

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE JOINVILLE
CURSO DE ENGENHARIA NAVAL

NICOLE HEPP HANNES

**APERFEIÇOAMENTO DE UM MODELO ANALÍTICO PARA A PREDIÇÃO DA
FADIGA DEVIDO AO FENÔMENO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES EM
LINHAS OCEÂNICAS**

Joinville, 2015

NICOLE HEPP HANNES

**APERFEIÇOAMENTO DE UM MODELO ANALÍTICO PARA A PREDIÇÃO DA
FADIGA DEVIDO AO FENÔMENO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES EM
LINHAS OCEÂNICAS**

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado como requisito parcial para
obtenção do título de bacharel em
Engenharia Naval da Universidade Federal
de Santa Catarina.

Orientador: André Luís Condino Fugarra,
Dr. Eng.

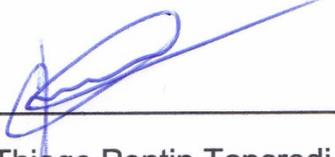
Joinville, 2015

NICOLE HEPP HANNES

**APERFEIÇOAMENTO DE UM MODELO ANALÍTICO PARA A PREDIÇÃO DA
FADIGA DEVIDO AO FENÔMENO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES EM
LINHAS OCEÂNICAS**

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi julgado adequado para obtenção do Título de Engenheiro Naval, e aprovado em sua forma final pelo Programa de Engenharia Naval da Universidade Federal de Santa Catarina.

Joinville, 3 de dezembro de 2015.



Prof. Thiago Pontin Tancredi, Dr. Eng.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:



Prof. André Luís Condino Fugarra, Dr. Eng.
Orientador



Prof. Thiago Pontin Tancredi, Dr. Eng.



Prof. Marcos Alves Rabelo, Dr. Eng.

***Dedicado aos meus amores e modelos, sem o
suporte dos quais essa conquista não seria
possível.***

RESUMO

Com a expansão da indústria de exploração de óleo e gás *offshore* surgiu a necessidade de equipamentos que possibilitassem o processo de extração em meios mais extremos. Esse processo acarretou tecnologias que garantissem a funcionalidade de todos os sistemas envolvidos, entre eles os *risers*. O risco associado a ocorrência de falhas e o custo para implementação e manutenção desses sistemas torna imprescindível o estudo dos mecanismos de falha. No ramo de estruturas oceânicas, grande atenção é dedicada ao estudo de vibrações induzidas por vórtice (VIV), fenômeno de interesse do presente trabalho. Devido a sua alta complexidade, esse fenômeno ainda não é bem compreendido e descrito fisicamente; motivo pelo qual, meios de análise analíticos, numéricos e experimentais, ainda pecarem em relação a predição do mesmo. Levando em consideração a praticidade dos métodos analíticos, quando comparados aos outros modos, este trabalho visou aperfeiçoar um modelo analítico já existente, incorporando a simulação da amplitude de resposta através de uma equação de van der Pol e considerando a massa adicional variável. O modelo, baseado nos modelos analíticos de Iwan&Blevins e Lyons&Patel, foi corrigido com as alterações apresentadas e o resultado obtido para o modelo corrigido foi comparado com o modelo base. Esse apresentou-se menos conservador, podendo descrever a curva de amplitude de resposta adimensional em relação a velocidade reduzida com maior precisão. Adicionalmente, alterações tanto no modelo proposto, como no modelo de Lyons&Patel, são propostas como perspectivas para trabalhos futuros.

Palavras-chave: vibração induzida por vórtices; modelo fenomenológico; fadiga; projeto de *risers*.

ABSTRACT

With the expansion of offshore oil and gas industry the need arose for equipment that would enable the extraction process in the most extreme environments. This process resulted in technologies that would ensure the functionality of all systems involved, including the risers. The risk associated with the occurrence of failures and the cost of implementation and maintenance of these systems makes essential the study of failure mechanisms. In the field of offshore structures great attention is given to the study of vortex-induced vibration (VIV), phenomenon of interest in this work. Due to its high complexity this phenomenon is not well understood and described physically, that is why analytical, numerical and experimental analysis, still are not precise regarding the prediction of it. Taking into account the practicality of the analytical methods when compared to other methods, this study aimed to improve existing analytical model, incorporating the simulation of amplitude response through an equation of van der Pol and considering the added mass variable. The model, based on the analytical models of Iwan&Blevins and Lyons&Patel, was changed with the amendments and the result obtained for the corrected model was compared to the base model. It was shown to be less conservative, and capable of describing the dimensionless amplitude response curve in relation to the reduced speed in greater detail. Changes in both the proposed model and the Lyons&Patel model are suggested for further studies in conclusion to this work.

Key words: vortex-induced vibration; phenomenological model; fatigue; riser design.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Esquema representativo do fenômeno de emissão de vórtices.	16
Figura 2. Regimes de escoamento em relação ao número de Reynolds.	17
Figura 3. Imagem referente ao modo das primeiras visualizações da esteira de von Kármán.	18
Figura 4. Esquema representando a esteira simétrica (superior) e assimétrica (inferior).	18
Figura 5. Imagem apresentando dois padrões de emissão de vórtice. O modelo de von Kármán (a esquerda) e o padrão com dois pares de vórtice por ciclo (a direita).	19
Figura 6. Gráfico da variação do número de Strouhal em função do número de Reynolds.	20
Figura 7. Gráfico da variação do número de Strouhal em função do ângulo de incidência do escoamento.	20
Figura 8. Gráfico da curva característica em resposta ao fenômeno de lock-in.	22
Figura 9. Identificação da ocorrência de ramos na amplitude de resposta em função da velocidade reduzida, e da mudança no padrão de emissão de vórtices nesses ramos.	23
Figura 10. Gráfico do valor eficaz do deslocamento em função da velocidade reduzida para várias massas reduzidas: \square , $m^*=0.78$; \times , $m^*=1.77$; Δ , $m^*=3.8$; \diamond , $m^*=34$	24
Figura 11. Relação entre massa reduzida crítica e velocidade reduzida (a); Relação entre a massa reduzida crítica e a amplitude adimensional.	26
Figura 12. Relação entre o parâmetro SG e a amplitude máxima para estruturas e cabos marinhos.	27
Figura 13. Plotagem dos dados de Skop e Griffin em ordenadas lineares (a); Relação da amplitude com o parâmetro desenvolvido por Williamson e Govardhan, 2004 (b).	29
Figura 14. Comparação entre os coeficientes de massa adicional dos estudos de: \diamond , Gopalkrishnan, CA ; $+$, Gopalkrishnan, CLA ; \square , Vikestad et al. (1997); \times , Vikestad et al. (2000).	31
Figura 15. Regimes de vibração para as oscilações inline: pares simétricos (a); von Kármán (b).	32

Figura 16. Orbitas de oscilação de cilindros em várias razões de frequência; * indica que a movimentação dos cilindros foi maior que $AyD = 1.35$	33
Figura 17. Amplitude de resposta e frequência de oscilação para razões de frequência diferentes: ●, amplitude de resposta transversal; x, amplitude inline; +, frequência de oscilação transversal; *, frequência inline.	34
Figura 18 Trajetórias baseadas nos experimentos de Stappenbelt et al. (2007): (a) $Vr=8$, (b) $Vr=9.25$, (c) $Vr=9.45$, onde as linhas em azul representam o caso em que Vr foi variado aumentando seu valor e vermelha quando Vr foi diminuído; (d) $Vr = 9.45$, assumindo iguais as frequências de oscilação transversal e inline (a linha pontilhada representa termos não lineares quadráticos que foram desconsiderados).	35
Figura 19. Amplitudes transversal e inline, e frequência em relação à velocidade reduzida; ●, representa dados para movimentos apenas transversais e ○, para movimentos em XY.	36
Figura 20. Métodos de análise numéricos para VIV; (a) vórtices discretos e (b) baseado em equações de Navier-Stokes.	37
Figura 21. Representação do modelo de cilindro elasticamente suportado e do volume de controle analisados nos estudos de Iwan e Blevins (1974)	41
Figura 22. Relação entre região de oscilação e amplitude de vibração relativa.	44
Figura 23. Representação gráfica da determinação do multiplicador de redução da amplitude de Lyons e Patel (1986).	45
Figura 24. Típico diagrama da curva S-N.	47
Figura 25. Curva S-N em escala log-log.	48
Figura 26. Esquema do sistema analisado por Fujarra, Pesce e Franciss (1997), de um cilindro rígido verticalmente suportado.	49
Figura 27. Aproximação do primeiro modo natural pela equação de Bessel.	51
Figura 28. Lógica do modelo analítico implementado.	52
Figura 29. Esquema dos blocos utilizados na simulação no Simulink, as saídas para a área de trabalho do código em MATLAB são adimensionais.	54
Figura 30. Comparação entre a resposta na faixa de lock-in entre os modelos apresentados.	58
Figura 31. Assinatura temporal para a simulação com $Vr = 5$, para o primeiro modo de vibração no modelo corrigido.	59
Figura 32. Comparação da amplitude de resposta em função da velocidade reduzida para os primeiros modos de vibração.	60

Figura 33. Visualização das amplitudes de resposta em relação a velocidade de corrente livre.....	60
Figura 34. Visualização da resposta em relação a velocidade de corrente livre para todos os modos de vibração analisados.	61
Figura 35. Visualização das amplitudes para os primeiros modos obtidas pela aplicação de um fator de correção na simulação do primeiro modo.	62
Figura 36. Resultado da análise pelo modelo de Lyons&Patel no caso com $T/P_s = 1,2$	63
Figura 37. Máximo dano por posição e modo referente ao máximo dano pelo modelo de Lyons&Patel no caso com $T/P_s = 1,2$	63
Figura 38. Resultados para o modelo de Iwan&Blevins corrigido no caso com $T/P_s = 1,2$	64
Figura 39. Máximo dano por posição e modo referente ao máximo dano pelo modelo de Iwan&Blevins no caso com $T/P_s = 1,2$	65

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Legenda para dados da Figura 12.....	28
Tabela 2. Relação dos estudos experimentais e suas principais características.	39
Tabela 3. Características dos casos analisados para validação do modelo.	56
Tabela 4. Resultados para os modelos de Lyons&Patel e Iwan&Blevins corrigido no caso com $T/P_s = 1.5$	65

LISTA DE SIMBOLOS

A_n	Amplitude modal
A^*	Amplitude adimensional
$a_i, i = 1, 2, 3, 4.$	Parâmetros determinados experimentalmente
C_A	Coefficiente de massa adicional
C_D	Coefficiente de arrasto
D	Diâmetro do cilindro, apenas na página 48 é utilizado como dano
D_s	Distância entre os pontos de separação ou comprimento característico do cilindro.
F_n	Fator de amplificação modal
F_y	Força do fluido
f_0	Frequência de oscilação
f_n	Frequência natural
f_s	Frequência de emissão de vórtice, ou frequência de Strouhal
I_n	Fator de forma modal
J_y	Momento vertical
K	Constante de proporcionalidade
L	Comprimento
m	Massa por unidade de comprimento
m^*	Massa Reduzida
m_{CRIT}^*	Massa Reduzida Crítica
N_i, n_i	Ciclos para cada carga i e períodos de aplicação da carga, respectivamente
P_s	Peso submerso
P_y	Força de pressão
R_e	Número de Reynolds
s	Variável que denota as regiões excitadas
S	Número de Strouhal
S_G	Coefficiente de Skop e Griffin
S_y	Fluxo de impulso
T	Tensão
T_0	Tensão de topo
U	Velocidade do escoamento

U^*	Velocidade reduzida
U_{end}^*	Velocidade reduzida onde acaba a faixa de <i>lock-in</i>
u_t	Velocidade translacional da <i>vortex street</i>
V_r	Velocidade reduzida
Y_n	Amplitude modal
z, \dot{z}	Variável fictícia e sua derivada no tempo, respectivamente
γ_{ef}	Peso linear efetivo submerso
ε_n	Amplitude de deformação modal
ζ	Amortecimento
ζ_n^S	Amortecimento crítico modal
ζ_n^I	Amortecimento estrutural interno
ζ_T	Coefficiente do amortecimento total efetivo
μ	Razão de massa definida em Griffin e Ramber (1982).
μ_r^n	Massa efetiva modal reduzida
ν	Viscosidade cinemática
ν_n	Massa efetiva
ξ, ξ_n	Forma dos modos
ρ, ρ_f	Densidade do fluido
v	Componente vertical da velocidade do fluido
χ_n	Curvatura modal
ψ_n	Multiplicador de máxima amplitude
ω_n	Frequência natural angular
ω_s	Frequência angular de emissão de vórtice

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	12
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	15
2.1 CARACTERIZAÇÃO DO FENÔMENO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES.....	15
2.1.1 Esteira de Von Kármán	17
2.1.2 Número de Strouhal	19
2.1.3 Fenômeno de <i>lock-in</i>	21
2.1.4 Parâmetros Importantes no Estudo de VIV	23
2.1.4.1 <i>Velocidade Reduzida (V_r)</i>	24
2.1.4.2 <i>Massa reduzida (m^*)</i>	24
2.1.4.3 <i>Amortecimento Reduzido</i>	27
2.1.5 Massa adicional	29
2.1.6 Oscilações no Sentido do Escoamento	31
2.2 MODOS DE AVALIAÇÃO DO FENÔMENO DE VIV	36
2.2.1 Abordagem Numérica	37
2.2.2 Abordagem Experimental	38
2.2.3 Abordagem Analítica	40
2.2.3.1 <i>Modelo de Iwan & Blevins</i>	40
2.2.3.1.1 <i>Oscilador de van der Pol</i>	42
2.2.3.2 <i>Modelo de Lyons&Patel</i>	43
2.3 AVALIAÇÃO DA VIDA ÚTIL EM FADIGA NO <i>RISER</i>	46
3. MODELO ANALÍTICO DESENVOLVIDO	49
3.1 MODELO ANALÍTICO BASE	49
3.1.1 Implementação do Código	51
3.2 PRINCIPAIS ALTERAÇÕES.....	53
4. CASOS SIMULADOS	56
5. RESULTADOS	58
5.1 CASO COM $T/PS = 1,2$	62
5.2 CASO COM $T/PS = 1,5$	65
6. CONSIDERAÇÕES FINAIS	67
REFERÊNCIAS	69

1. INTRODUÇÃO

A confiabilidade de sistemas que operam em ambiente *offshore* é de vital importância para a segurança dos operadores, meio ambiente e garantia de produção. Uma falha em sistemas como *risers* ou amarras pode ter consequências desastrosas, ou, em menor escala, implicar na interrupção da produção; processo muito custoso e que operadores tentam evitar ao máximo. Além disso, os altos custos de implementação e manutenção de sistemas como *risers* faz com que empresas desejem projetos cada vez mais precisos e confiáveis.

Com a produção tendendo a campos de exploração mais afastados da costa e em maior profundidade, *deepsea*, as interações entre fluido e estrutura possuem alta relevância. Como apontado por Bjørn Søgård, diretor do segmento de produção submarina e de flutuadores (*subsea and floaters*) da classificadora *Det Norske Veritas* (DNV), as estatísticas apontam que há a chance de 1,5% de falha em *risers* por ano de produção; os motivos são os mais variados, mas a causa fundamental são anos de apreciação inadequada da complexidade de *risers* (principalmente flexíveis) e seus possíveis mecanismos de falha (SØGÅRD, 2015).

Pesquisas em Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV) foram estimuladas pela Divisão de Engenharia Oceânica do Escritório de Pesquisa Navais dos Estados Unidos, a qual montou uma iniciativa com pesquisadores de diversas universidades internacionais para trabalhar em parceria. Isso acarretou na realização de conferências focadas no assunto, como a *Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (BBVIV), sendo suportadas por vários órgãos internacionais.

A necessidade de garantir a confiabilidade desses sistemas, assim como contribuir com a compreensão do fenômeno envolvido, são os fatores motivadores desse trabalho.

Para tanto, sabe-se que as linhas oceânicas estão sujeitas a diversas interações de origem fluidodinâmica, as quais compreendem, entre outros, o fenômeno de VIV.

As primeiras observações científicas do fenômeno de VIV ocorreram em 1878, quando Strouhal percebeu que vibrações em cordas dependem da velocidade do escoamento incidindo nas mesmas. Trata-se de um fenômeno auto-excitado e autocontrolado, não apresentando amplitudes de respostas alarmantes, sendo estas

da ordem de um diâmetro, porém com importância prática devido ao seu efeito potencialmente destrutivo ocasionando a falha por fadiga (Blevins, 1990).

O fenômeno de VIV decorre da formação de uma esteira de vórtices do tipo von Kármán em um corpo submetido a um escoamento. Quando a frequência da emissão desses vórtices se sincroniza com a frequência natural da estrutura, esta começa a oscilar, dando origem ao fenômeno de vibração estrutural denominado VIV. Essa sincronização, também conhecida como *lock-in*, pode ocorrer para uma determinada faixa de velocidades, para cada modo de vibração da estrutura. Além de depender da própria frequência natural, e da frequência de emissão dos vórtices, a faixa de *lock-in* é também determinada pela velocidade de incidência do escoamento. Como os perfis de velocidade não são uniformes e constantes, há a possibilidade de ocorrer excitações multimodais, o que contribui ainda mais para a fadiga da estrutura.

Devido a sua complexidade, investigações nos ramos analítico, numérico e experimentais buscam representar de forma mais fiel e prática as relações fluido-estruturais que regem esse fenômeno. Este trabalho tem por finalidade determinar a fadiga em linhas oceânicas (particularmente *risers* rígidos) sobre VIV, proporcionando estimativa mais rápida de suas vidas úteis a partir de um modelo analítico fenomenológico de predição, baseado em simulações de equações diferenciais acopladas para a determinação das amplitudes modais de resposta.

Através da base teórica desenvolvida, determinou-se os modelos analíticos necessários à realização do projeto. O cálculo analítico-numérico das amplitudes de resposta do VIV agindo sobre o *riser* rígido vertical foi desenvolvido a partir de rotinas em ambiente *MATLAB*, com o auxílio da ferramenta de simulação *Simulink*. O trabalho conta com resultados de experimentos de fontes externas, utilizados para a calibração dos parâmetros do modelo analítico. O procedimento de análise é baseado nas características do material, propriedades do sistema e condições iniciais e de contorno. A partir desses dados, determinam-se as frequências de oscilação, as amplitudes de resposta em ressonância, as tensões exercidas no *riser* rígido e, assim, o dano acumulado.

O capítulo 2 do presente trabalho é dedicado a apresentação detalhada das características fenomenológicas do VIV, dos parâmetros de influência, dos modelos de abordagem e do método de avaliação da fadiga. No capítulo seguinte, trata-se o modelo analítico utilizado como base para a implementação das simulações utilizadas na determinação das amplitudes modais. Em seguida, um capítulo é dedicado à

apresentação dos resultados obtidos para validação do modelo implementado e, com as discussões finais, as limitações deste projeto e as considerações para futuros trabalhos são desenvolvidas.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 CARACTERIZAÇÃO DO FENÔMENO DE VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES

O processo de formação do vórtice ocorre da seguinte maneira: quando a partícula fluida passa junto ao corpo (um cilindro, por exemplo), a pressão aumenta, de corrente livre para a de estagnação. Essa alta pressão, próxima da superfície do corpo, impulsiona o fluido ao redor do mesmo, formando a camada limite em ambos os lados. Em escoamentos com o número de Reynolds alto, a pressão não é suficiente para fazer o fluido contornar o cilindro. Na parte à jusante do cilindro as camadas limites se separam formando duas camadas cisalhantes que desenvolvem uma “trilha” no fluido e se fundem na forma de uma esteira. Como a parte mais interna dessa camada cisalhante em contato com o cilindro se move mais devagar que a parte externa, em contato com o escoamento livre, estas se alongam para a esteira próxima e se fundem, coalescendo em vórtices.

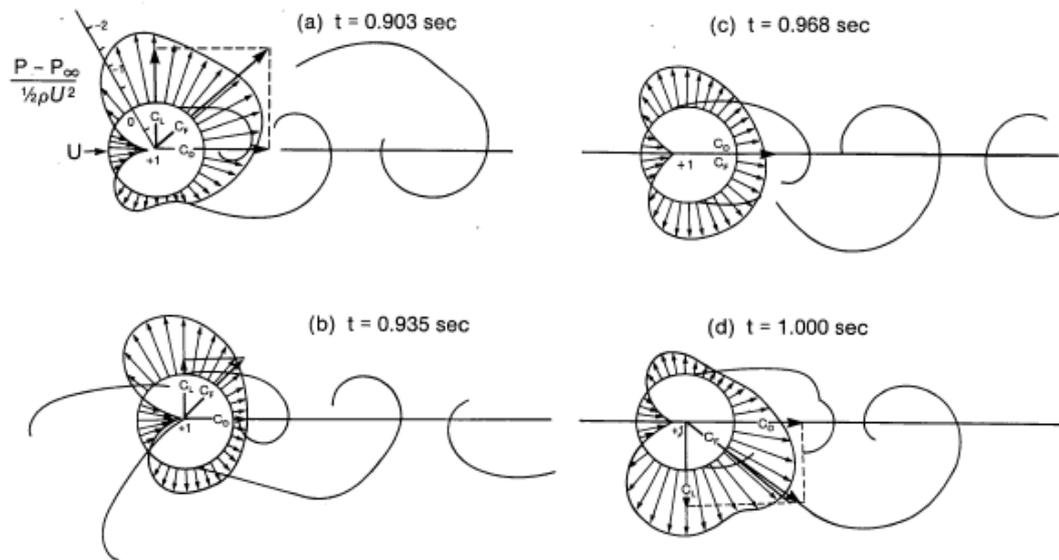
O padrão regular de vórtices, denominado *vortex street*, caminha para jusante do escoamento. Essa oscilação da pressão nas laterais do cilindro, advindas dos vórtices, interage com a estrutura sendo a fonte dos efeitos denominados de vibração induzida por vórtices, VIV (BLEVINS; 1990). A Figura 1 representa, em função do tempo, a formação dos vórtices em um cilindro sujeito a um escoamento de velocidade U .

A emissão dos vórtices é função do número de Reynolds, determinado pela velocidade de corrente livre (U), pelo diâmetro do cilindro (D) e pela viscosidade cinemática (ν) do fluido,

$$Re = \frac{UD}{\nu}. \quad (1)$$

Os principais regimes do número de Reynolds para a formação e emissão de vórtices são representados na Figura 2. Para números de Reynolds abaixo de 5 o fluido é capaz de contornar o cilindro; quando este passa para a faixa $5 \leq Re \leq 45$ o escoamento se separa da parte de trás do cilindro e um par de vórtices simétricos é formado na esteira próxima.

Figura 1. Esquema representativo do fenômeno de emissão de vórtices.



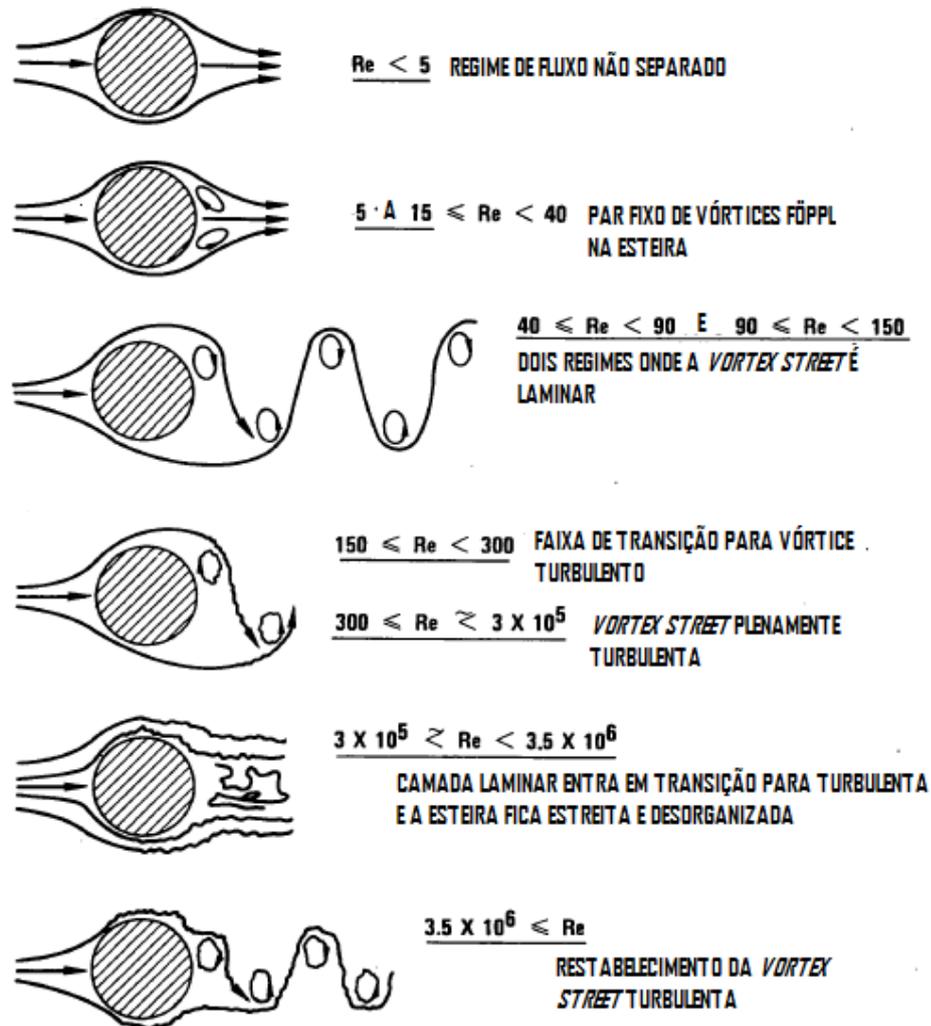
Fonte: Blevins, 2001

O comprimento dos vórtices aumenta linearmente com o número de Reynolds, quando este passa dos 45 a esteira começa a ficar instável e um dos vórtices é liberado. Uma esteira laminar periódica de vórtices escalonados de sinais opostos é formada, denominada *vortex street*. Esta esteira é comumente conhecida como esteira de von Kármán e a frequência com a qual os vórtices são emitidos é denominada pelo número de Strouhal. Na faixa de $150 < Re < 300$ a camada limite ainda é laminar, mas os vórtices são turbulentos.

Ainda segundo Blevins (1990), a faixa de $300 < Re < 1,5 \times 10^5$ é denominada subcrítica, pois a emissão de vórtices é forte e periódica. Na faixa de transição, $1,5 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^6$, a camada limite fica turbulenta e os efeitos de bolhas emitidas na separação laminar interrompem a emissão de vórtices.

Para Reynolds na faixa supercrítica, $Re > 3,5 \times 10^6$, a emissão regular de vórtices é restabelecida com uma camada limite turbulenta.

Figura 2. Regimes de escoamento em relação ao número de Reynolds.

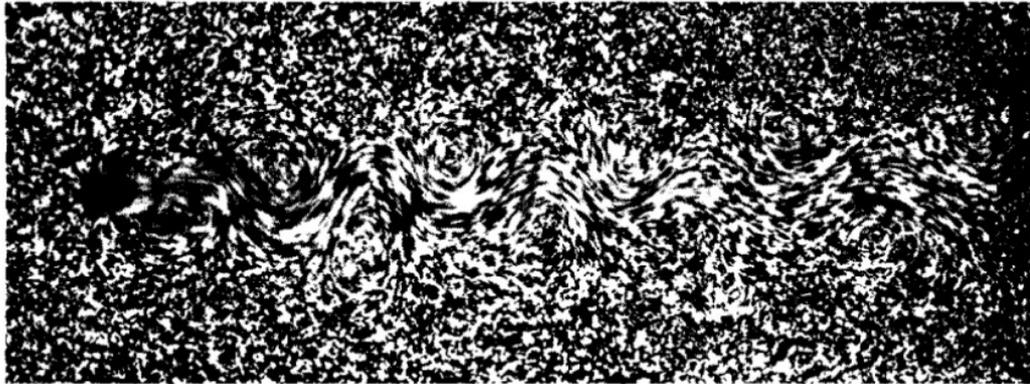


Fonte: Blevins, 2001.

2.1.1 Esteira de Von Kármán

Theodore von Kármán foi um dos primeiros pesquisadores a observar a formação de vórtices a jusante de um corpo sujeito a um escoamento, Figura 3. Antes dessa observação, acreditava-se (em uma teoria apresentada por Kirchhoff e Rayleigh) que a massa de fluido atrás do corpo se deslocava junto com o mesmo como um “fluido morto”.

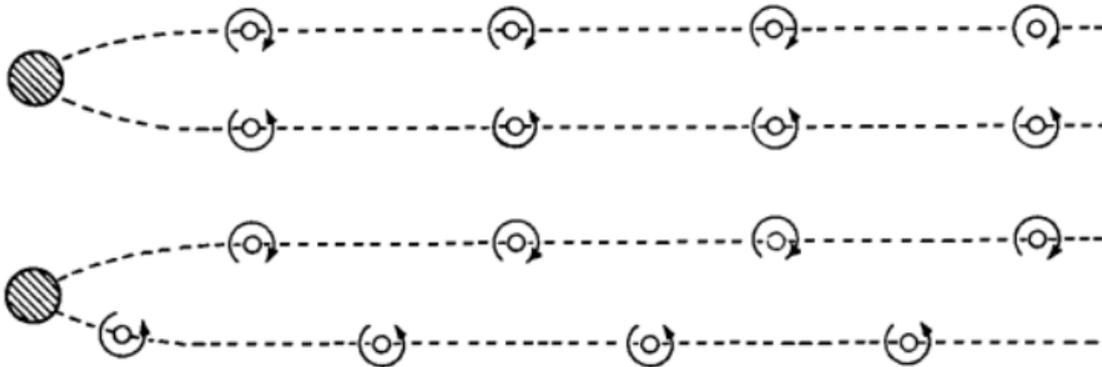
Figura 3. Imagem referente ao modo das primeiras visualizações da esteira de von Kármán.



Fonte: Von Kármán, 1963.

No lugar dessa massa “morta” foi observado que duas fileiras de vórtices alternados seguiam o cilindro, como apresentado na Figura 4, o que ficou conhecido como esteira de von Kármán. Os vórtices na fileira superior girariam no sentido horário e os da inferior no sentido anti-horário. Essa superfície de discontinuidades poderia ser considerada uma lâmina de vórtices, em geral, instável.

Figura 4. Esquema representando a esteira simétrica (superior) e assimétrica (inferior).



Fonte: Von Kármán, 1963.

Von Kármán (1963) não descreve ter descoberto o fenômeno de formação de vórtices, mas sim ser o primeiro a mostrar que o arranjo simétrico de vórtices era instável, que somente o assimétrico poderia ser estável e, assim mesmo, apenas para uma determinada razão entre a distância entre as fileiras e a distância entre dois vórtices consecutivos em cada fileira.

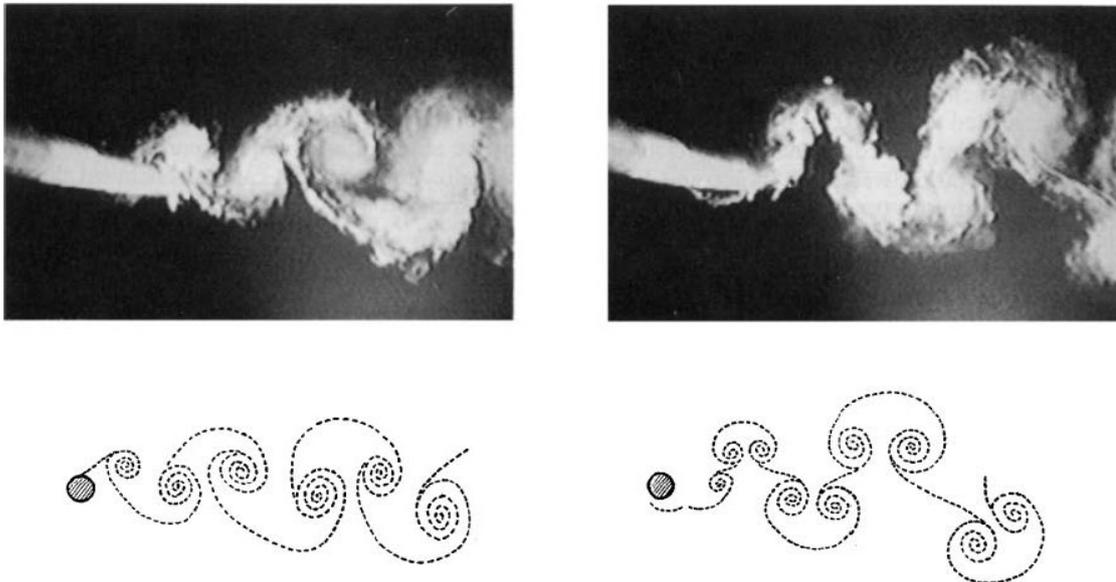
A esteira de von Kármán foi, então, definida pela formação de dois vórtices por ciclo, denominada de modo 2S (*2-single*) por Williamson e Roshko (1988).

Outra contribuição de Von Kármán foi a conexão dos momentos dos vórtices com o arrasto, representando, assim, o mecanismo da esteira de arrasto. Ele também

apresentou maneiras de reduzir a esteira de arrasto, como a eliminação ou prorrogação da separação através de um contorno do corpo que possibilitasse o fluido seguir a superfície o máximo possível.

Williamson e Roshko (1988) mostraram experimentalmente que, no início da formação, a esteira é do tipo von Kármán, com a emissão de dois vórtices por ciclo, com o aumento da velocidade reduzida (termo apresentado adiante no item 2.1.4.1) e, portanto, do comprimento de onda, essa emissão passa para outro padrão, contendo pares de vórtices, como na Figura 5.

Figura 5. Imagem apresentando dois padrões de emissão de vórtice. O modelo de von Kármán (a esquerda) e o padrão com dois pares de vórtice por ciclo (a direita).



Fonte: Williamson e Govardhan, 2004.

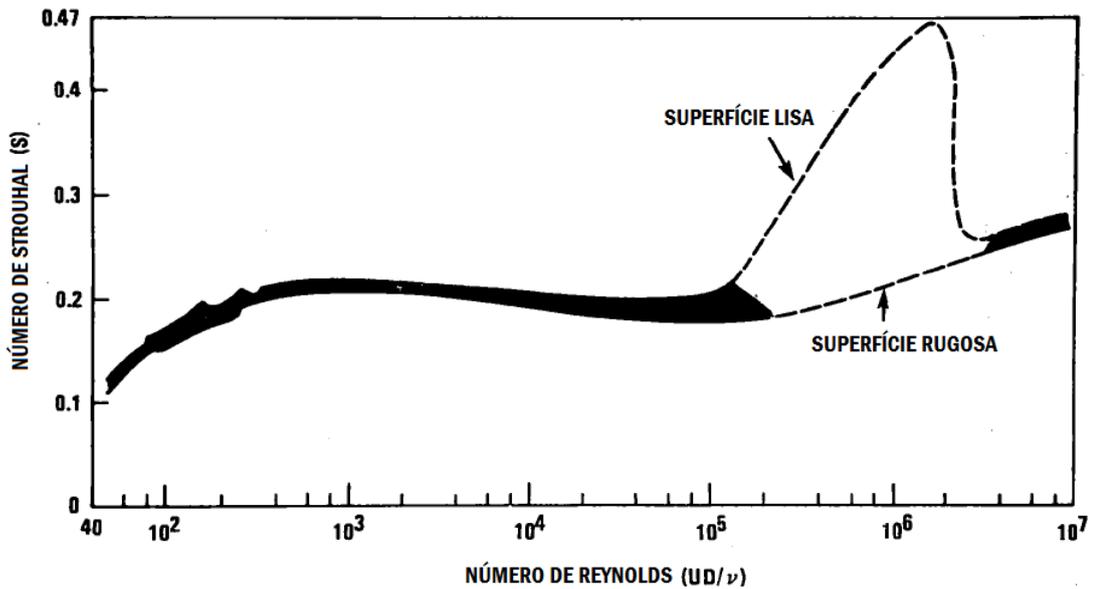
2.1.2 Número de Strouhal

Segundo Blevins (1990), o número de Strouhal (S) é um adimensional aproximadamente constante proporcional à frequência de emissão de vórtices predominante (f_s), à velocidade de corrente livre (U) e ao diâmetro do cilindro (D),

$$f_s = \frac{SU}{D}. \quad (2)$$

O número de Strouhal varia em função do número de Reynolds, mais especificamente em função da rugosidade da superfície e da turbulência na corrente livre, como pode ser observado na Figura 6.

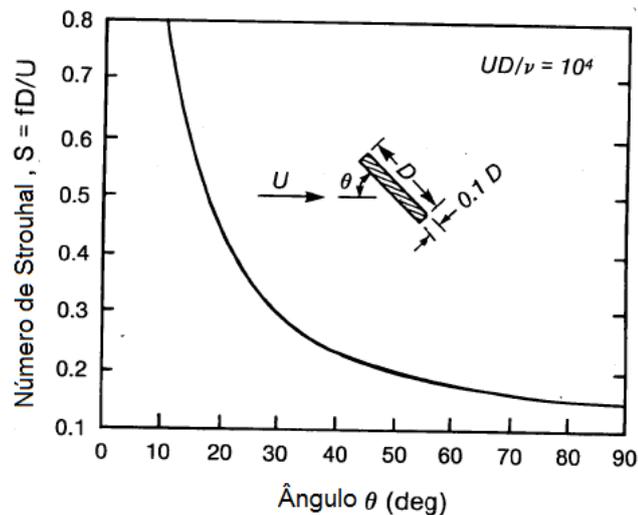
Figura 6. Gráfico da variação do número de Strouhal em função do número de Reynolds.



Fonte: Blevins, 1990.

Para cilindros inclinados em relação ao fluido, Blevins (1990) comenta estudos que mostraram que a frequência de emissão se modifica para $f_s(\theta) = f_s(\theta = 0)\cos\theta$, onde θ é o ângulo de inclinação do eixo do cilindro com a direção do escoamento, válida para ângulos até 30 graus. Para ângulos maiores, os efeitos aumentam de importância, afetando a oscilação da força de sustentação e da força de arrasto, sendo uma consequência da geometria da esteira. A Figura 7 apresenta a influência do ângulo de inclinação no número de Strouhal.

Figura 7. Gráfico da variação do número de Strouhal em função do ângulo de incidência do escoamento.



Fonte: Blevins, 2001.

Como a esteira da *vortex street* é formada pela interação entre as duas camadas cisalhantes livres, ela tende a ser muito similar independente da geometria da estrutura submetida ao escoamento. Sugere-se que, definida a dimensão D como a distância entre os pontos de separação (e não a largura da seção) é possível definir um número de Strouhal universal, no caso do cilindro circular, igual a aproximadamente 0,2 para uma larga faixa do número de Reynolds.

2.1.3 Fenômeno de *lock-in*

Sarpkaya (1979) afirma que, quando a frequência de emissão de vórtice se aproxima da frequência natural de um cilindro rígido elasticamente suportado, o cilindro assume controle da emissão. Assim, as frequências de emissão e de oscilação do corpo “colapsam” em uma única, próxima da frequência natural do corpo. Este fenômeno é denominado *lock-in*.

Em seu trabalho, Sarpkaya (1979) lista algumas das descobertas e estudos que envolvem o fenômeno de *lock-in*, entre elas:

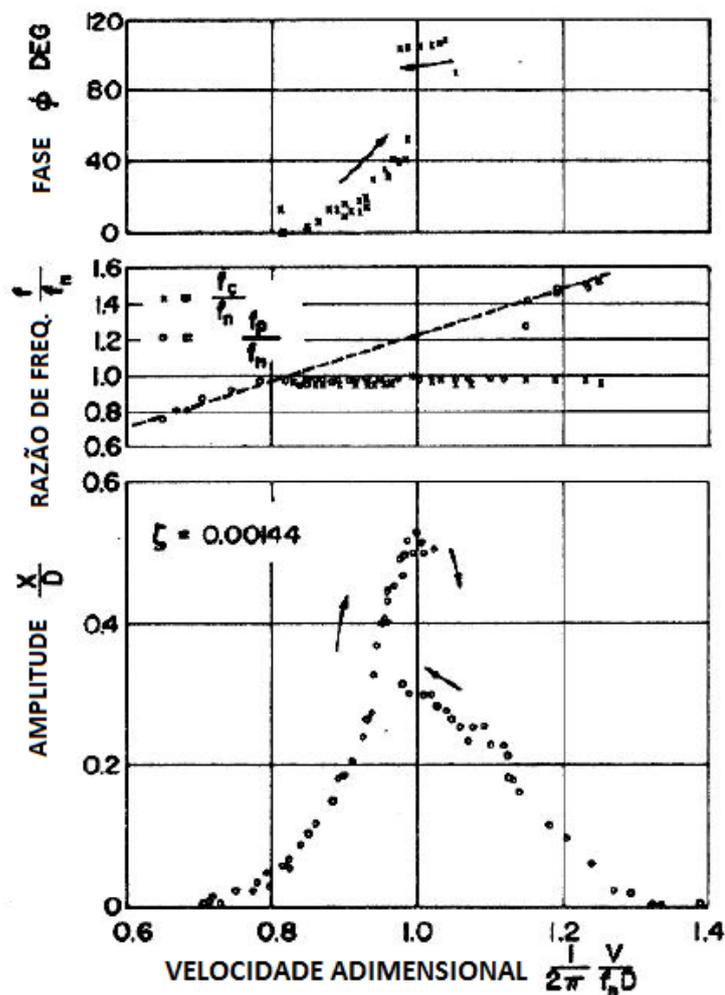
- a) A interação entre a oscilação do corpo e ação do fluido não é linear;
- b) A emissão de vórtices não necessariamente resulta em uma força transversal alternada; para tanto, é necessária a existência de um “*afterbody*” adequado, com uma força de sustentação alternada e frequência de emissão próxima da frequência natural do corpo, ou de uma de suas harmônicas. Portanto, a magnitude e a ocorrência da oscilação sustentada dependem do coeficiente de sustentação do corpo estacionário;
- c) A faixa de excitação para oscilação transversal é contida entre $4,5 < V_r < 10$, com a amplitude máxima ocorrendo entre $6,5 < V_r < 8$ (V_r é a velocidade reduzida, abordada adiante);
- d) Oscilações *inline* (no sentido do escoamento), ocorrem em duas regiões, entre $1,25 < V_r < 2,5$ com máxima amplitude em $V_r \cong 2,1$. A segunda região de $V_r \cong 2,7$ até $V_r \cong 3,8$ com máximo em $V_r \cong 3,2$;
- e) Para um cilindro circular com alto valor de L/D (onde L é o comprimento do cilindro), a sincronização começa quando $f_0 \cong f_n$ e acaba quando $f_0/f_n \cong 1,4$, a máxima amplitude ocorre no meio dessa faixa. No final da faixa de *lock-in* a frequência de emissão de vórtice salta para a governada pela relação de

Strouhal. Este fato demonstra que a resposta não é uma vibração forçada à frequência natural de Strouhal;

- f) Um comportamento de histerese existe na variação da amplitude, dependendo da aproximação à faixa de ressonância. Este comportamento, apresentado na Figura 8, não é universal e a razão para a sua ocorrência não é clara. Estudos tentam atribuí-lo a variações do amortecimento estrutural, a um comportamento de mola não linear, ou podendo ser originado no sistema do fluido, assim sendo, na força de sustentação.

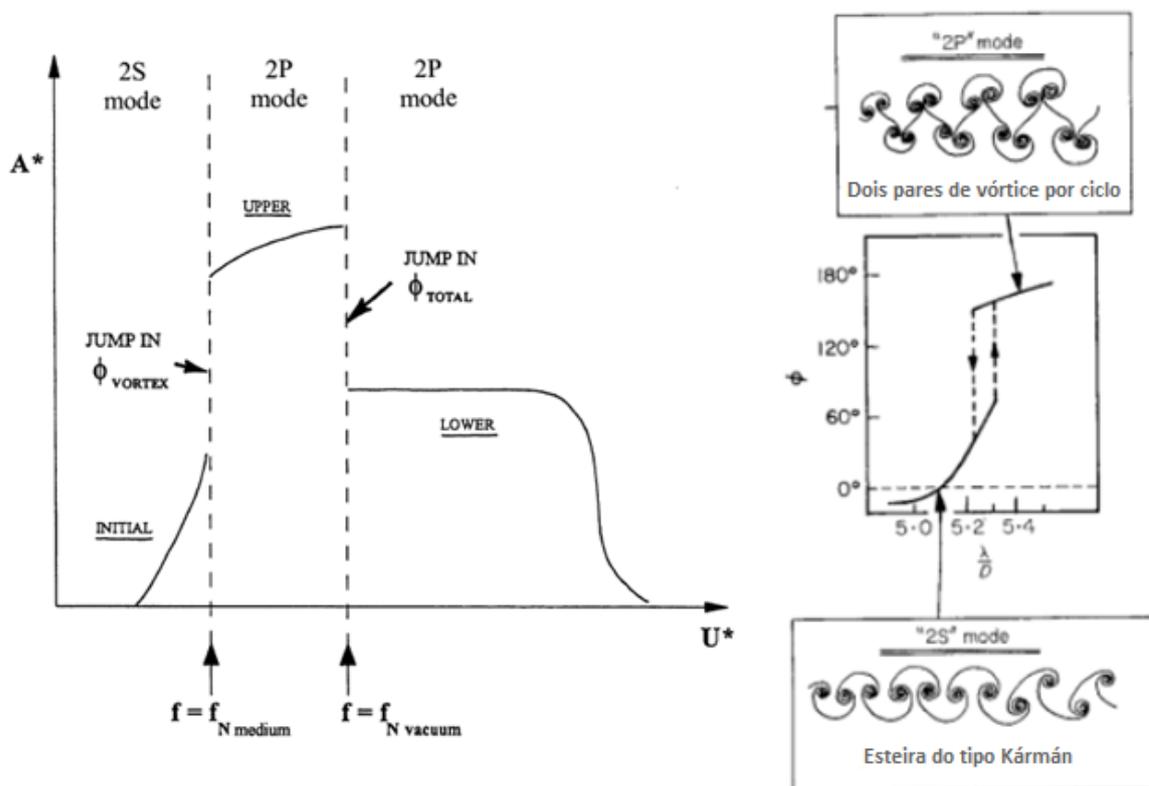
Ao analisar a resposta de corpos submetidos ao VIV, nota-se que as curvas de velocidade reduzida e amplitude adimensional possuem determinadas características que podem ser observadas na análise de diversos sistemas. Assim, caracteriza-se a resposta em ramos, *initial branch*, *upper branch* e *lower branch*, como pode ser observado na Figura 9.

Figura 8. Gráfico da curva característica em resposta ao fenômeno de *lock-in*.



Williamson e Roshko (1988) realizaram estudos em relação ao padrão de emissão de vórtices para tentar compreender como um corpo pode influenciar na formação de sua própria esteira. Perceberam a ligação entre a ocorrência do fenômeno de histerese, e do salto na fase da força de sustentação, com a mudança no padrão de emissão de vórtices, passando do padrão 2S (tipo de esteira von Kármán) para a emissão de dois pares de vórtices, como apresentado na Figura 9. Essa mudança foi identificada na transição entre os ramos de resposta.

Figura 9. Identificação da ocorrência de ramos na amplitude de resposta em função da velocidade reduzida, e da mudança no padrão de emissão de vórtices nesses ramos.



Fonte: Williamson e Govardhan, 2004 e Williamson e Roshko, 1988 (respectivamente)

2.1.4 Parâmetros Importantes no Estudo de VIV

Neste tópico são apresentados parâmetros utilizados na apresentação e comparação de aspectos fenomenológicos, assim como parâmetros que definem determinadas características nos sistemas com VIV.

2.1.4.1 Velocidade Reduzida (V_r)

Parâmetro adimensional utilizado na apresentação de valores para a faixa de *lock-in*, caracterizada por Lyons e Patel (1986) como a relação entre velocidade e o produto da frequência natural pelo diâmetro, aproximadamente entre $4 < V_r < 10$, com o pico de amplitude ocorrendo em $V_r = 6$.

$$V_r = \frac{U}{f_n D} \quad (3)$$

2.1.4.2 Massa reduzida (m^*)

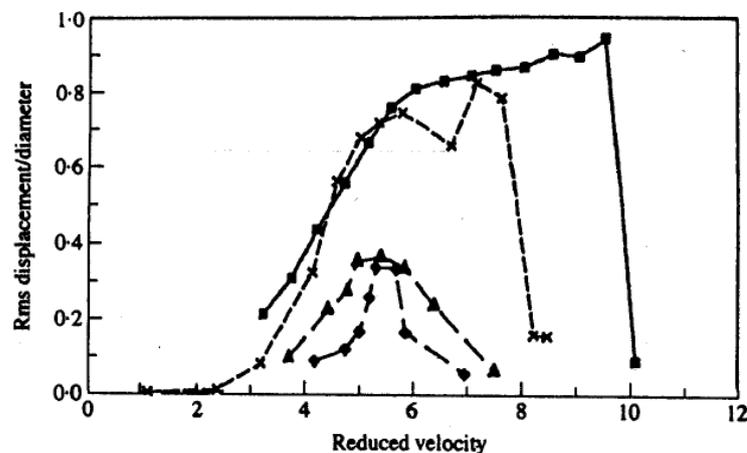
A massa reduzida (*mass ratio*) é a razão da massa por unidade de comprimento do cilindro, dividida pela massa por unidade de comprimento do fluido deslocado.

$$m^* = \frac{m}{\rho_f \frac{\pi D^2}{4}} \quad (4)$$

Alguns autores acrescentam a massa adicional, o que não é indicado, visto que a mesma não é constante como apresentado a seguir.

Vandiver (1993) apresenta um gráfico com dados de vários estudos, relacionando a amplitude de resposta com a velocidade reduzida para várias massas reduzidas. É possível notar que cilindros com baixa massa reduzida possuem uma faixa de *lock-in* maior.

Figura 10. Gráfico do valor eficaz do deslocamento em função da velocidade reduzida para várias massas reduzidas: □, $m^*=0.78$; x, $m^*=1.77$; △, $m^*=3.8$; ◇, $m^*=34$.



Fonte: Vandiver, 1993.

O fato de cilindros com baixas massas reduzidas possuírem faixa de *lock-in* maior está relacionado com a diminuição da influência da massa adicional variável e aumento da frequência natural, que será abordado no próximo tópico. Cilindros com alta massa reduzida não sofrem tanta influência da massa adicional, pois esta representa uma pequena parcela da massa total por unidade de comprimento em oscilação.

De acordo com Vandiver (1993), baixa massa reduzida causa a sobreposição de faixas de *lock-in*, o que implica em mais de um modo sendo excitado à uma mesma velocidade. Para cada frequência natural existe uma faixa de velocidades de escoamento que pode permitir o *lock-in*, e essa faixa é governada pela massa reduzida. A baixa massa reduzida resulta numa grande variação da frequência natural e, assim, na sobreposição da faixa de *lock-in* de um modo e dos modos próximos. A sobreposição das faixas pode ocorrer independente da massa reduzida, acontece que para baixa massa reduzida essa sobreposição começa a ocorrer para modos mais baixos do que cilindros com alta massa reduzida.

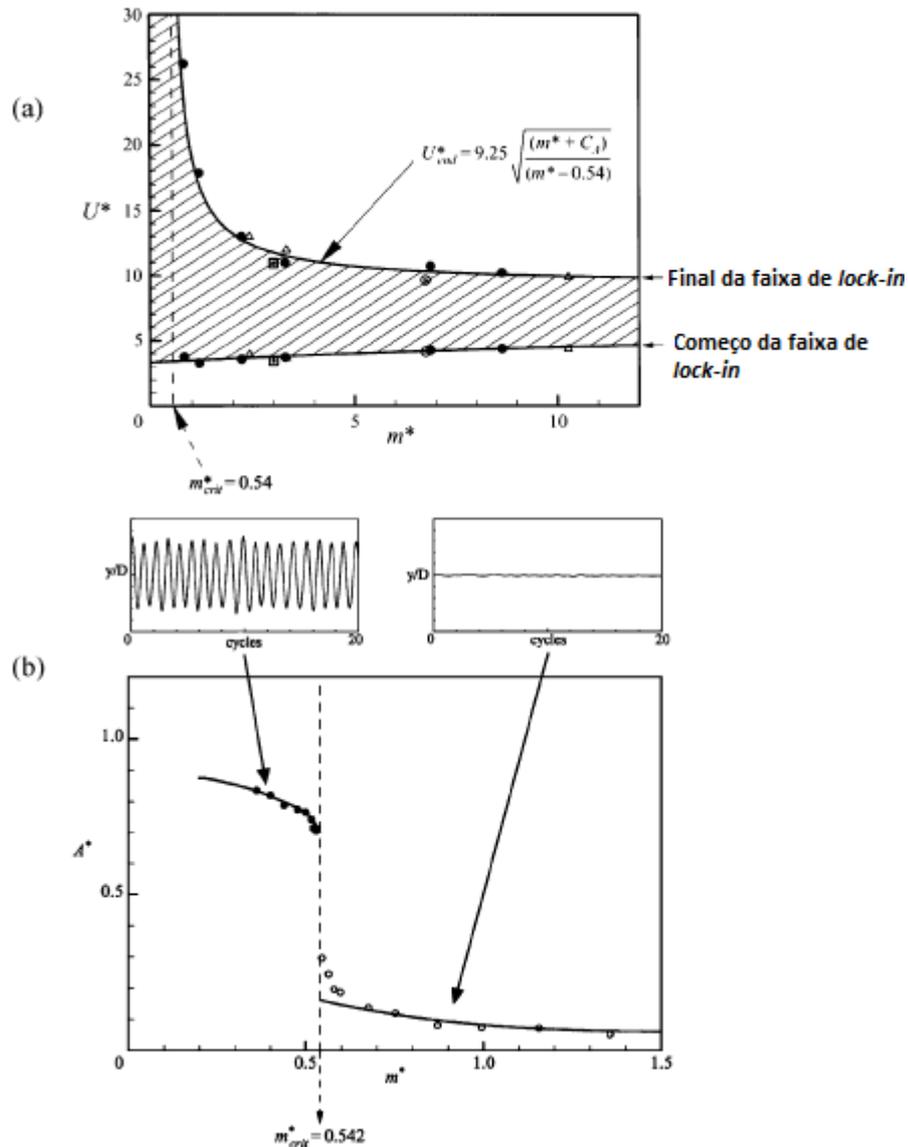
Williamson e Govardhan (2004) apresentam, ainda, a possibilidade de uma massa reduzida crítica. Alguns estudos apontaram que a faixa de sincronização fica infinitamente grande, não somente quando a massa é zero mas também quando ela assume valores abaixo de um valor crítico, o qual depende da forma do corpo oscilante. Esse aspecto só foi apresentado em sistemas com o valor de amortecimento reduzido baixo, $(m^* + C_A)\zeta < 0,05$, parâmetro explicado a seguir. O valor para essa massa reduzida crítica seria $m_{CRIT}^* = 0,54 \pm 0,02$.

Assim, se o sistema possuir uma massa reduzida igual ou abaixo do valor apresentado as oscilações ressonantes persistirão para velocidades reduzidas infinitas, fazendo com que o corpo fique sempre em ressonância, e com altas amplitudes. Importante destacar que o final da faixa de *lock-in* para uma estrutura é determinado através da equação (onde $V_r = U^*$),

$$U_{end}^* = 9,25 \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* - 0,54}} \quad (5)$$

Como pode ser observado na Figura 11 (a) essa equação é a assíntota que tende ao valor de m_{CRIT}^* .

Figura 11. Relação entre massa reduzida crítica e velocidade reduzida (a); Relação entre a massa reduzida crítica e a amplitude adimensional.



Fonte: Williamson e Govardhan, 2004.

Williamson e Govardhan (2004) acreditam que este é um fenômeno universal para sistemas com baixo amortecimento reduzido e que possam ser representados por um oscilador harmônico do tipo $m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F$. Os autores apresentam ainda valores de massa reduzida crítica para amarras esféricas, $m_{CRIT}^* \sim 0,3$, cilindros articulados, $m_{CRIT}^* \sim 0,5$, e cilindros suportados elasticamente, $m_{CRIT}^* \sim 0,52$.

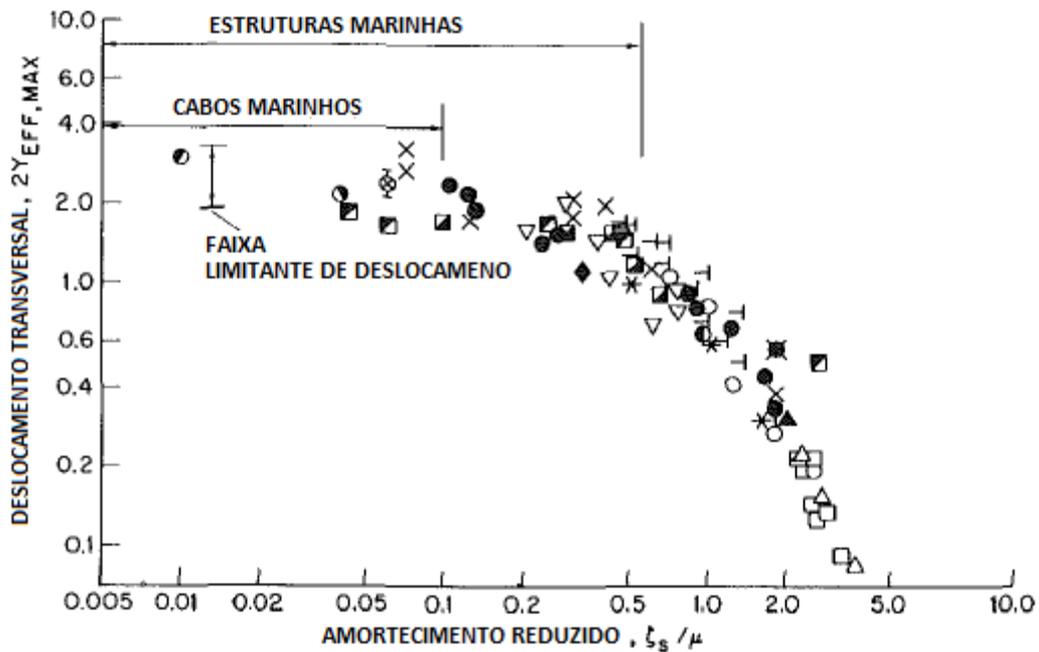
2.1.4.3 Amortecimento Reduzido

A representação da amplitude máxima de resposta em função da massa reduzida e do amortecimento foi utilizada em alguns estudos, porém o parâmetro mais utilizado por engenheiros foi o desenvolvido por Skop e Griffin (1973), S_G . Foram comparados dados de diversos experimentos com esse parâmetro, derivado de uma análise de resposta envolvendo uma equação de van der Pol, para prever as amplitudes de resposta de um sistema em *lock-in*.

$$\zeta/\mu = S_G = 2\pi^3 S^2(m^* \zeta) \quad (6)$$

Conforme mostra a Figura 12 (legenda disponível na Tabela 1), a amplitude de resposta diminui com o aumento do amortecimento reduzido. Segundo Vandiver (1993), esse parâmetro é uma razão entre as forças dissipativas no cabo pelas forças de excitação hidrodinâmicas, mostrando o equilíbrio entre a força injetada no cabo pela força de sustentação e a força dissipada pelo amortecimento.

Figura 12. Relação entre o parâmetro S_G e a amplitude máxima para estruturas e cabos marinhos.



Fonte: Griffin e Ramberg, 1982.

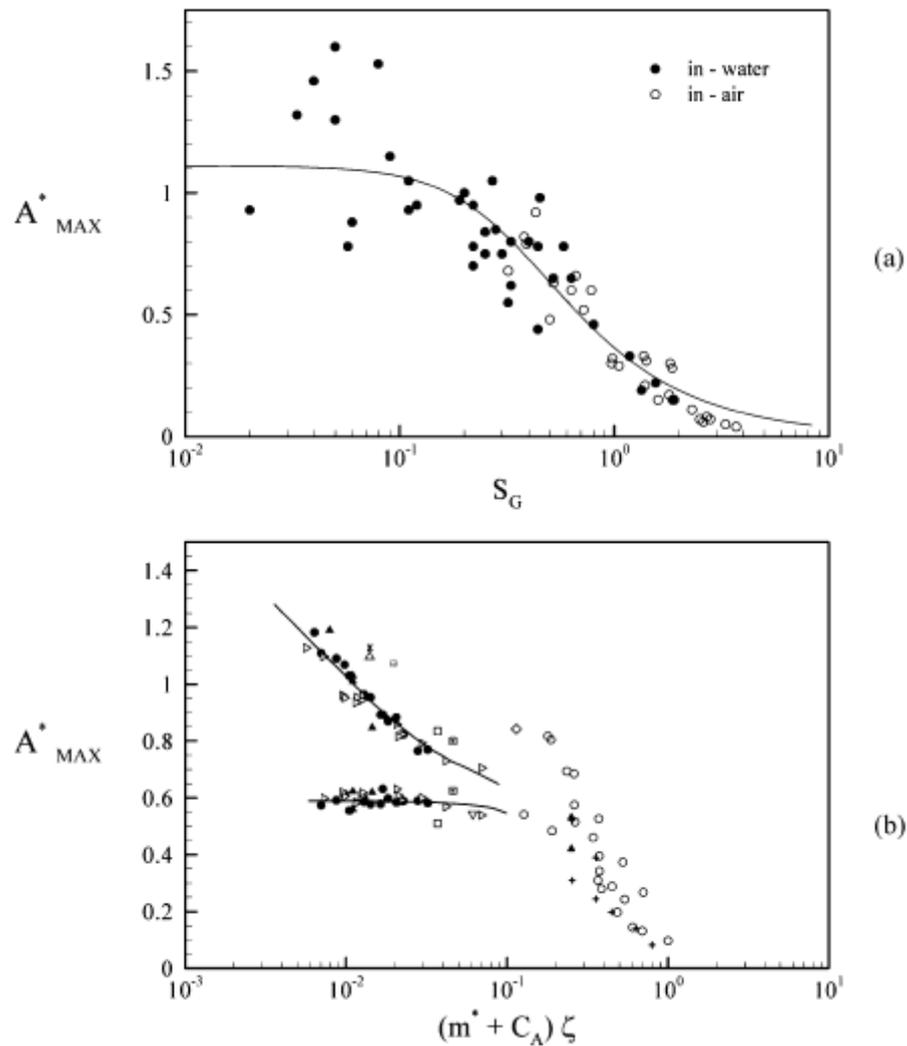
Tabela 1. Legenda para dados da Figura 12.

Type of cross section and mounting: medium	Symbol
Various investigators, from Griffin [31]:	
Spring-mounted rigid cylinder; air	* ○ ◆ ●
Spring-mounted rigid cylinder; water	◆
Cantilevered flexible circular cylinder; air	△
Cantilevered flexible circular cylinder; water	× ▽ ⊙
Pivoted rigid circular rod; air	□ ▲
Pivoted rigid circular rod; water	●
From Dean, Milligan and Wootton [24]:	
Spring-mounted rigid cylinder; water	⊠
Flexible circular cylinder, $L/D = 240$; water	⊡
From King [34]:	
Cantilevered flexible circular cylinder, $L/D = 52$ (PVC); water	●
Cantilevered flexible circular cylinder, $L/D = 52$ (stainless steel); water	●

Fonte: Griffin e Ramberg, 1982.

Williamson e Govardhan (2004), trazem em sua revisão anual, o questionamento quanto à propriedade do uso desse gráfico para prever as amplitudes máximas de diversos casos, sendo que não é preciso o conhecimento de quais são as condições necessárias para que as suposições feitas gerem uma curva única pra amplitude versus S_G . A revisão ainda traz diversos estudos de Sarpkaya, onde são apontados problemas em validar esse gráfico. A Figura 13 (a) mostra a plotagem dos mesmos dados utilizados por Skop e Griffin (1973), neste caso, considerado um eixo das ordenadas linear (a plotagem de Skop e Griffin é logarítmica), mostrando a divergência nos dados para $S_G < 1$, o que engloba boa parte das estruturas e cabos oceânicos. Assim, Williamson e Govardhan (2004) sugerem a relação entre amplitude máxima e o parâmetro $(m^* + C_A)\zeta$, representando os picos de amplitude para o *upper* e *lower branch* da resposta, com boa aproximação, como visto na Figura 13 (b), sendo utilizada apenas para cilindros elasticamente suportados.

Figura 13. Plotagem dos dados de Skop e Griffin em ordenadas lineares (a); Relação da amplitude com o parâmetro desenvolvido por Williamson e Govardhan, 2004 (b).



Fonte: Williamson e Govardhan, 2004.

2.1.5 Massa adicional

De acordo com Sarpkaya (1979), há algumas questões que ainda não foram bem trabalhadas no estudo de VIV, entre elas os conceitos de massa adicional e amortecimento fluido. Estes ainda são definidos apenas para condições com escoamento zero, sendo que não há base teórica para assumir que essas quantidades devem se comportar da mesma maneira em escoamentos com emissão de vórtices.

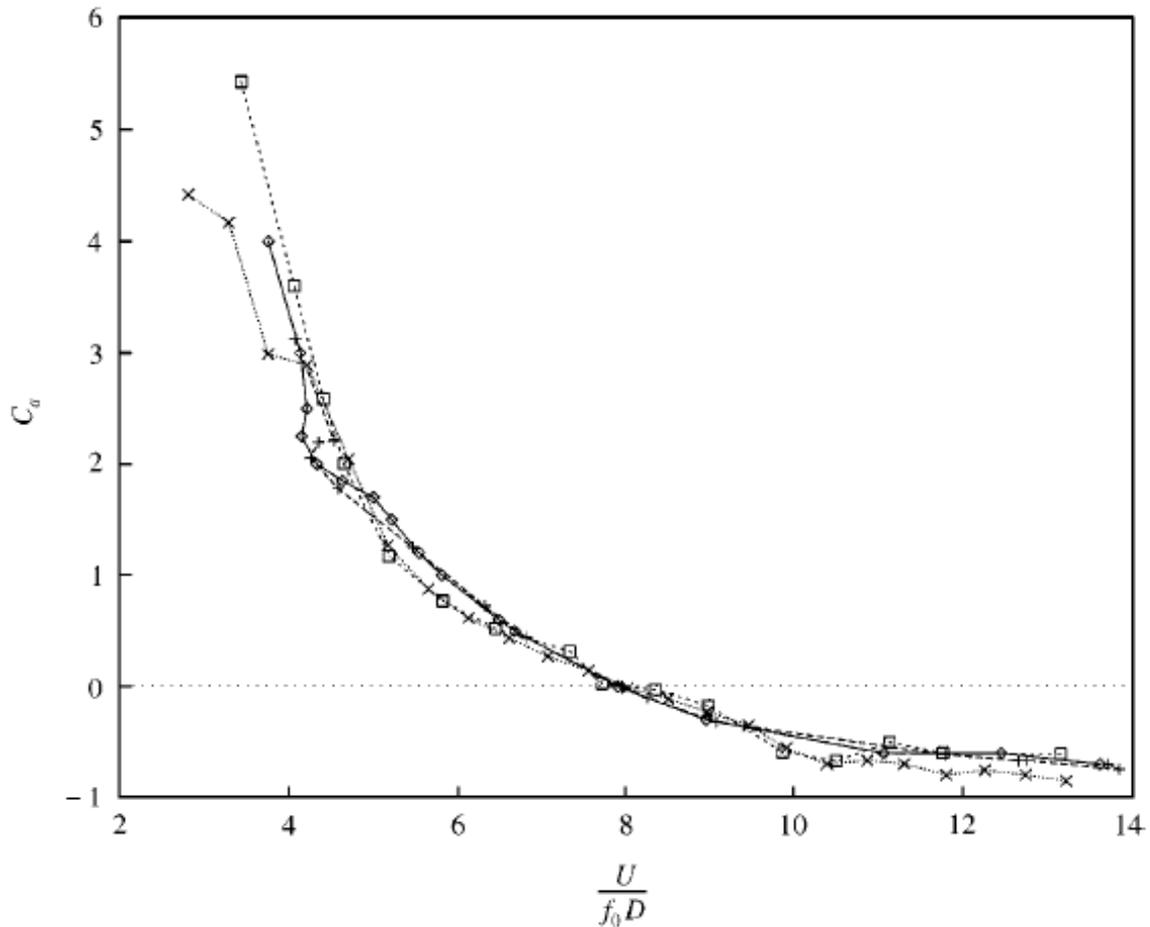
A massa adicional manifesta sua existência apenas quando acelerada, e é dependente do tipo de movimento do corpo, ou do fluido em torno do corpo e a esteira;

onde proximidade com outros corpos, superfície livre e tempo são fatores importantes para a avaliação da mesma (SARPKAYA; 2004). Sarpkaya (1979) afirma que seria errôneo considerar igualmente duas situações de escoamento, uma em que o cilindro oscila com amplitudes A/D menores que a unidade em um fluido em repouso, e outra no caso em que o cilindro oscila em amplitudes similares transversal ou *inline* com um escoamento contínuo. O primeiro caso não envolve emissões de vórtice, já no segundo está presente uma complexa separação da camada limite e o fenômeno de emissão de vórtices.

Em seus estudos Vikestad, Vandiver e Larsen (2000), mostram que o coeficiente de massa adicional diminui monotonicamente com a velocidade reduzida, resultando em uma frequência natural que aumenta com a velocidade reduzida. Isto traz, como consequência, o fato de que cilindros com baixa massa reduzida possuem uma maior faixa de *lock-in*. A partir do momento em que o *lock-in* começa, $V_r = 4$, a frequência natural aumenta junto com a velocidade reduzida, permitindo que o *lock-in* permaneça até valores de $V_r = 12$. Os cilindros com alta massa reduzida terão faixas de *lock-in* menores devido ao fato de que a variação da massa adicional resulta em um pequeno aumento na frequência natural. A Figura 14 apresenta os dados obtidos por Vikestad, Vandiver e Larsen (2000) comparados com experimentos previamente realizados.

Valores de massa adicional negativos surgem devido ao fato da mesma refletir se a força do fluido está a favor ou contrária a aceleração do fluido. Quando os vórtices são emitidos, o fluido exerce uma força perpendicular à direção do escoamento principal, essa força de sustentação possui um ângulo de fase em relação a movimentação do cilindro. A parte do fluido em fase com a velocidade do cilindro fornece energia ao mesmo, enquanto a parte contrária à velocidade gera amortecimento. As forças do fluido opostas à aceleração são associadas a massa adicional positiva, já as em fase apresentariam um coeficiente de massa adicional negativo (VANDIVER;1993).

Figura 14. Comparação entre os coeficientes de massa adicional dos estudos de: \diamond , Gopalkrishnan, C_A ; +, Gopalkrishnan, C_{LA} ; \square , Vikestad et al. (1997); x, Vikestad et al. (2000).



Fonte: Vikestad et al., 2000.

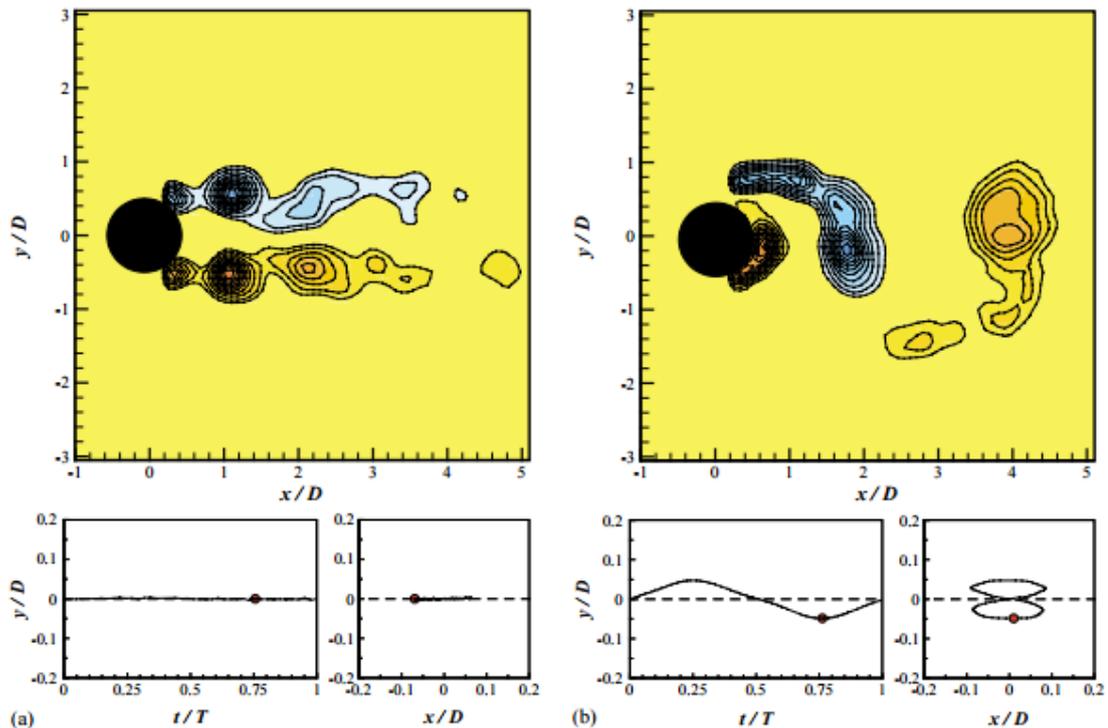
2.1.6 Oscilações no Sentido do Escoamento

Devido ao fato das respostas transversais se apresentarem como dominantes em sistemas sobre ação de VIV, as vibrações no sentido de deslocamento do escoamento (*inline*) foram desconsideradas nos primeiros estudos. Segundo Fugarra (2002) isso se deve ao fato de que oscilações *inline* representam apenas 15% da magnitude das oscilações transversais. Devido aos extensivos estudos de casos com apenas um grau de liberdade (oscilações transversais), surgiu o interesse em definir a influência do grau de liberdade do corpo nas oscilações transversais.

Segundo Jauvits e Williamson (2003), as oscilações *inline* apresentam dois regimes de vibrações. O primeiro, formando a clássica esteira de von Kármán (com vórtices assimétricos), para faixas de $V_r \sim 1/2 S$ (Figura 15 (b)). E o segundo,

caracterizado pela formação de dois pares simétricos de vórtice para uma faixa mais baixa de V_r , como mostra a Figura 15 (a).

Figura 15. Regimes de vibração para as oscilações *inline*: pares simétricos (a); von Kármán (b).



Fonte: Jauvits e Williamson, 2003.

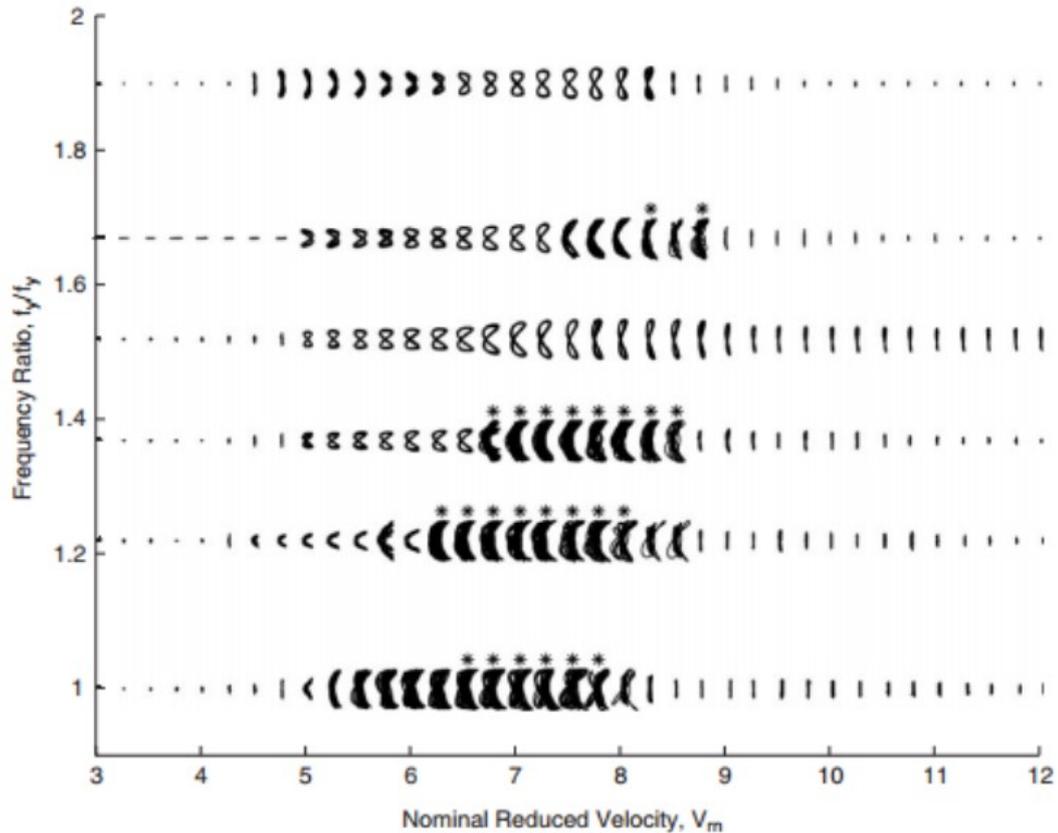
De acordo com Dahl, Hover e Triantafyllou (2006), a oscilação *inline* é devida a uma componente oscilatória da força de arrasto e possui uma frequência dobrada se comparada com a porção oscilatória da força de sustentação. Como a excitação *inline* possui duas vezes a frequência da excitação transversal, uma estrutura com múltiplos modos de frequência natural pode possuir diferentes modos de excitados na direção do escoamento e transversal ao mesmo.

Os estudos apresentados por Dahl, Hover e Triantafyllou (2006) mostram que, ao se permitir a oscilação *inline* e utilizando uma razão entre a frequência de oscilação *inline* e transversal de 1:1, houve um aumento na amplitude de resposta e um atraso na ocorrência do pico para um valor maior de velocidade reduzida. Ao se usar a razão de frequências 2:1 foi observado a presença de dois picos distintos na movimentação transversal. Outros estudos mostraram que a presença da movimentação *inline* faz com que a transição da esteira de modo 2S para 2P (2-pairs) seja retardada, o que interfere no balanço de energia do sistema; sendo que alguns autores apresentaram

um terceiro modo de esteira, composto por dois trios de vórtice por ciclo (modo de emissão 2T (2-trios)).

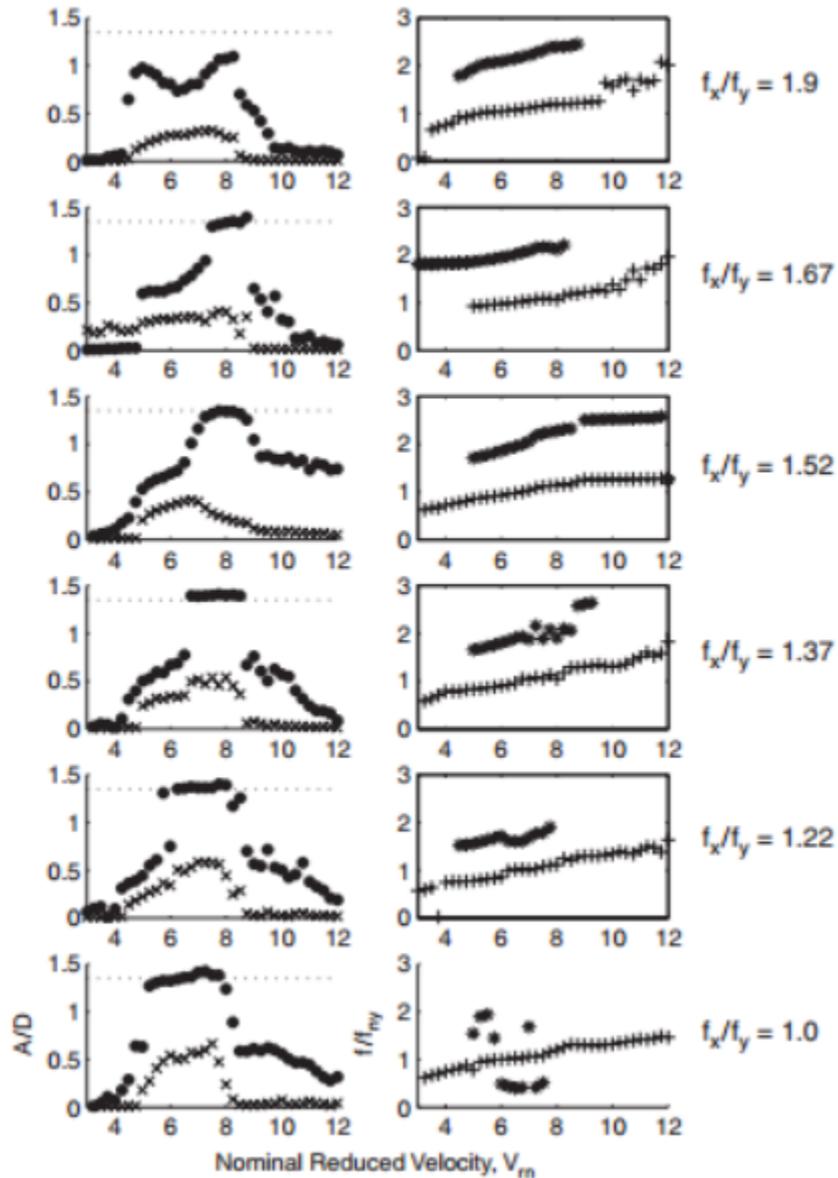
Dahl, Hover e Triantafyllou (2006) realizaram um experimento considerando várias razões de frequência, os resultados obtidos são apresentados nas Figura 16 e Figura 17.

Figura 16. Orbitas de oscilação de cilindros em várias razões de frequência; * indica que a movimentação dos cilindros foi maior que $A_y/D = 1.35$



Fonte: Dahl, Hover e Triantafyllou, 2006.

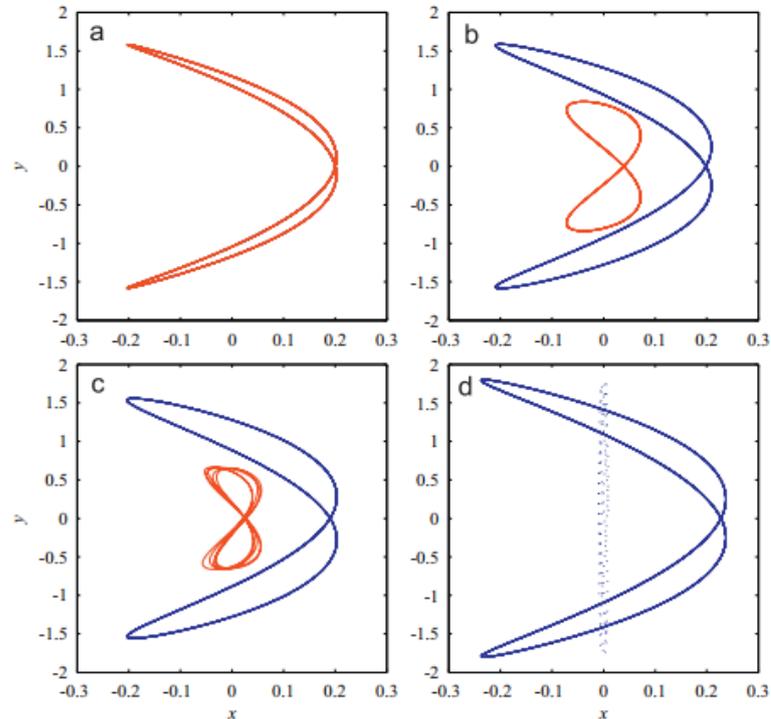
Figura 17. Amplitude de resposta e frequência de oscilação para razões de frequência diferentes: ●, amplitude de resposta transversal; x, amplitude *inline*; +, frequência de oscilação transversal; *, frequência *inline*.



Fonte: Dahl, Hover e Triantafyllou, 2006.

Com relação a trajetória percorrida pelo corpo, Srinil e Zanganeh (2012) realizaram a análise para a trajetória percorrida ao se aproximar da faixa de *lock-in* por diferentes valores de V_r . Os resultados são apresentados na Figura 18, onde a aproximação pelo aumento do valor de V_r é representada pela cor azul, e pelo decréscimo de V_r pela cor vermelha.

Figura 18 Trajetórias baseadas nos experimentos de Stappenbelt et al. (2007): (a) $V_r=8$, (b) $V_r=9.25$, (c) $V_r=9.45$, onde as linhas em azul representam o caso em que V_r foi variado aumentando seu valor e vermelha quando V_r foi diminuído; (d) $V_r = 9.45$, assumindo iguais as frequências de oscilação transversal e *inline* (a linha pontilhada representa termos não lineares quadráticos que foram desconsiderados).

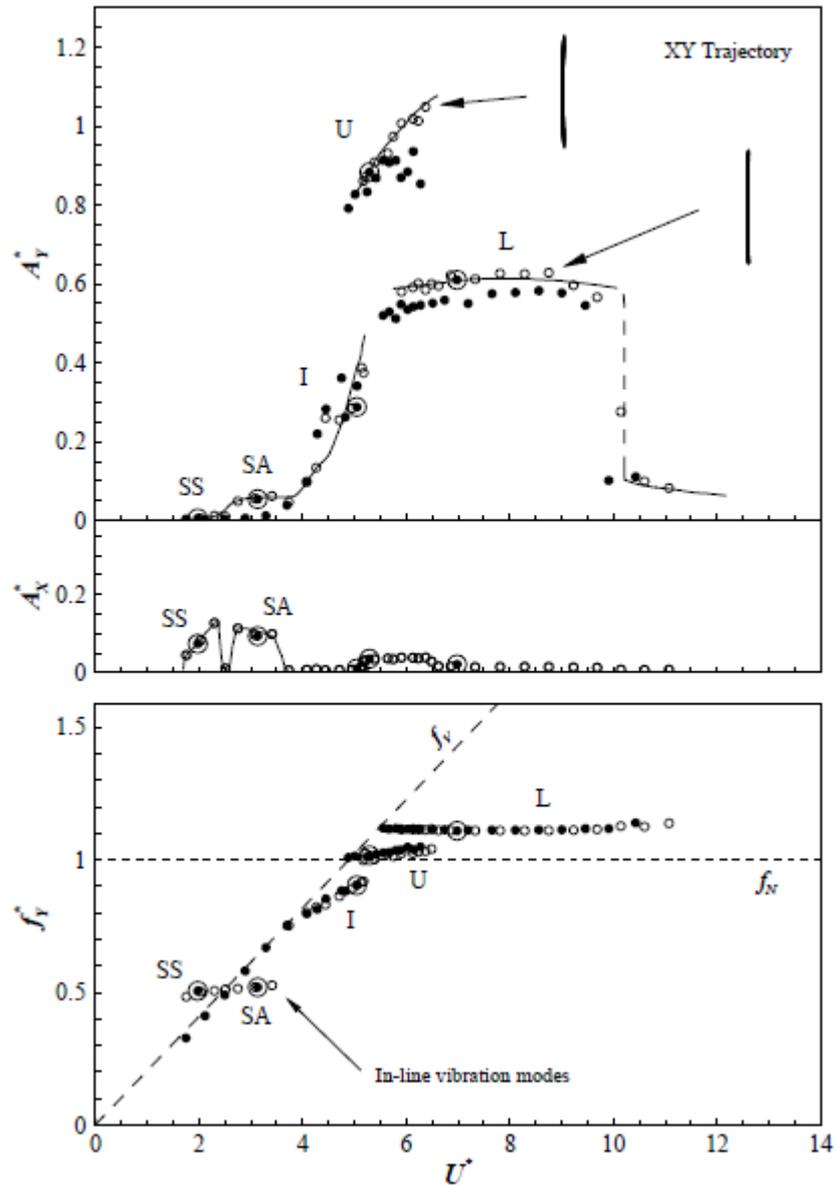


Fonte: Srinil e Zanganeh (2012)

Em estudo apresentado por Jauvtis e Williamson (2003), com massa e frequência similares para ambos os sentidos de oscilação, as respostas obtidas para o sistema com dois graus de liberdade diferiram pouco daquelas para o sistema com um grau de liberdade, como mostra a Figura 19. Ainda assim, é possível notar que as alterações, por menores que sejam (10% de aumento na amplitude de pico), seguem o mesmo padrão dos outros estudos apresentados com o deslocamento da velocidade reduzida de pico e o aumento da amplitude máxima.

Embora as amplitudes de oscilações *inline* sejam próximas de um terço das amplitudes transversais, elas ocorrem com o dobro de frequência, portanto a sua contribuição para o aumento da fadiga, e assim diminuição da vida útil, é substancial (BEARMAN; 2011).

Figura 19. Amplitudes transversal e *inline*, e frequência em relação à velocidade reduzida; ●, representa dados para movimentos apenas transversais e ○, para movimentos em XY.



Fonte: Jauvtis e Williamson (2003)

2.2 MODOS DE AVALIAÇÃO DO FENÔMENO DE VIV

Devido à sua alta complexidade, várias abordagens são desenvolvidas na tentativa de compreender as características fenomenológicas do VIV. A seguir serão citados alguns dos métodos de investigação aplicados nas frentes numérica, experimental e analítica. A divisão em abordagens não implica na realização única de

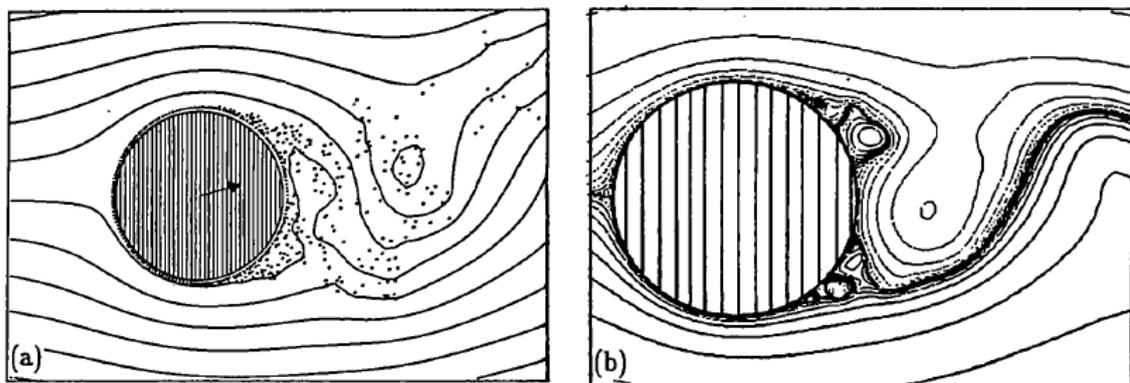
um método para descrição do fenômeno; de fato, essas abordagens se relacionam e são dependentes entre si para vários casos.

2.2.1 Abordagem Numérica

A abordagem numérica busca tratar o fenômeno via simulações da física fluido-estrutural no domínio do tempo, sendo mais conhecida como Dinâmica dos Fluidos Computacional, CFD (“*Computational Fluid Dynamics*”) (FUJARRA, 2002).

Fujarra (2002) comenta o surgimento de um dos primeiros modelos para essa análise por Abernathy e Kronauer em 1962, denominado *Discrete Vortex Method* (método dos vórtices discretos). De acordo com Blevins (1990) o modelo é aplicado da seguinte maneira: (1) a superfície é discretizada e a corrente livre especificada; (2) a circulação dos vórtices na superfície é computada; (3) a velocidade de cada centro de vórtice é computada; (4) atribui-se aos vórtices uma ocorrência em um determinado Δt ; (5) introduz novos vórtices; (6) calcula as forças e os momentos. Com os vórtices em suas novas posições o passo (2) é repetido, até o escoamento evoluir com o tempo. A Figura 20 (a) apresenta resultados obtidos pelo método de vórtices discretos, os pontos representam os centros dos vórtices. Uma solução numérica baseada em uma divisão em grades (*grid-based*), das equações de Navier-Stokes, é representada na Figura 20 (b).

Figura 20. Métodos de análise numéricos para VIV; (a) vórtices discretos e (b) baseado em equações de Navier-Stokes.



Fonte: Blevins, 2001

Segundo Sarpkaya (2004), a simulação numérica do escoamento sobre um cilindro em VIV para números de Reynolds relativamente pequenos é complicada

devido a problemas fluido-mecânicos como a movimentação dos pontos de separação, a transição incompleta nas camadas cisalhantes e, ainda, a não bem compreendida interação entre as dinâmicas da esteira e da estrutura. Fujarra (2002) ainda cita outros obstáculos na reprodução de grandes amplitudes de resposta, como, o aspecto unidirecional das simulações, o efeito memória do escoamento, a influência da tridimensionalidade e do número de Reynolds. Sarpkaya (2004) apresenta uma revisão dos métodos desenvolvidos e de suas vantagens e desvantagens.

2.2.2 Abordagem Experimental

É a partir dos experimentos que se tenta validar as abordagens numéricas e analíticas ou por onde as mesmas são desconsideradas. Para a compreensão da física fluidoelástica envolvida no VIV é necessário a identificação e monitoramento de alguns parâmetros conhecidamente importantes, como: número de Strouhal, a amplitude e frequência de resposta, o coeficiente de sustentação e o coeficiente de arrasto. Por sua vez, esses parâmetros dependem de características do aparelho utilizado no teste, assim como do próprio escoamento ao qual o cilindro é submetido (FUJARRA;2002).

Devido ao grande número de dependências entre os parâmetros, vários experimentos vêm sendo conduzidos na tentativa de proporcionar dados sobre os mais diversos parâmetros nos diferentes casos aplicáveis.

Williamson e Govardhan (2004) trazem uma revisão de experimentos relacionados a vibrações forçadas e livres, assim como novas técnicas para a realização de experimentos, a Tabela 2 apresenta alguns desses estudos experimentais mais importantes.

Tabela 2. Relação dos estudos experimentais e suas principais características.

Investigators	Year	Medium	Re	$m^* \zeta$	A* (peak)
<i>(A) Elastically-mounted rigid cylinders (Y-only)</i>					
Angrilli et al.	1974	Water	2,500–7,000	0.049	0.54
Dean et al. (1)	1977	Water	2,800–10,200	0.0055	0.94
Moe & Overvik	1982	Water	6,000–30,000	0.013	1.09
Anand & Torum	1985	Water	6,500–35,000	0.013	1.07
Sarpkaya	1995	Water	6,000–35,000	0.052	0.95
Gharib et al.	1998	Water	11,000–40,000	0.094	0.84
Hover et al. (2)	1998	Water	3,800	0.040	0.80
Khalak & Williamson	1999	Water	5,000–16,000	0.0047	1.18
Govardhan & Williamson	2000	Water	2,900–19,000	0.0027	1.19
Vikestad et al.	2000	Water	14,000–65,000	0.012	1.13
Owen et al.	2001	Water	1,650–7,500	0.036	0.84
Jaurvis & Williamson	2003a	Water	5,000–13,000	0.0048	1.13
<i>(B) Elastically mounted rigid cylinders (XY-motion) (3)</i>					
Jaurvis & Williamson	2003c	Water	7,200–15,400	0.0064	1.50
<i>(C) Cantilevers and Pivoted Cylinders</i>					
Vickery & Watkins (4)(5)	1964	Water	7,000	0.016	1.46
King (5)	1974	Water	6,000–22,500	0.020	1.60
Pesce & Fujarra (5)	2000	Water	6,000–40,000	0.013	1.32
Fujarra et al. (5)(6)	2001	Water	1,000–2,500	0.023	0.78
Flemming & Williamson (7)	2003	Water	500–2,000	0.032	1.53
<i>(D) Forced oscillations of cylinders (Amplitude limit of positive excitation)</i>					
Mercier	1973	Water	2,000–33,000		1.10
Sarpkaya	1978	Water	5,000–25,000		0.90
Hover et al.	1998	Water	3,800		0.82
<i>(E) Low-Re experiments</i>					
Anagnostopoulos & Bearman	1992	Water	90–150	0.179	0.55
<i>(F) Direct Numerical Simulation (DNS)</i>					
Blackburn & Karniadakis (8)	1993	2-D Code	200	0.012	0.64
Newman & Karniadakis (8)	1995	2-D Code	200	0.00	0.65
Shiels et al.	2001	2-D Code	100	0.00	0.59
Fujarra et al.	1998	2-D Code	200	0.015	0.61
Guilmineau & Queutey	2000	2-D Code	100	0.179	0.54
Blackburn et al.	2001	2-D Code	430–560	0.122	0.47
Evangelinos & Karniadakis	1999	3-D Code	1,000	0.00	0.74
<i>(G) Turbulence Models (LES and RANS)</i>					
Saltara et al. (LES)	1998	2-D Code	1,000	0.013	0.67
Guilmineau & Queutey (RANS)	2002	2-D Code	3,800	0.013	0.98

Notes regarding these collected data.

- (1) Amplitude response plots show multiple peaks and large scatter.
- (2) Virtual free-vibration experiments using real-time force-feedback control system.
- (3) Cases where oscillating mass and natural frequency in both directions are identical.
- (4) Vickery & Watkins performed experiments with an adjustable cantilever/pivoted cylinder, and not simply a pivoted cylinder (as usually quoted).
- (5) The peak A/D here is less than the tip amplitude, and uses a modal parameter as defined in Griffin, Skop & Ramberg (1975).
- (6) Restricted to transverse Y-motion only.
- (7) Pivoted cylinder with two degrees of freedom.
- (8) X-Y motions were simulated (two degrees of freedom).

Fonte: Williamson e Govardhan, 2004

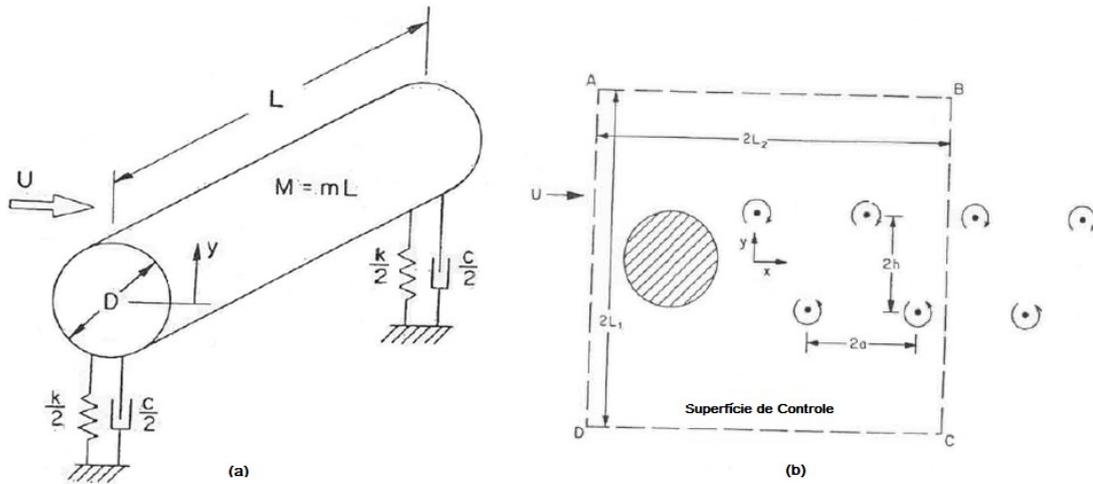
2.2.3 Abordagem Analítica

Essa abordagem busca elaborar modelos matemáticos que descrevam o comportamento do fenômeno da forma mais precisa possível. Segundo Fugarra (2002), vários pesquisadores iniciaram investigações analíticas baseadas em equações diferenciais não lineares buscando representar a influência das flutuações na força de sustentação sobre o cilindro. Blevins (1990) apresenta dois modelos analíticos. O primeiro modelo harmônico linear não incorpora efeitos de retroalimentação, porém serve para desenvolver os parâmetros adimensionais e como base para dados experimentais. O segundo modela a emissão de vórtices como um oscilador não linear, tornando a solução mais complicada, porém permitindo a melhor descrição do fenômeno. Ambos os modelos identificam algumas variáveis de grande importância para a resposta induzida por vórtices: o fator de amortecimento estrutural, a velocidade reduzida, a massa reduzida, a razão entre a frequência de emissão de vórtices e a natural, a razão de aspecto e o número de Reynolds. A seguir são descritos dois modelos analíticos que trabalham com a ideia do oscilador não linear, estes são os modelos utilizados como referência para este trabalho.

2.2.3.1 *Modelo de Iwan & Blevins*

O modelo apresentado por Iwan e Blevins (1974) é baseado na introdução de uma variável “fictícia” (z) responsável por descrever os efeitos fluidodinâmicos. Foi a primeira tentativa de possibilitar a interpretação dos parâmetros do modelo em termos de certos parâmetros físicos. Assim, os parâmetros do modelo são determinados com base nos resultados experimentais para o cilindro estacionário e em excitação forçada, permitindo o modelo prever a resposta para um cilindro elasticamente suportado (uma boa aproximação para muitos dos problemas de engenharia).

Figura 21. Representação do modelo de cilindro elasticamente suportado e do volume de controle analisados nos estudos de Iwan e Blevins (1974)



Fonte: Iwan e Blevins, 1974

Segundo esta estratégia, considerando o cilindro rígido elasticamente suportado apresentado na Figura 21 (a), as seguintes suposições fluidomecânicas foram feitas: (a) escoamento invíscido; (b) a lâmina de vórtice é bem definida, assim como sua frequência de oscilação; (c) vorticidade é gerada apenas na esteira perto do cilindro, enquanto os vórtices crescem uniformemente até uma força máxima se movendo para jusante; (d) o escoamento é bidimensional; (e) a força exercida sobre o cilindro pelo escoamento é dependente apenas da velocidade e da aceleração de um escoamento médio relativo ao cilindro.

Considerando o volume de controle da Figura 21 (b), as forças no cilindro podem ser avaliadas pela equação de momento na direção de y (direção transversal ao escoamento), na forma:

$$P_y = \frac{dJ_y}{dt} + S_y + F_y, \quad (7)$$

onde F_y é a força do fluido, P_y é a força da pressão na superfície paralela ao eixo y , S_y é o fluxo de impulso através da superfície de controle, e J_y é o momento vertical dentro do volume de controle, dado por:

$$J_y = \iint_A \rho v dx dy. \quad (8)$$

A variável “fictícia” (z) é determinada de modo que:

$$J_y = a_0 \rho \dot{z} D^2, \quad (9)$$

e, assim, \dot{z} é uma média ponderada da componente transversal do escoamento dentro do volume de controle. Seguindo as definições apresentadas por Iwan e Blevins (1974), temos ainda que:

$$P_y = 0, \quad (10)$$

$$S_y = K\rho u_t \omega_s z D - a_1 \rho U D \dot{z} + a_2 \rho \dot{z}^3 D / U, \quad (11)$$

$$F_y = a_3 \rho D^2 (\ddot{z} - \ddot{y}) + a_4 \rho D U (\dot{z} - \dot{y}), \quad (12)$$

onde cada parâmetro a_i deve ser obtido experimentalmente.

Substituindo as equações (9), (10), (11) e (12) na equação (7) temos que o oscilador fluido é representado por:

$$\ddot{z} + K' \frac{u_t}{D} \omega_s z = (a_1' - a_4') \frac{U}{D} \dot{z} - a_2' \frac{\dot{z}^3}{UD} + a_3' \ddot{y} + a_4' \frac{U}{D} \quad (13)$$

$$K' = K / (a_0 - a_3) \quad (14)$$

$$a_i' = a_i / (a_0 - a_3); \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (15)$$

a qual é caracterizada como uma equação de Van der Pol.

A equação de movimento que descreve a dinâmica da estrutura para o cilindro da Figura 21 (a) será:

$$\ddot{y} + 2\zeta_T \omega_n \dot{y} + \omega_n^2 y = a_3'' \ddot{z} + a_4'' \dot{z} U / D \quad (16)$$

Nesta abordagem Iwan e Blevins (1974) desconsideram a variação do coeficiente de massa adicional o que, como mostrado anteriormente, é um parâmetro de influência na amplitude modal.

Segundo Iwan e Blevins (1974) a natureza da emissão de vórtices auto-excitada sugere que o comportamento do fluido possa ser modelado por um oscilador não linear. Skop e Griffin (1973), seguindo a ideia apresentada por Hartlen e Currie em 1970 (de um modelo onde o coeficiente de sustentação satisfaria a equação do tipo van der Pol), apresentaram um método de seleção dos parâmetros com resultados muito semelhantes aos experimentais. Esse método utiliza uma equação modificada de van der Pol como a equação que rege a sustentação flutuante (*fluctuating lift*) no cilindro, e é acoplada à equação de movimento oscilatório do corpo.

2.2.3.1.1 Oscilador de van der Pol

O oscilador de van der Pol é determinado pela seguinte equação:

$$\ddot{x} + \mu\dot{x}(x^2 - 1) + x = 0. \quad (17)$$

O que difere um oscilador de van der Pol de um harmônico é o termo de amortecimento não linear o que, por sua vez, pode modelar as características auto-excitada e autocontrolada do fenômeno de *lock-in*. No caso do termo $(x^2 - 1)$ ser positivo, ocorre o amortecimento da oscilação, e para valores negativos há o fornecimento de energia ao sistema.

2.2.3.2 Modelo de Lyons&Patel

Em seu trabalho, Lyons e Patel (1986) descrevem uma análise teórica no domínio do tempo para a simulação da resposta transversal da vibração induzida pela emissão de vórtices de um membro flexível tencionado sujeito a deslocamentos oscilatórios na sua porção superior. A resposta para os modos excitados é obtida por meio de formulações semiempíricas. O método leva em consideração variações nas propriedades do fluido no espaço e tempo, assim como a influência dos modos entre si.

O modelo aplicado ao estudo de *risers* e amarras envolve as seguintes suposições: (a) o fenômeno de emissão de vórtices é dependente da velocidade relativa instantânea do fluido; (b) a vibração transversal começa aproximadamente na velocidade reduzida igual a 4, alcança um máximo em 6 e cessa em torno de 10; (c) a amplitude de vibração para cada modo pode ser calculada pelo método apresentado por Iwan (1981), apresentado a seguir; (d) as regiões excitadas por modos mais altos não são excitadas por modos mais baixos; (e) o coeficiente de arrasto é considerado fixo e igual a 2,0, por questões de simplificação computacional; (f) o coeficiente de massa adicional é considerado fixo e igual a 1,0; (g) para os membros com extremidades pinadas, todas as frequências naturais altas são múltiplos inteiros da frequência natural fundamental (considerando o modelo de cabo); (h) a frequência de *lock-in* não difere das frequências naturais da estrutura; (i) as formas dos modos são dadas por $\xi = \text{sen}(n\pi x/l)$ (modelo de cabo);

Iwan (1981) apresenta um modelo analítico para a oscilação transversal induzida por vórtice para estruturas não uniformes, onde são considerados os efeitos de regiões limitadas de *lock-in* e o amortecimento fluido das regiões inativas.

A teoria é baseada em uma decomposição modal, onde a amplitude de oscilação é dada por:

$$Y_n(x) = D_s F_n I_n^{-1/2} \xi_n(x), \quad (18)$$

onde o fator da forma modal (I_n) é:

$$I_n = \int_0^l m(x) \xi_n^4(x) dx / \int_0^l m(x) \xi_n^2(x) dx. \quad (19)$$

O fator de amplificação (F_n) é:

$$F_n = [1 + 9.6(\mu_r^n \zeta_n^s)^{1.8}]^{-1}, \quad (20)$$

a razão da massa efetiva (μ_r^n) é dada por:

$$\mu_r^n = v_n / (\rho \pi D_s^2 / 4), \quad (21)$$

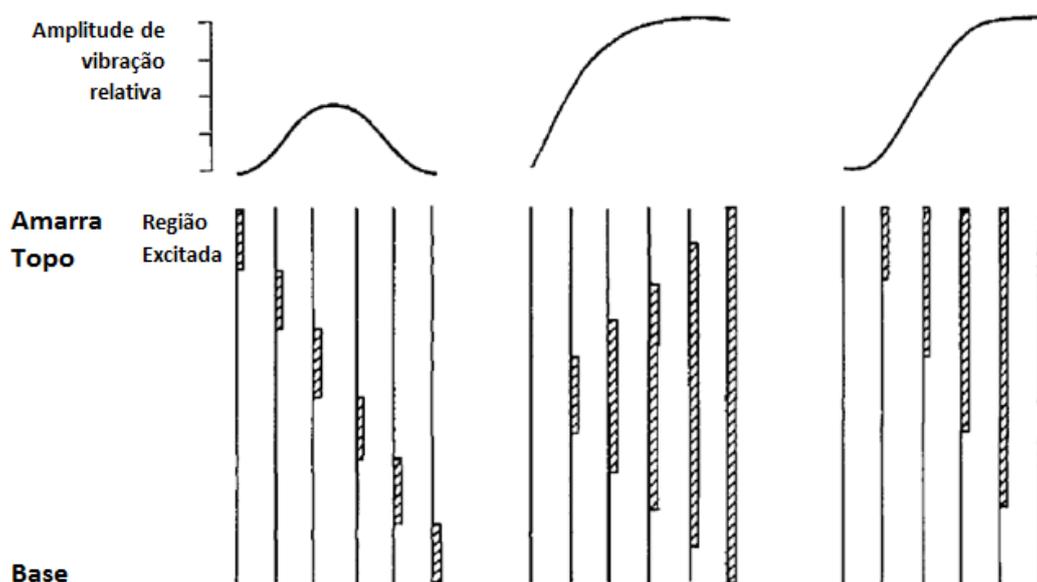
e a massa efetiva é:

$$v_n = \int_0^l m(x) \xi_n^2(x) dx / \int_0^l s(x) \xi_n^2(x) dx \quad (22)$$

$$s(x) = \begin{cases} 1 & \text{para as regiões da estrutura em } lock-in \\ 0 & \text{nas outras regiões} \end{cases}. \quad (23)$$

A influência na amplitude do parâmetro $s(x)$ foi apresentada por Lyons e Patel (1986) na Figura 22. É possível identificar que a amplitude será maior de acordo com a proximidade da região excitada com o centro do membro e também com a extensão dessa região em *lock-in*.

Figura 22. Relação entre região de oscilação e amplitude de vibração relativa.



Assim sendo, o amortecimento estrutural efetivo é dado por:

$$\zeta_n^s = \zeta_n^l + F_n \Phi_n, \quad (24)$$

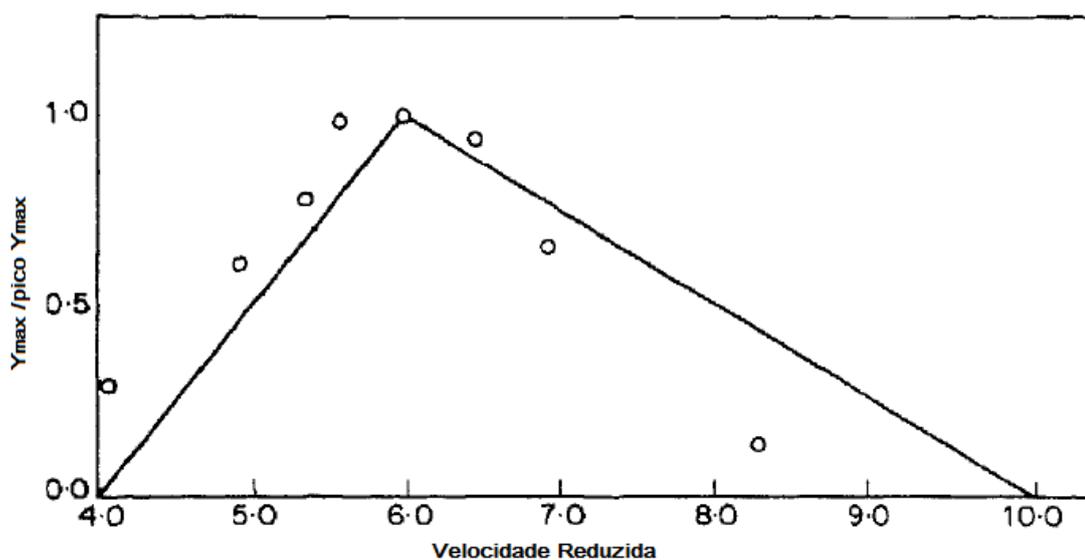
onde:

$$\Phi_n = \frac{2D_s}{3\pi} \frac{\int_0^l [C_D(x) \rho D_s(x)] [1 - s(x)] |\xi_n(x)|^3 dx}{\left[\int_0^l m(x) \xi_n^4(x) dx \right]^{1/2} \left[\int_0^l m(x) \xi_n^2(x) dx \right]^{1/2}}. \quad (25)$$

Com base em dados experimentais Lyons e Patel (1986) propuseram a utilização de um multiplicador de máxima amplitude (ψ_n). A amplitude obtida com base nos cálculos de Iwan (1981) é considerada como a amplitude máxima para a estrutura, e esta deverá ser modificada em relação a velocidade reduzida (V_r). O multiplicador foi aproximado por uma função triangular, como mostra a Figura 23, lembrando que uma das suposições estabelecidas por Lyons e Patel (1986) considera que a estrutura só entrará em *lock-in* a partir de $V_r = 4$, atinge o pico em $V_r = 6$ e cessará em $V_r = 10$. O multiplicador de máxima amplitude pode ser obtido a partir da seguinte expressão matemática:

$$\psi_n = \begin{cases} 0, & V_r \leq 4 \\ \frac{V_r - 4}{2}, & 4 < V_r \leq 6 \\ \frac{10 - V_r}{2}, & 6 < V_r \leq 10 \\ 0, & V_r > 10 \end{cases} \quad (26)$$

Figura 23. Representação gráfica da determinação do multiplicador de redução da amplitude de Lyons e Patel (1986).



Fonte: Lyons e Patel, 1986

A amplitude modal é, então, obtida por:

$$Y_n(x) = D_s F_n I_n^{-1/2} \xi_n(x) \psi_n. \quad (27)$$

2.3 AVALIAÇÃO DA VIDA ÚTIL EM FADIGA NO *RISER*

De acordo com Callister (1940), “Fadiga é uma forma de falha que ocorre em estruturas que estão sujeitas a tensões dinâmicas e oscilantes”. A falha por fadiga geralmente ocorre sob a influência de carga cíclicas com valores de pico consideravelmente menores que os limites de resistência a tração e escoamento de uma carga estática. Mesmo em metais dúcteis a falha é de natureza frágil, ocorrendo pela iniciação e propagação de trincas.

Segundo Suresh (1998), a deflexão repetitiva do material (devido a uma carga cíclica) gera planos de deslizamento na microestrutura do mesmo. O deslocamento cisalhante dos planos enrijece a superfície do material, manifestando “morros” e “vales” na estrutura microscópica. A presença desses vales atua como um concentrador de tensões e acarreta na nucleação da trinca. Balena (2010) observa que a fratura por fadiga ocorre sem qualquer indicação prévia, a trinca atinge um comprimento tal que a estrutura não suporta mais o carregamento externo e colapsa.

Suresh (1998) classifica o progresso do dano de fadiga nos seguintes estágios:

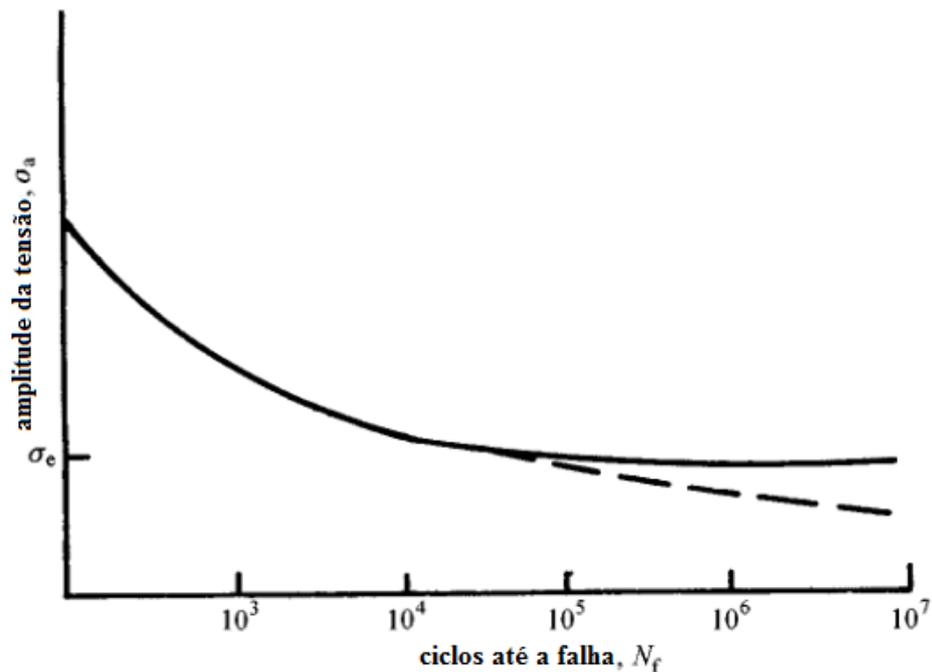
- a. Mudanças subestruturais e microestruturais que causam nucleação e dano permanente;
- b. Criação de trincas microscópicas;
- c. Crescimento e coalescência de falhas microscópicas formando trincas dominantes (macrotrincas), que podem eventualmente levar à falha catastrófica;
- d. Propagação estável da macrotrinca;
- e. Instabilidade estrutural ou fratura completa.

A análise da fadiga para um determinado material normalmente está relacionada ao termo vida em fadiga. Wöhler tratou a vida em fadiga como função da tensão, introduzindo o conceito de limite de resistência, caracterizado pela amplitude de tensão onde espera-se que um material (sem defeito) tenha uma vida em fadiga infinita. Esse método empírico é comumente utilizado para análises de fadiga em

sistemas onde a baixa amplitude da tensão cíclica induz uma deformação elástica em um componente projetado para uma longa vida útil (SURESH, 1998).

Com base no trabalho de Wöhler, realizou-se ensaios com corpos-de-prova determinando para cada material uma curva de tensão em função do número de ciclos até a falha, comumente conhecida como curva S-N (Figura 24). Com essa curva é possível determinar a resistência à fadiga do material, definida como o nível de tensão no qual a falha irá ocorrer em um determinado número de ciclos, para um mecanismo de fadiga de alto ciclo (CALLISTER, 1940). Outro parâmetro importante é a vida em fadiga, definida pelo número de ciclos necessários para que ocorra a falha, a qual é o inverso do dano à fadiga.

Figura 24. Típico diagrama da curva S-N



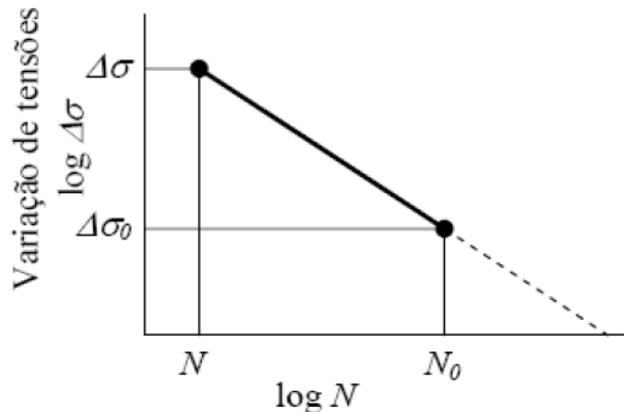
Fonte: Suresh, 1998.

A Figura 24 representa dois tipos de comportamento distintos da curva S-N conforme o número de ciclos aumenta. Para algumas ligas ferrosas e de titânio a curva se torna horizontal para valores de N mais altos (linha contínua), determinando o limite de resistência a fadiga do material, abaixo do qual o mesmo não falhará por fadiga. A maioria das ligas não-ferrosas não possuem esse limite de resistência, a curva então decresce conforme o número de ciclos aumenta (linha pontilhada), especificando a resposta do material como uma resistência a fadiga.

Com a curva S-N em escala logarítmica é possível representar a relação entre tensão e ciclos até a falha por uma linha reta (Figura 25), portanto, sabendo a

inclinação e qualquer ponto da reta para uma determinada tensão pode-se calcular diretamente a vida em fadiga do material.

Figura 25. Curva S-N em escala log-log.



Fonte: Balena, 2010.

Segundo Balena (2010), o dano à fadiga de um *riser* é composto de contribuições do movimento da plataforma, carregamento da onda e excitação de VIV. Em se tratando da excitação por VIV, como o *riser* está submetido a diversas cargas e ciclos diferentes, pode-se assumir a hipótese de danos acumulados, utilizando assim, o modelo apresentado por Palmgren-Miner, onde:

$$D = \sum_{i=1}^N \frac{n_i}{N_i} \quad (28)$$

N_i é a vida de fadiga para um nível de tensão i extraída de uma curva S-N, n_i é o número de ciclos de carregamento i .

Segundo Fatemi e Yang (1997), o dano, então, é determinado como uma soma linear dos danos de cada ciclo, onde a falha ocorre para $D = 1$. A vida útil da estrutura é igual ao inverso do dano, $1/D$.

3. MODELO ANALÍTICO DESENVOLVIDO

Esse trabalho não teve como intuito desenvolver um novo modelo analítico para a avaliação da vida útil em fadiga de linhas oceânicas, mas sim, por intermédio de algumas alterações, aperfeiçoar a resposta de um modelo já existente. Nesse tópico o modelo utilizado como base é apresentado, assim como as alterações aplicadas ao mesmo.

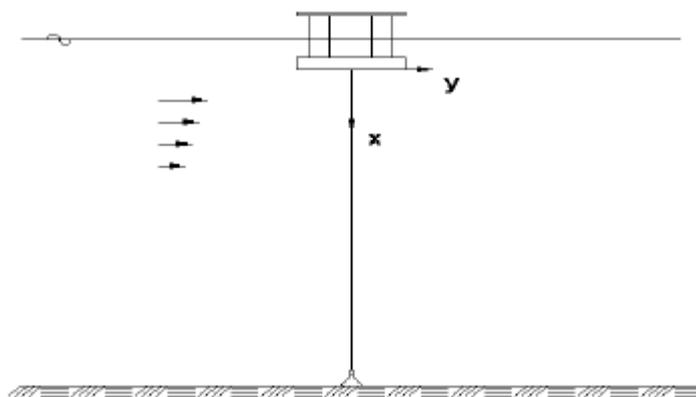
3.1 MODELO ANALÍTICO BASE

O modelo utilizado como base foi apresentado por Fujarra, Pesce e Franciss (1997), na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, para a predição das amplitudes modais advindas da ação do fenômeno de VIV, onde os métodos de Iwan e Blevins (1974) e Lyons e Patel (1986), apresentados anteriormente, foram empregados no estudo de um tubo vertical tencionado sobre a ação de seu próprio peso, para a predição das amplitudes modais derivadas do fenômeno de VIV.

Foram analisados casos com pré-tensões diferentes e perfis de correnteza constantes ou linearmente variáveis, por meio de uma rotina em código *MATLAB*. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados obtidos pelo *Shear7*, programa utilizado pela Petrobrás (FUJARRA; PESCE; FRANCISS; 1997).

O caso analisado diz respeito a uma estrutura tubular esbelta, suportada de forma vertical como apresentado na Figura 26.

Figura 26. Esquema do sistema analisado por Fujarra, Pesce e Franciss (1997), de um cilindro rígido verticalmente suportado.



Fonte: Fujarra, Pesce e Franciss, 1997.

Assumido que a dinâmica global da linha é dominada pela rigidez de tração, é possível utilizar a equação para um cabo sob tração, apresentada por Sergev e Iwan (1981), por exemplo:

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(T(x) \frac{\partial y}{\partial x} \right), \quad (29)$$

onde $T(x) = T_0 + \gamma_{ef}(L - x)$, T_0 é a tração no fundo e γ_{ef} é o peso linear efetivo submerso. Conforme apresentado em Fujarra, Pesce e Franciss (1997), essa equação pode ser posta na forma da equação de Bessel modificada, na forma:

$$\eta^2 \varphi_n''(\eta) + \eta \varphi_n'(\eta) + 4\beta^2 \eta^2 \varphi_n(\eta) = 0, \quad (30)$$

onde:

$$\eta = \left[1 + \frac{\gamma_{ef}(L - x)}{T_0} \right]^{1/2}. \quad (31)$$

Aplicando as condições de contorno à equação 30, obtemos a seguinte equação característica:

$$Y_0(2\beta)J_0(2\beta\eta_0) - Y_0(2\beta\eta_0)J_0(2\beta) = 0, \quad (32)$$

com os respectivos autovalores e autovetores:

$$\lambda_n = \frac{\gamma_{ef}}{\sqrt{T_0 m}} \beta_n, \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \varphi_n(x) = J_0 \left[2\beta_n \left(1 + \frac{\gamma_{ef}}{T_0} (L - x) \right) \right]^{1/2} \\ - \frac{J_0(2\beta_n)}{Y_0(2\beta_n)} Y_0 \left[2\beta_n \left(1 + \frac{\gamma_{ef}}{T_0} (L - x) \right) \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (34)$$

A curvatura modal é dada em função da amplitude modal, ou seja:

$$\chi_n = A_n \frac{\partial^2 \varphi_n(x)}{\partial x^2}, \quad (35)$$

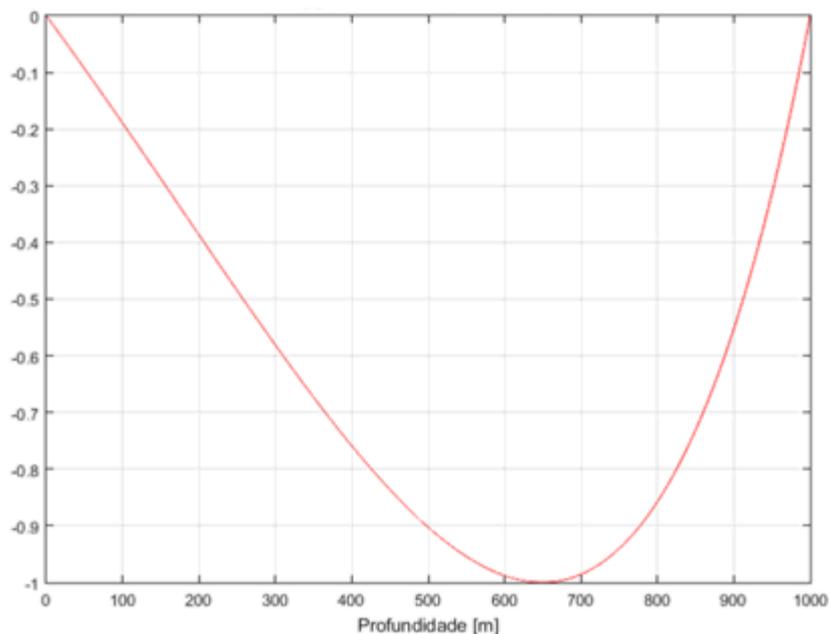
e a amplitude de deformação modal é determinada por:

$$\varepsilon_n(x) = \frac{D}{2} \chi_n(x). \quad (36)$$

Assim, é possível obter a amplitude de tensão modal e avaliar a vida útil em fadiga com o modelo de Palmgren-Miner, apresentado no item 2.3. A amplitude modal é obtida com o modelo de Lyons e Patel (1986), apresentado no item 2.2.3.2.

A frequência natural é aproximada por uma equação de Bessel devido a influência da tração no *riser*. Essa variação de tração acarreta um “abarrigamento” do modo natural, como pode ser observado na Figura 27. Conforme a proximidade com o final do *riser*, junto ao fundo, menor será a tração à qual o corpo estará sujeito, assim possui maior liberdade para movimentação, fazendo com que o modo diferencie dos modos aproximados por funções seno, onde o modo se apresentaria simétrico, com o ponto de maior amplitude no centro da extensão total do *riser*.

Figura 27. Aproximação do primeiro modo natural pela equação de Bessel.



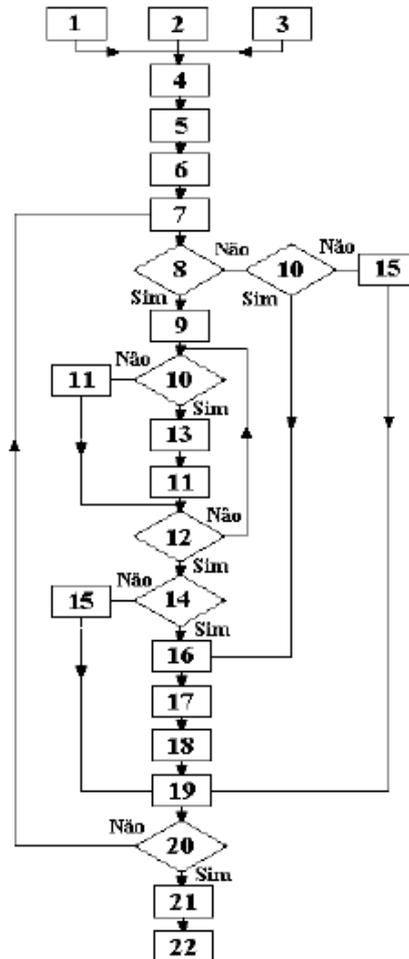
Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

3.1.1 Implementação do Código

Para a implementação do código, algumas hipóteses foram assumidas em relação a parâmetros como o número de Strouhal e a faixa de *lock-in* dada pela velocidade reduzida; assim como para o perfil de velocidade variável e fatores de redução. Vale destacar aqui a consideração de que apenas a tração linearmente variável com a profundidade e devida ao próprio peso responde pela dinâmica da estrutura, desconsiderando a rigidez flexional. Neste contexto, para a estimativa da

vida útil, o modo natural com maior dano foi considerado como representativo do fenômeno.

Figura 28. Lógica do modelo analítico implementado.



Fonte: Fajarra, Pesce e Franciss, 1997.

A lógica apresentada na Figura 28, segue os passos descritos a seguir.

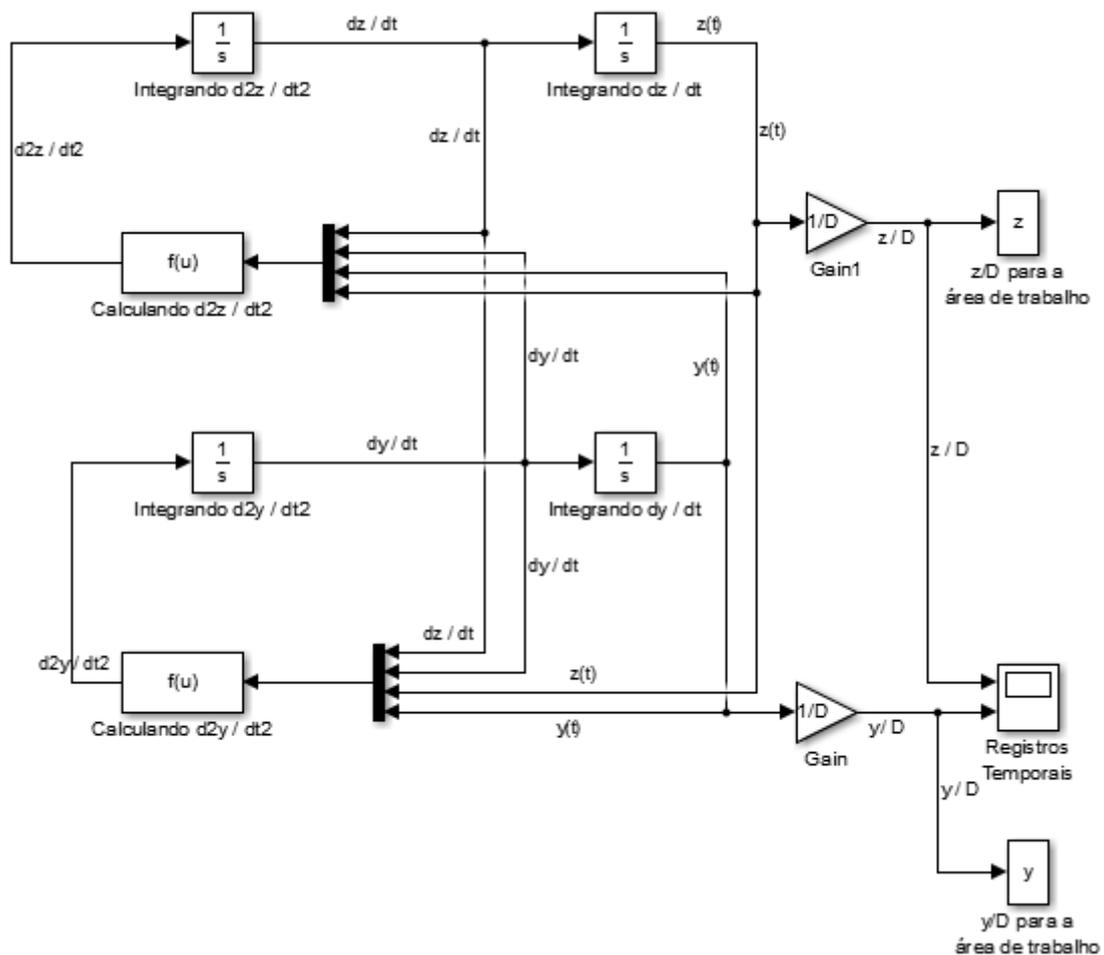
- 1) Características do *riser*;
- 2) Constantes e Condições Ambientais;
- 3) Considerações, como: tipo de perfil de velocidade, tipo de aproximação modal e número de modos analisados;
- 4) Cálculo das Frequências Naturais;
- 5) Determinação dos Fatores de Forma e Amplificação;
- 6) $n = 1$, primeiro modo natural;
- 7) Cálculo da velocidade modal;
- 8) O perfil de velocidades é Linearmente Variável?;
- 9) $v = 1$, primeiro extrato de velocidades;

- 10) Há excitação do modo n ?
- 11) Próximo extrato: $v = v+1$;
- 12) Já verificou todos os extratos?;
- 13) Cálculo do Fator de Redução;
- 14) O modo foi excitado em algum extrato?;
- 15) Tensão Modal e Dano Modal iguais a zero em todos os pontos da estrutura;
- 16) Seleção do fator que implique em menor redução da Amplitude Modal;
- 17) Cálculo da Amplitude Modal;
- 18) Cálculo da Tensão Modal e do Dano Modal em todos os pontos da estrutura;
- 19) Próximo modo natural: $n = n+1$;
- 20) Já foram analisados todos os modos naturais?;
- 21) Busca do modo natural com maior Dano e Cálculo da Vida Útil;
- 22) Comparação.

3.2 PRINCIPAIS ALTERAÇÕES

A principal proposta deste trabalho foi implementar uma rotina de cálculo ao programa utilizado na EPUSP, que simulasse o oscilador fluido a partir de um oscilador de van der Pol (como o definido por Iwan e Blevins (1974)). Para tanto foi utilizado o *Simulink*, que é uma ferramenta, de modelagem, simulação e análise de sistemas dinâmicos, desenvolvida pela *MathWorks*, o qual interage bem com o ambiente *MATLAB*. O sistema de blocos utilizado para simular o oscilador de van der Pol é apresentado na Figura 29. A saída desse sistema é o valor adimensional da amplitude de resposta sobre o diâmetro da estrutura.

Figura 29. Esquema dos blocos utilizados na simulação no *Simulink*, as saídas para a área de trabalho do código em *MATLAB* são adimensionais.



Fonte: Elaboração própria [Simulink].

Os coeficientes a_i foram calibrados com base em experimentos, como os de Vikestad, Vandiver e Larsen (2000), apresentados em Fajarra (2002). No experimento foram ensaiados modelos de cilindro flexíveis e rígidos, e percebeu-se a influência da massa adicional na resposta dos modelos analíticos, assim como sua dependência na velocidade de fluido incidente. Os parâmetros utilizados foram, $a_0 = 1,15$, $a_1 = 0,44$, $a_2 = 0,2$ e $a_4 = 0,38$. Esses parâmetros são relacionados, respectivamente, com o termo de inércia, o termo linear de amortecimento, o termo cúbico de amortecimento e o termo de acoplamento fluido-estrutural (força de sustentação).

Pela inabilidade do modelo analítico de representar o comportamento da estrutura após o pico de resposta de amplitude, viu-se a necessidade de modificar o modelo analítico para identificar a relação entre o surgimento do patamar de resposta ressonante e o comportamento da fase relativa entre força de sustentação e

deslocamento transversal do cilindro. O parâmetro a_3 determina a magnitude da força do fluido no cilindro com base na aceleração da esteira próxima ao cilindro. E conforme apresentado em Fujarra (2002), a massa adicional (de um corpo em aceleração) está ligada a força reativa que o corpo exerce sobre o fluido no qual está imerso, dividida pela aceleração. Sendo assim, o parâmetro a_3 pode ser relacionado ao coeficiente de massa adicional C_A . Isso se dá pelas curvas para C_A , obtidas nos experimentos de Fujarra (2002) com relação a velocidade reduzida V_r na forma:

$$C_A = 1 + \frac{V_r^{-6,8538}}{22,024 + 0,64303}, \quad (37)$$

$$a_3 = C_A \frac{\pi}{4}. \quad (38)$$

Sendo assim para cada velocidade de escoamento U se obtém um valor de V_r (o qual varia para cada modo, dependendo da frequência natural) e, assim, um coeficiente de massa adicional.

Essas modificações adicionam um passo extra na lógica implementada, incorporando a opção de obter a amplitude por simulação e considerando a massa adicional variável; não excluindo a opção de se trabalhar com a aproximação de Lyons e Patel (1986).

4. CASOS SIMULADOS

Para validar as alterações, dois casos foram analisados e comparados a partir do modelo original e do modelo novo. Nesses casos a razão entre tensão e peso submerso foi assumida como 1,2 e 1,5, visto que a tensão tem grande influência sobre a frequência natural da estrutura. Os dados utilizados para o cilindro são apresentados na Tabela 3.

Tabela 3. Características dos casos analisados para validação do modelo.

Parâmetros	
Diâmetro Externo (De)	0,27305 [m]
Diâmetro Interno (Di)	0,23653 [m]
Espessura da parede (t)	18,26 [mm]
Relação (De/t)	14,9535
Peso linear do aço	1124,17 [N/m]
Empuxo (N/m)	588,6 [N/m]
Peso linear Submerso	535,57 [N/m]
Área da secção	0,0146162 [m ²]
Inércia transversal	0,000119215 [m ⁴]
Material	API5LX60
Rigidez axial	3,06939x10 ⁶ [kN]
Rigidez flexional	25035,3 [kNm ²]
Propriedade do Material	
Coefficiente de Poisson	0,3
Módulo de Young	2,1x10 ¹¹ [N/m ²]
Limite de proporcionalidade	3,0678x10 ⁸ [N/m ²]
Limite de escoamento	4,1383x10 ⁸ [N/m ²]
Deformação no escoamento	0,002
Tensão de ruptura	5,0134x10 ⁸ [N/m ²]
Condições Gerais	
Lâmina d'água	1000 [m]
Tração no topo (T/Ps)	1,2 ou 1,5
Peso submerso (Ps)	535570 [kN]
Velocidade de correnteza	1 [m/s]
Número de Strouhal	0,2

Fonte: Elaboração própria.

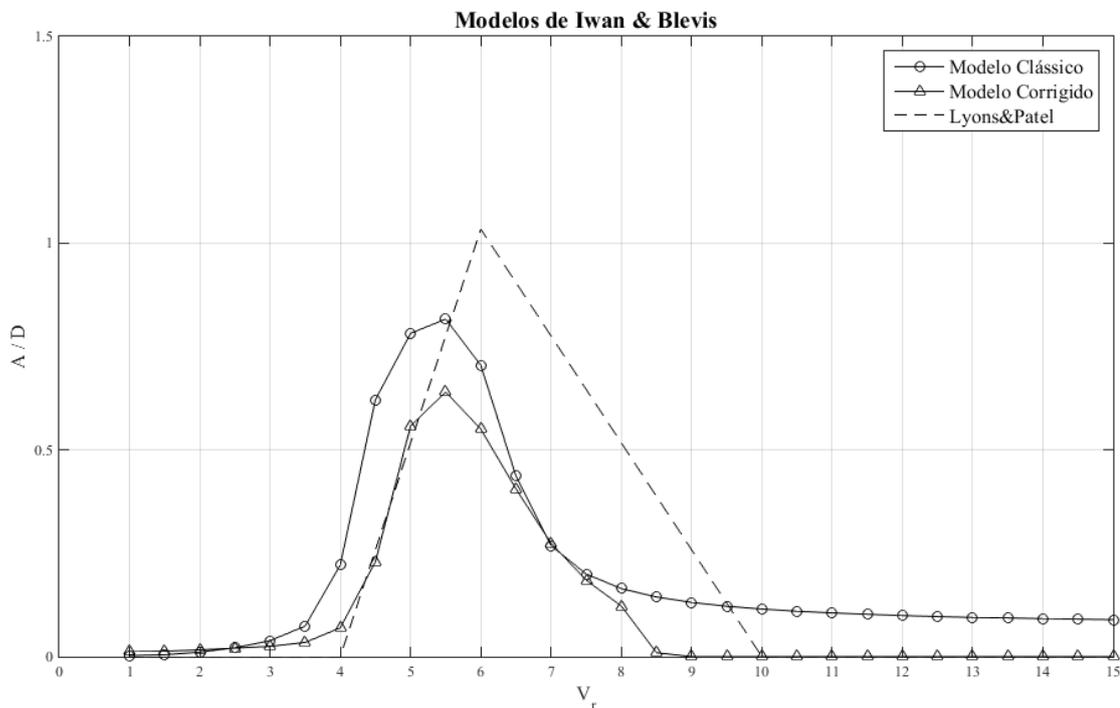
As considerações adicionais de análise adotadas foram, que o perfil de correnteza é uniforme, a aproximação dos modos é feita pela equação de Bessel e os danos são considerados em pontos distribuídos pelo comprimento do *riser*. Foram analisados os primeiros 31 modos para ambos os casos, na faixa de velocidade reduzida de 4 a 10. Para o caso com $T/P_S = 1.5$ foram ensaiadas velocidades de corrente livre de 1 m/s, 0,75 m/s e 0,5 m/s.

5. RESULTADOS

A primeira etapa consistiu em testar a simulação implementada para verificar a relação entre esta e o modelo anterior.

Para tanto, foi realizada a excitação de um único modo natural da estrutura, variando a velocidade reduzida de 1 a 15. O resultado obtido (Figura 30) foi comparado com o modelo clássico de Iwan e Blevins (1974), onde a massa adicional é considerada constante e o parâmetro a_3 nulo, associado ao modelo de Lyons e Patel (1986), com a utilização do fator de redução de amplitude.

Figura 30. Comparação entre a resposta na faixa de *lock-in* entre os modelos apresentados.



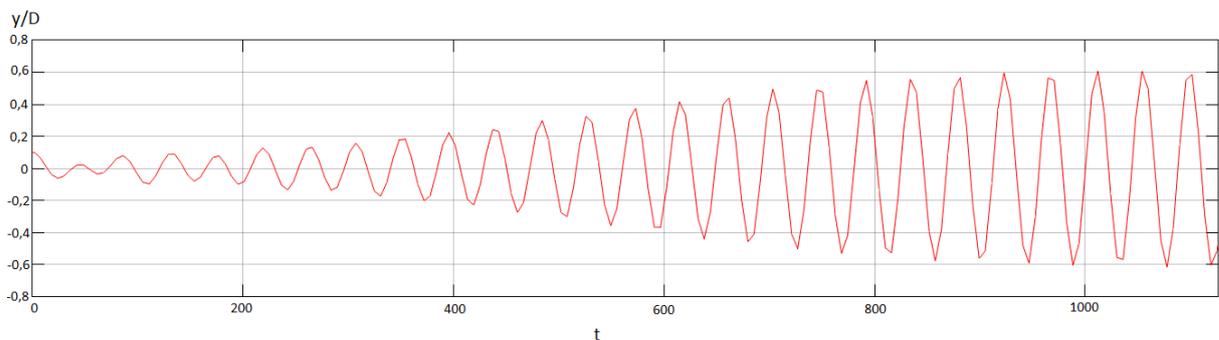
Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Como é possível notar, a utilização do modelo de Iwan & Blevins corrigido fornece com maior precisão as amplitudes de resposta, em comparação aos outros modelos, que se mostram mais conservadores. Outro fato é o de que, para o caso analisado, o modelo de Lyons & Patel prevê o início da faixa de *lock-in* apenas para valores de $V_r = 4$, quando é possível notar que já há excitação em valores de $V_r \sim 3,5$. O pico de resposta também encontra-se em desacordo com o modelo simulado, onde o pico ocorre em $V_r \sim 5,5$. No modelo corrigido é possível identificar o aparecimento de

uma inclinação associada à ocorrência do *lower branch*, o que não pode ser visualizado com o modelo de Lyons & Patel.

A assinatura temporal para as simulações é apresentada na Figura 31, é possível notar a mudança da resposta em regime transiente até o regime estacionário, bem caracterizado como uma resposta harmônica. Para o tempo igual a zero o valor de y/D é igual a 0,1, isso se deve ao fato de ser necessário adicionar uma perturbação no sistema para que ele entre em ressonância. Essa assinatura temporal é referente ao valor de $V_r = 5$, onde a amplitude adimensional de oscilação chega a 0,6 como apresentado na Figura 30.

Figura 31. Assinatura temporal para a simulação com $V_r = 5$, para o primeiro modo de vibração no modelo corrigido.



Fonte: Elaboração própria [Simulink].

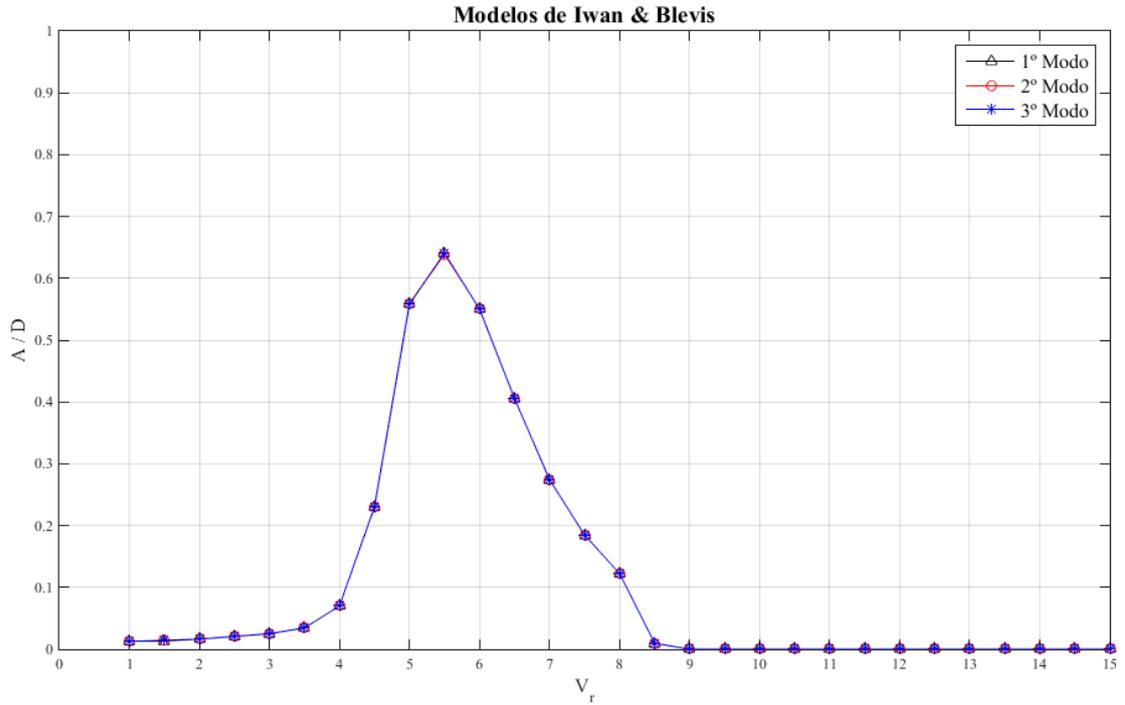
Essa assinatura se repete para todos os outros modos e velocidades reduzidas, o tempo de simulação foi estipulado de maneira a garantir que o sistema alcançasse o regime estacionário.

A partir desse ponto a intenção foi comprovar que o modelo respondia adequadamente quando simulado para outros modos.

Mediante análise, o que se nota é que, independentemente do modo simulado, a curva de amplitude sobre diâmetro versus velocidade reduzida possui a mesma forma (Figura 32).

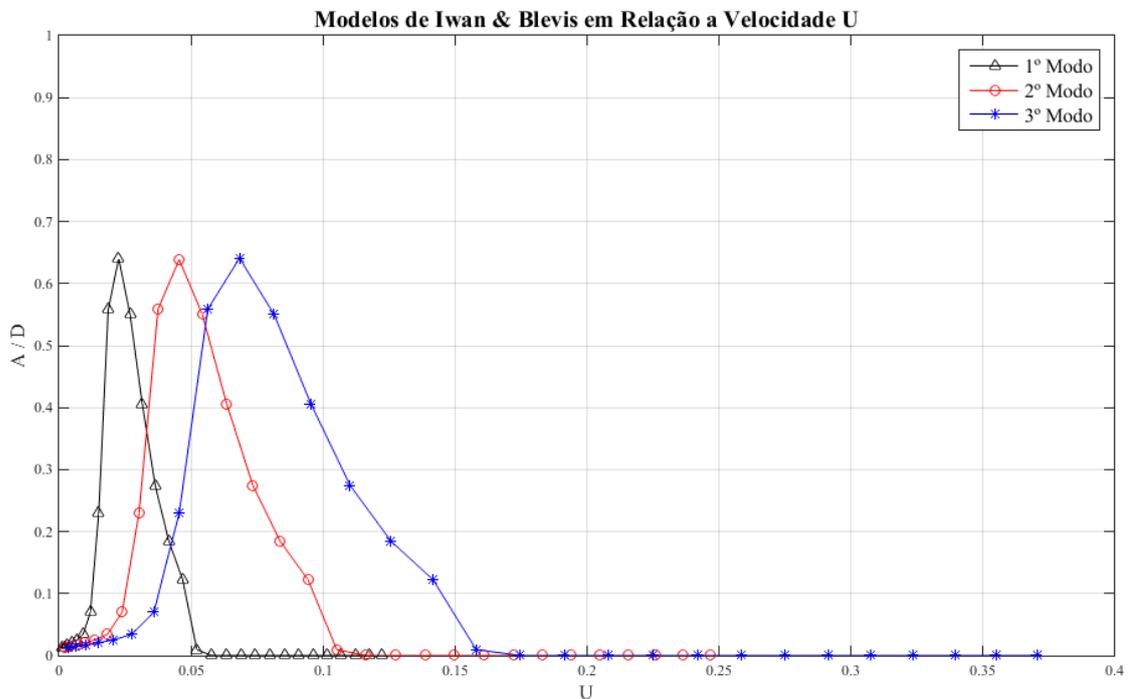
Quando analisada em relação a velocidade do escoamento (Figura 33), a forma da curva é mantida e apenas a faixa de excitação aumenta, o que condiz com o fato de que para frequências maiores a faixa de *lock-in* também é maior.

Figura 32. Comparação da amplitude de resposta em função da velocidade reduzida para os primeiros modos de vibração.



Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Figura 33. Visualização das amplitudes de resposta em relação a velocidade de corrente livre.



Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Ao se estender a simulação para todos os 31 modos da estrutura é possível perceber o alargamento da faixa de *lock-in* (Figura 34).

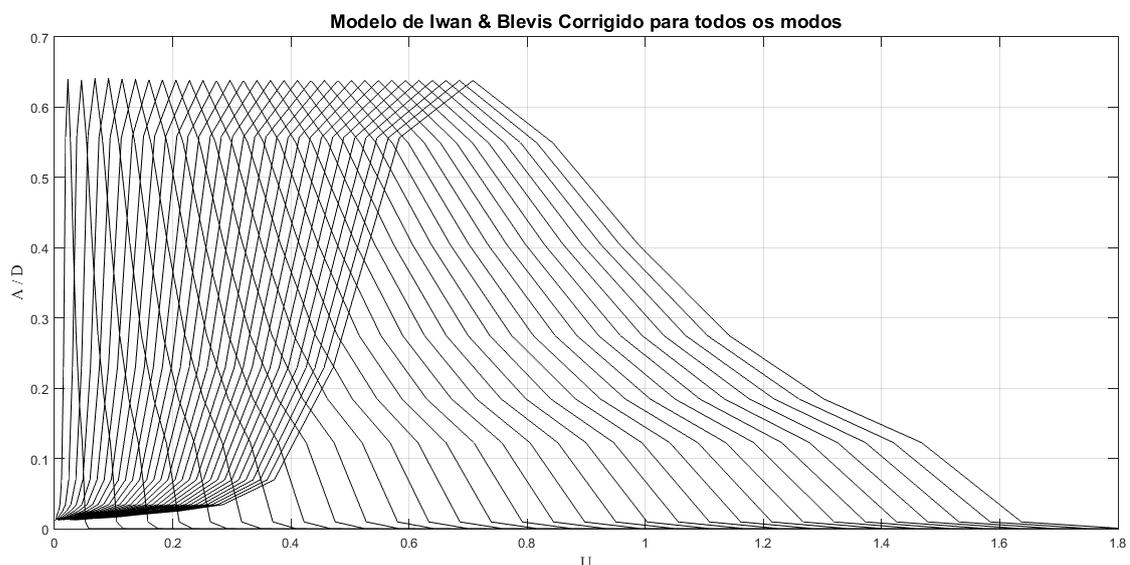
Em um sistema real as amplitudes para modos mais altos seriam reduzidas se comparadas aos modos mais baixo, o que não ocorre nessa simulação. Isso se deve ao fato de que, para cada modo, é considerado que toda a estrutura está sendo excitada no mesmo modo, sem interferência de outro modo maior ou menor. Outro efeito possível de analisar é o da sobreposição de faixas de *lock-in*. Como a massa reduzida do sistema é pequena, $m^* = 2,9098$, as faixas de *lock-in* são maiores e a sobreposição ocorre para praticamente todos os modos de vibração.

Como a forma da curva adimensional é igual para todos os modos viu-se a possibilidade de simplificar o trabalho computacional. Ao invés de simular todos os modos pode ser utilizado um fator de correção com base na simulação de apenas um modo. Para uma amplitude adimensional (A/D) a respectiva velocidade de escoamento para o modo desejado pode ser obtida da seguinte maneira:

$$U_n = U_i \frac{f_n}{f_i} \quad (39)$$

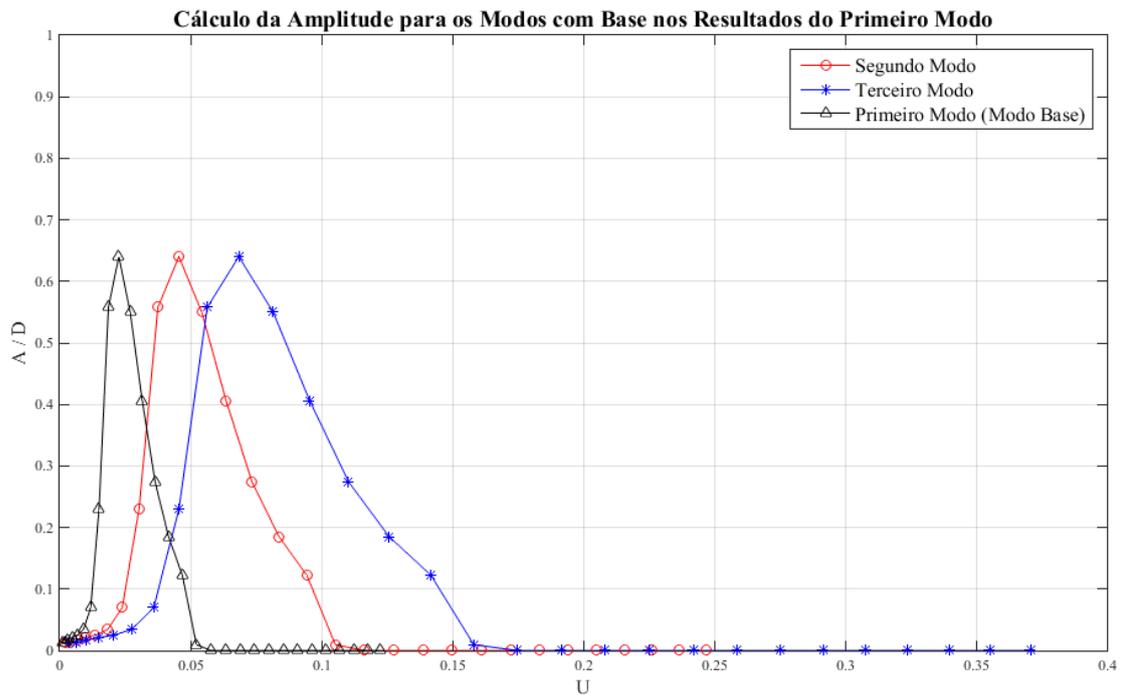
onde n é o modo para o qual deseja-se obter a velocidade, e i é referente ao modo utilizado como base. Como pode ser observado na Figura 35 as curvas obtidas por essa correção são idênticas àquelas obtidas pela simulação de cada modo (Figura 33).

Figura 34. Visualização da resposta em relação a velocidade de corrente livre para todos os modos de vibração analisados.



Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Figura 35. Visualização das amplitudes para os primeiros modos obtidas pela aplicação de um fator de correção na simulação do primeiro modo.

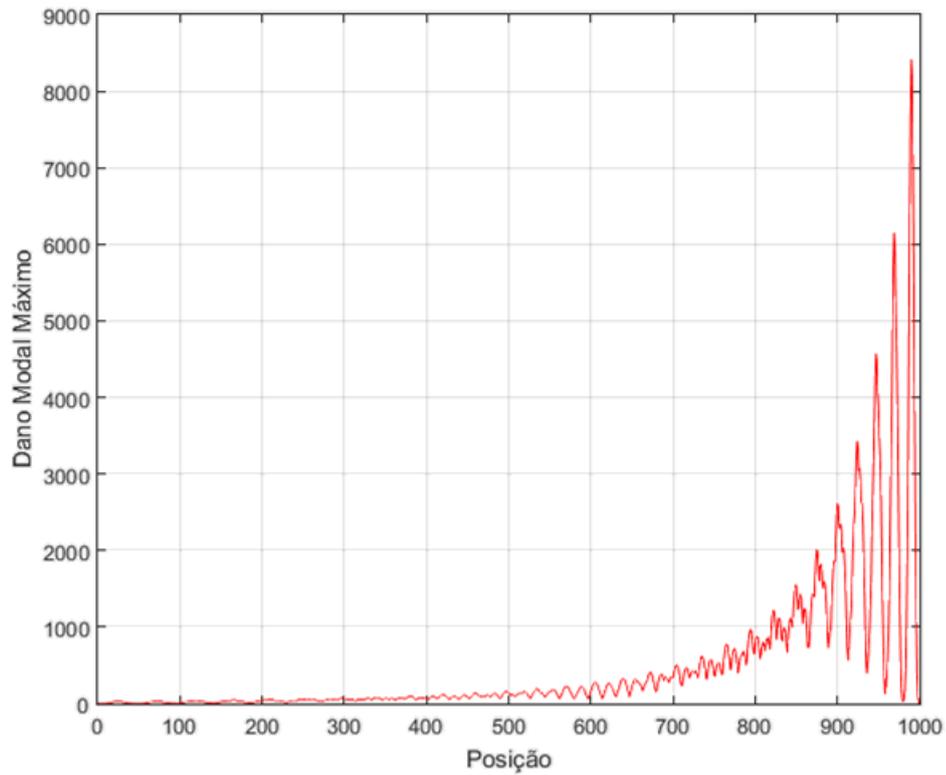


Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

5.1 CASO COM $T/P_s = 1,2$

A primeira análise foi realizada para a razão entre tração e peso submerso igual a 1,2, com perfil de velocidade constante igual a 1 m/s . Devido aos altos valores de V_r obtidos, para a velocidade de corrente livre igual a 1 m/s , é possível notar que os modos de maior frequência são excitados. Como mostrado anteriormente, os valores de amplitude de resposta para o modelo corrigido são menores quando comparados ao modelo de Lyons&Patel e a influência dessa diferença pode ser percebida quando são avaliados os resultados para o dano causado ao *riser*.

Figura 36. Resultado da análise pelo modelo de Lyons&Patel no caso com T/Ps =1,2



Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Figura 37. Máximo dano por posição e modo referente ao máximo dano pelo modelo de Lyons&Patel no caso com T/Ps =1,2

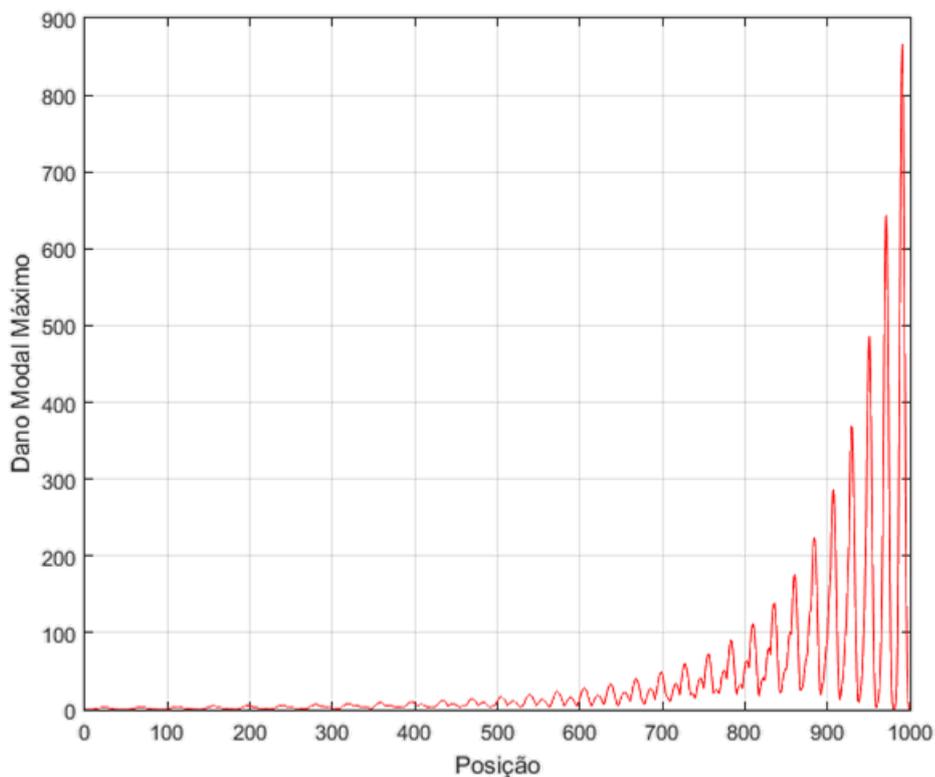
Max.Dano por Posição		
Pos	MaxDano	Modo
50	0.1345	31
100	4.146	31
150	22.45	31
200	36.75	30
250	47.31	29
300	64.94	29
350	63.82	28
400	57.77	31
450	83.6	30
500	143.5	29
550	153.9	28
600	160.4	29
650	211.6	30
700	330.1	29
750	369.2	30
800	765.2	30
850	1535	29
900	2608	29
950	3901	30
1000	0.002733	29

Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

O modelo de Lyons&Patel avalia o maior dano como ocorrendo em uma profundidade de 991 metros do *riser*, sendo a vida útil nesse ponto igual a $2,9311 \times 10^{-5}$ o que implica que, se estimulado constantemente nessas condições, o *riser* resistiria a aproximadamente 15 minutos (resultados da análise apresentados nas Figura 36 e Figura 37). Para as mesmas condições o modelo de Iwan&Blevins (Figura 38 e Figura 39) corrigido fornece uma vida útil no ponto de maior dano (992 m) de $5,4199 \times 10^{-4}$, aumentando a resistência do *riser* para 4 horas e 44 minutos.

O modelo corrigido apresenta uma vida útil maior devido a sua melhor representação da curva de amplitude de resposta, como as amplitudes para o modelo corrigido são menores, conseqüentemente as tensões, então, os danos serão menores.

Figura 38. Resultados para o modelo de Iwan&Blevins corrigido no caso com T/Ps=1,2



Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Figura 39. Máximo dano por posição e modo referente ao máximo dano pelo modelo de Iwan&Blevins no caso com $T/P_s = 1,2$

Max.Dano por Posição		
Pos	MaxDano	Modo
50	0.01888	31
100	0.5821	31
150	3.152	31
200	4.678	31
250	3.119	30
300	2.197	29
350	3.195	31
400	8.11	31
450	5.987	30
500	11.37	31
550	9.297	30
600	15.18	31
650	15.16	30
700	44.98	31
750	28	31
800	54.8	30
850	51.93	29
900	91.41	30
950	471.8	31
1000	0.0002074	31

Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

5.2 CASO COM $T/P_s = 1,5$

Para o caso com a razão da tensão de topo em relação ao peso submerso igual a 1,5, os dados foram obtidos para velocidades de 0,5 m/s, 0,75 m/s e 1 m/s, os dados com os pontos de maior dano são apresentados na Tabela 4.

Tabela 4. Resultados para os modelos de Lyons&Patel e Iwan&Blevins corrigido no caso com $T/P_s = 1.5$

Lyons&Patel			
Velocidade	1 m/s	0,75 m/s	0,5 m/s
Máx. dano (posição)	986 m	981 m	972 m
Vida útil	17,8 horas	16,82 dias	3,9844 anos
Iwan&Blevins Corrigido			
Velocidade	1 m/s	0,75 m/s	0,5 m/s
Máx. dano (posição)	987 m	983 m	974 m
Vida útil	3,16 dias	70,66 dias	15,7881 anos

Fonte: Elaboração própria [MATLAB].

Como percebido no primeiro caso simulado, o modelo de Iwan&Blevins corrigido apresenta valores para vida útil maior para as condições ensaiadas.

Importante destacar que as vidas úteis encontradas para ambos os casos, $T/P_S = 1,2$ e $T/P_S = 1,5$, são baixas devido ao fato do cálculo do dano ser efetuado para o corpo em constante excitação de VIV, desconsiderando a periodicidade de aplicação de cada carga cíclica.

6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Como observado na apresentação dos resultados, o modelo de Iwan&Blevins corrigido para a variação da massa adicional, apresenta resultados mais precisos das amplitudes de resposta em ressonância. Sendo menos conservador que o de Lyons&Patel e representando melhor os ramos de resposta.

O modelo analítico corrigido, no entanto, apresenta algumas limitações, como por exemplo, não ser capaz de considerar o estímulo de trechos separados na estrutura, o que é possível através da variável $s(x)$ apresentada por Iwan (1981) e utilizada por Lyons e Patel (1986), em todo momento o corpo inteiro é excitado por um modo. Considerando o corpo excitado em trechos permitiria a utilização de perfis de corrente que variam ao longo da estrutura, o que é intrínseco à sua natureza. É interessante a sugestão de um trabalho futuro que possibilite essa análise, o que não pôde ser realizado no tempo de execução desse trabalho, e não fazia parte de seu escopo.

Devido a sua complexidade, a análise do amortecimento modal não foi realizada, o amortecimento foi considerado igual para todos os modos. Se adicionada, essa análise permitiria uma melhor representação das amplitudes de resposta dos modos de vibração, apresentando o achatamento das curvas de resposta para os modos de maior frequência.

Outro fato é a excitação de mais de um modo em um mesmo trecho, fenômeno decorrente da sobreposição de faixas de *lock-in* e que ainda não é bem compreendido, pois a relação entre os modos é inconstante, impossibilitando a previsão de quais modos estão ativos e quanto de energia cada um dissipa.

Alguns pontos podem ser destacados. Em se tratando do modelo de Lyons&Patel, haveria a possibilidade de realizar um estudo para a correção do fator de redução de amplitude, tornando-o mais compatível com resultados diversificados, possivelmente considerando a influência da massa adicional variável. Já para a análise do sistema em apenas um grau de liberdade, alguns estudos já consideram o sistema com dois graus de liberdade, incluindo os efeitos da oscilação *inline* sob a resposta transversal, sendo outra vertente de estudos a aplicação desse sistema em um modelo analítico melhorado.

A simplicidade da solução de modelos analíticos mostrou-se evidente, tornando-os ferramentas práticas em aplicações de cunho tecnológico, além de

contribuir para a melhora de análises experimentais e para o entendimento de características físicas dos fenômenos.

REFERÊNCIAS

- BALENA, Rosianita. **Estudo Analítico-numérico das Vibrações Induzidas por Vórtices em Trecho Vertical de Riser Rígido, Sujeito à Variação de Tração, e sua Influência na Fadiga**. 2010. 162 f. Tese (Doutorado) - Curso de Engenharia, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2010.
- BEARMAN, P W. Circular cylinder wakes and vortex-induced vibrations. **Journal of Fluids and Structures**. p. 648-658. mai. 2011.
- BLEVINS, Robert D. **Flow-Induced Vibrations**. 2. ed. Malabar, Florida: Krieger Publishing Company, 1990.
- CALLISTER Jr, William D. **Ciência e Engenharia de Materiais: Uma Introdução**. 7. ed. Rio de Janeiro: LTC, 1940.
- DAHL, J M; HOVER, F S; TRIANTAFYLLOU, M S. Two-degree-of-freedom vortex-induced vibrations using a force assisted apparatus. **Journal of Fluids and Structures**. p. 807-818. abr. 2006.
- FATEMI, A.; YANG, L.. Cumulative fatigue damage and life prediction theories: a survey of the state of the art for homogeneous materials. **International Journal of Fatigue**. Great Britain, p. 9-34. jun. 1997.
- FUJARRA, A L C; PESCE, C P; FRANCISS, R. Investigação analítico-numérica sobre a dinâmica de tubos verticalmente submersos sujeitos a ação do fenômeno de vibração induzida pela vorticidade - VIV. In: CONGRESO PANAMERICANO DE INGENIERÍA NAVAL Y PORTUARIA - IPIN, 1997, Montevideo, 1997.
- FUJARRA, André Luis Condino. **Estudos Experimentais e Analíticos das Vibrações Induzidas pela Emissão de Vórtices em Cilindros Flexíveis e Rígidos**. 2002. 234 f. Tese (Doutorado) - Curso de Engenharia Naval e Oceânica, Departamento de Engenharia Naval e Oceânica, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.
- GRIFFIN, O M; RAMBERG, S e. Some recent studies of Vortex Shedding with Application to Marine Tubulars and Risers. **Journal Of Energy Resources Technology**. New Orleans, p. 2-13. mar. 1982.
- IWAN, W D. The Vortex-Induced Oscillation of Non-Uniform Structural System. **Journal of Sound and Vibration**. London, p. 291-301. maio 1981.
- IWAN, W D; BLEVINS, R D. A Model for Vortex Induced Oscillation of Structures. **Journal of Applied Mechanics**. Boulder, p. 581-586. set. 1974.
- JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. **Journal of Fluids and Structures**. p. 1035-1042. mar. 2003.
- LYONS, G. J; PATEL, M H. A Prediction Technique for Vortex Induced Transverse Response of Marine Risers and Tethers. **Journal of Sound and Vibration**. London, p. 467-487. jan. 1986.

SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. **Journal of Fluids and Structures**. p. 389-447. jan. 2004.

SARPKAYA, T. Vortex-Induced Oscillations: A Selective Review. **Journal of Applied Mechanics**. New York, p. 241-258. jun. 1979.

SERGEV, S S; IWAN, W D. The Natural Frequencies and Mode Shapes of Cables With Attached Masses. **Journal of Energy Resources Technology**. p. 237-242. set. 1981.

SKOP, R A; GRIFFIN, O M. An heuristic model for determining flow-induced vibrations of offshore structures. In: OFFSHORE TECHNOLOGY CONFERENCE, 5., 1973, Houston. OTC Paper, 1973.

SRINIL, Narakorn; ZANGANEH, Hossein. Modelling of coupled cross-flow/in-line vortex-induced vibrations using double Duffing and van der Pol oscillators. **Ocean Engineering**. p. 83-97. jul. 2012.

SURESH, Subra. **Fatigue of Materials**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.

SØGÅRD, Bjørn. **Studies probe flexible riser failure**: The technical root cause of this issue is still a conundrum, Bjørn Søgård explains. Disponível em: <<https://www.dnvgl.com/oilgas/perspectives/studies-probe-flexible-riser-failure.html>>. Acesso em: 5 nov. 2015.

VANDIVER, J K. Dimensionless Parameters Important to the Prediction of Vortex-Induced Vibration of Long, Flexible Cylinders in Ocean Currents. **Journal of Fluids and Structures**. p. 423-455. 1993.

VIKESTAD, K; VANDIVER, J K; LARSEN, C M. Added Mass and Oscillation Frequency for a Circular Cylinder Subjected to Vortex-Induced Vibrations and External Disturbance. **Journal of Fluids and Structures**. p. 1071-1088. maio 2000.

VON KÁRMÁN, Theodore. **Aerodynamics**. Londres: McGraw-Hill, 1963.

WILLIAMSON, C H K; GOVARDHAN, R. Vortex-Induced Vibrations. **Annual Reviews: Fluid Mechanics**. p. 413-455. 2004.

WILLIAMSON, C H K; A ROSHKO,. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. **Journal of Fluids and Structures**. p. 355-381. jan. 1988.