| k | – rigidez do cilindro |
| K | – rigidez elástica da estrutura |

SIMBOLOGIA (continuação)

| | |
|-----------------|---|
| K_a | – parâmetro de amortecimento negativo |
| K_{a_0} | – parâmetro de amortecimento aerodinâmico |
| K_i | – coordenada normal de rigidez generalizada |
| K_s | – parâmetro de amortecimento estrutural |
| \mathbf{L} | – matriz diagonal de comprimentos de influência |
| l | – comprimento |
| l_k | – comprimentos de influência |
| M_j | – massa modal |
| $M_{j,base}$ | – momento modal j na base |
| m | – massa por unidade de comprimento |
| m_{ar} | – massa do ar |
| m_{cel} | – massa por unidade de comprimento na célula |
| m_e | – massa equivalente por unidade de comprimento |
| $m(z)$ | – massa por unidade de comprimento em função da altura z |
| p | – constante associada à topografia para variação da velocidade do vento |
| p_A | – pressão no ponto A |
| p'_A | – pressão no ponto A' |
| Re | – número de Reynolds (UD/v) |
| Re_{cr} | – número de Reynolds crítico |
| $R_0(z_1, z_2)$ | – correlação espacial da flutuação das forças laterais |
| S | – número de Strouhal (fD/U) |
| $S(f)$ | – espectro de força |
| $S_{CL}(f)$ | – espectro da força lateral |
| $S_{FLj}(f)$ | – espectro da força modal de desprendimento de vórtices |
| $S_{FL}(f)$ | – espectro das flutuações da força lateral por unidade de comprimento |
| t | – tempo |
| \mathbf{T} | – indicação de matriz transposta |
| T | – período natural |
| T_1, T_2, T_3 | – períodos naturais |
| R_{AB} | – coeficiente de correlação entre os pontos A e B |
| $r_{AB/D}$ | – espaçamento em número de diâmetros |
| \tilde{u} | – desvio padrão da flutuação de velocidade |
| U | – velocidade de escoamento |
| U_{cr} | – velocidade crítica |
| $U_{cr(exp)}$ | – velocidade reduzida experimental |
| $U_{cr(teo)}$ | – velocidade reduzida teórica |
| U_{med} | – velocidade média |
| U_i | – velocidade de escoamento na célula i |
| U_r | – velocidade reduzida |
| $U_{r(cr)}$ | – velocidade reduzida crítica |
| V | – viscosidade cinemática do ar |
| V | – velocidade |
| V_0 | – velocidade do vento a uma altura H_0 |

SIMBOLOGIA (continuação)

| | |
|---------------|--|
| \mathbf{Y} | – vetor de coordenadas generalizadas |
| Y_j | – amplitudes modais ou coordenadas generalizadas do modo j |
| y | – deslocamento |
| \dot{y} | – velocidade |
| \ddot{y} | – aceleração |
| \tilde{y} | – valor rms do deslocamento |
| \tilde{y}_L | – valor rms do deslocamento limite |
| \mathbf{Y} | – vetor de deslocamentos nodais |
| $F_{Lj}(t)$ | – força modal de desprendimento de vórtices |
| w | – oscilações transversais do fluido |
| \dot{w} | – oscilações transversais do fluido em termos de velocidade |
| \ddot{w} | – oscilações transversais do fluido em termos de aceleração |
| \tilde{F}_L | – flutuação da força de desprendimento de vórtices - valor rms |
| $F_L(z,t)$ | – flutuações da força lateral por unidade de comprimento ao longo de z |
| z | – comprimento ou altura ao longo do cilindro |
| z_1, z_2 | – posição para correlação |

SIMBOLOGIA (sub índices)

| | |
|-----|--------------------------------------|
| i | – referente a uma célula de vórtices |
| j | – referente a um modo j |
| k | – referente a um nó |

SIMBOLOGIA *(letras gregas)*

| | |
|------------------------|--|
| α | – ângulo de fase; direção instantânea do vento |
| ε | – parâmetro não linear de amortecimento aerodinâmico |
| δ_r | – parâmetro de amortecimento reduzido; número de Scruton |
| Φ | – matriz dos autovetores |
| $\bar{\Phi}$ | – matriz de função de forma |
| $\bar{\phi}$ | – função de forma |
| ϕ_j | – forma modal j |
| ϕ_{\max} | – valor máximo do autovetor de um modo |
| γ | – parâmetro geométrico dependente da forma modal do cilindro |
| μ | – relação de massa |
| θ | – ângulo de variação da direção de incidência do vento em relação ao Norte |
| θ_{med} | – ângulo médio de variação de incidência do vento |
| ρ | – massa específica do ar |
| η | – amplitude adimensional = y_o/d |
| η_a | – amortecimento aerodinâmico |
| η_{aj} | – razão entre o coeficiente de amortecimento aerodinâmico e estrutural crítico |
| η_j | – taxa de amortecimento estrutural do modo j |
| $\Psi_{j,\text{base}}$ | – rotação na base relativa ao modo j |
| $\sigma_y(\mathbf{h})$ | – desvio padrão de deslocamento |
| ω | – frequência de oscilação; frequência de excitação |
| ω_n | – frequência natural amortecida |
| ω_e | – frequência de excitação; frequência de oscilação |
| ω_j | – frequência natural da estrutura referente ao modo j |
| ω_s | – frequência natural da estrutura |
| ω_v | – frequência de desprendimento de vórtices |
| ω_y | – frequência circular do cilindro |
| ξ | – taxa de amortecimento |
| ξ_1 | – taxa de amortecimento associada à amplitude Ay_1 |
| ξ_2 | – taxa de amortecimento associada à amplitude Ay_2 |
| ξ_f | – taxa de amortecimento do fluido |
| ξ_j | – taxa de amortecimento do modo j |
| ξ_T | – taxa de amortecimento total |

Capítulo I

Introdução

I.1. Apresentação do Tema e seu Contexto

Torres para transmissão de energia elétrica, para telecomunicações, chaminés industriais são exemplos de estruturas de eixo vertical que têm sido construídas com seção circular constante ou variável.

O vento é a ação freqüente que induz flexão nestas torres. Comportamentos anômalos caracterizados por vibrações excessivas devidas ao vento têm sido relatados nestas estruturas [1, 2, 3, 4]. As vibrações causam irregularidades nos sinais de torres de telecomunicações, em função de desvios excessivos das antenas, trazendo também certo desconforto nas pessoas, em função do movimento, no caso de torres altas com plataformas de observação. No caso de torres metálicas, em geral leves e com baixo amortecimento, as vibrações são fortes e freqüentes o suficiente para causar acúmulo de danos à estrutura ao longo do tempo, reduzindo sua vida útil por fadiga. As torres em concreto são em geral bem mais rígidas do que as metálicas e nos dois casos os esforços oriundos da ação de vento são determinantes no projeto.

Distinguem-se dois tipos de ação de vento. As ações denominadas aerodinâmicas são caracterizadas pela incidência de vento em estruturas de forma que as forças não dependem de seu movimento. Ações Aeroelásticas ocorrem quando a incidência do vento se em estruturas em movimento, levando a uma interação entre os movimentos da estrutura e do fluido, que modifica as condições de contorno do fluido, gerando forças dependentes do movimento da estrutura. A interação fluido-estrutura pode ocasionar oscilações de caráter divergente ou não, em função das chamadas forças auto-excitadas.

Dentre os fenômenos aeroelásticos citam-se instabilidade por galope, galope na esteira de vórtices, instabilidade aerodinâmica e vibrações induzidas

por desprendimento cadenciado de vórtices [5, 6, 7]. A instabilidade por galope é um fenômeno muito comum em linhas de transmissão cobertas de gelo, nas quais grandes oscilações são alcançadas na direção normal a incidência do vento. O galope na esteira de vórtices é também comum em linhas de transmissão, com grupos de dois, quatro ou seis cabos paralelos, onde os cabos situados a sotavento sofrem golpes de vórtices formados pelo vento ao passar pelos cabos que estão a barlavento. A instabilidade aerodinâmica (“flutter”) se caracteriza por oscilações de caráter divergente, como o clássico exemplo da Ponte Tacoma [8].

Vibrações de grandes amplitudes, porém autolimitadas, podem ser induzidas pelo desprendimento alternado de vórtices. Os vórtices se desprendem em uma frequência f_v determinada pelo número de Strouhal, que no caso de seção circular apresenta variações em função do número de Reynolds. Quando a velocidade de vento é tal que f_v é próxima à frequência f_n natural da estrutura, os vórtices se desprendem segundo f_n , em uma certa faixa de velocidade do vento. Este fenômeno é conhecido como trancamento ou captura de vórtices e é capaz de gerar grandes amplitudes de vibração na estrutura.

O fenômeno de desprendimento cadenciado de vórtices tem sido estudado extensivamente ao longo dos anos [9, 10] em cilindros rígidos e fixos dispostos horizontalmente sob escoamento laminar e uniforme. Nestas condições, o desprendimento de vórtices se daria numa mesma frequência e intensidade caracterizando um escoamento bidimensional. No entanto, no caso real, surgem efeitos tridimensionais que alteram essa formação de vórtices.

Dependendo do tipo de estrutura, os fenômenos citados anteriormente podem ocorrer isoladamente ou associados com outros como, por exemplo, as vibrações por flexão de torres, que são provocadas pelo desprendimento cadenciado de vórtices e pela turbulência do vento.

O problema tratado neste trabalho refere-se ao caso específico de vibrações aeroelásticas em torres isoladas de seção circular.

As vibrações de torres e chaminés sob a ação de vento apresentam-se muito mais complexas do que o comportamento 2D de cilindros longos e rígidos sob escoamento laminar, pois existem diversos fatores que introduzem aspectos tridimensionais ao escoamento.

Alguns destes fatores são:

- A seção transversal é em geral de diâmetro variável;
- A estrutura tem dimensões finitas com escoamento por cima do topo;
- O vento apresenta-se com perfil variável de velocidade ao longo da altura da torre;
- Turbulência do vento;
- Frequentemente acoplam-se à superfície externa da torre acessórios como escadas, etc, alterando o perfil aerodinâmico;
- Agrupamento de torres;

Em torres de seção circular constante ou variável, a formação dos vórtices é desenvolvida em regiões ou trechos ao longo da altura da torre, onde as frequências de desprendimento ou as pressões na superfície são equivalentes. Essas regiões são chamadas de células de vórtices e são muito importantes no surgimento das oscilações da torre.

Além das amplitudes devidas às forças induzidas por desprendimento de vórtices, as respostas de torres na direção transversal ao vento se devem também à turbulência lateral do vento, ambas de difícil avaliação.

Para simular as condições de fluxo bidimensional muitos modelos analíticos e semi-empíricos têm sido empregados [9, 10]. Já os modelos semi-empíricos destinados a tratar o problema de torres devem levar em conta os diversos fatores já citados, que introduzem efeitos tridimensionais no escoamento.

O modelo de Vickery e Basu [11], desenvolvido no domínio da

frequência e baseado em medições “in-situ” de torres é o que apresenta melhor desempenho na estimativa da amplitude de vibração máxima esperada de torres devidas ao desprendimento cadenciado de vórtices [12].

Apesar de todo o recente desenvolvimento da fluido-dinâmica computacional, ainda persistem dificuldades na modelagem bidimensional a altos números de Reynolds, faixa na qual se situam grande parte dos casos reais. Para a simulação do problema tridimensional de torres não se tem ainda notícia sequer de tentativas de modelagem.

A complexidade do problema fica bem caracterizada quando se avaliam as divergências entre os diferentes modelos semi-analíticos e principalmente os diversos métodos de cálculo sugeridos pelas normas de projeto [12 e 13].

I.2. Objetivos e Escopo do Trabalho

Os principais objetivos deste trabalho são a abordagem, via modelos analítico-numéricos, do problema de vibrações aeroelásticas de torres de seção circular e a comparação teórico-experimental de resultados para uma torre existente.

Em relação às vibrações por desprendimento de vórtices, apresenta-se uma proposta de modelo semi-analítico desenvolvido no domínio do tempo, com vistas à aplicação em torres de seção circular isolada. A partir de modelos bidimensionais faz-se uma extensão a condições reais de escoamentos incluindo os efeitos tridimensionais. As comparações teórico-experimentais preliminares realizadas apresentaram resultados animadores, revelando o grande potencial do método.

Para as estimativas de amplitudes de oscilação devidas à turbulência de vento, desenvolve-se um modelo analítico com a força de vento em função de coeficientes aerodinâmicos e da direção instantânea da velocidade de vento.

Este trabalho se propõe também a enfrentar um outro grande desafio que

é o de realizar comparações teórico-experimentais utilizando medições “in-situ” de uma torre de telecomunicações. Trata-se de uma torre de seção circular instalada em uma área urbana que apresenta vibrações excessivas, as quais causam grande preocupação aos habitantes vizinhos. Uma equipe da Coppetec coordenada pelo Prof. Ronaldo C. Battista [1] realizou uma ampla investigação experimental e teórica da torre de Ponta Negra, objetivando apresentar soluções para o problema.

O trabalho de tese está dividido em seis capítulos, dispostos de maneira lógica com o objetivo de caracterizar melhor o tema proposto.

1 O primeiro capítulo traz uma breve introdução a respeito de forças aerodinâmicas e forças aeroelásticas, com definições implícitas de alguns dos principais fenômenos aeroelásticos, destacando o desprendimento de vórtices e suas implicações em torres.

2 O segundo capítulo tem como conteúdo uma revisão teórica da ação do vento em cilindros de seção circular, das forças geradas quando o cilindro está parado e as conseqüências de seu movimento no fenômeno de desprendimento de vórtices. Aborda ainda os principais fatores que interferem no desprendimento de vórtices e características do escoamento tridimensional, fazendo uma analogia com a aplicação em torres. Modelos de forças induzidas por desprendimento de vórtices são citados, com distintas referências. São fornecidos detalhes de dois desses modelos, para aplicação em cilindros rígidos, sob escoamento sub-crítico, os quais servem de base para a formação de um novo modelo aqui proposto. Este capítulo resume os dados para as considerações que são usadas no capítulo seguinte.

3 Neste capítulo, apresenta-se o novo modelo semi-empírico de avaliação das amplitudes de resposta em torres de seção constante e variável, oscilando devido ao desprendimento cadenciado de vórtices. As forças de vento dependem do deslocamento e da velocidade da torre, gerando os termos de rigidez e de amortecimento aerodinâmicos. Estes termos estão

associados a constantes obtidas a partir de resultados experimentais de cilindros circulares disponíveis da literatura. O modelo obtido faz uso das células de vórtices desenvolvidas em uma torre para avaliar as amplitudes de resposta.

4 Para demonstrar o bom desempenho do modelo proposto, faz-se comparações neste capítulo com resultados experimentais em túnel de vento, extraídos da literatura, de hastes de seção circular constante e de seção tronco-cônica em escoamento laminar. Mostra-se também uma aplicação em escoamento turbulento. Apresenta-se ainda um estudo paramétrico que contempla a variação do perfil de velocidade do vento e a variação de seção das torres, ressaltando a importância da definição das células de vórtices nos valores de amplitudes da torre.

5 Uma descrição do modelo teórico das ações estática de vento e dinâmica devida a turbulência é feita neste capítulo. As forças de vento são consideradas a partir da variação instantânea da magnitude e direção da velocidade de vento. São apresentados modelos de força para torres de seção circular sem acessórios e com a presença destes (escadas, cabos, etc). Essa importante consideração tem efeitos nos valores dos coeficientes de força, já que os acessórios alteram o perfil aerodinâmico.

6 No sexto capítulo é avaliado um exemplo de uma torre de telecomunicações quanto aos deslocamentos devidos a ação de despreendimento de vórtices, usando a formulação implementada no capítulo 3. Considera-se ainda aplicação de turbulência longitudinal e lateral, cuja formulação é desenvolvida na capítulo 5, sobre a torre para comparação direta com resultados experimentais medidos na cidade de Ponta Negra, no estado do Rio de Janeiro.

7 Neste capítulo é feito um breve relato das conclusões extraídas do trabalho. Os resultados obtidos nos capítulos 4 e 6 são comentados, juntamente com sugestões para próximos trabalhos.

Capítulo II

Ações Dinâmicas do Vento em Estruturas de Seção Circular

II.1. Cilindros em Escoamento 2D

II.1.1. Regimes de Escoamento

Quando um fluido escoar com velocidade U , passando sobre um corpo não aerodinâmico, as pressões na superfície desse corpo variam de modo alternado ao longo do tempo, conforme ilustra a Figura II.1 [9].

As forças periódicas sobre o corpo são desenvolvidas quando os vórtices formados se desprendem de maneira alternada em cada lado do cilindro.

Se o cilindro estiver livre para o movimento na direção transversal à incidência do fluido, essas forças alternadas interagem com o movimento do cilindro, dando origem às vibrações induzidas por desprendimento de vórtices.

As forças F são geralmente escritas em termos adimensionais por coeficientes de força C na forma de:

$$C = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (\text{II.1})$$

sendo ρ a massa específica do fluido.

Sendo as forças F variáveis no tempo ($F(t)$), os coeficientes C também o são. Em geral, utilizam-se C_D e C_L para designar os valores médios dos coeficientes de arrasto (direção do vento) e lateral, e \tilde{C}_D e \tilde{C}_L para designar os respectivos valores rms (raiz quadrada do valor quadrado médio). Para a seção circular $C_L = 0$.

As forças resultantes oblíquas C_F têm por componentes as forças

alternadas na direção do vento, indicadas por C_D na Figura II.1, as quais se desenvolvem na frequência individual dos vórtices, enquanto que as forças alternadas na direção transversal à incidência do vento, ou forças laterais, indicadas por C_L na Figura II.1, atuam na frequência de desprendimento de cada par de vórtices. Essas componentes das forças produzem oscilações nas respectivas direções de atuação. Contudo, as variações das forças na direção do escoamento são pequenas em comparação com as forças na direção transversal, em se tratando de vento [14].

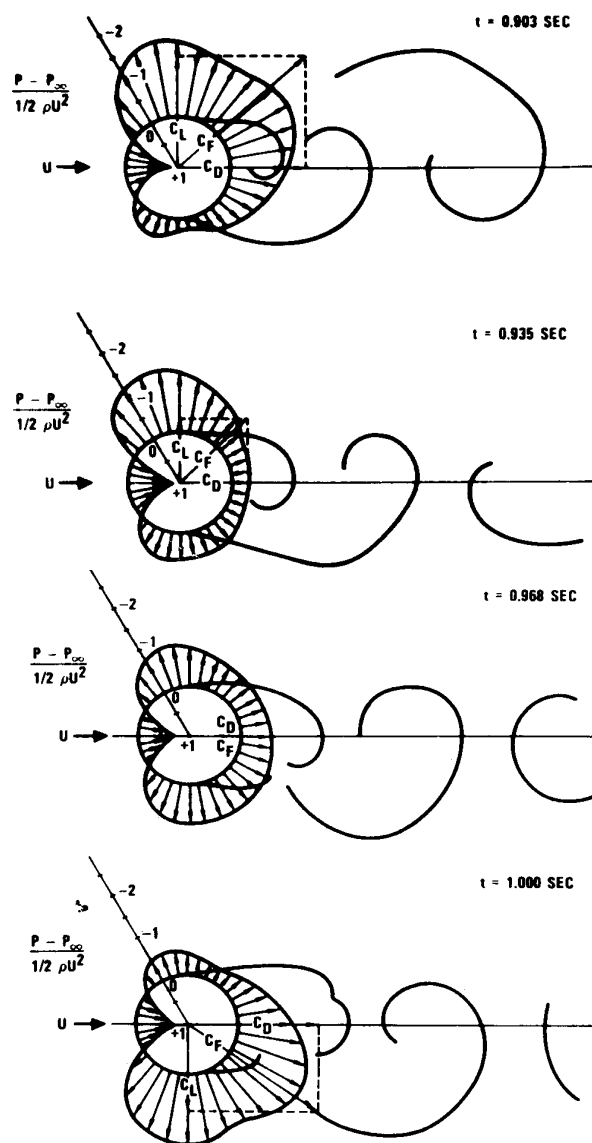


Figura II.1 - Campo de pressões na superfície de um cilindro rígido ($Re = 1,12 \times 10^5$) [9]

A formação dos vórtices em um cilindro circular depende do número de

Reynolds Re . Os principais regimes de desprendimento de vórtices de um cilindro circular são mostrados na Figura II.2. Para valores baixos de Re ($Re < 5$), o fluido passa ao redor do cilindro sem que haja separação. Quando Re está entre 5 e 40, o fluido se separa, formando um par fixo de vórtices, atrás do cilindro, uma configuração não estável, a qual com a menor perturbação transforma-se na configuração alternada periódica [15].

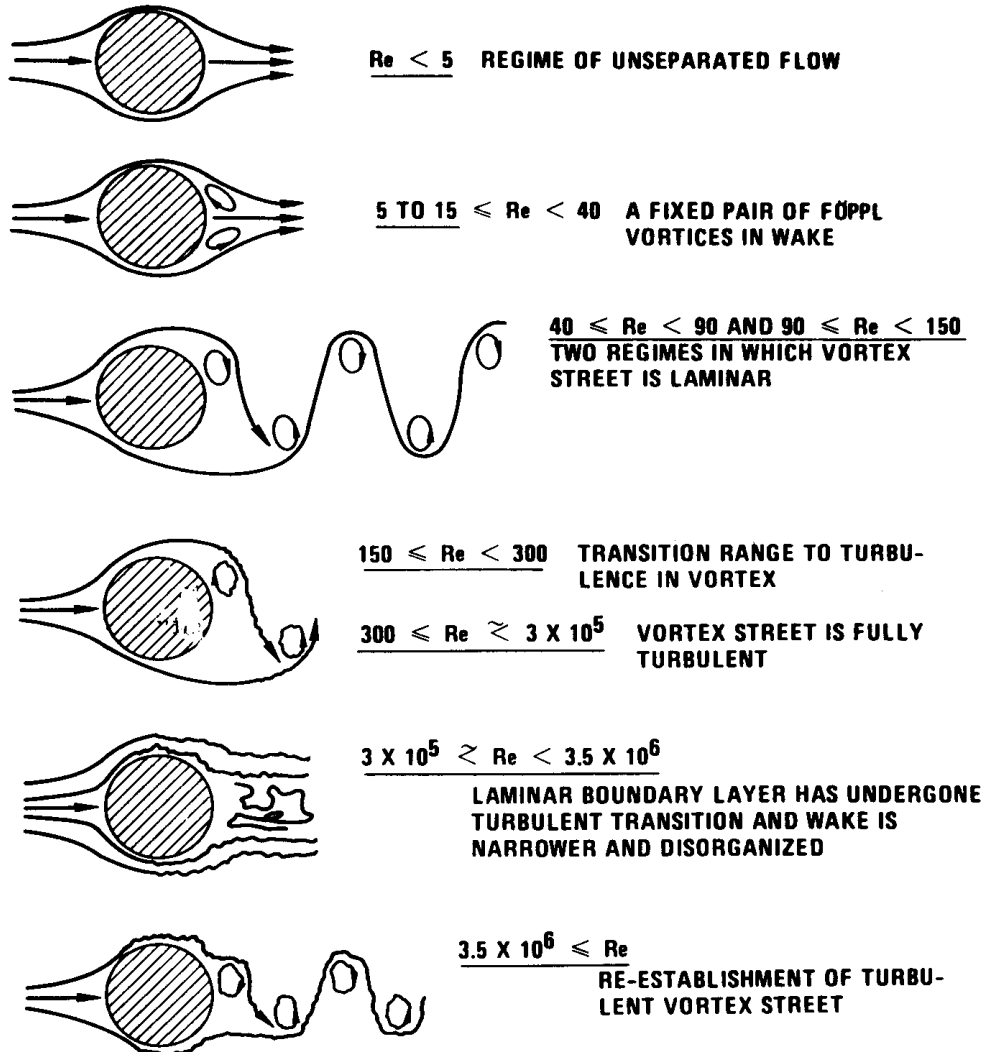


Figura II.2 - Regimes de escoamento do fluido em torno de um cilindro de seção circular [9]

Os vórtices alternados são chamados de vórtices de Kármán e se desenvolvem para $40 \leq Re < 150$, na esteira laminar. Para valores de Re entre 150 e 300 há uma transição para esteira turbulenta e na faixa de 300 a 3×10^5 , a esteira é completamente turbulenta. Este é o regime subcrítico. Nesta faixa de Re , os vórtices se desprendem numa frequência bem definida. Numa nova transição,

$3 \times 10^5 \leq Re < 3,5 \times 10^6$, o ponto de separação do fluido move-se para trás e a esteira torna-se desorganizada, apresentando uma banda larga de frequências de despreendimento de vórtices. Para $Re \geq 3,5 \times 10^6$, no chamado regime supercrítico, há o reaparecimento dos vórtices de Kármán, na esteira turbulenta [16].

Há diferentes classificações para os regimes de escoamento. A tabela a seguir resume as faixas do número de Re para cada regime de escoamento.

Tabela II.1 - Classificação dos regimes de escoamento laminar bidimensional

| Regime | Re [15] | Regime | Re [17] |
|--------------|--------------------------------------|--------------|--------------------------------------|
| Subcrítico | $1 \times 10^4 < Re < 1 \times 10^5$ | Subcrítico | $300 < Re < 2 \times 10^5$ |
| Crítico | $1 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$ | Crítico | $2 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$ |
| Supercrítico | $5 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^6$ | Supercrítico | $5 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$ |
| Ultracrítico | $Re > 5 \times 10^6$ | Hipercrítico | $Re > 3 \times 10^6$ |

II.1.2. Variação dos Coeficientes de Força em Função de Re

O coeficiente da força de arrasto C_D sofre influência da variação do número de Reynolds [15, 16, 17, 18, 19].

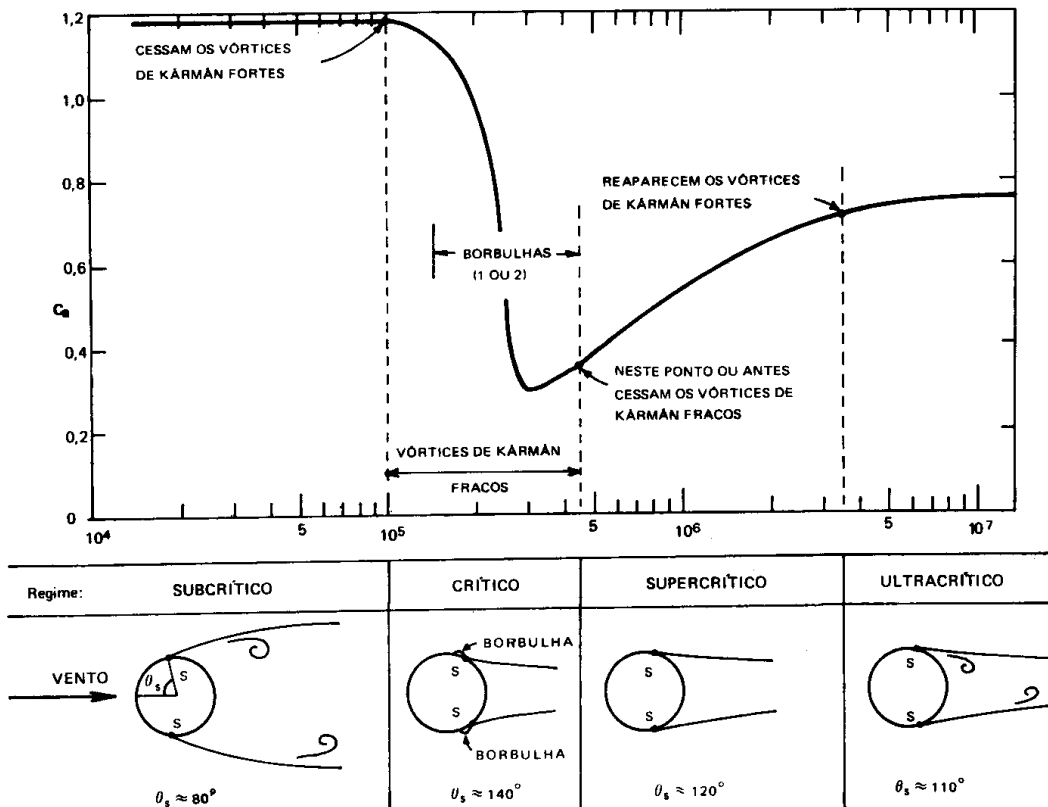


Figura II.3 - Variação de C_D em função de Re nos regimes característicos de fluxo [15]

Para cilindros circulares rígidos, em escoamento bidimensional, isto é, cilindros longos, a variação do coeficiente de arrasto em função de Re é apresentada pela Figura II.3. Observa-se que os pontos de separação do fluido mudam conforme o regime de escoamento e que os valores de C_D caem bruscamente no regime crítico, após o qual voltam a crescer.

A rugosidade na superfície do cilindro também modifica os coeficientes de arrasto [15,17], conforme mostra a Figura II.4. Destes resultados, vê-se que o coeficiente de arrasto abaixo do número de Reynolds crítico Re_{cr} - aquele que corresponde à mudança quase súbita de regime de escoamento - não sofre influência sensível da rugosidade; acima de Re_{cr} , C_D é tanto maior quanto mais rugosa for a superfície; e no regime crítico, C_D diminui à medida que a rugosidade aumenta.

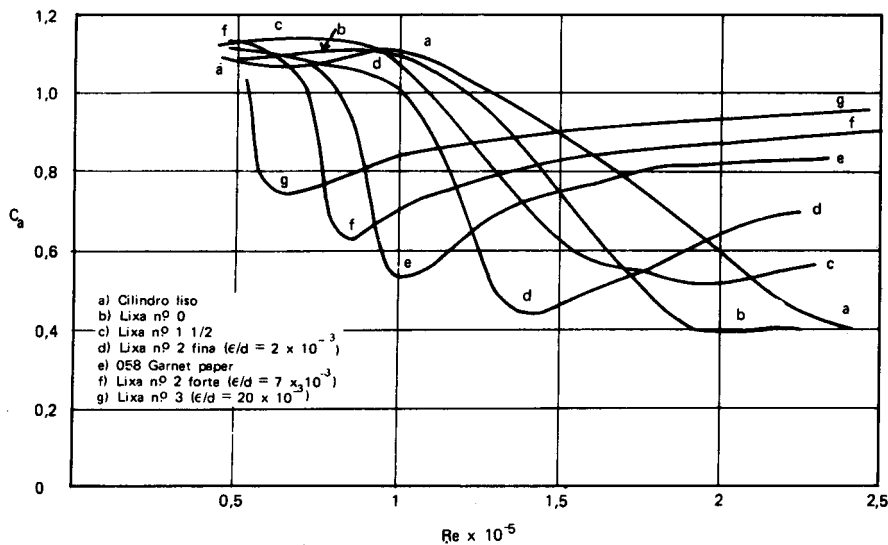


Figura II.4 - Efeito da rugosidade em cilindros longos [15]

Resultados experimentais mostram a variação de C_D global, em regime subcrítico, para cilindros de seção circular constante (Figura II.5) e variável (Figura II.6), em função de Re [20]. Em geral, inclinações de 1,7% e 2,5% diminuem o coeficiente de arrasto em relação àquele sem inclinação, entre 10% e 15%. Alterações nos diâmetros resultam em modificações nos valores dos coeficientes de arrasto, visivelmente para baixos números de Re .

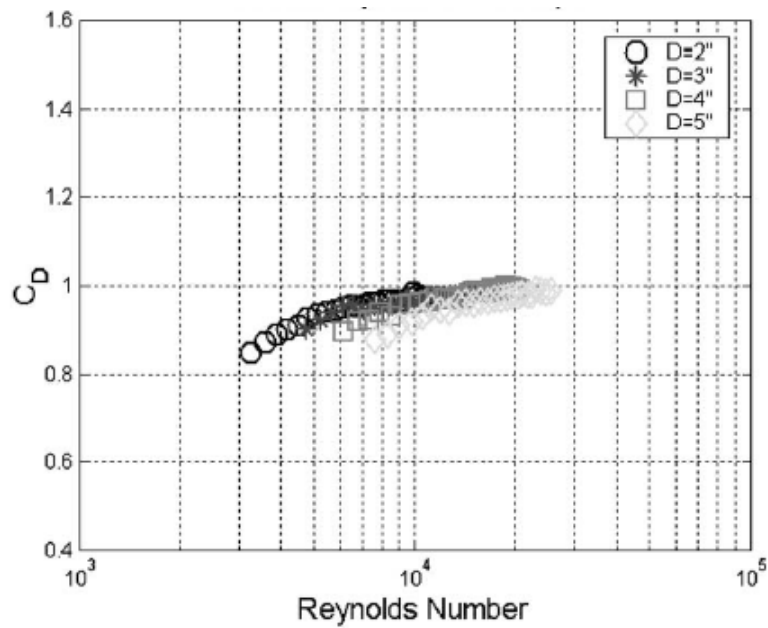


Figura II.5 - C_D em função de Re para cilindros circulares uniformes [20]

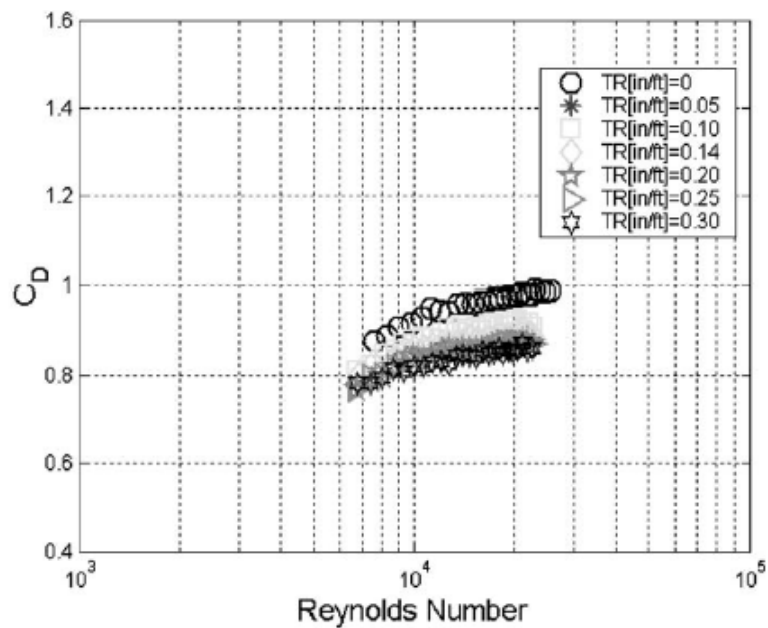


Figura II.6 - C_D em função de Re para cilindros circulares com seção variável ($D_{(z/2)} = 5''$) e inclinações TR em in/ft [20]

O valor rms do coeficiente de força lateral C_L também apresenta uma variação com o número de Reynolds, onde existe uma região crítica correspondente à mudança brusca em seu valor [21], conforme mostra Figura II.7.

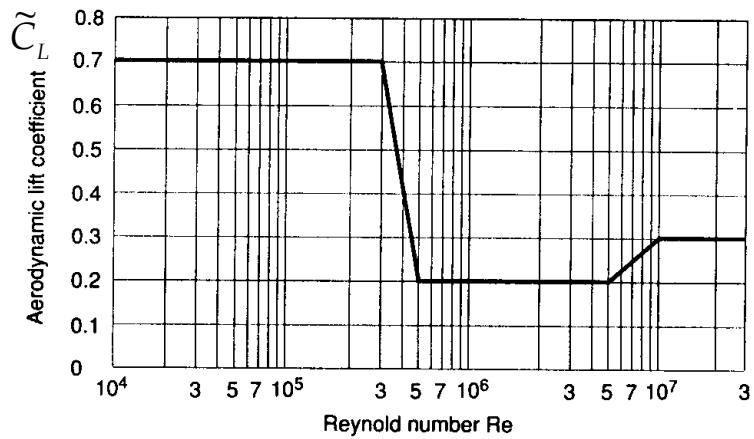


Figura II.7 - Coeficiente de força lateral para cilindros circulares [21]

O valor rms do coeficiente de força lateral também varia com a forma da seção transversal, com a rugosidade superficial e com a intensidade de turbulência do vento [14], conforme indica a Figura II.8.

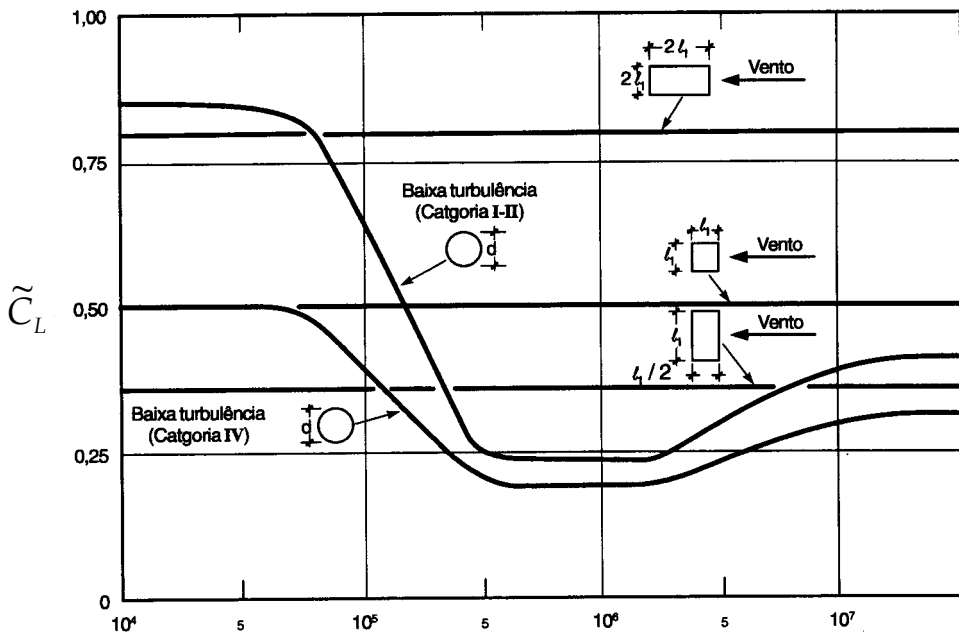


Figura II.8 - Coeficiente de força lateral em função de Re para diferentes seções [22]

II.1.3. Número de Strouhal

Um importante parâmetro é utilizado para caracterizar o desprendimento cadenciado de vórtices em uma determinada seção, o número

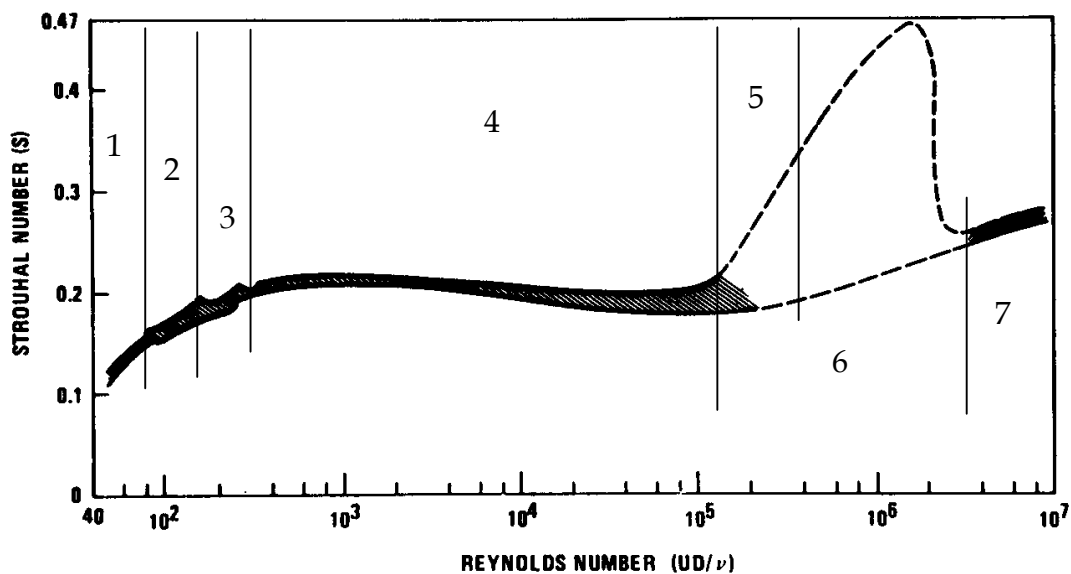
de Strouhal S .

O número de Strouhal é uma constante de proporcionalidade entre a frequência de desprendimento de vórtices f_v e a velocidade U de escoamento laminar do fluido que incide sobre um corpo não aerodinâmico de dimensão característica D , projetada em um plano normal a essa velocidade de escoamento. A relação é uma expressão linear dada por (II.2).

$$S = \frac{f_v D}{U} \quad (\text{II.2})$$

O valor de S depende da seção transversal do corpo envolvido pelo fluido [23] e do ângulo de ataque [23 e 24], da oscilação do cilindro, da rugosidade superficial, das características do escoamento e do número de Reynolds.

Para cilindros circulares, por exemplo, o número de Strouhal varia com Re conforme mostra a Figura II.9.



- 1: região instável de vórtices
- 2: região laminar de desprendimento de vórtices
- 3: região de surgimento (transição) da turbulência na camada de vórtices livre
- 4: região turbulenta da esteira de vórtices; camada limite laminar no cilindro
- 5: região de transição da camada limite laminar para turbulenta no cilindro
- 6: região em que a frequência de desprendimento dos turbilhões é definida como aquela dominante num espectro de frequências
- 7: região de reaparecimento da esteira de vórtices turbulenta; camada limite turbulenta no cilindro

Figura II.9 – Número de Strouhal em função de Re para cilindros circulares [9, 24]

Em casos 3D, o número de Strouhal refere-se à frequência dominante do desprendimento de vórtices. Na verdade, existe uma faixa de frequências na qual surgem contribuições aleatórias para as forças flutuantes. Em alguns casos a frequência dominante é enfraquecida e fica mascarada pelas frequências aleatórias próximas ou mesmo desaparece [14].

II.1.4. Turbulência

Um sinal de velocidade de vento $\mathbf{V}(t)$ pode ser escrito na forma de um vetor com três componentes:

$$\mathbf{V}(t) = [U + u(t), v(t), w(t)] \quad (\text{II.3})$$

associados às direções longitudinal (da velocidade média U), lateral e vertical, sendo u , v e w as componentes de flutuação de vento nas três direções mencionadas. As componentes de flutuação lateral $v(t)$ e vertical $w(t)$ são decorrentes das variações da direção do vento.

O efeito da turbulência nas forças aerodinâmicas e aeroelásticas depende:

- ✓ da intensidade de turbulência I_u , definida por (II.4), sendo \tilde{u} o desvio padrão da componente longitudinal $u(t)$;

$$I_u = \tilde{u} / U \quad (\text{II.4})$$

- ✓ das escalas de turbulência, que são medidas das dimensões médias dos turbilhões do escoamento turbulento [25].

A escala longitudinal de turbulência é definida por:

$$L_u^x = \frac{1}{\tilde{u}^2} \int_0^{\infty} R_{u_1, u_2}(t) dt \quad (\text{II.5})$$

onde R_{u_1, u_2} é a função correlação cruzada entre os registros de velocidade de vento $u_1(t)$ e $u_2(t)$ de dois pontos afastados entre si na direção de U .

Medições experimentais em campo são usadas para estimar as escalas de

turbulência L_u^x , as quais dependem da altura z acima do terreno, da sua rugosidade e do próprio valor de U . As estimativas para L_u^x da turbulência atmosférica indicam valores mínimos da ordem de dezenas de metros e valores máximos da ordem de centenas de metros. Comparada aos diâmetros de torres e chaminés, em geral estas escalas configuram a turbulência da escala grande já que $L_u^x/D > 10$.

As flutuações $u(t)$ de grandes escalas atuam como alterações lentas da velocidade média, fazendo variar a frequência de desprendimento de vórtices e mantendo constante o número de Strouhal.

Nestas condições, as forças de arrasto ao longo da altura z do cilindro devidas ao escoamento turbulento podem ser escritas na forma da equação (II.6):

$$F_D(t, z) = \frac{1}{2} \rho (V(t))^2 C_D(z) D(z) \quad (\text{II.6})$$

onde C_D é o valor médio do coeficiente de arrasto obtido de ensaios sob escoamento laminar.

A turbulência com relação L_u^x/D grande altera a força lateral gerada pela formação dos vórtices [14, 19]. O espectro de potência dessa força tem um pico acentuado em escoamento de baixa turbulência, ou ainda, a força lateral é praticamente harmônica. À medida que a intensidade de turbulência aumenta, a largura de banda aumenta, juntamente com uma queda do valor de pico, conforme se observa na Figura II.10.

Daí, quanto mais alta turbulência do vento, mais baixo o pico da força lateral e mais alargado o seu espectro.

A turbulência de pequenas escalas interfere ainda nos valores de Re para o qual ocorre uma queda súbita no coeficiente de arrasto, conforme se vê na Figura II.11.

Os números sobre as curvas na Figura II.11 são valores de intensidade de turbulência, de onde se percebe que há uma diminuição de Re_{cr} ao passo que

aumenta a intensidade de turbulência.

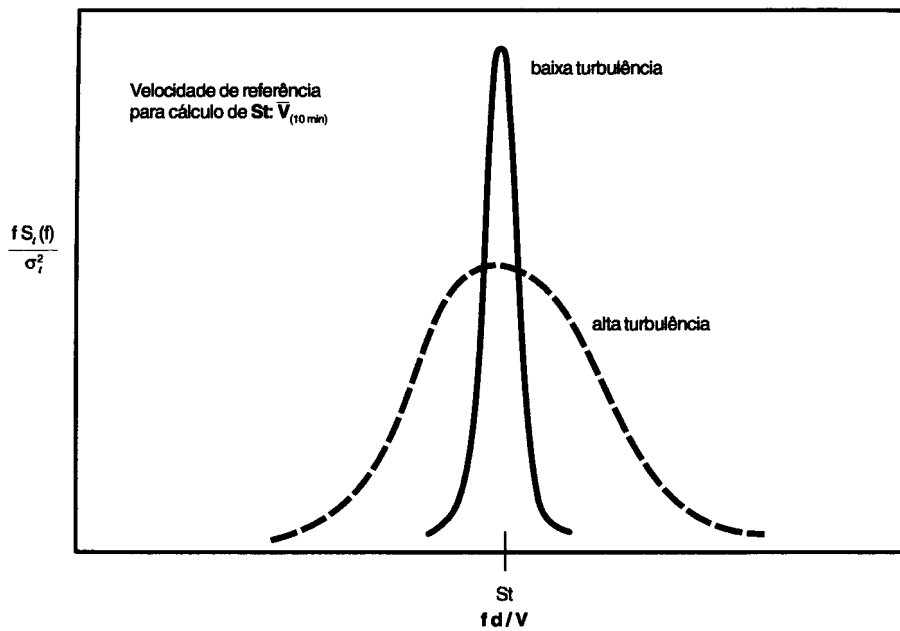


Figura II.10 - Influência da turbulência no espectro da força lateral [14]

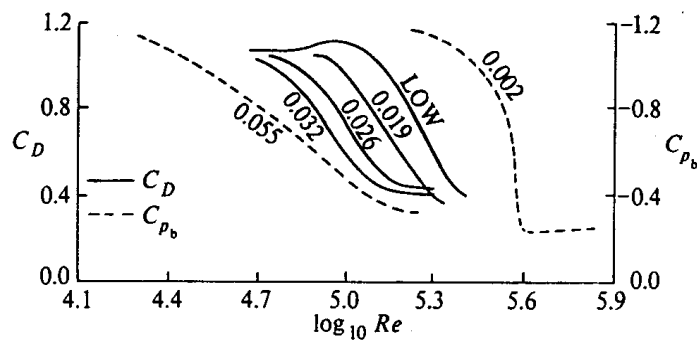


Figura II.11 - Efeito da turbulência no coeficiente de arrasto em cilindros longos circulares [17]

II.1.5. Interação Fluido Estrutura - Fenômeno de Trancamento ou Captura

O desprendimento alternado de vórtices gera forças laterais que atuam sobre um corpo (cilindro). Dependendo da frequência com que esses vórtices são gerados uma significativa parcela de energia é transferida para a estrutura, ocasionando movimento da estrutura na direção perpendicular à incidência do vento.

O movimento do cilindro modifica a formação dos vórtices, causando os seguintes efeitos:

- Aumenta a energia dos vórtices [26];
- Melhora a correlação longitudinal no cilindro [9, 14, 26];
- Causa o efeito de captura ou trancamento, forçando a frequência f_v aproximar-se da frequência natural f_n do cilindro [14, 26, 27].

Em um caso mais simples, seja um cilindro liso rígido, sob a ação de vento com velocidade média uniforme, de maneira que os deslocamentos são iguais em todo o seu comprimento, ele esteja apoiado elasticamente e com amortecimento mecânico na direção transversal à direção de incidência do vento, e possua restrições de deslocamento na mesma direção do vento.

Sob essas condições os vórtices desprendidos pela passagem do vento geram pressões alternadas que fazem vibrar o cilindro, mas com pequenas amplitudes, a menos que a frequência de desprendimento seja igual ou próxima da natural do cilindro. Quando isso acontece, o cilindro desenvolve grandes deslocamentos e o seu movimento começa a interagir com o fluido. Resultados experimentais mostram que, neste caso, a frequência natural do cilindro passa a controlar o desprendimento de vórtices, para uma certa faixa de velocidades de escoamento. Este controle do fenômeno é conhecido como trancamento ou captura (*"lock in"*) [28]. O trancamento também é definido como uma faixa de velocidades de escoamento na qual a frequência de desprendimento de vórtices está sincronizada com a frequência natural do cilindro. Esta faixa fica em $\pm 25\%$ do valor da frequência natural [29].

O fenômeno de trancamento está esquematizado na Figura II.12, de onde se vê que a frequência de desprendimento de vórtices é constante na região de trancamento e, fora dela, obedece a uma função linear da velocidade de vento, conforme equação (II.2), sendo S o coeficiente angular da reta.

A Figura II.13 mostra resultados experimentais de Feng (*apud*. Blevins [9]) de deslocamentos transversais à direção do vento para cilindros rígidos,

com diferentes taxas de amortecimento. O trancamento pode ser observado entre os valores de velocidade reduzida U_r iguais a 5 e 7, com amplitudes máximas para $U_{r(cr)}$ em torno de 6.

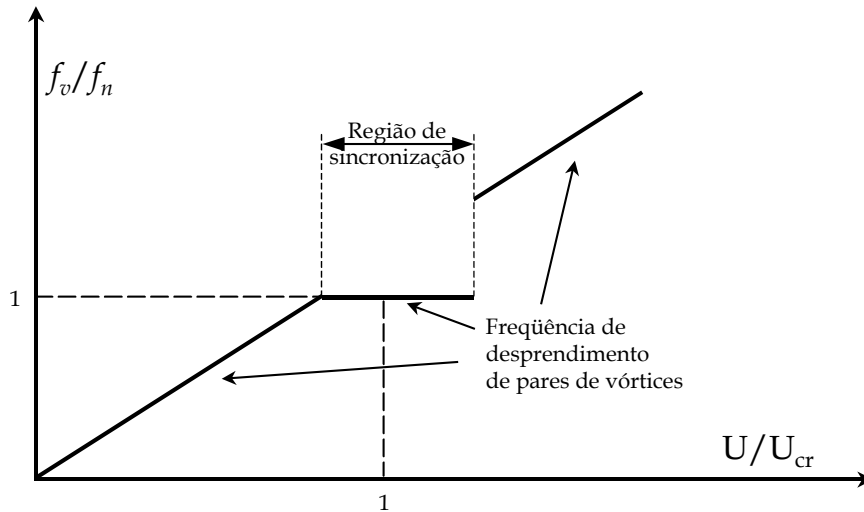


Figura II.12 - Figura esquemática do fenômeno de trancamento ("lock in")

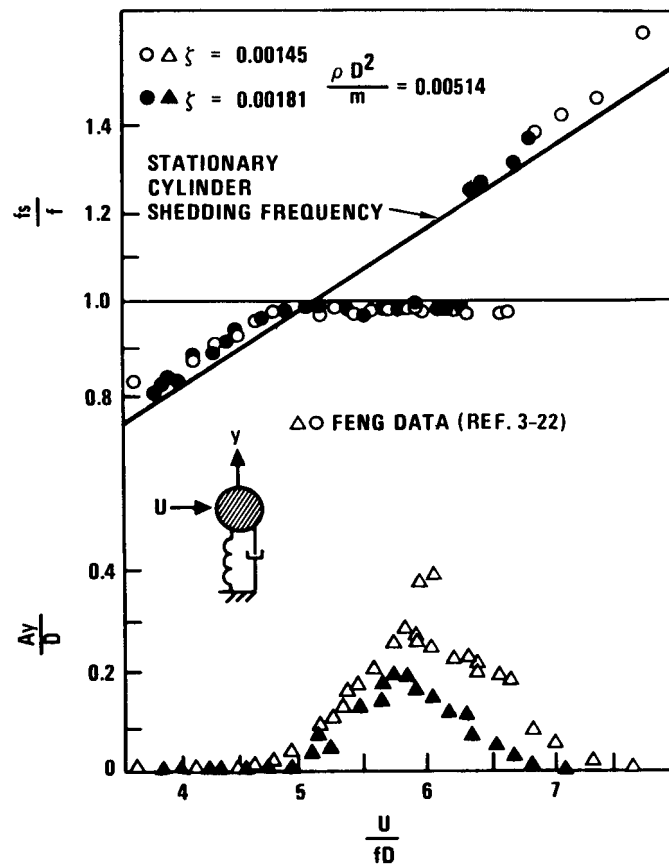


Figura II.13 - Resposta em frequência de um cilindro rígido circular por desprendimento de vórtices [9]. Obs.: f_s é a frequência de desprendimento de vórtices, aqui é chamada de f_v

Por definição, a velocidade reduzida U_r é igual à razão entre a velocidade de escoamento e o produto da frequência natural pelo diâmetro característico:

$$U_r = U/f_n D \quad (II.7)$$

Na velocidade crítica U_{cr} , a frequência de desprendimento de vórtices f_v é igual à frequência natural da estrutura f_n ,

$$f_n = f_v = S U_{cr}/D \quad (\text{na condição crítica}) \quad (II.8)$$

De onde se tem que

$$U = U_{cr} = f_n D/S \quad (II.9)$$

E, portanto:

$$U_{r(cr)} = 1/S \quad (II.10)$$

A Figura II.14 mostra resultados experimentais em cilindros apoiados elasticamente onde se vê que na condição de trancamento a única frequência dominante na resposta é a natural do cilindro.

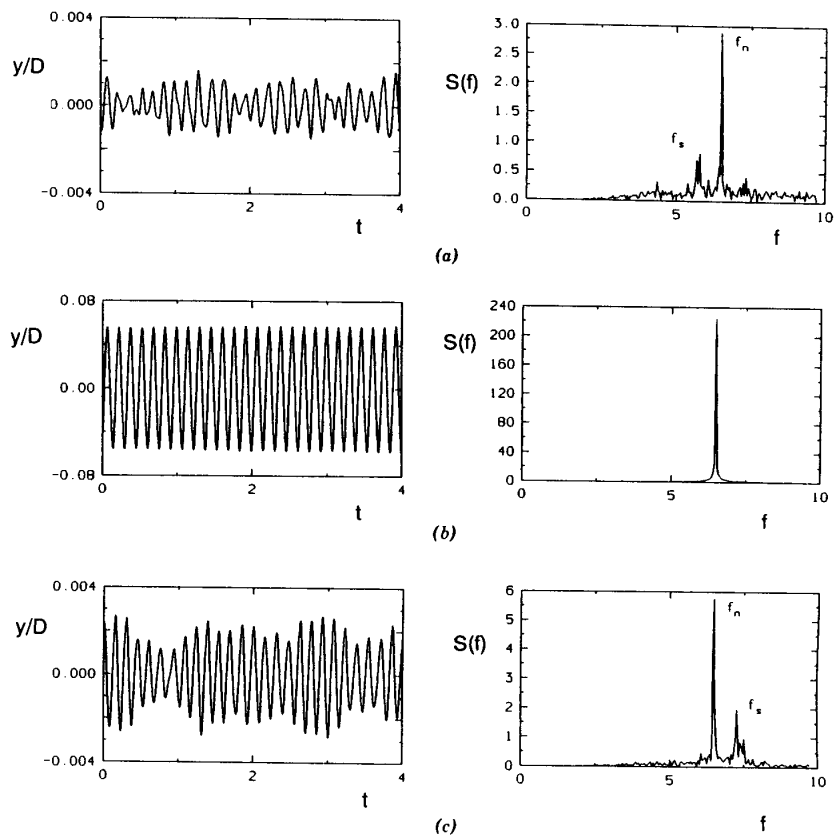


Figura II.14 – Oscilações transversais de cilindro circular com apoios elásticos (a) antes do trancamento; (b) no trancamento e (c) após o trancamento [30]

Antes e após o trancamento, um batimento é característico na resposta, em função da presença tanto de f_v quanto f_n na resposta, conforme se vê nos espectros de deslocamento da Figura II.14.

As vibrações na frequência ou próximas a de desprendimento de vórtices têm um forte efeito organizador na formação da esteira. A correlação dos vórtices ao longo do eixo do cilindro aumenta consideravelmente, como mostrado na Figura II.15.

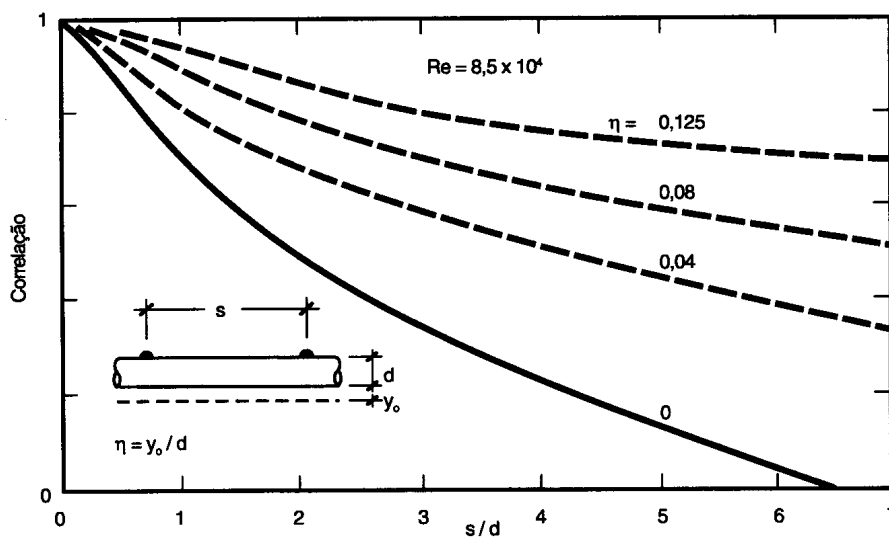


Figura II.15 - Influência das oscilações do cilindro sobre a correlação espacial do desprendimento de vórtices [14]

A correlação espacial é uma medida dos efeitos tridimensionais do fluido na esteira do cilindro. Uma correlação igual a 1 corresponde a um fluido bidimensional, onde os vórtices se desprendem uniformemente ao mesmo tempo e na mesma frequência ao longo do comprimento do cilindro. A Figura II.15 mostra que o aumento na amplitude de oscilação adimensional η melhora significativamente a correlação em relação ao cilindro parado ($\eta = 0$).

Em efeito contrário ao movimento do cilindro, a turbulência provoca uma diminuição da correlação longitudinal das pressões laterais, de acordo com resultados experimentais [31], mostrados na Figura II.16.

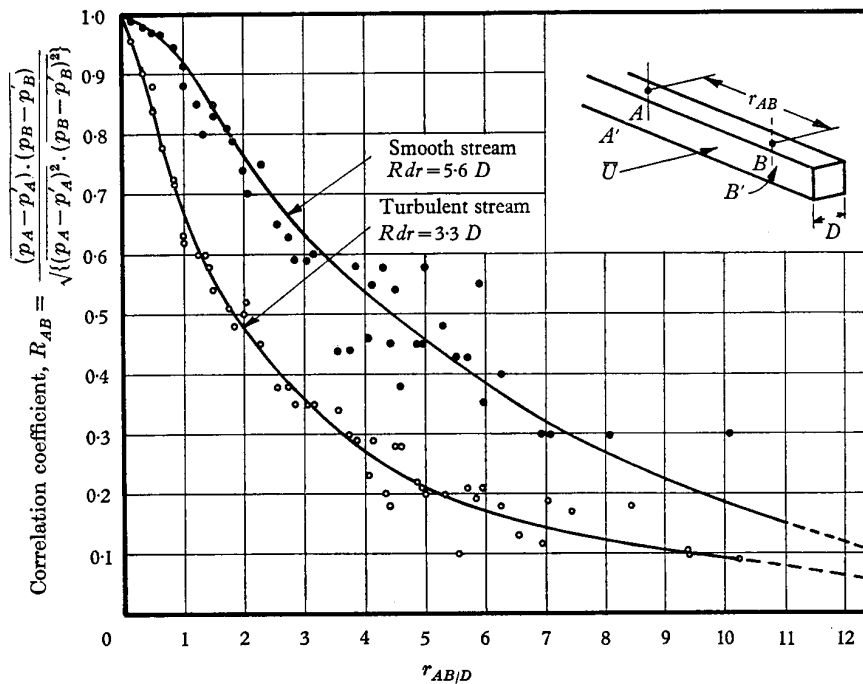


Figura II.16 – Correlação das diferenças de pressões laterais flutuantes ao longo do eixo de um cilindro de seção quadrada ($Re = 1,0 \times 10^5$) [31]

II.2. Torres e Chaminés sob Ação de Vento

Os conceitos apresentados até aqui são inerentes a condições de fluxo bidimensional. Um escoamento é dito bidimensional quando a velocidade do fluido em uma direção normal ao plano de fluxo é nula de maneira que o padrão de escoamento em todos os planos perpendiculares a esta direção é o mesmo. O comprimento dos corpos para esta condição é idealmente infinito ou praticamente longo.

As vibrações em torres sob a ação de vento apresentam-se muito mais complexas do que o comportamento bidimensional de cilindros longos e rígidos sob escoamento laminar. Isso porque existem diversos fatores que introduzem efeitos tridimensionais ao escoamento, entre eles citam-se, por exemplo:

- A seção transversal das torres geralmente é variável;
- A estrutura tem dimensões finitas com escoamento passando por cima da torres, criando o efeito de topo;

- O vento apresenta-se com perfil de velocidade variável ao longo da altura, normalmente definido por expressões exponenciais ou logarítmicas [25];
- Turbulência do vento.

II.2.1. Células de Vórtices

De acordo com observações experimentais, o desprendimento cadenciado de vórtices em cilindros [18, 27, 32, 33] ou em corpos não aerodinâmicos [34] desenvolve-se em células de vórtices. O mesmo ocorre em torres ou chaminés de seção constante ou variável sob ação de vento com gradiente de velocidade ao longo da altura.

Estas células são trechos, ao longo do comprimento da torre (Figura II.17) onde a frequência de desprendimento de vórtices f_v é constante e pode ser escrita em função do número de Strouhal, de um diâmetro intermediário D_{cel} da célula e um valor U de velocidade de escoamento.

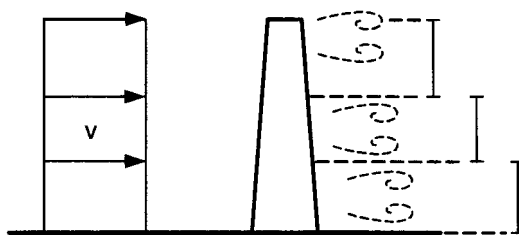


Figura II.17 - Esquema ilustrativo das células de vórtices [14]

Essa frequência f_v é derivada de (II.2), escrita na forma

$$f_v = \frac{SU}{D} \quad (\text{II.2A})$$

Dada a velocidade crítica na qual os picos de deslocamentos são máximos e a frequência de vibração, que é igual à da estrutura pode-se calcular um diâmetro de referência, como uma equivalência ao caso de seção circular constante.

Para troncos de cones cilíndricos circulares, este diâmetro de referência está associado, no caso de velocidade uniforme, a uma seção próxima ao topo. Quanto maior a inclinação do tronco de cone, a altura desta seção vai diminuindo [14].

A formação das células também ocorre quando o perfil de velocidade varia ao longo da altura da torre.

O mecanismo de formação das células não está bem elucidado, mas já se sabe que diversos fatores podem afetar o comprimento destas células de vórtices, entre os quais se mencionam a relação entre a altura h da torre e o seu diâmetro D , as condições de contorno, a rugosidade superficial da torre, as próprias amplitudes de deslocamento, que têm um efeito organizador dos vórtices, além do gradiente de velocidade do vento que incide sobre a torre. Diversos ensaios relatados em [14] para cilindros lisos e rugosos, em escoamento de perfil linear, suave e turbulento, indicam que o comprimento das células se situa entre $3D$ e $10D$ (diâmetros).

As células também podem estar associadas a regiões onde há uma forte correlação espacial de pressões. Células com a mesma frequência, mas com diferentes quantidades de energia, também podem existir [35].

A determinação das células de vórtices, conseqüentemente, de um diâmetro efetivo ou de referência é muito importante na avaliação das respostas induzidas por desprendimento de vórtices. Esta consideração é investigada mais adiante para proposta de um novo modelo de avaliação de respostas induzidas por desprendimento de vórtices.

II.2.2. Efeito da Esbeltez Finita

Quando o cilindro é curto, surgem efeitos tridimensionais onde o fluxo escapa pelos extremos do cilindro para a região da esteira, conforme indica a Figura II.18.

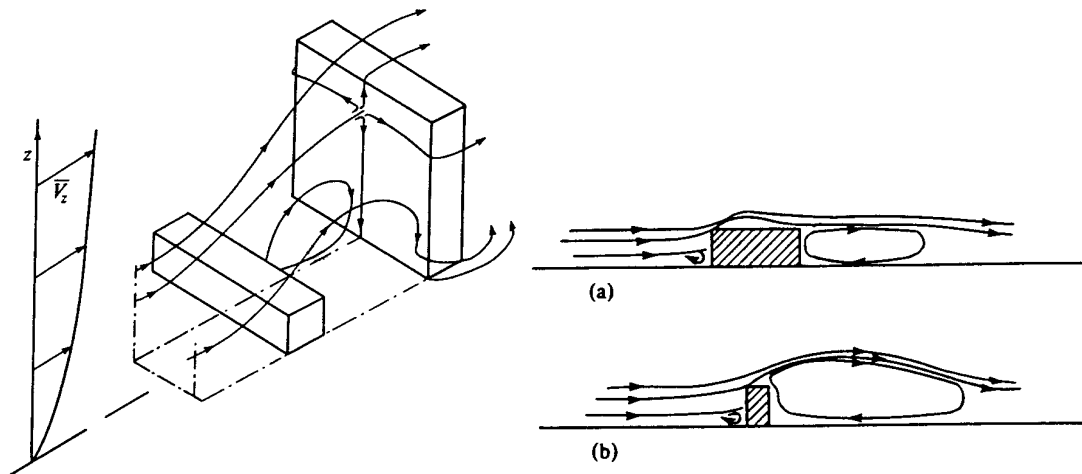


Figura II.18 - Esquema de efeito de tridimensionalidade do escoamento

Neste caso, a distribuição de pressões é alterada, de maneira que, quanto mais curto o cilindro, maior o efeito do fluxo passando pela extremidade do mesmo, e menor o coeficiente de força de arrasto global. Em função da esbelteza ou alteamento, C_D cai praticamente à metade do valor correspondente a um cilindro de comprimento infinito, conforme resumido na Tabela II.2.

Tabela II.2 - Coeficiente de arrasto para cilindros curtos de seção circular [15]

| Alteamento h/D | 1 | 2 | 3 | 5 | 10 | 20 | 40 | ∞ |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|----------|
| C_D | 0,63 | 0,69 | 0,75 | 0,74 | 0,83 | 0,92 | 1,00 | 1,20 |

II.2.3. Interferência de Acessórios de Torres Isoladas

A presença de acessórios acoplados ao longo da altura da torre, como, por exemplo, escada, pode causar alterações significativas no desprendimento de vórtices dependendo da incidência do vento.

Se o acessório tiver um certo afastamento da seção circular da torre, pode-se considerar que o desprendimento de vórtices permanece inalterado. De acordo com Buresti [35], citando vários resultados experimentais, um cilindro de diâmetro D sob escoamento transversal e posicionado a uma distância G de

uma superfície paralela a seu eixo, mantém inalterado seu padrão de desprendimento de vórtices para relações G/D tão pequenas quanto 0,35 (Figura II.19).

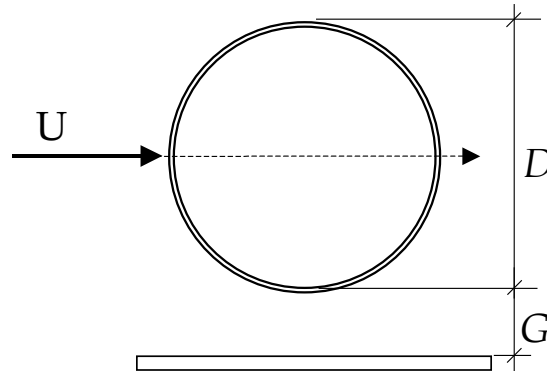


Figura II.19 -Influência de acessórios no desprendimento de vórtices em função do afastamento

A presença de escadas acopladas à superfície externa da torre afeta significativamente os coeficientes de força referidos à seção circular. Em [36] são descritos resultados experimentais em túnel de vento para estudar o comportamento de torres de concreto com escadas fechadas, os quais apresentaram vibrações excessivas e conseqüentemente o colapso da parede da escada em alvenaria. A Figura II.20.a apresenta a variação dos coeficientes C_D e C_L referidos à seção circular em função do ângulo de ataque α do vento (ver Figura II.20.b).

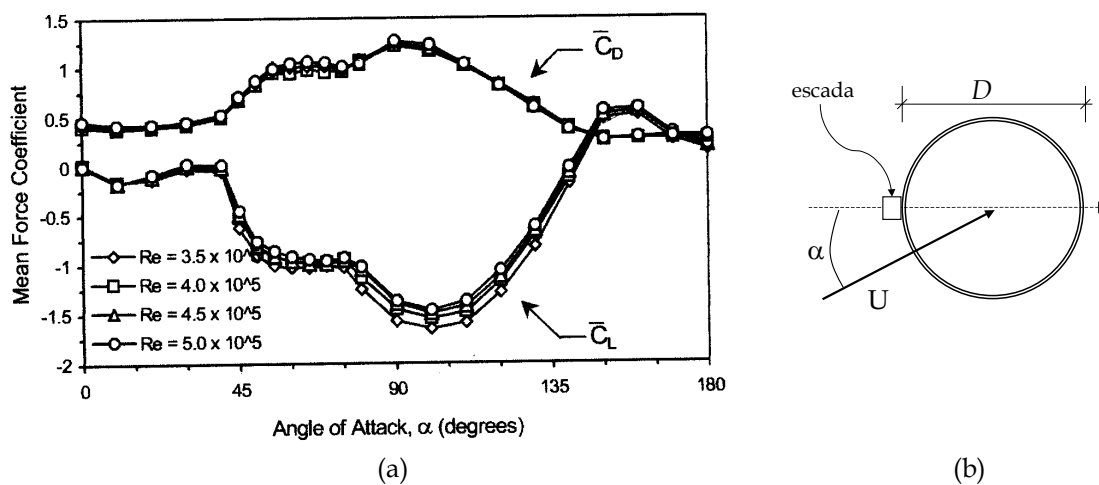


Figura II.20 - Variação dos coeficientes de força em função do ângulo de ataque para torre com acessórios [36]

Observa-se nesta figura que os valores de C_D e C_L da seção circular não são modificados para pequenos valores de α ; nestes casos a escada encontra-se na região do ponto de estagnação. O coeficiente de arrasto atinge o dobro do valor da seção circular quando $\alpha = 90^\circ$ e o coeficiente C_L , igual a zero para a seção circular, chega a valer -1,7 para $\alpha = 90^\circ$.

Em relação à variação de C_L , o valor rms \tilde{C}_L duplica para $\alpha = 45^\circ$ e triplica para $\alpha = 90^\circ$. O número de Strouhal também apresenta significativa variação.

II.2.4. Influência do Amortecimento Estrutural na Correlação

O aumento do amortecimento estrutural diminui a amplitude de oscilação, como se vê na Figura II.21 [37], de um modelo de estaca cilíndrica circular, engastada, de altura h , sob ação de vento uniforme.

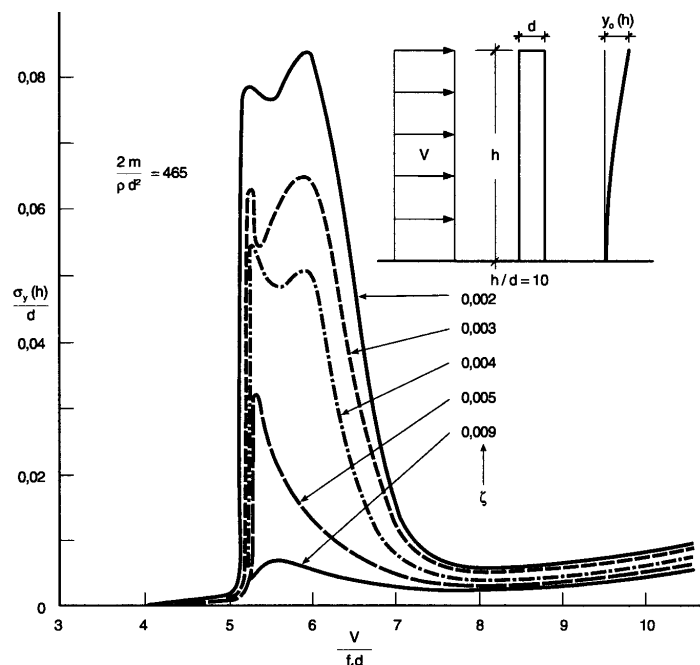


Figura II.21 - Influência do amortecimento estrutural de um modelo de estaca em regime subcrítico. Resultados de [37]

O desvio padrão σ_y das amplitudes de oscilação do topo do cilindro diminui para menos de um décimo quando a taxa de amortecimento cresce de 0,2% até 0,9%. As amplitudes de oscilação caem não só devido ao amortecimento, mas também à perda de correlação existente para pequenas oscilações, de acordo com resultados mostrados na Figura II.15.

II.3. Modelos Analíticos 2D de Desprendimento de Vórtices

Diversos modelos têm sido empregados na análise de vibrações por despreendimento de vórtices, dados o caráter interessante e a complexidade do fenômeno. Grande parte deles é voltada para avaliação de respostas na faixa de trancamento.

Alguns descrevem a força de despreendimento de vórtices com uma forma senoidal, usando coeficientes e parâmetros de ajuste, tirando partido da propriedade da resposta ser basicamente harmônica na região de captura [38]. Outros usam a teoria de vibrações aleatórias para avaliar as respostas de estruturas, com a força de despreendimento de vórtices escrita em termos de espectros de banda larga ou estreita, como uma função do tipo Gaussiana. Enquadra-se neste caso o modelo de Vickery e Clark [39], aplicado a torres, usado por outros pesquisadores [40] para comparação com medidas experimentais, com resultados satisfatórios.

Modelos semi-empíricos para investigar as forças de despreendimento de vórtices em cilindros também foram desenvolvidos, com consideração de correlação espacial dessas forças dependentes das amplitudes, tratando o fenômeno como um processo aleatório, estacionário, de banda estreita, para altos Re [41].

A natureza das vibrações auto-excitadas por despreendimento de vórtices sugere que o comportamento do fluido também possa ser modelado como um oscilador não linear. Essa idéia foi inicialmente proposta por Bishop e Hassan

[42] (*apud* [9]) e seguida por outros pesquisadores [43, 44, 45, 46], que usam modelos onde o coeficiente de sustentação (para cilindros dispostos na horizontal) ou de força lateral (com disposição vertical) C_L satisfaz a uma equação do tipo Van Der Pol, que está acoplada à equação de movimento da estrutura em termos da resposta em velocidade. Alguns modelos avaliam pontos extremos da faixa de trancamento em escoamento bidimensional [47]. Outros modelos introduzem uma variável que rege o movimento do fluido para descrever os efeitos provocados pelo desprendimento de vórtices [9, 48].

Ainda usando a idéia de um oscilador auto-excitado, Scanlan [10] apresenta dois modelos empíricos para simular a força de desprendimento de vórtices em corpos rígidos: um linear com consideração de parâmetros de excitação, de amortecimento e de rigidez aerodinâmicos, modelo utilizado também por outros pesquisadores [49, 50], e outro não linear, com parâmetros da força aeroelástica dependentes da velocidade e deslocamento da estrutura. Da equação de Van Der Pol derivam ainda outros modelos bastante aceitos, no caso específico para torres, como os modelos de Vickery e Basu [11, 51, 52], Paluch *et. Al* [53]. A força de excitação dependente da resposta da estrutura, principalmente da velocidade - condição que caracteriza o amortecimento aerodinâmico - é uma das premissas utilizadas em outros modelos [54].

O modelo aqui proposto tem como ponto de partida o modelo empírico não linear desenvolvido por Scanlan [30], combinado com o modelo oscilador acoplado (Blevins [9, 48]), com aplicação da análise modal.

A seguir, é feita uma descrição do modelo oscilador acoplado e o de Scanlan, e em seguida do modelo de Vickery e Basu aplicado a casos tridimensionais.

II.3.1. Modelo Oscilador Acoplado

Proposto por [9 e 48], o modelo oscilador de esteira considera o

movimento do fluido gerando forças em torno do cilindro, usando uma variável para descrever esse movimento. Os parâmetros do modelo são determinados a partir de curvas ajustadas com resultados experimentais para cilindros estacionários e forçados. É capaz de avaliar respostas de estruturas cilíndricas elásticas para número de Reynolds entre 10^3 e 10^5 .

Quando o cilindro está parado, os vórtices são desprendidos ao longo de seu comprimento sem relação aparente entre fases. No entanto, quando as amplitudes de vibração crescem, o escoamento torna-se melhor correlacionado ao longo do vão e os vórtices são desprendidos em, aproximadamente, esteiras bidimensionais. Em vista disso, a força de desprendimento de vórtices pode não ser bem aproximada, usando um modelo de fluido bidimensional, para pequenas amplitudes de vibração. Um modelo de fluido correlacionado geralmente tenta avaliar pequenas amplitudes de resposta. Entretanto, um modelo bidimensional é útil para investigar oscilações induzidas por desprendimento de vórtices, de moderadas a grandes amplitudes de vibração.

Seja, então, um cilindro rígido, com apoios elásticos, de seção circular conforme mostra a Figura II.22. Embora a seção seja circular, não é essencial ao desenvolvimento do modelo.

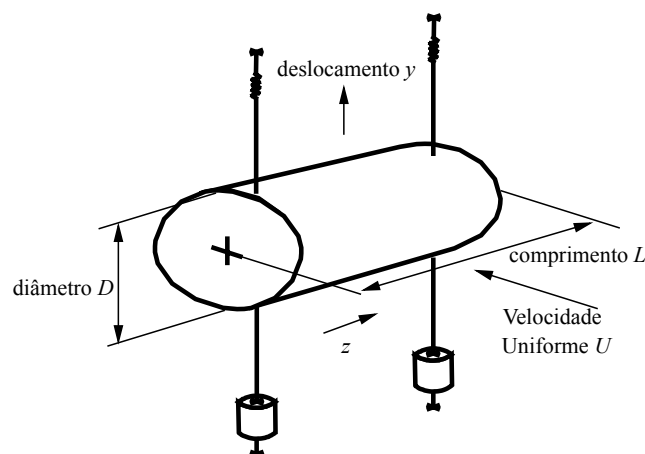


Figura II.22 - Esquema de um cilindro rígido com apoios elásticos

As hipóteses básicas da mecânica dos fluidos para este modelo são:

- Fluido é considerado não viscoso, pois fornece uma boa aproximação para o comportamento do fluido afastado da camada limite.

- Há uma boa formação de esteira de vórtices com uma frequência de desprendimento de vórtices bem definida.
- A vorticidade é gerada somente na camada limite do cilindro e os vórtices crescem uniformemente até uma intensidade máxima, movendo-se a sotavento.
- O fluido é bidimensional.
- As forças exercidas pelo fluido sobre o cilindro dependem da velocidade e da aceleração média relativa entre o fluido e o cilindro.

A equação acoplada não linear do oscilador fluido auto-excitado é escrita na forma (II.11):

$$\ddot{w} + K' \frac{u_t}{U} \frac{U}{D} \omega_v w = (a'_1 - a'_4) \frac{U}{D} \dot{w} - a'_2 \frac{\dot{w}^3}{UD} + a'_3 \dot{y} + a'_4 \frac{U}{D} \dot{y} \quad (\text{II.11})$$

A equação de movimento do cilindro é dada por:

$$\dot{y} + 2\xi_T \omega_y \dot{y} + \omega_y^2 y = a''_3 \ddot{w} + a''_4 \dot{w} \frac{U}{D} \quad (\text{II.12})$$

Nestas equações tem-se:

$$K' = \frac{K}{a_0 - a_3}, \quad a'_i = \frac{a_i}{a_0 - a_3} \quad (\text{II.13})$$

$$a''_i = \frac{\rho D^2 a_i}{m + a_3 \rho D^2}, \quad i = 3, 4, \quad \omega_y = \frac{\sqrt{\frac{k}{m}}}{1 + \frac{a_3 \rho D^2}{m}} \quad (\text{II.14})$$

$$\xi_T = \frac{\xi \sqrt{\frac{k}{m}} + \xi_f}{1 + \frac{a_3 \rho D^2}{m}}, \quad \xi_f = \frac{a_4 \rho D U}{2m \omega_y} \quad (\text{II.15})$$

Onde:

ω_y é a frequência natural circular do cilindro;

m é a massa do cilindro por unidade de comprimento, incluindo a massa adicionada do fluido, que é aproximadamente igual à massa do fluido deslocada pelo cilindro, sem considerar a forma modal ou a presença de desprendimento de vórtice;

k é a rigidez dos apoios por unidade de comprimento;

ξ_T é o coeficiente de amortecimento total efetivo, composto de uma componente gerada pelo amortecimento viscoso (ξ) da estrutura e outra componente gerada pelo amortecimento viscoso (ξ_f) do fluido.

a_1 , a_2 , a_3 e a_4 são constantes adimensionais obtidas experimentalmente [48].

\dot{w} fornece uma medida da magnitude das oscilações transversais do fluido na esteira, em termos de velocidade.

A equação (II.11) representa um oscilador fluido auto excitado. O primeiro termo do lado direito da equação é um amortecimento negativo que representa a extração da energia do fluido no fluxo livre e a transformação dessa energia em oscilações transversais do fluido. O termo não linear limita as amplitudes de oscilações do fluido. A interação entre o fluido e a camada limite do cilindro é representada pelo termo do lado esquerdo da equação. As forças do fluido, provocadas por suas oscilações transversais, sobre o cilindro são representadas pelos termos do lado direito da equação de movimento do cilindro (II.12). A reação do fluido a esta força é representada pelos dois últimos termos da equação (II.11).

Os parâmetros desse modelo são ajustados a partir de resultados experimentais em cilindros fixos e em movimento forçado, sob ação de desprendimento de vórtices, na zona de ressonância [48].

As amplitudes de deslocamento na condição de ressonância (faixa de trancamento) avaliadas por este modelo podem ser expressas em função do amortecimento reduzido δ_r , também chamado de número de Scruton.

$$\delta_r = \frac{4m\pi\xi}{\rho D^2} \quad (\text{II.16})$$

Iwan [55] estendeu este modelo para avaliações de amplitudes de deslocamento em alguns tipos de estruturas cilíndricas elásticas, com resultados que se aproximam bem de medidas experimentais, para número de Reynolds entre 2×10^2 e 2×10^5 . As amplitudes de deslocamento máximas para uma estrutura cilíndrica no modo natural de vibração j são obtidas, na ressonância, pela expressão (II.17).

$$\frac{Ay}{D} = \frac{a_4 \sqrt{4/3} \gamma_j}{2\pi^3 S^2 \mu_r \xi_j^T} \left[\frac{a_1 - a_4}{a_2} + \frac{a_4^2}{\pi^2 a_2 S \mu_r \xi_j^T} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.17})$$

Onde $\mu_r = 4m/\rho\pi D^2$.

Resultados experimentais indicam valores para $a_1 = 0,44$, $a_2 = 0,2$ e $a_4 = 0,38$ [9].

A expressão (II.17) é reescrita por Blevins [9] na forma da equação (II.18).

$$Ay = 0,07\gamma \sqrt{\frac{0,3 + \frac{0,72}{(1,9 + \delta_r)S}}{(1,9 + \delta_r)S^2}} D \quad (\text{II.18})$$

O fator γ que aparece em (II.17) e (II.18) é um parâmetro geométrico que depende da forma modal, dado por:

$$\gamma = \phi_{\max}(z/l) \left\{ \frac{\int_0^l \phi^2(z) dz}{\int_0^l \phi^4(z) dz} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.19})$$

A Figura II.23 mostra os resultados teóricos deste modelo (II.18) em comparação com experimentais. Nota-se que quando o amortecimento estrutural é nulo, a amplitude atinge um valor limite, igual a $1,37D$, em se tratando de cilindro rígido. Este limite é resultado da redução na componente de excitação da força do fluido com o aumento da amplitude.

Os resultados deste modelo são utilizados aqui na proposta de um novo modelo para vibrações transversais induzidas por desprendimento de vórtices em estruturas de seção circular.

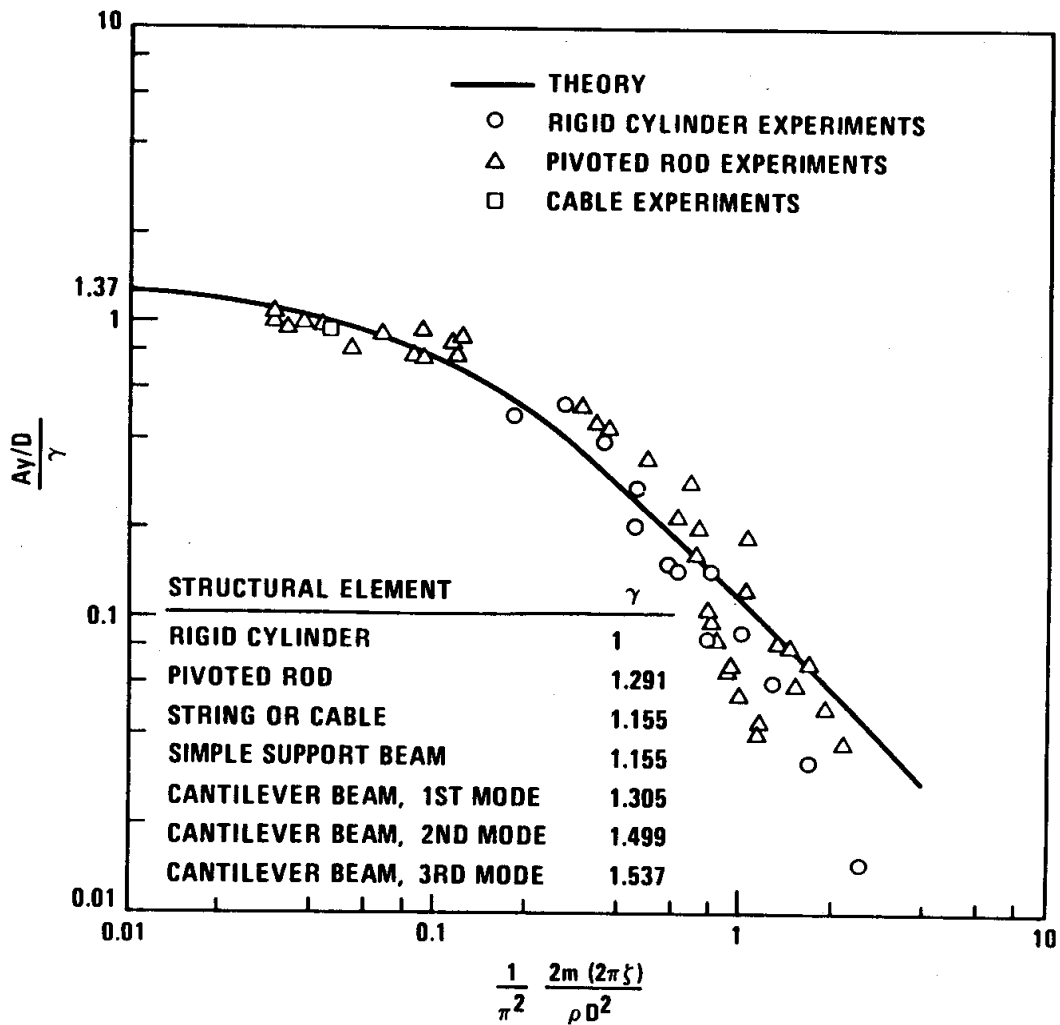


Figura II.23 - Amplitudes de deslocamento para cilindro rígido e alguns estruturalmente elásticos em função do parâmetro de amortecimento reduzido [9].

II.3.2. Modelo Empírico Linear de R. H. Scanlan

Dependendo dos objetivos de uma investigação, um modelo mais simples pode ser empregado na análise de vibrações induzidas por desprendimento de vórtices, para identificação das deflexões máximas de uma estrutura [10].

Para montar tal modelo, considera-se que a excitação aerodinâmica, o amortecimento e a rigidez aerodinâmicos são gerados por um oscilador mecânico linear. A rigidez aerodinâmica e o amortecimento aerodinâmico são definidos como forças expressas pelo produto das constantes do fluido dependentes do deslocamento y e da velocidade \dot{y} , respectivamente. Considerando que no trancamento (“*lock-in*”) a frequência natural do oscilador mecânico controla todo o sistema aerodinâmico e mecânico, o modelo poderia ser regido por esta frequência, ou seja, $\omega = \omega_1$.

A partir dessas observações, Scanlan [10] escreve a equação de movimento do fluido sujeito a força induzida por desprendimento de vórtices:

$$m[\ddot{y} + 2\xi\omega_1\dot{y} + \omega_1^2 y] = \frac{1}{2}\rho U^2 (2D) \left[H_1(K_1) \frac{\dot{y}}{U} + H_2(K_1) \frac{y}{D} + \frac{1}{2}C_L(K_1)\text{sen}(\omega_1 t + \alpha) \right] \quad (\text{II.20})$$

onde $K_1 = D\omega_1/U$ e H_1, H_2, C_L e α são parâmetros de ajuste.

Observa-se que os parâmetros H_1, H_2 e C_L dependem de K_1 , que tem relação com o número de Strouhal $K_1 = 2\pi S$, e devem ser obtidos a partir de resultados experimentais. H_1 está associado ao termo de amortecimento aerodinâmico linear. H_2 representa a rigidez aerodinâmica.

A equação (II.20) representa um oscilador harmônico, cuja solução depende de condições iniciais para chegar ao estado de regime.

Segundo Scanlan [10] este modelo apresenta bom ajuste com resultados experimentais.

II.3.3. Modelo Empírico Não Linear de R. H. Scanlan

Este modelo é uma extensão do modelo anterior dada pela adição de um termo cúbico não linear. Contém características de um oscilador de Van der Pol, ou seja, pequeno amortecimento para baixas amplitudes e alto amortecimento para grandes amplitudes. A equação de movimento é escrita na forma:

$$m\left[\ddot{y} + 2\xi\omega_1\dot{y} + \omega_1^2 y\right] = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1(K) \left(1 - \varepsilon \frac{y^2}{D^2}\right) \frac{\dot{y}}{U} + H_2(K) \frac{y}{D} + \frac{1}{2} C_L(K) \text{sen}(\omega t + \alpha) \right] \quad (\text{II.21})$$

onde m é a massa por unidade de comprimento do cilindro, ξ é a taxa de amortecimento, ω_1 é a sua freqüência natural, $K = D\omega/U$ e ω satisfaz a relação de Strouhal $\omega D/U = 2\pi S$.

Neste modelo H_1 , ε (parâmetros linear e não linear do amortecimento aerodinâmico, respectivamente), H_2 (parâmetro que representa a rigidez aerodinâmica), todos funções de K , são obtidos de observações experimentais.

Este modelo considera alguns efeitos observados de oscilações induzidas por desprendimento de vórtices, como por exemplo, não linearidade e amplitudes auto-limitadas. Na condição de "lock-in" em que $\omega \cong \omega_1$, a freqüência de desprendimento de vórtices é aproximadamente ou igual a freqüência da estrutura, C_L e H_2 podem ser considerados nulos, já que os termos da equação (II.21) que contêm esses dois parâmetros são pequenos quando comparados com o parâmetro de amortecimento aerodinâmico. Os termos que são funções de H_1 e ε são dominantes. Estes dois parâmetros são determinados a partir da observação experimental de duas amplitudes de respostas ressonantes Ay_1 e Ay_2 , para dois valores de amortecimento ξ_1 e ξ_2 .

O modo de obtenção desses dois parâmetros é descrito a seguir.

Para amplitudes de resposta em regime, a dissipação média de energia por ciclo é nula, de onde se escreve que:

$$\int_0^T \left[4m\xi\omega - \rho U D H_1 \left(1 - \varepsilon \frac{y^2}{D^2} \right) \right] \dot{y}^2 dt = 0 \quad (\text{II.22})$$

onde $\omega = 2\pi/T$, e T é o período natural.

Considerando que a resposta do deslocamento y no tempo é harmônica representada pela equação (II.23), e avaliando as integrais nas quais aparecem explicitamente os termos dependentes do quadrado da velocidade e de seu produto com o quadrado do deslocamento, respectivamente as equações (II.24) e (II.25), a equação da dissipação de energia nula (II.22) passa a ser escrita na forma da equação (II.26).

$$y = Ay \cos(\omega t) \quad (\text{II.23})$$

$$\int_0^T \dot{y}^2 dt = \omega Ay^2 \pi \quad (\text{II.24})$$

$$\int_0^T y^2 \dot{y}^2 dt = \omega Ay^4 \frac{\pi}{4} \quad (\text{II.25})$$

$$(\varepsilon Ay^2 - 4D^2) \rho U H_1 + 16m\xi\omega D = 0 \quad (\text{II.26})$$

Da equação (II.26) obtém-se o valor da amplitude de deslocamento Ay :

$$Ay = 2 \left[\frac{(\rho U D H_1 - 4m\xi\omega) D}{\rho U H_1 \varepsilon} \right]^{1/2} \quad (\text{II.27})$$

Os parâmetros H_1 e ε são determinados a partir da substituição de dois valores de amplitudes de deslocamento (Ay_1 ; Ay_2) obtidos experimentalmente para as respectivas taxas de amortecimento (ξ_1 ; ξ_2) na equação (II.27). Dessa forma se tem:

$$H_1 = \frac{8m\pi S(\xi_2 Ay_1^2 - \xi_1 Ay_2^2)}{D^2 \rho (Ay_1^2 - Ay_2^2)} \quad (\text{II.28})$$

$$\varepsilon = \frac{4(\xi_1 - \xi_2) D^2}{\xi_1 Ay_2^2 - \xi_2 Ay_1^2} \quad (\text{II.29})$$

Este modelo é útil na avaliação de respostas para modelos reduzidos em testes experimentais em túnel de vento. Na ausência de resultados experimentais, uma sugestão seria fazer uso de relações conhecidas para amplitudes de deslocamento de um cilindro, como por exemplo, as obtidas teoricamente [9] mostradas na Figura II.23.

II.4. Modelo analítico 3D de Desprendimento de Vórtices de Vickery & Basu

Vickery e Basu [11, 51] apresentam um modelo de um grau de liberdade, aplicado a torres e chaminés, usando a análise modal na avaliação das respostas induzidas por desprendimento de vórtices.

Um estudo minucioso entre diferentes modelos de análise em torres apresentado em [12] conclui que este é um dos modelos mais aceitos na literatura usada.

O modelo considera as forças de vento sobre a estrutura dividida em duas partes. A primeira parte do modelo descreve as forças transversais que atuam em um cilindro parado, ou seja, apenas os aspectos aerodinâmicos. A segunda parte leva em conta os efeitos aeroelásticos, isto é, a influência do movimento da estrutura nas forças aerodinâmicas. Segue então uma síntese da descrição matemática do modelo.

II.4.1. Forças Aerodinâmicas

O valor rms do coeficiente de força lateral \tilde{C}_L é definido de maneira que:

$$\tilde{F}_L = \tilde{C}_L D \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (\text{II.30})$$

\tilde{F}_L é o valor rms das forças laterais, definido por uma frequência central

de desprendimento de vórtices f_v , dada em função do número de Strouhal $S = f_v D / U$.

Segundo Vickery [13], a forma exata do espectro não é significativa exceto em torno de 20% da frequência central f_v . Uma distribuição Gaussiana de banda estreita é usada na montagem das forças geradas pelo desprendimento de vórtices. O espectro $S_{CL}(f)$ das forças transversais devidas ao desprendimento de vórtices é dado pela expressão (II.31).

$$f S_{CL}(f) / \tilde{C}_L^2 = \frac{f}{f_v B \sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{1 - f / f_v}{B} \right)^2 \right\} \quad (\text{II.31})$$

O parâmetro de largura de banda B , que define a forma do espectro, dado em função da intensidade de turbulência I_u , é aproximadamente igual a [56]:

$$B = 0,1 + 2,0 I_u \quad (\text{II.32})$$

A correlação espacial da flutuação das forças laterais é representada pela equação seguinte:

$$R_0(z_1, z_2) = \cos(2r/3) \exp\{- (r/3)\} \quad (\text{II.33})$$

Na equação (II.33), z é distância longitudinal entre os pontos 1 e 2 e r é definido por:

$$r = \frac{2|z_1 - z_2|}{D(z_1) + D(z_2)} \quad (\text{II.34})$$

A força modal $F_{Lj}(t)$ de um modo j é dada pela contribuição das flutuações da força lateral por unidade de comprimento $F_L(z, t)$ ao longo do comprimento da torre, representada matematicamente por:

$$F_{Lj}(t) = \int_0^h F_L(z, t) \phi_j(z) dz \quad (\text{II.35})$$

Finalmente, o espectro $S_{FLj}(f)$ de $F_{Lj}(t)$ pode ser escrito em termos do espectro $S_{FL}(f)$ das flutuações \tilde{F}_L e seu co-espectro normalizado na forma seguinte:

$$S_{FLj}(f) = \int_0^h \int_0^h \sqrt{S_{FL}(f, z_1) S_{FL}(f, z_2)} R_0(z_1, z_2) \phi(z_1) \phi(z_2) dz_1 dz_2 \quad (\text{II.36})$$

II.4.2. Forças Dependentes do Movimento - Aeroelásticas

Duas hipóteses básicas são consideradas para a formulação das forças aeroelásticas:

1. As forças que agem no corpo parado não sofrem influência do movimento;
2. O movimento induz forças que estão em fase com o deslocamento e a velocidade do corpo. A força que está em fase com o deslocamento é a rigidez aerodinâmica, capaz de modificar a rigidez da estrutura. No entanto para oscilações no ar, essa modificação é desprezível [57]. A força que está em fase com a velocidade promove alterações significativas no amortecimento estrutural, sendo a parcela mais importante em se tratando de torres e chaminés. Esta força é escrita na forma:

$$F_L = 4\pi f_1 \rho D^2 Ka_o \left[1 - \left(\frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_L} \right)^2 \right] \dot{y} \quad (\text{II.37})$$

Nesta equação, tem-se:

f_1 : frequência fundamental da estrutura;

Ka_o : parâmetro de amortecimento aerodinâmico obtido quando $\tilde{y} \rightarrow 0$;

\tilde{y} : valor rms do deslocamento;

\tilde{y}_L : valor rms de deslocamento limite;

\dot{y} : velocidade.

O parâmetro Ka_o está associado à natureza auto-limitante do

amortecimento negativo $Ka = -\eta_{ame}/(\rho D^2)$ dado pela expressão:

$$Ka = Ka_0 \left[1 - \left(\frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_L} \right)^2 \right] \quad (II.38)$$

A variação de Ka_0 com a razão de velocidades U/U_{cr} é mostrada na Figura II.24, que traz ainda a influência da turbulência sobre o parâmetro de amortecimento aerodinâmico. Observa-se que este amortecimento diminui para valores altos de intensidade de turbulência. Em escoamento laminar ($I_u = 0$), o amortecimento aerodinâmico é máximo.

O comportamento de Ka_0 em função do número de Re tem aspecto semelhante ao de outros parâmetros aerodinâmicos como C_D e C_L , com variações bruscas no regime crítico (Figura II.25).

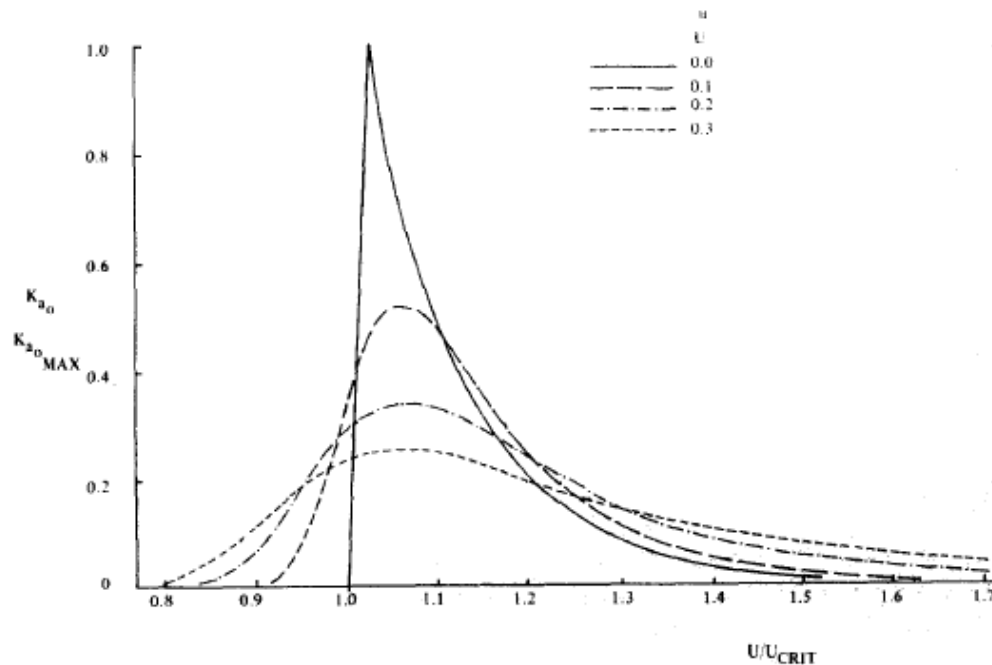


Figura II.24 - Variação de Ka_0 com a U/U_{cr} e influência da escala de turbulência [11, 51]

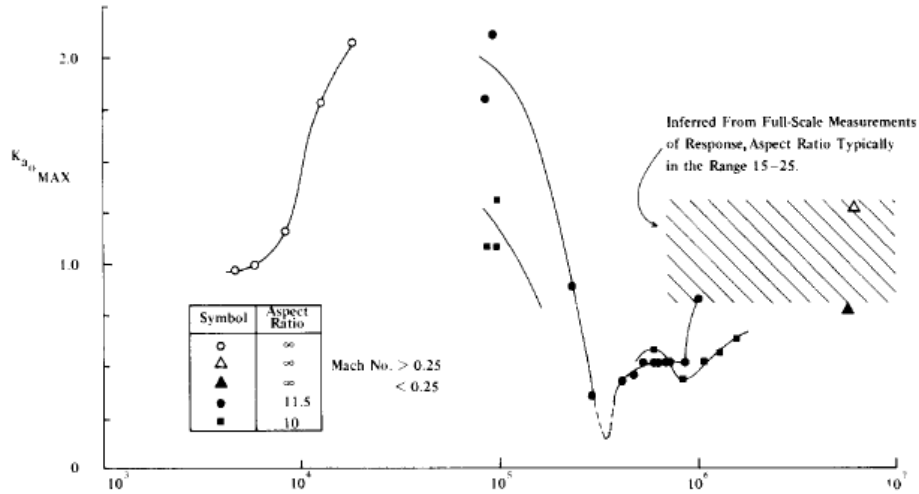


Figura II.25 – Variação do parâmetro de amortecimento negativo com número de Reynolds [51]

II.4.3. Avaliação de Respostas

A resposta em amplitude y_j do modo j ($f = f_j$) é dada pela expressão válida para uma excitação de ruído branco (espectro constante):

$$\tilde{y}_j^2 = \frac{S_{FLj}(f_j)}{M_j^2 (4\pi f_j)^3 (\eta_j + \eta_{aj})} \quad (\text{II.39})$$

onde $S_{FLj}(f_j)$ é o espectro da força modal avaliada na frequência f_j , M_j é a massa modal, η_j é o amortecimento estrutural como função do amortecimento crítico e η_{aj} é a razão entre o coeficiente de amortecimento aerodinâmico e o coeficiente de amortecimento estrutural crítico, obtido a partir de (II.37) e manipulações algébricas.

$$\eta_{aj} = -\frac{\rho D_{\text{ref}}^2}{m e_j} \left[C_1 - C_2 \left(\frac{\tilde{y}_j}{D_{\text{ref}} c} \right)^2 \right] \quad (\text{II.40})$$

Aqui D_{ref} é um diâmetro de referência; c é uma constante numérica $\cong 0,4$ e $m e_j$ é a massa equivalente por unidade de comprimento definida por:

$$m e_j = \frac{\int_0^h m(z) \phi^2(z) dz}{\int_0^h \phi^2(z) dz} \quad (\text{II.41})$$

Com $m(z)$ a massa por unidade de comprimento da estrutura e $\phi(z)$ sua forma modal. As constantes C_1 e C_2 são iguais a:

$$C_1 = \frac{\int_0^h Ka_o \left[\frac{d(z)}{D_{\text{ref}}} \right]^2 \phi_j^2(z) dz}{\int_0^h \phi_j^2(z) dz} \quad (\text{II.42})$$

$$C_2 = \frac{\int_0^h Ka_o \phi_j^4(z) dz}{\int_0^h \phi_j^2(z) dz} \quad (\text{II.43})$$

O desvio padrão ou valor rms da resposta é então dado pela raiz quadrada da variância.

$$\tilde{y}_j = \frac{1}{M_j} \sqrt{\frac{S_{FLj}(f_j)}{(4\pi f_j)^3 (\eta_j + \eta_{aj})}} \quad (\text{II.44})$$

Observa-se que para pequenos deslocamentos, o termo de ordem superior em η_{aj} pode ser desprezado, de onde se obtém uma solução fechada. Na situação adversa, a resposta deve ser obtida iterativamente. O número de modos a serem considerados para aquisição das respostas dependerá daquele dominante. Geralmente o primeiro modo é considerado suficiente.

Lembrando que \tilde{y}^2 é o valor médio quadrático, a amplitude máxima esperada ou valor de pico é igual a:

$$\hat{y}(z) = g_y \tilde{y} \quad (\text{II.45})$$

onde g_y é fator de pico igual a 3,8 para vibrações com pequenas amplitudes e 1,41 para oscilações com grandes amplitudes.

Os tipos de soluções apresentadas por este modelo são mostrados a seguir, considerando um caso mais simples estrutural, onde a seção é invariável ($D(z) = D$), a estrutura é rígida ($\phi(z) = 1$) e o escoamento é bidimensional.

Tem-se, então, simplificada que:

$$\frac{\tilde{y}}{D} = \frac{C}{\left\{ K_s + K_{a_0} \left(1 - \frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_L} \right) \right\}^{1/2}} \quad (\text{II.46})$$

onde a constante C depende dos parâmetros L , \tilde{C}_L , S e B , além da geometria e demais propriedades estruturais da torre.

K_s é um parâmetro de amortecimento estrutural definido por:

$$K_s = \frac{me\xi_s}{\rho D^2} \quad (\text{II.47})$$

onde me é a massa efetiva por unidade de comprimento e ξ_s é o amortecimento.

A solução de (II.46) pode ser considerada em duas partes: para pequenas e grandes amplitudes. Para pequenas amplitudes a resposta é escrita na forma seguinte.

$$\frac{\tilde{y}}{D} \cong \frac{C}{(K_s + K_{a_0})^{1/2}} \quad (\text{II.48})$$

Isto define uma região de vibração aleatória forçada com amortecimento linear aerodinâmico positivo e $K_s/K_{a_0} > 1$.

A solução para grandes amplitudes é regida pela equação (II.49) e representa as amplitudes de deslocamento na faixa de trancamento, independente de C e, portanto, das forças aleatórias geradas pelo espectro de largura de banda B . Neste caso, $K_s/K_{a_0} < 1$. A resposta tem comportamento harmônico senoidal.

$$\frac{\tilde{y}}{\tilde{y}_L} \cong \left(1 - \frac{K_s}{K_{a_0}} \right)^{1/2} \quad (\text{II.49})$$

Quando $K_s \cong K_{a_0}$ há uma zona de transição entre as duas definidas anteriormente para pequenas e grandes amplitudes, onde as amplitudes são dependentes tanto das forças externas como do amortecimento não linear. Estas regiões estão ilustradas na Figura II.26.

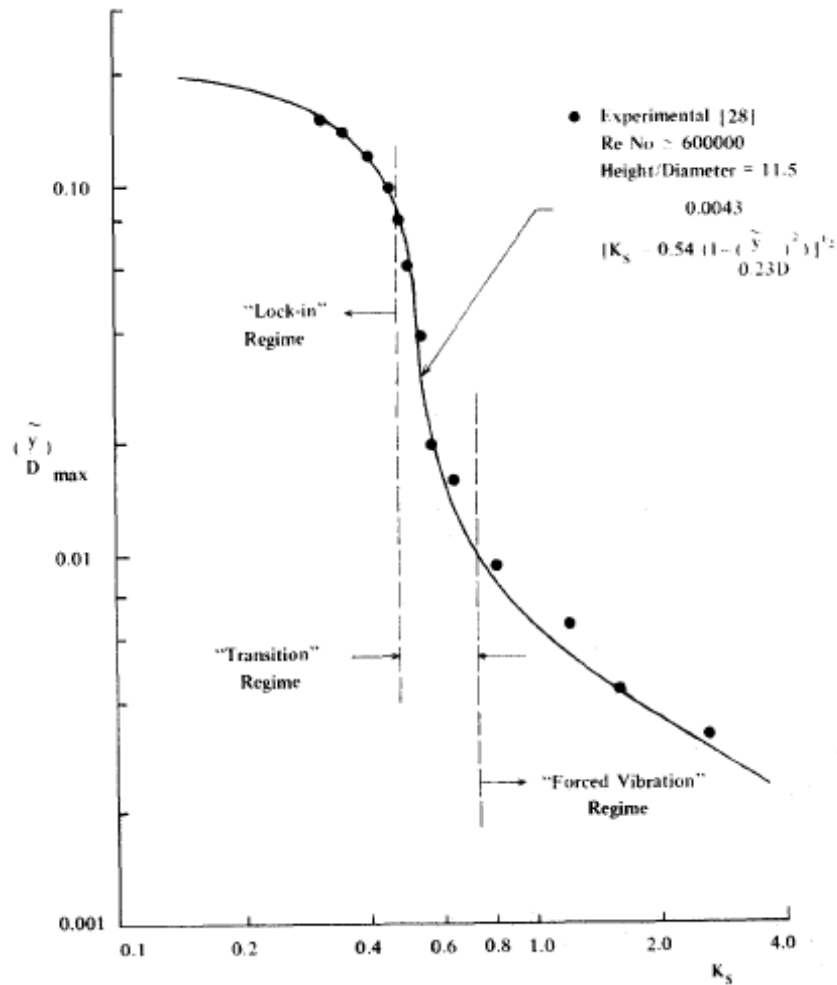


Figura II.26 – Regiões de vibração em função do parâmetro de amortecimento estrutural K_s [11]

Os modelos mostrados aqui são para escoamento bidimensional, com exceção deste último, com aplicações a torres.

As definições apresentadas anteriormente são referidas a cilindros de seção circular, quando não houver indicação. Algumas destas definições são aplicadas no modelo de avaliação de respostas induzidas por despreendimento de vórtices, proposto a seguir.

Capítulo III

Modelo 2D Estendido a 3D para Desprendimento Cadenciado de Vórtices em Torres

III.1. Apresentação do Modelo

O novo modelo propõe a utilização do conceito de células de vórtices para dividir a estrutura de torre de seção variável sob a ação de vento com perfil variável de velocidade $U(z)$, em trechos nos quais há ocorrência de desprendimento de vórtices em uma frequência definida (ver Figura III.1.a).

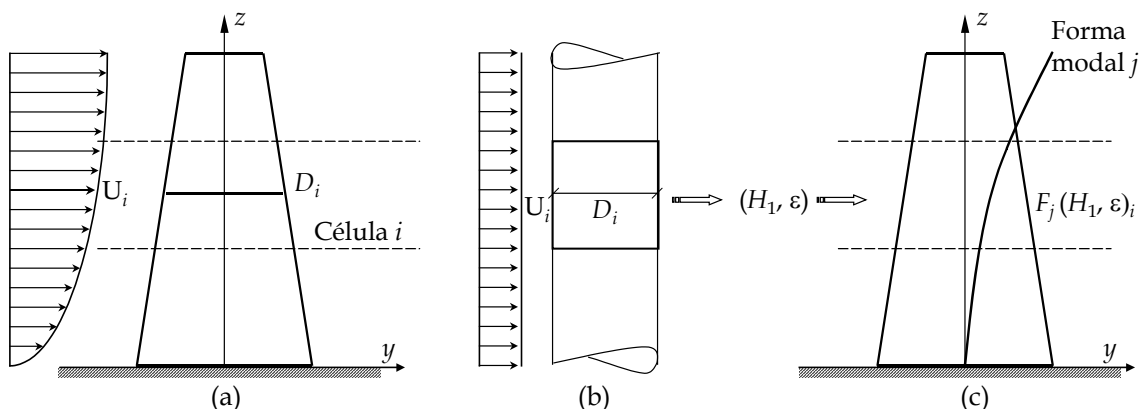


Figura III.1 - Esquema do novo modelo analítico para vibrações induzidas por desprendimento de vórtices em torres esbeltas: (a) células de vórtices em torre de seção variável sob ação de vento com perfil de velocidade $U(z)$; (b) estrutura de seção circular constante sob ação de velocidade uniforme (modelo 2D); (c) força aeroelástica generalizada F_j associada ao modo j de vibração

Em cada célula i , esta frequência f_i está associada a um diâmetro D_i (tomado igual ao diâmetro médio da célula) e uma velocidade U_i , que se relacionam pelo número de Strouhal S da seção transversal.

$$S = f_i D_i / U_i \quad (\text{III.1})$$

A descrição matemática da força aeroelástica $F(z)$ em cada trecho é feita com o modelo analítico 2D de Scanlan [30]:

$$F(z, t) = \frac{1}{2} \rho U_i^2 D_i \left[H_1 \left(1 - \frac{\varepsilon y^2}{D_i^2} \right) \frac{\dot{y}}{U_i} + C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \quad (\text{III.2})$$

que se aplica a uma estrutura rígida infinita de seção constante (no caso o diâmetro D_i) sob ação de vento laminar de velocidade U_i , conforme ilustra Figura III.1.b. Na equação (III.2) y é o deslocamento da estrutura em função do tempo, ρ é a massa específica do fluido e H_1 e ε são parâmetros que devem ser obtidos a partir de ensaios em túnel de vento de modelos seccionais (2D) ou então por meio de resultados numéricos da fluido-dinâmica computacional [58, 59] conforme já exposto no item II.3.

Para determinar os valores de H_1 e ε de cada trecho no caso de seção circular, utilizam-se os resultados teóricos do modelo Oscilador Acoplado [9], que fornecem as amplitudes de vibração A_y em função do número de Scruton (Figura II.23). A força $F(z)$ é, então, considerada distribuída ao longo do comprimento do trecho i .

Finalmente, as forças $F(z)$ por unidade de comprimento em cada trecho i são combinadas e transformadas em forças generalizadas para se escrever a equação de movimento da estrutura da torre em termos da amplitude Y_j , do seu modo j de vibração:

$$M_j (\ddot{Y}_j + 2\xi_j \omega_j \dot{Y}_j + \omega_j^2 Y_j) = Fm_j(H_1, \varepsilon) \quad (\text{III.3})$$

onde M_j , ξ_j e ω_j são respectivamente a massa, o amortecimento e freqüência natural da estrutura associados ao modo natural de vibração j . Fm_j é a força modal, que é função da forma modal $\phi_j(z)$ e da força por unidade de comprimento $F(z)$.

$$Fm_j = \int \phi_j(z) F(z) dz \quad (\text{III.4})$$

A solução do conjunto de equações em coordenadas modais (III.3) é feita no domínio do tempo, para uma certa condição inicial, com o método de Runge-Kutta, para se obter as amplitudes Y_j . Os deslocamentos em qualquer ponto da torre são obtidos, então, por superposição modal.

A determinação dos parâmetros H_1 e ε de uma célula para distintos valores de velocidade de vento U é feita com base no gráfico da Figura III.2, que apresenta a resposta típica de um cilindro rígido de seção constante (modelo 2D da (Figura III.1.b) em termos de amplitude de deslocamento A_y para dois valores de amortecimento ξ . Os valores máximos A_{y1} e A_{y2} foram considerados associados ao parâmetro de velocidade reduzida $U_r = 5$, igual ao inverso do número de Strouhal, $S = 0,2$, que é o valor típico para seções circulares em escoamento subcrítico. Os valores A_{y1} e A_{y2} são obtidos da curva de resposta para cilindros rígidos do modelo Oscilador Acoplado (Figura II.23), em função do número de Scruton. Esta resposta, válida para escoamentos sub-críticos, é descrita pelas equações seguintes:

$$A_{y_n} = 0,07 \sqrt{\frac{0,3 + \frac{0,72}{(1,9 + \delta_r)S}}{(1,9 + \delta_r)S^2}} D_{cel} \quad (III.5)$$

$$\delta_r = \frac{4m_{cel} \pi \xi_n}{\rho D_{cel}^2}, \text{ com } n = 1 \text{ ou } 2$$

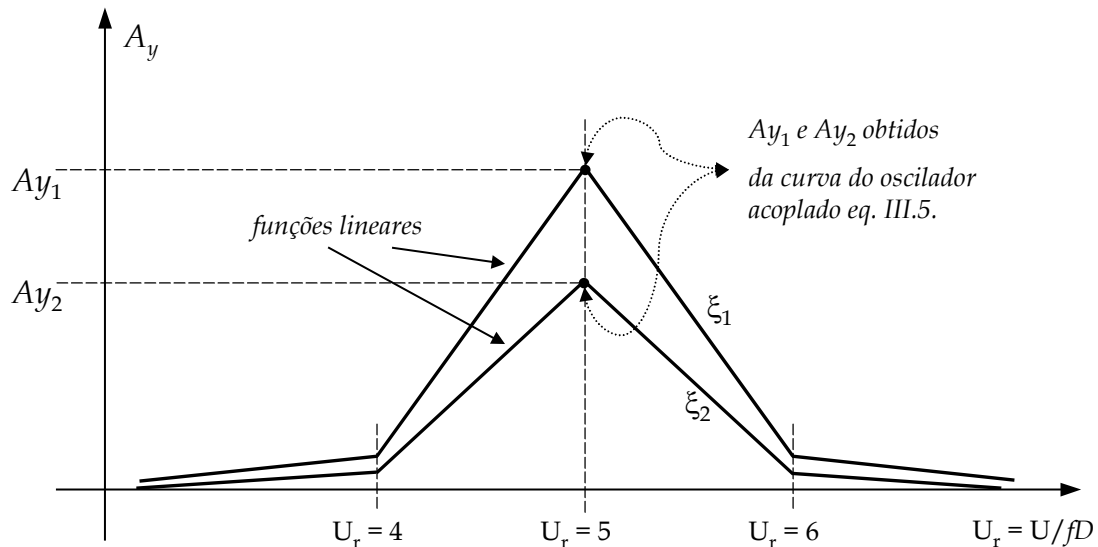


Figura III.2 - Curvas linearizadas de amplitude em função da velocidade reduzida para distintos valores de U , utilizadas na determinação dos parâmetros H_1 e ε

Com base nos resultados experimentais de Feng (*apud.* Blevins [9]) (Figura II.13), define-se aqui uma faixa de trancamento, tomando uma variação

de 20% em torno da frequência crítica de desprendimento de vórtices. Ainda inspirando-se nos resultados experimentais da Figura II.13 foram admitidas respostas lineares nos intervalos $4,0 < U_r < 5,0$ e $5,0 < U_r < 6,0$.

Com esses dados, monta-se então a curva de amplitude do cilindro rígido em função da velocidade de escoamento laminar do vento (Figura III.2), utilizada na determinação dos parâmetros H_1 e ε . Esta determinação é feita segundo as equações (III.6), originadas da condição de perda nula de energia em um ciclo de resposta - ver item II.3.3.

$$H_{1,\text{cel}} = \frac{8 m_{\text{cel}} \pi S}{\rho D_{\text{cel}}} \left(\frac{Ay_2^2 \xi_1 - Ay_1^2 \xi_2}{Ay_1^2 - Ay_2^2} \right) \quad (\text{III.6})$$

$$\varepsilon_{\text{cel}} = \frac{4D_{\text{cel}}(\xi_1 - \xi_2)}{Ay_2^2 \xi_1 - Ay_1^2 \xi_2}$$

Fora da faixa de trancamento admite-se que o cilindro rígido apresenta pequenos deslocamentos produzidos pela força descrita por

$$F = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \quad (\text{III.7})$$

onde $\omega_e = 2\pi f_e = 2\pi S U / D$.

A seguir são detalhados vários casos de torres em ordem crescente de complexidade até se chegar ao caso mais geral de torre de seção variável sob ação de vento com perfil variável de velocidade, considerando-se a correlação espacial do fenômeno e a turbulência.

III.2. Torre de Seção Constante sob a Ação de Vento de Velocidade Constante ao Longo da Altura

Neste item estende-se o modelo 2D, aplicado a uma estrutura de comprimento infinito (Figura III.3.a) a uma torre engastada e livre (Figura III.3.b), incorporando-se a forma modal. Considera-se inicialmente que o desprendimento de vórtices se dá em uma única frequência (uma célula de

vórtices).

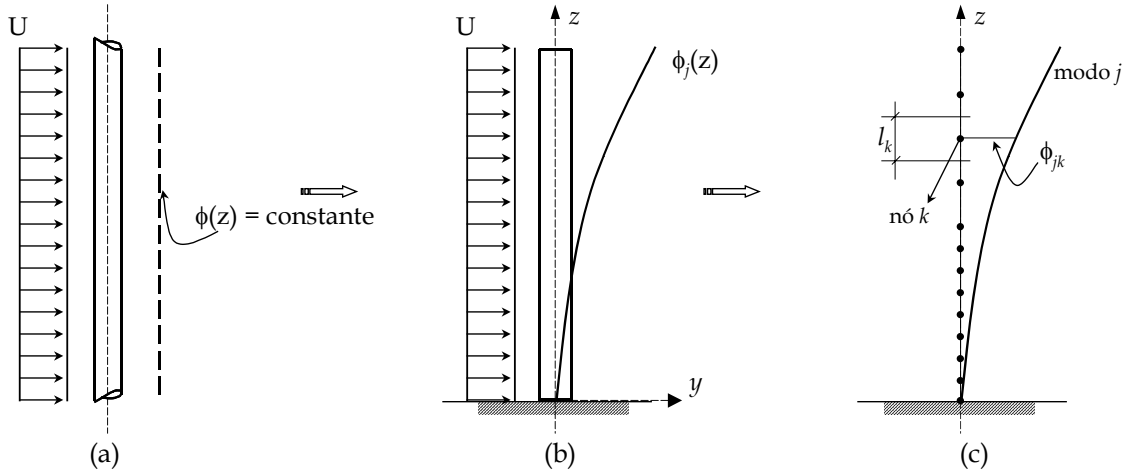


Figura III.3 – Incorporação da forma modal (b) ao modelo rígido (a) e sua discretização (c)

O deslocamento y em um ponto z da torre pode ser calculado por superposição modal com

$$y(z,t) = \phi(z)Y(t) \quad \therefore \quad \dot{y}(z,t) = \phi(z)\dot{Y}(t) \quad (\text{III.8})$$

sendo Y a amplitude da forma modal $\phi(z)$ em função do tempo.

A descrição matemática da força aeroelástica por unidade de comprimento dada pela equação (III.2) é reescrita para um cilindro rígido (Figura III.3.a) submetido a um perfil de velocidade constante ($U(z) = U$) do vento como:

$$F(z,t) = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1 \left(1 - \frac{\varepsilon y^2}{D^2} \right) \frac{\dot{y}}{U} + C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \quad (\text{III.9})$$

Substituindo (III.8) em (III.9), tem-se:

$$F(z,t) = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1 \left(1 - \frac{\varepsilon (\phi_j Y)^2}{D^2} \right) \frac{\phi_j \dot{Y}}{U} + C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \quad (\text{III.10})$$

De onde se escreve:

$$F(z,t) = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1 \left(\phi_j - \frac{\varepsilon \phi_j^3 Y^2}{D^2} \right) \frac{\dot{Y}}{U} + C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \quad (\text{III.11})$$

Sendo a torre analisada na forma discreta (por elementos finitos), tem-se o vetor de deslocamentos nodais dado por:

$$\mathbf{y} = \boldsymbol{\phi}\mathbf{Y} \quad (\text{III.12})$$

sendo $\boldsymbol{\phi}$ a matriz de auto vetores e \mathbf{Y} o vetor de amplitudes modais.

O vetor de forças nodais \mathbf{F} é dado por:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1 \left(1 - \frac{\varepsilon \boldsymbol{\phi} \boldsymbol{\phi}^T \mathbf{Y}^2}{D^2} \right) \frac{\boldsymbol{\phi} \dot{\mathbf{Y}}}{U} + C_L \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \mathbf{L} \quad (\text{III.13})$$

sendo \mathbf{L} uma matriz diagonal contendo os comprimentos de influência l_k de cada nó k que devem multiplicar a força por unidade de comprimento F (ver a Figura III.3c).

A força modal igual a:

$$Fm_j = \boldsymbol{\phi}^T \mathbf{F} \quad (\text{III.14})$$

pode então ser escrita na forma de somatórios modais:

$$Fm_j = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[H_1 \left(\sum_k \phi_{jk}^2 l_k - \frac{\varepsilon Y_j^2}{D^2} \sum_k \phi_{jk}^4 l_k \right) \frac{\dot{Y}_j}{U} + \sum_k C_L \phi_{jk} l_k \text{sen}(\omega_e t + \alpha) \right] \quad (\text{III.15})$$

Com a força modal da equação (III.15) resolve-se o sistema de equações (III.3) no domínio do tempo pelo método de Runge-Kutta para alguma condição inicial.

- **Exemplo de Torre de Seção Constante**

Para ilustrar a aplicação do modelo apresenta-se aqui um exemplo de uma torre engastada e livre de seção constante, com diâmetro $D = 0,5$ m, espessura $e = 4,8$ mm e, conseqüentemente, massa por unidade de comprimento $\bar{m} = 0,0586$ t/m ($2\bar{m} / \rho D^2 = 375,04$), com uma taxa de amortecimento $\xi = 0,01$, conforme ilustra a Figura III.4.a. O primeiro modo natural de vibração é representado na Figura III.4.b.

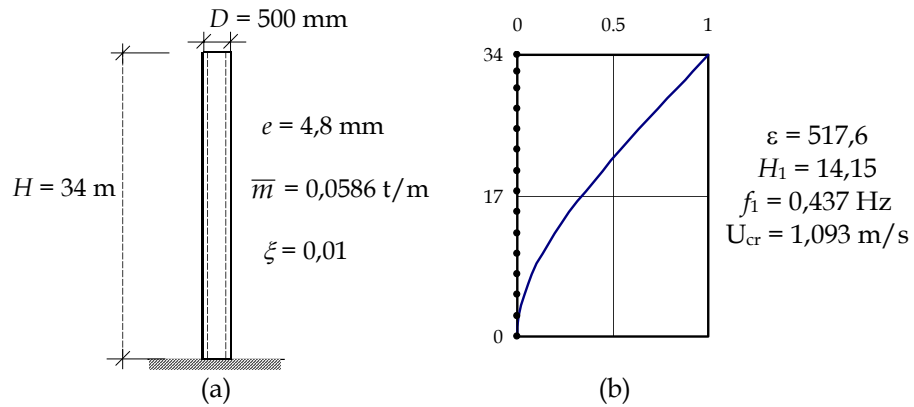


Figura III.4 - Torre de seção constante (a) e primeiro modo discretizado (b)

Para um cilindro rígido, com as mesmas características da torre descrita, o valor obtido para amplitude de deslocamento, usando a expressão (II.18), proposta por Blevins [9] como solução para o modelo Oscilador Acoplado, para $\gamma = 1,0$ é $A_{y(Blevins)} = 22,82$ mm, na condição de ressonância.

Já no modelo de Scanlan [30] são necessários dois valores de taxa de amortecimento, normalmente adotados um maior e outro menor que a taxa original da estrutura, para se determinar os parâmetros H_1 e ε . Tomado-se dois valores de taxa de amortecimento, tais que $\xi_1 = 0,75\xi$ e $\xi_2 = 1,25\xi$, tem-se, usando novamente (II.18):

$$Ay_1 = 31,09 \text{ mm}; \xi_1 = 0,0075$$

$$Ay_2 = 17,97 \text{ mm}; \xi_2 = 0,0125$$

Com o par de amplitudes e amortecimento, calculam-se os valores dos parâmetros H_1 (II.28) e ε (II.29) referentes a $U_r = 5$, cujos valores são:

$$H_1 = 14,15 \quad \varepsilon = 517,66$$

Com estes valores e utilizando a equação que simula o despreendimento de vórtices em um cilindro rígido (II.21), obtém-se uma resposta no tempo, cuja amplitude de deslocamento $A_{y(Scanlan)} = 25,38$ mm, para velocidade crítica U_{cr} . Há uma diferença de cerca de 10% ($A_{y(Scanlan)}/A_{y(Blevins)} = 1,11$) entre os resultados dos dois modelos, porque a variação das amplitudes de deslocamento em função do amortecimento é não linear.

A resposta no tempo, solução da equação (III.3), na condição de velocidade crítica $U_r = 5$, é obtida com o programa desenvolvido para o cilindro discretizado e está mostrada na Figura III.5. A amplitude de deslocamento é $A_{y(\text{modelo})} = 25,38 \text{ mm}$.

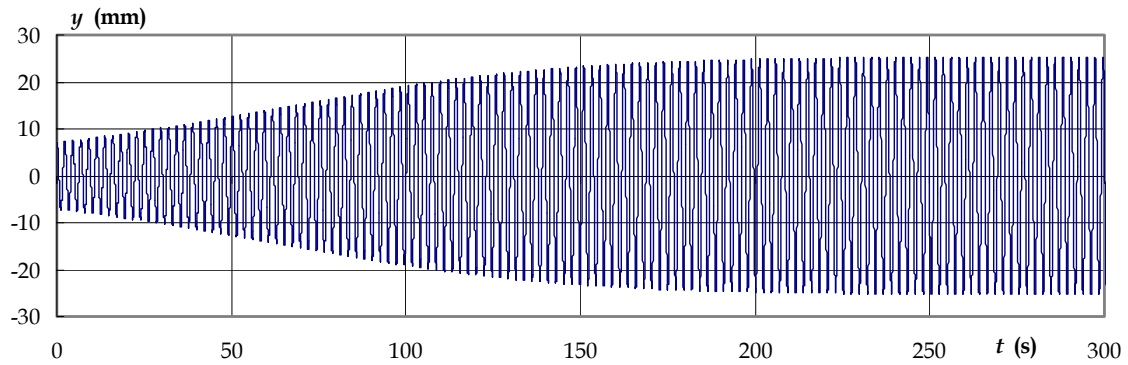


Figura III.5 - Resposta em regime *cilindro rígido* discretizado usando Novo Modelo
 $2\bar{m} / \rho D^2 = 375,04$; $H/D = 68$; $U_r = 5,0$; $f = 0,437 \text{ Hz}$

A curva de amplitude versus velocidade reduzida do vento desse cilindro é construída variando os valores de velocidade U e tomando-se as amplitudes de deslocamento para cada um dos valores de U , conforme indicado na Figura III.2, quando o estado de regime é alcançado nas respostas no domínio do tempo, como na Figura III.5. A Figura III.6 traz a resposta em termos da velocidade reduzida.

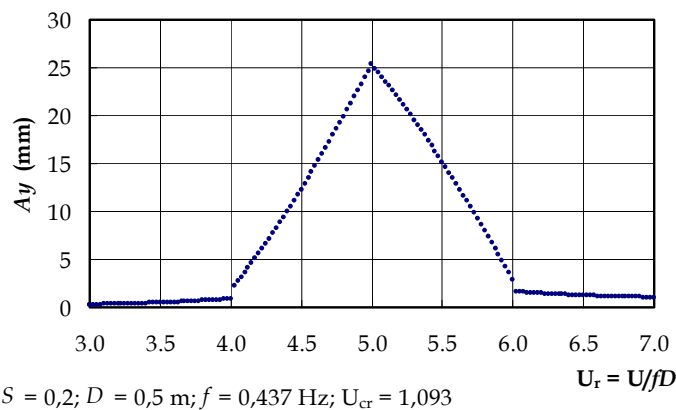


Figura III.6 - Amplitude de deslocamento em função de U_r do *cilindro rígido* discretizado no Novo Modelo

Com os valores calculados de H_1 e ε e utilizando o programa desenvolvido obtém-se para a torre engastada e livre, sob um perfil constante de velocidade, com $U_r = 5$ a amplitude máxima de deslocamento igual a $A_{y(\text{modelo})} = 32,97$ mm. Novamente, a curva de amplitude versus velocidade do vento é obtida tomando-se as amplitudes de deslocamento para distintos valores de velocidade de escoamento (Figura III.7).

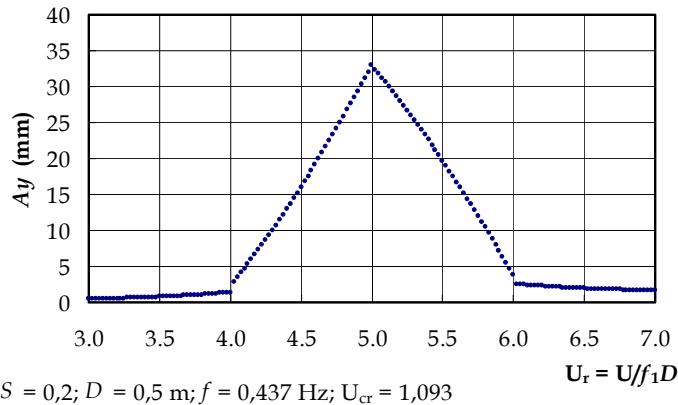


Figura III.7 - Amplitude de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), com perfil constante, discretizada no Novo Modelo

III.3. Torre de Seção Variável sob a Ação de Vento de Velocidade Constante ao Longo da Altura

Seja agora uma torre tronco-cônica $D(z)$, sob um perfil constante de velocidade do vento, conforme ilustra a Figura III.8.

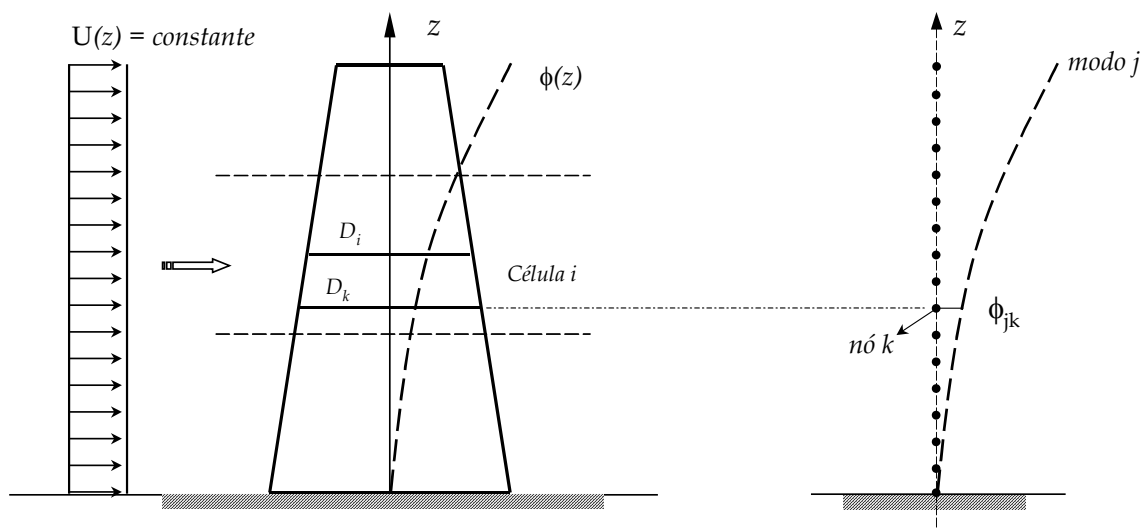


Figura III.8 - Torre de seção variável sujeita a perfil constante

Neste caso, em função da formação de distintas células de vórtices, os parâmetros H_1 e ε também variam com a altura pois são dependentes do diâmetro de cada célula D_i , assim como a frequência de desprendimento de vórtices ω_e . Observa-se ainda que, com a variação de seção, o diâmetro local D deve ser escrito como D_k na equação (III.15), referente a cada nó k . Então, multiplicando por D e re-agrupando os termos das parcelas de (III.15), chega-se a expressão da força modal de desprendimento de vórtices para uma torre de seção variável, em escoamento laminar com perfil constante de velocidade:

$$Fm_j = \frac{1}{2} \rho U^2 \left[\left(\sum_k \phi_{jk}^2 l_k H_{1,i} D_k - Y_j^2 \sum_k \frac{\phi_{jk}^4 l_k H_{1,i} \varepsilon_i}{D_k} \right) \frac{\dot{Y}_j}{U} + \sum_k C_{L,i} \phi_{jk} l_{jk} D_k \text{sen}(\omega_{e,i} t + \alpha) \right] \quad (\text{III.16})$$

III.4. Torre de Seção Variável sob a Ação de Vento de Velocidade Variável ao Longo da Altura

Desenvolvimento análogo é feito para determinar-se a força de desprendimento de vórtices em uma torre de seção variável, submetida a um perfil variável de velocidade (Figura III.9).

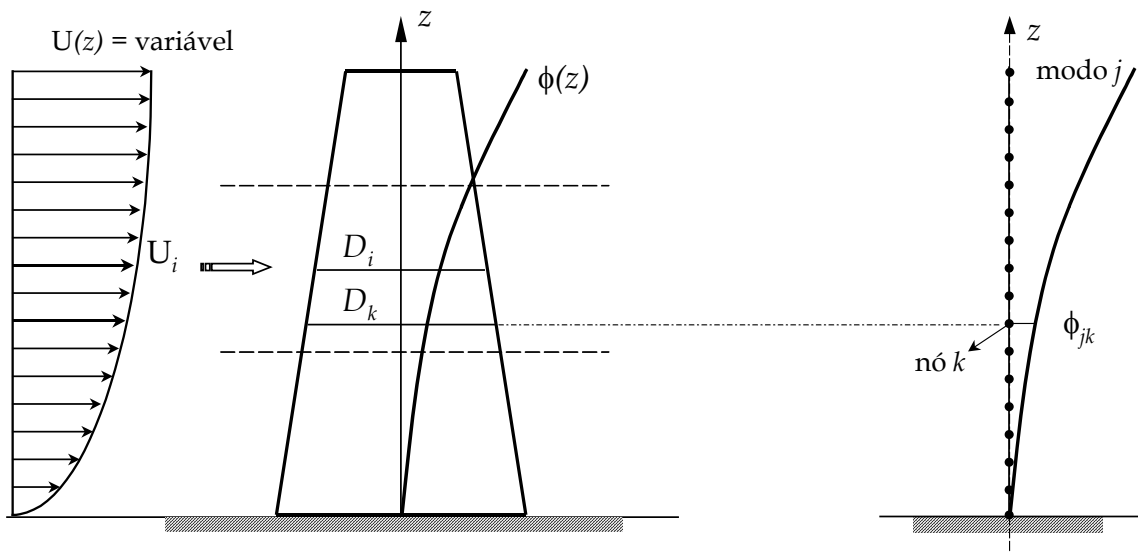


Figura III.9 - Torre de seção variável sujeita a perfil variável

Neste caso, a forma final da força de desprendimento de vórtices é dada por:

$$Fm_j = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\sum_k \phi_{jk}^2 l_k H_{1,i} D_k U_k - Y_j^2 \sum_k \frac{\phi_{jk}^4 l_k H_{1,i} \varepsilon_i U_k}{D_k} \right) \dot{Y}_j + \sum_k C_{L,i} \phi_{jk} l_k D_k U_k^2 \text{sen}(\omega_{e,i} t + \alpha) \right] \quad (\text{III.17})$$

III.5. Correlação Espacial

Uma importante consideração é a correlação espacial na formação dos vórtices.

De acordo com resultados experimentais, a correlação entre pressões flutuantes em dois pontos é função de seu afastamento e também da magnitude das amplitudes: quanto maior A_y , melhor a correlação - [31, 10, 11] e [60, *apud*. 11]. Este fenômeno é conhecido como efeito organizador dos vórtices devido à oscilação da estrutura. Isto significa que a formação de vórtices é mais bem correlacionada ao longo do vão da torre nos trechos em que as amplitudes são maiores. Desta forma, uma boa maneira de reduzir a magnitude da força aeroelástica por unidade de comprimento do modelo 2D (equação (III.2)) e levar em conta a correlação espacial é multiplicá-la pela própria forma modal normalizada em valor absoluto:

$$\bar{\phi}_j = \left| \frac{\phi_j}{\phi_{\max,i}} \right|^{\frac{1}{fc}} \quad (\text{III.18})$$

Onde $\phi_{\max,i}$ é o valor máximo das componentes do autovetor do modo j , na célula de vórtices i .

O fator de correlação fc que aparece em (III.18) determina o tipo de correlação atribuída à estrutura. Quanto maior o valor de fc , maior será a contribuição de cada vórtice, ou ainda, os vórtices tornam-se cada vez mais

correlacionados.

Na aplicação do modelo proposto, dois casos serão considerados:

- Correlação total, com $\bar{\phi}$ sendo um vetor unitário ($fc = \infty$)
- Correlação parcial, com $\bar{\phi}$ calculado com $fc = 1$

A Figura III.10.b e a Figura III.10.c ilustram para o caso de uma única célula de vórtices a forma dos vetores $\bar{\phi}$ para os primeiros modos de flexão de uma torre. Nestas figuras as funções de forma $\bar{\phi}_1$ e $\bar{\phi}_2$ dos respectivos modos estão associadas e normalizadas em relação a única célula de vórtices existente.

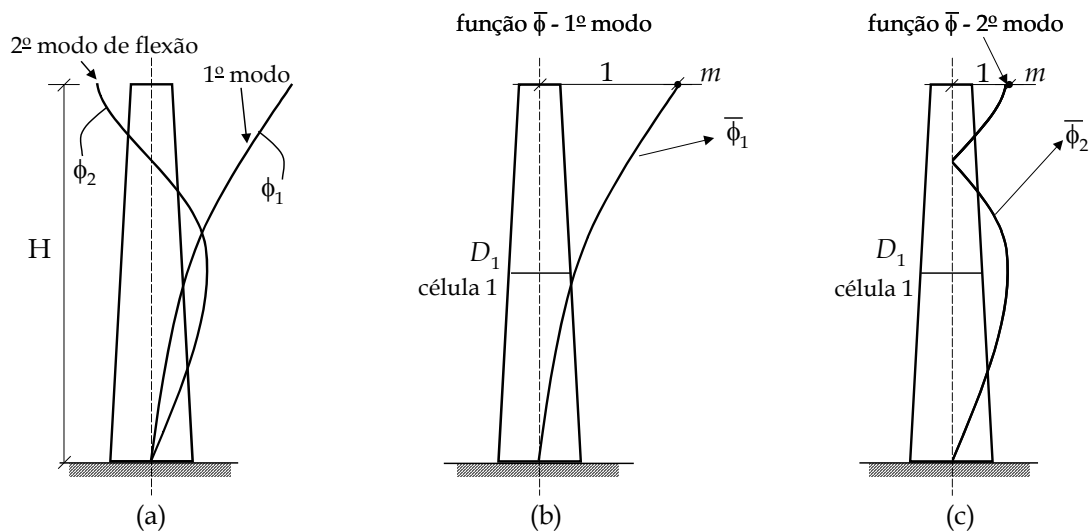


Figura III.10 - Esquema de correspondência entre função de forma $\bar{\phi}$, modo de vibração ϕ e células de vórtices

Como a função de forma $\bar{\phi}$ considera a correlação espacial na formação de vórtices desprendidos em uma certa frequência ω_e , se existe mais de uma célula de vórtices, uma função de forma $\bar{\phi}$ deve ser aplicada a cada célula com o mesmo intuito, resultando na esquema da Figura III.11.

Nesta figura, $\bar{\phi}_1$ da célula 1 $\bar{\phi}_1$ da célula 2 estão associadas ao mesmo modo, no entanto estão normalizadas em relação ao valor do autovetor nos pontos m e n , respectivamente, para cada uma das células de vórtices formadas.

Com a inclusão da função de forma $\bar{\phi}$, a equação (III.17) é re-escrita na forma da equação (III.19).

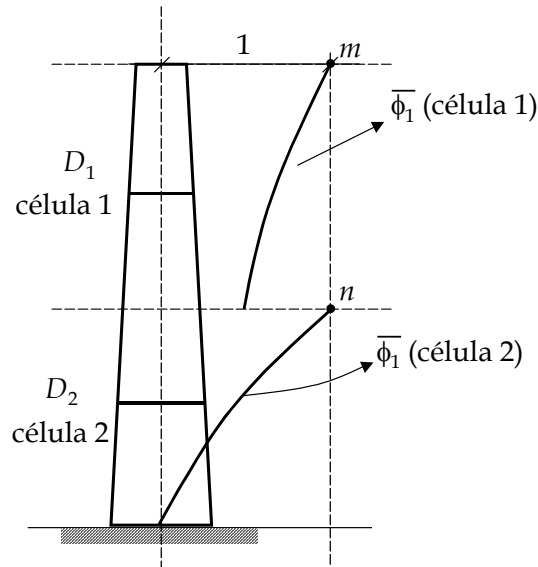


Figura III.11 - Esquema de correspondência entre função correlação, modo de vibração e células de vórtices

$$Fm_j = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\sum_k \bar{\phi}_{jk} \phi_{jk}^2 l_k H_{1,i} D_k U_k - Y_j^2 \sum_k \frac{\bar{\phi}_{jk} \phi_{jk}^4 l_k H_{1,i} \varepsilon_i U_k}{D_k} \right) \dot{Y}_j + \right. \\ \left. + \sum \bar{\phi}_{jk} C_{L,i} \phi_{jk} l_k D_k U_k^2 \text{sen}(\omega_{e,i} t + \alpha) \right] \quad (\text{III.19})$$

III.6. Variação no Tempo da Velocidade Média de Vento e Turbulência

A força escrita na forma anterior (III.19) contempla o efeito de despreendimento de vórtices em torres flexíveis de seção variável e a correlação espacial dos vórtices ao longo da altura, para velocidade U do vento, em regime laminar. A consideração da variação de U no tempo é feita substituindo U_i por $U_i(t)$ nos termos da equação acima. Isso permite a avaliação de respostas tanto para variação muito lenta da velocidade média no tempo, como para escoamento turbulento, de grandes escalas. A investigação do uso de $U(t)$ em (III.19) é feita posteriormente, no Capítulo IV.

Capítulo IV

Resultados do Modelo Proposto

Apresentam-se, neste capítulo, resultados do modelo proposto no Capítulo III para simular as vibrações de torres por desprendimento cadenciado de vórtices. Inicialmente é feita uma comparação de resultados teóricos com experimentais da literatura recente, para validar o novo modelo proposto, para um cilindro com seção constante e variável. Em seguida, uma avaliação do modelo no caso de escoamento com velocidade variável no tempo. Finalmente, um estudo paramétrico de resultados teóricos referentes à influência do perfil de velocidade, a contribuição das células de vórtices e a interferência da variação de seção ao longo da altura.

IV.1. Comparação com Resultados Experimentais em Túnel de Vento de S. Balasubramanian *et. Al.*

Para demonstrar a boa concordância entre resultados teóricos do novo modelo e resultados experimentais faz-se uma comparação com resultados recentes de modelos em túnel de vento, para uma haste cilíndrica de seção constante [61] e outra com seção tronco-cônica [62].

IV.1.1. Descrição dos Experimentos - Haste Cilíndrica e Haste Tronco-Cônica

A Figura IV.1 reproduzida aqui de [61], ilustra a seção transversal do túnel de vento e o esquema geral dos ensaios em modelos de seção circular constante e variável. A Figura IV.2 apresenta as dimensões dos modelos os quais foram confeccionados em madeira.

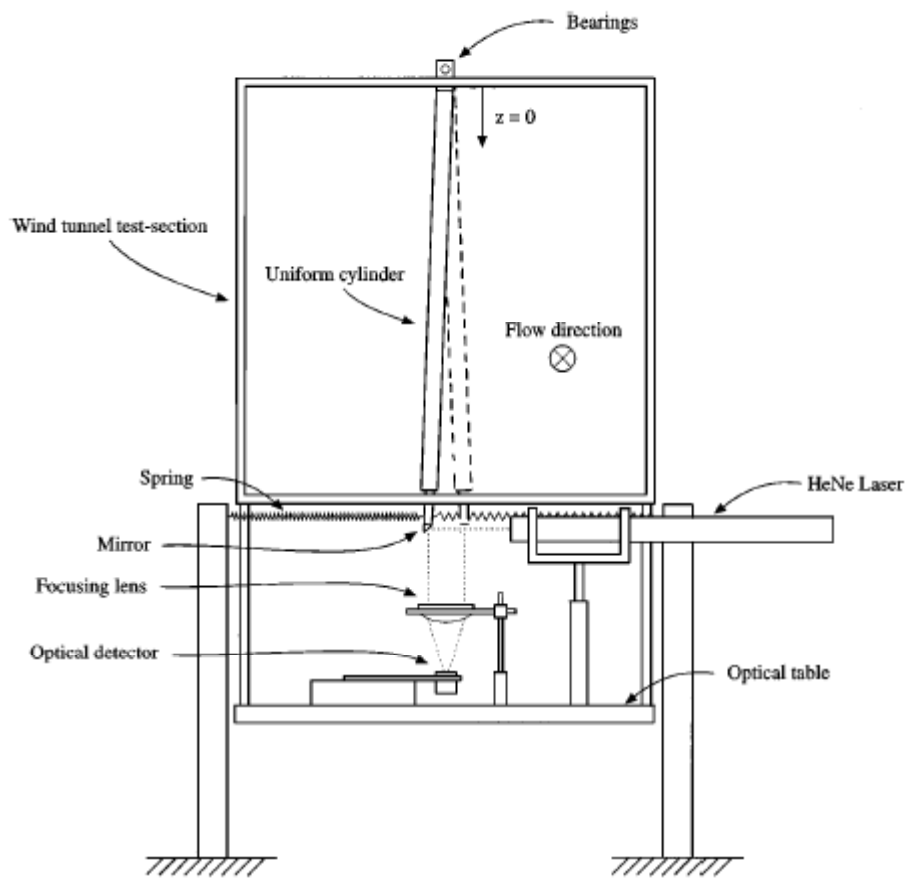


Figura IV.1 - Esquema geral do ensaio em túnel de vento [61]

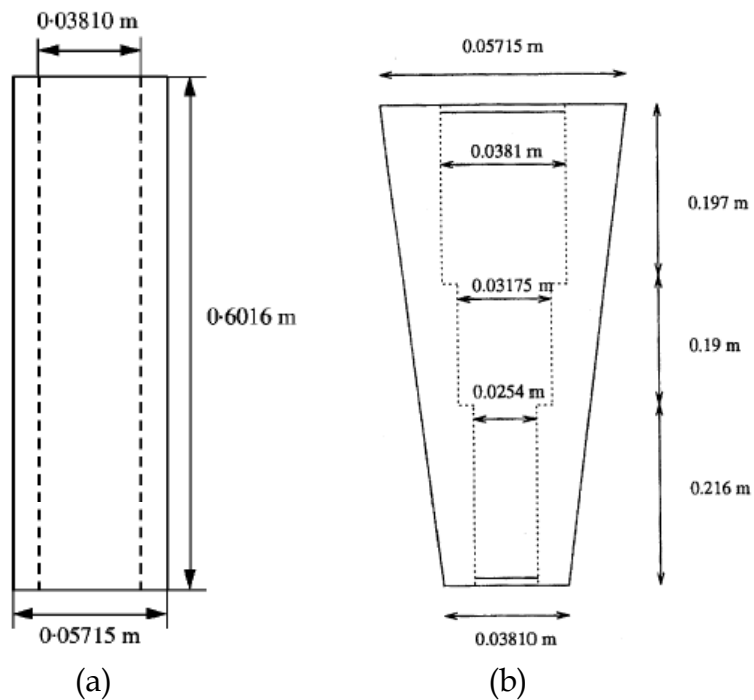


Figura IV.2 - Dimensões dos modelos ensaiados (a) [61] e (b) [62]

O ensaio examina amplitudes de deslocamento na direção transversal à incidência do vento usando um sensor óptico, que capta sinais de um feixe de laser refletido em um espelho preso na ponta da haste e transforma em deslocamento.

Os modelos são rotulados na extremidade superior (ver a Figura IV.1). Para aumentar a rigidez e conseqüentemente ajustar a frequência natural e velocidade crítica necessária aos limites de velocidade de escoamento do túnel, duas molas foram presas na outra extremidade, inferior dos modelos, com rigidez $K = 1998 \text{ N/m}$ cada uma.

Para avaliar a correlação entre dois pontos ao longo do comprimento do cilindro, medidas de flutuações de velocidade na esteira devidas ao despreendimento de vórtices foram realizadas. Com isso foram construídas densidades espectrais de energia dessas flutuações em diferentes pontos do cilindro.

Os ensaios foram realizados em um túnel de vento de baixa turbulência com 2,0 m de comprimento e seção transversal 0,61 m x 0,61 m. O túnel de vento tem capacidade de gerar velocidade na faixa de 3,0 a 30,0 m/s, sendo que nos ensaios esta faixa foi de 4,0 a 12,0 m/s, levando a números de Reynolds entre $1,6 \times 10^4$ e $6,0 \times 10^4$ (escoamento subcrítico). Neste caso, a intensidade de turbulência foi menor que 0,05%.

Dois diferentes tipos de perfis de velocidade foram considerados nos ensaios: um constante e um linear.

As frequências naturais e as taxas de amortecimento foram avaliadas antes de cada ensaio com vento por meio de testes de vibrações livres e estão mostradas na Tabela IV.1.

Tabela IV.1 - Propriedades dinâmicas dos modelos

| Modelo | f_1 | ξ |
|---|-------------------------|--------|
| cilíndrico | $20,0 \pm 0,2\text{Hz}$ | 0,0031 |
| tronco-cônico rotulado na seção de maior diâmetro | $22,1 \pm 0,1\text{Hz}$ | 0,0022 |

IV.1.2. Comparação de Resultados para Modelo com Seção Constante

No modelo teórico, a frequência natural e o amortecimento do sistema são $f_1 = 20,2$ Hz e $\xi = 0,0031$, respectivamente.

Na investigação experimental, as histórias no tempo de aceleração, deslocamento e flutuações de velocidade próximas à esteira são gravadas para cada acréscimo de velocidade do fluido. São apresentadas na Figura IV.3 [61] e na Figura IV.4 [61] as amplitudes adimensionais pico a pico $2A_y/D$, para dois casos: um perfil constante de velocidade e outro perfil linear, com a maior velocidade passando pela extremidade livre do cilindro ($z = L$).

Para o perfil constante de velocidade, o trancamento começa quando a velocidade reduzida $U_r = 4,65$, sendo $U_r = U/f_1D$ e termina quando $U_r = 5,50$. A amplitude adimensional pico a pico $2A_y/D = 0,36$ é máxima quando $U_r = 5,30$.

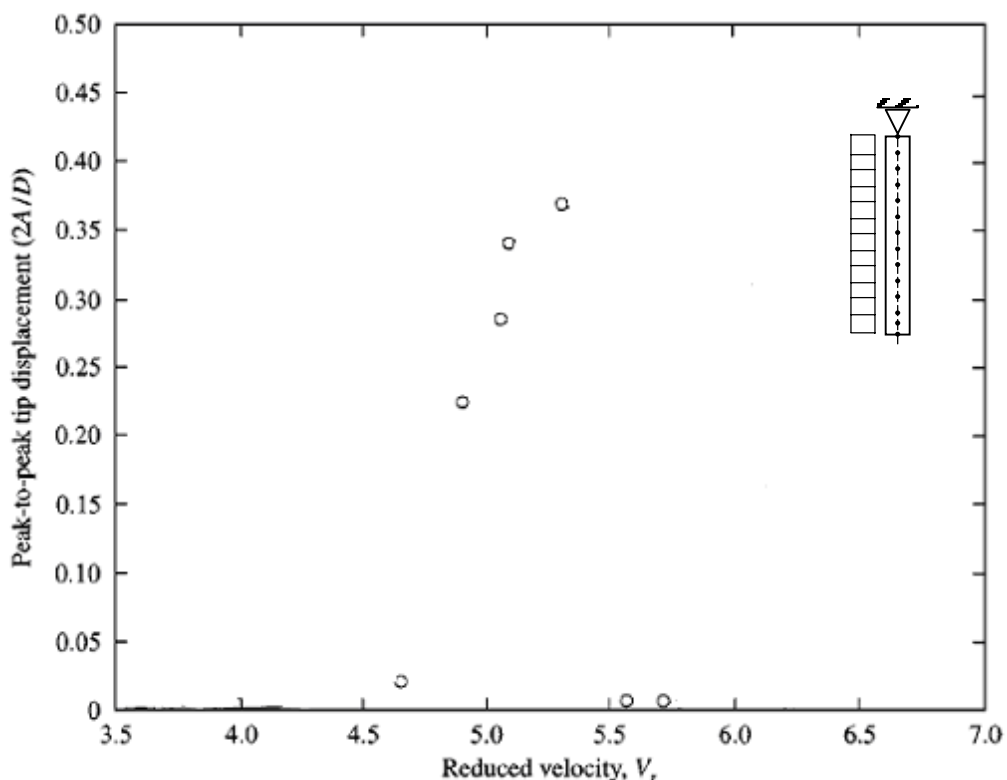


Figura IV.3 – Resultado experimental [61] para torre seção constante em perfil constante

Quando o perfil de velocidade é linear, com velocidade máxima na altura z igual ao comprimento L do cilindro, o trancamento inicia quando $U_r = 5,30$ (Figura IV.4). A velocidade reduzida neste caso é definida em termos da velocidade gravada na altura $z = 0,53$ m. As amplitudes aumentam rapidamente para pequenos acréscimos de velocidade, alcançando um valor máximo $2A_y/D = 0,35$ quando $U_r = 5,50$. As amplitudes passam a diminuir com o acréscimo de velocidade até U_r atingir o valor 6,50 para a qual há um salto brusco no valor da amplitude, onde $2A_y/D = 0,13$. A partir daí, as amplitudes de deslocamento continuam a diminuir, saindo da faixa de trancamento quando $U_r = 7,50$.

Quando a velocidade reduzida é decrescente, o trancamento ocorre quando U_r está entre 5,20 e 7,50. As amplitudes crescem rapidamente e permanecem constantes ($2A_y/D = 0,20$) para valores de U_r entre 7,10 e 6,20, atingindo o valor máximo $2A_y/D = 0,34$, para $U_r = 6,20$.

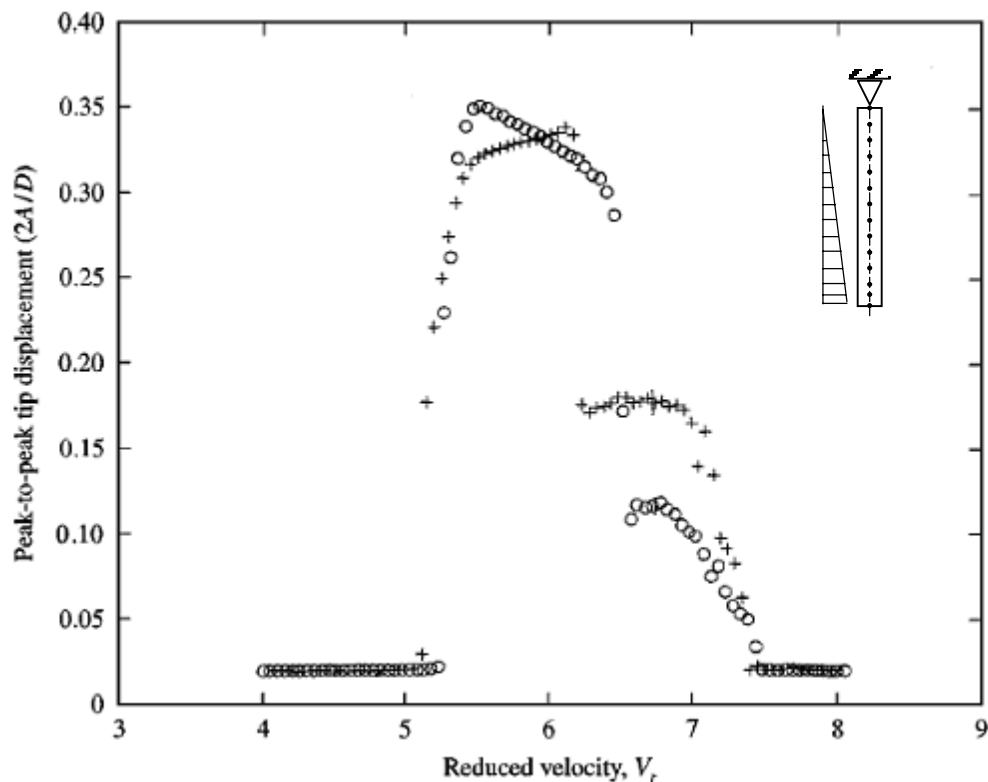


Figura IV.4 – Resultado experimental [61] para torre de seção constante em perfil linear

Os resultados teóricos em termos de amplitude de deslocamento da haste de seção constante foram determinados considerando-se apenas uma célula de vórtices, com correlação total e parcial. As curvas de amplitudes em função da velocidade reduzida foram obtidas avaliando a amplitude de deslocamento da resposta no tempo em regime permanente, para diferentes velocidades U . Para o perfil de velocidade constante a amplitude reduzida obtida é 0,255 usando a correlação parcial (Figura IV.5), e 0,445 para correlação total (Figura IV.6).

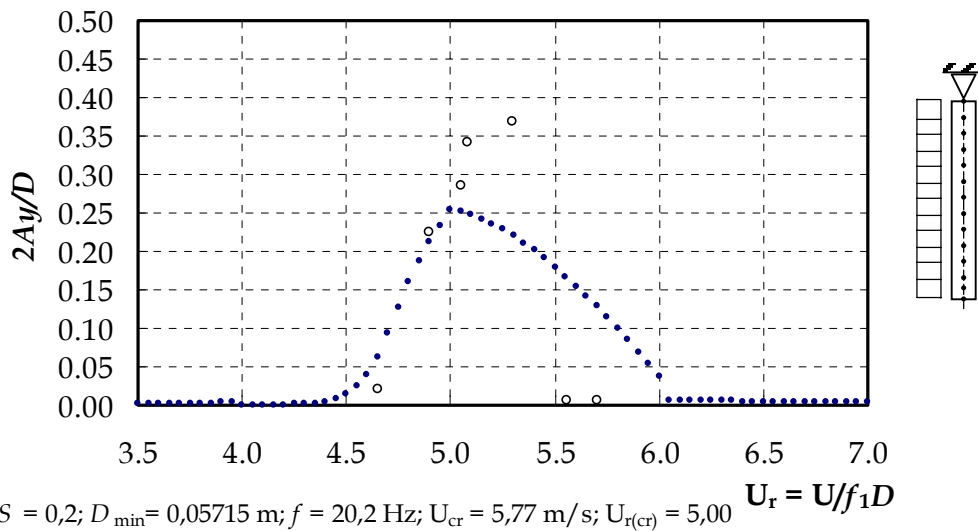


Figura IV.5 - Resposta teórica para correlação parcial e velocidade de vento uniforme seção constante

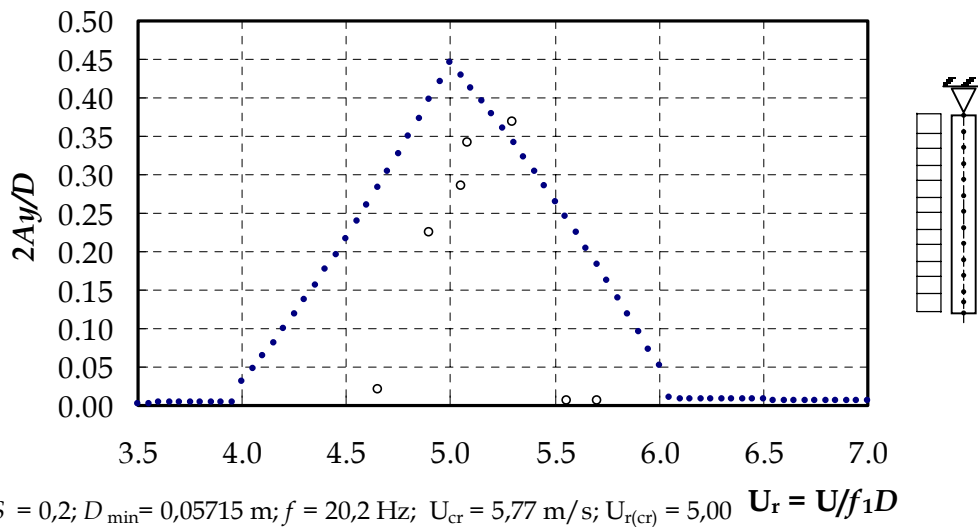


Figura IV.6 - Resposta teórica para correlação total e velocidade de vento uniforme seção constante

O caso de correlação total é sempre um limite superior da resposta. Neste caso de seção cilíndrica sob vento com velocidade uniforme, pode-se dizer que a hipótese de correlação total é bastante realista já que o único aspecto geométrico que introduz efeitos tridimensionais é a forma modal. Por se tratar de um escoamento “quase-bidimensional” o modelo teórico considerou a existência de apenas uma célula de vórtices.

No caso de perfil linear, $2A_y/D = 0,335$, com correlação parcial e $2A_y/D = 0,474$, usando a correlação total, respectivamente mostradas na Figura IV.7 e Figura IV.8.

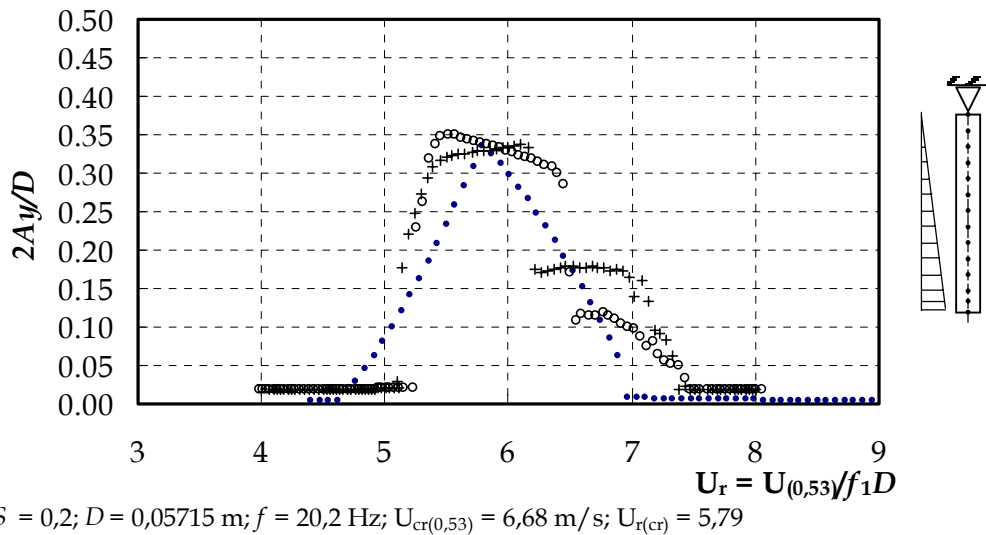


Figura IV.7 - Resposta teórica para correlação parcial e perfil linear de velocidade de vento seção constante

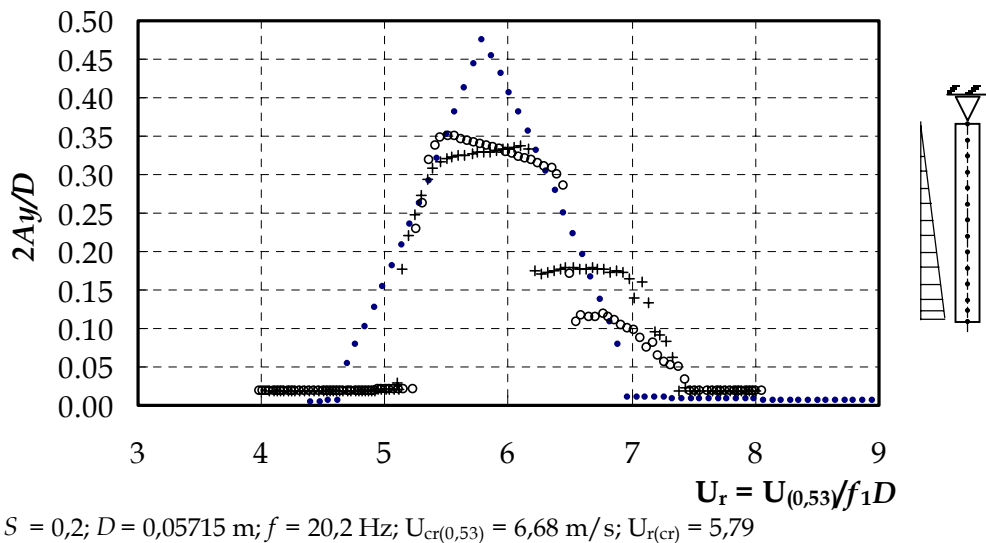


Figura IV.8 - Resposta teórica para correlação total e perfil linear de velocidade de vento seção constante

Uma comparação direta dos resultados teóricos com experimentais mostra uma boa concordância entre eles (Tabela IV.2). Pequenas diferenças são notadas tanto nos valores absolutos de amplitude quanto na velocidade crítica reduzida.

No caso quase-bidimensional de perfil constante de velocidade, a amplitude máxima de deslocamento experimental é equivalente à média entre as amplitudes máximas teóricas de deslocamento referentes aos casos de correlação total e parcial. O modelo teórico fornece um valor de $U_{r(cr)}$ com erro de apenas 6% no caso de perfil de velocidade constante em relação ao experimental. Essa diferença pode estar associada a uma ligeira diferença no número de Strouhal.

Para o perfil linear de velocidade do escoamento, a amplitude teórica de deslocamento considerando-se a correlação parcial compara-se muito bem com a experimental. A alteração na velocidade crítica reduzida, em relação ao caso bidimensional que é sempre igual a 5, se deve ao perfil linear, que modifica também a faixa de trancamento tanto para correlação total quanto para parcial ($4,5 < U_r < 7,0$). Para o perfil linear o valor teórico de $U_{r(cr)}$ é igual à média dos valores experimentais obtidos para velocidades crescente e decrescente.

Tabela IV.2 - Comparação entre resultados teóricos e experimentais da haste de seção constante

| Perfil | Resultados Teóricos | | | | Resultados Experimentais [61] | |
|-----------|---------------------|-------------|--------------------|-------------|-------------------------------|-------------|
| | Correlação Total | | Correlação Parcial | | | |
| | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ |
| Constante | 0,445 | 5,00 | 0,255 | 5,00 | 0,36 | 5,30 |
| Linear | 0,476 | 5,79 | 0,337 | 5,79 | 0,35↑ | 5,50↑* |
| | | | | | 0,35↓ | 6,20↓* |

* com velocidade crescente ↑ e decrescente ↓ de escoamento

O modelo teórico não avalia a mudança na velocidade reduzida crítica presente nos resultados experimentais quando a velocidade de escoamento é decrescente.

A faixa de trancamento permanece entre os limites definidos para velocidade reduzida ($4 < U_r < 6$), no caso da correlação total (Figura IV.6). Em se tratando de correlação parcial, o limite inferior da faixa de trancamento é alterado para $U_r \cong 4,5$ (Figura IV.5).

A Tabela IV.3 mostra uma comparação entre as faixas de trancamento em termos da velocidade reduzida avaliadas teoricamente para correlação parcial e aquelas obtidas dos ensaios experimentais. Observa-se que no modelo teórico a faixa de trancamento teórica é praticamente coincidente com a experimental, quando o perfil é constante. Na condição de perfil linear, a zona de captura teórica é subestimada em relação a experimental.

Tabela IV.3 – Comparação das faixas de trancamento para haste de seção constante

| Perfil | Resultados Teóricos U_r | Resultados Experimentais U_r [61] | |
|-----------|-------------------------------|-------------------------------------|----------------------------|
| | Faixa para correlação parcial | Faixa de trancamento | |
| Constante | 4,5 – 6,0 | 4,65 – 5,50 | |
| Linear | 4,5 – 7,0 | 5,30 – 7,50 \uparrow^* | 5,20 – 7,50 \downarrow^* |

* com velocidade crescente \uparrow e decrescente \downarrow de escoamento

IV.1.3. Comparação de Resultados para Modelo com Seção Variável

São apresentados aqui resultados experimentais de [62] para o modelo de seção variável, rotulado na seção de maior diâmetro, sob o perfil de velocidade constante e linear. As curvas de amplitude de deslocamento em função da velocidade reduzida novamente são obtidas com o acréscimo e diminuição da velocidade no túnel de vento, observação do estado de regime da resposta no tempo e avaliação do valor dessa amplitude. U_r é agora definida como a relação entre a velocidade gravada em $z = 0,5$ m e o produto da frequência natural do modelo (indicada na Tabela IV.1) pelo menor diâmetro $U_r = U_{(0,5)} / f_1 D_{\min}$. O diâmetro mínimo é adotado como diâmetro de referência devido ao fato de que a máxima frequência de desprendimento de vórtices ocorre para a menor seção

transversal, nos casos avaliados.

A Figura IV.9 reproduz os resultados experimentais para o modelo de seção variável sob um perfil de velocidade constante, ao longo de seu comprimento.

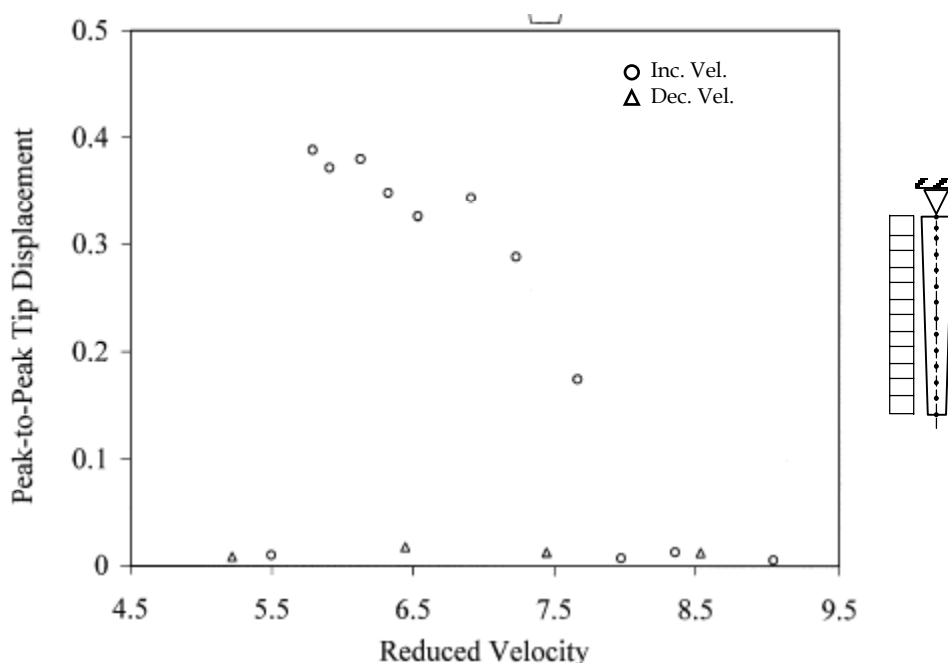


Figura IV.9 – Resultado experimental [62] para torre seção variável em perfil constante de velocidade de vento

As amplitudes de deslocamento mostram-se significativas quando U_r passa para 5,9 e deixam de ser relevantes quando U_r atinge o valor de aproximadamente 8,0. Isso mostra a faixa de trancamento para velocidades de vento crescente. A máxima amplitude adimensional $2A_y/D_{\min}$ é igual a 0,39 quando $U_r = 5,9$. Considerando $S = 0,2$ para este cilindro, este valor de velocidade crítica fornece um diâmetro crítico $D_{cr} = 0,0449$ m, localizado em $z = 0,4086$ m, aproximadamente 2/3 da altura do cilindro. Para este caso, não aparece a zona de trancamento quando a velocidade no túnel de vento é decrescente.

Medidas de densidade espectral de energia da flutuação da velocidade nas proximidades da esteira quando a velocidade reduzida é crítica são apresentadas na Figura IV.10. Os picos de densidade espectral estão na frequência natural do cilindro e se estendem por todo o seu comprimento.

Observa-se nas proximidades da extremidade pivotada a existência de picos na frequência natural do cilindro e na frequência de desprendimento de vórtices dada pelo número de Strouhal. A organização da esteira de vórtices devida ao movimento do cilindro fica clara pelos picos agudos que aparecem no diagrama.

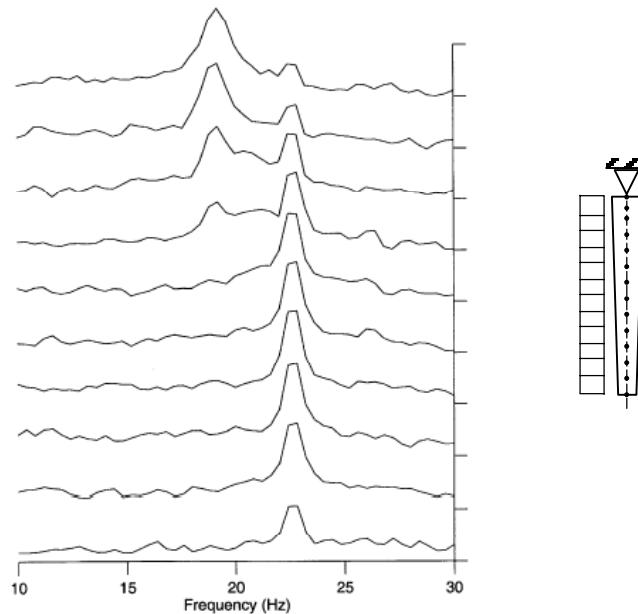


Figura IV.10 - Diagrama de densidade espectral de energia experimental do modelo cilíndrico em seção variável para perfil constante de velocidade de vento [62]

Os resultados experimentais em termos de amplitude adimensional de deslocamento pico a pico para o modelo com seção variável sob o perfil linear de velocidade são reproduzidos na Figura IV.11.

Com o aumento na velocidade reduzida, a faixa de trancamento é definida para valores de U_r entre 6,9 e 8,8. O valor máximo de $2A_y/D_{\min} = 0,32$ para $U_r = 6,9$. Para velocidade de vento decrescente, o trancamento começa para $U_r \cong 8,0$ e termina quando $U_r = 6,0$. A máxima amplitude adimensional é 0,35 e a velocidade reduzida crítica é igual a 6,0. “Se por um lado aparecem amplitudes de deslocamento tanto para acréscimo quanto para decréscimo de velocidade do fluido, por outro a localização da máxima amplitude de resposta e da faixa de trancamento são distintas e evidencia um comportamento histerético na resposta” [62].

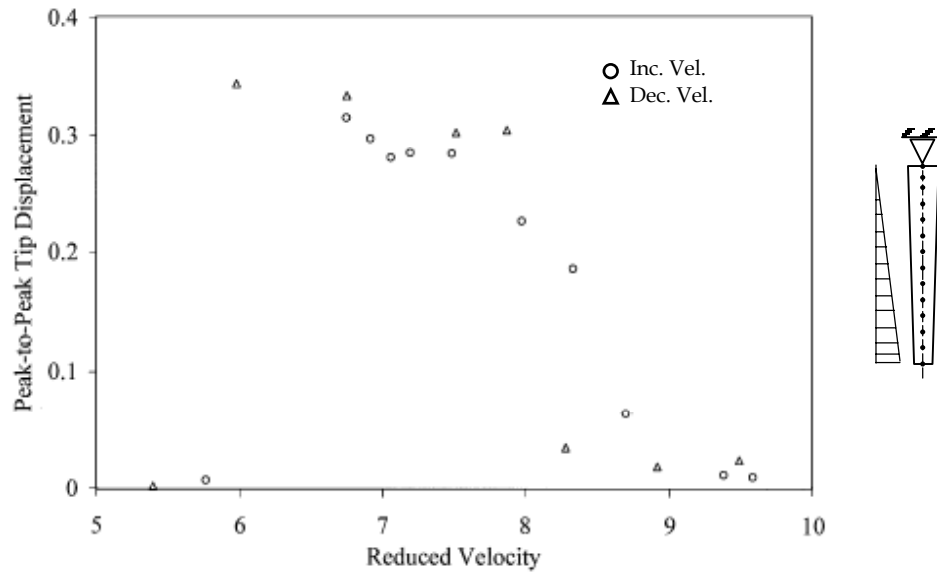


Figura IV.11 - Resultado experimental [62] para torre seção variável em perfil linear de velocidade de vento

A densidade espectral de energia da flutuação de velocidade na esteira, sob a condição de trancamento, é reproduzida na Figura IV.12, de onde se vê que as flutuações da velocidade na esteira estão na frequência natural do modelo, com mais definição nas proximidades da extremidade deslocável. Na região perto da extremidade pivotada há um alargamento da banda, com picos de flutuações para frequências mais baixas que a natural.

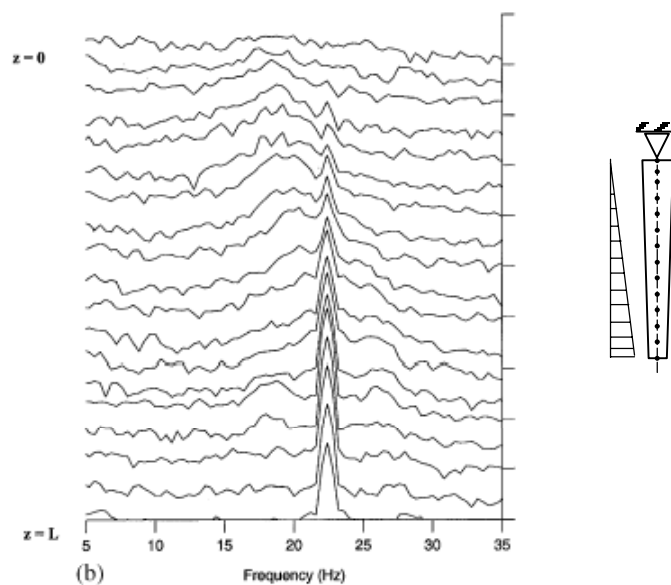


Figura IV.12 - Diagrama de densidade espectral de energia experimental do modelo cilíndrico em seção variável para perfil linear de velocidade de vento [62]

Observa-se na Figura IV.10 e na Figura IV.12 a existência de duas células de vórtices: uma associada à frequência natural da haste, que se estende por aproximadamente 70 % de seu comprimento a partir da extremidade inferior (ponto de maior deslocamento) e outra no restante do vão até o topo rotulado.

Na análise teórica, a discretização da haste em elementos finitos e a análise modal fornecem a frequência natural teórica $f_1 = 22,2$ Hz. A taxa de amortecimento usada na investigação dos resultados teóricos é $\xi_1 = 0,0022$. O modelo teórico foi desenvolvido considerando-se as duas células de vórtices observadas experimentalmente (ver a Figura IV.13).

O parâmetro U_r teórico foi tomado da mesma forma que o experimental, isto é, $U(z = 0,5\text{m})$ e $D = D_{\min}$.

Os resultados teóricos em termos de amplitudes adimensionais de deslocamento, pico a pico, considerando a correlação total são mostrados na Figura IV.14.

A velocidade reduzida crítica é 5,90 e produz uma amplitude $2A_y/D_{\min} = 0,611$. Considerando $S = 0,2$, o diâmetro crítico equivalente é localizado a 2/3 da altura do cilindro, aproximadamente ($D_{\text{cri}} = 0,045$ m).

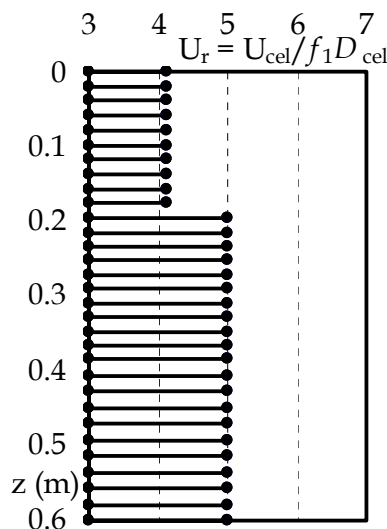
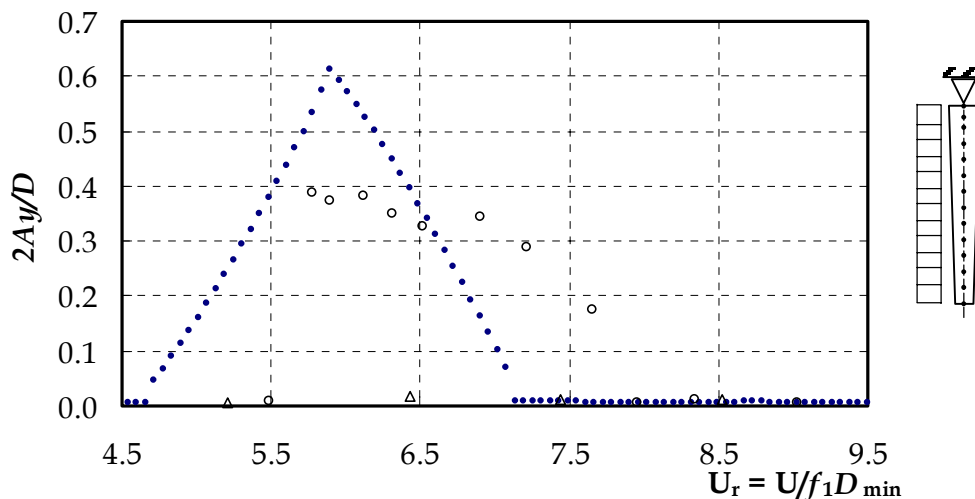


Figura IV.13 - Distribuição das células de vórtices no modelo teórico para cilindro com seção variável e perfil constante de velocidade de vento

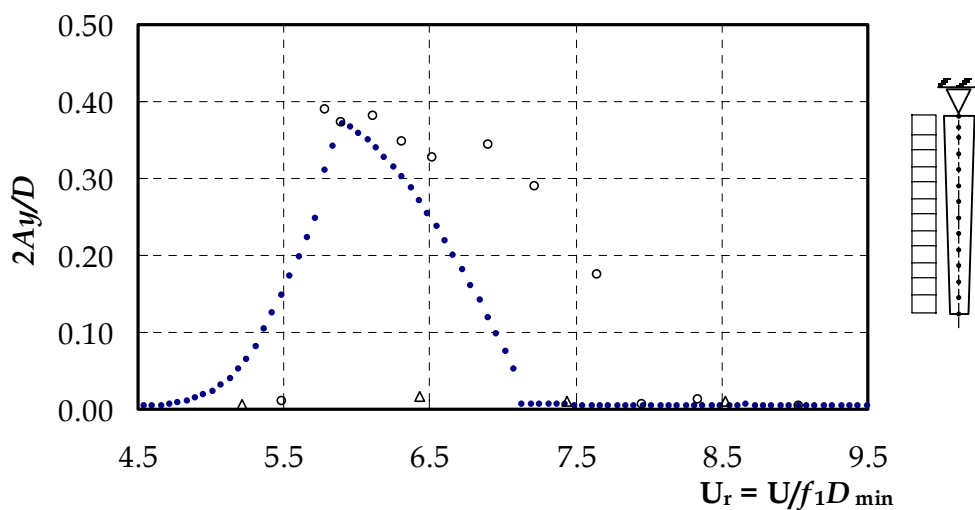


$S = 0,2; D_{\min} = 0,0381 \text{ m}; f = 22,15 \text{ Hz}; U_{cr} = 4,975 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 5,90$

Figura IV.14 - Resposta teórica para correlação total e perfil constante de velocidade de vento

Para correlação parcial, a Figura IV.15 resume os resultados.

A faixa de trancamento começa em U_r aproximadamente 4,7 e termina quando a velocidade atinge o valor 7,0. A velocidade crítica também não sofre alteração em relação à condição de correlação total, no entanto o valor da amplitude máxima é menor, $2A_y/D_{\min} = 0,37$. Como não há uma mudança na faixa de trancamento, o diâmetro crítico equivalente permanece o mesmo, para $S = 0,2$.

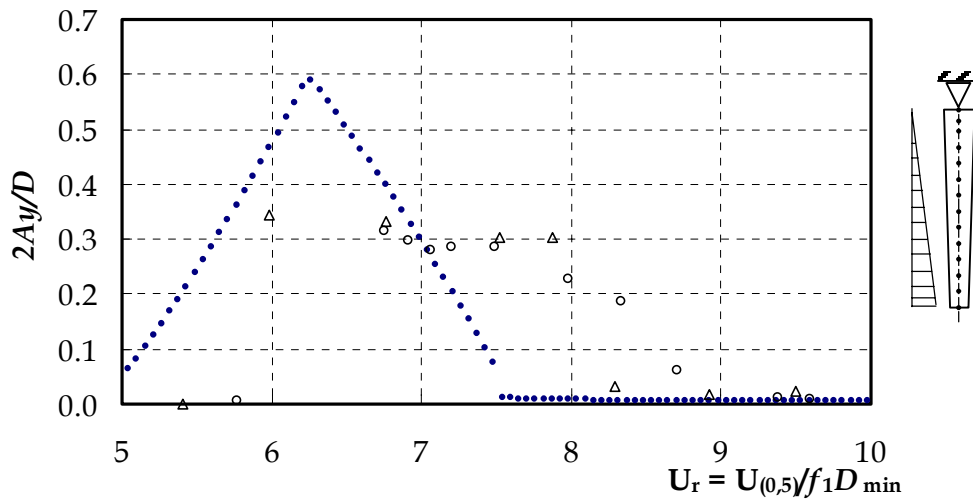


$S = 0,2; D_{\min} = 0,0381 \text{ m}; f = 22,15 \text{ Hz}; U_{cr} = 4,975 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 5,90$

Figura IV.15 - Resposta teórica para correlação parcial e perfil constante de velocidade de vento

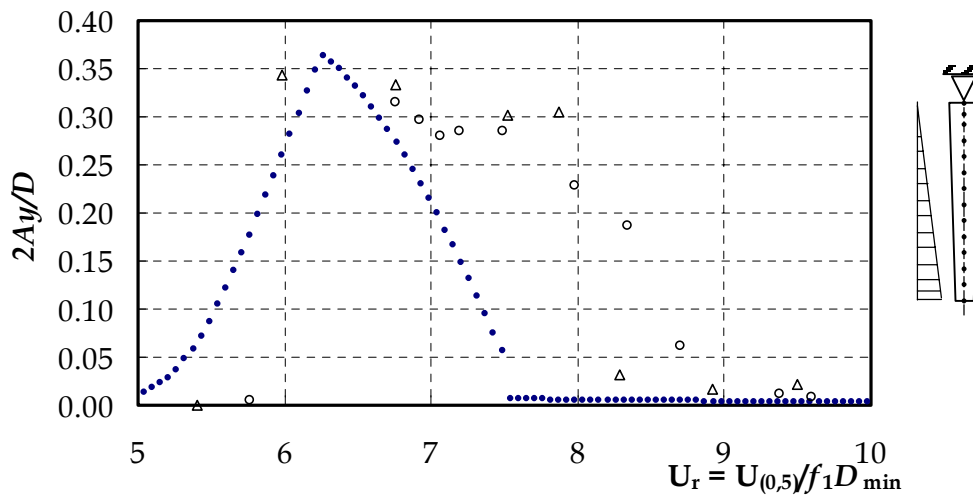
No segundo caso de condição de carregamento, um perfil linear, a amplitude máxima reduzida de deslocamento pico a pico é $2A_y/D_{\min} = 0,59$, considerando a correlação total, conforme se vê, na Figura IV.16

O perfil de velocidade linear promove uma translação na faixa de trancamento. A velocidade reduzida que dá início ao trancamento é igual a 5,0 e a que encerra é igual a 7,5. A velocidade crítica acontece quando $U_r = 6,26$. Isso fornece um diâmetro equivalente crítico aproximadamente igual a 0,0476 m, situado 0,32 m da base pivotada ou cerca $1/2$ do comprimento do cilindro.



$S = 0,2; D_{\min} = 0,0381 \text{ m}; f = 22,15 \text{ Hz}; U_{\text{cr}(0,5)} = 5,28 \text{ m/s}; U_{\text{r}(cr)} = 6,26$

Figura IV.16 - Resposta teórica novo modelo para correlação total



$S = 0,2; D_{\min} = 0,0381 \text{ m}; f = 22,15 \text{ Hz}; U_{\text{cr}(0,5)} = 5,28 \text{ m/s}; U_{\text{r}(cr)} = 6,26$

Figura IV.17 - Resposta teórica novo modelo para correlação parcial

Usando a correlação parcial, $2A_y/D_{\min} = 0,363$, para uma velocidade reduzida crítica igual a 6,26, conforme se vê na Figura IV.17.

A Tabela IV.4 traz uma comparação entre os resultados experimentais e teóricos, para a haste, com seção variável sob os dois tipos de perfis de velocidade, usando correlação total e a parcial.

Tabela IV.4 - Comparação entre resultados teóricos e experimentais da haste de seção variável

| Perfil | Resultados Teóricos | | | | Resultados Experimentais [62] | |
|-----------|---------------------|-------------|--------------------|-------------|-------------------------------|-------------|
| | Correlação Total | | Correlação Parcial | | | |
| | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ | $2A_y/D$ | $U_{r(cr)}$ |
| Constante | 0,611 | 5,900 | 0,370 | 5,900 | 0,39 | 5,90 |
| Linear | 0,590 | 6,260 | 0,363 | 6,260 | 0,32↑ | 6,90↑* |
| | | | | | 0,35↓ | 6,00↓* |

* com velocidade crescente ↑ e decrescente ↓ de escoamento

Da Tabela IV.4, nota-se que, em termos de amplitudes A_y , o modelo proposto com correlação parcial tem excelente desempenho na simulação do comportamento da haste, com desvios em termos de amplitudes menores do que $\pm 5\%$. A velocidade crítica teórica do caso de perfil constante de velocidade de vento é igual à experimental enquanto aquela relativa ao caso de perfil linear se apresenta intermediária aos valores experimentais referentes a velocidades crescentes e decrescentes. Os resultados com correlação total fornecem valores muito superiores aos experimentais, como esperado. A melhor comparação dos resultados com correlação parcial ocorre quando $U_{cr(teo)}/U_{cr(exp)}$ é igual ou aproximadamente 1,0.

A Tabela IV.5 fornece uma comparação entre os valores limites de U_r para as faixas de trancamento, para o caso de correlação parcial. Para ambos os perfis de velocidade, embora os limites das faixas sejam diferentes, o tamanho da faixa teórica é maior que a faixa experimental, contendo a velocidade crítica nesses intervalos.

Tabela IV.5 – Comparação das faixas de trancamento para haste de seção variável

| Perfil | Resultados Teóricos U_r | Resultados Experimentais U_r [62] | |
|-----------|-------------------------------|-------------------------------------|-------------------------|
| | Faixa para correlação parcial | Faixa de trancamento | |
| Constante | 4,7 – 7,0 | 5,9 – 8,0 | |
| Linear | 5,0 – 7,5 | 6,9 – 8,8 ^{↑*} | 6,0 – 8,0 ^{↓*} |

* com velocidade crescente [↑] e decrescente [↓] de escoamento

IV.2. Comparação com Resultados Experimentais de J. B. Vickery e A. W. Clark

Vickery e Clark [39] estudaram a influência do desprendimento de vórtices em escoamentos suave uniforme e turbulento ao longo da altura de um modelo reduzido de uma chaminé flexível com seção linearmente variável. Eles concluíram que a máxima resposta no modo fundamental ocorre quando a frequência de desprendimento de vórtices é igual à frequência natural da torre a aproximadamente 1/3 da altura da torre a partir do topo, e também que, para altas velocidades, o primeiro e segundo modos são excitados simultaneamente.

O estudo foi desenvolvido com um modelo reduzido em túnel de vento, na escala 500:1. O modelo, ilustrado na Figura IV.18, tem uma variação linear da seção transversal com inclinação de 4%, com diâmetro da base igual 65 mm (2,554 in) e do topo igual a 28 mm (1,1 in). A altura total do modelo é de 914 mm (36 in). As principais propriedades físicas e mecânicas do modelo são resumidas na Tabela IV.6.

Tabela IV.6 – Propriedades físicas e mecânicas do modelo aeroelástico [39]

| Propriedades | Sistema Inglês | SI |
|------------------------------------|----------------------------|------------------------|
| E (módulo de elasticidade) | 405,0 Psi | 2792 MPa |
| ρ (massa específica material) | 4,66 slugs/ft ³ | 2402 kg/m ³ |
| Rigidez da base (arrasto) | 1667 lb ft/radian | 230,47 kg m/rad |
| Rigidez da base (lateral) | 2400 lb ft/radian | 331,81 kg m/rad |
| Diâmetro base | 2,554 in | 65 mm |
| Diâmetro topo | 1,100 in | 28 mm |
| Espessura base | 0,103 in | 2,6 mm |
| Espessura topo | 0,025 in | 0,6 mm |

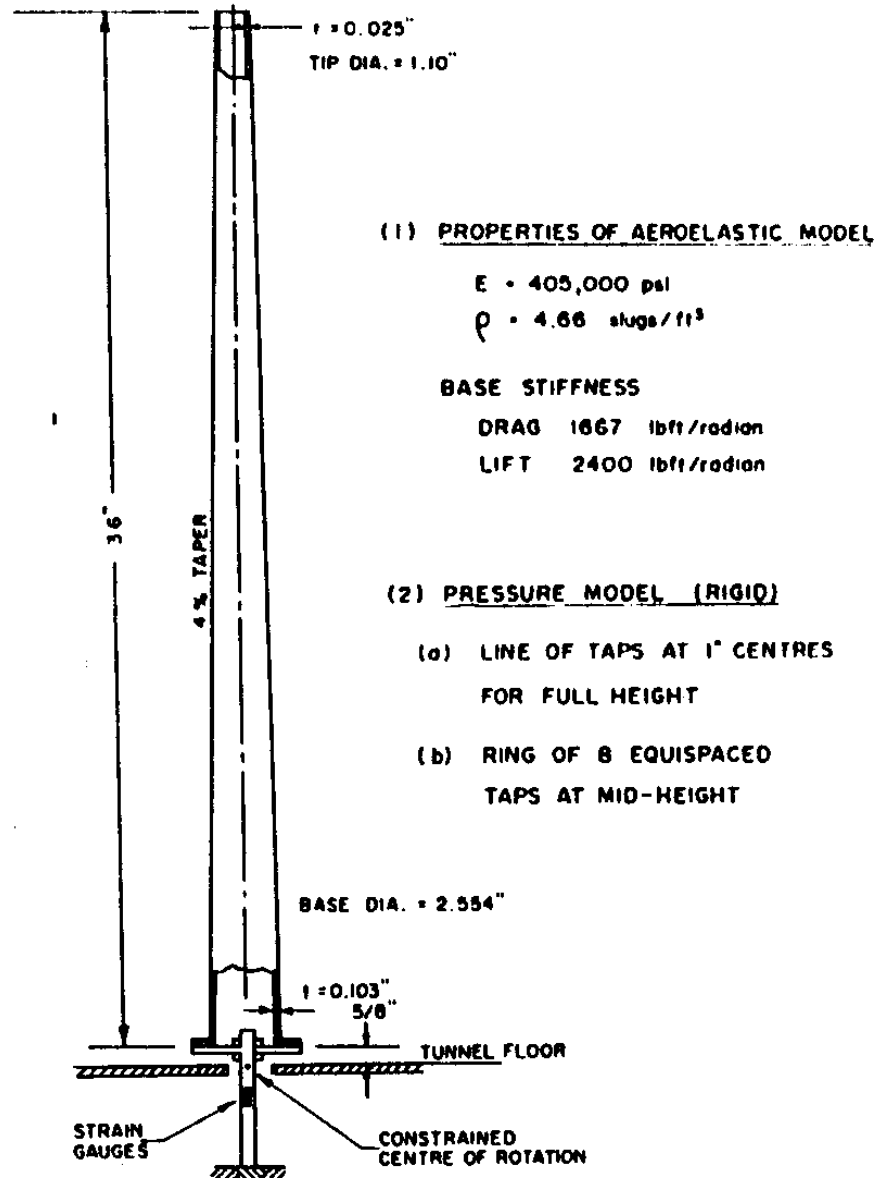


Figura IV.18 - Esquema modelo aeroelástico ensaiado por [39]

A variação da frequência de desprendimento f_v de vórtices com a altura, para escoamentos suave e turbulento, é mostrada na Figura IV.19, que traz ainda as curvas representando o número de Strouhal 0,20. Observa-se que no escoamento turbulento a variação de f_v é quase contínua, até aproximadamente a altura de 26 in, a partir da qual a variação de f_v passa a ser irregular, sendo constante em alguns trechos de diâmetros diferentes (na altura de 16 a 19 in, e de 29 a 35 in), com mudanças bruscas nos valores de f_v . Na altura $z = 29$ in, há dois valores distintos de f_v , que indicam haver uma troca de um valor para o outro.

Essas mudanças bruscas são mais acentuadas no escoamento suave. Há regiões de consideráveis comprimentos nas quais a frequência de desprendimento de vórtices é constante configurando as chamadas células de vórtices. Da mesma forma que no fluxo turbulento, mas em maior número de pontos, há duplos valores de f_v nas transições de uma célula a outra.

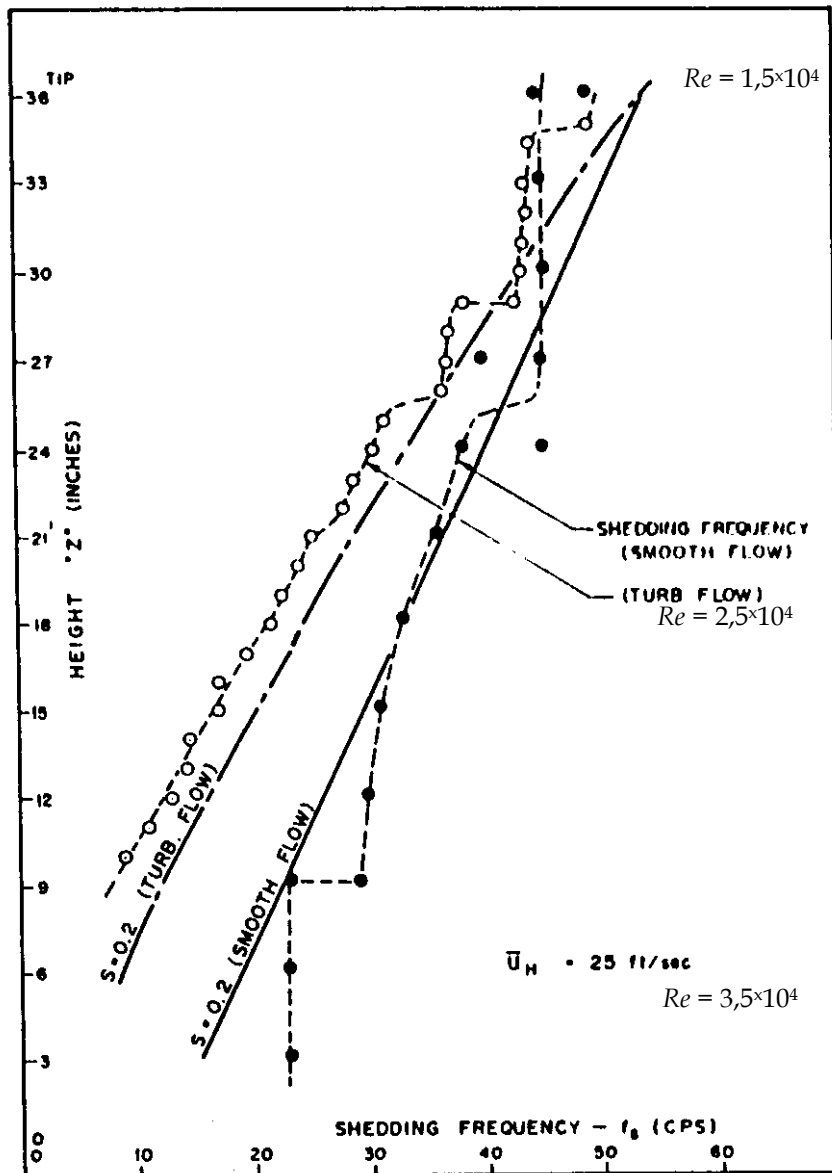


Figura IV.19 - Variação da frequência de desprendimento de vórtices com a altura para velocidade no topo $U = 25$ ft/s [39]

As formas modais do modelo experimental são reproduzidas na Figura IV.20. A taxa de amortecimento medida é igual 1,7% para os dois modos. As propriedades dinâmicas do modelo estão resumidas na Tabela IV.7.

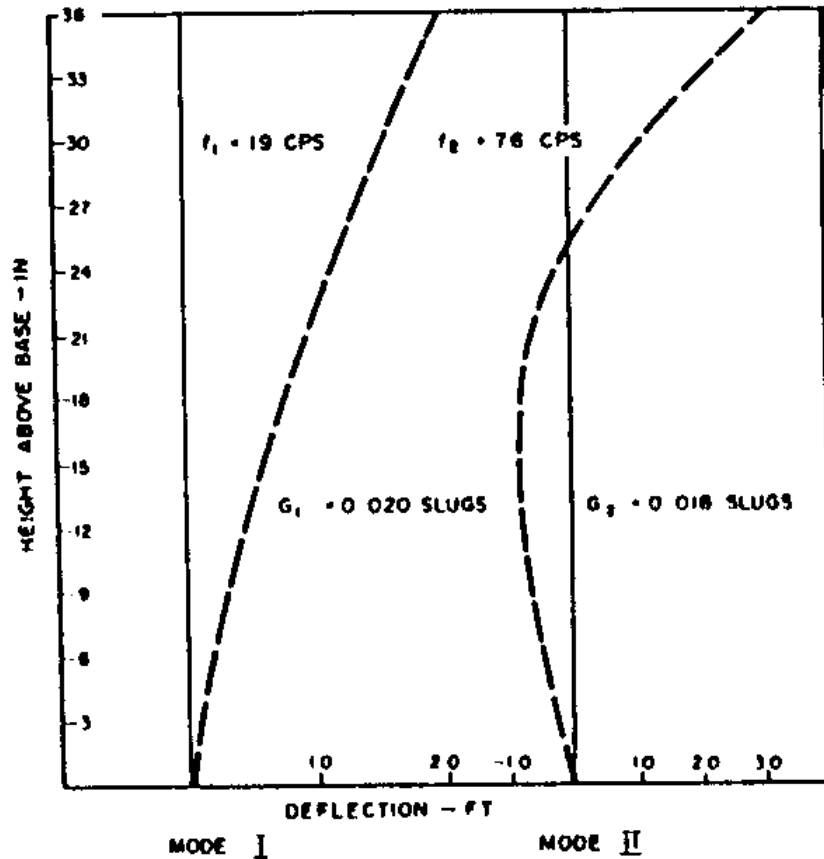


Figura IV.20 - Formas modais do modelo de chaminé [39]

Tabela IV.7 - Propriedades dinâmicas do modelo experimental [39]

| | |
|--------------------------------|-------------|
| frequência primeiro modo f_1 | 19 Hz |
| taxa de amortecimento ξ_1 | 1,7 % |
| massa modal M_1 | 0,020 slugs |
| frequência segundo modo f_2 | 76 Hz |
| taxa de amortecimento ξ_2 | 1,7 % |
| massa modal M_2 | 0,018 slugs |

Os resultados experimentais em termos de momento na base devidos a escoamento suave e turbulento são apresentados na Figura IV.21. A resposta em escoamento suave apresenta uma variação com a velocidade do vento completamente diferente do escoamento turbulento.

O pico que surge na velocidade de 10 ft/s e outro em torno de 24 ft/s são provenientes do primeiro modo natural de vibração. O primeiro valor de pico é produzido por desprendimento de vórtices na região próxima ao topo do modelo, com diâmetro equivalente da célula $D_{eq} = 1,33$ in e altura $z \cong 31$ in,

considerando número de Strouhal $S = 0,2$. De acordo com os autores, o segundo pico está associado a uma frequência de desprendimento de vórtices próximo à base do modelo da chaminé. O terceiro pico, que aparece na resposta em escoamento suave é devido ao segundo modo, excitado por desprendimento de vórtices numa região próxima ao topo. Na figura abaixo, a escala vertical de momentos na base vai de 0,02 até 0,20 lb ft.

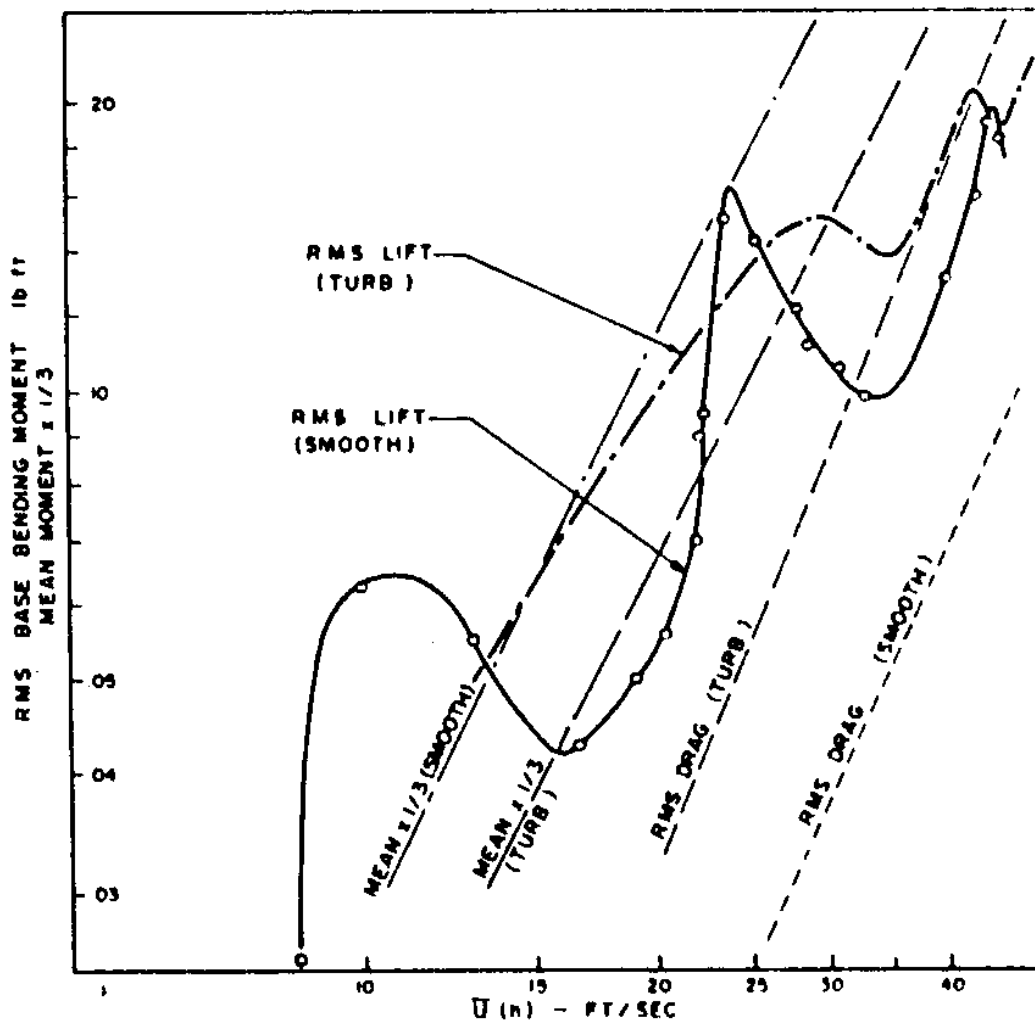


Figura IV.21 - Momentos na base [39]

O modelo teórico simplificado unifilar é utilizado para avaliação das respostas teóricas e fornece as frequências naturais iguais à $f_1 = 19,7$ Hz e $f_2 = 75,3$ Hz. As constantes de mola presentes no modelo experimental são usadas em unidades compatíveis no nó da base. As taxas de amortecimento são

adotadas iguais as do modelo experimental. Em anexo, há uma tabela com a discretização utilizada na análise dos resultados teóricos, contendo a altura de cada nó, com o respectivo valor do diâmetro externo, além das componentes dos autovetores representativos dos dois primeiros modos naturais de vibração.

O momento na base $M_{j,base}$ relativo ao modo j do modelo teórico é calculado como o produto entre as rotações $\psi_{j,base}$ na base e a rigidez à rotação C_{mola} na direção transversal à incidência do vento ($C_{mola} = 2400 \text{ lb ft/radiano}$).

$$M_{j,base} = (\psi_{j,base} Y_j) C_{mola} \quad (IV.1)$$

Y_j é a coordenada generalizada do modo j .

Para comparação direta dos resultados em escoamento suave em termos de momentos na direção transversal à incidência do vento, as unidades das grandezas estão no sistema inglês.

Usando então um perfil constante de velocidade, com a definição das células de vórtices adotada em função da avaliação experimental apresentada anteriormente na Figura IV.19, os resultados teóricos obtidos com o modelo descrito no Capítulo III são apresentados a seguir, para correlação parcial em ambos os modos de vibração.

As células de vórtices são definidas nos trechos de altura entre 0 e 9 in, 9 in e 26 in e, por fim, a altura restante do modelo da chaminé.

As comparações entre resultados teóricos e experimentais do item anterior revelam que, exceto no caso quase-bidimensional de seção constante e velocidade de vento uniforme, os resultados teóricos com correlação parcial apresentam excelente correlação com os resultados experimentais em termos de amplitudes de deslocamentos e velocidade reduzida crítica. portanto, nas comparações subseqüentes são apresentados resultados teóricos com correlação parcial.

Além disso, outras considerações são feitas aqui no exame da distribuição das células de vórtices exibidas na Figura IV.19 e efeitos tridimensionais do escoamento.

O primeiro deles é o efeito de topo, que minora a intensidade das pressões sobre o modelo. O segundo está relacionado com as regiões de transição de uma célula bem definida para outra.

Observou-se Figura IV.19 que no topo e nas regiões de transição ($24 \text{ in} < z < 27 \text{ in}$ e $z = 9 \text{ in}$) há uma indefinição da frequência de desprendimento de vórtices f_v .

Esses efeitos são introduzidos no modelo teórico a partir da multiplicação da função de forma por um fator de minoração, adotado igual a 0,5 e aplicado apenas localmente, ou seja, nos nós equivalentes aos efeitos de topo e transição de células.

Dois hipóteses em relação ao efeito de topo foram adotadas:

- ◇ a perda de correlação para dois primeiros nós do cume do modelo, o que corresponde a $1,22D_{\text{topo}}$ ou aproximadamente $1,0D_{\text{topo}}$;
- ◇ e perda de correlação para três nós superiores, equivalente a $2,0D_{\text{topo}}$.

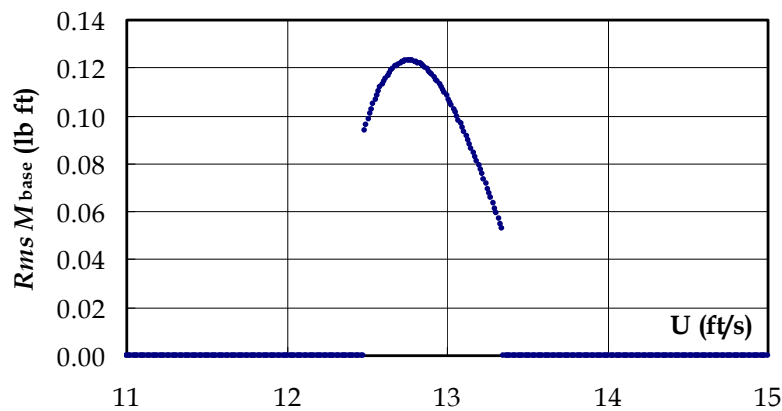
A Tabela IV.8 resume os resultados teóricos em termos de momento na base e velocidade crítica obtidas com as duas hipóteses mencionadas, confrontando-os aos resultados experimentais.

Tabela IV.8 – Valor rms do momento na base(lb ft) e velocidade crítica (ft/s)

| Modo | | Resultados Teóricos | | Resultados Experimentais | |
|------|-------------------|---------------------|---------|--------------------------|-------|
| | | topo 1D | topo 2D | | |
| 1 | M_{base} | 0,12 | 0,082 | 0,065 | 0,182 |
| | U_{cr} | 13 | 13 | 10-12 | 23 |
| 2 | M_{base} | 0,19 | 0,04 | 0,20 | |
| | U_{cr} | 49 | 49 | 45 | |

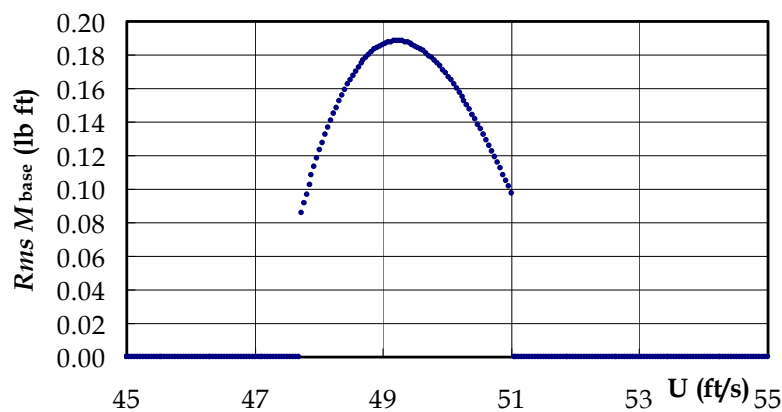
Considerando o efeito de topo para $1,0D_{\text{topo}}$ e a região de transição definida, tem-se como amplitude máxima teórica da curva em frequência igual a 0,12 lb ft, para o primeiro modo e 0,19 lb ft, para o segundo modo, respectivamente mostradas na Figura IV.22 e na Figura IV.23. As velocidades críticas são iguais a 13 ft/s (1º modo) e 49 ft/s (2º modo). Os momentos são

dados em termos de raiz quadrada do valor médio quadrático.



$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 19,7 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 12,75 \text{ ft/s}; U_{\text{r(cr)}} = 7,06$$

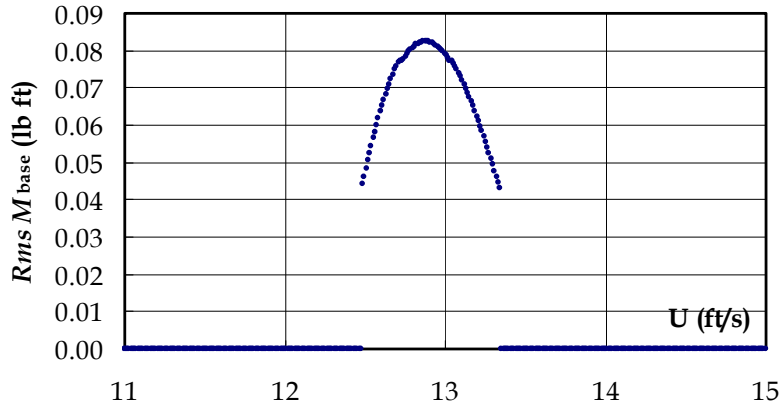
Figura IV.22 - Momento teórico na base *para correlação parcial* primeiro modo, com consideração de efeito de topo ($1,0D_{\text{topo}}$) e faixa de transição das células



$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 75,3 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 49,21 \text{ ft/s}; U_{\text{r(cr)}} = 7,13$$

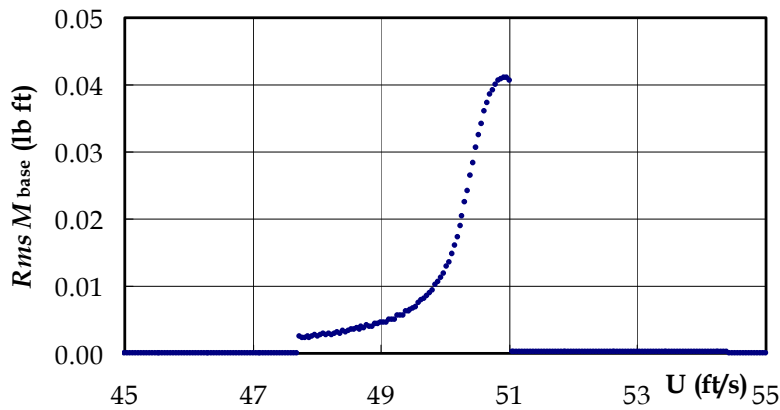
Figura IV.23 - Momento teórico na base *para correlação parcial* segundo modo, com consideração de efeito de topo ($1,0D_{\text{topo}}$) e faixa de transição das células

Considerando a minoração do efeito tridimensional no topo para $2,0D_{\text{topo}}$, há uma aproximação significativa da amplitude máxima teórica (0,082 lb ft), apresentada na Figura IV.24, em relação a experimental do primeiro pico do modo 1 ($M_{\text{max}(\text{base})} \cong 0,065 \text{ lb ft}$). Em contrapartida, ocorre uma queda exacerbada na amplitude máxima do segundo modo (0,04 lb ft, mostrada na Figura IV.25) em relação a experimental ($M_{\text{max}(\text{base})} \cong 0,20 \text{ lb ft}$). As velocidades críticas se mantêm em torno dos 13 ft/s e 50 ft/s.



$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 19,7 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 12,89 \text{ ft/s}; U_{\text{r}(\text{cr})} = 7,14$$

Figura IV.24 - Momento teórico na base *para correlação parcial* primeiro modo, com consideração de efeito de topo ($2,0D_{\text{topo}}$) e faixa de transição das células

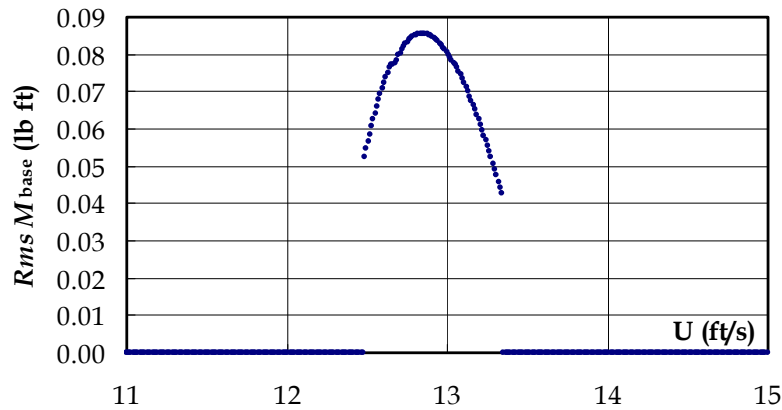


$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 75,3 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 50,91 \text{ ft/s}; U_{\text{r}(\text{cr})} = 7,38$$

Figura IV.25 - Momento teórico na base *para correlação parcial* segundo modo, com consideração de efeito de topo ($2,0D_{\text{topo}}$) e faixa de transição das células

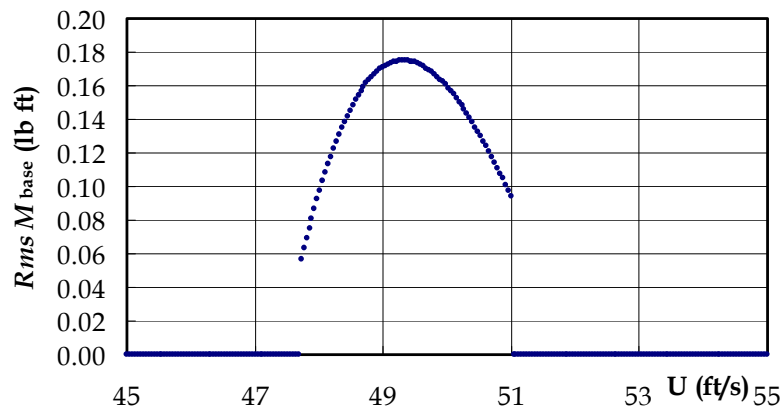
A escolha de dois diâmetros não é representativa para o segundo modo. Admitindo uma extensão da faixa de transição de células em mais $\frac{1}{2}$ diâmetro acima e abaixo da definida entre 24 e 27 polegadas e mantendo a configuração de 1 diâmetro para efeito de topo, os resultados dos momentos máximos na base são compatíveis com os experimentais, conforme se vê na Figura IV.26 para o primeiro modo, com momento máximo na base igual a 0,085 lb ft, e na Figura IV.27 para o segundo modo, com 0,175 lb ft de valor médio de momento na base.

Estes resultados apresentam boa comparação com os resultados experimentais e também revelam a sensibilidade destes resultados teóricos em relação à definição dos trechos de transição entre as células de vórtices e do efeito de topo. Este assunto será retomado mais adiante.



$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 19,7 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 12,85 \text{ ft/s}; U_{\text{r(cr)}} = 7,12$$

Figura IV.26 - Momento teórico na base *para correlação parcial* primeiro modo, com consideração de efeito de topo ($1,0D_{\text{topo}}$) e faixa estendida de transição das células



$$S = 0,2; D_{\text{topo}} = 1,1 \text{ in}; f = 75,3 \text{ Hz}; U_{\text{cr}} = 50,91 \text{ ft/s}; U_{\text{r(cr)}} = 7,14$$

Figura IV.27 - Momento teórico na base *para correlação parcial* segundo modo, com consideração de efeito de topo ($1,0D_{\text{topo}}$) e faixa estendida de transição das células

Das respostas apresentadas nota-se a formação da faixa de trancamento, que praticamente se dá no mesmo intervalo de velocidades em todos os casos avaliados. As velocidades críticas ficam em torno de 13 ft/s para o primeiro modo e 50 ft/s, para o segundo modo. São valores próximos dos experimentais,

situados entre 10 e 12 ft/s, como faixa de valores de velocidades críticas do primeiro modo e 45 ft/s como valor de velocidade crítica do segundo modo.

Observa-se ainda dos resultados teóricos apresentados para este exemplo que o modelo não consegue avaliar o segundo valor de pico de momento na base que ocorre no primeiro modo da avaliação experimental ($U \cong 23$ ft/s). De acordo com os autores, este momento está associado à vibração no primeiro modo promovida por desprendimento de vórtices em uma região próxima da base.

Com o modelo teórico (construído para $S = 0,2$), obtém-se como velocidade crítica de desprendimento de vórtices na célula próxima à base

$$U_{cr} = \frac{f_1 D_{cel}}{S} = \frac{19 \times 2,37 \text{ in}}{0,2} = 225 \text{ in/s} = 19 \text{ ft/s}$$

Entretanto, por estar tão próxima à base, esta célula de vórtices não desenvolveu, de acordo com o modelo teórico, energia suficiente para vibração da estrutura.

Com base em resultados de ensaios relatados em Blevins [9] e Buresti [35], pode-se sugerir uma outra explicação para a vibração associada ao 1º modo na velocidade $U \cong 22$ ft/s, muito próxima do dobro da velocidade do primeiro pico ($U \cong 11$ ft/s). As referências citadas relatam ensaios em cilindros flexíveis (2D) que ocorreram vibrações em velocidades iguais ao triplo da velocidade crítica dada pelo número de Strouhal, o que corresponde à ressonância com o terceiro subharmônico ($f_n = f_v/3$). No caso da Figura IV.19, as frequências f_v da célula superior e da região de transição são próximas a $2f_n$ ($\cong 40$ Hz). Portanto, pode ter ocorrido ressonância com o segundo harmônico ($f_n/2$).

IV.3. Aplicação do Modelo para U Variável no Tempo

As análises anteriores foram realizadas para escoamento laminar e suave,

condição para a qual o modelo proposto de cálculo foi originalmente concebido. O objetivo aqui é avaliar o desempenho do modelo para variações muito lentas de velocidade ao longo do tempo. Utiliza-se para isto, o exemplo da ponte Rio-Niterói, que também sofre a influência do fenômeno de desprendimento cadenciado de vórtices, com resultados medidos no local.

Situada na Baía de Guanabara, no Rio de Janeiro, a Ponte Rio - Niterói tem 13,3 km de vão, numa estrutura em concreto protendido e aço (Figura IV.28).

Quando a velocidade do vento sobre a Baía, que, por características geográficas, permite a passagem de ventos provenientes do quadrante SO com baixíssima turbulência, atinge a faixa entre 50 e 65 km/h, a ponte oscila transversalmente à direção de incidência, obrigando a interdição do tráfego. No dia 26/11/1999 ocorreu forte oscilação da ponte e foram registrados os sinais dos diversos sensores do sistema de monitoração da ponte projetado e instalado pela COPPETEC [63]. Além disso, foram também registradas imagens de tráfego pelas câmeras de controle instaladas nos vãos laterais da ponte. Neste dia as velocidades de vento oscilaram em torno dos 55 km/h durante vários minutos e a ponte alcançou deslocamentos de até ± 58 cm, de acordo com cálculos efetuados a partir dos sinais dos acelerômetros.

Foram realizados ensaios, de modelo reduzido seccional da ponte em túnel de vento no Canadá [64] para obtenção de suas propriedades dinâmicas. Os principais resultados são mostrados em termos da velocidade de vento para diferentes taxas de amortecimento na Figura IV.29.

Identificou-se a velocidade crítica igual a 62,0 km/h. A seção frontal à incidência do vento tem altura igual a 7,42 m. A massa modal da ponte é $M_1 = 4896,10$ t. O amortecimento ξ_1 e a frequência natural fundamental f_1 são, respectivamente, 0,01 e 0,32 Hz.

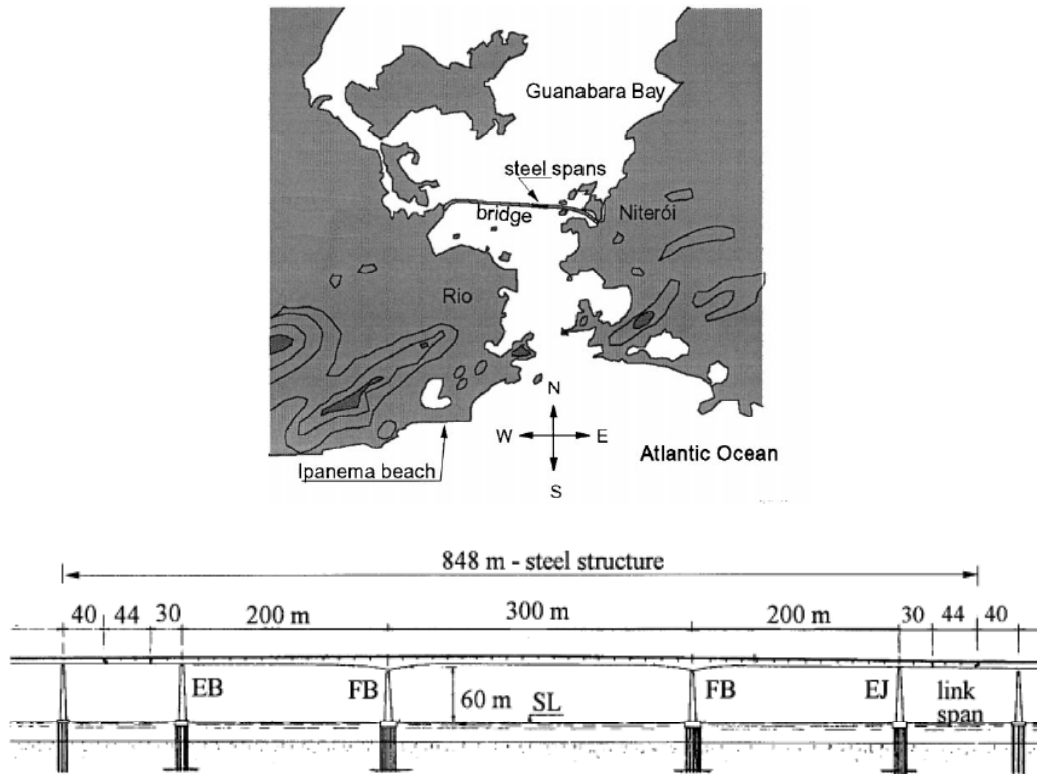


Figura IV.28 - Perfil e localização da ponte Rio Niterói [65]

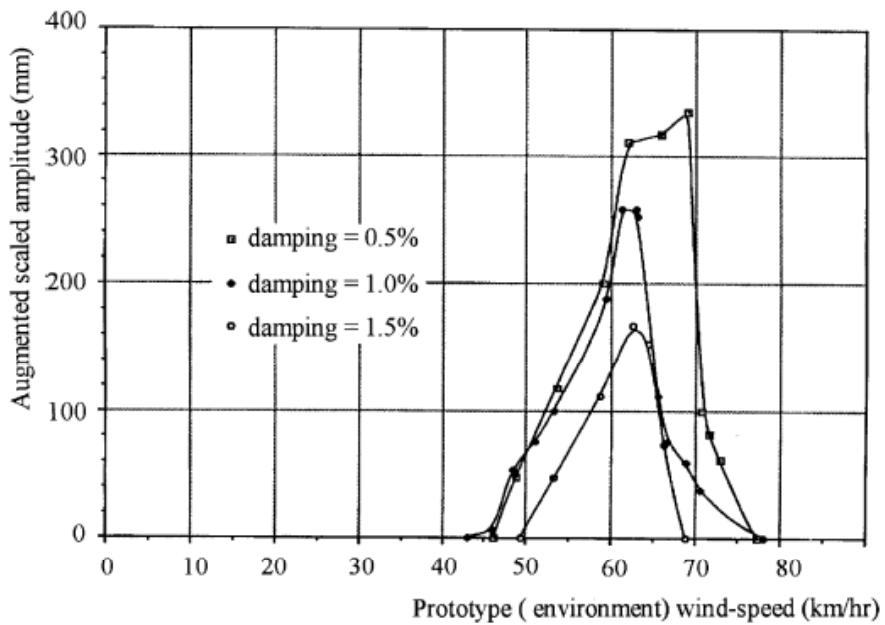


Figura IV.29 - Resultados em túnel de vento Ponte Rio Niterói [64, 65]

Com esses dados, o número de Strouhal calculado para a velocidade crítica é igual a $S = 0,138$. No modelo proposto a faixa de trancamento torna-se

$5,264 < U_r < 9,099$, com $U_{r(cr)} = 7,253$.

Os parâmetros H_1 e ε são calculados usando os resultados experimentais válidos para esta estrutura e não pela expressão (II.18), que é apropriada para seções cilíndricas.

Usando, então, os pares de dados experimentais apontados na Figura IV.29 ($\xi_1 = 0,5\%$; $A_{y1} = 0,32$ m) e ($\xi_2 = 1,5\%$; $A_{y2} = 0,16$), com massa por unidade de comprimento $\bar{m} = 25,98$ t/m, obtém-se as curvas de amplitude versus velocidade do vento, usando a correlação total (Figura IV.30) e parcial (Figura IV.31). Estas respostas foram construídas admitindo-se valores de H_1 e ξ constantes ao longo do vão.

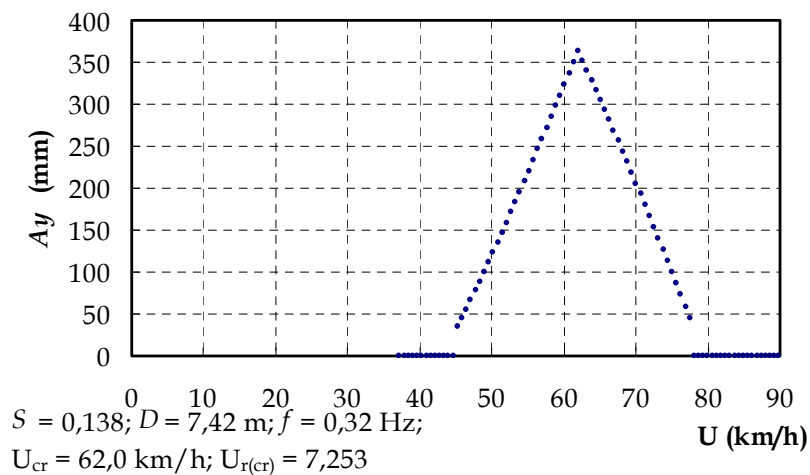


Figura IV.30 - Resultado teórico Ponte Rio Niterói usando correlação total

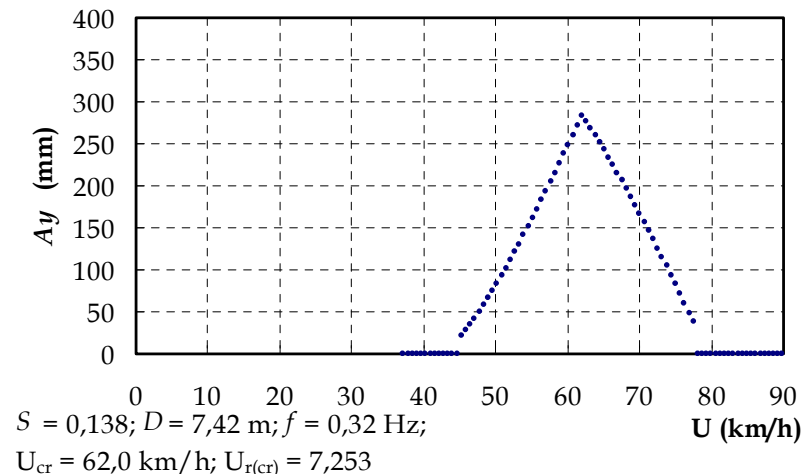


Figura IV.31 - Resultado teórico Ponte Rio Niterói usando correlação parcial

O leitor pode ser levado a uma comparação direta destes resultados com aqueles apresentados na Figura IV.29, no entanto não o deve fazer pois esses últimos resultados referem-se ao modelo 2D e os apresentados na Figura IV.30 e Figura IV.31 já incorporam a forma modal.

Para a história de velocidade no tempo é usado um registro de anemômetro, medido em intervalos de 30 s, com duração de 1 h 59 min (Figura IV.32). As linhas horizontais que aparecem em destaque nesta figura representam os limites da faixa de trancamento (linhas externas) e a velocidade crítica de desprendimento de vórtices (linha central).

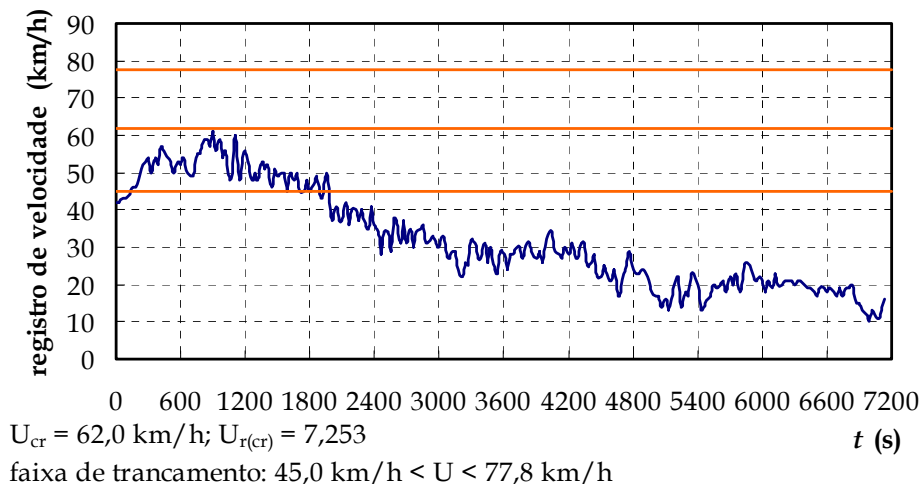


Figura IV.32 - Registro de velocidade do vento sob a Ponte Rio Niterói [63]

Como o intervalo de aquisição de velocidade do vento é muito superior ao período natural da ponte ($T_1 = 3,125 \text{ s}$), o sinal é interpolado linearmente entre cada dois pontos medidos, para se usar um Δt adequado.

Usando $\Delta t = 0,03 \text{ s}$ como intervalo de integração da equação de movimento no tempo, as respostas em termos de amplitude do 1º modo para os quatro primeiros trechos de velocidade do vento, mostrados na Figura IV.33, são apresentadas na Figura IV.34.

Dos resultados, notam-se nos primeiros 200 s (Figura IV.34, trecho 1) pequenos valores de deslocamento.

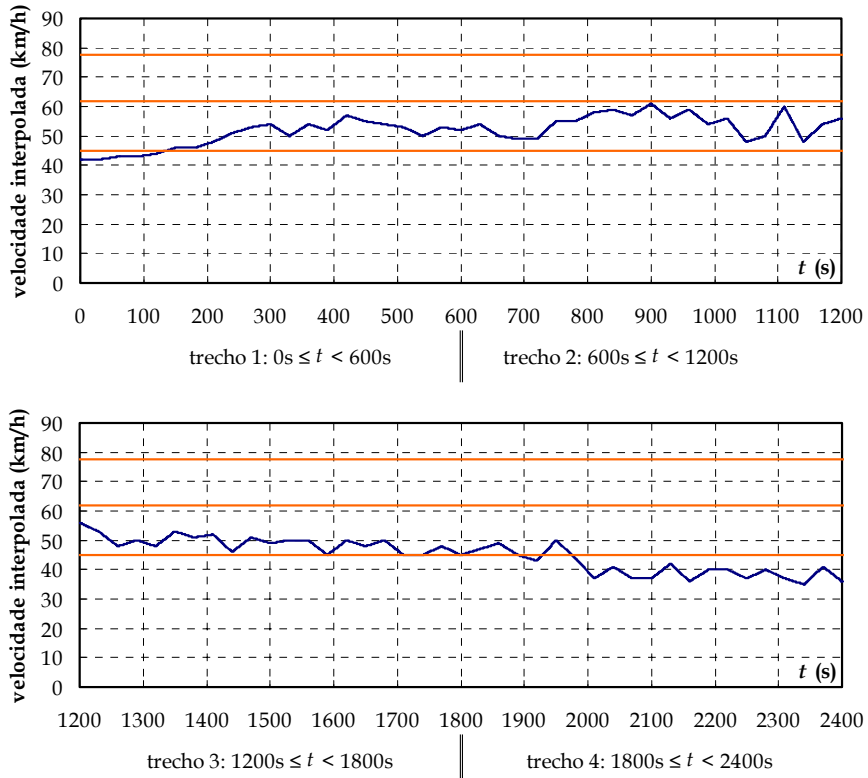


Figura IV.33 – Trechos interpolados do registro de velocidade do vento sob a Ponte RN

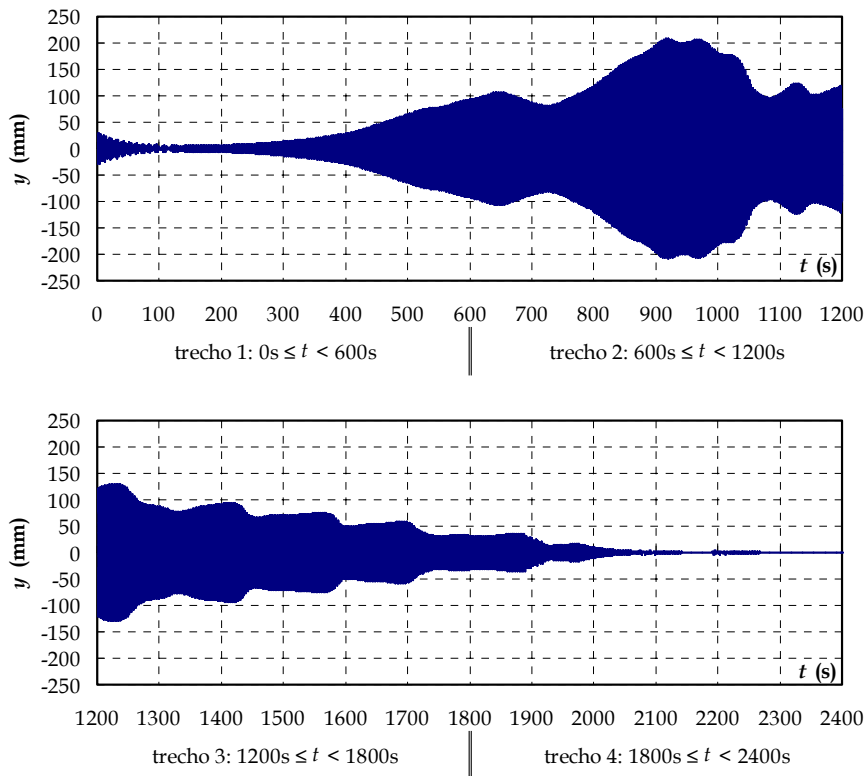


Figura IV.34 – Resposta teórica da Ponte RN por trechos de registros interpolados

A partir daí, quando a velocidade do vento entra na faixa de trancamento, os deslocamentos aumentam gradativamente à medida que a velocidade se aproxima do valor crítico de 62 km/h. Atingem valores máximos no intervalo de tempo t entre 900 s e 1000 s (Figura IV.34, trecho 2).

Após esse tempo, a velocidade do vento começa a diminuir, com uma rápida aproximação ao valor crítico poucos instantes depois de $t = 1100$ s, afastando-se também rapidamente desse valor. Os deslocamentos acompanham o crescimento da velocidade, mas não chegam a atingir o valor máximo que alcançariam (aproximadamente 280mm) caso U fosse constante, em função do pouco tempo de permanência da velocidade em torno da crítica.

No terceiro trecho, há grandes intervalos de tempo onde a velocidade do vento é praticamente constante, nas proximidades do limite inferior da faixa de trancamento. Os deslocamentos acompanham essa variação da velocidade, com amplitudes mais ou menos definidas em torno de 100 mm ($1330 \text{ s} < t < 1450 \text{ s}$), e de 70 mm ($1450 < t < 1600 \text{ s}$), 50 mm ($1600 \text{ s} < t < 1700 \text{ s}$).

No quarto trecho, a velocidade continua a diminuir, saindo definitivamente da faixa de trancamento após $t = 2000$ s. A resposta tende a zero, já que não há mais contribuição dos termos representativos da força de desprendimento de vórtices.

De acordo com o modelo teórico, formulado a partir dos resultados dos ensaios em túnel de vento de modelo seccional da ponte, os deslocamentos teriam alcançado ± 20 cm no meio do vão no dia 26/11/1999. Entretanto, neste evento, o tráfego não foi interrompido, e as imagens mostram filas de caminhões e ônibus na faixa lenta à barlavento (Figura IV.35), o que altera substancialmente o perfil aerodinâmico da ponte. Por isso os deslocamentos foram bem maiores, chegando a ± 58 cm.

Na Figura IV.36 estão mostradas as envoltórias dos deslocamentos experimentais e teóricos junto com o sinal de velocidade do vento. O que se deseja nesta comparação não é confrontar os valores dos deslocamentos, já que se referem a perfis aerodinâmicos distintos, mas sim observar se o modelo

teórico proposto foi capaz de simular uma resposta com o mesmo aspecto da experimental em termos de variações de deslocamento ao longo do tempo.

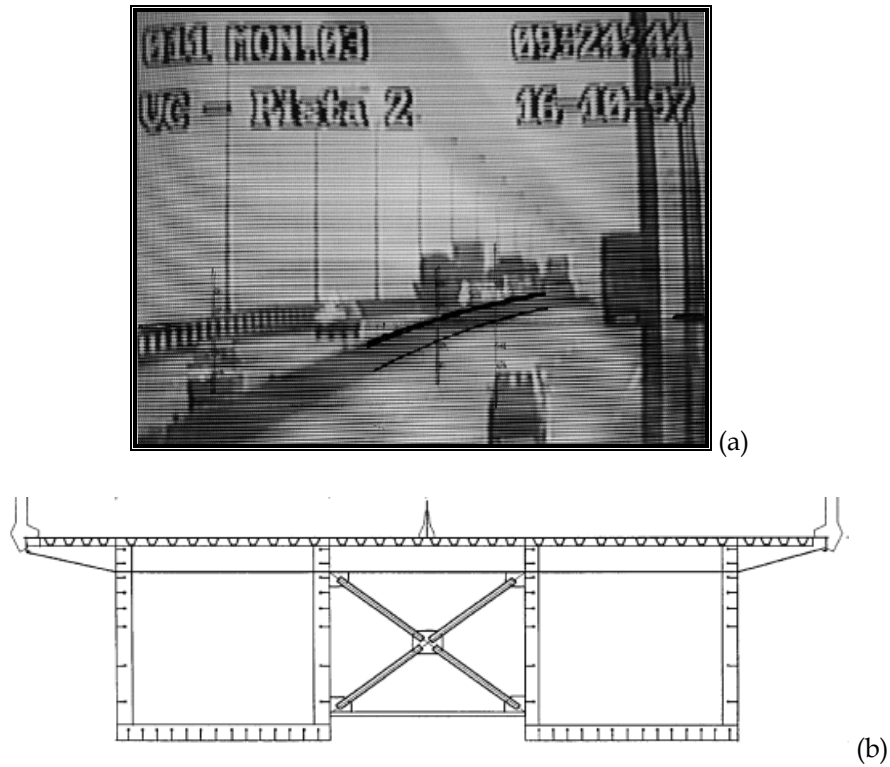


Figura IV.35 - Perfil aerodinâmico estrutural alterado pela presença de veículos (a) e perfil aerodinâmico estrutural do ensaio [65]

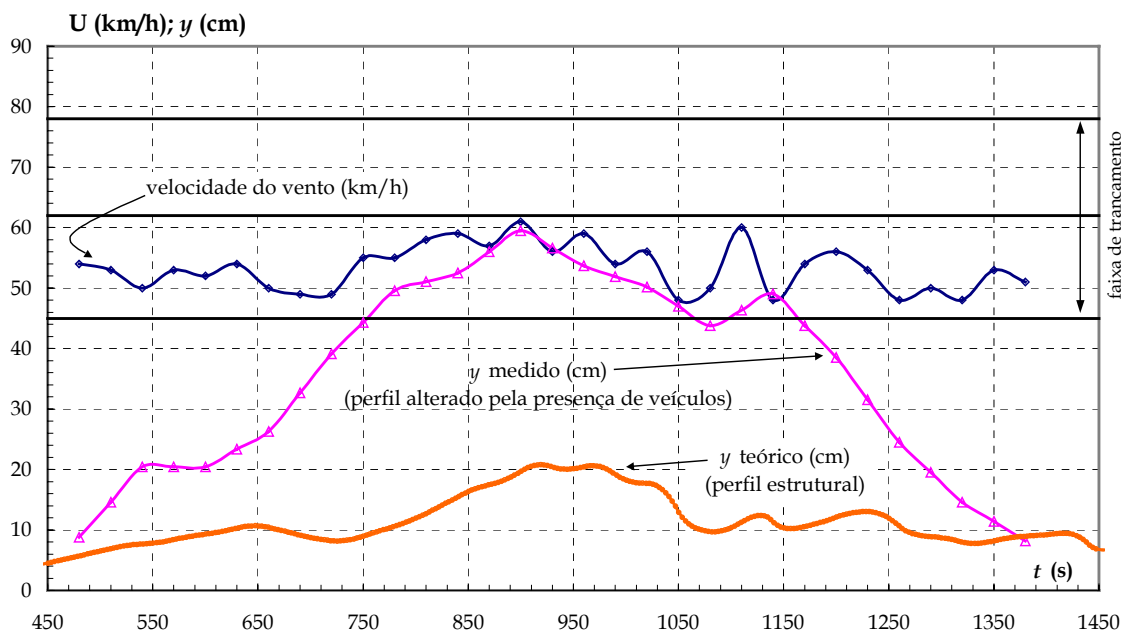


Figura IV.36 - Comparação das envoltórias de deslocamentos no tempo medidos [63] e obtidos pelo modelo teórico

Uma comparação qualitativa com resultados de deslocamento medidos para este histórico de velocidade, mostra uma boa concordância com a envoltória do sinal teórico (Figura IV.36).

Dos resultados obtidos, conclui-se que o modelo de forças de desprendimento de vórtices para escoamento laminar, também pode ser usado para variações, a princípio, lentas dessa velocidade no tempo.

IV.4. Estudos Paramétricos Realizados com o Modelo Proposto

Um estudo paramétrico é efetuado aqui, mostrando o comportamento de torres cilíndricas de seção constante e tronco-cônica, sob dois tipos de perfil de velocidade de escoamento, um constante e outro variável, regidos pela força de desprendimento de vórtices descrita pelo modelo teórico proposto.

A contribuição da forma modal, a influência do número de células de vórtices e a variação da velocidade de escoamento no tempo são investigadas numericamente.

IV.4.1. Influência da Forma Modal em Relação ao Cilindro Rígido

A influência da forma modal elástica é exemplificada com a torre de seção constante já descrita no item III.2. e mostrada na Figura III.4. Suas propriedades dinâmicas estão indicadas na Figura IV.37.

Considerando um perfil constante de velocidade, os valores de amplitude de deslocamento encontrados, agora com a incorporação modal, estão resumidos na Tabela IV.9.

Denomina-se γ a relação entre a amplitude de deslocamento de um cilindro elástico com a amplitude de deslocamento de um cilindro rígido, sob o mesmo perfil de velocidade U do vento. A Tabela IV.10 a seguir traz os valores

de γ obtidos para os três primeiros modos de uma viga engastada e livre, bem como para outros tipos estruturais.

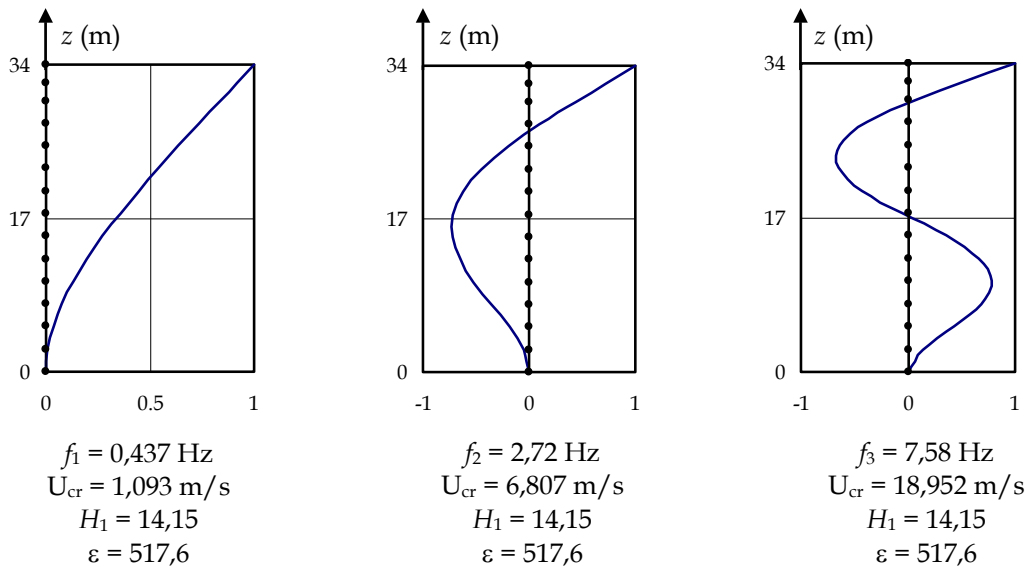


Figura IV.37 - Modos naturais da torre de seção constante, engastada e livre

Tabela IV.9 - Amplitudes máximas de deslocamento para torre engastada e livre e perfil constante de velocidade

| Modo | A_y (mm) |
|------|------------|
| 1 | 33,00 |
| 2 | 37,20 |
| 3 | 37,20 |

Tabela IV.10 - Relações entre amplitudes de deslocamento de tipos estruturais elásticos e de cilindro rígido

| Tipo estrutural | A_y modelo (mm) | γ modelo* |
|--------------------------|-------------------|------------------|
| Engastado e livre modo 1 | 33,00 | 1,299 |
| Engastado e livre modo 2 | 37,20 | 1,465 |
| Engastado e livre modo 3 | 37,20 | 1,464 |
| Pivotado | 32,70 | 1,288 |
| Bi-apoiado modo 1 | 29,60 | 1,165 |

* $\gamma_{\text{(modelo)}} = A_y / A_{y \text{ (rígido)}}$; $A_{y \text{ (rígido)}} = 25,38 \text{ mm}$

Na Figura IV.38 a seguir identifica-se o valor de amplitude máxima da

torre engastada e livre no bordo superior, em função da velocidade laminar do vento, para um perfil de velocidade constante, ao longo de sua altura, para o primeiro modo natural de vibração da torre.

Observa-se a definição da faixa de trancamento, com deslocamentos pequenos devidos ao termo que contém C_L e acentuados quando a velocidade reduzida U_r entra nessa faixa. Essa faixa é a mesma do cilindro rígido sob escoamento uniforme. Observa-se ainda que o pico ocorre na velocidade reduzida para a qual foi definido o número de Strouhal, $S = 0,2$ ou $U_r = 5,0$.

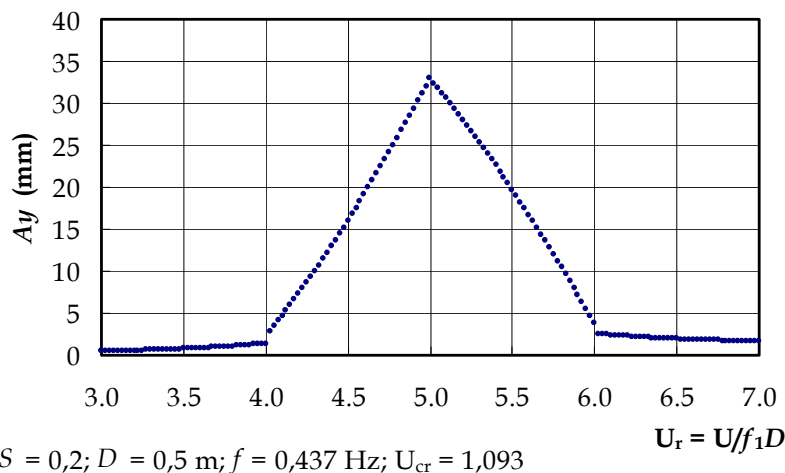


Figura IV.38 - Amplitudes de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), com perfil de velocidade constante, avaliadas pelo Modelo proposto

Para um perfil de velocidade variável, no entanto, isso não ocorre, conforme se pode ver da Figura IV.39, pois U_r é agora definido em função da velocidade de vento no topo da torre.

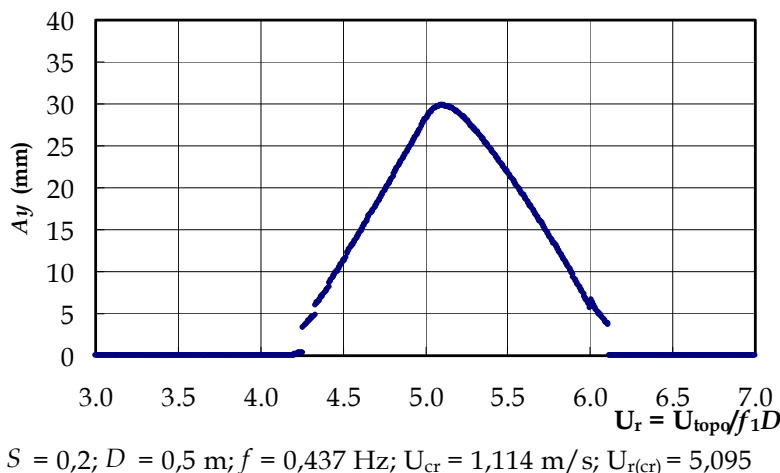


Figura IV.39 - Amplitudes de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), com perfil variável, avaliadas pelo Modelo proposto

O deslocamento máximo é alcançado para $U_r = 5,095$. Isso acontece quando a velocidade reduzida atinge um valor igual 5,0 numa altura um pouco abaixo do topo ($h \cong 30,0$ m), conforme se vê na Figura IV.40.

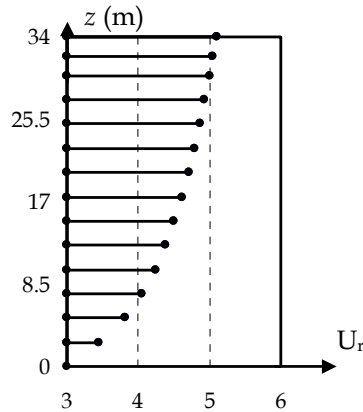


Figura IV.40 - Perfil variável crítico de velocidade reduzida U_r para *torre engastada e livre modo 1*

As curvas mostradas na Figura IV.41 a seguir trazem uma comparação entre os perfis de velocidade U_r , constante e variável, em função do percentual de nós ao longo da altura em que o desprendimento de vórtices se dá na faixa de trancamento.

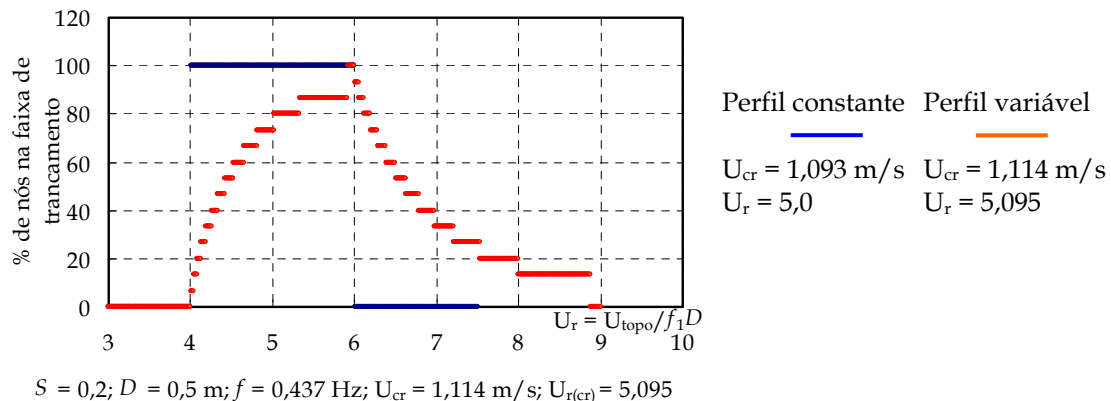


Figura IV.41 - Percentagem de nós do modelo com desprendimento de vórtices na faixa de trancamento em função de U_r para a *torre engastada e livre*
 $S = 0,2; D = 0,5$ m; $f_1 = 0,437$ Hz

Como se vê, há uma diferente contribuição das seções que se encontram na faixa de trancamento para cada tipo de perfil de velocidade. No primeiro caso (perfil constante), ao longo de toda altura, as seções se encontram na faixa de trancamento ($4,0 < U_r < 6,0$) simultaneamente. No segundo caso, à medida

que U_r cresce mais seções passam a contribuir conforme U_r entra na faixa de trancamento, em cada altura.

A velocidade do vento variando com a altura pode gerar vários picos de deslocamento para os demais modos da torre. No segundo modo (Figura IV.42), a velocidade reduzida crítica igual a 5,415 (primeiro maior pico $A_y = 25,93$ mm) corresponde a um perfil para o qual $S = 0,2$ está em uma altura $h \cong 20,0$ m (Figura IV.43.a). O segundo pico ($U_r = 6,055$ e $A_y = 15,33$ mm) corresponde a $S = 0,2$ em $h \cong 10,0$ m (Figura IV.43.b). Isto significa que esta torre tem duas regiões de grande suscetibilidade à excitação por desprendimento de vórtices, para este tipo de perfil.

No terceiro modo de vibração, a maior amplitude de deslocamento ($A_y = 21,08$ mm), Figura IV.44, ocorre para a altura crítica em torno 17,0 m ($U_r = 5,56$), cujo perfil está indicado na Figura IV.45.a. Já o segundo maior pico ($A_y = 16,40$ mm) corresponde ao desprendimento de vórtices numa região em torno de 9,5 m, para o perfil mostrado na Figura IV.45.b.

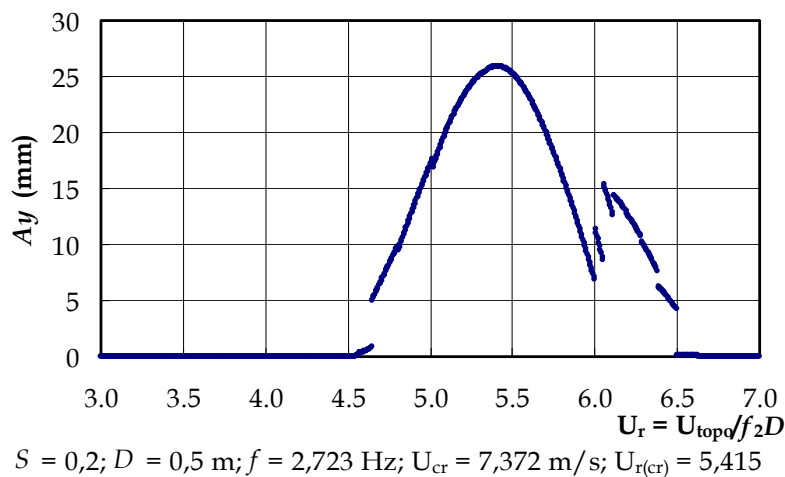


Figura IV.42 - Amplitudes de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 2), com perfil variável, avaliadas pelo Modelo proposto

Há em alguns trechos mudanças abruptas de amplitude de deslocamento. As descontínuidades no número de seções na faixa de trancamento, em função da mudança de velocidade local, são responsáveis por esses saltos.

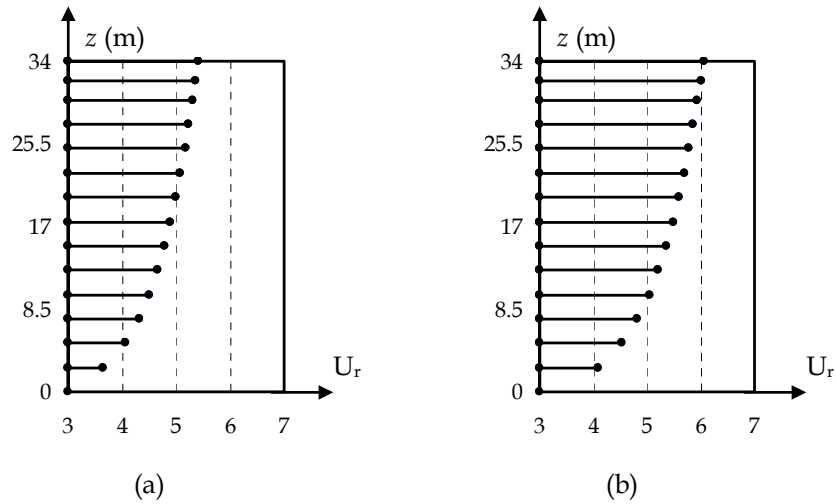
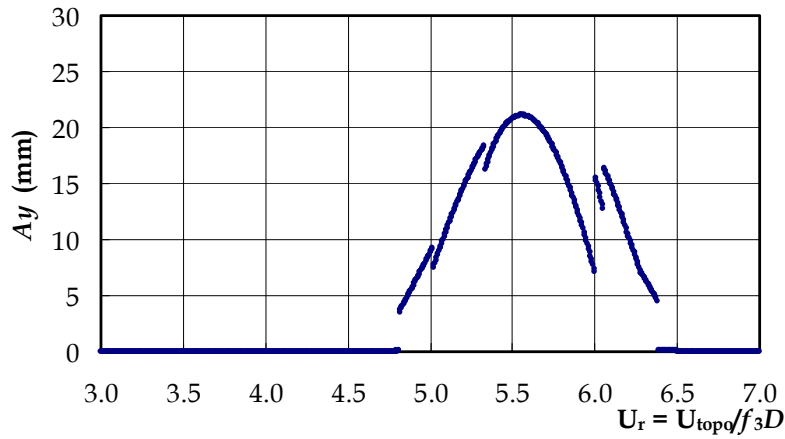


Figura IV.43 - Perfis críticos de velocidade reduzida U_r para a torre engastada e livre modo 2
(a) 1º e (b) 2º maior pico de deslocamento



$S = 0,2; D = 0,5 \text{ m}; f = 7,581 \text{ Hz}; U_{cr} = 21,074 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 5,56$

Figura IV.44 - Amplitudes de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 3), com perfil variável, avaliadas pelo Modelo proposto

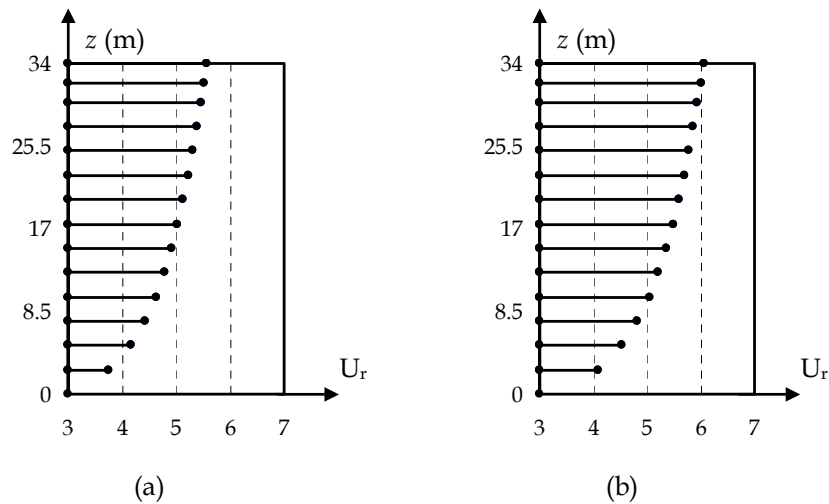


Figura IV.45 - Perfis críticos de velocidade reduzida U_r para a torre engastada e livre modo 3
(a) 1º e (b) 2º maior pico de deslocamento

IV.4.2. Influência do Número de Células de Vórtices

Os saltos e picos distintos referidos anteriormente em uma curva de amplitude versus velocidade do vento são semelhantes aos que ocorrem em uma torre de seção variável, mesmo quando o perfil de velocidade é constante.

A Figura IV.46 mostra uma torre de seção variável, sujeita a um perfil constante de velocidade de vento, cujos dados também estão indicados.

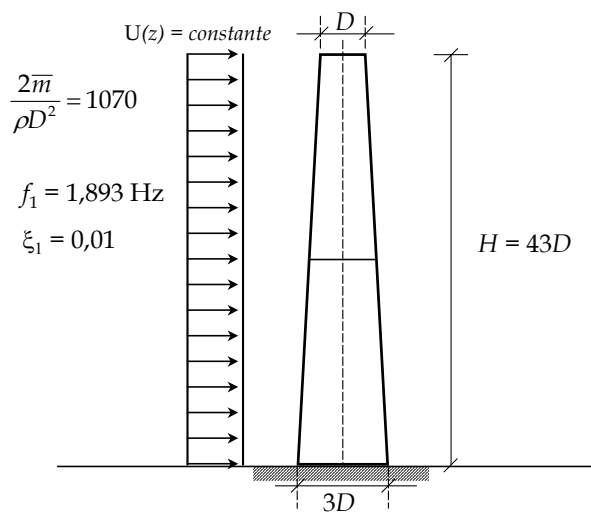


Figura IV.46 - Torre seção variável sob perfil constante de velocidade

Discretizando a torre em um modelo unifilar, com elementos espaçados em unidade de D , ter-se-ia, a princípio, diversos trechos com distintas frequências de desprendimento de vórtices, gerando pouca energia de excitação na estrutura. A resposta em deslocamento teria o aspecto semelhante ao mostrado na Figura IV.47, com pequenas amplitudes. O diâmetro equivalente, para $S = 0,2$ e a velocidade reduzida crítica indicada na Figura IV.47, é $D_{\text{eq}} \cong 1,26D$, situado numa altura $h \cong 37,5D$.

Da mesma forma que a variação de velocidade ao longo da altura da torre, a mudança da seção “perturba” a formação dos vórtices sincronizados, resultando nas pequenas amplitudes de deslocamento obtidas pelo modelo teórico. No entanto, a formação das células de vórtices - as regiões delimitadas

onde há uma mesma frequência de desprendimento de vórtices – altera significativamente a resposta da torre.

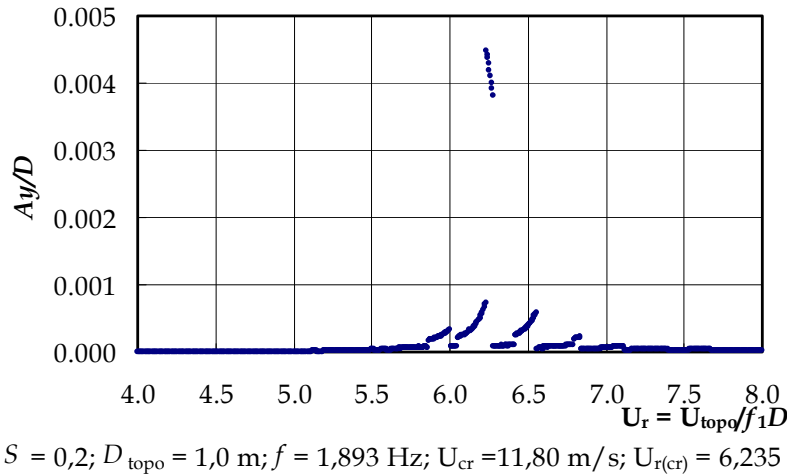


Figura IV.47 - Amplitude de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), seção variável e perfil constante de velocidade

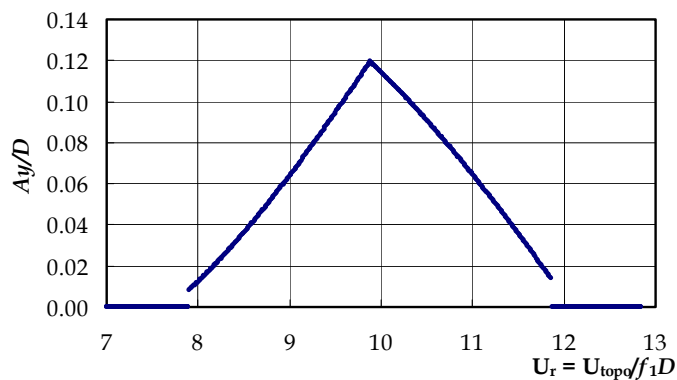
A seguir é desenvolvido um estudo paramétrico para avaliar o comportamento das respostas da torre e da faixa de trancamento em função da definição das células de vórtices.

Supondo a formação de somente uma célula de vórtices nesta torre, a amplitude atinge um pico de aproximadamente $0,12D$ (Figura IV.48).

Com duas células igualmente distribuídas ou espaçadas ao longo da altura, as amplitudes diminuem 30 % (Figura IV.49).

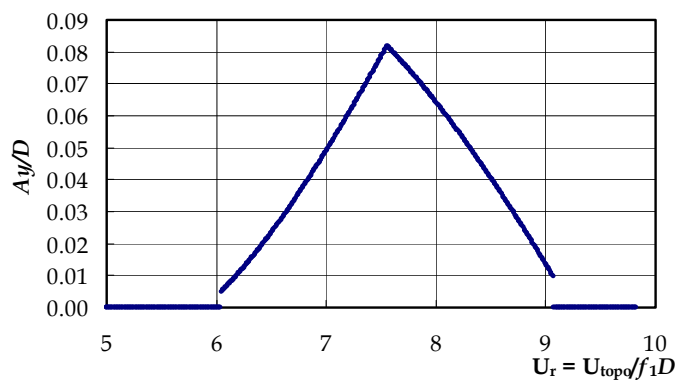
Para uma terceira distribuição com três células, as amplitudes também diminuem (Figura IV.50). A tendência é de amplitudes cada vez menores quanto maior o número de células de vórtices distintas, em face de uma possível desorganização do desprendimento dos mesmos.

Observa-se que para cada configuração de organização de células, há uma translação da faixa de trancamento em consequência da alteração do diâmetro efetivo da célula. A Tabela IV.11 resume os principais pontos destacados desta análise paramétrica.



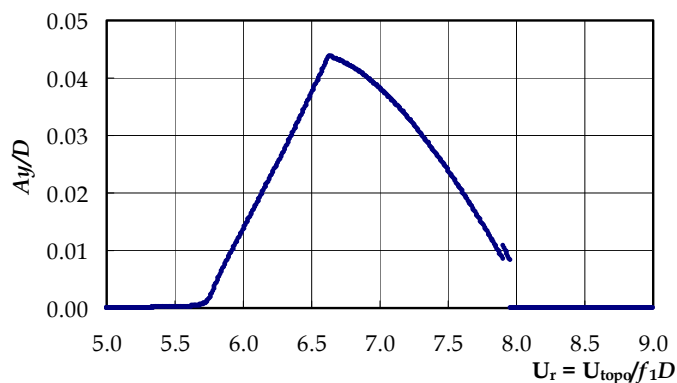
$S = 0,2; D_{topo} = 1,0 \text{ m}; f = 1,893 \text{ Hz}; U_{cr} = 18,71 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 9,884$

Figura IV.48 - Amplitude de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), seção variável, perfil constante de velocidade e 1 célula de vórtices



$S = 0,2; D_{topo} = 1,0 \text{ m}; f = 1,893 \text{ Hz}; U_{cr} = 14,31 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 7,558$

Figura IV.49 - Amplitude de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), seção variável, perfil constante de velocidade e 2 células de vórtices



$S = 0,2; D_{topo} = 1,0 \text{ m}; f = 1,893 \text{ Hz}; U_{cr} = 12,55 \text{ m/s}; U_{r(cr)} = 6,628$

Figura IV.50 - Amplitude de deslocamento em função de U_r de torre engastada e livre (modo 1), seção variável, perfil constante de velocidade e 3 células de vórtices

Tabela IV.11 - Influência do número de células na amplitude de deslocamento, faixa de trancamento e conseqüentes alturas e diâmetros equivalentes críticos (CT)

| <i>Nº de cel.</i> | $U_{r(cr)}$ | $U_{r(ce)}$ | D_{eq}/D | H_{eq}/D | <i>Faixa de tranc. (U_r)</i> | Ay/D |
|--|-------------|-------------|------------|------------|---|--------|
| 44 | 6,235 | 4,00-5,96 | 1,247 | 37,5 | Sem definição | 0,004 |
| 3 | 6,628 | 5,00 | 1,326 | 36,0 | 5,72-7,90/7,91-7,95 | 0,044 |
| 2 | 7,558 | 5,00 | 1,512 | 32,0 | 6,05-9,07 | 0,082 |
| 1 | 9,884 | 5,00 | 1,976 | 22,0 | 7,91-11,86 | 0,120 |
| $U_{r(cr)} = U_{cr}/(D_{topo}f_1)$; $U_{r(ce)} = U_{cr}/(D_{cel}f_1)$; $D_{eq} = U_{cr}/(5f_1)$; CT: correlação total | | | | | | |

Os resultados na Tabela IV.11 são todos com correlação total ($f_c = \infty$), onde os vórtices têm a mesma energia em qualquer ponto da estrutura.

Do ponto de vista prático interessam os resultados para correlação parcial, cujas respostas obtidas estão mostradas na Figura IV.51, Figura IV.52, Figura IV.53 e na Tabela IV.12.

Tabela IV.12 - Influência do número de células na amplitude de deslocamento, faixa de trancamento e conseqüentes alturas e diâmetros equivalentes críticos (CP)

| <i>Nº de cel.</i> | $U_{r(cr)}$ | $U_{r(ce)}$ | D_{eq}/D | H_{eq}/D | <i>Faixa de tranc. (U_r)</i> | Ay/D |
|--|-------------|-------------|------------|------------|---|--------|
| 44 | 6,24 | 4,00-5,96 | 1,247 | 37,5 | Indefinida | 0,004 |
| 3 | 7,63 | 5,76 | 1,526 | 31,5 | 7,00-7,90 | 0,006 |
| | 7,91 | 5,97 | 1,581 | 30,5 | 7,91-7,95 | 0,007 |
| 2 | 8,12 | 5,37 | 1,623 | 29,5 | 7,52-9,07 | 0,024 |
| 1 | 10,52 | 5,32 | 2,103 | 19,5 | 9,60-11,86 | 0,035 |
| $U_{r(cr)} = U_{cr}/(D_{topo}f_1)$; $U_{r(ce)} = U_{cr}/(D_{cel}f_1)$; $D_{eq} = U_{cr}/(5f_1)$; CP: correlação parcial | | | | | | |

Vê-se, pelos resultados em termos de amplitude Ay/D , a grande sensibilidade da resposta em relação ao número de células de vórtices. Como a definição destas células é um dado de entrada do modelo teórico, o sucesso da

sua aplicação fica condicionado ao conhecimento do comportamento destas células, o qual não está ainda disponível na literatura, particularmente no caso de torres de seção variável.

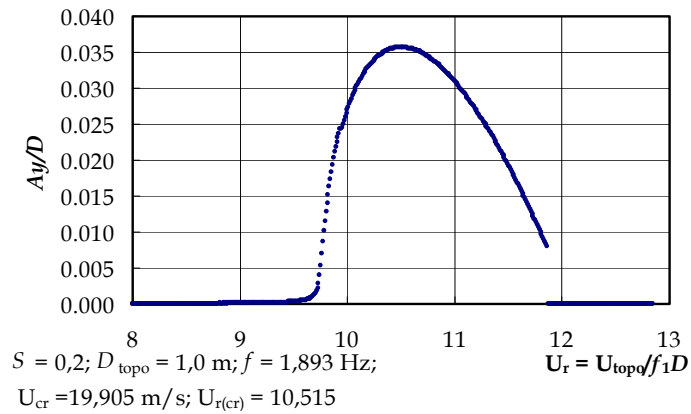


Figura IV.51 - Amplitude de deslocamento em função de U_r da torre Figura IV.46 com 1 célula de vórtices e correlação parcial

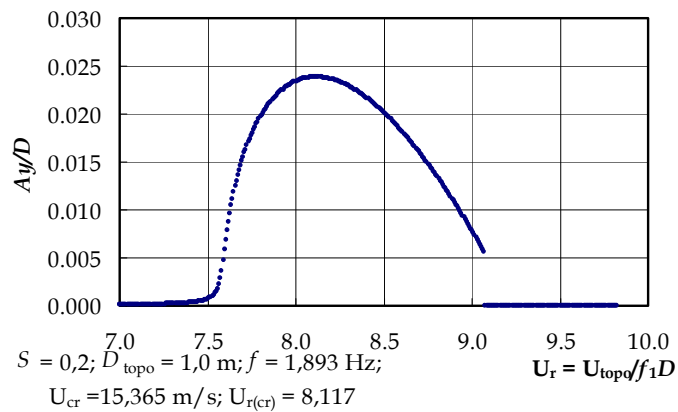


Figura IV.52 - Amplitude de deslocamento em função de U_r da torre Figura IV.46 com 2 células de vórtices e correlação parcial

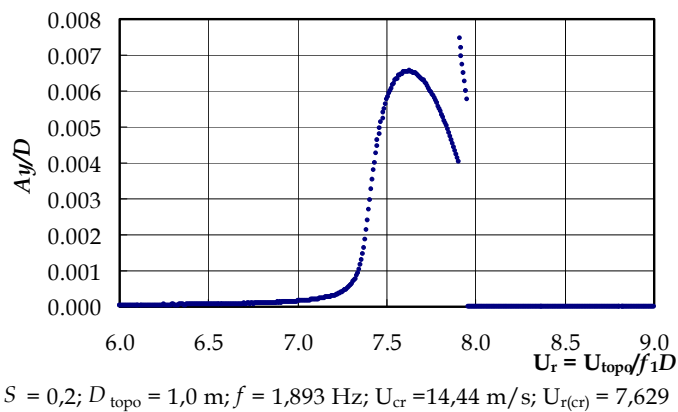


Figura IV.53 - Amplitude de deslocamento em função de U_r da torre Figura IV.46 com 3 células de vórtices e correlação parcial

Entretanto, tomando por base os resultados experimentais de Vickery e Clark [39] ilustrados na Figura IV.19, parece adequado considerar que o resultado com três células de vórtices é o mais realista, neste caso.

Todos os resultados analisados aqui são para $C_L = 0,0$, exceto para os resultados mostrados na Figura IV.38, porque o objetivo é mostrar a contribuição dos parâmetros do desprendimento de vórtices na zona de trancamento, onde os termos da equação que contém H_2 e C_L são pequenos. O emprego de C_L na força de desprendimento de vórtices para estes casos não altera os resultados dentro da faixa de ressonância.

Tem-se dessa forma uma avaliação qualitativa do novo modelo de ação de vórtices em torres, para um escoamento laminar com U invariável no tempo.

IV.4.3. Consideração da Variação de U no Tempo

Todos os casos avaliados até aqui são para velocidade constante ou variando muito lentamente no tempo. O propósito desta seção agora é avaliar a resposta do modelo para escoamentos turbulentos com grande comprimento de escala.

Seja a torre cilíndrica de seção constante descrita no exemplo apresentado no item III.2. Se $U(t)$ é constante ao longo da altura, a resposta no tempo tem a amplitude $A_y = 32,97$ mm, resultado já obtido anteriormente.

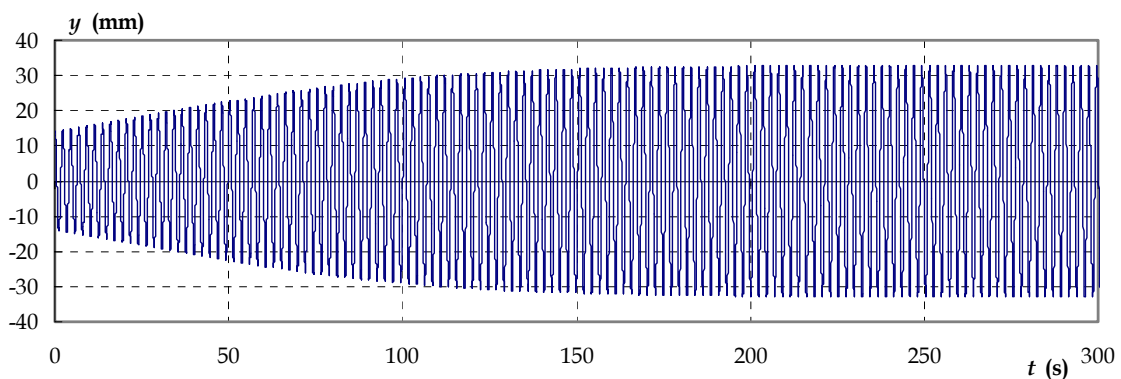


Figura IV.54 – Resposta no tempo em regime da torre de seção constante Figura III.4 e $U(t)$ constante

Usando um sinal no tempo de U , em que U varia lentamente, em uma faixa de frequência $f < 0,005$ Hz até $t = 600$ s (Figura IV.55.a) e $f = 0,002$ Hz para $t > 600,0$ s, (Figura IV.55.b), nota-se um comportamento da resposta acompanhando o sinal da velocidade, em que o deslocamento aumenta sempre que U tende ao valor de U_{cr} , cai bastante quando a velocidade sai da faixa crítica e, após $t = 600,0$ s (Figura IV.56.a), oscila próximo a 30,0 mm, quando U varia em torno de U_{cr} (Figura IV.56.b), mas não chega ao valor de pico que teria para $U(t)$ constante. As linhas horizontais em destaque na Figura IV.55 delimitam a faixa de trancamento, sendo $U_r = 5,0$ a velocidade crítica.

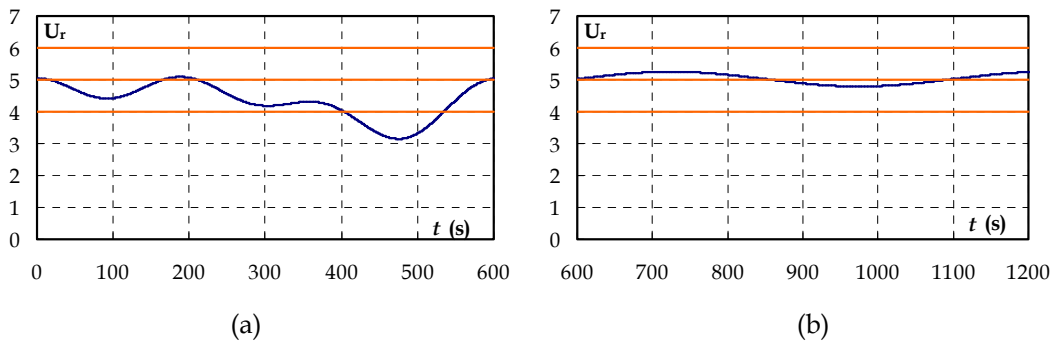


Figura IV.55 - Variação lenta de U_r no tempo para sinal composto de frequências $f < 0,005$ Hz (a) e $f = 0,002$ Hz (b)

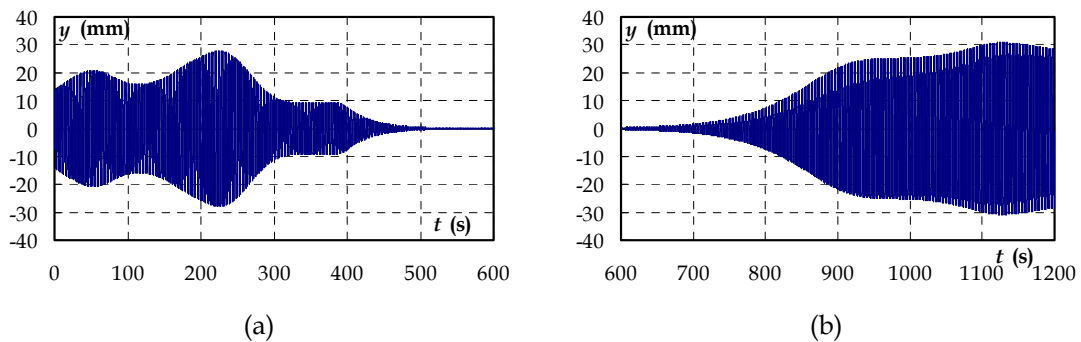


Figura IV.56 - Deslocamento da torre de seção constante para variação lenta de U_r $f < 0,005$ Hz (a) e $f = 0,002$ Hz (b)

Mais dois sinais são empregados na avaliação da variação de U no tempo para o modelo. Uma história de U com um sinal composto de frequências menores que 0,02 Hz e outro composto de um sinal turbulento, com intensidade local de turbulência $I = \sigma_u / U_{med} = 0,24$, ambos indicados na Figura IV.57.

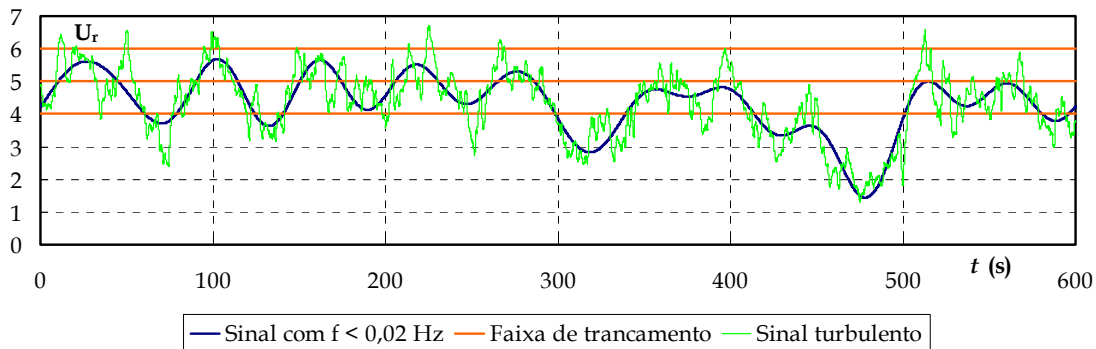


Figura IV.57 - Variação de U_r no tempo para sinal turbulento e composto de frequências $f < 0,02$ Hz

Para o sinal de baixa frequência, a resposta no tempo em termos de deslocamento é maior nos trechos onde há uma maior permanência na faixa de travamento (Figura IV.58).

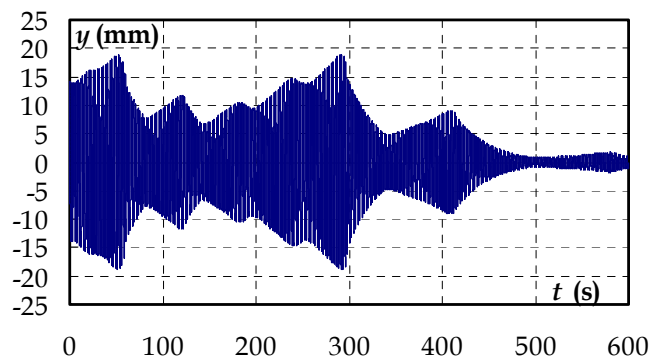


Figura IV.58 - Deslocamento da torre de seção constante para variação lenta de U_r $f < 0,02$ Hz

Finalmente, ao sinal turbulento no tempo, o nível de deslocamento é menor, em função da variação acentuada dos parâmetros H_1 e ε , conforme se vê na Figura IV.59.

Percebe-se com isso que o modelo também pode ser utilizado na avaliação de respostas de estruturas sujeitas ao desprendimento alternado de vórtices, tanto numa variação lenta de U_r quanto em escoamento turbulento.

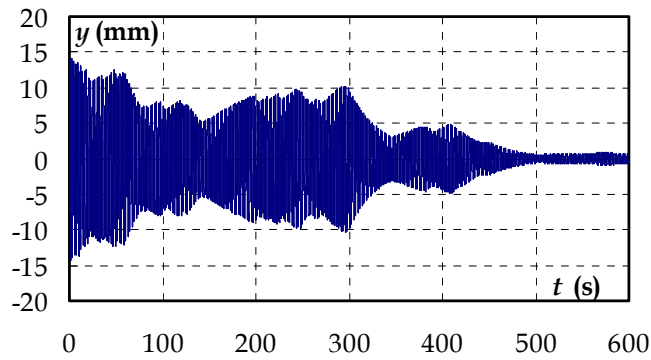


Figura IV.59 – Deslocamento da torre de seção constante para sinal turbulento

As respostas em frequência dos deslocamentos no tempo para U constante (Figura IV.54) e velocidade com variação turbulenta (Figura IV.59) são mostradas na Figura IV.60. Observa-se destas respostas que a turbulência fez reduzir o pico de amplitude de deslocamento, como mostrado na Figura II.10, para a variação de velocidade no tempo com maior intensidade de turbulência [66].

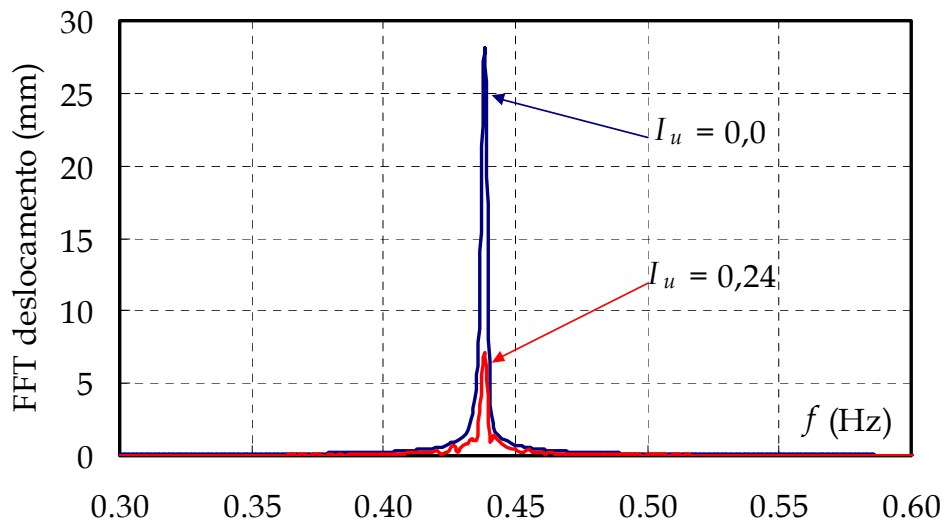


Figura IV.60 – FFT da resposta no tempo da torre de seção constante (Figura III.4) para $U(t)$ constante ($I_u = 0,0$) e variação turbulenta de $U(t)$ ($I_u = 0,24$)

Capítulo V

Modelo 3D para Ação de Vento Turbulento no Domínio do Tempo em Torres de Seção Circular

V.1. Modelo de Velocidade de Vento

Conforme visto anteriormente, um sinal de velocidade $V(t)$ de vento no tempo e sua direção podem ser escritos na forma vetorial, com três componentes associadas a direções ortogonais.

$$\mathbf{V}(z,t) = [U + u(t), v(t), w(t)] \quad (\text{V.1})$$

sendo U a parcela de velocidade média relativa à ação estática longitudinal e $u(t)$, $v(t)$ e $w(t)$ as variações ou flutuações de velocidade torno da velocidade média, respectivamente, na direção longitudinal, lateral e vertical. Define-se a direção longitudinal como a direção predominante do vento, à qual se associa a velocidade média U . No caso de torres, a parcela de flutuação vertical pode ser desprezada por não promover deslocamento da torre nesta direção.

Tanto U como $u(t)$ e $v(t)$ variam ao longo da altura z da torre. Espectros de velocidade de vento mostram que $u(t)$ e $v(t)$ variam com altura, no entanto, para torres de até 50,0m de altura essa variação é muito pequena. Pode-se, nestes casos, considerar que as flutuações ao longo de z possuem correlação espacial e temporal iguais a 1, respectivamente, eixo vertical e horizontal da Figura V.1.

A variação da velocidade média com a altura obedece a lei exponencial representada pela equação (V.2).

$$U(z) = U_o (z / H_o)^p \quad (\text{V.2})$$

Em (V.2), U_o é a velocidade média em uma altura $H_o = 10,0\text{m}$; z uma cota vertical qualquer e p é o coeficiente de rugosidade do terreno.

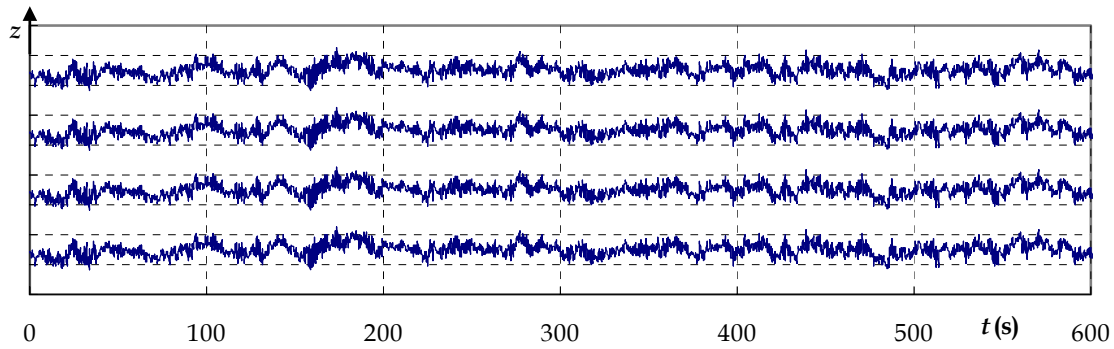


Figura V.1 - Flutuações no tempo de velocidade de vento ao longo da altura z da torre

Uma importante consideração a respeito da velocidade de vento é a sua variação de direção no tempo, conforme ilustra a Figura V.2. As variações do ângulo α de ataque da velocidade do vento $V(t)$ em relação à direção predominante promovem o surgimento da turbulência lateral $v(t)$.

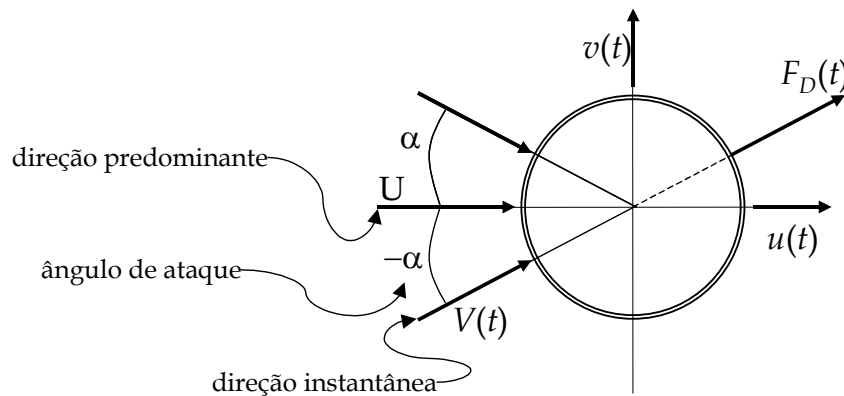


Figura V.2 - Esquema variação instantânea da velocidade do vento

Em geral, na prática, para o caso de torres, a turbulência é de grandes escalas. As flutuações de grandes escalas atuam como alterações lentas de velocidade, por isso podem ser usados os valores médios dos coeficientes aerodinâmicos C_D e C_L , obtidos em túnel de vento para escoamento laminar. As forças de arrasto por unidade de comprimento podem então ser escritas na forma da equação (V.3).

$$F_D(t, z) = \frac{1}{2} \rho (V(z, t))^2 C_D(z) D(z) \quad (V.3)$$

Estas são as principais considerações para a construção da força promovida pelo efeito da turbulência: a variação da magnitude e direção α da

velocidade de vento que incide sobre a torre.

A presença de acessórios nas torres faz com que uma outra consideração seja importante: as forças laterais com coeficientes C_L . Dois casos são detalhados a seguir para o modelo de força de vento turbulento: torres com e sem acessórios ao longo da altura.

V.2. Modelo de Força de Vento Turbulento em Torre de Seção Circular sem Acessórios

Considerando apenas a seção circular das torres, as forças de turbulência são formadas com a variação de direção e intensidade da velocidade, decompostas nas direções principal (direção predominante do vento) e lateral, conforme ilustra a Figura V.3.

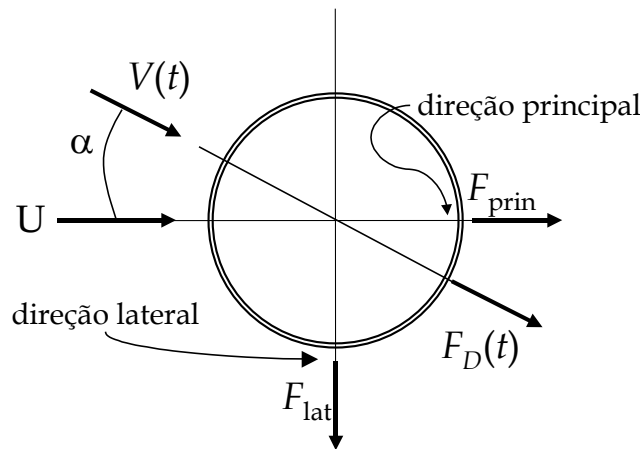


Figura V.3 – Força de arrasto decomposta nas direções principal e lateral para torre sem acessórios

Neste caso, $C_L = 0$ e, portanto, há somente forças na direção de arrasto, dadas por unidade de comprimento pela equação (V.3):

Para uma torre discretizada em elementos de pórtico espacial, as forças nodais de arrasto são escritas por:

$$F_{Dk}(t) = \frac{1}{2} \rho (V_k(t))^2 C_{Dk} D_k l_k \quad (\text{V.4})$$

Em (V.4), l_k é o comprimento de influência da área de atuação da força de arrasto no nó k , conforme mostrado na Figura V.4; D_k e C_{Dk} são o diâmetro e o coeficiente de arrasto na altura do nó k , respectivamente.

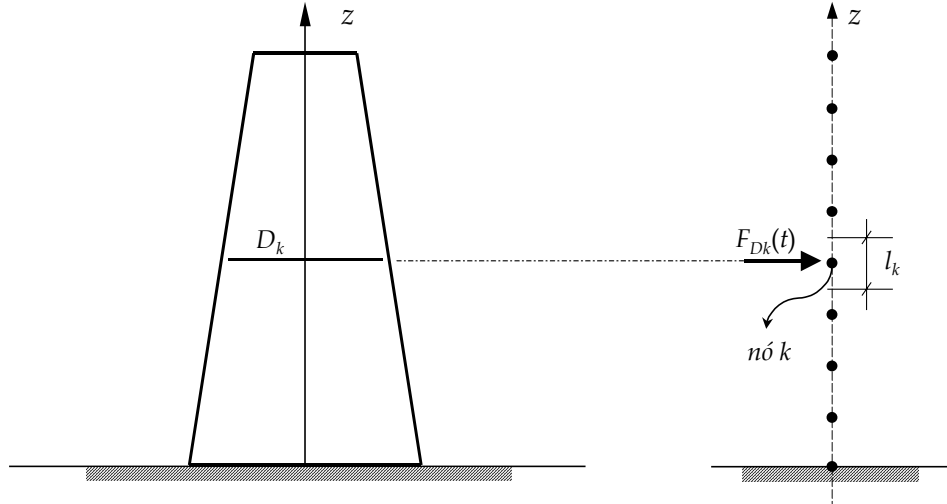


Figura V.4 - Esquema de distribuição das forças de turbulência

Os valores dos coeficientes médios de arrasto C_{Dk} em função do número de Reynolds, obtidos das curvas como a da Figura II.3 para escoamento suave, podem ser usados, já que se trata de turbulência de larga escala.

Algumas expressões podem ser usadas para avaliar os valores de C_D , em função do parâmetro de rugosidade k/D [35] em cilindros circulares:

$$\begin{aligned}
 C_{D1} &= 1,17 \\
 C_{D2} &= 0,24 + 0,75 \exp[1,8 + \log(k/D)] \\
 C_{D3} &= 0,55 + 0,67 \exp[-(\log(k/D) + 1)^2 / 6] \\
 \log Re_1 &= 5,4 - 0,50 \exp[2,45 + \log(k/D)] \\
 \log Re_2 &= 5,9 - 1,15 \exp\{0,7[0,2 + \log(k/D)]\} \\
 \log Re_3 &= 6,6 - 1,60 \exp\{0,7[0,2 + \log(k/D)]\}
 \end{aligned} \tag{V.5}$$

Nas expressões (V.5), C_{D1} é o valor do coeficiente de arrasto no regime subcrítico, C_{D2} é o valor limite inferior no regime crítico e C_{D3} é o valor limite inferior do coeficiente de arrasto no regime super-crítico, cujos valores respectivos de Reynolds são Re_1 , Re_2 e Re_3 , conforme mostra a Figura V.5.

Para o caso específico em que o parâmetro de rugosidade $k/D = 10^{-6}$, tem-se $C_{D1} = 1,17$ para $Re_1 = 2,4 \times 10^5$; $C_{D2} = 0,25$ para $Re_2 = 7,5 \times 10^5$ e $C_{D3} = 0,56$

para um valor de $Re_3 = 3,7 \times 10^6$. Aqui, considera-se esta curva como sendo válida para torres de aço.

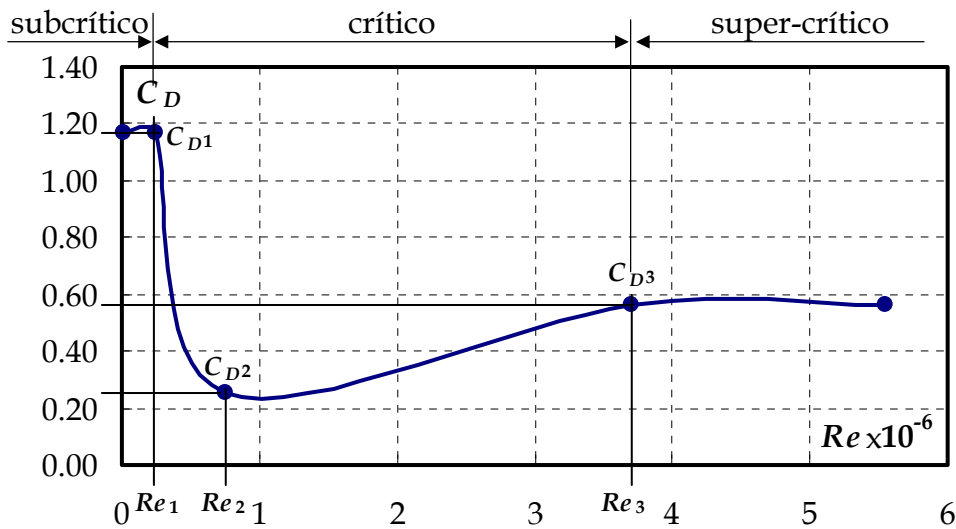


Figura V.5 - Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para seções cilíndricas

A partir do valor médio de velocidade U em cada altura da torre ou cada ponto de aplicação da carga de vento (nó k da Figura V.4), calcula-se o número de Reynolds respectivo para aquela seção e, então, o valor de C_{Dk} , utilizando os valores apresentados na Figura V.5.

As forças instantâneas de arrasto são projetadas em duas direções ortogonais, chamadas de direção principal (definida como a direção média do vento) e lateral (perpendicular a principal), conforme indicado na Figura V.3. Dessa forma, tem-se que:

$$\begin{aligned} F_{\text{pri}}(t) &= F_D(t) \cos(\alpha(t)) \\ F_{\text{lat}}(t) &= F_D(t) \sin(\alpha(t)) \end{aligned} \quad (\text{V.6})$$

V.3. Modelo de Força de Vento Turbulento em Torre de Seção Circular com Acessórios

A presença de acessórios nas torres altera a distribuição de pressões, gerando em função disso, forças instantâneas na direção transversal à de

arrasto. A força instantânea transversal $F_{T_k}(t)$, aplicada no nó k do módulo da torre, é dada pela equação (V.7):

$$F_{T_k}(t) = \frac{1}{2} \rho (V_k(t))^2 C_{Lk} D_k l_k \quad (V.7)$$

Novamente, decompondo as forças de arrasto $F_D(t)$ e transversal $F_T(t)$ em duas direções, conforme ilustra a Figura V.6, tem-se a definição das forças que atuam no modelo nas direções principal e lateral.

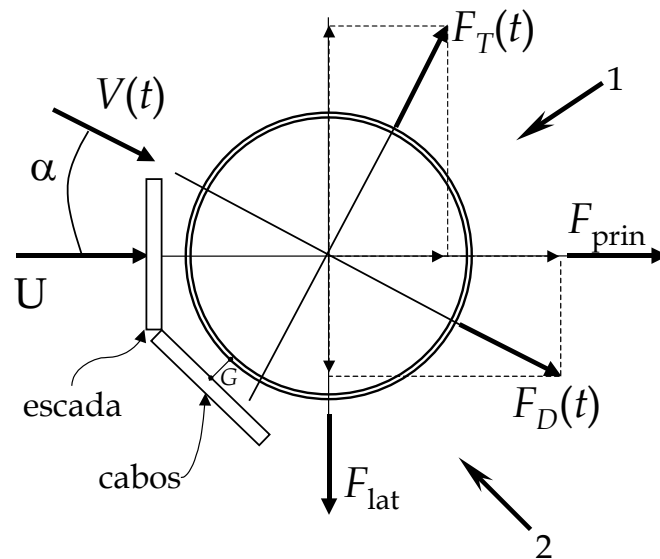


Figura V.6 - Forças de arrasto e transversal decompostas nas direções principal e lateral para torre com acessórios

As forças nessas direções principal e lateral são agora dadas pelas equações seguintes:

$$\begin{aligned} F_{\text{pri}}(t) &= F_D(t) \cos(\alpha(t)) + F_T(t) \text{sen}(\alpha(t)) \\ F_{\text{lat}}(t) &= F_D(t) \text{sen}(\alpha(t)) - F_T(t) \cos(\alpha(t)) \end{aligned} \quad (V.8)$$

Dessa forma, tem-se a formulação para aplicação das forças devidas à turbulência nas torres metálicas, incluindo a variação de magnitude e direção da velocidade de vento no tempo. Demais considerações, como por exemplo, forças desenvolvidas nas antenas das torres, nos cabos de telecomunicações devem obedecer ao mesmo procedimento, com a ressalva de que a avaliação dos coeficientes de força C_D e C_L dependerá da posição relativa desses acessórios com a direção média de incidência do vento. Por exemplo, para a

incidência 1, indicada na Figura V.6, os acessórios encontram-se à sotavento da seção circular, podendo-se considerar que estes não interferem nas forças de vento devidas à turbulência, conforme visto anteriormente no item V.2. Para outras incidências entretanto, indicada pelo número 2 na Figura V.6, a interferência dos acessórios sobre as forças de turbulência na seção cilíndrica dependerá do afastamento G em relação a cada seção da torre ao longo da altura z . Quando G/D é menor que 0,35, usam-se os valores de C_D e C_L indicados na Figura II.20. Para G/D maior que 0,35, além dos coeficientes de força das seções circulares, deve-se considerar as forças de arrasto e transversal desenvolvidas sobre os acessórios. A força total é a soma destas duas contribuições. Já na direção da velocidade U , indicada na mesma figura, os coeficientes de força da seção circular são alterados em função do vento incidir primeiro sobre a escada. Por isso, a avaliação destes coeficientes deve ser cuidadosa, principalmente nos casos onde há interferência dos acessórios.

V.4. Modelo Completo da Ação de Vento

Para avaliar o comportamento da torre sob a ação de vento duas condições de carregamento são consideradas em função das medidas experimentais de velocidade e direção do vento:

- A interação aeroelástica representada pela força de desprendimento de vórtices analisada nos capítulos anteriores, aplicando o modelo proposto no Capítulo III.
- Forças devidas à turbulência com a formulação detalhada anteriormente.

A resposta na direção principal é devida à ação estática do vento e à ação dinâmica da componente longitudinal da turbulência.

A resposta na direção lateral resulta da ação do desprendimento de vórtices somada à ação da componente lateral da turbulência. Estas duas forças

se somam na equação de movimento lateral da estrutura, sendo que somente a força devida ao desprendimento de vórtices depende desse movimento.

(a) Força devida ao desprendimento cadenciado de vórtices

Para a montagem das forças de vento devidas ao desprendimento cadenciado de vórtices, utiliza-se o modelo proposto no Capítulo III com o registro de velocidade de vento projetado na direção lateral $[U(t) \sin(\alpha(t))]$.

O número e a distribuição das células de vórtices deve ser adotado de acordo com a configuração mais adequada para o tipo de torre. Sugere-se adotar um dos seguintes casos:

- ✓ usar uma distribuição conhecida a partir de ensaios em túnel de vento em modelos similares;
- ✓ usar distintas distribuições, quando não se conhece a mais adequada para o tipo de torre analisada, de maneira a criar uma envoltória de deslocamentos para as diferentes configurações consideradas;

(b) Forças devidas à ação estática e à turbulência

Os detalhes da força de vento devida à ação estática e à turbulência foram apresentados anteriormente, neste capítulo. Em resumo tem-se que:

- ✓ considerar variação instantânea de magnitude da velocidade de vento no decorrer do tempo;
- ✓ considerar a variação instantânea de direção de incidência do vento;
- ✓ definir pontos de aplicação das forças ao longo da altura da torre;
- ✓ usar perfil de velocidade variável ao longo da altura para definir a velocidade média em cada ponto de aplicação de força;

- ✓ para torres de até 50m de altura, pode-se considerar o mesmo sinal de flutuação ao longo da altura da torre;
- ✓ definir a direção média da velocidade como sendo a direção principal e, transversalmente a esta, a direção das forças laterais;
- ✓ verificar detalhes da torre, como por exemplo a presença de acessórios, que interferem nos valores dos coeficientes de força;
- ✓ estimar valores dos coeficientes de arrasto e lateral, a partir de curvas desses coeficientes em função do número de Reynolds, para seção circular.

A superposição das respostas devidas ao desprendimento cadenciado de vórtices com as respostas obtidas para turbulência formam a solução final no tempo das respostas da torre sujeita a ação de vento, para estes dois efeitos.

Capítulo VI

Exemplo Torre de Telecomunicações em Ponta Negra, R.J.

VI.1. Introdução

Com o advento da telefonia celular no país, as torres de telecomunicações passaram a fazer parte da paisagem urbana. Estas torres podem ser treliçadas ou na forma de postes, em geral de seção circular, em aço ou concreto. No que se refere à ação do vento estas torres são projetadas segundo a norma NBR6123 [22] Forças de Vento em Edificações, considerando apenas a ação estática equivalente para verificação da resistência no Estado Limite Último. No caso dos postes em aço, tem ocorrido vibração excessiva sob ação de vento, causando grande preocupação aos habitantes de edificações vizinhas ao poste, que por vezes acionam os órgãos competentes como a defesa civil para investigação do problema. Foi o que ocorreu com um poste de aço instalado em Ponta Negra no Rio de Janeiro, cujas ligações parafusadas, escada e esteira de cabos produzem fortes ruídos quando sob ação de ventos mais fortes. Outros problemas estruturais decorrentes de concentração de tensões em juntas soldadas e fadiga são também relevantes para este e outros postes similares na região costeira.

Uma equipe técnica do PEC-COPPE, coordenada pelo Prof. Ronaldo C. Battista [1] realizou uma ampla avaliação experimental e teórica do comportamento desta torre.

Uma análise de fadiga de juntas soldadas críticas revelou [1] a possibilidade de fraturas na estrutura em poucos anos de uso. Para reduzir as amplitudes de vibração e evitar o problema de fadiga foram idealizados e propostos pelo Prof. R. C. Battista atenuadores de vibrações pendulares [67, 68].

Os resultados experimentais obtidos são descritos neste capítulo e, em

seguida, comparados com os resultados de modelo analítico-numérico, considerando-se efeitos dinâmicos da ação do vento devidos à turbulência e ao desprendimento de vórtices. As comparações teórico-experimentais são feitas para respostas dinâmicas em termos de aceleração no topo do poste.

VI.2. Descrição e Local da Torre

Figura VI.1 – Localização Ponta Negra

Localizada na costa sudeste brasileira, no estado do Rio de Janeiro, a cidade de Ponta Negra está numa região à beira mar, com constante incidência de ventos, que se distribuem em 22% para faixa de velocidade entre 3 m/s e 4 m/s, 13,3% para faixa de 6,0 a 7,0 m/s e 12% numa faixa de velocidade de 5 a 6,0 m/s [69].



A torre situada em área urbana (Figura VI.3), tem 40,0 m de altura, sendo constituída por 8 módulos de seção circular (Tabela VI.1), fabricados com chapas delgadas de aço ($\rho_{aço} = 7,85 \text{ t/m}^3$; $E_{aço} = 2,10 \times 10^8 \text{ kN/m}$).



Figura VI.2 – Vista Geral da Cidade de Ponta Negra



Figura VI.3 – Fotos do local e da torre de Ponta Negra [1]

A Figura VI.4 mostra a distribuição dos módulos na torre, com a gávea e esquema da fundação. A Tabela VI.1 resume os principais dados da torre.

Tabela VI.1 – Dados da Torre Ponta Negra [1]

| Módulo | D_e (m) | e (cm) | l (m) | | |
|----------------|-----------|----------|---------|--|------------------------------------|
| M ₁ | 0,500 | 0,48 | 5,0 | | |
| M ₂ | 0,500 | 0,48 | 5,0 | | |
| M ₃ | 0,614 | 0,48 | 5,0 | <i>Massas de elementos da torre (kg)</i> | |
| M ₄ | 0,728 | 0,48 | 5,0 | $m_{tm} = 3882$ | m_{tm} : massa total dos módulos |
| M ₅ | 0,842 | 0,48 | 5,0 | $m_f = 644$ | m_f : massa total dos flanges |
| M ₆ | 0,990 | 0,48 | 5,0 | $m_e = 320$ | m_e : massa da escada* |
| M ₇ | 1,138 | 0,48 | 5,0 | $m_c = 160$ | m_c : massa dos cabos* |
| M ₈ | 1,286 | 0,48 | 5,0 | $m_g = 300$ | m_g : massa da gávea* |

* massa estimada

O conjunto fundação da torre é formado por um bloco de concreto armado com seção transversal 1,95m x 1,95m, sobre um radier quadrado de 5,50m de lado e 45cm de espessura. Ao longo da altura da torre, estão instalados uma escada e uma esteira de cabos (Figura VI.5).

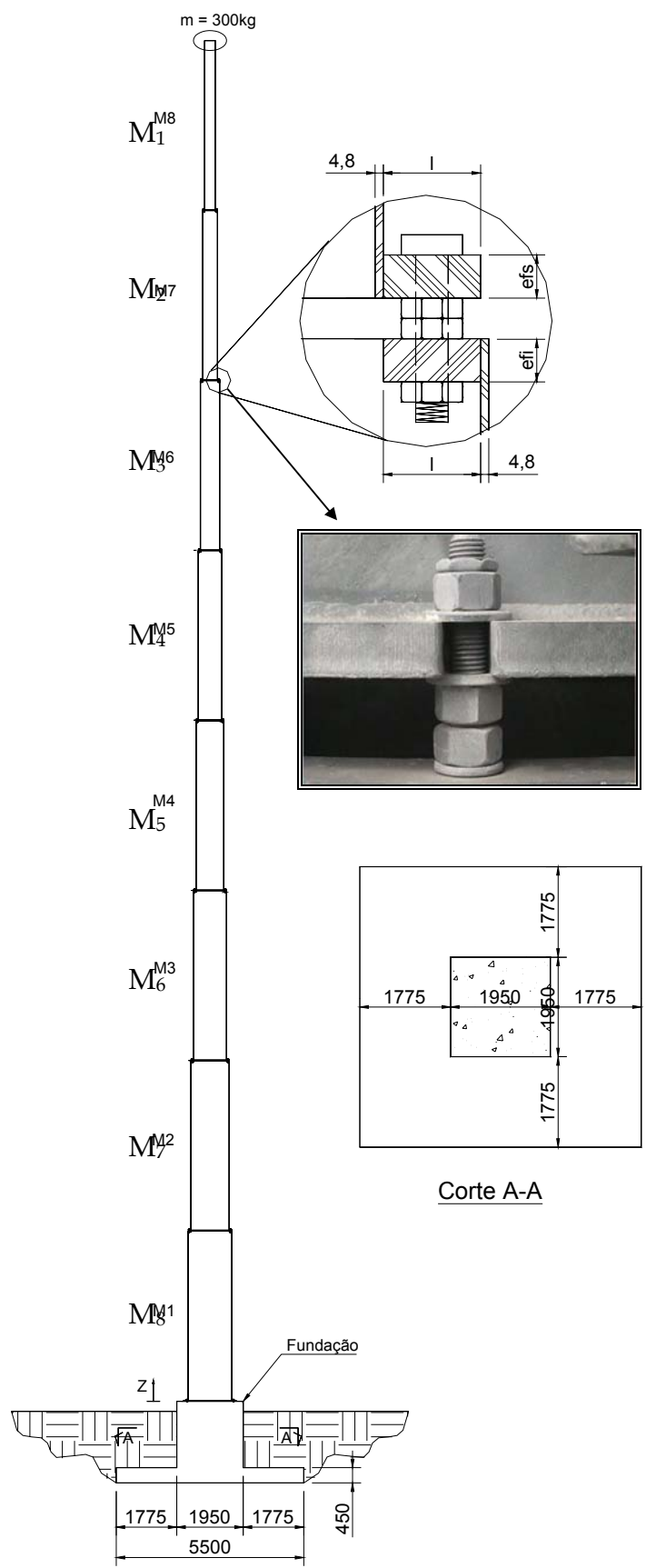


Figura VI.4 - Esquema da Torre e suas ligações [1] - dimensões em mm



Figura VI.5 – Escada e esteira de cabos que vão do módulo M_8 ao M_1 [1]

Na Figura VI.6 estão indicadas a seção transversal dos módulos M_1 e M_2 e a posição relativa da escada e da esteira de cabos.

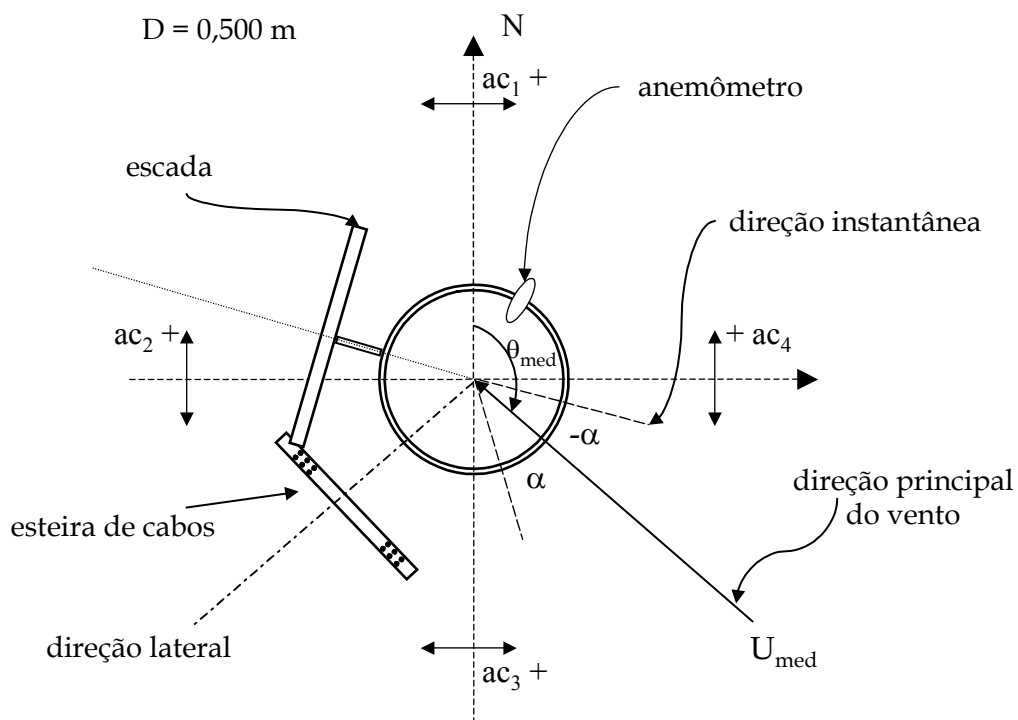


Figura VI.6 – Esquema da posição relativa dos acelerômetros instalados na gávea, escada e esteira de cabos nos módulos M_1 e M_2 no topo da torre ($D = 0,5 \text{ m}$)

Na Figura VI.7 e na Figura VI.8 indicam-se a seção transversal dos módulos M_3 a M_6 e a posição relativa da escada e esteira de cabos. Observa-se que a escada tem afastamento constante da face do poste. A esteira de cabos e a escada têm uma aresta “vertical” em comum e em planta formam um ângulo constante igual a 120° . Em relação à face do poste a esteira de cabos vai se afastando, da base para o topo do poste.

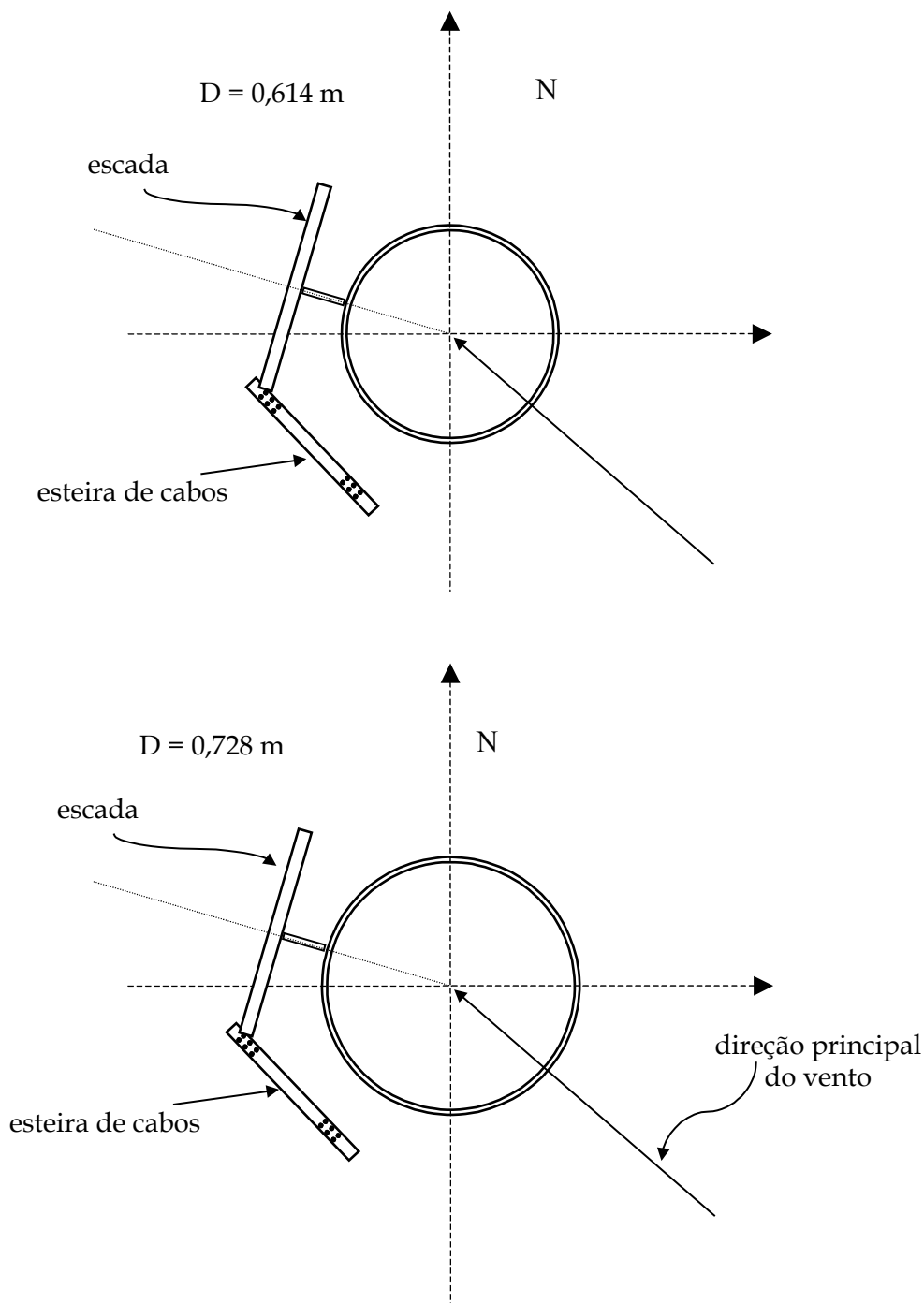


Figura VI.7 - Esquema da posição relativa da escada e esteira de cabos nos Módulos M_3 e M_4

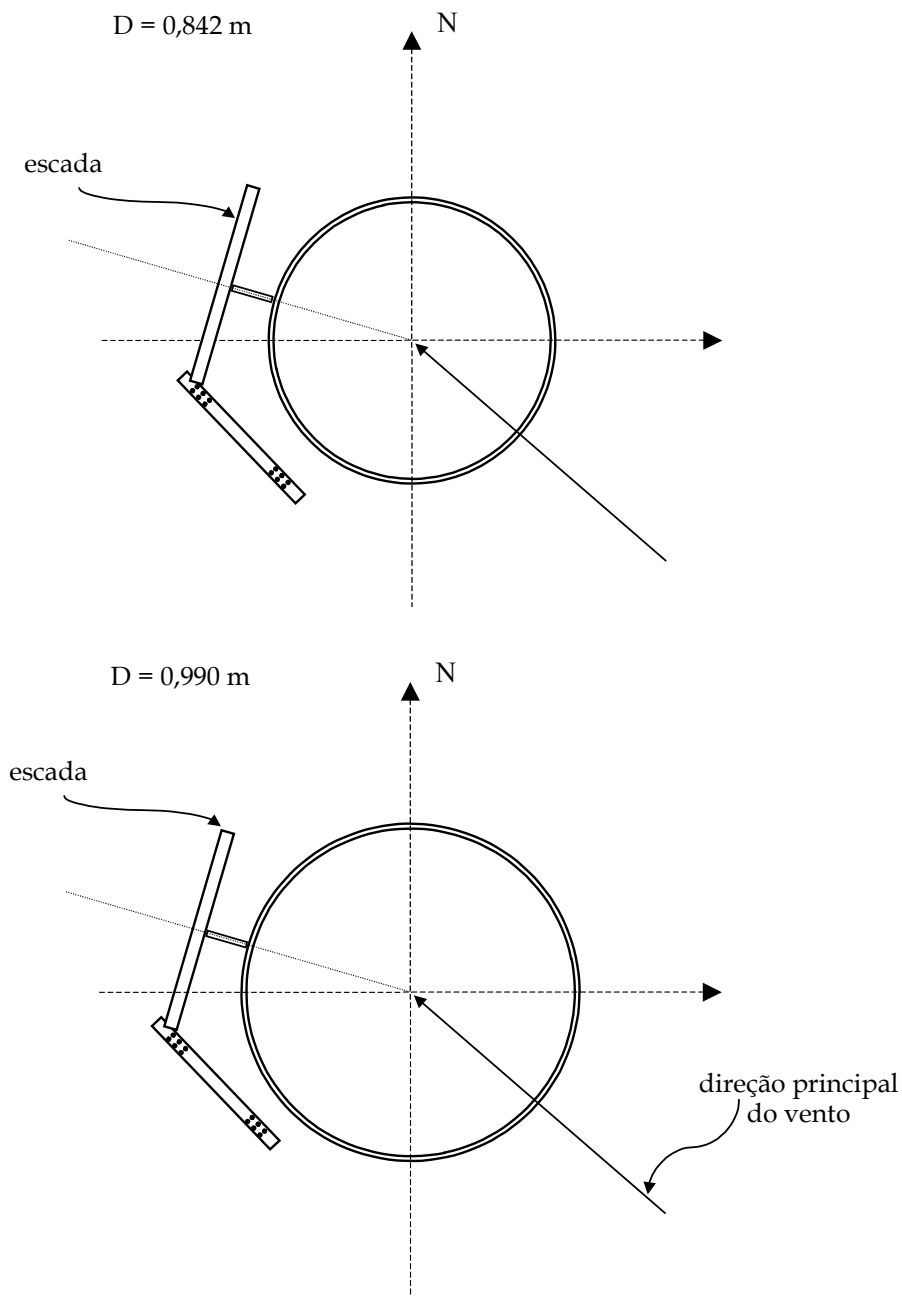


Figura VI.8 - Esquema da posição relativa da escada e esteira de cabos nos módulos M₅ e M₆

A Figura VI.9 mostra a projeção do bloco de fundação e a posição relativa dos acessórios nos módulos M₇ e M₈.

As ligações entre cada módulo são feitas por flanges parafusados.

Esses elementos são importantes na determinação teórica das propriedades dinâmicas da torre, bem como a interação solo estrutura, conforme será apresentado. A seguir é feita uma descrição da instrumentação e das propriedades dinâmicas da torre avaliadas experimentalmente.

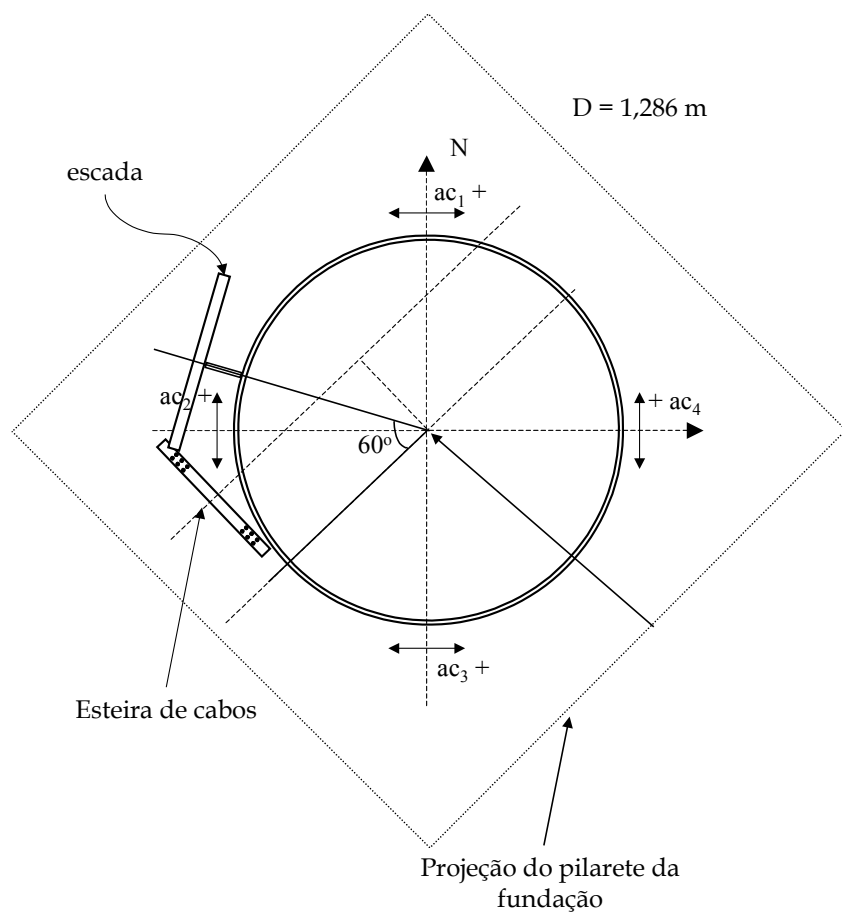
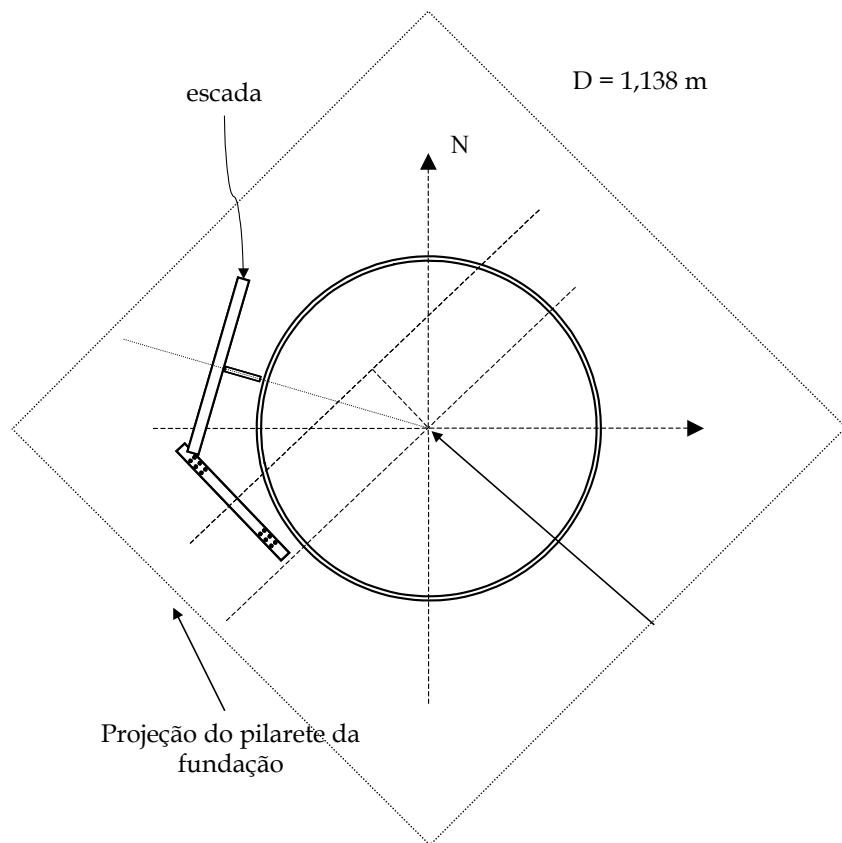


Figura VI.9 - Projeção do pilarete da fundação e esquema da disposição dos acessórios (escada e esteira de cabos) nos módulos M_7 e M_8

VI.3. Instrumentação

A torre foi instrumentada com quatro micro-acelerômetros resistivos (Figura VI.10) dispostos ortogonalmente na gávea (Figura VI.6), de modo a identificar movimentos em direções perpendiculares num plano horizontal, conforme ilustrado na Figura VI.6.



Figura VI.10 – Vista de acelerômetro instalado no topo da torre [1]

Em sua base foram diametralmente instalados oito extensômetros elétricos de resistência igualmente espaçados para medir as deformações longitudinais junto ao cordão circunferencial de solda entre a chapa do módulo M_8 e o flange anular da base, e avaliar o nível de concentração de tensões (Figura VI.11).

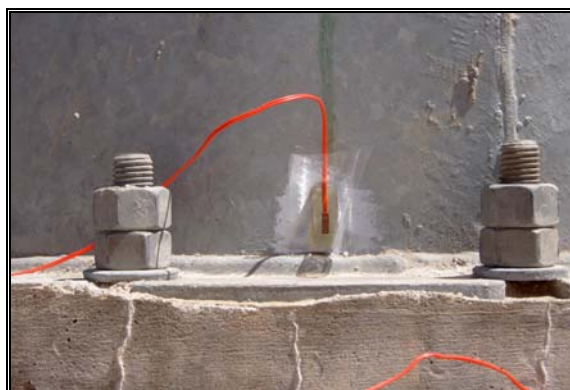


Figura VI.11 – Vista de extensômetro na base [1]

Todos os sensores são ligados a um equipamento de aquisição de sinais, que por sua vez está conectada a um microcomputador onde os sinais são tratados digitalmente.

Instalou-se também no topo da torre, aproximadamente a 45,0 m de altura, um anemômetro, com capacidade de medir as variações da velocidade e direção vento. A referência angular 0° da direção do anemômetro foi ajustada em relação ao norte magnético (Figuras VI.6 e VI.12).

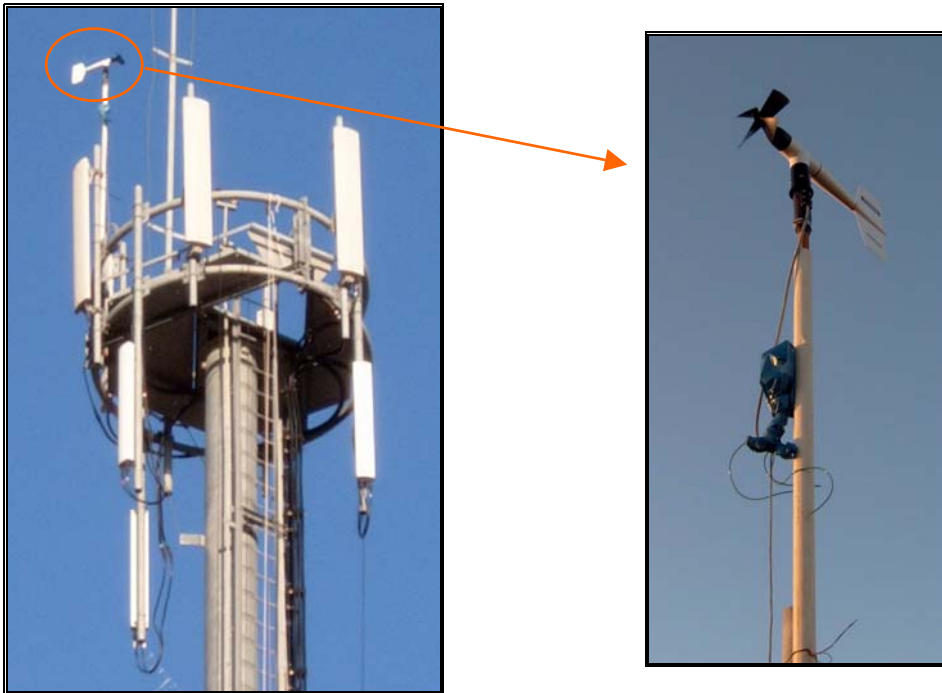


Figura VI.12 – Vistas da gávea e anemômetro [1]

VI.4. Avaliação Experimental das Propriedades Dinâmicas da Torre

Durante a campanha realizada, os sinais dos diversos sensores foram registrados, sempre com intervalos de 10 minutos.

A transformada de Fourier dos sinais no tempo dos acelerômetros permite a identificação das frequências naturais, resumidas na Tabela VI.2.

Tabela VI.2 – Propriedades dinâmicas experimentais da torre Ponta Negra [1]

| Frequências Naturais (Hz) | | |
|----------------------------------|-------------|-------------|
| 1º Modo | 2º Modo | 3º Modo |
| 0,39 / 0,41 | 1,96 / 2,04 | 4,79 / 4,88 |
| Períodos Naturais (s) | | |
| 1º Modo | 2º Modo | 3º Modo |
| 2,56 / 2,44 | 0,51 / 0,49 | 0,21 / 0,20 |

Os pares de valores de frequências naturais mostrados na Tabela VI.2 se referem as duas direções dos dois pares de acelerômetros.

As taxas de amortecimento são avaliadas usando expressão aproximada do decremento logarítmico (VI.1), para um registro de aceleração em vibração livre.

$$\xi = \frac{a_n + a_{n+m}}{2m\pi a_{n+m}} \quad (\text{VI.1})$$

Onde a_n e a_{n+m} são valores de picos positivos a cada ciclo de uma resposta no tempo com decaimento, m é o número de ciclos.

As demais taxas de amortecimento são obtidas por:

$$\xi_j = \frac{a_o}{2\omega_j} \quad (\text{VI.2})$$

Os valores das taxas de amortecimento modais avaliadas da torre são resumidos na Tabela VI.3. É de se esperar um alto valor da taxa de amortecimento da torre para o primeiro modo, tendo em vista a interação solo-fundação-estrutura, além das ligações semi-rígidas entre cada módulo.

Tabela VI.3 - Taxas de amortecimento avaliadas da Torre Ponta Negra

| Modo | Taxas de amortecimento ξ (%) |
|------|----------------------------------|
| 1 | 7,50 |
| 2 | 1,50 |
| 3 | 0,688 |

VI.5. Apresentação e Análise dos Resultados Experimentais

São mostrados aqui resultados experimentais para o sinal mais significativo de velocidade do vento durante a campanha (Figura VI.13), cuja transformada de Fourier é indicada pela Figura VI.14. A intensidade de turbulência desse sinal é $I_u = 0,24$ - ver item II.1.4.

A variação da direção de incidência do vento em função do tempo está na Figura VI.15, que traz também o ângulo médio de incidência θ_{med} em relação à direção Norte (ver Figura VI.6) e os desvios máximos de θ em relação a média.

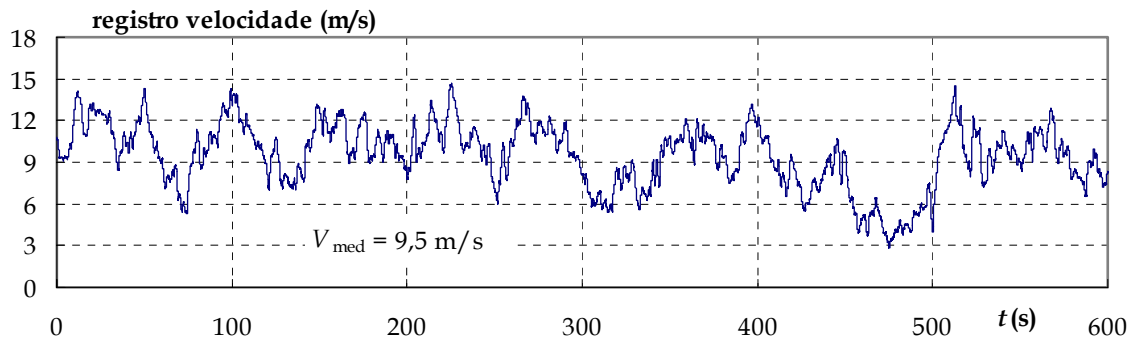


Figura VI.13 - Registro de velocidade do vento em Ponta Negra [1]

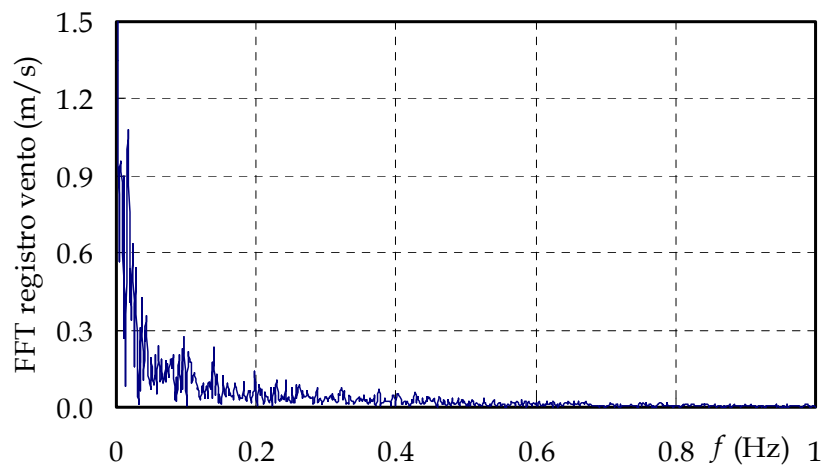


Figura VI.14 - Transformada de Fourier do registro de velocidade do vento

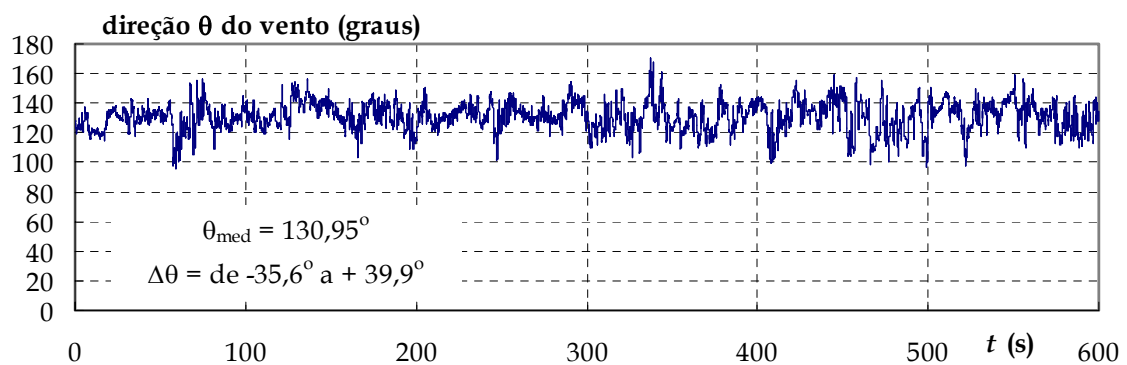


Figura VI.15 - Variação da direção de incidência do vento [1]

O vetor velocidade instantânea pode ser projetado em duas direções ortogonais (ver Figura VI.6):

- direção de incidência média ($\theta_{med} = 131^\circ$) aqui denominada principal e
- direção perpendicular à principal, denominada lateral.

Pode-se então calcular as intensidades de turbulência associadas a estas direções. Foram obtidos valores iguais a 25% para a direção principal e 15% para a direção lateral.

Os sinais de aceleração horizontal no topo da torre são mostrados nas Figuras VI.16 a VI.19.

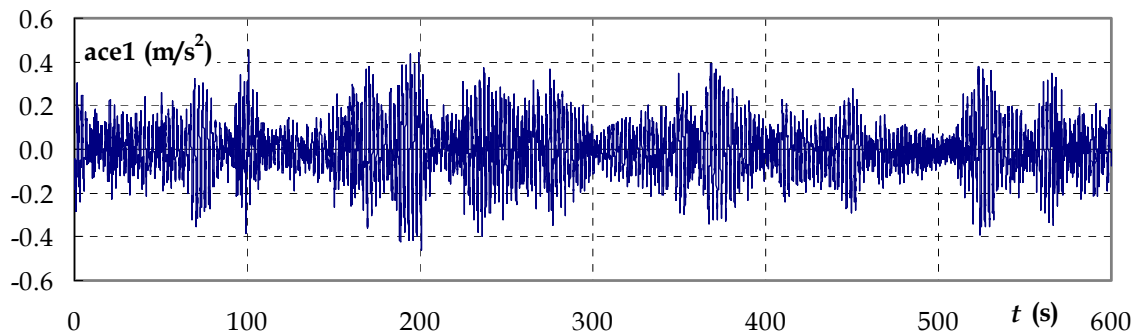


Figura VI.16 - Registro do acelerômetro 1

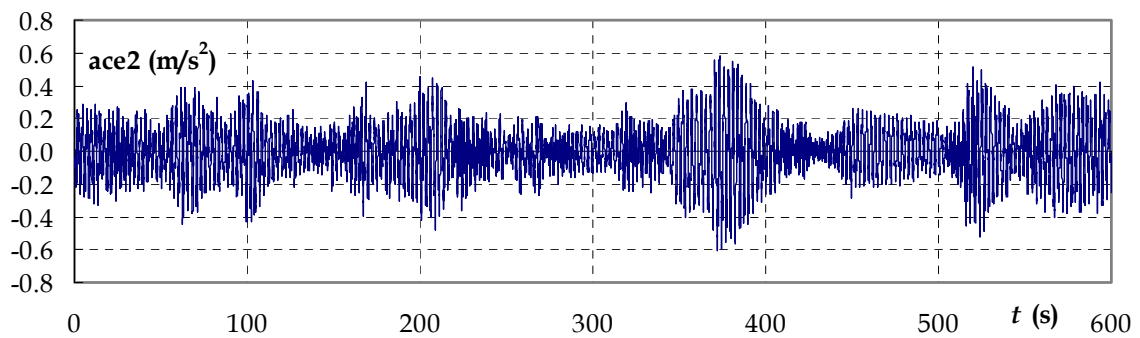


Figura VI.17 - Registro do acelerômetro 2

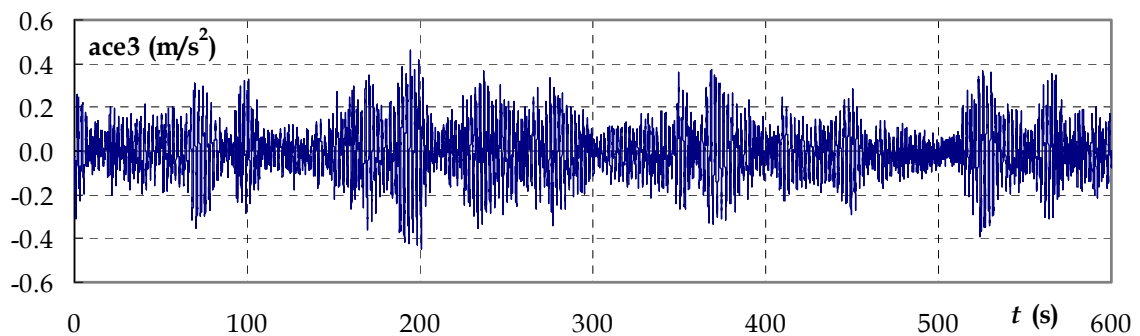


Figura VI.18 - Registro do acelerômetro 3

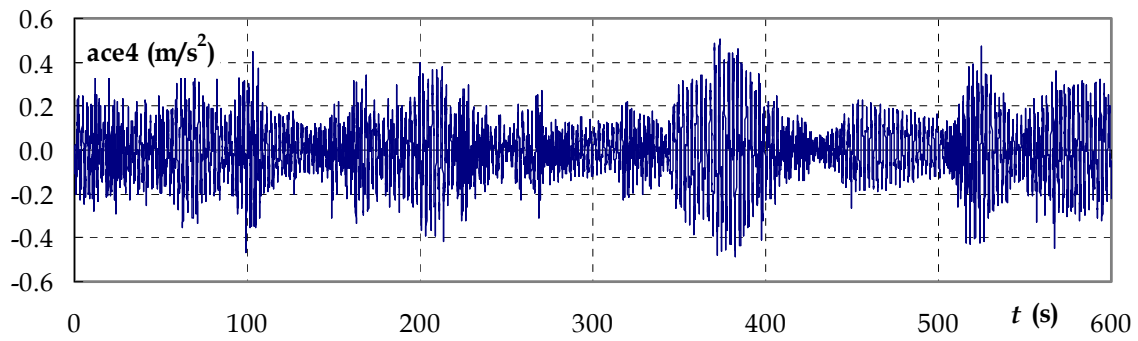


Figura VI.19 - Registro do acelerômetro 4

Os acelerômetros ace1 e ace3 registram o sinal de aceleração numa direção, e os de número 2 e 4 na direção perpendicular a esta, como ilustrado na Figura VI.6. Em função disso os sinais 1 e 3 são praticamente iguais, valendo o mesmo para ace2 e ace4. Os espectros de frequência para dois desses sinais são mostrados nas Figuras VI.20 e VI.21. Nesses espectros, os picos correspondem às frequências naturais da estrutura resumidas na Tabela VI.2.

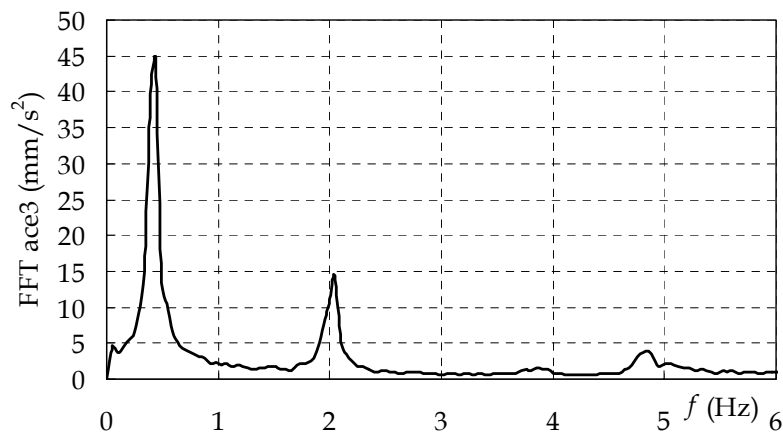


Figura VI.20 - FFT do sinal experimental de aceleração - ace3

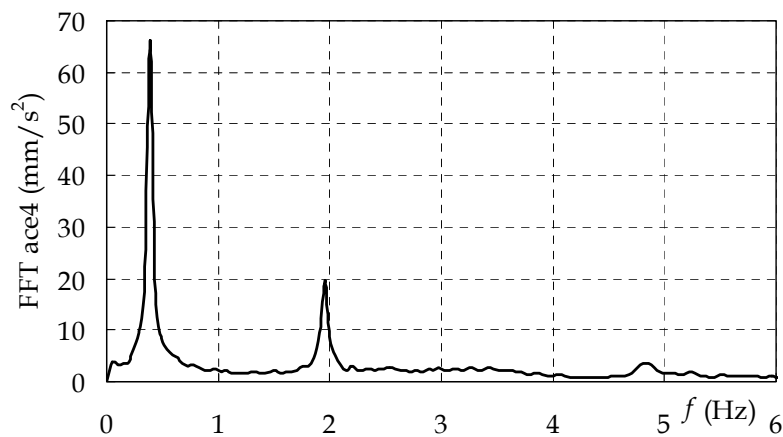


Figura VI.21 - FFT do sinal experimental de aceleração - ace4

Para comparação direta dos resultados experimentais e teóricos, os sinais experimentais das acelerações horizontais medidas no topo do poste foram decompostos nas direções teóricas denominadas principal (direção média do vento $\theta_{med} = 131^\circ$) e lateral, conforme mostrado na Figura VI.6. Essas decomposições foram feitas obedecendo a expressão (VI.3).

$$ac_{pri} = \frac{1}{2}(ace_2 + ace_4)\text{sen}(\theta_{med} - 90^\circ) - \frac{1}{2}(ace_1 + ace_3)\text{cos}(\theta_{med} - 90^\circ)$$

$$ac_{lat} = \frac{1}{2}(ace_2 + ace_4)\text{cos}(\theta_{med} - 90^\circ) + \frac{1}{2}(ace_1 + ace_3)\text{sen}(\theta_{med} - 90^\circ)$$
(VI.3)

Os sinais experimentais resultantes da composição dos sinais registrados pelos acelerômetros de acordo com a equação (VI.3) são mostrados a seguir.

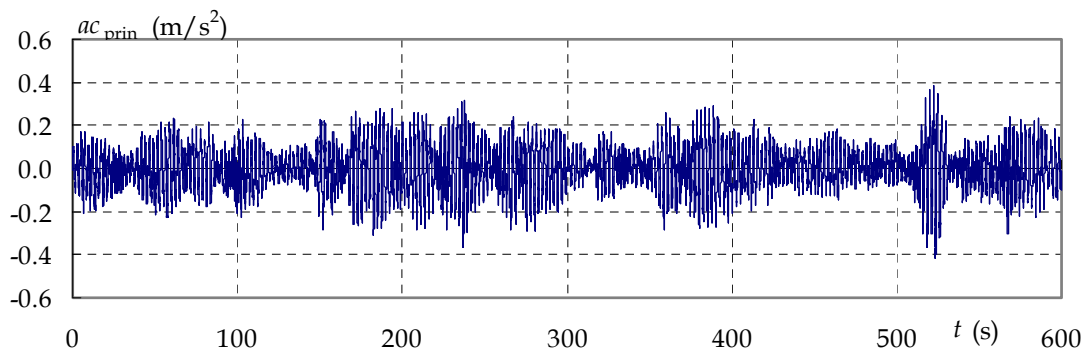


Figura VI.22 – Composição dos sinais experimentais de aceleração na direção principal

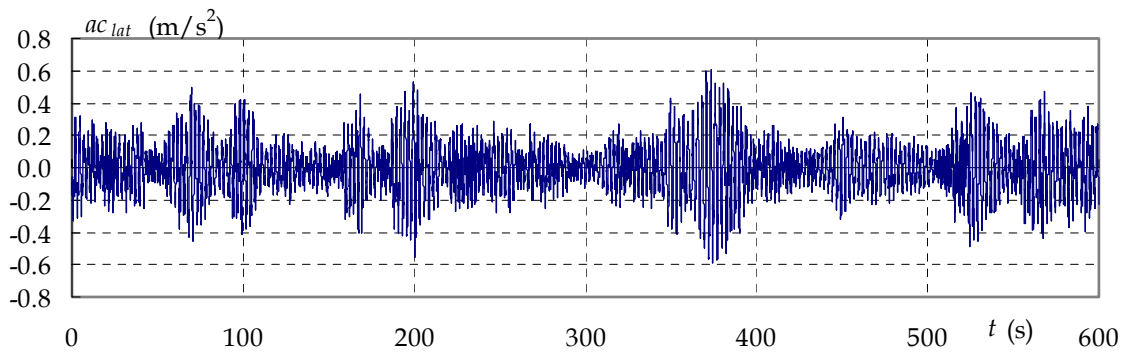


Figura VI.23 – Composição dos sinais experimentais de aceleração na direção lateral

Comparando-se as respostas dadas pela composição dos sinais experimentais nas direções principal e lateral nota-se que estão bem

correlacionadas entre si. Por exemplo, No intervalo de tempo entre 120s e 140s, há uma queda nos valores de aceleração em ambos os sinais. O mesmo ocorre para o intervalo de aproximadamente 300s e 350s e de 420s a 500s. Este comportamento também se correlaciona bem com a variação da velocidade do vento Figura VI.13, que se apresenta sempre menor que a velocidade média nestes intervalos. A ocorrência de elevação nos valores de velocidade corresponde aos picos de aceleração nos dois sinais. Observa-se ainda que a aceleração no tempo na direção lateral apresenta em quase todo tempo de registro valores maiores que aqueles da direção principal, com pico em $0,6\text{m/s}^2$ na primeira e $0,4\text{m/s}^2$, na segunda direção.

VI.6. Modelo Analítico-Numérico 3D da Torre sob Ação de Vento Turbulento

VI.6.1. Modelo Estrutural Unifilar da Torre

O modelo teórico tridimensional da torre utilizado na análise dinâmica consiste na sua discretização em 19 elementos finitos de barra (pórtico espacial), com consideração da interação solo-estrutura e das ligações parafusadas do último módulo da torre com a fundação e entre cada módulo representada por elementos de conexão [1 e 70].

A interação solo-estrutura é considerada pela possibilidade de rotação da fundação da estrutura em torno de seu baricentro. No modelo (ver Figura VI.24), este efeito é caracterizado por uma constante de mola do solo ou rigidez à torção, calculada a partir de rigidez volumétrica do solo K_s . A fundação foi modelada como elemento rígido com momento de inércia de massa igual 97tm^2 e altura $h_f = 2,40$ m, com graus de liberdade relativos a rotação em torno de x e y apresentando uma certa flexibilidade em função do parâmetro de rigidez volumétrica do solo. Essas propriedades estão indicadas na Tabela VI.4.

Tabela VI.4 - Propriedades (fundação/solo/estrutura)

| | |
|--------------------------------------|-----------------------------------|
| $C_{xf} = 121040,0 \text{ kN m/rad}$ | $M_{inemx} = 97,53 \text{ t m}^2$ |
| $C_{yf} = 121040,0 \text{ kN m/rad}$ | $M_{inemy} = 97,53 \text{ t m}^2$ |
| $K_s = 1500,0 \text{ kN/m}^3$ | |

O movimento da base da torre, na junção com a estrutura é representado pela rigidez a rotação do último módulo. A modelagem deste efeito é considerada como um elemento de conexão linear de comprimento pequeno, rigidez rotacional C_{ex} e C_{ey} , respectivamente em relação aos eixos x e y , e grande rigidez nos demais graus de liberdade. As rigidezes das ligações parafusadas entre os módulos foram estimadas conforme procedimento apresentado em [70] e estão resumidas na Tabela VI.5, para K_a , K_c e K_f , respectivamente, rigidez axial, de corte e de flexão do conjunto flange/chapa.

Além destas considerações, há a aplicação das massas concentradas que representam a escada e cabos, ao longo dos nós discretizados na altura da torre, a massa dos flanges de ligação entre cada módulo e a massa da gávea, colocada no último nó superior do modelo.

Tabela VI.5 - Rigidezes das ligações flangeadas entre os módulos [70]

| Ligação | K_a (kN/m) | K_c (kN/m) | K_f (kN m/rad) |
|--------------------------------|--------------|--------------|------------------|
| Base/M ₈ | 650114 | 3573900 | 116719 |
| M ₈ /M ₇ | 326916 | 3573900 | 60000 |
| M ₇ /M ₆ | 326916 | 3573900 | 46155 |
| M ₆ /M ₅ | 324802 | 2534400 | 39481 |
| M ₅ /M ₄ | 537449 | 2534400 | 34000 |
| M ₄ /M ₃ | 537449 | 2534400 | 28632 |
| M ₃ /M ₂ | 537449 | 2534400 | 19520 |
| M ₂ /M ₁ | 537449 | 2534400 | 12000 |

A Figura VI.24 mostra o esquema do modelo unifilar simplificado.

Utilizando então as propriedades dadas nas Tabelas VI.1, VI.4 e VI.5, no modelo teórico-computacional, resultam frequências naturais de vibração que se correlacionam favoravelmente com as obtidas experimentalmente, particularmente aquela correlacionada ao primeiro modo natural de vibração. Deve-se ressaltar que os valores das rigidezes à flexão nas ligações parafusadas entre os módulos foram estimadas por meio de um procedimento analítico de

cálculo. Entretanto, a correta avaliação dos valores dessas rigidezes somente é possível por meio de ensaios experimentais estáticos, o que levaria a melhores correlações entre as frequências naturais associadas aos demais modos.

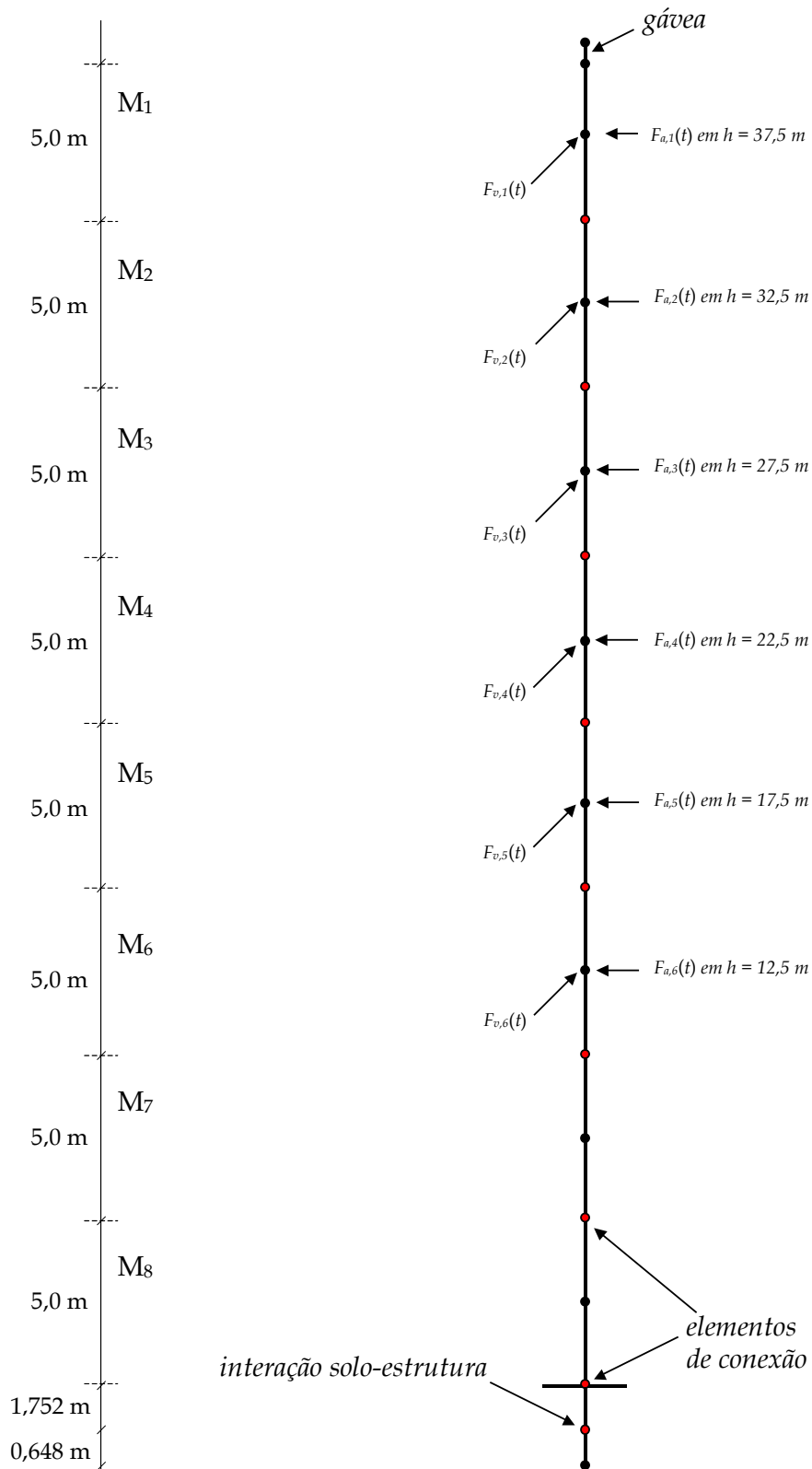


Figura VI.24 – Esquema modelo unifilar simplificado

A Tabela VI.6 resume as frequências naturais teóricas f_{teo} e uma comparação com as experimentais f_{exp} , em função da razão Ω entre elas. Considerando o modo fundamental como dominante na resposta, o resultado em termos da frequência natural deste modo é satisfatório.

Tabela VI.6 – Frequências naturais teóricas x experimentais para Torre Ponta Negra

| Modo | f_{teo} | f_{exp} | $\Omega = f_{teo}/f_{exp}$ |
|------|-----------|-----------|----------------------------|
| 1 | 0,39 | 0,39/0,41 | 1,00/0,95 |
| 2 | 1,70 | 1,96/2,04 | 0,87/0,83 |
| 3 | 4,15 | 4,79/4,88 | 0,87/0,85 |

VI.6.2. Modelo da Ação de Vento

O modelo de forças de vento obedece ao procedimento descrito no capítulo anterior. A seguir, são fornecidos detalhes para o caso específico da torre de Ponta Negra.

(a) Força devida ao desprendimento cadenciado de vórtices

Admitiu-se que cada módulo de 5 metros corresponde à uma célula de vórtices, com exceção dos módulos M_1 e M_2 , que têm o mesmo diâmetro e foram considerados em uma mesma célula. Não foi considerada a influência de acessórios nesta análise, mas somente a seção circular.

(b) Forças devidas à ação estática e à turbulência

Consideram-se três condições de carregamento: sobre os módulos, na esteira de cabos e nas antenas localizadas no topo da torre.

- **Força de vento nos módulos da torre**

As forças incidentes sobre os módulos são aplicadas na altura média de cada módulo, com exceção dos dois próximos a base (M_7 e M_8), uma vez que obstruções são encontradas no local (edificações de pequena altura - igual ou menor que 6,0 m - nas proximidades da torre). Daí $F_8 = F_7 = 0$, no tempo.

Nos demais módulos as forças são escritas como funções da velocidade média em cada altura z somadas à flutuação $[u(t), v(t)]$ obtida do registro experimental $V(t) = [U(z) + u(t), v(t)]$.

As flutuações de velocidade $[u(t), v(t)]$ são consideradas constantes ao longo da altura da torre.

Para obter a velocidade média a meia altura de cada módulo, utiliza-se o perfil de velocidade dado por (V.2). O coeficiente de rugosidade p adotado é igual a 0,15 e representa zonas costeiras planas, segundo norma brasileira de forças devidas ao vento em edificações, a NBR 6123 [22]. Neste caso, tomando a velocidade média na altura de 45,0 m (altura do anemômetro) igual a $U(45) = 9,50$ m/s, que é a média do registro de velocidade, em 600s, obtém-se a velocidade a 10,0m igual a $U_0 = 7,58$ m/s. Disso decorre que o perfil de velocidade aplicada na torre de Ponta Negra é dado por:

$$U(z) = 7,58 \left(\frac{z}{10} \right)^{0,15} \quad (\text{VI.4})$$

A Tabela VI.7 resume as velocidades médias de vento aplicadas em cada módulo, obtidas em função do perfil definido em (VI.4). Os números de Reynolds obtidos são calculados em função da velocidade média em cada módulo e dos seus valores máximos e mínimos após o acréscimo da flutuação.

Os valores aproximados dos coeficientes de arrasto encontrados na Tabela VI.7 são obtidos da curva de variação de C_D em função do número de Reynolds, para cilindros de seção circular [35] (Figura V.5). Entretanto, por causa dos acessórios como escada e esteira de cabos, o perfil aerodinâmico não

corresponde a uma seção circular simples. Considera-se, em função disso, uma contribuição das forças laterais atuando sobre os módulos, cujos coeficientes de força lateral C_L são mostrados na Tabela VI.7. Ainda nesta tabela, C_{D1} e C_{L1} representam valores dos coeficientes de força para ângulos α de incidência do vento menores que aproximadamente 15° (ver Figura VI.6); C_{D2} e C_{L2} são para ângulos de incidência maiores que 45° . Neste intervalo, de 15° a 45° , os valores dos coeficientes são interpolados linearmente.

Tabela VI.7 – Velocidades médias e número de Re para os Módulos carregados

| Módulo | z (m) | U (m/s) | Re (médio) | Re (min) | Re (max) | C_{D1} | C_{D2} | C_{L1} | C_{L2} |
|--------|---------|-----------|--------------------|--------------------|--------------------|----------|----------|----------|----------|
| M_1 | 37,50 | 9,24 | $3,23 \times 10^5$ | $8,90 \times 10^4$ | $5,06 \times 10^5$ | 1,1 | 0,9 | -0,2 | -0,3 |
| M_2 | 32,50 | 9,04 | $3,16 \times 10^5$ | $8,30 \times 10^4$ | $4,99 \times 10^5$ | 1,1 | 0,9 | -0,2 | -0,3 |
| M_3 | 27,50 | 8,82 | $3,79 \times 10^5$ | $9,20 \times 10^4$ | $6,03 \times 10^5$ | 1,0 | 0,7 | -0,3 | -0,3 |
| M_4 | 22,50 | 8,56 | $4,36 \times 10^5$ | $9,61 \times 10^4$ | $7,02 \times 10^5$ | 0,4 | 0,4 | -0,4 | -0,4 |
| M_5 | 17,50 | 8,24 | $4,86 \times 10^5$ | $9,23 \times 10^4$ | $7,93 \times 10^5$ | 0,3 | 0,3 | -0,4 | -0,4 |
| M_6 | 12,50 | 7,84 | $5,43 \times 10^5$ | $8,08 \times 10^4$ | $9,04 \times 10^5$ | 0,3 | 0,3 | -0,4 | -0,4 |

Nas Figuras VI.6 a VI.9 vê-se que a escada fica “na sombra” do poste para a faixa de valores do ângulo α de incidência do vento e suas variações.

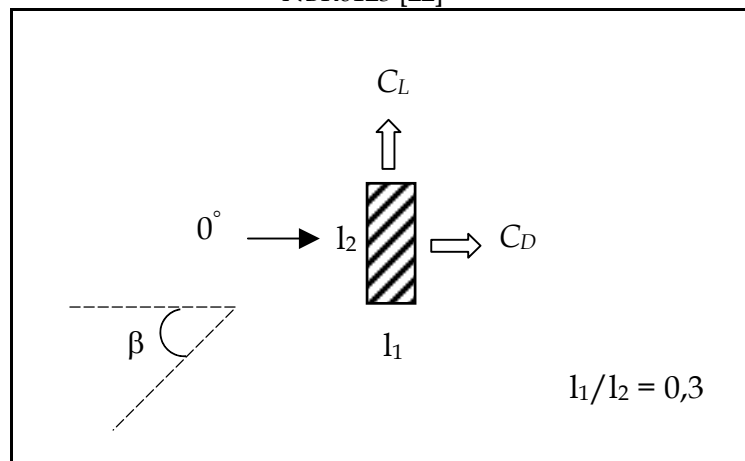
Para os módulos M_1 a M_6 considerou-se que a presença da escada não interfere nos vórtices desprendidos da seção circular. Portanto, para estes módulos utilizou-se os coeficientes C_D de seção circular mostrados na Tabela VI.7 para calcular as forças de arrasto, além de uma pequena influência das forças laterais promovida pela presença dos cabos, adicionando-se a contribuição independente das forças na esteira dos cabos.

- **Força de vento na esteira de cabos**

Os coeficientes de arrasto e transversal para a esteira de cabos são

considerados de acordo com a NBR 6123, para os caso de barras prismáticas de faces planas de comprimento infinito. Admite-se que os cabos agrupados formam duas seções retangulares de dimensões 0,075m x 0,025m. Neste caso, os coeficientes são calculados a partir de uma interpolação linear entre os valores prescritos na norma quando $l_1/l_2 = 0,1$ e $l_1/l_2 = 0,5$, sendo l_1 e l_2 as menores e maiores dimensões, respectivamente, do prisma. A Tabela VI.8 resume os valores de C_D e C_L para a esteira de cabos, na torre de Ponta Negra.

Tabela VI.8 - Coeficientes de força de vento interpolados para barras prismáticas segundo a NBR6123 [22]



| β | C_D | C_L |
|------------|-------|-------|
| 0° | 2,0 | 0,0 |
| 45° | 1,8 | 0,1 |
| 90° | 0,0 | 0,1 |

Observando a disposição da esteira de cabos na Figura VI.6, percebe-se que está praticamente paralela à direção de incidência média do vento na direção principal. Como a direção de incidência varia em torno de α igual $\pm 30^\circ$, uma aproximação razoável para obtenção dos coeficientes de arrasto na esteira de cabos é interpolar os valores de C_D dados na tabela anterior entre 90° e 45° , de tal forma que:

$$\begin{aligned}
 C_{Dest} &= 0,1 \\
 C_{Lest} &= \frac{1,8}{45} \alpha
 \end{aligned}
 \tag{VI.5}$$

Os valores de C_{Lest} para os módulos M_4 e M_5 são usados como metade daqueles dados por (VI.5), para ângulos α de incidência do vento menores que 0° , em relação a direção principal do vento. Esta aproximação corresponde a incidência direta do vento sobre metade da área dos cabos (ver Figura VI.7 e Figura VI.8) quando $\alpha < 0^\circ$ nestes módulos. Para o módulo M_6 , quando $\alpha < 0^\circ$, a esteira de cabos fica praticamente atrás deste módulo. Utilizou-se neste caso, $C_{Lest} = 0$.

Deve-se observar que o coeficiente de arrasto C_D indicado na Tabela VI.8 corresponde, em função da disposição dos cabos, ao coeficiente de força lateral no modelo, assim como o coeficiente C_L na Tabela VI.8, equivale ao C_{Dest} do modelo.

A força de vento na esteira de cabos nas direções principal e lateral é então dada por:

$$\begin{aligned} F_{pri}^{est} &= \frac{1}{2} C_{Dest} \rho l_2 l V^2 \\ F_{lat}^{est} &= \frac{1}{2} C_{Lest} \rho l_2 l V^2 \end{aligned} \quad (VI.6)$$

- **Força de vento nas antenas**

As antenas, localizadas na gávea da torre, são placas de dimensões 1,302m x 0,155m, distribuídas de maneira tal que a área frontal de exposição à incidência do vento é diferente. A partir de observações da disposição das antenas na gávea da torre (Figura VI.12), considera-se que há quatro antenas efetivamente sob influência da ação de vento, conforme mostra a Figura VI.25.

Os coeficientes de arrasto e de força lateral das antenas são obtidos conforme valores normalizados pela NBR 6123. Estes valores são diferentes conforme o ângulo de incidência sobre a área frontal. Três condições são adotadas aqui para obtenção dos valores de C_D e C_L nas antenas, em função do ângulo α de incidência do vento. Estas condições estão resumidas na Tabela VI.9.

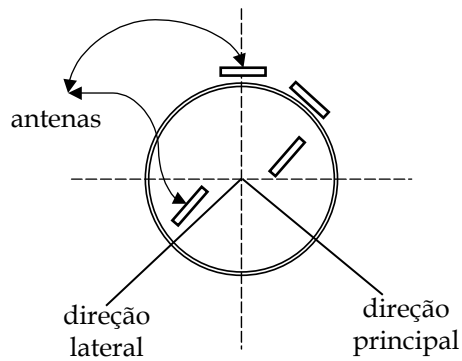


Figura VI.25 – Esquema ilustrativo da disposição das antenas na gávea

Tabela VI.9 – Coeficientes de arrasto e lateral das antenas

| $\alpha < -30^\circ$ | | | |
|---------------------------------------|---------------|-------|-------|
| β | nº de antenas | C_D | C_L |
| 45° | 1 | 0,7 | 1,6 |
| 45° | 2 | 1,6 | 0,7 |
| 90° | 1 | 0,0 | 0,4 |
| $-30^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ | | | |
| β | nº de antenas | C_D | C_L |
| 0° | 2 | 2,1 | 0,0 |
| 45° | 1 | 2,3 | 0,9 |
| 90° | 1 | 0,0 | 0,4 |
| $\alpha > 30^\circ$ | | | |
| β | nº de antenas | C_D | C_L |
| 0° | 1 | 1,3 | 1,5 |
| 45° | 1 | 0,7 | 1,4 |
| 45° | 2 | 1,6 | 0,4 |

As forças de vento nas antenas são então montadas na direção principal e lateral como:

$$\begin{aligned}
 F_{pri}^{ant} &= \frac{1}{2} C_{Dant} \rho A_{ant} k V^2 \\
 F_{lat}^{ant} &= \frac{1}{2} C_{Lant} \rho A_{ant} k V^2
 \end{aligned}
 \tag{VI.7}$$

onde k é o fator de redução para barras de comprimento finito, $k = 0,68$ [22].

Define-se assim o conjunto de forças aplicadas na torre. A seguir são apresentados os resultados obtidos.

VI.7. Resultados Teóricos da Torre de Ponta Negra

VI.7.1. Resultados Teóricos da Torre para Desprendimento de Vórtices

A aplicação do modelo de desprendimento de vórtices na torre de Ponta Negra é dada para uma distribuição de células de vórtices definidas para cada módulo da torre. Apresentam-se aqui os resultados para a condição mais desfavorável de carregamento, que é o perfil constante de velocidade ao longo da altura, sendo a velocidade constante no decorrer do tempo. As amplitudes em termos de aceleração são muito pequenas quando comparadas com os resultados experimentais.

Resultam os gráficos das Figuras VI.26, VI.27 e VI.28 mostrando as acelerações na direção lateral em mm/s^2 . Para o primeiro modo a resposta ocorre em uma estreita faixa de velocidade de vento muito baixas (entre 1,14 m/s e 1,17 m/s). O segundo modo responde para velocidade de vento entre 5 e 8 m/s e o terceiro na faixa entre 9 e 25 m/s.

A Tabela II.1 mostra as velocidades críticas de desprendimento de vórtices para cada uma das seções da torre de Ponta Negra. Em vista do registro experimental de velocidade da Figura VI.13, com velocidades na faixa entre 6 e 15 m/s, pode-se esperar respostas devidas ao desprendimento de vórtices nos modos 2 e 3.

Tabela VI.10 – Velocidades críticas (m/s) de desprendimento de vórtices dos módulos da torre

| | Modo 1 | Modo 2 | Modo 3 | | | |
|---------|-----------|-----------|-----------|---------|---------|-----|
| Módulos | V_{cr1} | V_{cr2} | V_{cr3} | z (m) | D (m) | S |
| M_1 | 0,99 | 5,00 | 12,09 | 37,5 | 0,500 | 0,2 |
| M_2 | 0,99 | 5,00 | 12,09 | 32,5 | 0,500 | 0,2 |
| M_3 | 1,21 | 6,14 | 14,85 | 27,5 | 0,614 | 0,2 |
| M_4 | 1,44 | 7,28 | 17,60 | 22,5 | 0,728 | 0,2 |
| M_5 | 1,66 | 8,42 | 20,36 | 17,5 | 0,842 | 0,2 |
| M_6 | 1,96 | 9,90 | 23,94 | 12,5 | 0,990 | 0,2 |
| M_7 | 2,25 | 11,38 | 27,52 | 7,5 | 1,138 | 0,2 |
| M_8 | 2,54 | 12,86 | 31,09 | 2,5 | 1,286 | 0,2 |

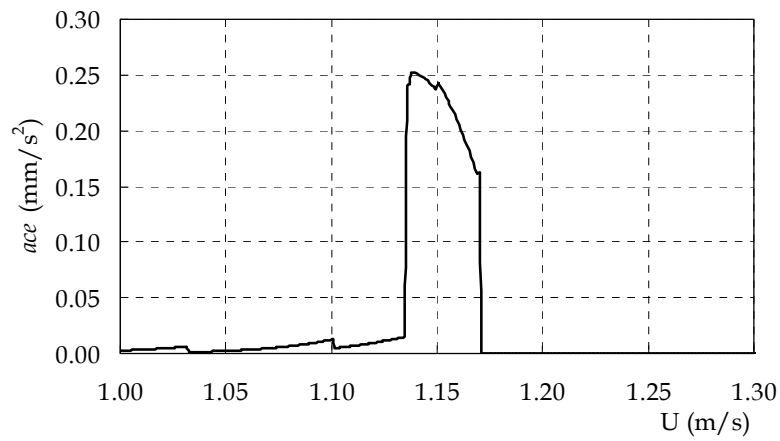


Figura VI.26 – Amplitudes de aceleração em mm/s^2 induzidas por forças de desprendimento de vórtices em Ponta Negra primeiro modo natural

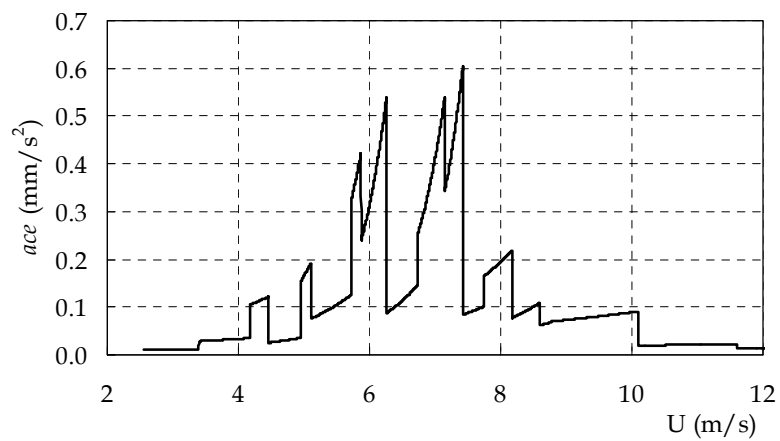


Figura VI.27 – Amplitudes de aceleração em mm/s^2 induzidas por forças de desprendimento de vórtices em Ponta Negra segundo modo natural

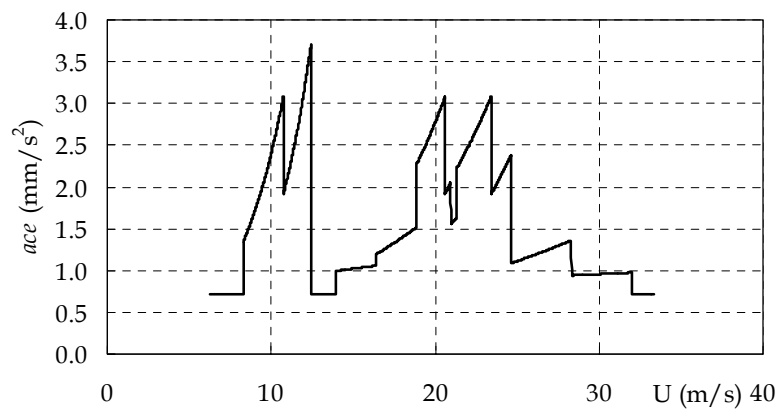


Figura VI.28 – Amplitudes de aceleração em mm/s^2 induzidas por forças de desprendimento de vórtices em Ponta Negra terceiro modo natural

Entretanto, os valores teóricos expressos em mm/s^2 das Figuras VI.26, VI.27 e VI.28 são muito menores do que as acelerações laterais registradas (ver a Figura VI.23), indicando que a contribuição desse efeito é insignificante na resposta total.

É provável, então, que as características geométricas dessa torre em particular não favoreçam a formação de vórtices de mesma frequência ao longo da altura da torre, não fornecendo, portanto, energia suficiente para imprimir grandes deslocamentos na torre. Mudanças na definição das células de vórtices também foram feitas, mas ainda assim nenhum resultado significativo foi obtido.

VI.7.2. Resultados da Torre para Forças Devidas à Ação Estática e de Turbulência do Vento

São apresentados aqui os resultados em termos de acelerações para as forças de vento definidas anteriormente como função da velocidade e mudança de direção, medidas no local.

A contribuição das antenas na resposta em aceleração é muito pequena, tanto na direção principal (Figura VI.29) quanto na lateral, neste caso com valor de pico igual a $0,02 \text{ m/s}^2$.

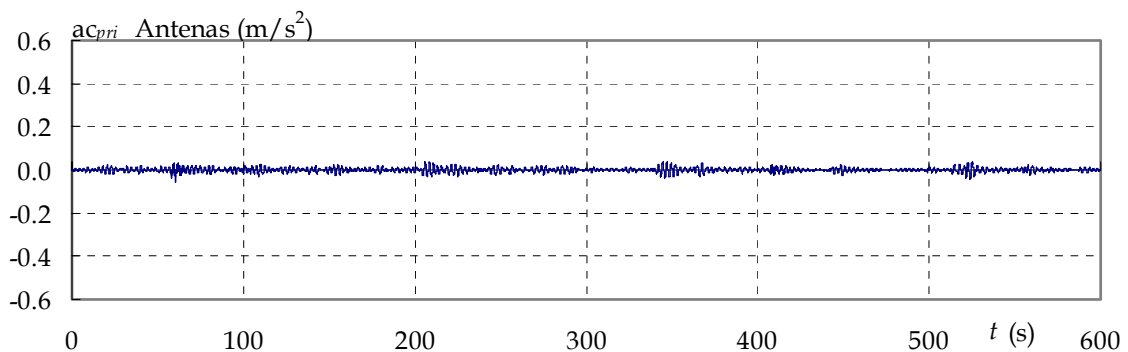


Figura VI.29 – Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção principal para contribuição das Antenas

Já no caso da parcela de vento aplicada apenas na esteira de cabos, a contribuição maior é na direção lateral, quando os valores de pico atingem pouco mais de $0,2 \text{ m/s}^2$ (Figura VI.30). O valor máximo da aceleração na outra direção não passa de $0,010 \text{ m/s}^2$.

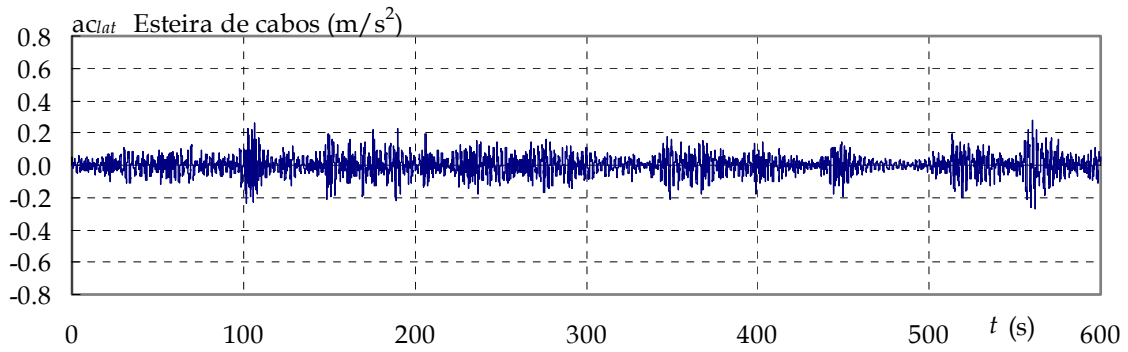


Figura VI.30 – Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção lateral para contribuição da Esteira de cabos

As componentes da força de vento aplicadas nos módulos contribuem mais para as amplitude de resposta dinâmica da torre do que as forças na esteira de cabos e nas antenas. Na direção de arrasto, o valor máximo de pico resultou pouco acima de $0,4 \text{ m/s}^2$ (Figura VI.31).

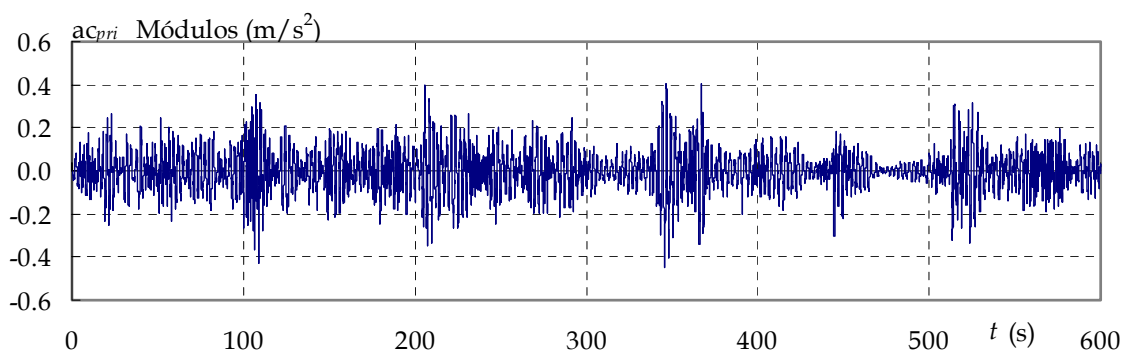


Figura VI.31 – Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção principal para contribuição dos Módulos

Na direção lateral, o valor máximo de pico é pouco maior que $0,4 \text{ m/s}^2$ (Figura VI.32).

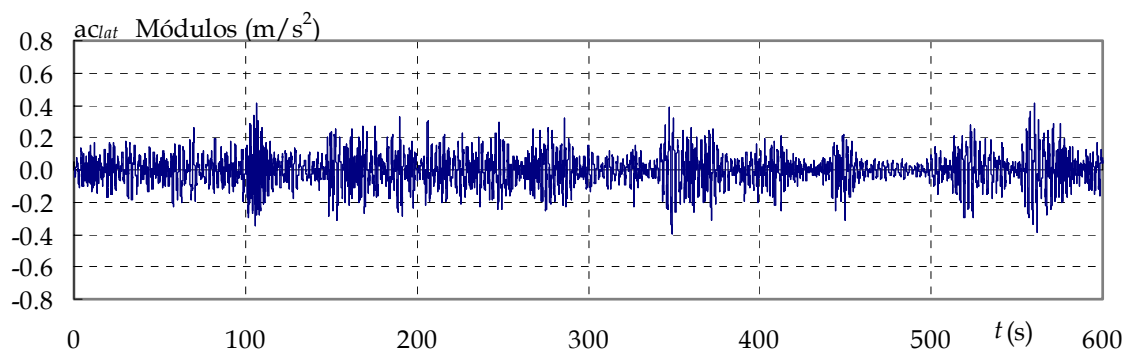


Figura VI.32- Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção lateral para contribuição dos Módulos

VI.8. Correlação entre as Respostas teóricas e Experimentais para a Torre de Ponta Negra

As respostas em termos de aceleração para a combinação de carregamentos (antenas, esteira de cabos e módulos) são apresentadas aqui e comparadas diretamente com os registros experimentais de acelerações, decompostos nas direções principal e lateral.

A resposta teórica da variação de aceleração no tempo na direção principal, mostrada na Figura VI.33, é comparada com o registro de aceleração experimental nesta direção (Figura VI.34).

A resposta teórica da variação de aceleração no tempo na direção lateral, mostrada na Figura VI.35, é comparada com o correspondente registro de aceleração experimental (Figura VI.36).

Observa-se nestas figuras que, em geral, há uma boa correspondência teórico-experimental entre os trechos ao longo do tempo onde ocorrem aumentos e diminuições de aceleração.

Observa-se também que, as respostas teóricas aproximam-se bastante das experimentais, apresentando picos de aceleração que alcançam cerca de $0,5\text{m/s}^2$, na direção principal e $0,7\text{m/s}^2$, na direção lateral.

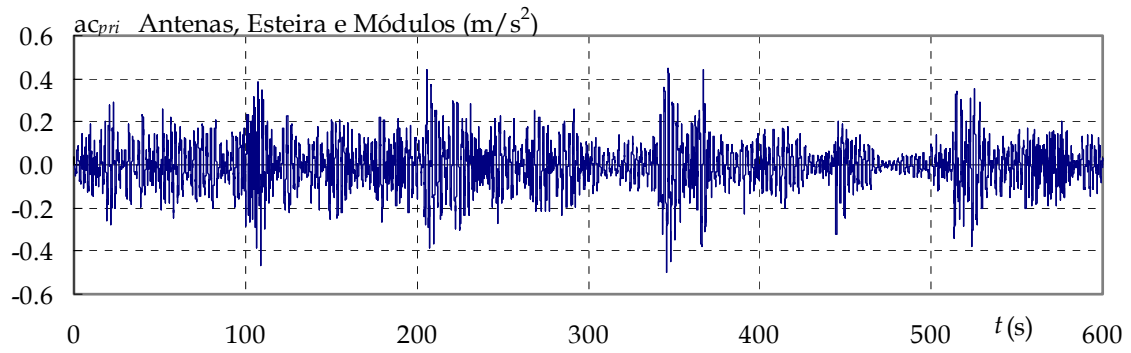


Figura VI.33 – Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção principal para contribuição das Antenas, Esteira de cabos e Módulos

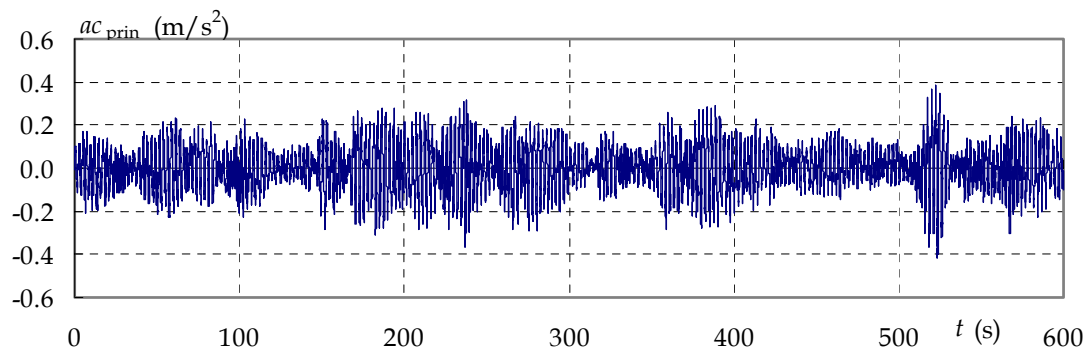


Figura VI.34 – Composição dos sinais experimentais de aceleração na direção principal

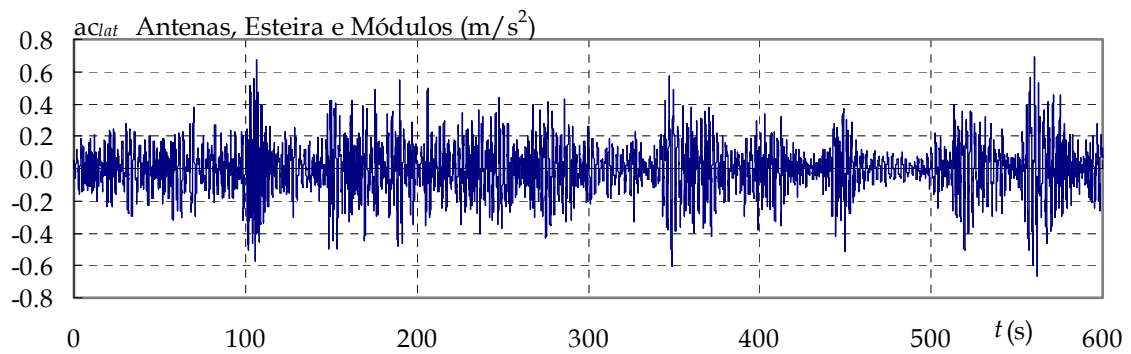


Figura VI.35 – Resposta teórica no tempo em termos de aceleração na direção lateral para contribuição das Antenas, Esteira de cabos e Módulos

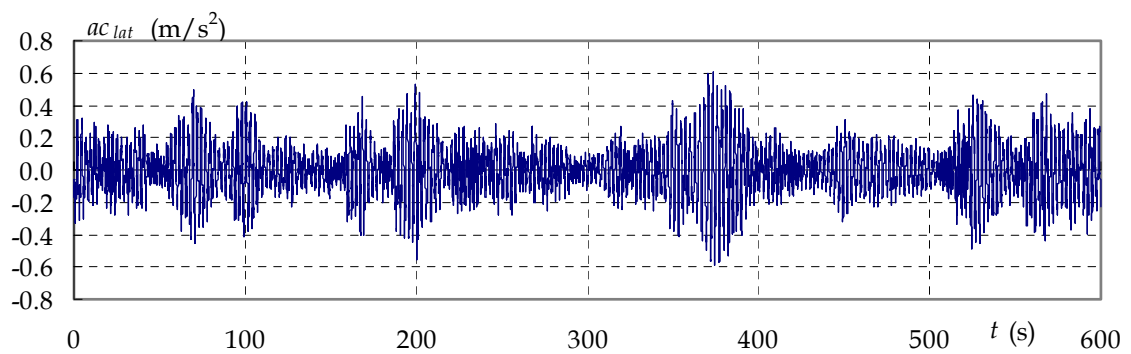


Figura VI.36 – Composição dos sinais experimentais de aceleração na direção lateral

Comparações entre as respostas em frequência experimentais e teóricas são mostradas na Figura VI.37 e na Figura VI.38, respectivamente, para a direção principal e lateral.

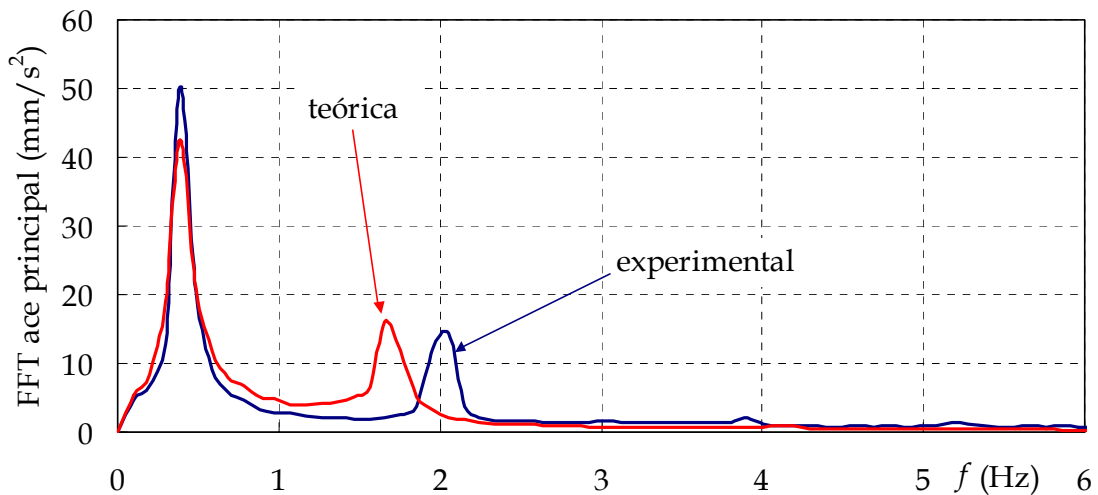


Figura VI.37 – FFT da resposta teórica x experimental em aceleração na direção principal

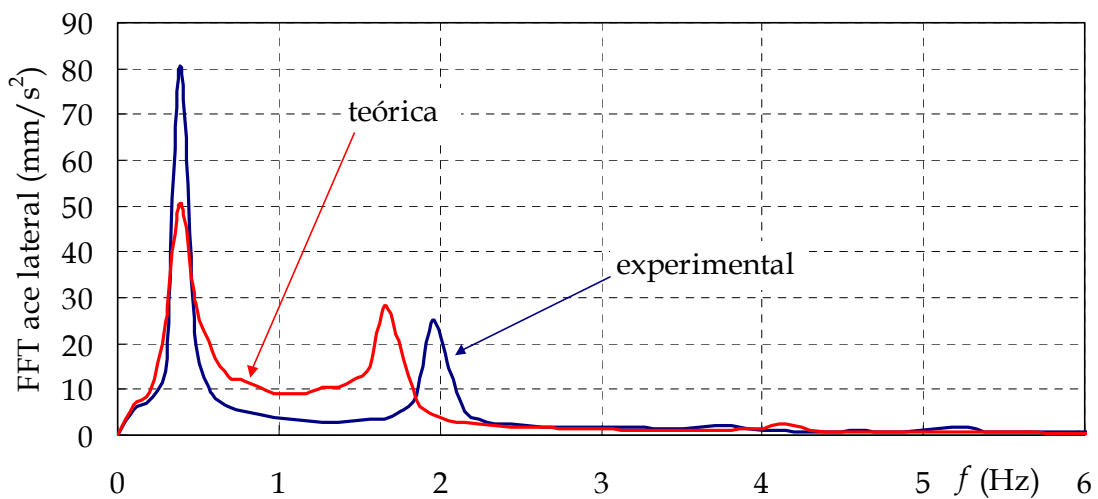


Figura VI.38 – FFT da resposta teórica x experimental em aceleração na direção lateral

Nota-se nessas figuras, com a maior amplitude do primeiro pico, que a resposta dinâmica é dominada pelo primeiro modo de vibração. Este domínio do primeiro modo se mostra tanto na avaliação teórica quanto na experimental. As amplitudes das respostas experimental e teórica, correspondentes à direção

principal, são muito próximas tanto para o primeiro quanto para o segundo modo. Entretanto, para o segundo modo, observa-se uma diferença em torno de 15% entre as frequências teórica e experimental.

Esta diferença observada entre as frequências experimental e teórica relativas ao segundo modo se deve possivelmente as diferenças de valores reais e teóricos da rigidez de algumas conexões parafusadas, especialmente daquelas na região de maior curvatura da segunda forma modal (vide também comentários no final da subseção VI.6.1).

Na direção lateral, percebe-se a mesma correlação em frequências que a notada para a direção principal.

Quanto às amplitudes, nota-se que, para o primeiro modo (dominante), o valor teórico é cerca de 60% menor que o experimental. Pode-se argumentar que esta diferença se deve a variação dos valores do coeficiente C_L ao longo da altura em função da variação do ângulo de incidência do vento. Entretanto, uma investigação mais profunda deverá ser feita para sustentar essa argumentação.

As acelerações na direção principal apresentam-se menores que as acelerações na direção lateral. Este comportamento aparece tanto nas respostas experimentais quanto teóricas.

A contribuição das forças na esteira de cabos tem uma importância relevante na resposta lateral da torre. Já a consideração das antenas não é significativa nas duas direções.

Capítulo VII

Conclusões

Este trabalho apresentou um modelo semi-analítico desenvolvido no domínio do tempo, para estimativa de amplitudes de deslocamento transversal em torres de seção circular sob a ação do vento. O novo modelo propõe a utilização do conceito de células de vórtices para dividir a estrutura da torre de seção variável sob ação do vento com perfil variável ao longo da altura, em trechos nos quais há ocorrência de desprendimento de vórtices em uma frequência definida pelo número de Strouhal. A força aeroelástica é descrita matematicamente com modelo analítico bidimensional e aplicada localmente ao longo da altura da torre, considerando-se a correlação espacial em cada célula de vórtices. O modelo, na forma desenvolvida, aplica-se a escoamentos subcríticos.

Foram realizadas comparações entre os resultados experimentais de modelos reduzidos ensaiados sob escoamento laminar em túnel de vento extraídos da literatura e os resultados teóricos. Propõe-se aplicar o modelo teórico no caso de vento turbulento (turbulência de grandes escalas) simplesmente substituindo-se nas equações pertinentes a velocidade de vento média pela velocidade como uma função do tempo. A história de velocidade de vento pode ser gerada aleatoriamente a partir de um espectro de velocidade. Esta proposição foi avaliada qualitativamente.

Em relação às comparações teórico-experimentais de escoamento laminar pode-se concluir que:

- As amplitudes de resposta obtidas teoricamente com correlação parcial para as hastes de seção constante e variável apresentaram excelente correlação com os resultados experimentais de Balasubramanian *et al* [61, 62].

- No caso de haste de seção variável, a comparação direta dos resultados teóricos e experimentais mostra um desvio de $\pm 5\%$ nos valores de amplitude. As faixas de trancamento teóricas sempre contêm a velocidade crítica experimental.
- No caso quase-bidimensional da haste de seção constante sob escoamento uniforme os resultados experimentais se situaram entre os resultados teóricos obtidos com correlação total e parcial.
- Os resultados teóricos obtidos para a torre ensaiada no túnel de vento por Vickery [39] também apresentaram boa aproximação com os experimentais. Na forma como foi desenvolvido o modelo não reproduziu a vibração associada ao 1º modo em uma velocidade de vento igual ao dobro da velocidade crítica fundamental.
- Os resultados teóricos revelaram-se muito sensíveis à definição prévia das células de vórtices, bem como das regiões de transição entre essas células, conforme foi constatado no estudo paramétrico e nos resultados teóricos do modelo aeroelástico de J. B. Vickery [39]. Para que esta definição do comprimento das células e suas regiões de transição não se tornem um empecilho ao sucesso no uso do modelo sugere-se, para estimativa de casos reais, fazer uma envoltória de valores resultantes de algumas hipóteses a respeito da formação destas células.

Os estudos qualitativos referentes à aplicação do modelo para escoamento com velocidade variável no tempo mostram que:

- O modelo teórico é capaz de produzir respostas coerentes inclusive com valores altos de intensidade de turbulência. No exemplo da ponte Rio Niterói, a envoltória de deslocamento tem comportamento semelhante à medida experimentalmente. Neste

caso uma boa correlação quantitativa dependeria de resultados experimentais para o perfil aerodinâmico equivalente à época de medição. As comparações entre resultados teóricos obtidos para escoamento laminar e com turbulência reproduziram o aspecto de resultados experimentais da literatura.

Em relação às comparações teórico-experimentais para a torre de Ponta Negra pode-se concluir que:

- Os resultados teóricos da torre podem ser considerados muito bons, diante das dificuldades e incertezas que regem o problema real, que vão desde a calibração do modelo teórico com o experimental, das propriedades dinâmicas de frequência natural e amortecimento, até fatores externos como a modelagem das forças devidas ao vento turbulento em face da presença de acessórios acoplados à torre.
- Para o exemplo desta torre nenhuma resposta significativa foi obtida pelo modelo teórico de desprendimento de vórtices indicando que as respostas experimentais em aceleração são devidas apenas e exclusivamente a forças de arrasto e turbulência lateral.

Sugestões para Trabalhos Futuros

Algumas considerações mostram-se promissoras para uma melhor caracterização do problema de desprendimento de vórtices associado à previsão de deslocamentos pelo modelo teórico proposto. Citam-se:

- Implementação de diferentes configurações realistas de células de vórtices para uma mesma velocidade do vento de forma a se obter uma envoltória de respostas.
 - *Justificativa:* as respostas são bastante sensíveis à definição do comprimento de células e suas regiões de transição.
- Implementação da variação automática do número de Strouhal ao longo da altura da torre, em função do número de Reynolds na faixa de escoamento sub-crítico.
 - *Justificativa:* utilizou-se $S = 0,2$ como valor representativo na região sub-crítica. Entretanto o número de Strouhal apresenta pequenas variações em função do número de Re e até mesmo para igual valor de Re . Estas variações alteram a resposta em termos de velocidade crítica para torres de seção variável ou de seção constante com diferentes velocidades de escoamento ao longo da altura.
- Consideração de outros regimes de escoamento, crítico e supercrítico. Para isso, deve-se recorrer a resultados experimentais de cilindros sob ação de desprendimento de vórtices nestes regimes.
 - *Justificativa:* a mudança de regime de escoamento altera a distribuição de pressões no cilindro e, conseqüentemente, as amplitudes de deslocamento. Com esta consideração, o modelo abrangeria uma maior faixa de resultados, dentro

das possibilidades de casos reais.

- Consideração de ressonância com super-harmônicos da frequência natural da estrutura.
 - *Justificativa:* frequências de excitação múltiplas ou sub-múltiplas das naturais podem produzir oscilações significativas nas torres, sendo, portanto, de interesse a avaliação dessas amplitudes.

Para o modelo analítico-numérico de ação de vento turbulento da torre de Ponta Negra, cita-se:

- Refinamento no cálculo dos coeficientes de força na seção circular para ângulos de ataque maiores que 30° .
 - *Justificativa:* com esta incidência, o vento atinge a esteira de cabos a montante das seções circulares dos módulos. Isto altera a formação dos vórtices e conseqüentemente os valores dos coeficientes de arrasto e lateral. Modificações nestes valores podem aumentar, principalmente, a resposta lateral, melhorando, conseqüentemente, a correlação teórico-experimental.

Referências e Bibliografia

- [1] Battista, R. C., **Avaliação da Estabilidade da Estrutura do Poste Metálico para Telecomunicações**. Relatório Técnico, PEC-4317, Fundação COPPETEC, UFRJ, Rio de Janeiro, Maio 2003.
- [2] Korten, H. van, "Vortex Excitation of Steel Chimneys", *In: Wind Effects on Buildings and Structures*, Riera & Davenport (eds.), 1998, Balkema, Rotterdam, 209-219.
- [3] Milford, R. V. & Goliger, A. M., "Cross-Wind Excitation of a Microwave Tower", *The Structural Engineer*, Volume 68, No. 13, Jul. 1990, pp.: 251-255.
- [4] Blessmann, J., "**Acidentes Causados pelo Vento**". 4ª Edição, Editora da Universidade, UFRGS, 2001.
- [5] Sachs, P., **Wind Forces in Engineering**, Pergamon Press, U.K., 2nd Edition, 1978.
- [6] American Society of Civil Engineers, Committee on Wind Effects, "**Wind Loading and Wind-Induced Structural Response**", ASCE, New York, 1987, pp.: 32-71.
- [7] Davenport, A. G. & Novak, M., "**Vibrations of Structures Induced By Wind**", *In: Shock and Vibration - Handbook*, Edited by Harris C. H., 4th edition, 1995, pp.: 21-43.
- [8] Billah, K. Y. & Scanlan, R. H., "Resonance, Tacoma Narrows Bridge Failure, and Undergraduate Physics Textbooks", *Am. J. Phys.* 59 (2), Feb. 1991, pp.: 118-124.
- [9] Blevins, R. D., **Flow Induced Vibration**. Van Nostrand Reinhold Company New York. 1977.
- [10] Simiu, E. & Scanlan, R. H., **Wind Effects on Structures: An Introduction to Wind Engineering**, John Wiley & Sons, 1978.
- [11] Vickery, B. J. & Basu, R. I., "Across-Wind Vibrations Of Structures Of Circular Cross-Section. Part I. Development Of A Mathematical Model For Two-Dimensional Conditions". *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 12 (1983) pp.: 49-73.

-
- [12] Paluch, M. J., **Vibrações Transversais por Desprendimento de Vórtices de Torres e Chaminés de Concreto Armado de Seção Transversal Circular**. Tese de D.Sc., Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil, 1999.
- [13] Vickery, B. J., "Wind Loads and Design Criteria for Chimneys", *In: Wind Effects on Buildings and Structures*, Riera & Davenport (eds.), 1998, Balkema, Rotterdam, 273-296.
- [14] Blessmann, J., **Introdução ao Estudo das Ações Dinâmicas do Vento**. Porto Alegre. Editora da Universidade, UFRGS, 1988.
- [15] Blessmann, J., **Aerodinâmica das Construções**. Editora Sagra, 2ª Edição, Porto Alegre, 1990.
- [16] Roshko, A., "Experiments on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number", **Journal of Fluids Mechanics**, 10, 345-356, (1961).
- [17] Scruton, C., "**An Introduction to Wind Effects on Structures**". Engineering Design Guides 40, Published for the Design Council, the British Standards Institution and the Council of Engineering Institutions, Oxford University Press.
- [18] Humphreys, J. S., "On a Circular Cylinder in a Steady wind at Transition Reynolds Numbers", **Journal of Fluid Mechanics**, 9, 603-612, (1960).
- [19] Lawson, T. V., **Wind Effects on Buildings: Design Applications**, Volume 1. Applied Science Publishers LTD, London, 1980.
- [20] Boscha, H.R. & Guterres, R.M., "Wind Tunnel Experimental Investigation On Tapered Cylinders For Highway Support Structures", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, 89 (2001) 1311-1323.
- [21] Bachmann, H. *Et Al.*, **Vibration Problems in Structures: Practical Guidelines**. Birkhäuser Verlag, Berlin, 1995.
- [22] ABNT Associação Brasileira de Normas Técnicas. **Norma Brasileira NBR-6123 (NB-599): Forças Devidas ao Vento em Edificações**. Rio de Janeiro, Edição 1988.
- [23] Mujumdar, A. S. & Douglas, J. M., "Vortex Shedding from Slender Cylinders of Various Cross Sections", **Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering**, 95 (1973), pp.: 474 476.
- [24] Chiu, W. S. & Lienhard, J. H., "On Real Fluid Flow Over Yawed Circular Cylinders", **Journal of Basic Engineering**, 89, 851-857, Dec. 1967.

-
- [25] Blessmann, J., "**O Vento na Engenharia Estrutural**". Editora da Universidade, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. 1ª Edição. 1995.
- [26] Toebes, G. H., "The Unsteady Flow and Wake Near an Oscillating Cylinder", **Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics**, 84, Sep. 1969, 493-505.
- [27] Stansby, P. K., "The Locking-on of Vortex Shedding Due to the Cross-Stream Vibration of Circular Cylinders in Uniform and Shear Flows", **Journal of Fluid Mechanics**, (1976), vol. 74, part 4, 641-665.
- [28] Shioiri, J., "Synchronization Phenomenon in Vortex Shedding and its Role in Vortex Induced Oscillations of Structures, *In.: Proc. 3rd Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures*, Tokyo, 1971.
- [29] Koopmann, G. H., "The Vortex of Vibrating Cylinders at Low Reynolds Numbers", **Journal of Fluid Mechanics** (1967), vol. 28, part 3, 501-512.
- [30] Simiu, E. & Scanlan, R. H., **Wind Effects on Structures: An Introduction to Wind Engineering**, John Wiley & Sons Inc., 3rd ed. 1996.
- [31] Vickery, B. J., "Fluctuating Lift and Drag on a Long Cylinder of Square Cross-Section in a Smooth and in a Turbulent Stream", **Journal of Fluids Mechanics**, (1966), vol. 25, part 3, 481-494.
- [32] Balasubramanian, S., Hann Jr., F. L., Szweczyk, A. A. & Skop, R. A., "On the Existence of a Critical Shear Parameter for Cellular Vortex Shedding from Cylinders in Nonuniform Flow", **Journal of Fluids and Structures** (1998) 12, pp.: 3-15.
- [33] Mair, W. A., & Stansby, P. K., "Vortex Wakes of Bluff Cylinders in Shear Flow", **Journal Applied Mathematics**, 28, 1975, pp.: 519-540.
- [34] Maull, D. J. & Young, R. A., "Vortex Shedding from Bluff Bodies in a Shear Flow, **Journal of Fluids Mechanics**, (1973), vol. 60, 401-409.
- [35] Buresti, G., "Vortex Shedding from Bluff Bodies", *In: Wind Effects on Buildings and Structures*, Riera & Davenport (eds.), 1998, Balkema, Rotterdam, 61-95.
- [36] Gaksworthy, J. K. & Vickery, B. J., "Wind Load on Chimneys with Surface Mounted Appurtenances", *In.: Americas Conference on Wind Engineering*, 2001, pp.: 1-11.
- [37] Wootton, L. R., "The Oscillations of Large Circular Stacks in Wind", **Proceedings of the Ins. Civil Eng.**, 42 (1969), pp.: 573-598.

-
- [38] Kwok, C. S., "Wind-Induced Lock-In Excitation of Tall Structures", **Journal of the Structural Division, Proceedings of the ASCE**, Vol. 107, No ST1, January, 1981, pp.: 57-72.
- [39] Vickery, B. J. & Clark, A. W., "Lift Or Across-Wind Response Of Tapered Stacks", **Journal of the Structural Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers**, 8634, ST 1, Janeiro (1972). 1-20.
- [40] Hansen, S. O., "Cross-Wind Vibrations of a 130-m Tapered Concrete Chimney", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, 8 (1981), pp.: 145-155.
- [41] Blevins, R. D. & Burton, T. E., "Fluid Forces Induced by Vortex Shedding", **Journal of Fluids Engineering**, 95 (1976), pp.: 19-24.
- [42] Bishop, R. E. D. & Hassan, A. Y., "The Lift and Drag Forces on a Circular Cylinder in a Flowing Field", **Proceedings of Royal Society**, (London), Series A, 277, 51-75, (1964).
- [43] Hartlen, R. T. & Curie, I. G., "Lift-Oscillator of Vortex-Induced Vibration", **Journal of the Engineering Mechanics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers**, 96, Oct. 1970, 577-591.
- [44] Skop, R. A. & Griffin, O. M., "A Model for the Vortex-Excited Resonant Response of Bluff Cylinders", **Journal of Sound and Vibration**, (1973) 27(2), 225-233.
- [45] Griffin, O. M., Skop, R. A. & Kopmann, G. H., "The Vortex-Excited Resonant Vibrations of Circular Cylinders, **Journal of Sound and Vibration** (1973) 31(2), 235-249.
- [46] Skop, R. A. & Griffin, O. M., "On a Theory for the Vortex-Excited Oscillations of Flexible Cylindrical Structures", **Journal of Sound and Vibration**, (1975) 41(2), 263-274.
- [47] Dowell, Earl H. & Ilgamov, M. "**Studies in Nonlinear Aeroelasticity**", Springer-Verlag, New York, 1988.
- [48] Iwan, W. I. & Blevins, R. D., "A Model For Vortex Induced Oscillation Of Structures", **Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics**, 41, 581-586, Set. 1974.
- [49] Datta, T. K. & Jain, A. K., "An Analytical Study of the Across-Wind Response of Cylinders Due to Vortex Shedding", **Eng. Structural**, Vol. 9, Jan. 1987.

-
- [50] Gade, R. H., Bosh H. R. & Poldony, W. Jr., "Recent Aerodynamic Studies of Long-Span Bridges", **Journal of the Structural Division, Proceedings of the ASCE**, Vol. 102, No ST7, July, 1976, pp.: 1299-1315.
- [51] Basu, R. I. & Vickery, B. J., "Across-Wind Vibrations Of Structures Of Circular Cross-Section Part II Development Of A Mathematical Model For Full-Scale Application". **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, 12 (1983) pp.: 75-97.
- [52] Vickery, B. J. & Basu, R. I., "Simplified Approaches to the Evaluation of the Across-Wind Response of Chimneys", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, 14 (1983), pp.: 153-166.
- [53] Paluch, M., Riera, J. D. & Iturrioz, I., "Determinación de la Respuesta Dinámica de una Torre de Transmisión - Estudio Comparativo", *In: Anais XXVIII Jornadas Sul-Americanas de Engenharia Estrutural*, 1997, São Carlos, pp.: 675-684.
- [54] Skop, R. A., & Luo, G., "An Inverse-Direct Method For Predicting The Vortex-Induced Vibrations Of Cylinders In Uniform And Nonuniform Flows", **Journal of Fluids and Structures** (2001) 15, pp.: 867-884.
- [55] Iwan, R. D., "The Vortex Induced Oscillation Of Elastic Structural Elements", **Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Industry**, 97, 1378-1382, Nov. 1975.
- [56] Dyrbye, C. & Hansen, S. O., **Wind Loads on Structures**, John Wiley & Sons, 1997.
- [57] Nakamura, Y., Kaku, S. & Mizota, T., "Effect of Mass Ratio on the Vortex Excitation of a Circular Cylinder", *In: Proc. 3rd Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures*, Tokyo, 1971, pp.: 727-736.
- [58] Hallak, P. H., **Parâmetros Aeroelásticos para Pontes via Fluidodinâmica Computacional**. Tese D.Sc. Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, Abril 2002.
- [59] Larsen, A., "Aerodynamics of the Tacoma Narrows Bridge - 60 Years Later", **Structural Engineering International - Science and Technology**, 4/2000, pp.: 243-248.
- [60] Novak, M. & Tanaka, H., "Pressure Correlations on a Vibrating Cylinder", in K. J. Eaton (Ed.), **Proc. 4th Int. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures**, Heathrow, 1975, Cambridge University Press, London, 1977, pp. 227--232.

-
- [61] Balasubramanian, S., Skop, R. A., Hann Jr., F. L. & Szewczyk, A. A., "Vortex-Excited Vibrations Of Uniform Pivoted Cylinders In Uniform And Shear Flow", **Journal of Fluids and Structures** (2000) 14, 65-85.
- [62] Balasubramanian, S., Hann Jr., F. L., Szewczyk, A. A. & Skop, R. A., "An Experimental Investigation Of The Vortex-Excited Vibrations Of Pivoted Tapered Circular Cylinders In Uniform And Shear Flow". **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics** 89 (2001) 757-784.
- [63] Battista, R. C., "**Ponte Rio-Niterói: Análise do Comportamento e Monitoração sob Ação do Tráfego de Veículos e do Vento**". Relatórios Técnicos COPPETEC, (10 Volumes), elaborados sob contrato com a Ponte S.A., concessionária da Ponte Rio-Niterói, 1997-2000.
- [64] Robinson, R. & Savage, M. G., **Wind Tunnel Investigation of the President Costa e Silva Bridge, Rio de Janeiro, Brazil**, Laboratory Technical Report LTR - LA - 311, National Aeronautical Establishment, National Research Council Canada, Ottawa, March, 1989.
- [65] Battista, R. C. & Pfeil, M. S., "Reduction of Vortex-Induced Oscillations of Rio-Niterói Bridge by Dynamic Control Devices", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics** 84 (2000), pp.: 273-288.
- [66] Vickery, B. J., "Wind Induced Vibrations of Towers, Stacks and Masts", *In.*: **Proc. 3rd Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures**, Tokyo, 1971.
- [67] Pinheiro, M. A. S., **Absorção Pendular Não-Linear para Redução de Vibrações em Torres Esbeltas**, Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Fevereiro 1997.
- [68] Battista, R. C. & Pinheiro, M. A. S., "Redução das Oscilações em Estruturas Complacentes de Plataformas Offshore", *In.*: **21º Congresso Ibero-Latino-Americano de Métodos Computacionais em Engenharia (CILAMCE)**, Rio de Janeiro, 2000.
- [69] **Especificação Técnica de Dados Ambientais**, Doc. No ET-3524.03-1200-941-PPC-001, CENPES/DIPREX/SEPRON/PETROBRÁS, Petróleo Brasileiro S.A., 1990.
- [70] Battista, R. C., Pfeil, M. S., Rodrigues, R. S. *et Al.*, Relatório Final da Disciplina de Doutorado **Aerodinâmica e Aeroelasticidade de Estruturas sob Ação de Vento**, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Nov. 2003.

ANEXO A

Discretização do modelo experimental de Vickery e Clark - Torre de seção variável.

| Nó | Altura z (in) | De (in) | ϕ_1 | ϕ_2 | ψ_1 | ψ_2 |
|----|---------------|---------|----------|----------|----------|----------|
| 1 | 35,984 | 1,100 | -52,097 | -70,811 | -2,097 | -7,824 |
| 2 | 35,085 | 1,173 | -50,210 | -63,757 | -2,097 | -7,813 |
| 3 | 34,185 | 1,209 | -48,322 | -56,700 | -2,094 | -7,773 |
| 4 | 33,285 | 1,245 | -46,436 | -49,675 | -2,090 | -7,684 |
| 5 | 32,386 | 1,282 | -44,555 | -42,738 | -2,082 | -7,536 |
| 6 | 31,486 | 1,318 | -42,681 | -35,948 | -2,070 | -7,326 |
| 7 | 30,587 | 1,354 | -40,819 | -29,365 | -2,054 | -7,056 |
| 8 | 29,687 | 1,391 | -38,972 | -23,043 | -2,034 | -6,729 |
| 9 | 28,787 | 1,427 | -37,144 | -17,036 | -2,011 | -6,353 |
| 10 | 27,888 | 1,464 | -35,337 | -11,385 | -1,983 | -5,936 |
| 11 | 26,988 | 1,500 | -33,557 | -6,127 | -1,953 | -5,485 |
| 12 | 26,089 | 1,536 | -31,805 | -1,292 | -1,919 | -5,009 |
| 13 | 25,189 | 1,573 | -30,084 | 3,100 | -1,882 | -4,515 |
| 14 | 24,289 | 1,609 | -28,398 | 7,035 | -1,842 | -4,012 |
| 15 | 23,390 | 1,645 | -26,747 | 10,507 | -1,800 | -3,507 |
| 16 | 22,490 | 1,682 | -25,136 | 13,516 | -1,756 | -3,005 |
| 17 | 21,591 | 1,718 | -23,565 | 16,065 | -1,710 | -2,512 |
| 18 | 20,691 | 1,754 | -22,036 | 18,166 | -1,662 | -2,034 |
| 19 | 19,791 | 1,791 | -20,551 | 19,834 | -1,613 | -1,576 |
| 20 | 18,892 | 1,827 | -19,110 | 21,088 | -1,562 | -1,140 |
| 21 | 17,992 | 1,863 | -17,716 | 21,949 | -1,510 | -0,731 |
| 22 | 17,093 | 1,900 | -16,369 | 22,443 | -1,457 | -0,350 |
| 23 | 16,193 | 1,936 | -15,070 | 22,596 | -1,404 | 0,000 |
| 24 | 15,293 | 1,972 | -13,820 | 22,438 | -1,350 | 0,318 |
| 25 | 14,394 | 2,009 | -12,618 | 21,998 | -1,295 | 0,604 |
| 26 | 13,494 | 2,045 | -11,465 | 21,307 | -1,240 | 0,856 |
| 27 | 12,594 | 2,081 | -10,362 | 20,394 | -1,185 | 1,074 |
| 28 | 11,695 | 2,118 | -9,309 | 19,292 | -1,131 | 1,259 |
| 29 | 10,795 | 2,154 | -8,305 | 18,031 | -1,076 | 1,412 |
| 30 | 9,896 | 2,191 | -7,350 | 16,639 | -1,021 | 1,534 |
| 31 | 8,996 | 2,227 | -6,444 | 15,147 | -0,967 | 1,625 |
| 32 | 8,096 | 2,263 | -5,588 | 13,580 | -0,913 | 1,687 |
| 33 | 7,197 | 2,300 | -4,780 | 11,967 | -0,860 | 1,722 |
| 34 | 6,297 | 2,336 | -4,020 | 10,331 | -0,807 | 1,731 |
| 35 | 5,398 | 2,372 | -3,308 | 8,696 | -0,754 | 1,715 |
| 36 | 4,498 | 2,409 | -2,642 | 7,084 | -0,703 | 1,678 |
| 37 | 3,598 | 2,445 | -2,024 | 5,514 | -0,652 | 1,620 |
| 38 | 2,699 | 2,481 | -1,451 | 4,005 | -0,601 | 1,543 |
| 39 | 1,799 | 2,518 | -0,923 | 2,573 | -0,552 | 1,450 |
| 40 | 0,900 | 2,554 | -0,440 | 1,234 | -0,503 | 1,342 |
| 41 | 0,000 | 2,554 | 0,000 | 0,000 | -0,455 | 1,221 |

Tabela A.1 – Esquema da discretização em modelo unifilar simplificado Vickery e Clark

ϕ_1 e ϕ_2 são as componentes de deslocamento do primeiro e segundo modos e ψ_1 e ψ_2 as componentes de rotação.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)