

VIBRAÇÃO AUTO INDUZIDA POR VORTICIDADE  
(VORTEX SELF INDUCED VIBRATION - VSIV)

Érika Maria Carvalho Silva

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

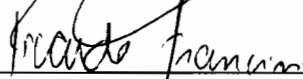
Aprovada por:



Prof. Antonio Carlos Fernandes, Ph.D.



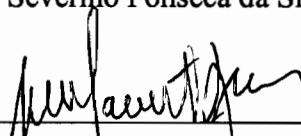
Prof. Breno Pinheiro Jacob, D.Sc.



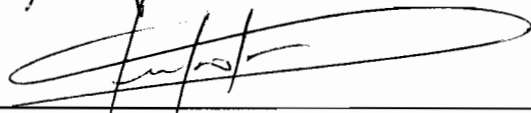
Dr. Ricardo Franciss, D.Sc.



Prof. Severino Fonseca da Silva Neto, D.Sc.



Prof. Sergio Hamilton Sphaier, Dr-Ing.



Prof. Celso Pupo Pesce, D.Eng.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

FEVEREIRO DE 2007

# **Livros Grátis**

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

Milhares de livros grátis para download.

SILVA, ÉRIKA MARIA CARVALHO

Vibração Auto Induzida por Vorticidade  
(Vortex Self Induced Vibration - VSIV) [Rio  
de Janeiro] 2007

IX, 256 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, D.Sc.,  
Engenharia Oceânica, 2007)

Tese – Universidade Federal do Rio de  
Janeiro, COPPE

1. Vibrações Induzidas por Vórtices

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

Dedico aos meus pais e a meu esposo pela compreensão e o amor.

## AGRADECIMENTOS

A Deus

Aos meus pais e ao meu esposo pelo incentivo e apoio durante o período de realização deste trabalho.

Aos Orientadores Antonio Carlos Fernandes e Breno Pinheiro Jacob pela orientação dada a este trabalho, pelo incentivo, pelos ensinamentos transmitidos e pela amizade.

Ao Professor Severino Fonseca da Silva Neto pela ajuda e ensinamentos durante a realização deste trabalho. Aos funcionários da universidade Frederico Novaes e Saraza pelo apoio técnico.

Ao funcionário do laboratório de ondas e correntes, Luiz Vaz, pela ajuda durante a realização dos ensaios.

A todos os amigos da Petrobras que através do apoio técnico e do estímulo colaboraram para que este trabalho fosse concluído, em especial aos Engenheiros Franciss, Elton, Casaprima, Alexandre Jório, Cyntia e Cláudia.

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

VIBRAÇÃO AUTO INDUZIDA POR VORTICIDADE  
(VORTEX SELF INDUCED VIBRATION – VSIV)

Érika Maria Carvalho Silva

Fevereiro/2007

Orientadores: Antonio Carlos Fernandes

Breno Pinheiro Jacob

Programa: Engenharia Oceânica

É bem conhecido que o fenômeno de vibrações induzidas por vórtices em linhas cilíndricas de aplicação oceânica pode ocorrer devido a um fluxo de corrente. Não é bem conhecido, entretanto, que essas vibrações podem ocorrer sem correntes, mas sim devido ao movimento próprio de uma estrutura.

Para este último fenômeno, o presente trabalho sugere o nome Vibração Auto Induzida por Vorticidade, ou em inglês *Vortex Self Induced Vibration – VSIV*. Além disso, mostra como evidenciar a ocorrência do VSIV através da realização de experimentos no Canal de Ondas do Laboratório de Ondas e Correntes (LOC/COPPE/UFRJ). Estes ensaios se concentram em um cilindro horizontal, com um grau de liberdade lateral e sujeito a um movimento oscilatório na vertical. A resposta do cilindro foi representada em termos de parâmetros adimensionais correspondentes à amplitude e à frequência de oscilação.

Para corroborar a existência de VSIV, apresentam-se também resultados das análises dos dados medidos em escala real de monitoração do SCR (Steel Catenary Riser) da plataforma P18 da Petrobras. Estes resultados em escala real têm boa aderência com os dados de resposta obtidos dos experimentos no LOC/COPPE/UFRJ. Finalmente, desenvolveu-se uma metodologia simplificada para calcular o dano máximo à fadiga devido ao VSIV para o *riser* monitorado da P18.

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

## VORTEX SELF INDUCED VIBRATION

Érika Maria Carvalho Silva

February/2007

Advisors: Antonio Carlos Fernandes

Breno Pinheiro Jacob

Department: Ocean Engineering

It is known that vortex induced vibration phenomenon in cylindrical lines of ocean application occurs due to currents, however it is not well known that these vibrations can occur without currents, but due to the structure motion itself.

For this last phenomenon the present work suggests the name Vortex Self-Induced Vibration – VSIS. In addition, presents how to evidence the occurrence of VSIV through experiments that were carried out in the Wave Canal of the Laboratory of Wave and Currents (LOC/COPPE/UFRJ). These experiments were focused on a horizontal cylinder with a lateral degree of freedom and subjected to vertical oscillatory motion. The response of the cylinder was represented in terms of dimensionless parameters corresponding to amplitude and oscillation frequency.

To corroborate the existence of VSIV also the work systematized data from real scale measurements from the P18 platform SCR (Steel Catenary Riser). These results in real scale are in accordance with the response data obtained from experiments at LOC/COPPE/UFRJ. Finally, a methodology also was developed to calculate the maximum fatigue damage due to VSIS for P18 monitoring riser.

## ÍNDICE

<b>CAPÍTULO I – Introdução</b>	1
I.1 – Contexto e Motivação	1
I.2 – Histórico	1
I.3 – Objetivos	5
I.4 – Descrição da Tese	6
<b>CAPÍTULO II – Vibrações Induzidas por Desprendimento de Vórtices</b>	7
II.1 – O Mecanismo Físico	7
II.2 – Parâmetros Adimensionais	11
II.2.1 – Parâmetros do escoamento	11
II.2.2 – Parâmetros Estruturais	13
II.2.3 – Parâmetros de Interação	15
II.3 – Vibrações Transversais Induzidas por Vórtices de um Cilindro em Fluxo de Corrente	18
II.4 – Vibrações in Line de um Cilindro Sujeito a um Fluxo de Corrente	24
II.5 – Vibrações Transversais de um Cilindro em Fluxo Oscilatório Regular e Irregular	26
II.5.1 – Efeito da Razão de Massa e do Parâmetro de Estabilidade nas Vibrações Transversais em Fluxo Oscilatório	36
II.6 – Dinâmica do Escoamento	39
<b>CAPÍTULO III – Descrição do Experimento</b>	40
III.1 – Introdução	40
III.2 – Descrição do Aparato de Teste	40
III.3 – Cálculo da Rigidez de Projeto das Molas	45
III.4 – Obtenção da Frequência Natural do Sistema	46
III.4.1 – Cálculo da Frequência Natural do Sistema na Água a Partir dos Resultados do Teste de Decaimento	46
III.4.2 – Cálculo da Frequência Natural do Sistema no Ar a Partir dos Resultados do Teste de Decaimento	51
III.4.3 – Cálculo da Frequência Natural a Partir da Medição da Rigidez das Molas	53



III.4.4 – Cálculo da Frequência Natural a Partir da Rigidez de Projeto	55
III.5 – Casos Ensaiaados e Adimensionais	56
III.5.1 – Dados Obtidos das Medições	58
III.5.2 – Resultados e Conclusões dos Ensaioos Realizados	62
<b>CAPÍTULO IV – Medição de Movimento por Imagem</b>	<b>71</b>
IV.1 – Introdução	71
IV.2 – Definições do Sistema	71
IV.3 – A Obtenção de Imagem	72
IV.4 – Detecção de Alvos	74
IV.5 – Medição dos Deslocamentos do Cilindro Ensaiado	74
IV.6 – Tratamento de Imagens	76
<b>CAPÍTULO V – Monitoração de um SCR em Escala Real</b>	<b>78</b>
V.1 – Introdução	78
V.2 – Sistema de Monitoração	78
V.2.1- Cargas Ambientais	80
V.2.2 – Sistema de Monitoração do TDP	80
V.2.3 – Sistema de Monitoração do Topo	81
V.2.4 – Sistema de Monitoração dos Movimentos do Riser	81
V.3 – Processamento e Análise dos Dados de Monitoração dos Movimentos do Riser	83
V.3.1 – Funções de Processamento	86
V.3.2 – Critérios de Verificação e Aceitabilidade	87
V.3.3 - Apresentação dos Programas	88
V.3.4 – Cálculo dos Parâmetros Estatísticos	91
V.3.5 – Pos Processamento dos Sinais	92
<b>CAPÍTULO VI – Análise das Medições de um SCR em Escala Real</b>	<b>94</b>
VI.1 – Introdução	94
VI.2 – Análise das Medições dos Movimentos do Riser	97
VI.3 – Visualização das Bolotas Formadas pelas Trajetórias dos Deslocamentos YZ Medidos pela Garrafa 4	113
VI.4 – Cálculo do Número de Keulegan Carpenter	120

VI.5 – Resultados	122
<b>CAPÍTULO VII – Fadiga</b>	126
VII.1 – Introdução	126
VII.2 – Ciclos de Tensão	128
VII.3 - Curvas S-N	129
VII.4 – Dano Acumulado – Regra de Miner	133
VII.5 – Estimativa da Fadiga Usando Curvas S-N	134
VII.6 –Cálculo Simplificado da Vida à Fadiga devido ao VSIV a Partir dos Dados Monitorados da P18	136
<b>CAPÍTULO VIII – Dinâmica de Fluxo Oscilatório</b>	146
VIII.1 – Introdução	146
VIII.2 – Forças em Fluxo oscilatório	146
VIII.3 – Experimento e Célula de Carga	155
<b>CAPÍTULO IX – Conclusões</b>	160
IX.1 – Conclusões	160
IX.2 – Detalhes Quantitativos	163
IX.3 – Sugestões para Trabalhos Futuros	165
<b>CAPÍTULO X – Bibliografia</b>	166
Anexos	171
Anexo A – Resultados dos Ensaios	172
A.1 – Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=10$	173
A.2 – Resultados para o cilindro com $D=10$ cm e $KC=10$	190
A.3 – Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=20$	210
A.4 – Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=30$	229
Anexo B – Deslocamentos do Cilindro para um Período da Excitação	243
B.1 – Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=20$	244
B.2 – Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=30$	247
Anexo C – Resultados Preliminares dos Coeficientes de Força	249

# ***CAPÍTULO I***

## ***INTRODUÇÃO***

### ***1.1 - CONTEXTO E MOTIVAÇÃO***

Os *risers* rígidos em catenária (SCRs) representam uma das principais soluções para produção e exportação em sistemas flutuantes de produção de petróleo em águas profundas. Suas vantagens relativas a outras opções, tais como, *risers* flexíveis, são a simplicidade e o baixo custo; além disso, como a indústria *offshore* continua a atuar em águas cada vez mais profundas, a tecnologia de *risers* flexíveis apresenta limites de diâmetro e pressão externa tornando os SCRs uma tecnologia favorável para aplicação em sistemas de produção flutuantes em águas profundas e ultraprofundas. Um dos problemas relevantes e complexos, relacionados ao projeto de SCRs conectados a estruturas flutuantes é a fadiga devido à vibração causada pelo desprendimento de vórtices.

A interação hidroelástica entre o fluido e a estrutura é um dos problemas mais complexos no escopo da física clássica e ainda não foi total e satisfatoriamente resolvido. O fluxo de fluidos no entorno de estruturas pode causar vibrações que podem levá-la ao colapso por fadiga em consequência das Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV). Quando a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima da frequência natural da estrutura, as vibrações induzidas por vórtices podem se desenvolver com amplitudes tão grandes quanto o diâmetro do cilindro, ou mesmo maiores. Além disso, devido a estas vibrações, há um aumento no coeficiente de arrasto ( $C_d$ ), aumentando as forças devidas às correntes marinhas e/ou ondas, penalizando as estruturas instaladas em águas profundas que se caracterizam por abrigarem uma grande quantidade de *risers* e linhas de ancoragem.

### ***1.2 - HISTÓRICO***

O fenômeno de vibrações induzidas por vórtices tornou-se um dos mais intensivos tópicos de pesquisa na literatura hidrodinâmica e de engenharia estrutural. Por outro lado, a complexidade do problema não leva a soluções numéricas e analíticas

padrões. Pesquisas correntes, no estudo de vibrações induzidas por vórtices, tem focado a atenção em áreas como a física da interação fluido estrutura, o desenvolvimento de modelos estruturais dinâmicos mais adequados, a aquisição e análise de dados em escala real, com o propósito de calibrar programas de cálculo da resposta usados em projetos de *risers*.

É bem conhecido que o fenômeno de vibrações induzidas por vórtices em linhas cilíndricas de aplicação oceânica pode ocorrer devido a um fluxo de corrente. Não é bem conhecido, entretanto, que essas vibrações podem ocorrer sem correntes, mas sim devido ao movimento próprio de uma estrutura. Para este último fenômeno, o presente trabalho sugere o nome Vibração Auto Induzida por Vorticidade – VAIIV, ou em inglês *Vortex Self-Induced Vibration – VSIV*.

Para estudo do VSIV foram montados neste trabalho experimentos com estruturas cilíndricas oscilatórias com grau de liberdade lateral, mas restrito elasticamente. SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) também estudaram a resposta de um cilindro em fluxo oscilatório regular e irregular, respectivamente, mas nestes últimos experimentos o cilindro oscila horizontalmente e no presente trabalho o movimento oscilatório imposto ao cilindro é na direção vertical. Estes experimentos foram extremamente úteis para compreender o fenômeno de VSIV em *risers* e serão apresentados detalhadamente no item II.5.

O fenômeno de VSIV foi observado no IPT (Instituto de Pesquisa Tecnológicas) em 1996 (FERNANDES,1996) durante a realização do trabalho sumarizado em FERNANDES *et al.* (1997). Na ocasião foram realizados ensaios com modelos do SCR (Steel Catenary Riser) da plataforma P18. Simulou-se a situação do SCR sujeito à excitações no topo e observou-se que o modelo respondeu com vibrações transversais significativas.

Este fenômeno foi também observado em 1998, em modelos de teste de um projeto de cooperação (JIP) entre diversas empresas, sob a direção da PMB Enginneering (1999). Estes testes foram conduzidos no lago *Pend Oreille* em *Idaho*, com modelos de *risers* em grande escala sujeitos à movimento oscilatório no topo. O

objetivo inicial era o de avaliar o comportamento de VIV ao longo da estrutura. Foram ensaiadas três configurações de *risers* (Figura I.1):

- (a) *Combined Vertical Axis Riser* ou *CVAR*,
- (b) *Lazy Wave Steel Catenary Riser* ou *LWSCR* e
- (c) *Steel Catenary Riser* ou *SCR*.

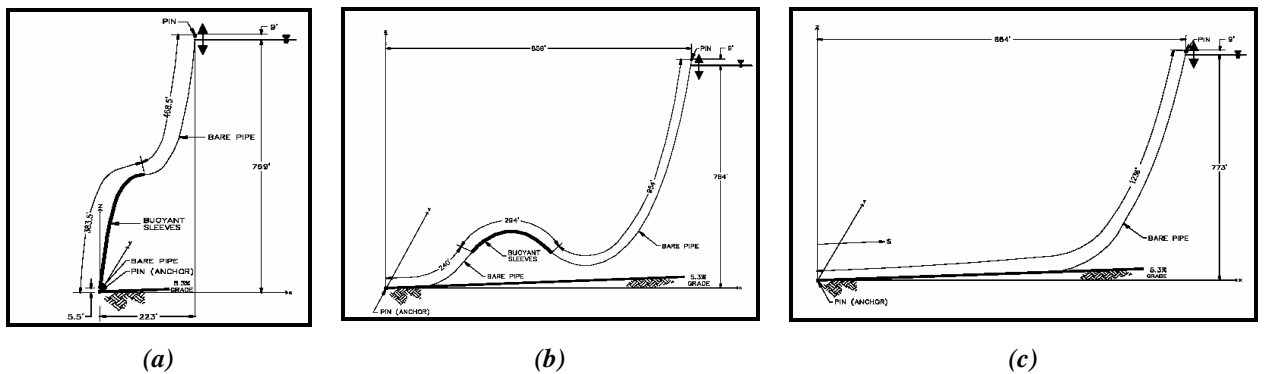


Figura I.1 - Configurações de *risers*.

Mais recentemente, CUNFF, BIOLLEY e DAMY (2005) realizaram experimentos com modelos de *risers* em pequena escala sujeitos a excitações no topo e denominaram o fenômeno de vibração transversal de HILM (*Heave Induced Lateral Motion* - Movimento Lateral Induzido por *Heave*).

Na maioria dos casos reais, as análises de VIV são realizadas utilizando-se procedimentos numéricos baseados em resultados de ensaios experimentais, pois os modelos computacionais baseados na dinâmica dos fluidos (*Computer Fluid Dynamics - CFD*) estão limitados a casos particulares. Através desses modelos, seria possível considerar o comportamento do fluido e da estrutura de forma acoplada, ou seja, possibilitaria que a resposta da estrutura alterasse o escoamento modificando, assim, o próprio carregamento atuante e, de novo, a resposta da estrutura.

Os modelos disponíveis para a análise de VIV, considerando o efeito da corrente, são divididos em dois grandes grupos: Os modelos para análise devido à passagem de fluxo uniforme e os modelos para fluxo não uniforme. Quando um cilindro é circundado por um fluxo uniforme, a resposta dessa estrutura, devido às VIV, pode ser obtida com considerável precisão através de modelos matemáticos. Ao contrário, em fluxos não-uniformes, as vibrações induzidas por vórtices se constituem em um

problema mais complexo. Os modelos de análise de VIV para correntes não uniformes dividem-se em dois tipos: modelos de análise no domínio do tempo e modelos de análise no domínio da frequência. Os modelos de análise no domínio do tempo ainda estão em evolução e serão, certamente, uma preciosa ferramenta para análise de VIV em um futuro próximo. No entanto, os modelos mais utilizados atualmente são os modelos de análise no domínio da frequência. Um destes programas é o SHEAR (2005) que é usado largamente pela indústria para estimar o dano à fadiga de *risers*.

Quando um *riser* é suspenso em uma configuração em catenária por uma estrutura flutuante em ondas, o ponto de conexão é forçado a oscilar verticalmente em fase com a plataforma flutuante e quase na mesma amplitude. Como a linha é arrastada para cima através da água, a esteira é gerada atrás dela, vórtices são desprendidos e a linha tenderá a oscilar transversalmente ao seu eixo. O movimento então se reverte e a linha começa a descer. A esteira colapsa e forma-se novamente acima do cilindro, novamente gerando forças oscilatórias. Uma característica importante do fenômeno é que o fluxo nunca atinge um estado estável, e o tubo é continuamente arrastado de volta através da sua própria esteira turbulenta. Isto significa que se pode colocar em dúvida análises por meio do domínio da frequência visto que estes programas são aplicáveis apenas à condição de fluxo estável em que a esteira é continuamente arrastada. Uma aproximação no domínio do tempo parece ser essencial.

Em relação à análise de VIV devido ao movimento oscilatório (VSIV) pouco estudo foi realizado. Como citado por CHANG e ISHERWOOD (2003), alguns algoritmos no domínio do tempo foram propostos para modelar este fenômeno usando metodologias de *Wake Oscillator* (FALCO, FOSSATI e RESTA, 1999, IWAN e BLEVINS, 1974) e *Vortex Tracking* (SARPKAYA e SHOFF, 1979). Todos são ferramentas do ORCAFLEX (2005), que é um programa usado largamente na indústria *offshore* para modelar o comportamento de *risers*. O modelo *Vortex Tracking* (CFD) foi mostrado ser capaz de modelar efetivamente o fenômeno, já o modelo *Wake Oscillator* apresentou menos sucesso, mas precisa-se de novos experimentos para calibrar e validar estes programas (CHANG e ISHERWOOD, 2003).

### 1.3 - OBJETIVOS

Dentre deste contexto, esta tese tem como objetivo o estudo do VSIV em linhas de aplicação oceânica, baseado na resposta de uma estrutura cilíndrica sujeita a movimento oscilatório regular e nos dados de medição do *riser* monitorado da plataforma P18.

O estudo do comportamento da resposta transversal de uma estrutura cilíndrica sobre condições de fluxo oscilatório requer a identificação de parâmetros adimensionais pertinentes, e o uso destes parâmetros para caracterizar o comportamento dinâmico da resposta de VIV. Usando estes parâmetros, podemos estender os resultados disponíveis para prever o movimento de novas estruturas.

O experimento desenvolvido nesta tese foi realizado no Canal de Ondas do Laboratório de Ondas e Correntes (LOC/COPPE/UFRJ), com um cilindro horizontal com restrição elástica, com dois graus de liberdade, sujeito à movimento oscilatório imposto na vertical, podendo-se variar a amplitude e frequência deste movimento, simulando o comportamento de *risers* devido ao movimento do flutuante, como indicado na Figura I.2.

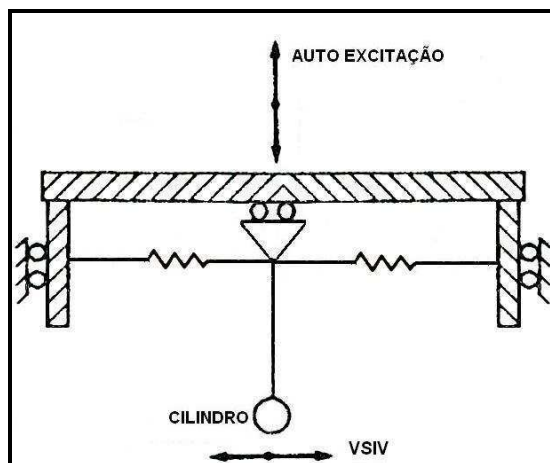


Figura I.2 - Vibração Auto Induzida por Vorticidade (Vortex Self Induced Vibration – VSIV); experimento no LOC/COPPE/UFRJ.

#### ***1.4 - DESCRIÇÃO DA TESE***

O Capítulo II descreve a natureza do fenômeno de VIV devido à corrente e devido ao movimento oscilatório e apresenta os parâmetros adimensionais importantes para análise de VIV.

O Capítulo III descreve o experimento desenvolvido nesta tese, apresenta graficamente a resposta do cilindro em termos de parâmetros adimensionais correspondentes à amplitude e à frequência de oscilação e mostra gráficos com os deslocamentos do cilindro.

O Capítulo IV apresenta a técnica de medição por filmagem, utilizada para medir os deslocamentos, na direção *in line* e transversal, do cilindro ensaiado nos experimentos realizados nesta tese.

O Capítulo V discorre sobre as etapas de monitoração do *riser* rígido em catenária da P18 e sobre o processamento dos dados de VIV medidos pelas garrafas de monitoração.

O Capítulo VI discute os dados de medição obtidos da Garrafa 4 de monitoração do *riser* da P18 e apresenta a resposta transversal do *riser* em função dos adimensionais estudados. Os dados de medição da Garrafa 4 foram escolhidos para serem estudados, pelo fato dela estar localizada próxima ao TDP, onde ocorrem as maiores oscilações verticais e perpendiculares ao eixo do *riser*.

O Capítulo VII sugere um procedimento para estimar o dano máximo à fadiga para o *riser* monitorado da P18.

O Capítulo VIII descreve sobre o projeto da célula de carga desenvolvida para medir as forças na direção do fluxo oscilatório e na direção transversal e apresenta as expressões para cálculo dos coeficientes de força.

O Capítulo IX apresenta as conclusões e contribuições da tese e faz sugestões de trabalhos futuros.



## *CAPÍTULO II*

### *VIBRAÇÕES INDUZIDAS POR DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES*

#### *II.1 - O MECANISMO FÍSICO*

Um fluido de pequena viscosidade ao passar por um obstáculo forma uma camada limite, junto ao obstáculo. Observa-se que a velocidade nesta camada varia rapidamente, desde um valor nulo no corpo até um valor característico do escoamento fora da camada limite, no seio do fluido. Esta variação normal à superfície da magnitude da velocidade na direção do escoamento representa um escoamento rotacional dentro da camada limite. Para determinadas condições do escoamento aparece a camada limite. Quando o gradiente de pressão adverso (que aparece devido a geometria) aumenta significativamente ocorre a separação o que leva ao desprendimento de vórtices como mostrado na Figura II.1, onde se relaciona a formação dessa esteira com o número de Reynolds (BLEVINS,1994).

O número de Reynolds representa a relação entre as forças de inércia e as forças viscosas, sendo expresso por:

$$\text{Re} = \frac{U \cdot D}{\nu} \quad (\text{II.1})$$

Onde:

$U \Rightarrow$  velocidade do fluxo;

$D \Rightarrow$  diâmetro do cilindro;

$\nu \Rightarrow$  viscosidade cinemática.

O fenômeno de desprendimento de vórtices resulta em uma força oscilatória transversal ao fluxo, aplicada sobre o obstáculo, que oscila com uma determinada frequência. Se uma das frequências naturais do sistema estiver perto da frequência de desprendimento dos vórtices, então esta força fará com que ele entre em ressonância, começando a vibrar com amplitude significativa.

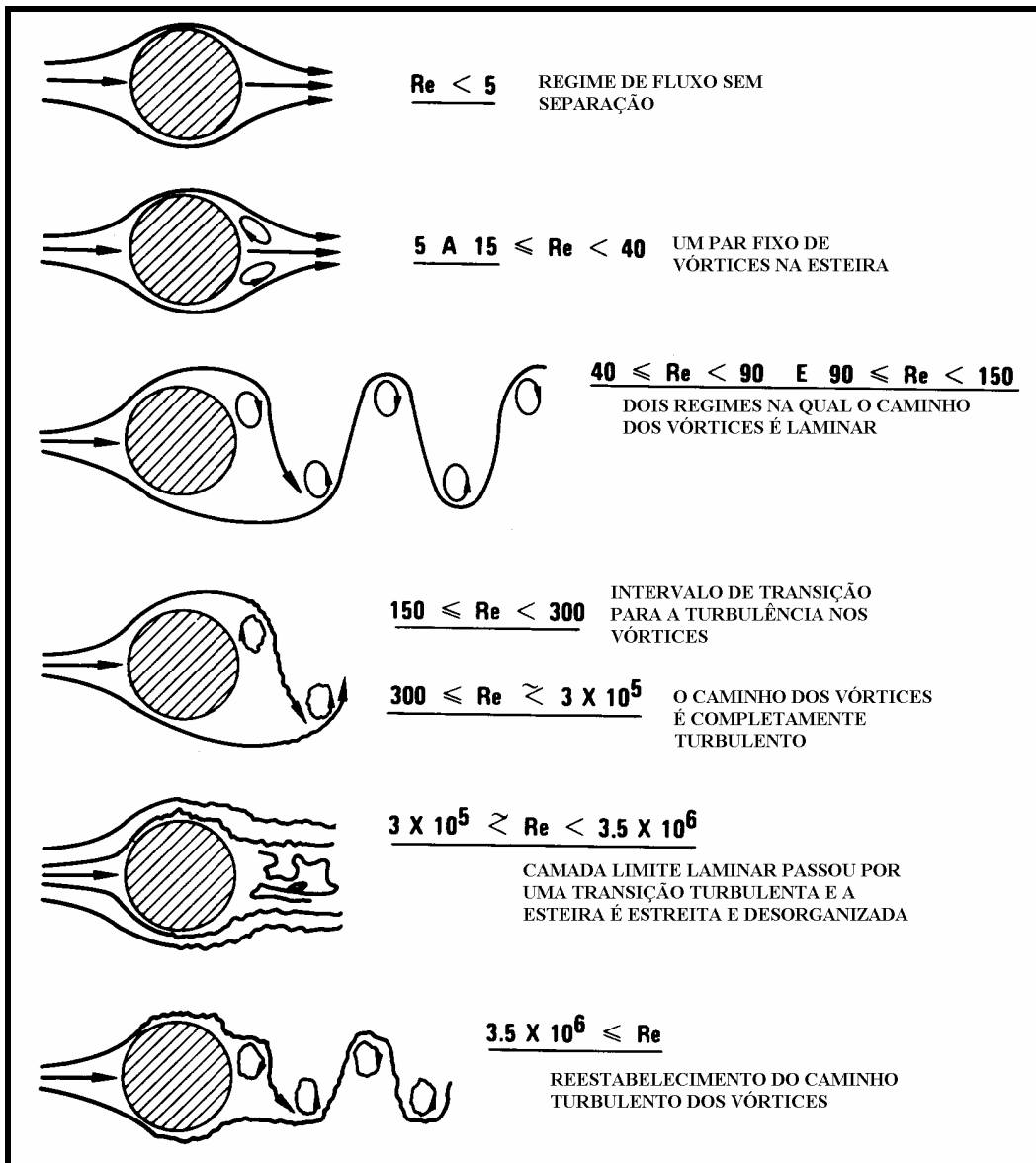


Figura II.1 - Relação entre o número de Reynolds e a formação da esteira de Vórtices. (BLEVINS,1994).

A configuração com um par de vórtices estacionários é mantida até, aproximadamente, um número de Reynolds igual a 40. A partir deste valor, a configuração se modifica para uma situação onde ocorre desprendimento de vórtices de forma periódica e alternada, como apresentado na Figura II.2. A frequência com a qual os vórtices se desprendem é conhecida como frequência de Strouhal e a configuração regular desenvolvida é conhecida como esteira de Von Karman. O adimensional que regula o fenômeno é o número de Strouhal  $S$  que aparece na equação (II.2).

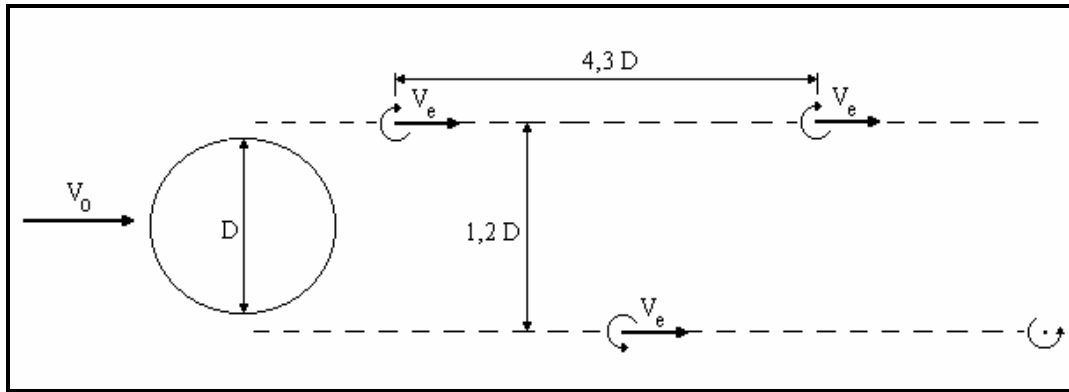


Figura II.2 - Esteira de Von Karman (apud FRANCISS, 1999).

Como dito, uma consequência deste fenômeno de desprendimento de vórtices é surgir uma força oscilatória transversal ao fluxo, aplicada sobre o cilindro, que oscila com a frequência de Strouhal. Se uma das frequências naturais do cilindro  $\omega_n$  estiver perto da frequência de desprendimento dos vórtices, então esta força fará com que ele entre em ressonância, podendo induzir vibrações significativas.

Quando a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima de uma frequência natural do cilindro, esta é “capturada” pela frequência natural ocorrendo, assim, o fenômeno de ressonância conhecido como *lock-in*. O cilindro passa, então, a controlar o desprendimento de vórtices em clara violação da relação de Strouhal, que entretanto é adequada para cilindros fixos.

O comportamento vibratório do tubo é particularmente importante se as frequências de desprendimento de vórtices, dada pela Equação (II.2), estiverem dentro do intervalo de *lock-in* de alguma das frequências naturais  $\omega_n$  do tubo.

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

Onde:

$\omega_s$  = frequência de desprendimento de vórtices em rad/s;

É claro portanto que a frequência de desprendimento de vórtices depende do número de Strouhal,  $S$ , da velocidade da corrente,  $U$ , e do diâmetro do cilindro,  $D$ . Cabe

ressaltar que a velocidade da corrente varia tanto em intensidade quanto em direção ao longo do cilindro, logo  $\omega_s$  varia ponto a ponto ao longo da estrutura. Nesta situação, o cilindro dificilmente apresentará um comportamento vibratório global. Não é raro, contudo, que os perfis de correnteza sejam planos e possuam trechos com intensidade praticamente constante. Neste caso, a frequência de desprendimento de vórtices é constante ao longo desses trechos e, se estiver próxima de uma das frequências naturais da estrutura, o comportamento vibratório global do cilindro pode se manifestar havendo, assim, uma *correlação* entre a geração de vórtices entre seções vizinhas.

O número de Strouhal (S) de um cilindro circular estacionário é função do número de Reynolds e da rugosidade da superfície, para um dado regime de fluxo. Experimentos feitos determinaram que, no regime de transição do número de Reynolds, as vibrações induzidas por desprendimento de vórtices dos cilindros ocorrem, geralmente, para uma larga faixa de Reynolds com um número de Strouhal próximo a 0,2. A Figura II.3 mostra o gráfico que correlaciona número de Strouhal com o número de Reynolds (Re). Para  $Re < 10^5$ , pode-se usar a relação.

$$S \approx 0.212 - (2,7/Re) \quad (II.3)$$

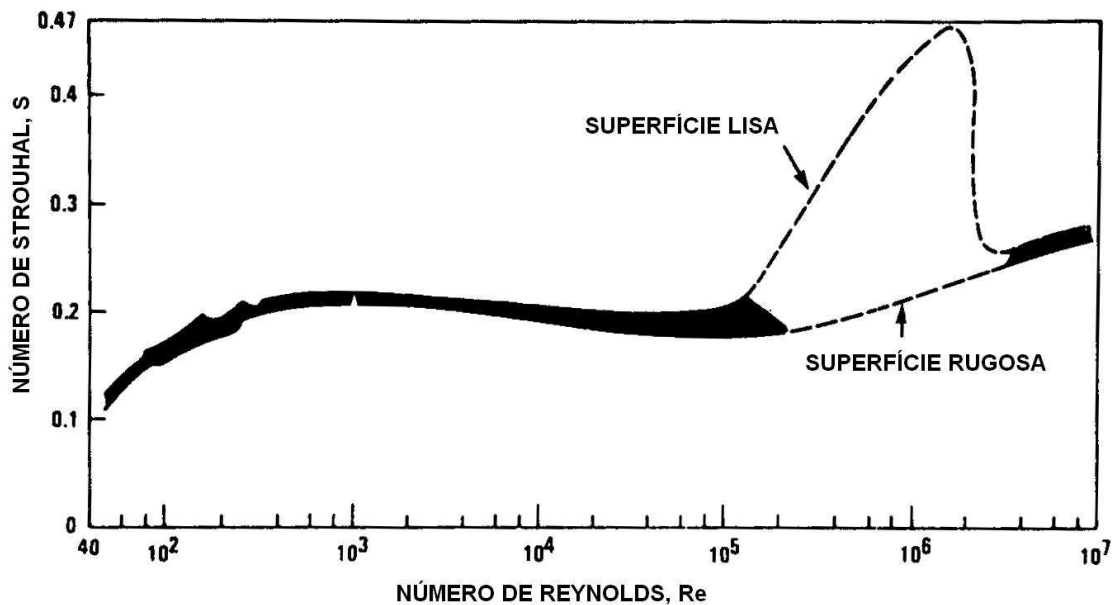


Figura II.3 - Relação entre o Número de Strouhal e o Número de Reynolds (BLEVINS,1994).

## **II.2 - PARÂMETROS ADIMENSIONAIS**

Uma das formas de abordar o problema de VIV, é através de análise dimensional. A análise dimensional permite encontrar os parâmetros adimensionais importantes para o problema de interesse, e também é usada para determinar fatores de escala para se realizar testes com modelos reduzidos para prever o comportamento do protótipo.

Nesta seção, descreve-se alguns parâmetros adimensionais importantes para a análise de vibrações induzidas por vórtices. Os parâmetros são divididos em três grupos: escoamento, estrutura e parâmetros de interação.

### **II.2.1 - PARÂMETROS DO ESCOAMENTO**

Estes parâmetros descrevem as propriedades do escoamento.

#### **Número de Reynolds, $Re$**

$$Re = \frac{U \cdot D}{\nu} \quad (II.4)$$

O número de Reynolds representa a relação entre as forças de inércia e as forças viscosas do escoamento. Em (II.4)  $D$  é o diâmetro do cilindro,  $U$  a velocidade do fluxo e  $\nu$  a viscosidade cinemática. A partir do número de Reynolds delimita-se a transição entre o escoamento laminar para o turbulento, caracterizando a esteira periódica de despreendimento de vórtices (Ver Figura II.1). Os números de Reynolds mais relevantes para *risers* em correntes oceânicas estão na região sub-crítica de  $10^3$  até  $2 \cdot 10^5$ . Isto é devido a pequenos diâmetros, usualmente menores do que 0.5 metros, e geralmente, baixas velocidades de corrente. Mas, para alguns casos de corrente alta, o fluxo está no regime crítico ou supercrítico. Para fluxo oscilatório, a máxima velocidade de fluxo  $U_m$  é usada na definição de Reynolds.

## Número de Keulegan-Carpenter, $KC$

O número de  $KC$  é um parâmetro que caracteriza o fluxo oscilatório, sendo definido por:

$$KC = \frac{U_m T}{D} = \frac{2\pi A}{D} \quad (\text{II.5})$$

Onde  $U_m$  é a velocidade máxima do fluxo oscilatório, durante um período  $T$  e  $D$  é o diâmetro do cilindro. A parte direita da definição descreve o número de  $KC$  usando a relação entre a amplitude do fluxo  $A$  e o diâmetro  $D$ , sendo  $U_m = 2\pi A/T$ . O número de  $KC$  é relevante para estruturas em ondas e para estruturas em fluxo oscilatório. Número de  $KC$  alto corresponde a um escoamento tipo corrente.

## Parâmetro de Frequência, $\beta$

O parâmetro de frequência  $\beta$  é definido como a razão entre o número de Reynolds e o número de  $KC$  (SARPKAYA, 1976 e 1977).

$$\beta = \frac{Re}{KC} = \frac{D^2}{\nu T} \quad (\text{II.6})$$

Os dados de SARPKAYA (1976) mostram claramente que há uma relação entre coeficientes de força em fluxo oscilatório e  $\beta$ .

## Fração de Cisalhamento do Perfil de Corrente

VANDIVER (1993) usou a fração de cisalhamento para descrever a variação de um perfil de corrente não uniforme. Sendo definida como:

$$\text{Fração de Cisalhamento: } \frac{\Delta U}{U_{\max}} \quad (\text{II.7})$$

Onde  $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$  é a variação do perfil de velocidade.

## II.2.2 - PARÂMETROS ESTRUTURAIS

Os parâmetros nesta seção dão informação sobre as propriedades do corpo, geometria, densidade e amortecimento.

### Razão de Aspecto

É simplesmente a razão entre o comprimento do cilindro e o diâmetro do cilindro (II.8).

$$\text{Razão de aspecto: } L/D \quad (\text{II.8})$$

### Razão de Rugosidade

A razão de rugosidade descreve a superfície do corpo (II.9).

$$\text{Rugosidade: } K/D \quad (\text{II.9})$$

Onde  $K$  é a rugosidade média. O aumento da rugosidade eventualmente tornará a camada limite mais turbulenta e o fluxo se comportará como em altos números de Reynolds.

### Razão de Massa

A razão de massa é um parâmetro que relaciona a massa virtual do modelo com a massa do fluido deslocada. Pode ser interpretada, também, como a relação entre a inércia e o empuxo do corpo. Para a seção de um cilindro tem-se (II.10).

$$M = \frac{m + m'}{\rho D^2} \quad (\text{II.10})$$

Onde  $m$  é a massa estrutural e  $m'$  a massa adicional.

A definição (II.10) segue BLEVINS (1994). Outra definição (II.11) tem sido usada, tal como em VIKESTAD (1998).

$$M = \frac{m}{\rho D^2} \quad (\text{II.11})$$

O presente trabalho segue a definição (II.10).

### **Razão de Amortecimento, $\zeta$**

A razão de amortecimento é definida como a razão do coeficiente de amortecimento  $c$  e o valor do amortecimento crítico para o modo dado (II.12).

$$\zeta = \frac{c}{c_c} = \frac{c}{2m\omega_n} \quad (\text{II.12})$$

Sendo  $m$  a massa do sistema e  $\omega_n$  a  $n$ ésima frequência natural.

$\zeta$  é chamado razão de amortecimento ou fator de amortecimento. Para o *riser* da P18 o fator de amortecimento  $\zeta = \zeta_s + \zeta_f$ , onde  $\zeta_s$  é o amortecimento estrutural e  $\zeta_f$  o amortecimento devido ao fluido. No ensaio realizado nesta tese, o fator de amortecimento estrutural está associado ao amortecimento do mecanismo usado no suporte do cilindro (Ver Figura I.2). Eventualmente este último será referido como  $\zeta_m$ . Desde modo, a razão de amortecimento para o ensaio realizado nesta tese será  $\zeta = \zeta_m + \zeta_f$ .

Muitas estruturas reais têm fator de amortecimento na ordem de 0.01 isto é, 1 % do crítico, (BLEVINS, 1994).



## Parâmetro de Estabilidade

Um parâmetro muito usual para a análise de VIV é o parâmetro de estabilidade (SUMER e FREDSOE, 1988), que é formado pelo produto da razão de massa e o fator de amortecimento estrutural (II.13):

$$K_s = 2M(2\pi\zeta_s) = \frac{2(m + m')(2\pi\zeta_s)}{\rho D^2} \quad (\text{II.13})$$

Quanto maior o parâmetro de estabilidade, menores as amplitudes de vibrações transversais.

### II.2.3 - PARÂMETROS DE INTERAÇÃO

Os parâmetros nesta seção são todos relatados para a interação entre fluido e estrutura.

#### Amplitude de Resposta Adimensional, A/D

A resposta devido ao desprendimento de vórtices pode ser na direção da corrente, ou na direção perpendicular à direção da corrente. A frequência da primeira resposta é duas vezes a da segunda resposta, mas, a amplitude na direção perpendicular ao fluxo é na ordem de 5 a 10 vezes a resposta na direção do fluxo (VIKESTAD, 1998). A resposta é usualmente tornada não dimensional dividindo pelo diâmetro da seção transversal como em (II.14).

$$A/D \quad (\text{II.14})$$

A resposta transversal ao fluxo é um dos principais objetivos do estudo do fenômeno vibrações induzidas por vórtices. Estas vibrações são de natureza auto limitadas, significando que, a resposta nunca ultrapassa amplitudes maiores do que um certo limite (Dependendo do amortecimento A/D pode chegar a 1.5 (VIKESTAD, 1998)).

### Velocidade Reduzida, $V_r$

A velocidade reduzida é definida como em (II.15):

$$V_r = \frac{UT}{D} = \frac{U}{f_n D} \quad (\text{II.15})$$

Onde  $U$  é a velocidade local do fluxo,  $f_n$  é a frequência natural e  $D$  o diâmetro da estrutura. A velocidade reduzida é utilizada para delimitar as regiões do cilindro que podem ser fontes de vibrações por desprendimento de vórtices para cada modo natural de vibração.

### Número de Strouhal, $S$

Para o caso de cilindro sem movimento o número de Strouhal é o parâmetro que caracteriza a frequência de desprendimento de vórtices,  $f_s$ . Onde  $D$  é o diâmetro do cilindro e  $U$  a velocidade do fluxo. Em fluxo de corrente, para uma grande faixa de número de Reynolds, o número de Strouhal é próximo a 0.2 (Figura II.3). A definição (II.16) repete a (II.2)

$$S = \frac{f_s D}{U} \quad (\text{II.16})$$

Para o caso de fluxo oscilatório o número de Strouhal pode ser, também, definido como:  $S_m = f_s D / U_m = f_s / f_e KC$ . Onde  $f_s$  representa a frequência de desprendimento de vórtices e  $f_e$  a frequência do fluxo oscilatório e  $KC$  é o número de Keulegan Carpenter definido por (II.5). O número de Strouhal ( $S_m$ ) em fluxo oscilatório regular é aproximadamente constante, para números de  $KC$  maior do que 20, em um valor de 0.2. Para pequenos valores de  $KC$ , particularmente próximo a  $KC=12$ , os vórtices não são sempre desprendidos e o número de Strouhal ( $S_m$ ) neste intervalo varia de 0.35 a 0.15 quando  $KC$  é aumentado de 6 até 12. A partir de  $KC=12$ ,  $S$  rapidamente aumenta para 0.25 entre  $KC=12$  e  $KC=16$  e então gradualmente decresce para 0.22 (SARPKAYA, 1977).

## Frequência Relativa

O número  $N$  de oscilações transversais por ciclo recebe o nome de frequência relativa. Onde  $f_r$  é a frequência de resposta (frequência de vibração transversal) e  $f_e$  a frequência de excitação. Este número  $N$  controla, quando inteiro, o número de bolotas formado pela trajetória combinada pela excitação e a auto indução do movimento transversal (Ver Capítulo III).

$$N = \frac{f_r}{f_e} \quad (\text{II.17})$$

Para futura referência note que no caso do problema de VIV tem-se  $f_s$ ,  $f_n$  e  $f_r$  sendo esta última a frequência de resposta. No caso do fluxo oscilatório e cilindro fixo tem-se as frequências  $f_s$  e  $f_e$  sendo esta última a frequência do fluxo.

### II.3 - VIBRAÇÕES TRANSVERSAIS INDUZIDAS POR VÓRTICES DE UM CILINDRO EM FLUXO DE CORRENTE

Como apresentado anteriormente, um cilindro exposto a um fluxo de corrente experimenta desprendimento de vórtices se  $Re > 40$ . Este fenômeno resulta em variações periódicas nas componentes de força no cilindro; a força de *lift* oscila na frequência de desprendimento de vórtices, enquanto a força de *drag* oscila em duas vezes a frequência de desprendimento de vórtices.

Se o cilindro é montado elasticamente, estas forças induzem vibrações do cilindro. A força de *lift* pode induzir vibrações transversais, enquanto a força de *drag* pode induzir vibrações *in-line* (Figura II.4). Existem excelentes revisões sobre o assunto feitas por BLEVINS (1994), KING (1977), SARPKAYA (1979), GRIFFIN (1981), BEARMAN (1984), CHEN (1987) e PANTAZOPOULOS (1994).

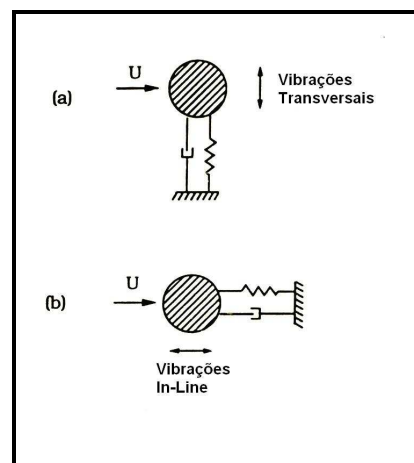


Figura II.4 - Desenho da definição.

As vibrações induzidas por vórtices de um cilindro são bem descritas pelo experimento de FENG (1968). O aparato experimental é basicamente constituído de um cilindro montado elasticamente com um grau de liberdade na direção *y*, como apresentado na Figura II.5. No caso de FENG (1968), o sistema foi exposto a um fluxo no ar. A velocidade do fluxo é aumentada em pequenos incrementos, começando de zero. Para cada velocidade do fluxo  $U$ , as seguintes quantidades foram medidas: a frequência de desprendimento de vórtices,  $f_s$ , a frequência de resposta,  $f_r$  e a

amplitude de vibração,  $A$ . As quantidades são medidas e representadas graficamente em função do adimensional velocidade reduzida (II.15), Figura II.6.

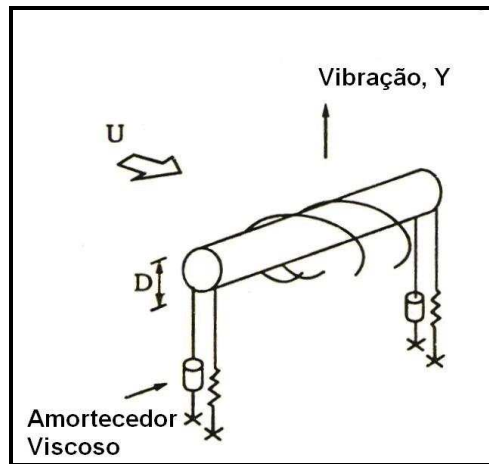


Figura II.5 - Desenho do aparato (FENG, 1968).

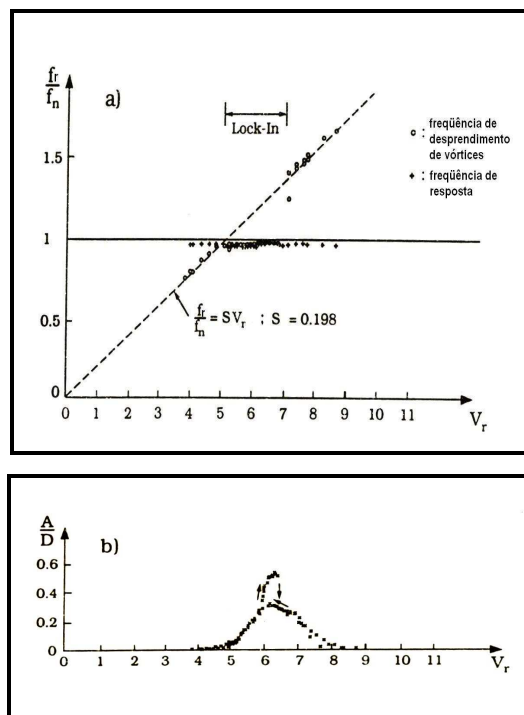


Figura II.6 - Frequência e amplitude de resposta de um cilindro montado elasticamente sujeito a um fluxo de corrente no ar (FENG, 1968).

Os gráficos na Figura II.6 mostram o seguinte:

a) Não ocorrem vibrações até a velocidade reduzida atingir um valor de aproximadamente  $V_r = 4$ .

b) A frequência de resposta segue a frequência de Strouhal até a velocidade reduzida atingir o valor de 5, neste ponto, começa a seguir a frequência natural do sistema ( $f_r / f_n = 1$ ). Pode ser observado na Figura II.6 que isto acontece para o intervalo de  $5 < V_r < 7$ .

Do parágrafo anterior, conclui-se que, a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima da frequência natural do sistema a partir de  $V_r = 5$  e permanece próxima até  $V_r$  atingir o valor de aproximadamente 7. Portanto, conclui-se que, neste intervalo a frequência de desprendimento não é controlado pela relação de Strouhal, mas pela vibração do cilindro. Este fenômeno mencionado anteriormente é conhecido como *lockin*, *ressonância* ou *sincronização*. No intervalo de *lockin*, a frequência de resposta, a frequência de desprendimento e a frequência natural, são coincidentes. Fora da faixa de lockin o cilindro esta parado, isto é, como se estivesse fixo assim neste caso é irrelevante a distinção entre  $f_s$  e  $f_r$ . Em resumo  $f_r = f_s$  para cilindro parado e  $f_r = f_n$  no lockin.

A largura do intervalo de *lockin* depende da razão de massa. Quanto menor a razão de massa, mais largo o intervalo de *lockin* e ainda maior é a amplitude de vibração. A Figura II.7 retirada de JORDANI (2002) mostra a resposta para vários valores de razão de massa.

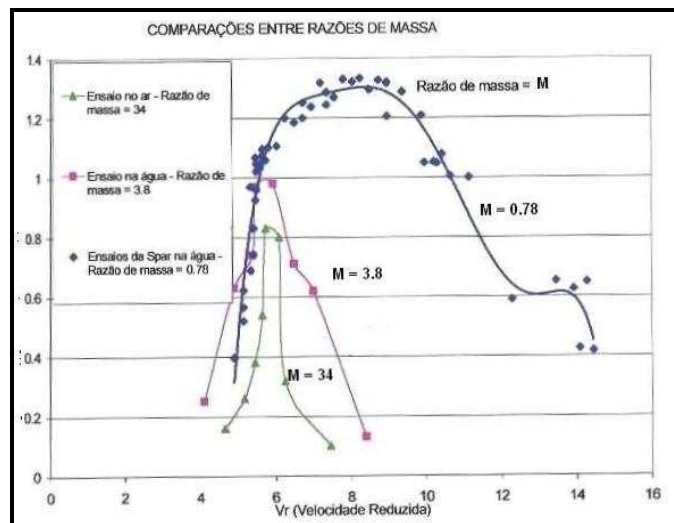


Figura II.7 - Efeito da razão de massa na amplitude de vibração transversal (JORDANI, 2002).

Quando o cilindro é exposto a um fluxo na água, a resposta em termos de amplitude será qualitativamente a mesma que no caso do fluxo no ar, mas, em relação ao início do lockin a velocidade reduzida será diferente e, talvez mais importante, a frequência de resposta no lockin não é a mesma que a frequência natural, mas aumenta lentamente com  $V_r$ , como indica a Figura II.8 (ANAND,1985).

A Figura II.9 ilustra esquematicamente a frequência de resposta no intervalo de *lockin* nos casos no ar e na água. Visto que o cilindro, no intervalo de *lockin*, deveria responder com uma frequência igual à frequência natural do sistema, a Figura II.9 mostra que a frequência natural na água não é mantida no valor da água parada, por outro lado, ela sofre um lento aumento com o aumento de  $V_r$ .

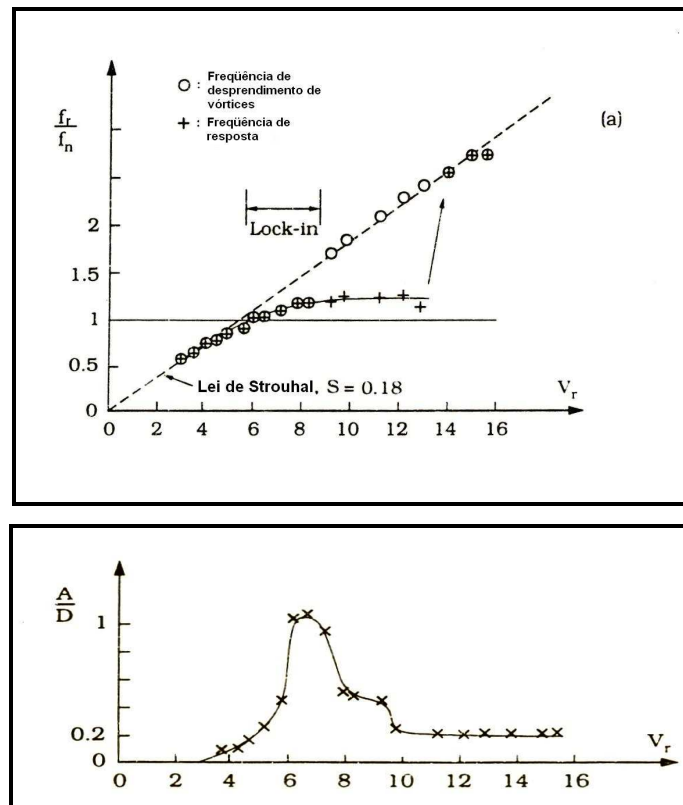


Figura II.8 - Resposta transversal de um cilindro montado elasticamente sujeito a um fluxo de corrente na água ( $M = 5.3$ ) (ANAND, 1985).

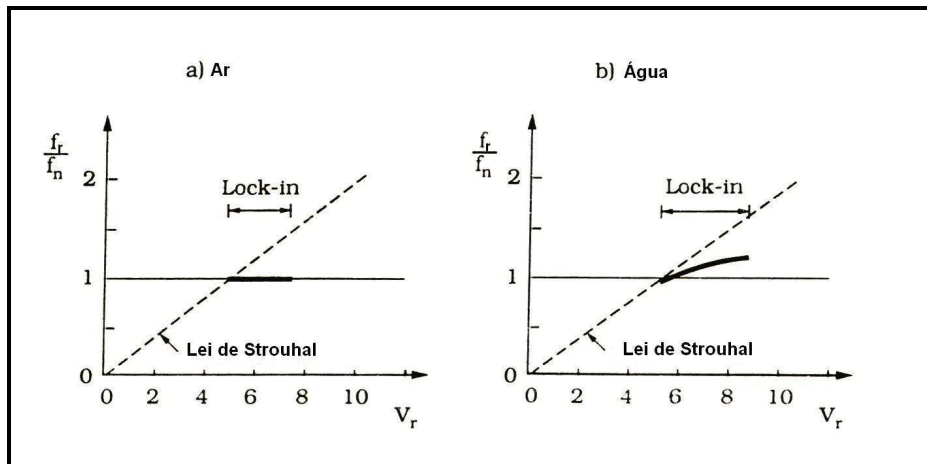


Figura II.9 - Frequência de resposta no ar e na água (SUMER e FREDSON, 1988)

Uma observação importante se refere à frequência natural. No ar o efeito da massa adicional é irrelevante assim  $f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ . Na água a frequência natural é definida em (II.18).

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m + m'}} \quad (\text{II.18})$$

onde  $m'$  é a massa adicional definida por:

$$m' = \rho C_a \frac{\pi D^2}{4} \quad (\text{II.19})$$

Sendo  $C_a$  o coeficiente de massa adicional.

A frequência natural,  $f_n$ , adotada nas Figuras II.6 e II.8, é medida em um fluido parado.

Sobre o parâmetro de estabilidade (Equação II.13) pode-se dizer que seu aumento reduz significativamente a amplitude máxima de vibração transversal (KING, 1974a, GRIFFIN, 1981).



Dados de um túnel de vento e de experimentos em um canal com água (KING, 1974a), Figura II.10, indicam que o cilindro permanece estacionário para valores de  $K_s$  maiores do que aproximadamente 18. Para sistemas ligeiramente amortecidos, por outro lado, a máxima amplitude de vibração transversal aumenta consideravelmente. Também, observa-se que não há amplitudes maiores do que  $A/D=2$ .

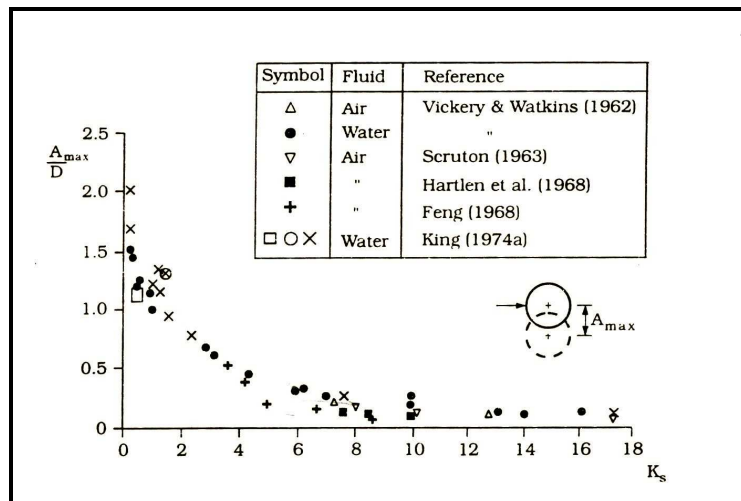


Figura II.10 - Amplitude de vibração transversal em função do parâmetro de estabilidade para vibrações transversais (KING, 1974a).

#### II.4 - VIBRAÇÕES IN-LINE DE UM CILINDRO SUJEITO A UM FLUXO DE CORRENTE

Como mencionado anteriormente, um cilindro sujeito a um fluxo de corrente pode, devido ao desprendimento de vórtices, experimentar uma força de *drag*. Se o cilindro é montado elasticamente, a força de *drag* pode induzir vibrações *in-line* (Figura II.4).

Observações mostram que há três tipos de vibrações *in-line*. Das três, duas delas ocorrem em pequenos valores de velocidade reduzida, uma na região  $1 < V_r < 2.5$ , chamada de primeira região de instabilidade, e a outra na região  $2.5 < V_r < 4$ , chamada segunda região de instabilidade, ver Figura II.11. O terceiro tipo de vibração *in-line*, observada para cilindros com dois graus de liberdade, ocorre em velocidades de fluxo maiores, ou seja, em velocidades onde as vibrações transversais são observadas. Pode-se observar na Figura II.12, extraída de TSAHALIS (1984), que as amplitudes de vibrações *in-line*, experimentadas nesta região, são muito maiores do que na segunda região de instabilidade, mas bem menores do que as vibrações transversais.

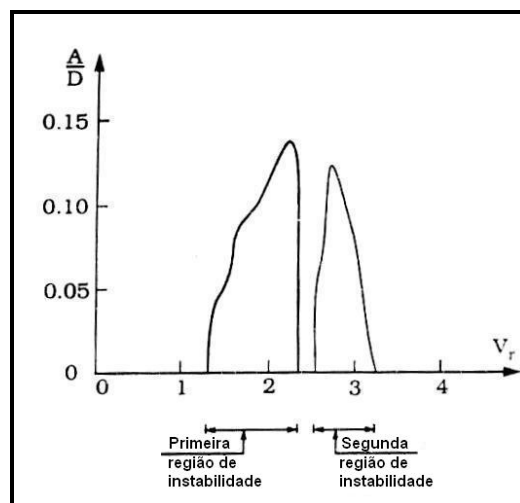


Figura II.11 - Vibrações *in-line*.  $Re=6 \times 10^4$ .(KING,1974b).

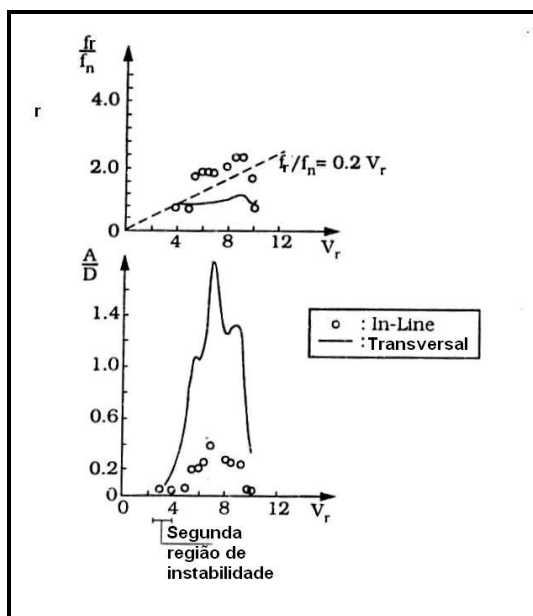


Figura II.12 - Vibrações *in-line* e transversal, cilindro com dois graus de liberdade,  $Re=10^3 - 10^4$ ,  $K_s = 0.5$  (TSAHALIS, 1984).

A Figura II.13 mostra a máxima amplitude de vibração *in-line* ( sem consideração da região de instabilidade) versus o parâmetro de estabilidade (KING, 1977). Este dado da máxima amplitude de vibração *in-line* será utilizado no Capítulo VI.

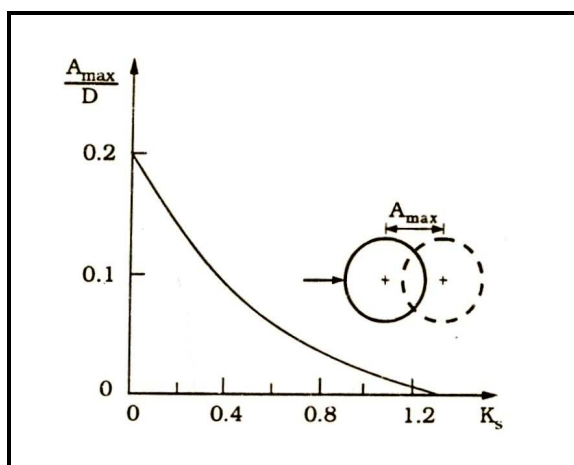


Figura II.13 - Máxima amplitude de vibração *in-line* versus o parâmetro de estabilidade (KING, 1977).

## II.5 - VIBRAÇÕES TRANSVERSAIS DE UM CILINDRO EM FLUXO OSCILATÓRIO REGULAR E IRREGULAR

Como apresentado anteriormente, o fenômeno de vibrações induzidas por vórtices de um cilindro sujeito a um fluxo de corrente tem sido estudado extensivamente por diversos autores. Devido a este fenômeno, o cilindro passa a oscilar na direção transversal ao fluxo. Para um cilindro em fluxo oscilatório um comportamento similar tem sido observado.

Nos parágrafos seguintes, as características gerais das vibrações transversais de um cilindro em fluxo oscilatório regular serão descritas a partir dos experimentos de SUMER e FREDSOE (1988). Nestes experimentos, o cilindro tem apenas um grau de liberdade, na direção transversal ao fluxo. O sistema consiste de um cilindro montado elasticamente em um carrinho e o fluxo oscilatório é criado movendo-se o carrinho (Figura II.14).

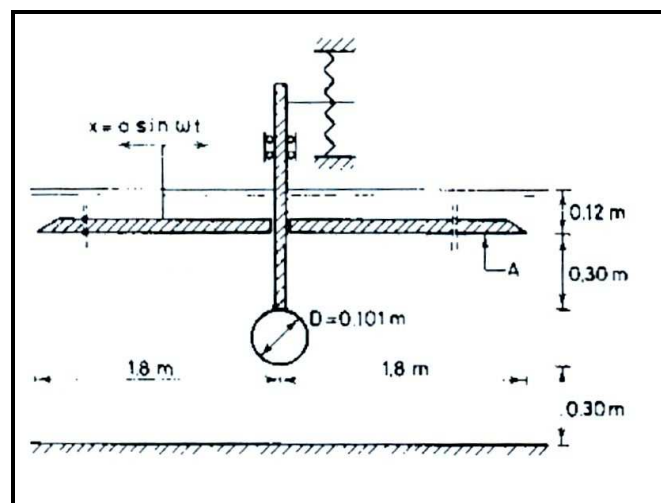


Figura II.14 - Esquema do experimento (SUMER e FREDSOE, 1988).

Quando um cilindro é exposto a um fluxo oscilatório, as vibrações transversais são governadas pelos seguintes adimensionais: Velocidade Reduzida  $V_r$ , Número de Keulegan Carpenter  $KC$ , Razão de Massa  $M$ , Parâmetro de Estabilidade  $K_s$ , Número de Reynolds  $Re$ , e como novidade, a Frequência Relativa.

Sobre condições de fluxo oscilatório regular, o número de Reynolds  $Re$ , o número de Keulegan Carpenter  $KC$  e a Velocidade Reduzida  $V_r$  são definidos por:

$$KC = \frac{U_m T_e}{D} \quad (\text{II.20})$$

$$Re = \frac{U_m D}{\nu} \quad (\text{II.21})$$

$$V_r = \frac{U_m}{f_n D} \quad (\text{II.22})$$

Onde  $T_e = 1/f_e$  é o período do fluxo oscilatório;  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido;  $f_n$  é a frequência natural do cilindro em água parada e  $U_m$  a velocidade máxima do fluxo definida por:

$$U(t) = U_m \text{sen}(2\pi f_w t) \quad (\text{II.23})$$

A Figura II.15 representa os dados de amplitude e frequência obtidos dos experimentos de SUMER e FREDSOE (1988) para números de  $KC$  iguais a 10, 20, 30, 40 e 100, incluindo os dados correspondentes ao caso de corrente. Os dados são representados graficamente na forma  $f_r/f_n$ ,  $f_r/f_e$  e  $2A/D$  versus velocidade reduzida  $V_r$ . Onde  $f_r$  é a frequência de resposta (ou de vibração) do cilindro,  $f_n$  é a frequência natural em água parada,  $f_e$  é a frequência do fluxo oscilatório e  $2A/D$  é a amplitude dupla de vibração do cilindro. Na Figura II.15 a identidade na Equação II.24 representa uma linha de referência (linhas radiais partindo da origem do sistema de coordenadas  $(f_r/f_n, V_r)$ ).

$$\frac{f_r}{f_n} = \frac{N}{KC} V_r \quad (\text{II.24})$$

Onde  $N$  é o número de oscilações transversais por ciclo do fluxo oscilatório, já introduzido em (II.17).

$$N = \frac{f_r}{f_e} \quad (\text{II.25})$$

Na mesma figura a relação abaixo é representada como uma linha de referência para o caso de corrente.

$$\frac{f_r}{f_n} = 0.2V_r \quad (\text{II.26})$$

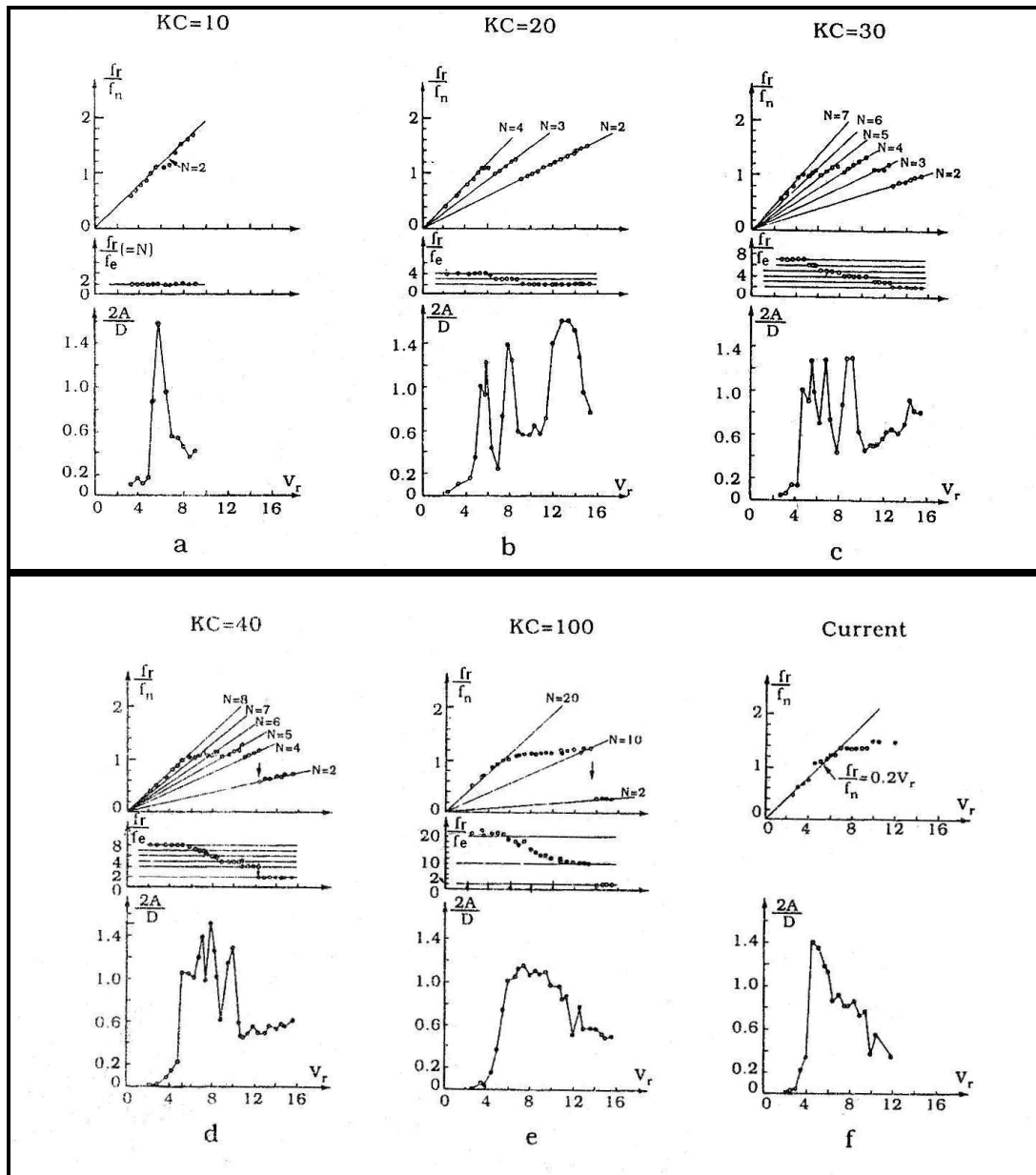


Figura II.15 - Freqüência e amplitude de resposta para as vibrações transversais de um cilindro sujeito a um fluxo oscilatório regular (SUMER e FREDSOE, 1988).

O número de  $KC=20$  constitui um bom exemplo para explicar características (SUMER e FREDSON, 1988) da resposta do cilindro em fluxo oscilatório comuns para outros números de  $KC$ . Estas características serão descritas nos parágrafos seguintes.

O número de vibrações por ciclo diminui em algum ponto quando  $V_r$  aumenta. Segundo SUMER e FREDSON (1988), isto é explicado porque nos experimentos  $V_r$  é aumentado quando aumenta  $U_m$ . Por outro lado,  $f_e$  tem que ser aumentado para manter  $KC$  (II.20) constante. Desse modo, o número de vibrações por ciclo do movimento  $N = f_r / f_e$  é mantido em 4 até  $V_r$  atingir o valor de 5.5, pois, neste ponto, o *lockin* ocorre onde a frequência de vibração torna-se aproximadamente igual a frequência natural do sistema. Assim, se  $V_r$  é aumentado, haverá um correspondente aumento em  $f_e$ , neste caso a razão  $N = f_r / f_e$  será 3 mais alguma fração porque  $f_r$  não pode manter o valor de 4 visto que segue a frequência natural do sistema. Devido à natureza do fenômeno, o número de vibrações por ciclo tem que ser um número inteiro (sic). Portanto, a razão não pode ser mantida em 3 mais alguma fração, e passa para o próximo valor inteiro que é 3. Finalmente, uma vez que o ponto de *lockin* é atingido, algum aumento em  $V_r$  levará a uma rápida passagem do número de vibrações por ciclo para um valor menor. Novamente a vibração transversal diminui e uma vez que o valor  $N = f_r / f_e = 2$  é atingido, este valor é mantido. Para mais aumentos em  $V_r$ , há novamente um decréscimo na amplitude de vibração concluindo-se que  $N=2$  é o mínimo absoluto para o número de vibrações em um ciclo do movimento oscilatório.

Este comportamento é observado, também, no caso de  $KC = 10$ , onde  $N$  começa com o valor 2 e este valor é mantido continuamente através dos valores de  $V_r$  do experimento. Em relação à amplitude de resposta haverá um pico quando a razão de frequência  $f_r / f_n$  atinge o valor de aproximadamente 1 (*lockin*). Isto pode ser observado na amplitude de resposta representada no gráfico da Figura II.15

Para  $KC=30$  e  $KC=40$ , as características da resposta do cilindro foram explicadas em (SUMER e FREDSON, 1988) da mesma maneira que no caso com  $KC=20$ . Um aspecto da frequência de resposta que deve ser comentado é que quando

$KC=40$ , o número de vibrações por ciclo passa diretamente de 4 para 2 e quando  $KC=100$  passa de 10 para 2.

Quando  $KC=100$  o comportamento com vários picos da amplitude de resposta desaparece, observa-se, também, que as características da resposta são similares as obtidas no caso de corrente.

Uma investigação completa e sistemática das vibrações transversais de um cilindro montado elasticamente em fluxo oscilatório irregular foi conduzida por KOZAKIEWICZ *et al.* (1994). As condições de fluxo oscilatório irregular foram simuladas pelo movimento de um carrinho em água parada, no qual é preso um cilindro com um grau de liberdade na direção transversal (Figura II.16). KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), também, conduziu experimentos em fluxo oscilatório regular como propósito de referência. Os resultados apresentados a seguir, mostram que, as vibrações do cilindro sobre condições de fluxo oscilatório irregular diferem da resposta em fluxo oscilatório regular. Os testes foram realizados para valores de  $KC$  iguais a 10, 20 e 36. Para cada valor de  $KC$ , variou-se  $V_r$ , mantendo  $KC$  constante, ou seja, mantendo-se o produto  $\sigma_U T_e$  constante (Equação II.27).

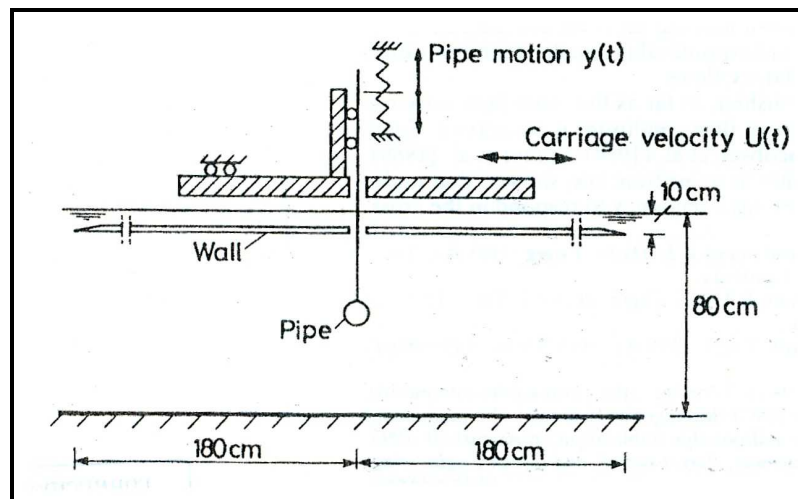


Figura II.16 - Esquema do Experimento (KOZAKIEWICZ *et al.*, 1994).

Para a condição de fluxo oscilatório irregular, os valores de  $Re$ ,  $KC$ , e  $V_r$  são definidos por:



$$KC = \frac{\sqrt{2}\sigma_U T_e}{D} \quad (\text{II.27})$$

$$\text{Re} = \frac{\sqrt{2}\sigma_U D}{\nu} \quad (\text{II.28})$$

$$V_r = \frac{\sqrt{2}\sigma_U}{f_n D} \quad (\text{II.29})$$

Onde  $T_e = 1/f_e$  é a frequência de pico do espectro do movimento,  $\sigma_U$  é o valor do RMS da velocidade do fluido definido por :

$$\sigma_U^2 = \int_0^{\infty} S_{UU}(f) df \quad (\text{II.30})$$

Em que  $S_{UU}(f)$  é o espectro de energia da velocidade de *input* e  $f$  é a frequência.

A Figura II.17 descreve os resultados da resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular, e a Figura II.18 apresenta os correspondentes resultados para fluxo oscilatório irregular, para o caso do espectro de velocidade de excitação com parâmetro de largura espectral  $q = 0.3$ . O parâmetro largura espectral  $q$  é definida por:

$$q = \sqrt{1 - \frac{m_1 m_1}{m_0 m_2}} \quad (\text{II.31})$$

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n S(f) df \quad (\text{II.32})$$

Onde  $S(f)$  é o espectro de energia e  $m_n$  é o momento espectral de ordem  $n$ . Para um espectro de banda larga,  $q$  aproxima-se de 1, enquanto que para um espectro de banda estreita  $q$  é próximo a 0.

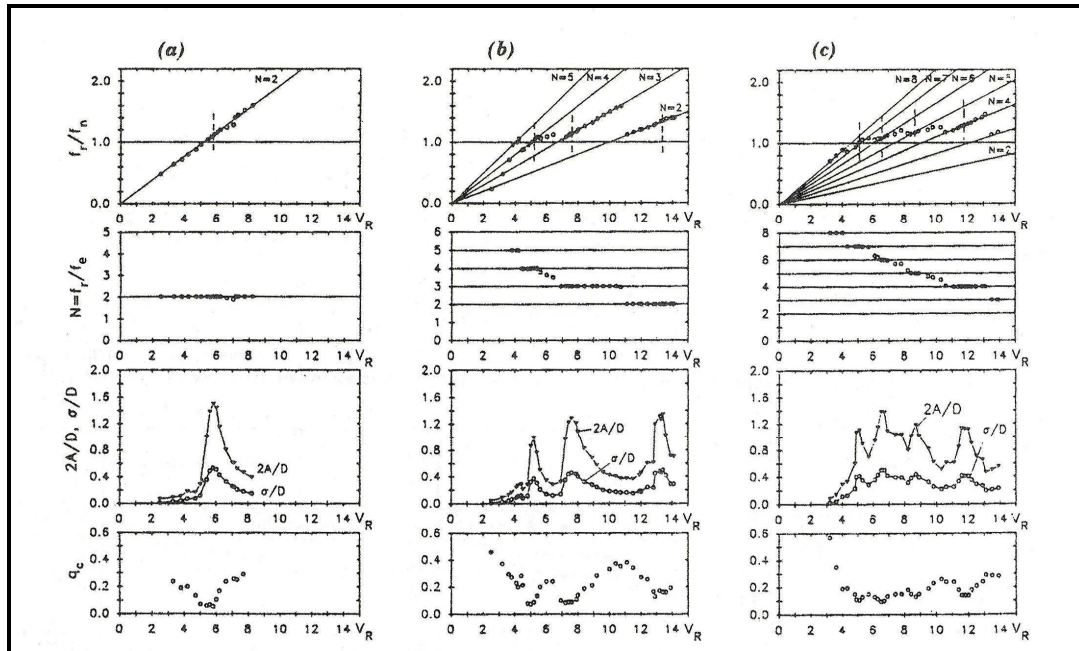


Figura II.17 - Frequência e amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular: (a)  $KC=10$ , (b)  $KC=20$  e (c)  $KC=36$  (KOZAKIEWICZ *et al.*, 1994).

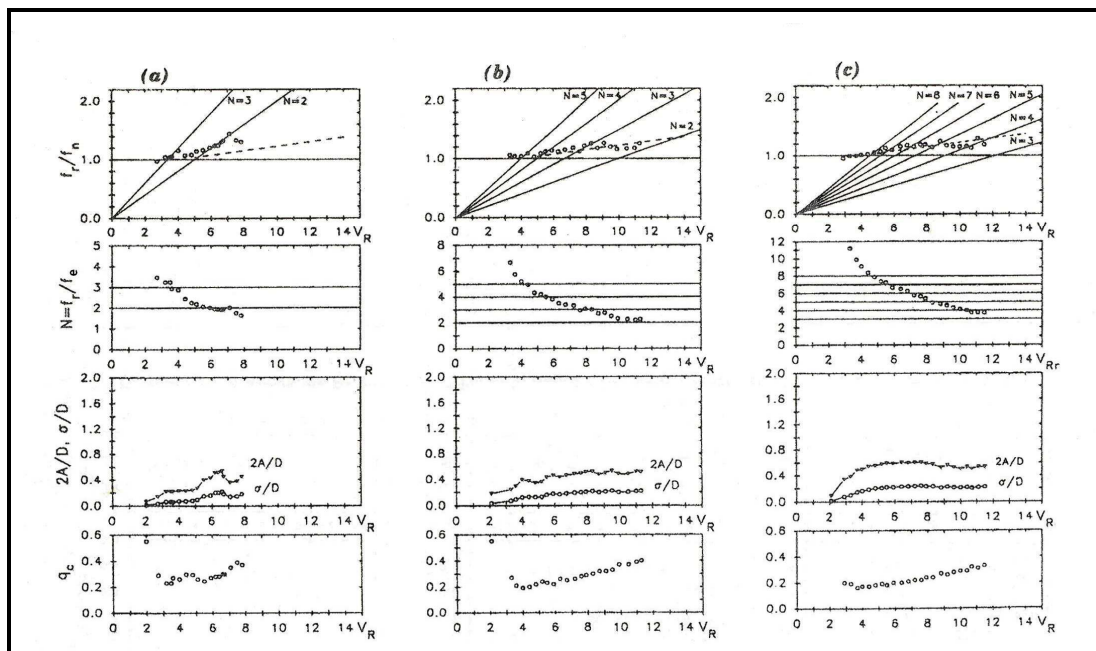


Figura II.18 - Frequência e amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório irregular: (a)  $KC=10$ , (b)  $KC=20$  e (c)  $KC=36$  (KOZAKIEWICZ *et al.*, 1994).

Os dois diagramas de topo nas Figuras II.17 e II.18 fornecem a frequência de resposta, e o terceiro diagrama descreve a amplitude de resposta. O parâmetro largura espectral,  $q_c$ , é representado no diagrama de fundo, sendo definida por (II.31). O

parâmetro largura espectral caracteriza a regularidade das oscilações do cilindro, quanto menor o valor de  $q_c$  mais regulares são as oscilações.

Antecipando alguns resultados observou-se nos experimentos durante o trabalho da tese, com um cilindro sujeito a um movimento oscilatório, descrito detalhadamente no Capítulo III, e nos dados de medição do *riser* da P18, apresentados no Capítulo VI, que  $N$  inteiro indica o número de oscilações transversais por ciclo, ou seja, o número de bolotas formadas pela trajetória combinada pela excitação (direção Z) e a auto-indução do movimento transversal (direção Y). A Figura II.19 apresenta exemplos típicos, obtidos do ensaio realizado nesta tese e da medição do *riser* da P18.

Esta tese usa o termo bolotas para descrever as figuras fechadas que podem ser circulares ou não formadas pela trajetória combinada pela excitação (direção Z) e a auto-indução do movimento transversal (direção Y).

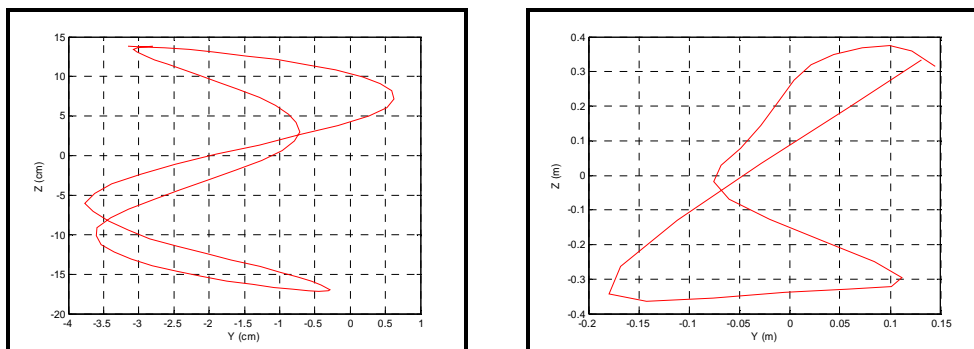


Figura II.19 - Bolotas formadas durante um período da excitação. (a) Experimento realizado na tese, (b) Dados de medição da P18.

Sobre a amplitude de resposta em fluxo oscilatório irregular pode-se resumir o seguinte:

- A amplitude de resposta não apresenta um comportamento com vários picos como no caso de fluxo oscilatório regular, sendo aproximadamente constante sobre o eixo de  $V_r$  ;

- As amplitudes de vibração são consideravelmente menores sobre a parte do eixo de  $V_r$  ( $V_r > 5$ ) que compreende os ranges de *lockin* para fluxo oscilatório regular.
- Altos valores de  $q_c$  na Figura II.18 indicam que as vibrações são altamente irregulares sobre condições de fluxo oscilatório irregular. Este é o caso apenas fora do intervalo de *lockin* no caso de fluxo oscilatório regular, no intervalo de *lockin*, por outro lado,  $q_c$  atinge pequenos valores, significando que as vibrações são mais regulares. A amplitude de resposta sistematicamente decresce com o aumento da largura espectral;

Uma importante característica da frequência de resposta, observada (KOZAKIEWICZ, 1994) na Figura II.17, é que o cilindro oscila em pontos de *lockin* com um frequência que é estritamente maior do que a frequência natural do cilindro em água parada. Visto que o cilindro é esperado oscilar com a frequência natural do sistema nestes pontos de *lockin*, e visto que a frequência de oscilação nestes pontos é maior do que a frequência natural  $f_n$ , KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) concluíram que a frequência natural do sistema é aumentada quando o cilindro é exposto a um fluxo. Como apresentado anteriormente, esta mesma conclusão foi obtida nos trabalhos realizados por ANAND (1985) e SUMER e FREDSOE (1988). Os pontos de *lockin*, onde o cilindro vibra com amplitudes máximas, foram marcados com linhas verticais tracejadas no gráfico de topo da Figura II.17.

Este efeito do aumento da frequência natural na água é mais pronunciado quando a razão de massa do cilindro é relativamente pequena. Por outro lado, quando a razão de massa é grande,  $f_n$  praticamente não é influenciada, independente do cilindro estar na água parada ou exposto a um fluxo.

A frequência de resposta de um cilindro no caso de um fluxo oscilatório irregular difere da situação de fluxo oscilatório regular (KOZAKIEWICZ *et al.*, 1994). A característica do comportamento em forma de zig-zague de  $f_r / f_n$  completamente desaparece. Enquanto o *lockin* ocorre em valores discretos de  $V_r$  em fluxo oscilatório

regular, Figura II.17 (em  $V_r = 5.8$  para  $KC=10$ , em  $V_r = 5.2, 7.6$  e  $13.5$  para  $KC=20$ , em  $V_r = 5.1, 6.7, 8.7$  e  $12.0$  para  $KC=36$ ), ele aparentemente ocorre sobre todo o intervalo de  $V_r$  no caso de fluxo oscilatório irregular (Figura II.18).

Finalmente podemos notar que, as séries temporais de vibração em fluxo oscilatório irregular, contém períodos onde a amplitude de vibração transversal diminui significativamente. A Figura II.20 (a) apresenta as séries temporais de velocidade e resposta do cilindro (Y), obtidas do experimento de KOZAKIEWICZ *et al.*(1994); e a Figura II.20 (b) as séries temporais de excitação (z) e resposta do cilindro (Y) obtidas das medições do *riser* da P18.

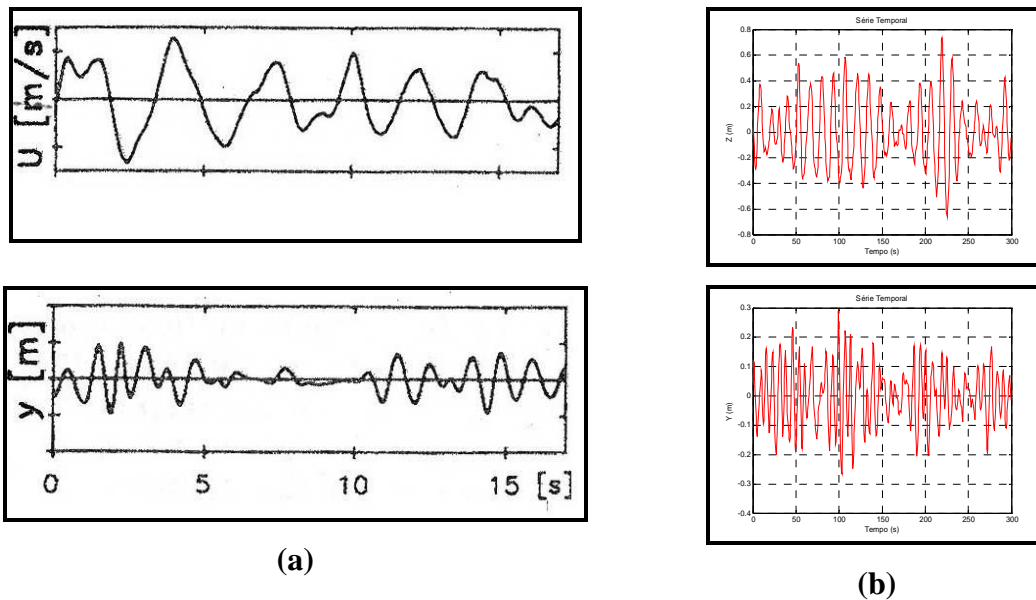


Figura II.20 - (a) Série temporal da velocidade do fluxo ( $U$ ) e resposta do cilindro ( $Y$ ): Experimento de KOZAKIEWICZ *et al.* (1994); (b) Série temporal da excitação (direção  $Z$ ) e resposta do cilindro (direção  $Y$ ): Medições do *riser* da P18.

### II.5.1 - EFEITO DA RAZÃO DE MASSA E DO PARÂMETRO DE ESTABILIDADE NAS VIBRAÇÕES TRANSVERSAIS EM FLUXO OSCILATÓRIO

SUMER e FREDSOE (1988) mostram o efeito da razão de massa e do parâmetro de estabilidade nas vibrações transversais em fluxo oscilatório. A tendência é similar à encontrada no caso de corrente. Quanto maior a razão de massa, mais estreito o intervalo de resposta em  $V_r$  e quanto menor o parâmetro de estabilidade, maior a amplitude de resposta. A Figura II.21 ilustra estes efeitos para três valores de  $KC$ .

O parâmetro de estabilidade é calculado a seguir para o *riser* da P18, para o experimento realizado por KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) e para os cilindros ensaiados nesta tese, apresenta-se, também, o valor do parâmetro de estabilidade obtido dos experimentos de SUMER e FREDSOE (1988).

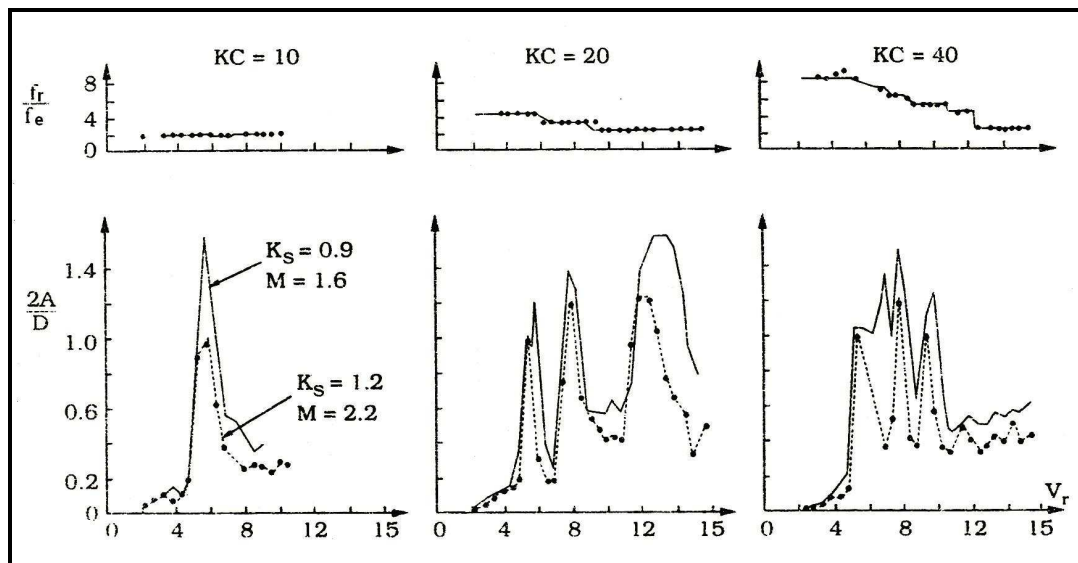


Figura II.21 - Efeito do parâmetro de estabilidade e da razão de massa na frequência e amplitude de resposta. Linha sólida  $K_s = 0.9$ ,  $M = 1.6$ ; linha tracejada  $K_s = 1.2$ ,  $M = 2.2$

(SUMER e FREDSOE, 1988).

- **Parâmetro de estabilidade para o riser da P18.**

$$K_s = \frac{2(m + m')(2\pi\zeta_s)}{\rho D^2} = 0.31$$

Onde:

$D = 0,27305 \text{ m}$  (diâmetro externo do cilindro)

$\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$  (densidade do fluido)

$m = 128,394 \text{ kg/m}$  (massa do riser)

$m' = \rho c_a \left( \frac{\pi D^2}{4} \right) = 60.02 \text{ kg/m}$  (massa adicional)

$c_a = 1$  (coeficiente de massa adicional)

$\zeta_s = 0.01$  (fator de amortecimento estrutural para a maioria das estruturais reais)

- **Parâmetro de estabilidade para o experimento realizado por Kozakiewickz *et al.* (1994).**

$$K_s = \frac{2(m + m')(2\pi\zeta_s)}{\rho D^2} = 1.577$$

Onde:

$D = 0,10 \text{ m}$  (diâmetro externo do cilindro)

$\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$  (densidade do fluido)

$m = 9.328 \text{ kg/m}$  (massa do cilindro)

$m' = \rho c_a \left( \frac{\pi D^2}{4} \right) = 8.05 \text{ kg/m}$  (massa adicional)

$c_a = 1$  (coeficiente de massa adicional)

$\zeta_s = 0.074$  (fator de amortecimento estrutural)

- **Parâmetro de estabilidade do experimento realizado neste trabalho para o cilindro com  $D=5\text{cm}$ .**

$$K_s = \frac{2(m + m')(2\pi\zeta_s)}{\rho D^2} = 5.0$$

Sendo:

$D = 5 \text{ cm}$  (diâmetro externo do cilindro)

$\rho = 1025 \text{ kg} / \text{m}^3$  (densidade da água)

$m = 4.75 \text{ Kg} / \text{m}$  (massa do sistema que se desloca por unidade de comprimento)

$m' = \rho c_a \left( \frac{\pi D^2}{4} \right) = 2.013 \text{ kg} / \text{m}$  (massa adicional por unidade de comprimento)

$c_a = 1$  (coeficiente de massa adicional)

$\zeta_m = 0.151$  (fator de amortecimento do mecanismo)

- **Parâmetro de estabilidade do experimento realizado neste trabalho para o cilindro com  $D=10 \text{ cm}$ .**

$$K_s = \frac{2(m + m')(2\pi\zeta_s)}{\rho D^2} = 3.1$$

Sendo:

$D = 10 \text{ cm}$  (diâmetro externo do cilindro)

$\rho = 1025 \text{ kg} / \text{m}^3$  (densidade da água)

$m = 5.40 \text{ Kg} / \text{m}$  (massa do sistema que se desloca por unidade de comprimento)

$m' = \rho c_a \left( \frac{\pi D^2}{4} \right) = 8.05 \text{ kg} / \text{m}$  (massa adicional por unidade de comprimento)

$c_a = 1$  (coeficiente de massa adicional)

$\zeta_m = 0.187$  (fator de amortecimento do mecanismo)

- **Parâmetro de estabilidade para o experimento realizado por SUMER e FREDSOE (1988).**

$$K_s = 0.9$$

Observa-se que o *riser* da P18 possui menor parâmetro de estabilidade. Deste modo, espera-se que a amplitude máxima de vibração transversal do *riser* seja maior do que as obtidas nos experimentos realizados por SUMER e FREDSOE (1988), KOZAKIEWICZ *et al* (1994) e os realizados nesta tese.



De maneira análoga ao caso com corrente é preciso construir o gráfico do parâmetro de estabilidade  $K_s$  versus a amplitude máxima de vibração transversal devido ao VSIV. Como as vibrações transversais resultantes do VSIV foram determinadas nos ensaios realizados nesta tese para apenas dois valores de parâmetros de estabilidade, necessita-se de novos experimentos com mais valores de  $K_s$  para representar melhor o gráfico de  $A_{\max}/D$  versus o parâmetro de estabilidade ( $K_s$ ). Apresenta-se na Figura II.22 para  $KC=10$ , os dois valores de  $K_s$  ensaiados versus  $A_{\max}/D$ , sendo a amplitude máxima de vibração transversal obtida dos dados apresentados no Capítulo III.

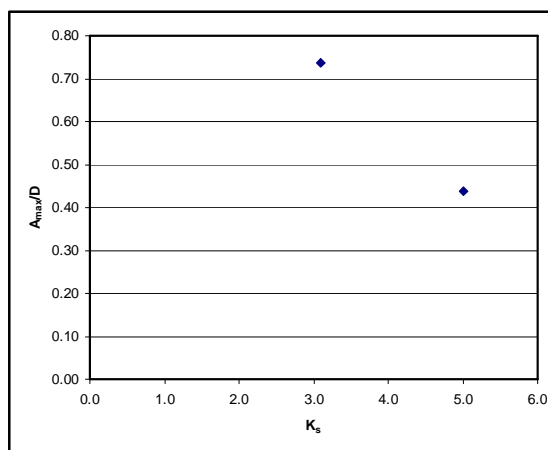


Figura II.22 - Amplitude máxima de vibração transversal versus o parâmetro de estabilidade para  $KC=10$ .

## **II.6 - DINÂMICA DO ESCOAMENTO**

No Capítulo VIII a tese volta à parte da fundamentação descrevendo as forças envolvidas no experimento.

## ***CAPÍTULO III***

### ***DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO***

#### ***III.1 - INTRODUÇÃO***

O objetivo deste capítulo é apresentar uma investigação sistemática da resposta transversal de uma estrutura cilíndrica devido ao VSIV. Para o estudo deste fenômeno, desenvolveu-se um aparato de teste constituído de um cilindro horizontal, submerso em um canal com água, no qual, é aplicado um movimento harmônico vertical. O cilindro é suficientemente imerso no fluido a fim de evitar qualquer efeito da superfície livre.

#### ***III.2 - DESCRIÇÃO DO APARATO DE TESTE***

O trabalho experimental foi realizado no Canal de Ondas e Correntes do LOC/COPPE/UFRJ, o Laboratório de Ondas e Correntes do Programa de Engenharia Oceânica da COPPE (Universidade Federal do Rio de Janeiro). Este canal possui 32.0 metros de comprimento, 1.0 metro de largura e 1.0 metro de profundidade. O aparato de teste é constituído por um cilindro de PVC de 960 mm de comprimento, sem fluido interno e fechado nas extremidades.

O cilindro é posicionado horizontalmente na direção transversal ao canal e a distância do cilindro das paredes do tanque é de aproximadamente 2.0 mm de cada lado. Aplica-se neste cilindro um movimento harmônico, na direção vertical, podendo-se variar a amplitude e frequência deste movimento.

Um oscilador harmônico foi construído para este propósito, constituído de um motor que gira um braço, regulável para amplitude requerida, transferindo a amplitude e a frequência registrada no motor para o movimento do cilindro. Este cilindro possui um grau de liberdade na direção transversal, embora este modo seja restrito por molas calibradas para uma frequência natural de interesse, e foi construído de modo que esteja livre para mover na direção transversal, com pouco atrito no movimento. Na prática, atrito zero não foi possível, havendo um pouco de atrito nos rolamentos devido ao tipo do sistema de rolamento adotado para o equipamento. O desenho esquemático do

aparato projetado originalmente, e a foto do aparato atual são apresentados nas Figuras III.1 e III.2, respectivamente.

Os ensaios foram realizados com dois cilindros de diâmetros diferentes. As propriedades dos elementos que constituem o aparato são listadas na Tabela III.1.

Tabela III.1 - Propriedades dos cilindros testados.

Propriedades	Símbolo	Unidade	Valor
Comprimento do cilindro	$L$	$m$	0.96
Diâmetro do cilindro	$D$	$m$	0.05 / 0.10
Massa do cilindro	$m_c$	$Kg$	0.525 / 0.887
Rigidez das molas	$K$	$N/m$	34.746
Massa do sistema	$m$	$Kg$	4.75 / 5.4

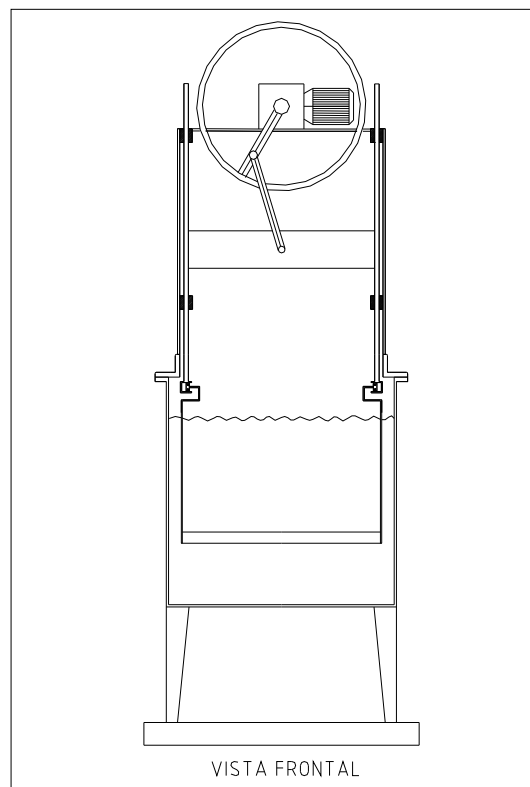


Figura III.1 - Vista frontal do desenho esquemático do aparato experimental.



Figura III.2 - Foto do aparato; o cilindro sob estudo é horizontal; as paredes de vidro do canal de ondas do LOC permitem a visualização; a mesa suporte do aparato é oscilada verticalmente.

Na fase preliminar de construção do aparato, verificou-se, após alguns ensaios, que o sistema não estava balanceado e a frequência do motor oscilava muito. Uma solução prática e de grande importância foi a construção de um sistema com roldana e contrapeso para balancear o peso do aparato. Desta forma, a frequência do motor não oscila e garante-se que a força na subida do cilindro seja igual a da descida. Verificou-se, também, a necessidade de se construir um quadro, onde o cilindro é apoiado, de forma a enrijecer o sistema. O cilindro se apóia nos trilhos do quadro através de rodas permitindo o deslocamento na horizontal. A Figura III.3 mostra a foto do aparato projetado originalmente e a Figura III.4 mostra o aparato com o sistema de balanceamento e com o quadro de alumínio que enrijece o sistema.

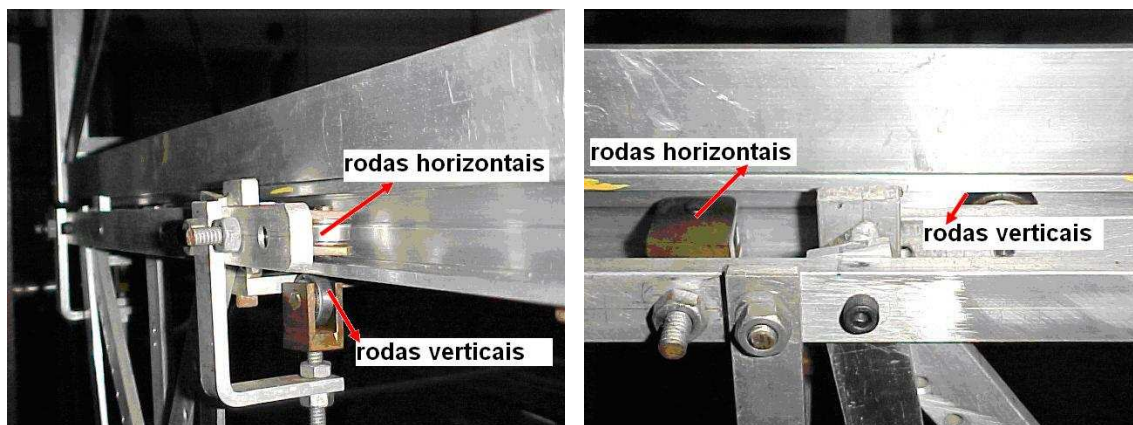


Figura III.3 - Foto do aparato original.



Figura III.4 - Foto do aparato com o sistema de balanceamento e com o quadro que enrijece o sistema.

Uma outra etapa na construção do aparato que consumiu um certo tempo foi a diminuição do atrito no movimento; para isto, projetou-se um sistema com rolamentos nas duas direções, impedindo que ocorra o travamento nos trilhos das rodas na vertical. Anteriormente, quando não havia rodas na horizontal, as rodas na vertical, da parte superior dos trilhos, ao sofrerem uma pequena força, se deslocavam de sua posição provocando o travamento do sistema de rolamento. As Figuras a seguir mostram detalhes do sistema de rolamento.



(a) Vista Lateral

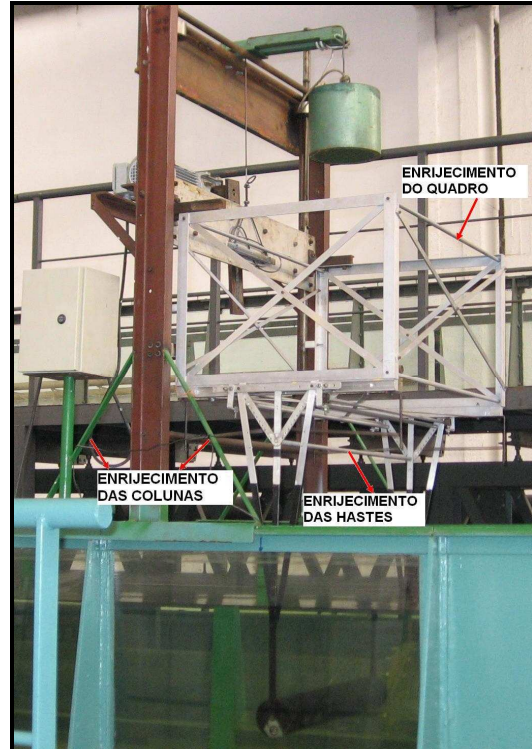
(b) Vista Frontal

Figura III.5 - Detalhe da vista frontal e lateral do sistema de rolamento do aparato.

Resolvido o problema do balanceamento do aparato e do travamento nos rolamentos, verificou-se após novos ensaios que o aparato precisava ser novamente enrijecido, pois vibrava muito quando o motor era ligado, principalmente nas altas frequências e para amplitudes de excitação maiores, interferindo na resposta da estrutura que apresentava ruídos, com altas frequências. O quadro de alumínio, no qual o cilindro é apoiado, foi enrijecido por barras laterais e as colunas da estrutura do aparato foram travadas lateralmente por barras nas diagonais. As hastes verticais que ligam o cilindro ao quadro, também, precisaram ser enrijecidas com barras horizontais de forma a impedir a torção da estrutura. A Figura III.6 (a) mostra a foto do aparato antes de ser novamente enrijecido e a Figura III.6 (b) mostra a foto atual.



(a)



(b)

Figura III.6 - (a) Foto do aparato antes de ser novamente enrijecido; (b) foto do aparato atual (quadro de alumínio enrijecido por barras laterais e colunas da estrutura do aparato travadas lateralmente por barras nas diagonais).

### III.3 - CÁLCULO DA RIGIDEZ DE PROJETO DAS MOLAS

A rigidez de projeto das molas é calculada a partir da expressão definida a seguir:

$$k = \frac{(G_m d^4)}{64r^3 N_{esp}} \quad (\text{III.1})$$

Onde:

$G_m = 7.929 * 10^4 \text{ N/mm}^2$  (módulo de torção do material a ser utilizado. Neste caso, aço carbono para molas helicoidais);

$d$  = diâmetro do fio do espiral;

$r$  = raio médio do espiral =  $(D_{ext} + D_{int} / 4)$ ;

$D_{ext}$  = diâmetro externo da mola;

$D_{int}$  = diâmetro interno da mola;

$N_{esp}$  = número de espiras.

- Projeto da Mola:

$D_{ext} = 10.0mm$  ;  $d = 0.8mm$  ;  $N_{esp} = 150$

$$k = \frac{(7.929 * 10^4 (0.8)^4)}{64 (4.6)^3 150} = 34.756 * 10^{-3} \frac{N}{m} = 34.746 \frac{N}{m}$$

O valor da rigidez de projeto para as molas é  $k = 34.746 N / m$ .

### **III.4 - OBTENÇÃO DA FREQUÊNCIA NATURAL DO SISTEMA**

O ajuste da frequência natural do sistema na água foi feito através de teste de decaimento, sendo as séries temporais obtidas a partir da técnica de medição por imagem, descrita no Capítulo IV. Em seguida, verificou-se a frequência natural no ar através do teste de decaimento, a partir da medição da rigidez das molas, e a partir da rigidez de projeto. As molas do aparato estão em série e foram projetadas para uma mesma rigidez. Adotou-se nos ensaios a frequência natural na água obtida no teste de decaimento.

#### **III.4.1 - CÁLCULO DA FREQUÊNCIA NATURAL DO SISTEMA NA ÁGUA A PARTIR DOS RESULTADOS DO TESTE DE DECAIMENTO**

A partir das séries temporais obtidas do ensaio do teste de decaimento, Figuras III.7 e III.8, calcula-se o decremento logarítmico  $\delta$  pela seguinte expressão:

$$\delta = \ln \frac{x(t)}{x(t + T_d)} \quad (III.2)$$

Onde  $x(t)$  e  $x(t + T_d)$  são duas amplitudes consecutivas na série temporal de deslocamento.



Para o aparato com cilindro de diâmetro  $D = 5 \text{ cm}$ ,  $\delta = 1.844$  e para o aparato com  $D = 10 \text{ cm}$ ,  $\delta = 1.655$ .

A razão de amortecimento pode ser expressa pela Equação (III.3):

$$\zeta = \frac{\delta}{\sqrt{(2\pi)^2 + \delta^2}} \quad (\text{III.3})$$

Para o aparato com cilindro de diâmetro  $D = 5 \text{ cm}$ , a razão de amortecimento  $\zeta = 0.282$  e para o aparato com  $D = 10 \text{ cm}$ ,  $\zeta = 0.255$ .

Para pequeno amortecimento, ou seja,  $\zeta \ll 1$ ,  $\delta \approx 2\pi\zeta$ .

A frequência natural do sistema é calculada a partir da frequência de vibração amortecida (III.4), sendo  $\omega_d$  o inverso do período amortecido obtido da série temporal do teste de decaimento (Figuras III.7 e III.8).

$$\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n \quad (\text{III.4})$$

Apresenta-se a seguir o cálculo da frequência natural do sistema:

- Frequência natural do sistema para o aparato com cilindro de diâmetro  $D = 5 \text{ cm}$ :

$T_d = 1.4 \text{ s}$  (período natural amortecimento);  $\zeta = 0.282$  (razão de amortecimento)

$$\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n \Rightarrow T_n = \sqrt{1 - \zeta^2} T_d \Rightarrow T_n = 1.328 \text{ s} \Rightarrow \omega_n = 4.7 \text{ rad / s}$$

$$\omega_d = 4.488 \text{ rad / s}$$

- Frequência natural do sistema para o aparato com cilindro de diâmetro  $D = 10 \text{ cm}$ :

$T_d = 2.0 \text{ s}$  (período natural amortecimento);  $\zeta = 0.255$  (razão de amortecimento)

$$\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n \Rightarrow T_n = \sqrt{1 - \zeta^2} T_d \Rightarrow T_n = 1.934 \text{ s} \Rightarrow \omega_n = 3.3 \text{ rad / s};$$

e  $\omega_d = 3.142 \text{ rad/s}$

A frequência natural do sistema na água, obtida do teste de decaimento, para o aparato com cilindro de diâmetro  $D = 5 \text{ cm}$  foi  $\omega_n = 4.73 \text{ rad/s}$  e para o aparato com o cilindro de diâmetro  $D = 10 \text{ cm}$ ,  $\omega_n = 3.3 \text{ rad/s}$ . As Figuras III.9 e III.10 a seguir apresentam juntamente com a série temporal obtida do teste de decaimento, a série temporal calculada a partir da Equação (III.5), que descreve um movimento oscilatório amortecido, para uma condição inicial  $x_0$  no tempo  $t=0$ , começando com velocidade zero  $\dot{x}(t=0) = \dot{x}_0 = 0$ , ou seja, partindo o corpo de uma posição estacionária. Os valores da razão de amortecimento  $\zeta$  e frequência natural  $\omega_n$  adotados na Equação (III.5) foram obtidos do teste de decaimento. A Equação (III.5) é obtida para o caso em que a razão de amortecimento  $\zeta < 1$  (MEIROVITCH, 1975).

$$x(t) = e^{-\zeta \omega_n t} \left( x_0 \cos \sqrt{1-\zeta^2} \omega_n t + \frac{\dot{x}_0 + \zeta \omega_n x_0}{\sqrt{1-\zeta^2} \omega_n} \text{sen} \sqrt{1-\zeta^2} \omega_n t \right) \quad (\text{III.5})$$

O movimento descrito pela Equação (III.5) é um movimento oscilatório amortecido de frequência angular  $\sqrt{1-\zeta^2} \omega_n$ , mas por causa do fator  $e^{-\zeta \omega_n t}$ , a amplitude decresce exponencialmente com o tempo. A Equação (III.5) pode ser escrita na forma:

$$x(t) = X e^{-\zeta \omega_n t} \text{sen}(\sqrt{1-\zeta^2} \omega_n t + \phi) \quad (\text{III.6})$$

Onde:

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{x_0}{\left( \frac{\dot{x}_0 + \zeta \omega_n x_0}{\sqrt{1-\zeta^2} \omega_n} \right)} \right) \quad (\text{III.7})$$

A Equação  $X e^{-\zeta \omega_n t}$ , também, é representada nas Figuras III.9 e III.10 e mostra como a amplitude decresce exponencialmente. Sendo X definido em (III.8).

$$X = \sqrt{(x_0)^2 + \left( \frac{\dot{x}_0 + \zeta \omega_n x_0}{\sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n} \right)^2} \quad (\text{III.8})$$

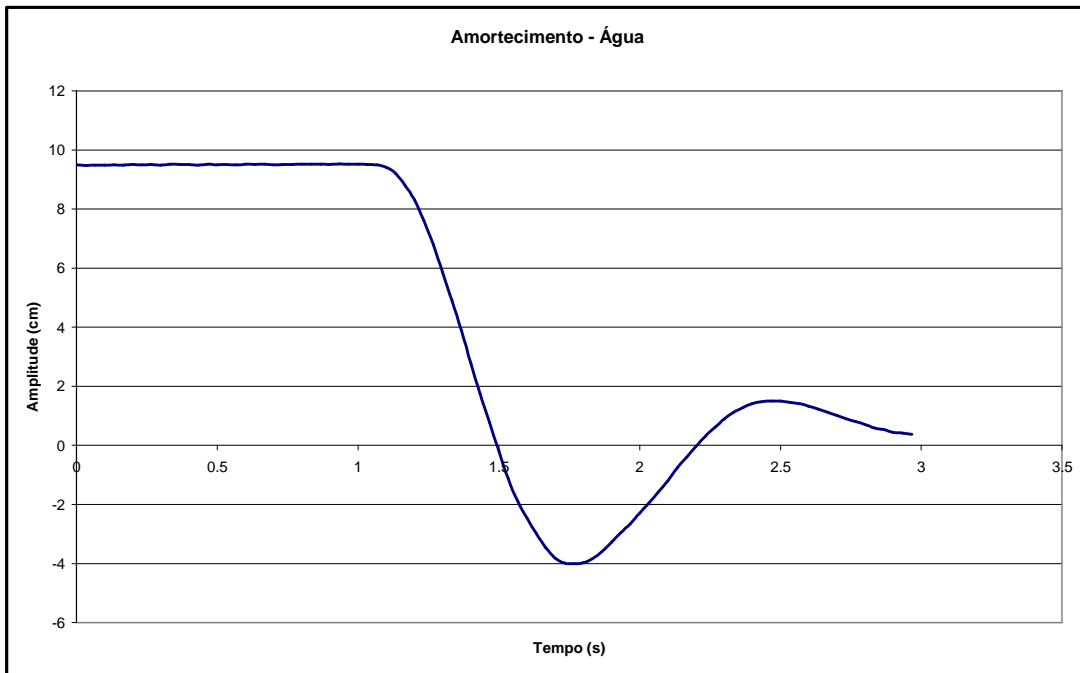


Figura III.7 - Série temporal do teste de decaimento na água (Diâmetro do cilindro  $D = 5 \text{ cm}$ , frequência natural do sistema na água  $\omega_n = 4.7 \text{ rad/s}$  ).

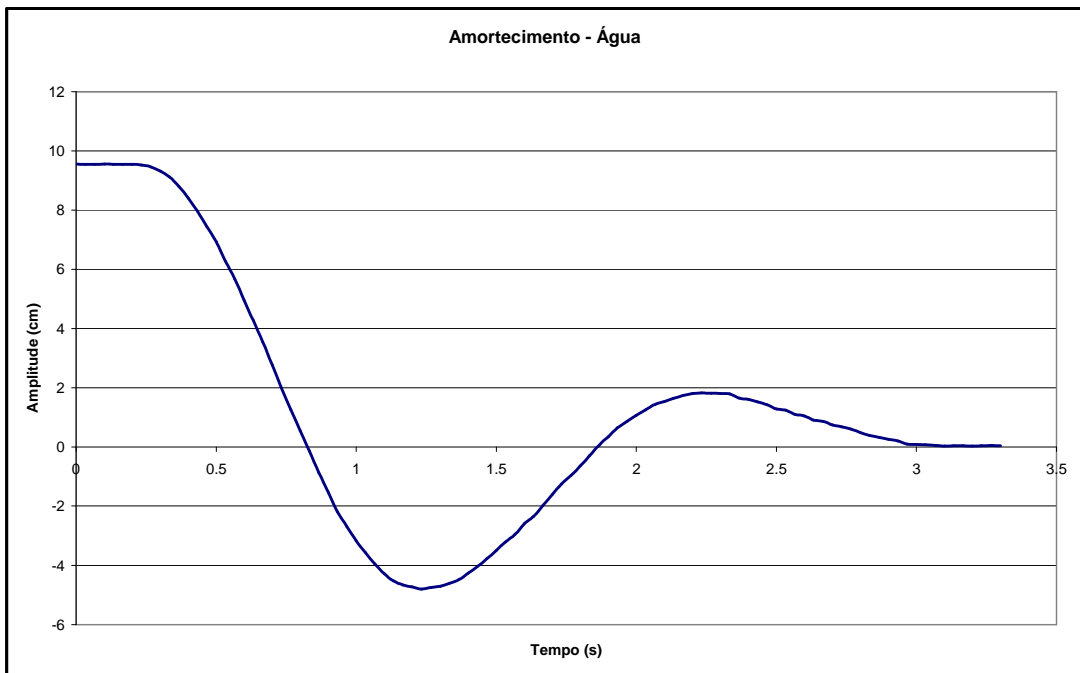


Figura III.8 - Série temporal do teste de decaimento na água (Diâmetro do cilindro  $D = 10 \text{ cm}$ , frequência natural do sistema na água  $\omega_n = 3.3 \text{ rad/s}$  ).

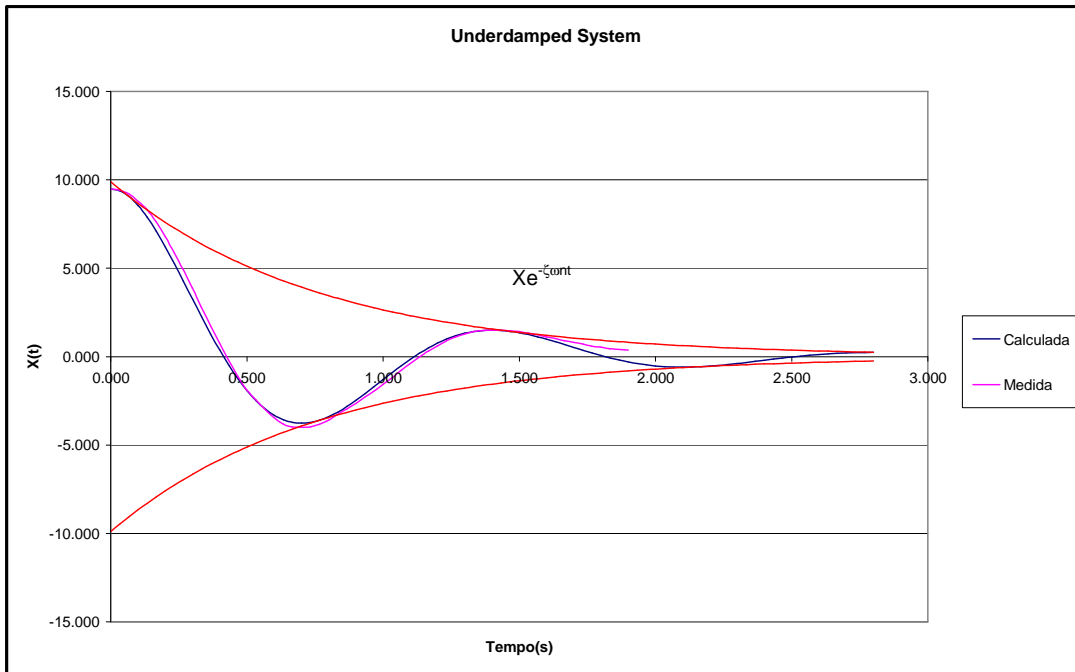


Figura III.9 - Série temporal do teste de decaimento na água e série calculada a partir da equação que descreve um movimento harmônico amortecido (Diâmetro do cilindro  $D = 5\text{ cm}$ , frequência natural do sistema na água  $\omega_n = 4.7\text{ rad/s}$  ).

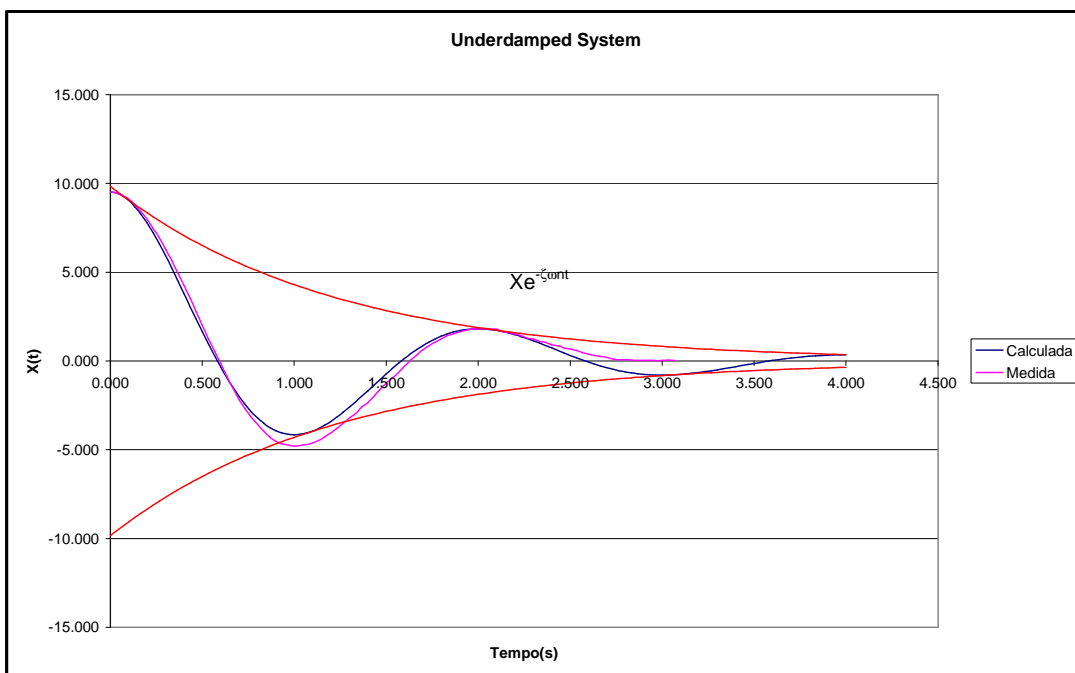


Figura III.10 - Série temporal do teste de decaimento na água e série calculada a partir da equação que descreve um movimento harmônico amortecido (Diâmetro do cilindro  $D = 10\text{ cm}$ , frequência natural do sistema na água  $\omega_n = 3.3\text{ rad/s}$  ).

### **III.4.2 - CÁLCULO DA FREQUÊNCIA NATURAL DO SISTEMA NO AR PARTIR DOS RESULTADOS DO TESTE DE DECAIMENTO**

Calcula-se a seguir a frequência natural do sistema no ar partir das séries temporais obtidas do teste de decaimento (Figuras III.11 e III.12). A frequência natural no ar é calculada de acordo com as equações apresentadas no item III.4.1.

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro

$$D = 5 \text{ cm} :$$

$$\delta = 0.962 \text{ (decremento logarítimo);}$$

$$Td = 1.234 \text{ s (período natural amortecimento);}$$

$$\zeta = 0.151 \text{ (razão de amortecimento)}$$

$$\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n \Rightarrow T_n = \sqrt{1 - \zeta^2} T_d \Rightarrow T_n = 1.22 \text{ s} \Rightarrow \omega_n = 5.15 \text{ rad / s}$$

$$\omega_d = 5.09 \text{ rad / s}$$

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro

$$D = 10 \text{ cm} :$$

$$\delta = 1.196 \text{ (decremento logarítimo);}$$

$$Td = 1.30 \text{ s (período natural amortecimento);}$$

$$\zeta = 0.187 \text{ (razão de amortecimento)}$$

$$\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega_n \Rightarrow T_n = \sqrt{1 - \zeta^2} T_d \Rightarrow T_n = 1.277 \text{ s} \Rightarrow \omega_n = 4.92 \text{ rad / s}$$

$$\omega_d = 4.83 \text{ rad / s}$$

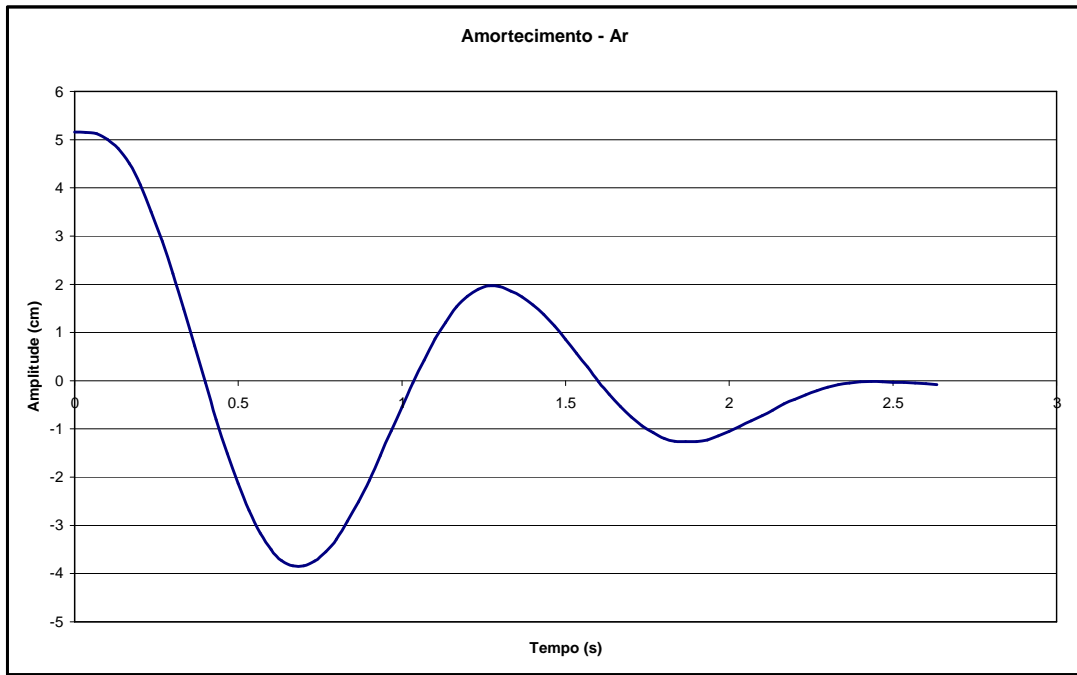


Figura III.11 - Série temporal do teste de decaimento no ar (Diâmetro do cilindro  $D = 5$   $cm$ , frequência natural do sistema no ar  $\omega_n = 5.15 \text{ rad} / s$  ).

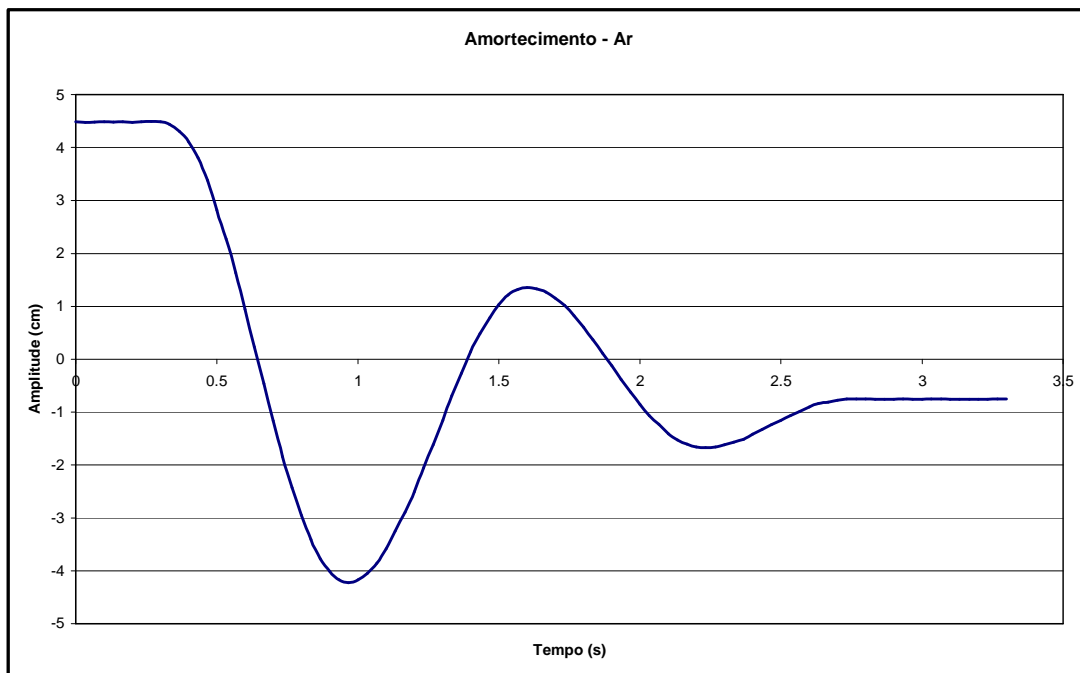


Figura III.12 - Série temporal do teste de decaimento no ar (Diâmetro do cilindro  $D = 10$   $cm$ , frequência natural do sistema no ar  $\omega_n = 4.92 \text{ rad} / s$  ).

### **III.4.3 - CÁLCULO DA FREQUÊNCIA NATURAL A PARTIR DA MEDIÇÃO DA RIGIDEZ DAS MOLAS**

As 4 molas ensaiadas foram projetadas para ter uma rigidez  $k = 34.746 \text{ N/m}$ . A rigidez das molas projetadas foram medidas da seguinte forma:

Com um peso de 150 g pendurado na mola, verificou-se de quanto a mola se distendeu sendo o x inicial = 0. Foi acrescentado peso de 50 g, tendo a mola1 se distendido 13 mm, a mola2 12 mm, a mola3 12 mm e a mola4 12 mm. Acrescentou-se mais 50 g (um total de 100 g) e a mola1 se distendeu 29 mm, a mola2 28 mm, a mola3 28 mm e a mola4 28 mm.

#### **Resultados para mola1:**

$$\frac{F}{X_1} = \frac{50}{13} = 3.84 * 9.81 = 37.73 \frac{N}{m}$$

$$\frac{F}{X_2} = \frac{100}{29} = 3.44 * 9.81 = 33.83 \frac{N}{m}$$

#### **Resultados para mola2:**

$$\frac{F}{X_1} = \frac{50}{12} = 4.16 * 9.81 = 40.875 \frac{N}{m}$$

$$\frac{F}{X_2} = \frac{100}{28} = 3.57 * 9.81 = 35.035 \frac{N}{m}$$

#### **Resultados para mola3:**

$$\frac{F}{X_1} = \frac{50}{12} = 4.16 * 9.81 = 40.875 \frac{N}{m}$$

$$\frac{F}{X_2} = \frac{100}{28} = 3.57 * 9.81 = 35.035 \frac{N}{m}$$

#### **Resultados para mola4:**

$$\frac{F}{X_1} = \frac{50}{12} = 4.16 * 9.81 = 40.875 \frac{N}{m}$$

$$\frac{F}{X_2} = \frac{100}{28} = 3.57 * 9.81 = 35.035 \frac{N}{m}$$

Na segunda medida, podemos dizer que a mola está na faixa requerida

Não se obtém, na medição da rigidez das molas, um valor próximo ao de projeto, quando a mola está sem tensão.

Somando a rigidez, obtida da segunda medição, das 4 molas que estão em série e dividindo pela massa do sistema que se desloca, obtemos:

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro  $D=5 \text{ cm}$ :

$$\omega_{nar} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{138.94}{4.75}} = 5.4 \text{ rad / s}$$

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro  $D=10 \text{ cm}$ :

$$\omega_{nar} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{138.94}{5.4}} = 5.07 \text{ rad / s}$$



### **III.4.4 - CÁLCULO DA FREQUÊNCIA NATURAL A PARTIR DA RIGIDEZ DE PROJETO**

Finalmente calculou-se a frequência natural do sistema no ar a partir da rigidez das molas projetadas:

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro  $D=5\text{ cm}$ :

$$\omega_{nar} = \sqrt{\frac{4.k}{m}} = \sqrt{\frac{4.(34.746)}{4.75}} = 5.40\text{ rad / s}$$

- Frequência natural do sistema no ar para o aparato com cilindro de diâmetro  $D=10\text{ cm}$ :

$$\omega_{nar} = \sqrt{\frac{4.k}{m}} = \sqrt{\frac{4.(34.746)}{5.4}} = 5.07\text{ rad / s}$$

Observa-se que a frequência natural do sistema no ar calculada pelos métodos citados anteriormente não varia significativamente de um método para outro. Porém, a frequência natural do sistema na água é menor do que a frequência natural do sistema no ar devido à massa adicional.

### III.5 - CASOS ENSAIADOS E ADIMENSIONAIS

O objetivo deste ensaio é estudar o comportamento da resposta transversal de uma estrutura cilíndrica devido ao VSIV. Os dados obtidos dos ensaios são séries temporais de deslocamento na direção Z (direção do movimento harmônico imposto ao cilindro), direção Y (direção transversal ao movimento imposto), e gráficos com a trajetória dos deslocamentos no plano Y x Z. Para medição dos deslocamentos do cilindro utilizou-se uma moderna técnica de medição por imagem, apresentada no Capítulo IV. As séries temporais de deslocamento na direção Z serviram para validar a técnica de medição por imagem, pois os deslocamentos obtidos correspondem ao aplicado à estrutura.

Os experimentos foram realizados com cilindros de diâmetro  $D = 5 \text{ cm}$  e  $D = 10 \text{ cm}$ . Para o cilindro com  $D = 5 \text{ cm}$  foram ensaiados números de Keulegan Carpenter (KC – ver Expressão (III.9)) iguais a 10, 20 e 30, que correspondem a amplitudes de excitação do cilindro de 8 cm, 16 cm e 24 cm, respectivamente. Para o cilindro com diâmetro  $D = 10 \text{ cm}$  foram realizados ensaios apenas para  $KC = 10$ , que corresponde a uma amplitude de excitação de 16 cm; para  $KC=20$  e  $KC=30$  que correspondem a amplitudes de 32 cm e 48 cm respectivamente, existe uma limitação do aparato, que permite uma amplitude máxima de 24 cm, pois para amplitudes maiores o peso de balanceamento bate nas hastes de travamento horizontal, além disso, o braço de alavanca do aparato é regulável para uma amplitude máxima de 37 cm.

O número de Keulegan Carpenter,  $KC$ , é calculado a partir da Expressão (III.9). Onde  $A_e$  é a amplitude de excitação do cilindro.

$$KC = \frac{2\pi A_e}{D} \quad (\text{III.9})$$

Para cada  $KC$  ensaiado, a faixa de Velocidade Reduzida ( $V_r$ ) coberta nos ensaios foi de 0 até 16, sendo a velocidade reduzida alterada nos experimentos mudando-se a frequência da excitação do cilindro, conforme a Equação (III.10). Onde

$f_n$  é a frequência natural na água, obtida de teste de decaimento,  $f_e$  é a frequência de excitação e  $A_e$  é a amplitude de excitação do cilindro

$$V_r = \frac{2\pi f_e A_e}{f_n D} \quad (\text{III.10})$$

Os dados obtidos dos ensaios são representados graficamente na forma  $f_r / f_n$ ,  $f_r / f_e$ ,  $\sigma/D$  e  $2A/D$  versus velocidade reduzida ( $V_r$ ), como apresentado em SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994). Onde  $f_r$  é a frequência de resposta (frequência de vibração transversal),  $f_n$  é a frequência natural na água, obtida do teste de decaimento,  $f_e$  é a frequência de excitação,  $\sigma$  é o desvio padrão do deslocamento e  $2A/D$  a amplitude dupla de vibração do cilindro dividida pelo diâmetro.

Onde:

$$N = \frac{f_r}{f_e} \quad (\text{III.11})$$

Sendo  $N$  o número de oscilações transversais por ciclo. Este número  $N$  é igual ao número de bolotas formadas pela trajetória combinada pela excitação e a auto-indução do movimento transversal.

Note que manipulando as Equações (III.9) e (III.10), tem-se a Equação (III.12).

$$\frac{f_r}{f_n} = \frac{N}{KC} V_r \quad (\text{III.12})$$

Para uso posterior, note que Equação (III.12) para  $KC$  e  $N$  fixos, é um conjunto de retas quando se considera  $f_r / f_n$  X  $V_r$ .

### III.5.1 - DADOS OBTIDOS DAS MEDIÇÕES

Para ilustrar os dados dos ensaios, mostram-se a seguir resultados para o caso com  $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ . Para este caso, a Figura III.13 apresenta o deslocamento do cilindro na direção da excitação (direção Z) e o correspondente espectro deste deslocamento. A Figura III.14 o deslocamento auto-induzido na direção transversal (direção Y) e novamente o correspondente espectro.

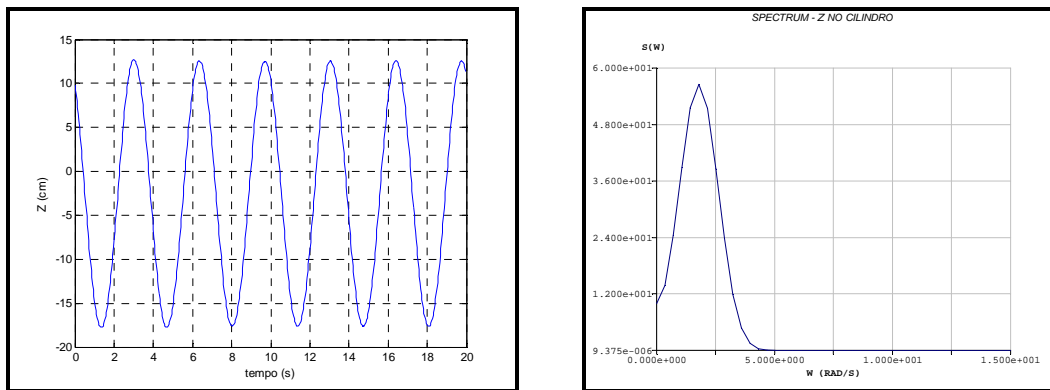


Figura III.13 - Série temporal do deslocamento na direção Z (direção da excitação) e o correspondente espectro ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

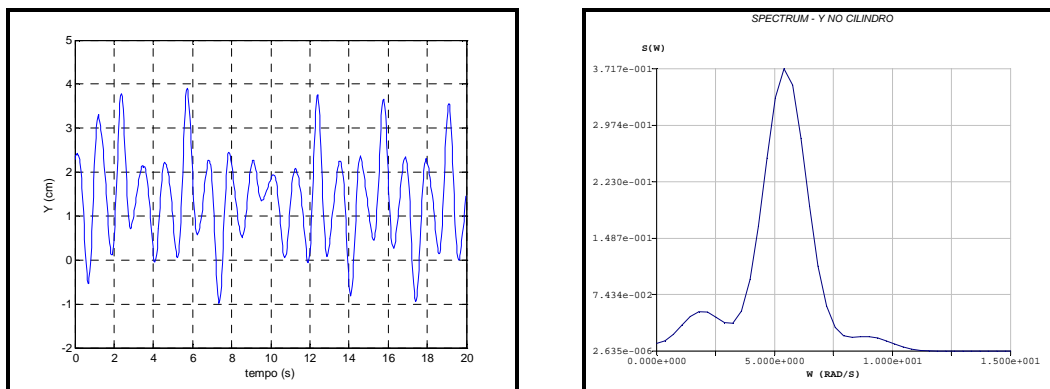


Figura III.14 - Série temporal do deslocamento na direção Y (direção transversal) e o correspondente espectro ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

Pela Figura III.14, é notável como a auto-indução fica claramente caracterizada. Sem o VSIV, o esperado é que a trajetória seja somente vertical (direção Z) que é a direção da excitação. Com o VSIV, para estes parâmetros, há oscilação na direção transversal (Y) formando três bolotas. Este último ponto decorre da observação da

Figura III.15 (a) que apresenta a trajetória no plano YZ e a Figura III.15 (b) o espectro de resposta na direção transversal (direção Y).

Para aumentar a clareza, mostram-se as Figuras III.16, III.17 e III.18 que apresentam as trajetórias no plano YZ por faixa de frequência de resposta e os espectros destas faixas de resposta. As referidas faixas de frequência foram identificadas pela análise espectral da Figura III.14.

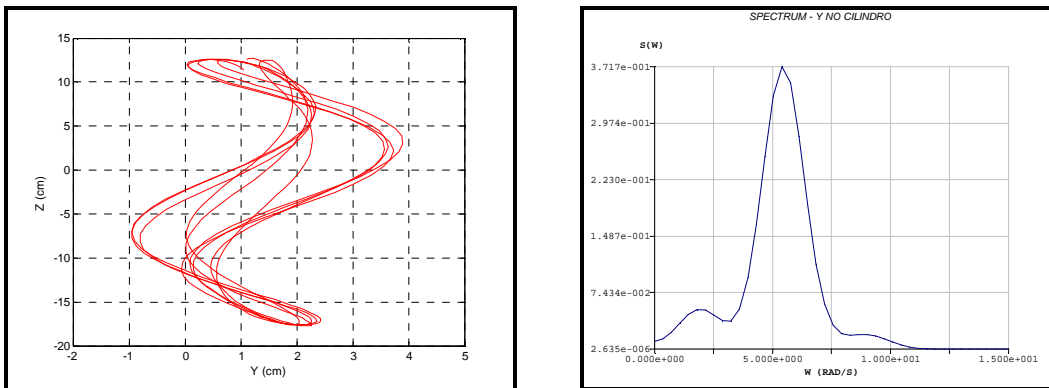


Figura III.15 - (a) Trajetória do deslocamento no plano YZ. (b) espectro de resposta para todas as frequências ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

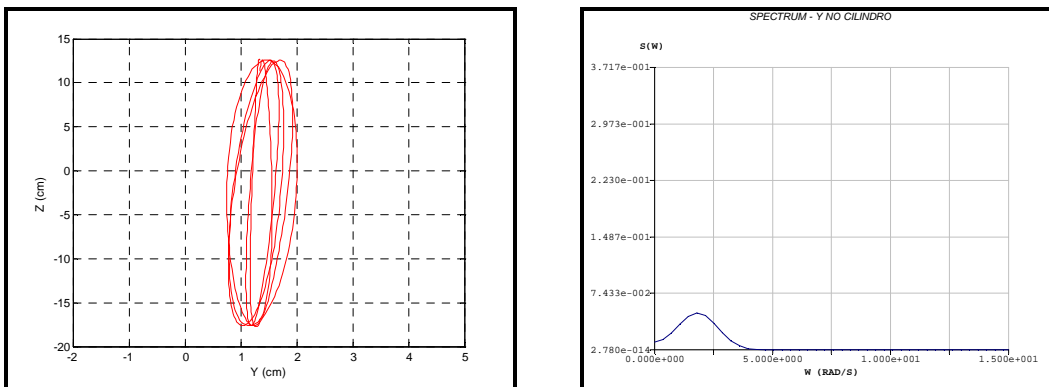


Figura III.16 - (a) Trajetória do deslocamento no plano YZ para a faixa baixa de frequência de resposta. (b) espectro de resposta ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

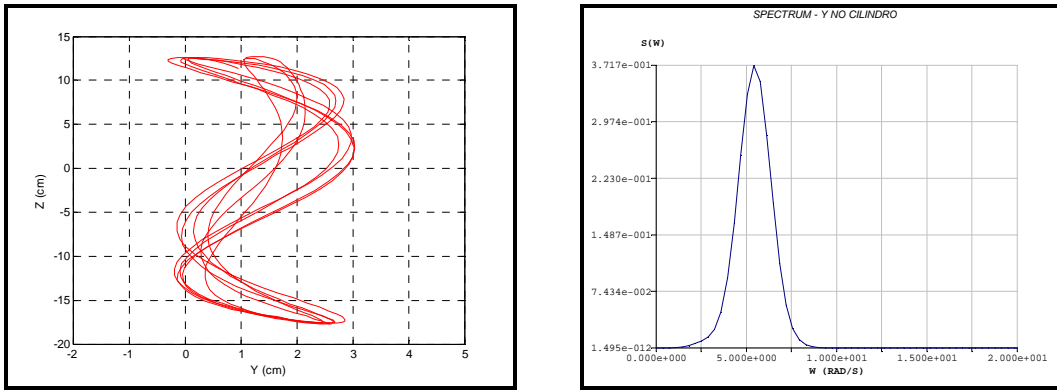


Figura III.17 - (a) Trajetória do deslocamento no plano YZ para a faixa de frequência de resposta em torno da frequência dominante. (b) espectro de resposta ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

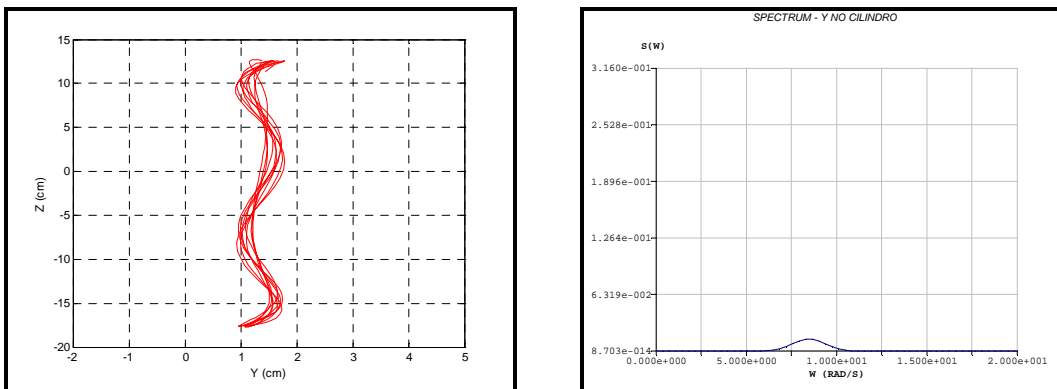


Figura III.18 - (a) Trajetória do deslocamento no plano YZ para a faixa alta de frequência de resposta. (b) espectro de resposta ( $KC = 20$  e  $V_r = 7.5$ ).

Pela Figura III.15(a) e a sua decomposição através das Figuras III.16 (a), III.17 (a) e III.18 (a) pode-se perceber que há uma superposição de comportamentos. Na faixa dominante tem-se o caso com três bolotas. Note, por outro lado, que as bolotas não são exatamente circulares, o que é um dos ensinamentos da presente investigação.

Os resultados obtidos dos ensaios são apresentados no Anexo A, para o cilindro com  $D=5\text{ cm}$  e  $KC=10, 20$  e  $30$  e para o cilindro com  $D=10\text{ cm}$  e  $KC=10$ . Para cada valor de Velocidade Reduzida ( $V_r$ ) ensaiado é apresentado a série temporal com deslocamento na direção Z (direção da excitação) e o correspondente espectro e as séries temporais com o deslocamento na direção Y (direção transversal) por faixa de frequência de resposta e os espectros destas faixas de resposta, apresenta-se, também, a trajetória do deslocamento no plano YZ por faixa de resposta.

Observa-se nos gráficos por faixa de frequência que a estrutura responde na mesma faixa da frequência de excitação, com uma frequência de pico  $f_e$  e nas outras faixas de resposta com uma frequência de pico  $f_r = Nf_e$ , onde  $N$  é o número de bolotas. Para  $KC=10$  o cilindro responde na  $f_e$ , formando 1 bolota, e com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$ , formando 2 bolotas. Para  $KC=20$  observa-se para cada  $V_r$  ensaiado que o cilindro vibra na  $f_e$ , formando 1 bolota, e com  $f_r = 3f_e$ , formando 3 bolotas, e  $f_r = 5f_e$ , formando 5 bolotas e para  $V_r \geq 14$  o cilindro, também, responde com  $f_r = 2f_e$ , formando 2 bolotas. Para  $KC=30$ , o cilindro responde na  $f_e$  e com  $f_r = 4f_e$  e  $f_r = 6f_e$ , formando 4 e 6 bolotas respectivamente, e para  $V_r \geq 14$  a estrutura, também, responde com  $f_r = 3f_e$ , formando 3 bolotas.

Mesmo devido ao fato do cilindro vibrar em mais de uma frequência de resposta, podemos observar claramente a tendência de se formar nos gráficos de deslocamento  $Y$  x  $Z$ , 2 bolotas para  $KC=10$ , 3 bolotas para  $KC=20$  e 4 bolotas para  $KC=30$ .

Apresenta-se no Anexo B, para as faixas de frequência de resposta onde não se visualizou claramente o número de bolotas formadas, gráficos com a trajetória de deslocamento no plano  $YZ$  representado para apenas um período da excitação, com o objetivo de facilitar a visualização do número de bolotas formadas na faixa de resposta.

Observou-se durante os ensaios que a resposta do cilindro apresentou períodos de repouso caracterizando uma oscilação intermitente, ao contrário dos experimentos de KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) onde se observou períodos de repouso apenas para fluxo irregular. Procurou-se filmar os ensaios durante os intervalos de tempo em que o cilindro estava vibrando, mas pode-se observar nos resultados que, mesmo durante o tempo de medição, para algumas frequências de excitação, o cilindro reduz significativamente sua amplitude de vibração em determinados intervalos de tempo.

Pode-se concluir que o fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade ou VSIV é instável, ou seja, o cilindro passa a vibrar na direção transversal devido ao VSIV, mas esta vibração é irregular, não apresentando um comportamento definido. Em determinados intervalos da excitação esta vibração pode ocorrer com amplitudes

significativas; em outros intervalos esta vibração diminui podendo até parar de vibrar e pode novamente voltar a vibrar.

Este tipo de vibração é favorável para a fadiga, pois o cilindro não vibra ao longo de toda a excitação e a vibração nem sempre ocorre com amplitudes significativas, diminuindo em certos intervalos de tempo, o que reduz a vida à fadiga.

Outra observação importante é que quando se reforçou o aparato diminuimos a sua vibração de alta frequência, que interfere na resposta transversal. Isto pode ser verificado comparando o sinal original da medição e o sinal com frequências altas filtradas (ver\_Anexo A), observa-se que eles diferem muito pouco. Esta diferença, por outro lado, é mais significativa quando as frequências e amplitudes de excitação são maiores, por exemplo, para  $KC=30$ .

### ***III.5.2 - RESULTADOS E CONCLUSÕES DOS ENSAIOS REALIZADOS***

Os gráficos de  $f_r / f_n$ ,  $f_r / f_e$  e  $2A/D$  versus velocidade reduzida  $V_r$ , obtidos das medições dos ensaios, são apresentados a seguir para  $KC=10$ ,  $KC=20$  e  $KC=30$ . Os adimensionais  $f_r / f_n$ ,  $f_r / f_e$  foram calculados para todas as frequências de pico do espectro de resposta.



**Resultados para o cilindro com  $D=5\text{cm}$  e  $KC=10$ .**

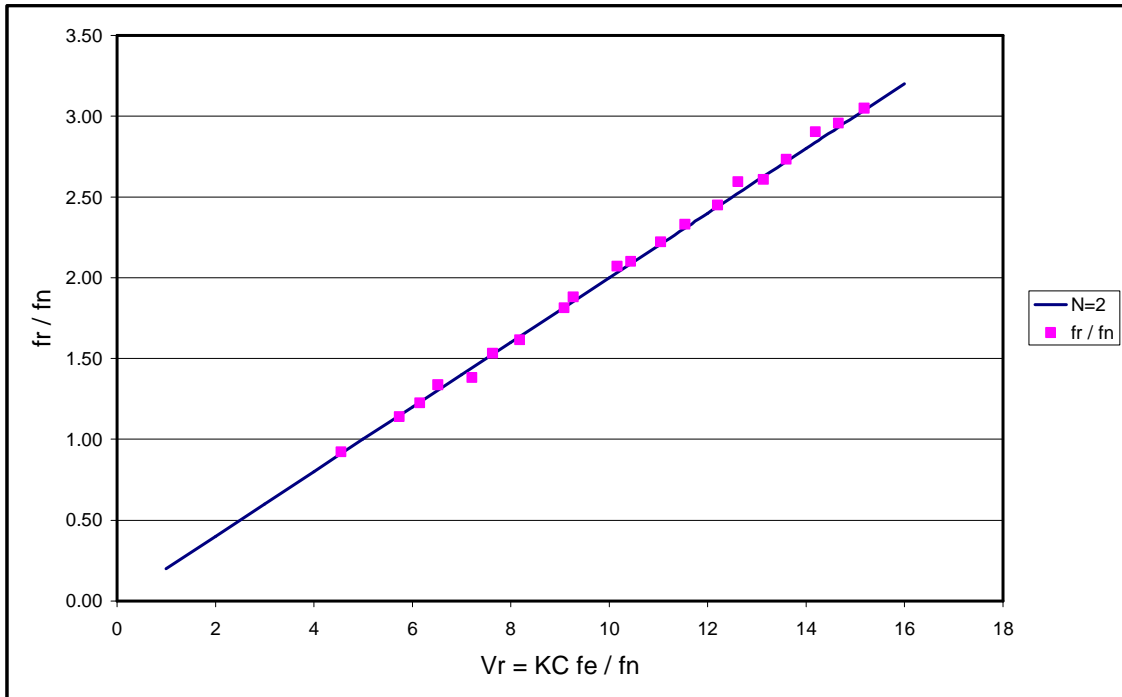


Figura III.19 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

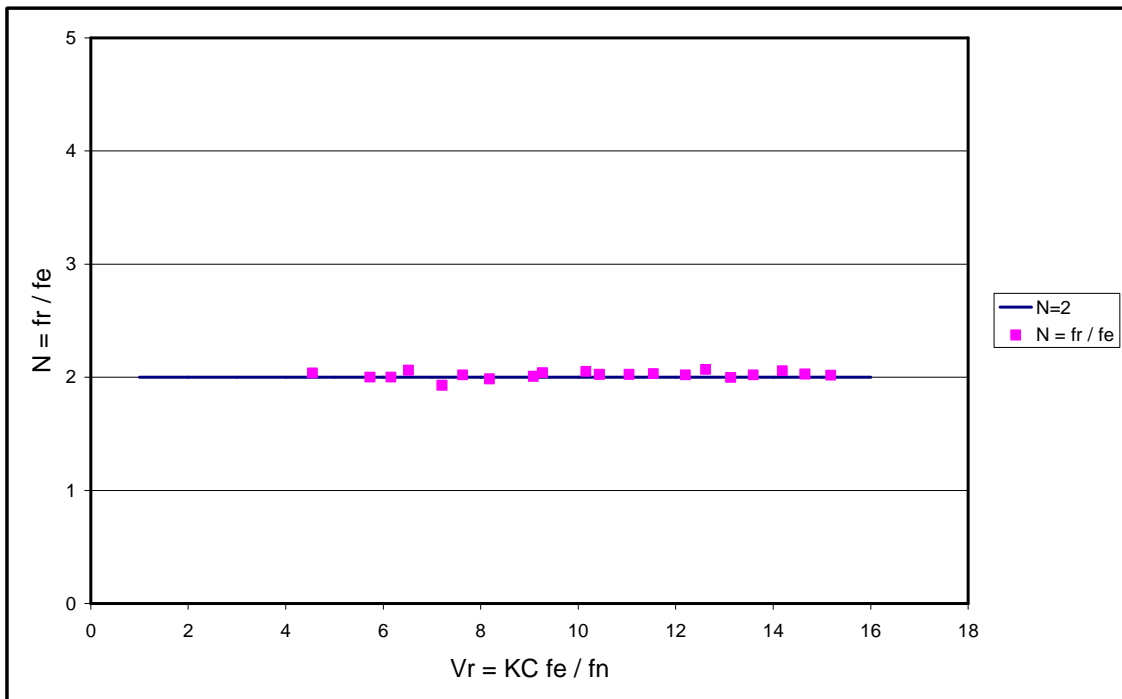


Figura III.20 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

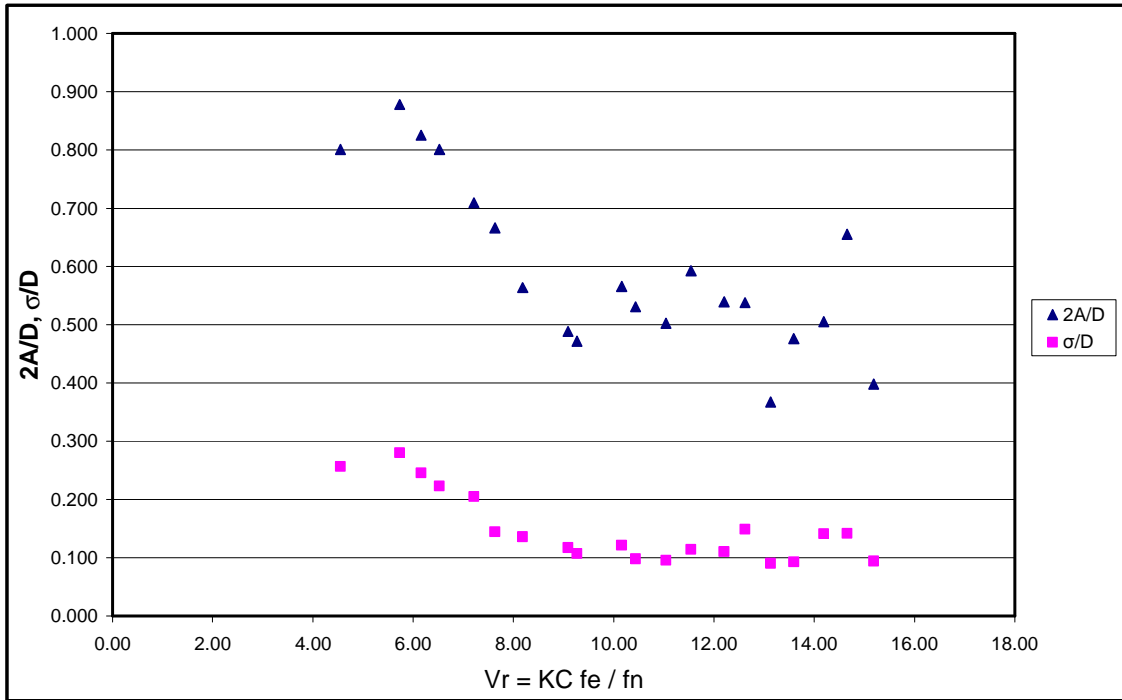


Figura III.21 - Amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

**Resultados para o cilindro com  $D= 10\text{ cm}$  e  $KC=10$ .**

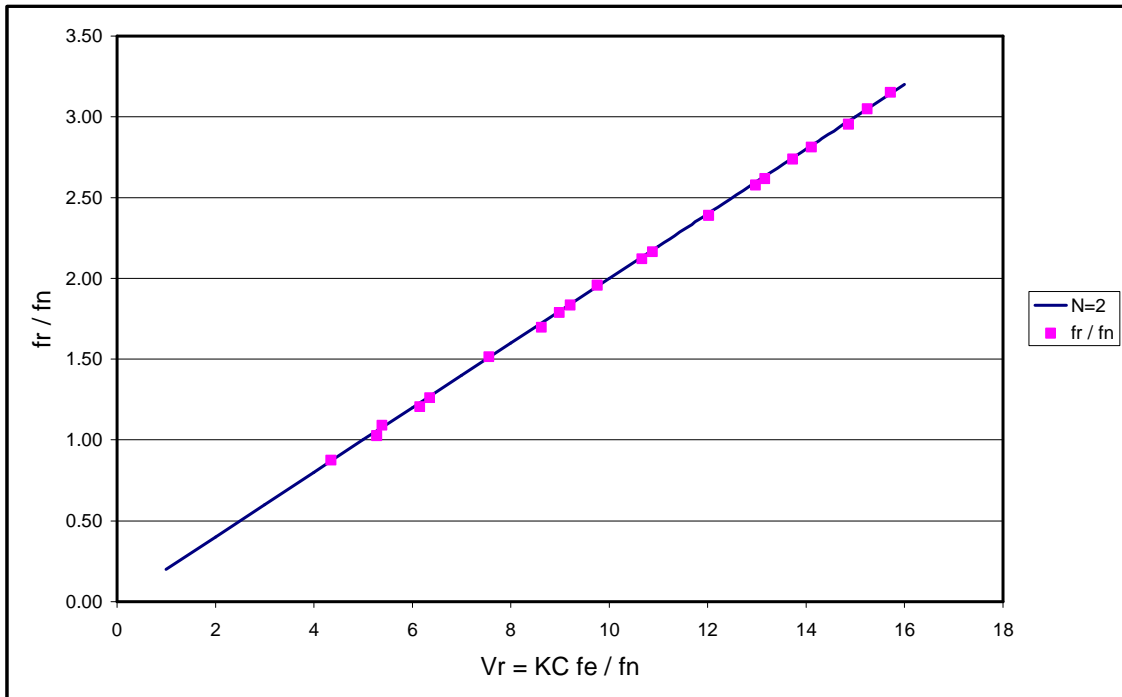


Figura III.22 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

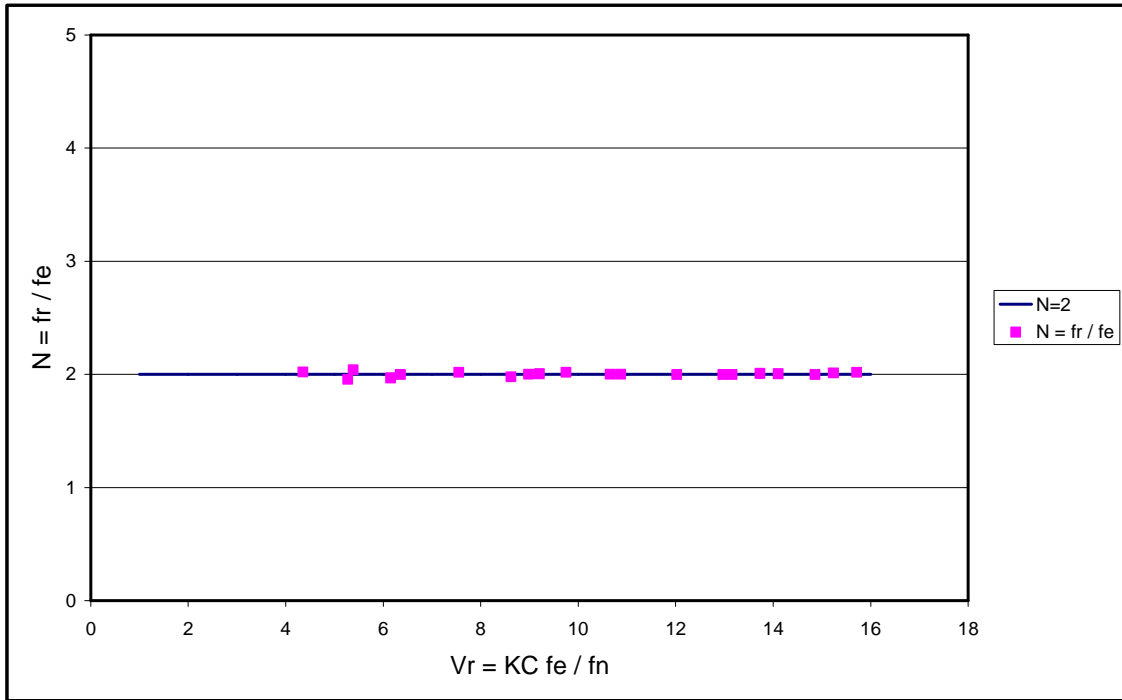


Figura III.23 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

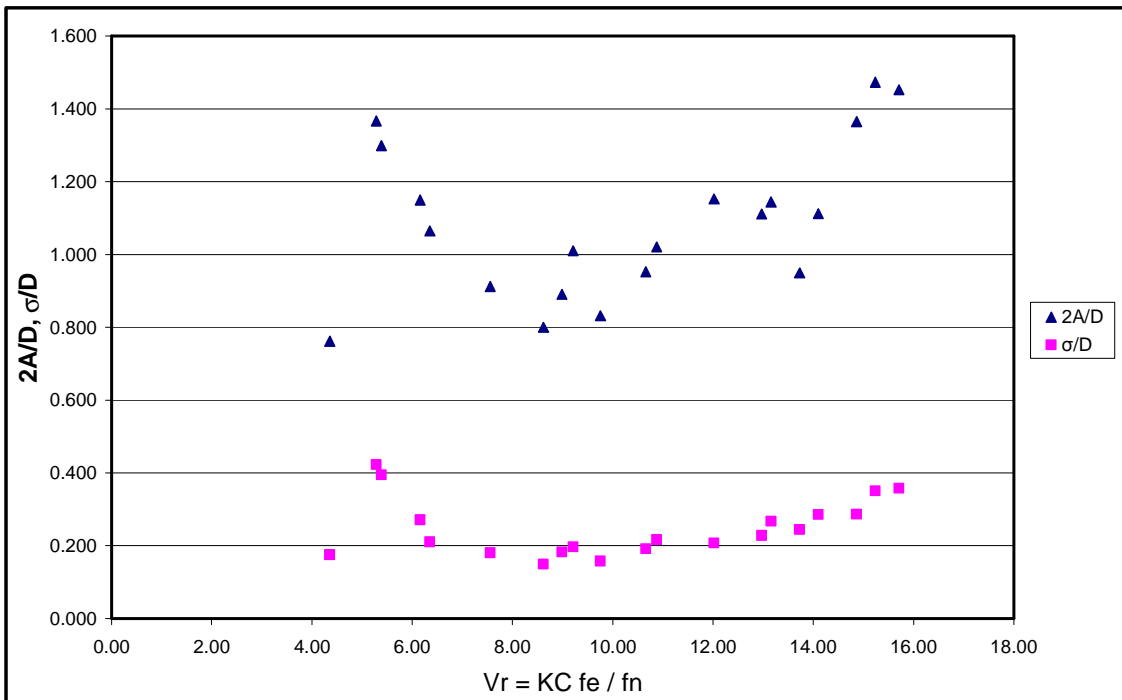


Figura III.24 - Amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=10$ .

**Resultados para o cilindro com  $D=5\text{cm}$  e  $KC=20$ .**

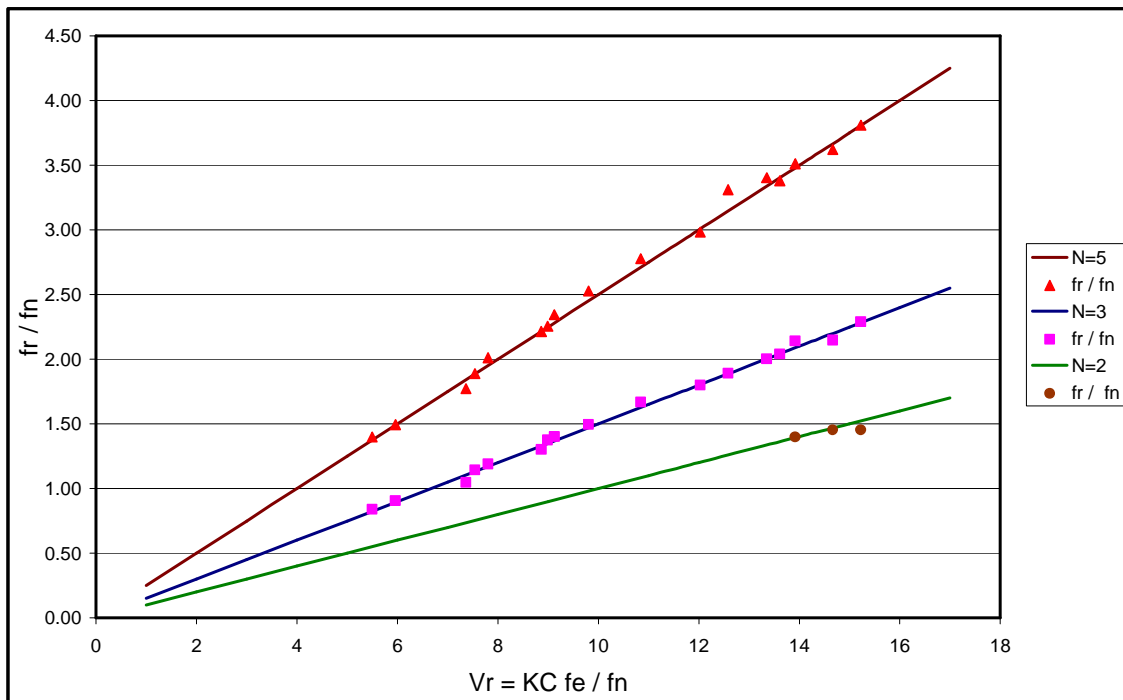


Figura III.25 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=20$ .

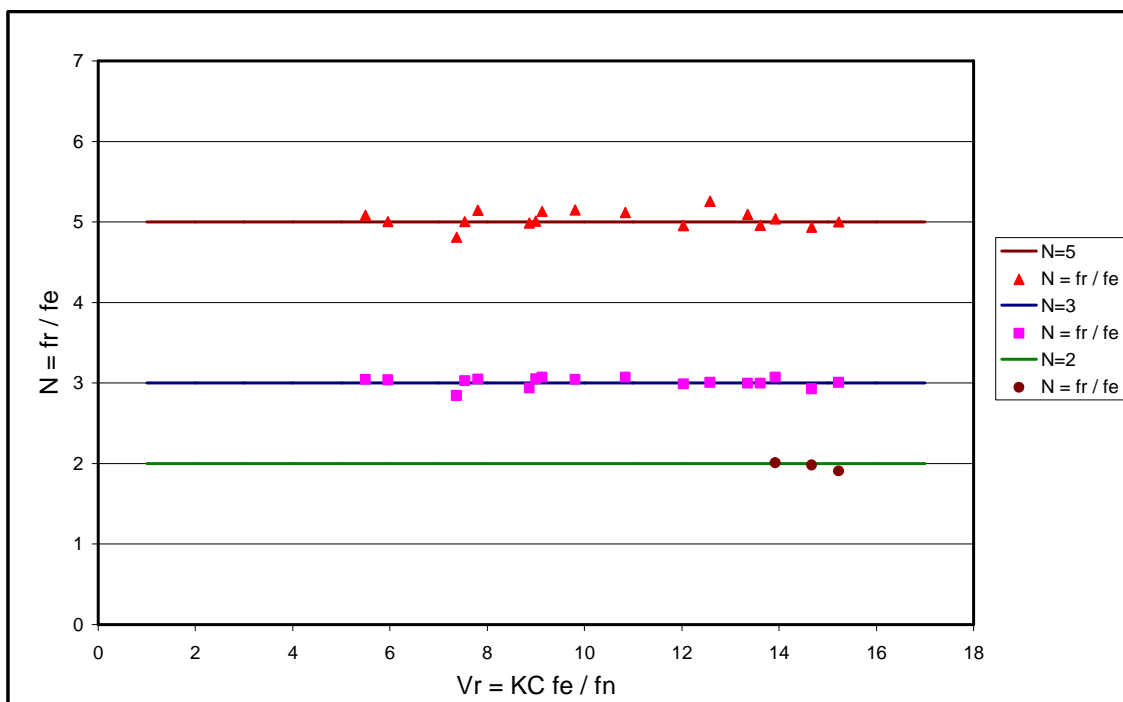


Figura III.26 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=20$ .

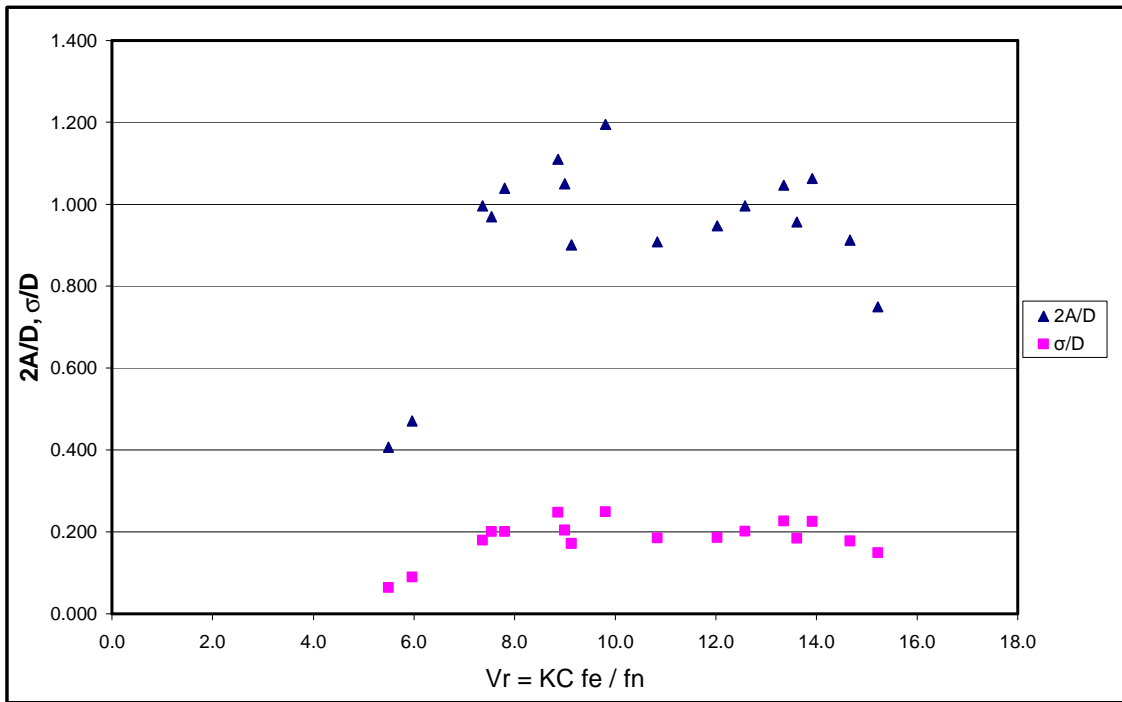


Figura III.27 - Amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=20$ .

**Resultados para o cilindro com  $D=5cm$  e  $KC=30$ .**

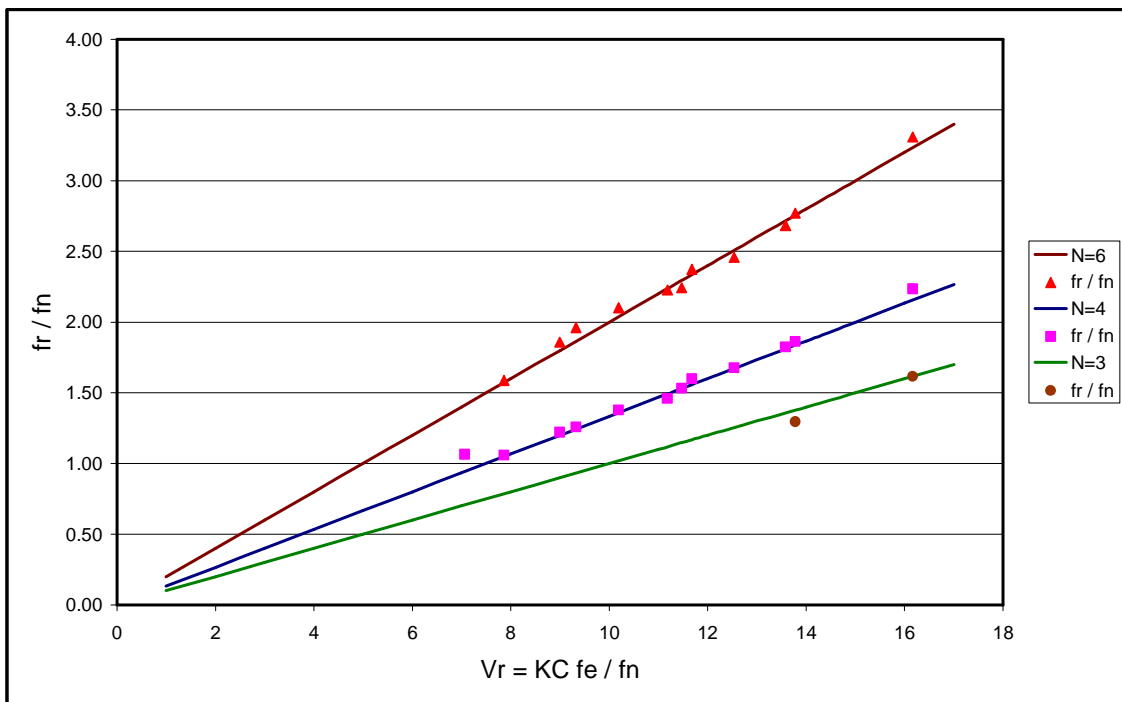


Figura III.28 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=30$ .

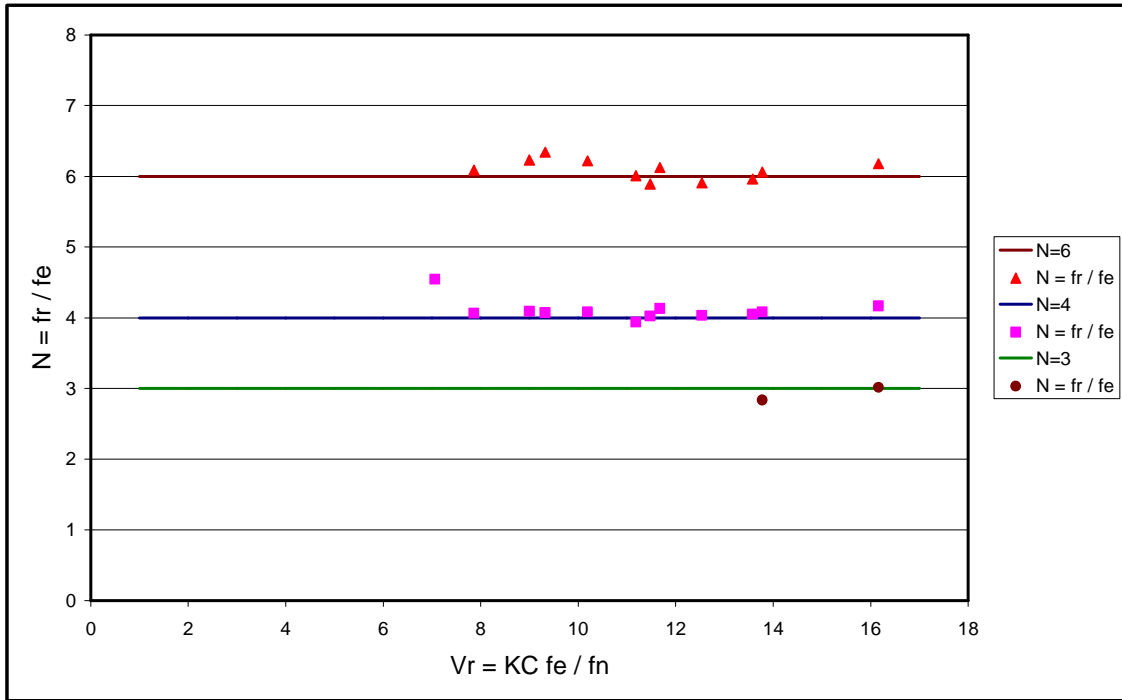


Figura III.29 - Frequência de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=30$ .

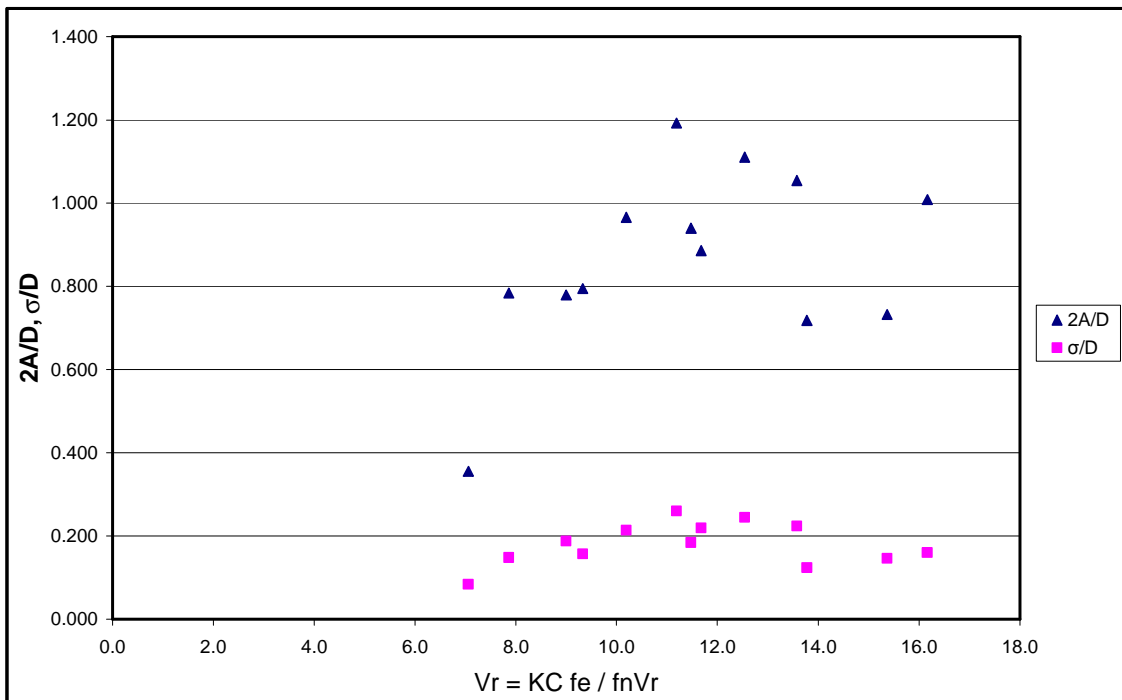


Figura III.30 - Amplitude de resposta do cilindro em fluxo oscilatório regular para  $KC=30$ .

As seguintes observações podem ser extraídas dos gráficos acima:

- Para  $KC=10$  o adimensional  $N = f_r / f_e$  é mantido em 2 sobre o intervalo de  $V_r$  ensaiado;
- Para  $KC=20$  o adimensional  $N = f_r / f_e$  é igual a 3 e 5, para todos valores de  $V_r$  ensaiados, e para  $V_r \geq 14$ ,  $N$  é também igual a 2;
- Para  $KC=30$  o adimensional  $N = f_r / f_e$  é igual a 4 e 6, e para  $V_r \geq 14$ ,  $N$  é também igual a 3;
- Quando o adimensional  $N = f_r / f_e = 2$  observa-se, nos gráficos de deslocamento  $Y \times Z$ , 2 Bolotas e quando  $N=3$  observa-se 3 bolotas, e assim por diante;
- Note que a Equação (III.12), para  $KC$  e  $N$  fixos, é um conjunto de retas quando se considera  $f_r / f_n \times V_r$ . Para  $KC=10$  observa-se nos gráficos das Figuras III.19 e III.22 que  $f_r / f_n$  segue a relação (III.12), com  $N=2$ ;
- Para  $KC=20$  o gráfico de  $f_r / f_n$ , da Figura III.25, segue a relação (III.12), com  $N=3$  e  $N=5$  e para valores de  $V_r \geq 14$ ,  $N$  é também igual a 2.
- Para  $KC=30$   $f_r / f_n$  (Figura III.28) segue a relação (III.12), com  $N=4$  e  $N=6$  e para valores de  $V_r \geq 14$ ,  $N$  é também igual a 3;
- Observou-se nos ensaios que para  $KC=10$  o cilindro vibra transversalmente a partir de  $V_r = 4.5$ , para  $KC=20$  a partir de  $V_r = 5.5$  e para  $KC=30$  a partir de  $V_r = 6.5$ .
- Observa-se nos gráficos de amplitude resposta dos ensaios realizados nesta tese um pico na amplitude de resposta para  $KC=10$  quando a relação  $f_r / f_n$  é

próxima a 1, para  $KC=20$  quando a relação  $f_r / f_n \approx 1$  e  $N=3$  e para  $KC=30$  quando  $f_r / f_n \approx 1$  e  $N=4$ .

- As amplitudes de vibração dos cilindros ensaiados são menores que as obtidas nos experimentos de SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), como já era esperado, pois o parâmetro de estabilidade dos cilindros ensaiados é maior que dos experimentos anteriores.
- A amplitude de vibração para o cilindro de  $10\text{ cm}$  com  $KC=10$  é maior que para o cilindro de  $5\text{ cm}$  com  $KC=10$ , pois o parâmetro de estabilidade para o cilindro de  $5\text{ cm}$  é maior.

A utilidade destes ensaios se refere ao fato que corroboram a existência do VSIV na escala real, neste caso com característica essencialmente aleatória (ver Capítulo VI).



## ***CAPÍTULO IV***

### ***MEDIÇÃO DE MOVIMENTO POR IMAGEM***

#### ***IV.1 - INTRODUÇÃO***

A necessidade de se utilizar novas alternativas de sensores para a monitoração dos movimentos dos modelos tem crescido porque os sensores convencionais acabam interferindo na dinâmica dos modelos. Neste caso, a medição de movimento por imagem se torna uma alternativa bastante atraente. Nos ensaios realizados nesta tese, optou-se por medir os movimentos do cilindro usando esta técnica de medição por imagem.

Apresenta-se a seguir os procedimentos necessários para uma adequada aquisição e medição de movimentos por imagem a partir do programa em IMAQ (2000) proposto por SIQUEIRA (2005). A medição de movimentos de modelos se realiza através do posicionamento de alvos (LEDs) presos rigidamente ao modelo, que são identificados e têm suas coordenadas (x,y,z) definidas através do processamento das imagens.

#### ***IV.2 - DEFINIÇÕES DO SISTEMA***

Para uma boa aquisição e processamento de imagem, diversos fatores são relevantes, como a qualidade do equipamento, iluminação no objeto, etc. Este trabalho foi desenvolvido inicialmente com a utilização de simples filmadoras do tipo “handcam” acopladas a placas de captura de imagens instaladas num computador tipo PC. Depois, passou-se a capturar as imagens de uma câmera de vídeo digital usando um cabo USB e um programa de captura de imagens.

A imagem a ser capturada é criada pelo sistema composto por objeto, lente, sensor. O objeto é captado no sensor através da sua projeção pela lente em tamanho menor e invertida.

O sensor mais comumente utilizado é do tipo CCD (Charged Coupled Device). Este é formado por uma matriz de fotocélulas (pixels), que agem como um conversor ótico-elétrico, que transforma a quantidade de luz incidente em um nível de tensão diretamente proporcional a esta. Estes sensores podem captar imagens em escala de cinza ou coloridas. No caso de imagens em tons de cinza, denominadas “preto e branco”, cada pixel capta um grau de luminância que identifica a intensidade de luminosidade presente nele. A escala de cinza varia de 0 a 255 (8 bits), isto é do preto ao branco respectivamente. Para imagens coloridas o que há na verdade é uma aproximação do que o olho humano consegue distinguir, que é a combinação das cores básicas: verde, vermelha e azul. Na aquisição de imagens feita pela câmara e na representação destas pelo *software*, as imagens coloridas são representadas pelas três cores básicas e suas combinações, cobrindo desta forma todo o espectro de cores. O padrão de cores mais utilizado é o RGB (*red, green e blue*), como explicado em (IMAQ VISION, 2000).

### **IV.3 - A OBTENÇÃO DE IMAGEM**

A formação da imagem no sensor da câmara está relacionada com os seguintes parâmetros (Figura IV.1):

- Distância focal ( $\lambda$ )– Distância entre centro de curvatura da lente e o sensor. A partir desta distância tem-se o tamanho e o ângulo de visão da imagem no sensor;
- Tamanho real do objeto (X);
- Distância do objeto ao centro da lente (L);
- Tamanho do objeto na imagem (V);
- Tamanho do sensor CCD da câmara;
- Resolução – Define a relação entre as dimensões horizontal e vertical da matriz de *pixels* do CCD e o tamanho do objeto, relacionando o número de *pixels* por unidade de medida;
- Número de quadros – É o número de *frames* (quadros) por segundo que o sistema consegue adquirir, isto é, o número de imagens captadas por segundo. Para o padrão VHS esta taxa é de 30 quadros por segundo.

Estes parâmetros relacionam as medidas do objeto com o tamanho, em *pixels*, da sua imagem, conforme a relação:

$$\frac{X}{V} = \frac{L}{\lambda} \quad (\text{III.1})$$

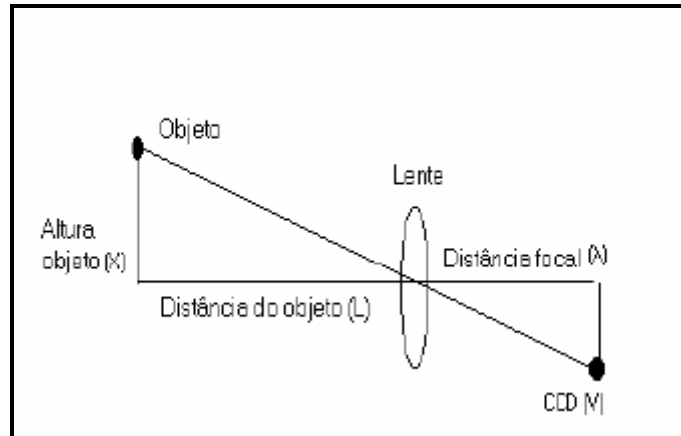


Figura IV.1 – Relação Objeto-Imagem

Para a obtenção de imagens de boa qualidade, destacam-se os seguintes fatores externos ao sistema lente/sensor:

**Iluminação** – Retira sombras e manchas; melhora contraste e ajuda no rastreamento de movimento, como explicado em GONZALEZ *et al.* (1993). Podendo ser iluminação difusa, estroboscópica, direcional e outras.

**Plano de Fundo** – Muito importante para o posterior tratamento de imagem. Com ele pode-se aumentar o contraste, facilitando as filtragens, deixando em evidência o objeto em relação ao ambiente ao seu redor.

**Contraste** – Com a manipulação do contraste na imagem pode-se diminuir a quantidade de filtragens e assim, melhorar o tempo de processamento. O contraste pode ser realizado diretamente na câmara, na placa de aquisição de imagem, através do programa de processamento, ou otimizando o plano de fundo pela iluminação ou pela mudança das tonalidades/cores do objeto.

#### ***IV.4 - DETECÇÃO DE ALVOS***

Além dos parâmetros descritos acima, a localização de alvos pode ser facilitada por:

**Formato** – Existem algumas funções que identificam padrões como círculos, elipses, etc. Se houver mais de um alvo, pode-se usar geometrias diferentes para cada alvo. É importante, neste caso, que estes nunca se sobreponham na imagem, impossibilitando a sua identificação.

**Tamanho** – Os alvos devem ter um tamanho suficientemente contrastante, de tal modo que o programa de processamento de imagens os diferencie de ruídos ou outro objeto qualquer.

#### ***IV.5 - MEDIÇÃO DOS DESLOCAMENTOS DO CILINDRO ENSAIADO***

Os procedimentos adotados no ensaio para se obter uma imagem de boa qualidade foram:

- A utilização de uma cortina preta no fundo do canal e ao redor da câmera, melhorando a iluminação e o plano de fundo;
- Mudança na cor do cilindro, pintando-o de preto para melhorar o contraste na imagem;
- A utilização de um *cluster* de *LED* de luz vermelha, como alvo, localizado no centro da seção transversal do cilindro (Figura IV.2);

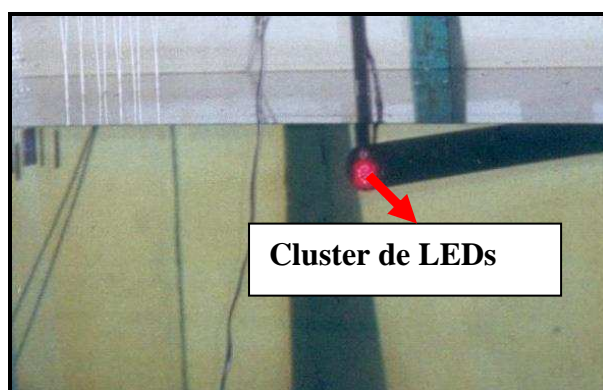


Figura IV.2 – Foto do detalhe do cilindro com o *cluster de led* aceso.

Com a utilização dos procedimentos acima melhorou-se o contraste, retirou-se as sombras, e se deixou em evidência o objeto em relação ao ambiente ao seu redor, facilitando as filtrações.

Após a obtenção das imagens, deve-se escolher as funções de tratamento a serem utilizadas. A seqüência de funções é aplicada inicialmente a uma única imagem, que será usada como padrão ou protótipo para o ensaio. Esta seqüência é denominada “script” e introduzida no *software* principal para o processamento das imagens, quadro a quadro. No item IV.6 serão abordadas algumas funções importantes que podem ser vistas mais detalhadamente em (IMAQ VISION, 2000) e (GONZALEZ e WOODS, 1993).

O programa de processamento de imagens utilizado nesta tese foi desenvolvido por SIQUEIRA (2005) e fornece a partir das imagens capturadas, quadro a quadro, as coordenadas do alvo.

A Figura IV.3 mostra um exemplo da medição por imagem do deslocamento na direção Z (direção da excitação) para o ensaio com amplitude de excitação no topo de 16 cm. Neste ensaio o oscilador harmônico foi regulado para a amplitude de 16 cm, transferindo esta amplitude e a frequência do motor para o movimento do cilindro. Observa-se que a série temporal de deslocamento na direção Z serviu para validar a técnica de medição por imagem, pois os deslocamentos obtidos correspondem aos impostos à estrutura.

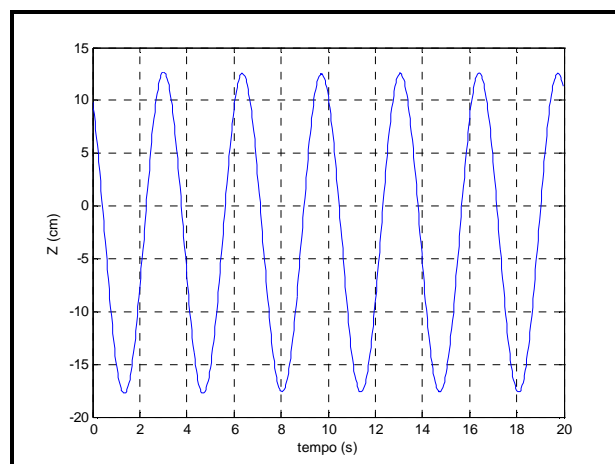


Figura IV.3- Deslocamento do cilindro na direção Z (direção da excitação).

#### ***IV.6 - TRATAMENTO DE IMAGENS***

No caso de imagens coloridas existem algumas funções importantes, como por exemplo:

**Color Location** – Procura por uma cor predefinida pelo usuário, existente no protótipo.

**Color Pattern Matching** – Busca padrões de cores e suas distribuições espaciais definidas no protótipo.

**Color Threshold** – Transforma uma imagem colorida em imagem binária (apenas 2 tons), sendo o limite entre tons retirado do espectro de cores.

**Extract Color Planes** – Extrai da imagem um dos planos de cor (vermelha, azul ou verde), ou o plano de luminância.

Para imagens em tons de cinza têm-se:

**Filtros Espaciais** – Servem para detectar bordas e contornos, reduzir ruídos, suavizar e enfatizar bordas e etc. Podem ser do tipo passa-alta ou passa-baixa, e lineares ou não lineares.

Os filtros passa-baixa, também chamados desmoothing têm como principal característica atenuar as rápidas variações de luz na imagem, dando um aspecto “borrado” a esta. O que caracteriza as baixas frequências é a variação mais suave da luz ou da tonalidade de cinza. Uma aplicação de interesse desta função é atenuar ruídos da imagem.

Os filtros passa-alta realçam as rápidas e grandes variações na intensidade de luz ou da tonalidade de cinza. Uma boa aplicação para estas funções é a detecção de bordas para a medição do tamanho de objetos.

O filtro ser linear ou não está relacionado ao modo em que é feita a interpolação de um *pixel* e seus adjacentes, para o cálculo do seu novo valor.

Outros filtros não-lineares são os conhecidos filtros morfológicos. Estas transformações extraem ou alteram a estrutura de partículas (objetos) na imagem. A modificação da morfologia de imagens em tons de cinza tem aplicações na filtragem de ruído, correção de plano de fundo, extração de tons indesejáveis, etc. A morfologia binária realiza a erosão, dilatação, exclusão ou preenchimento das partículas; diminuindo, aumentando, apagando ou preenchendo os “buracos” existentes. Estas transformações morfológicas são detalhadas em (IMAQ VISION, 2000) e (GONZALEZ e WOODS, 1993).

Uma questão crítica no tratamento de imagens é o tempo gasto para cada filtragem. O programa utilizado nos experimentos monitora este tempo em cada passo do script. A partir disto, pode-se escolher quais as filtrações mais eficientes e mais rápidas, objetivando o processamento em tempo real.

## ***CAPÍTULO V***

### ***MONITORAÇÃO DE UM SCR EM ESCALA REAL***

#### ***V.1 - INTRODUÇÃO***

Neste capítulo, apresenta-se um resumo do programa de monitoração, desenvolvido pela Petrobras, do *riser* de aço em catenária instalado na Plataforma P-18 (CASAPRIMA, 2001, FRANCISS, 2001, SANTOS, 2005). Um dos objetivos da monitoração é diminuir as incertezas em relação ao fenômeno de vibrações induzidas por vórtices e dar maior confiabilidade aos projetos. A surpresa foi o aparecimento de VSIV como se mostra em seguida.

#### ***V.2 - SISTEMA DE MONITORAÇÃO***

Em 1994 a Petrobrás começou um projeto para construir e instalar um *riser* de aço em catenária (SCR – Steel Catenary Riser) na plataforma semi-submersível P-18, localizada a 910m de profundidade. Três áreas importantes com respeito ao projeto do SCR foram designadas como os principais objetivos da monitoração.

- Esforços axiais e de flexão no *touch down point*;
- Movimentos da plataforma, incluindo offsets, movimentos de primeira e segunda ordem;
- VIV ao longo do *riser*.

Outras quantidades como cargas ambientais foram também medidas. O sistema engloba todos os aspectos que são importantes na metodologia de projeto.



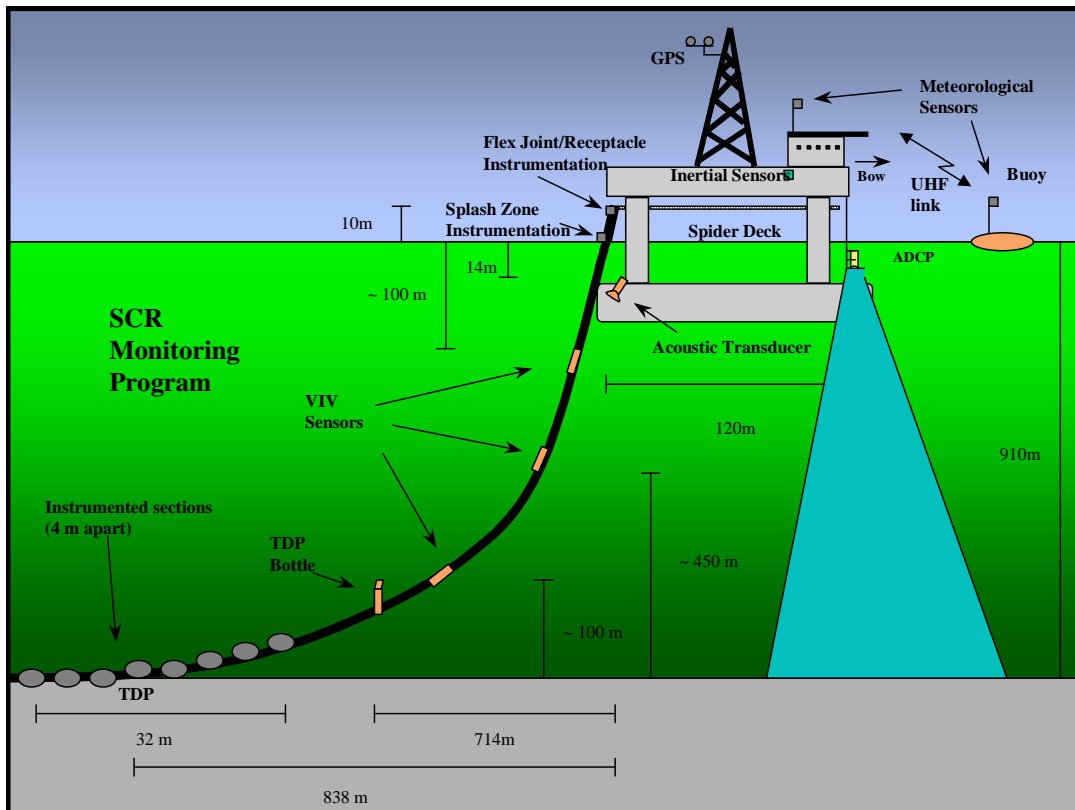


Figura V.1 - Sistema de Monitoração instalado no *riser* em catenária da P18.

A Figura V.1 mostra a instrumentação usada na implementação do sistema de monitoração. Os parâmetros de interesse são definidos como:

Cargas ambientais: perfil de corrente, espectro da onda direcional e vento;

- Posição da plataforma e movimentos;
- Tração na linha de ancoragem;
- Esforços no *touch down point*, zona de onda e topo do *riser*;
- Movimentos do *riser* devido às vibrações induzidas por vórtices.

As atividades de monitoração foram divididas em 5 sub sistemas de monitoração:

- Meteo-oceanografia;
- Posição da plataforma e movimentos;
- Esforços no Topo;
- Esforços no TDP;
- Posição do *riser* e movimentos.

### **V.2.1 - CARGAS AMBIENTAIS**

Os dados ambientais foram obtidos com o SISMO que é o sistema de monitoração meteo-oceanográfico da PETROBRAS que controla e coleta dados de:

- Sensores locais para a medida de velocidade e direção do vento, temperatura, pressão barométrica e umidade relativa;
- Uma bóia de superfície meteo-oceanográfico, com 2,76m de diâmetro, e ancorada a 1000 m da P-18. A bóia mede os movimentos de *heave*, *roll*, *pitch*, e *heading*, parâmetros meteorológicos, temperatura na superfície e corrente na superfície;
- Duas unidades de alta energia, *Acoustic Doppler Current Profile* (ADCP), para medir perfil de corrente ao longo da profundidade em termos de intensidade e direção. Uma é instalado no fundo do mar com dados internos gravados, revisada a cada três meses para a troca de baterias e coleta de dados. A outra é suspensa na plataforma e é conectada por cabo ao sistema Sismo. Estas medidas são importantes porque, entre outras razões, a corrente é uma das principais causas de VIV. Foram usados dois ADCP's porque seu intervalo prático de medições atingiu somente 500 m.

### **V.2.2 - SISTEMA DE MONITORAÇÃO DO TDP**

*Strain gages* foram instalados na região do *touch down point* (TDP) com o objetivo de medir momento no plano e fora do plano. Foram gravadas séries temporais de 900s, a cada 3 horas. O *strain gage* teve que ser protegido por uma cola polímero, que por sua vez, teve que ser protegida por uma cobertura de aço por causa do dano durante o manuseio e contato com o solo. Oito sensores foram usados para monitorar as forças na região próxima ao fundo. A taxa de amostragem foi de 1 Hz nas medições.

O objetivo principal das medições na região foi o estudo da interação entre o solo e o *riser*, mas os dados de medição, também, foram usados em CASAPRIMA (2001) para avaliação do VIV decorrente do movimento próprio do *riser*.

### **V.2.3 - SISTEMA DE MONITORAÇÃO DO TOPO**

As principais quantidades medidas no topo foram as seguintes: inclinações, momentos de flexão no plano e fora do plano e tração. O sistema possuía *strain gages* conectados à unidade eletrônica instalada na plataforma.

### **V.2.4 - SISTEMA DE MONITORAÇÃO DOS MOVIMENTOS DO RISER**

Para monitoração das vibrações induzidas por vórtices foram instaladas 4 garrafas de medição ao longo do *riser*. As garrafas foram confeccionadas em alumínio, com 0,30m de diâmetro externo e 0,48m de altura, o peso da garrafa é de 116 Kgf no ar e 67 Kgf na água.

Durante a primeira campanha de medição, três garrafas, numeradas de 1 até 3 na direção da âncora, foram instaladas nas profundidades iguais a 221m, 306m e 535m, respectivamente. As garrafas de VIV começaram medindo as acelerações em fevereiro de 2000 e pararam em julho do mesmo ano para troca de baterias. O problema relatado com este período foi à falta de dados ambientais, não se tem medição de corrente visto que a ADCP não trabalhou. Com relação às ondas, a bóia também apresentou muitos problemas durante este período. Na segunda campanha, foram instaladas 4 garrafas, numeradas de 1 até 4 na direção da âncora, nas profundidades iguais a 313 m, 572m, 733m e 867 m, Figura V.2. Nesta campanha, as garrafas de VIV começaram medindo as acelerações em outubro de 2000 e pararam em março de 2001. Verifica-se na Tabela V.1 que somente no período de dezembro de 2000 a fevereiro de 2001 têm-se dados monitorados das 4 garrafas simultaneamente. Os dados foram medidos durante 300 s a cada 3 horas com frequência de amostragem de 2 Hz e o sinal foi filtrado em 0.5 Hz.

Para determinar a posição de projeto das garrafas verificou-se, através do programa *Shear 7* (VANDIVER, 2000) quais os modos de vibração mais prováveis de ocorrer para o *riser* rígido devido às correntes de fadiga da Bacia de Campos. Estes modos foram representados em um gráfico e as garrafas foram posicionadas em pontos comuns aos modos de vibração nos anti-nós dos modos, para a obtenção dos máximos valores de deslocamentos medidos pelas garrafas.

A Garrafa 4 foi propositalmente posicionada próxima ao TDP, para monitorar o VIV decorrente do movimento próprio do *riser* (VSIV). Nesta região ocorrem os maiores números de *KC* quando há movimento de *heave* aplicado ao topo do *riser* (CASAPRIMA, 2001), portanto maiores serão as excitações decorrentes do movimento da unidade flutuante. Além disso, a localização desta garrafa é muito próxima ao fundo do mar, dessa forma, o VIV devido à correnteza não deve ser significativo nesta posição. Desde modo, o trabalho se focaliza nas medições da Garrafa 4, pois o objetivo desta tese é o estudo do fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade (VSIV). A Figura V.3 mostra a Garrafa 4 instalada no *riser* da P18 na profundidade de 867 m.

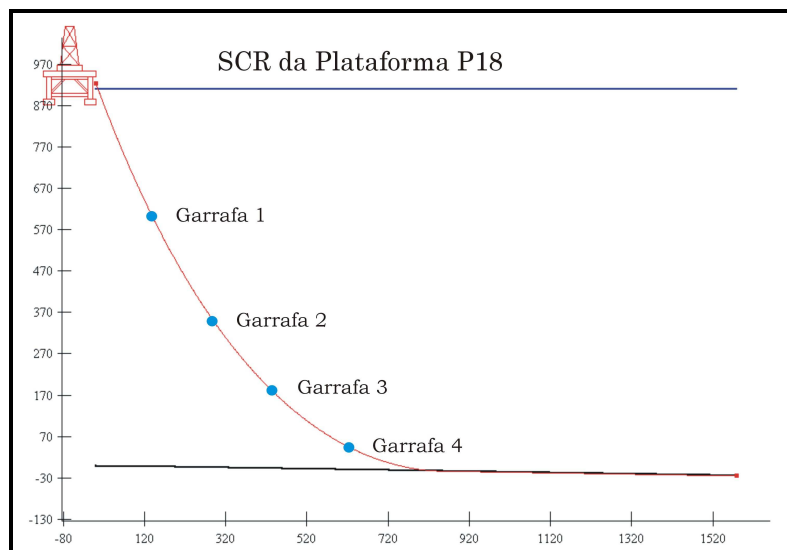


Figura V.2 - Posicionamento das Garrafas de VIV



Figura V.3 - Garrafa 4 instalada no *riser* da P18 na profundidade de 867 m.

Tabela V.1- Processamento dos sensores de VIV

Sensores	2000												2001		
	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov	Dez	Jan	Fev	Mar
Garrafa1		OK 46-89%	OK 46-89%	OK 46-89%	OK 46-89%	OK 46-89%	OK 46-89%			OK <45%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 90-100%	
Garrafa2		OK <45%	OK <45%	OK <45%	OK <45%	OK <45%	OK <45%			OK <45%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 90-100%	
Garrafa3		OK 46-89%	OK 46-89%	OK 46-89%	OK 90-100%	OK 46-89%	OK <45%					OK 46-89%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 46-89%
Garrafa4												OK 46-89%	OK 90-100%	OK 90-100%	OK 46-89%

Legenda:

	Dados OK de 90% a 100% do intervalo de tempo
	Dados OK de 46% a 89% do intervalo de tempo
	Dados OK em até 45% do intervalo de tempo
	Não operacional

### V.3 - PROCESSAMENTO E ANÁLISE DOS DADOS DE MONITORAÇÃO DOS MOVIMENTOS DO RISER

O sistema de monitoração do *riser* é projetado para medir quantidades de acordo com o sistema de coordenadas mostrado na Figura V.4. A direção X é coincidente com o eixo longitudinal do *riser*. Os eixos Y e Z definem um plano transversal perpendicular ao eixo X, enquanto os eixos X e Z definem um plano vertical. As principais quantidades medidas nas garrafas de VIV são as seguintes: acelerações em X, Y e Z, velocidades angulares em Y e Z. Os correspondentes deslocamentos linear e angular são obtidos por integração dupla (ROITMAN e MAGLUTA, 2001).

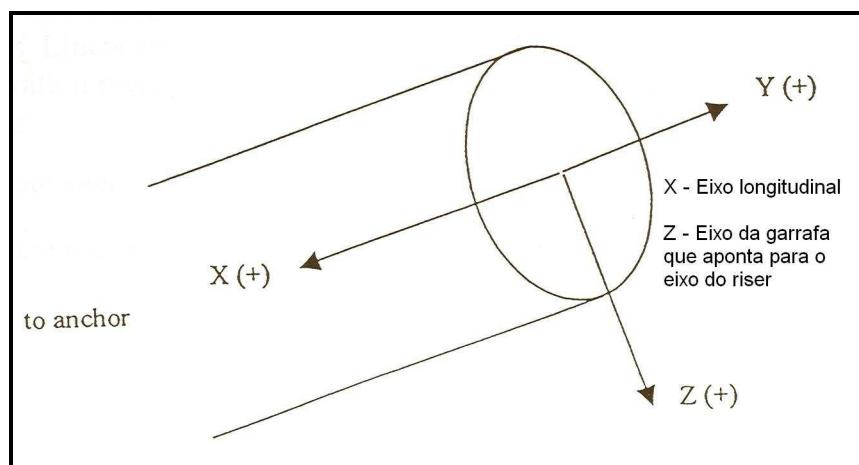


Figura V.4 - Sistema de Coordenadas.

A Figura V.5 mostra a definição de “Tilt” ou inclinação do Ângulo  $\alpha$ , do eixo longitudinal do *riser* relativo ao plano vertical.

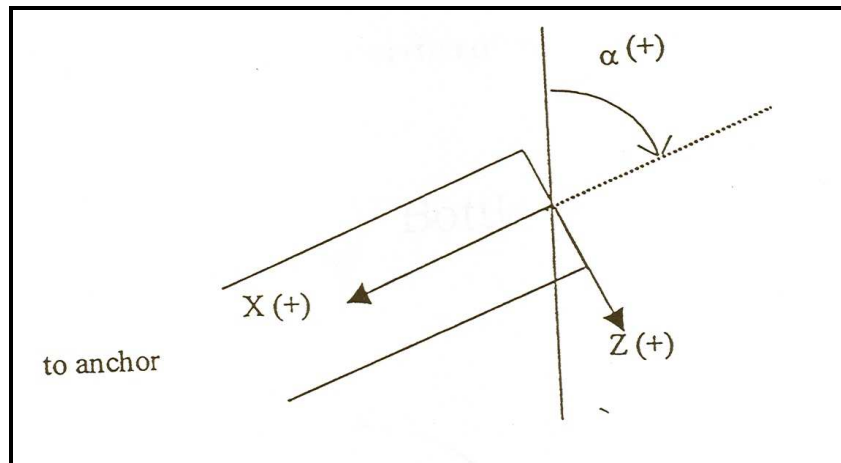


Figura V.5 - Tilt” ou inclinação do Ângulo  $\alpha$ , do *riser* relativo ao plano vertical.

A Figura V.6 mostra a definição do ângulo “yaw”,  $\gamma$ , do *riser* relativo ao plano XZ.

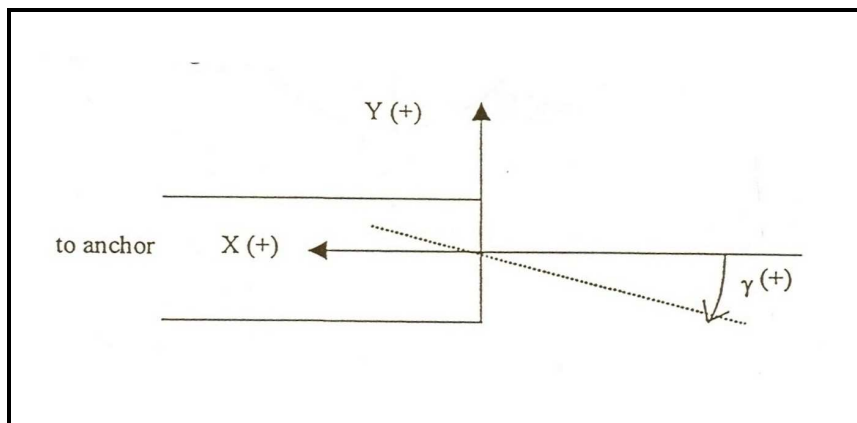


Figura V.6 - Ângulo “yaw”,  $\gamma$ , do *riser* relativo ao plano XZ.

A garrafa de VIV foi rigidamente colocada na parte superior do *riser* e mediu a aceleração e a velocidade angular do *riser*. Por outro lado, durante a instalação, a garrafa de VIV pode não ter sido posicionada exatamente no topo do *riser*. Esta situação resulta em uma configuração onde os sistemas de coordenadas do *riser* e da garrafa não são coincidentes. A Figura V.6 mostra um exemplo da possível configuração.

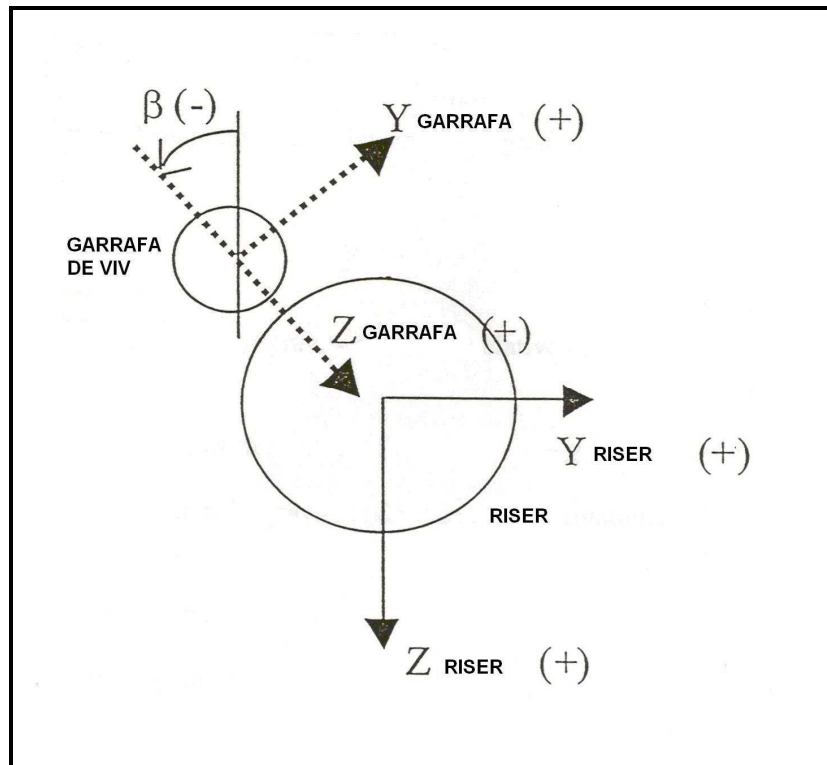


Figura V.7 - Sistema de coordenadas fixo a garrafa e fixo ao *riser* e ângulo de rotação relativo.

A partir das acelerações medidas nas direções X, Y e Z é possível determinar o ângulo de instalação das garrafas ( $\beta$ ) e da inclinação média do *riser* com relação a vertical no plano da catenária ( $\alpha$ ), sendo estes ângulos fundamentais para realizar a rotação das respostas medidas para os eixos de referência do *riser*.

Cada garrafa de VIV é composta basicamente por três acelerômetros e dois sensores para medição de velocidade angular.

Em cada uma das garrafas foram medidas:

- Duas acelerações lineares normais ao eixo longitudinal da garrafa (Y e Z);
- Duas velocidades angulares relativas aos eixos normais (Y e Z);
- Uma aceleração linear paralela ao eixo longitudinal da garrafa (X);

- Temperaturas associadas a cada um dos acelerômetros. Estas medidas serão utilizadas para correção das medidas realizadas pelos sensores de velocidade angular;
- Voltagem e corrente de operação da bateria.

Os dados medidos foram armazenados em uma base de dados composta por três tipos básicos de tabelas de dados (ROITMAN e MAGLUTA, 2001):

**Tabelas de Dados Brutos:** nestas tabelas serão introduzidos os dados medidos.

**Tabelas de Dados Consistidos:** Os dados medidos armazenados na tabela de dados brutos (séries temporais das acelerações e das velocidades angulares no referencial da garrafa), após serem submetidos aos procedimentos de verificação de consistência, e não tendo sido identificado a ocorrência de erros, serão copiados para as tabelas de dados consistidos.

**Tabelas de Dados Processados:** Os resultados do processamento realizados a partir dos dados consistidos serão armazenados nas tabelas de dados processados.

Foram incluídos no banco de dados o ângulo de instalação das garrafas  $\beta$ , da inclinação média do *riser* com relação a vertical no plano da catenária  $\alpha$ , as séries temporais das acelerações, velocidades e deslocamentos nos eixos de referência do *riser*, bem como uma série de parâmetros estatísticos destas grandezas.

### ***V.3.1 - FUNÇÕES DE PROCESSAMENTO***

Este item descreve a seqüência de processamento de cada um dos tipos de sensores monitorados nas garrafas de VIV. A primeira função de processamento é a verificação da qualidade dos dados brutos através de critérios específicos, gerando informações necessárias para a aceitação dos dados. Em alguns casos de anormalidade nas séries temporais identificadas por estes critérios, estas poderão ser corrigidas através de funções de processamento adequadas. O processamento além da verificação referente à qualidade dos dados e ao cálculo de alguns parâmetros estatísticos, também realiza



uma mudança de referência dos eixos das garrafas para os eixos locais do *riser*. Ainda é realizada nesta etapa a integração das séries temporais de aceleração obtendo-se as velocidades e deslocamentos do *riser*.

### **V.3.2 - CRITÉRIOS DE VERIFICAÇÃO E ACEITABILIDADE**

Descreve-se a seguir os critérios utilizados para verificação da qualidade e integridade dos sinais temporais (ROITMAN e MAGLUTA, 2001):

- a) Percentagem calculada, para cada sensor, entre o número de pontos existentes no banco de dados e o número esperado (600 amostras);
- b) Valor do desvio padrão dentro de uma faixa aceitável definida pelos especialistas;
- c) Valor médio do sinal dentro de uma faixa aceitável definida pelos especialistas;
- d) Sinal com variação abrupta inferior a uma faixa aceitável definido pelos especialistas;
- e) Amplitude dos sinais com valores iguais ou inferiores a um limite aceitável definido pelos especialistas;
- f) Amplitude dos sinais com valores iguais ou superiores a um limite aceitável definido pelos especialistas;
- g) Valor médio do ângulo  $\beta$  (Figura V.6) dentro de uma faixa aceitável definida pelos especialistas;
- h) Valor médio do ângulo  $\alpha$  (Figura V.4) dentro de uma faixa aceitável definida pelos especialistas;
- i) Valor médio das temperaturas utilizadas para correção das acelerações dentro de uma faixa aceitável definida pelos especialistas;
- j) Discrepância entre os valores médios das temperaturas inferior a um valor aceitável definido pelos especialistas.

As séries temporais são consideradas com qualidade aceitável, se as condições apresentadas nos itens b a j forem satisfeitas e pelo menos obtiver um valor de 50% no item a. Deve-se destacar que no caso dos itens g a j não serem aceitos, todo o restante do processamento fica comprometido, uma vez que os valores médios dos ângulos  $\beta$  e  $\alpha$

são utilizados para calcular as rotações para o eixo local do *riser* de todas as grandezas medidas. Estes ângulos também ficam comprometidos se uma das temperaturas apresentar valores incorretos.

### **V.3.3 - APRESENTAÇÃO DOS PROGRAMAS**

Para atender a todas as funções de processamento e verificação da qualidade dos dados brutos, desenvolveu-se um sistema composto por seis programas, todos desenvolvidos integralmente no compilador *Labview*, versão 5.0, da *National Instruments*, sendo estes para (ROITMAN e MAGLUTA, 2001):

1. Cálculo dos parâmetros estatísticos e aplicação dos critérios de verificação e aceitabilidade (crítica);
2. Procedimentos para a correção de anormalidades (correção);
3. Pós processamento dos sinais temporais;
4. Visualização para análise dos Sinais;
5. Ajuste dos parâmetros de análise;
6. Comparação entre resultados.

O principal objetivo do programa é aplicar os critérios de verificação da qualidade dos sinais adquiridos, gerando para os usuários do banco de dados uma informação sobre os dados aceitáveis para futuras análises.

Inicialmente o programa irá ler as séries temporais das acelerações e velocidades angulares medidas e armazenadas na tabela de dados brutos, e então, realizará os seguintes procedimentos:

- Cálculo dos parâmetros estatísticos desses sinais e sua gravação no banco de dados na tabela de dados consistidos;
- Cálculo dos valores médios dos ângulos *Alpha* e *Beta*;
- Aplicação dos critérios de aceitabilidade;
- Gravação dos erros encontrados na aplicação dos critérios de aceitabilidade.

No caso das condições de aceitabilidade terem sido atendidas o programa irá realizar o procedimento a seguir:

- Gravação das séries temporais das grandezas medidas na tabela de dados consistidos;
- Cálculo das grandezas medidas (acelerações lineares e velocidades angulares) nos eixos de referência do *riser*;
- Integração das acelerações nas direções Y e Z para obter os sinais de velocidade e deslocamentos;
- Integração das velocidades angulares para obter os sinais dos ângulos *Alpha* e *Gamma*;
- Cálculo dos parâmetros estatísticos dessas grandezas processadas;
- Gravação das séries temporais obtidas na tabela de dados processados, bem como os respectivos parâmetros estatísticos.

Apresenta-se a seguir as expressões para cálculo dos ângulos  $\beta$  e  $\alpha$  utilizados para realizar a rotação das respostas medidas para os eixos de referência do *riser*, e as expressões para cálculo das quantidades medidas no referencial do *riser* (ROITMAN e MAGLUTA, 2001).

- Valores médios dos ângulos  $\bar{\alpha}$  e  $\bar{\beta}$

$$\bar{\alpha} = \text{tg}^{-1} \left( \frac{\left( \bar{\ddot{Y}}^2 + \bar{\ddot{Z}}^2 \right)^{1/2}}{-\bar{\ddot{X}}} \right) \quad (\text{V.1})$$

$$\bar{\beta} = \text{tg}^{-1} \left( \frac{\bar{\ddot{Y}}}{\bar{\ddot{Z}}} \right) \quad (\text{V.2})$$

Onde:

$\bar{\ddot{X}}$ ,  $\bar{\ddot{Y}}$  e  $\bar{\ddot{Z}}$  são os valores médios das acelerações nas direções X, Y e Z.

A partir destes valores pode-se obter as séries temporais das velocidades angulares  $\dot{\alpha}_c$  e  $\dot{\gamma}_c$  no referencial do *riser*:

$$\dot{\alpha}_c = \dot{\alpha} \cos(\bar{\beta}) - \dot{\gamma} \sin(\bar{\beta}) \quad (\text{V.3})$$

$$\dot{\gamma}_c = \dot{\alpha} \sin(\bar{\beta}) - \dot{\gamma} \cos(\bar{\beta}) \quad (\text{V.4})$$

Sendo,

$\dot{\alpha}$  - valor em um instante de tempo da velocidade do ângulo  $\alpha$  no referencial da garrafa;

$\dot{\gamma}$  - valor em um instante de tempo da velocidade do ângulo  $\gamma$  no referencial da garrafa.

A partir desses resultados pode-se calcular as séries temporais dos ângulos  $\alpha$  e  $\gamma$  no eixo de referência do *riser*:

$$\alpha = \bar{\alpha} + \int \dot{\alpha}_c \quad (\text{V.5})$$

$$\gamma = \int \dot{\gamma}_c \quad (\text{V.6})$$

Para cálculo das acelerações no referencial do *riser*, tem-se inicialmente que descontar o efeito da aceleração da gravidade das medidas realizadas, isto pode ser realizado através de:

$$\ddot{Z}_g = (\ddot{Z} - (-g) \sin \alpha) \cos \bar{\beta} \quad (\text{V.7})$$

$$\ddot{Y}_g = (\ddot{Y} - (-g) \sin \alpha) \sin \bar{\beta} \quad (\text{V.8})$$

A partir desses resultados as séries temporais das acelerações no referencial do *riser*, podem ser obtidas através de:

$$\ddot{Z}_c = \ddot{Z}_g \cos \bar{\beta} + \ddot{Y}_g \operatorname{sen} \bar{\beta} \quad (\text{V.9})$$

$$\ddot{Y}_c = \ddot{Y}_g \cos \bar{\beta} - \ddot{Z}_g \operatorname{sen} \bar{\beta} \quad (\text{V.10})$$

Finalmente, obtém-se as velocidades ( $\dot{Z}$  e  $\dot{Y}$ ) e deslocamentos ( $Z$  e  $Y$ ) na referência do *riser* utilizando-se as seguintes expressões.

$$\dot{Z} = \int \ddot{Z}_c \quad (\text{V.11})$$

$$Z = \iint \ddot{Z}_c \quad (\text{V.12})$$

$$\dot{Y} = \int \ddot{Y}_c \quad (\text{V.13})$$

$$Y = \iint \ddot{Y}_c \quad (\text{V.14})$$

#### V.3.4 - CÁLCULO DOS PARÂMETROS ESTATÍSTICOS

Para cálculo dos parâmetros estatísticos a formulação utilizada é apresentada a seguir:

- Valor Médio :  $\bar{x} = \frac{\sum x_i}{n}$
- Desvio Padrão:  $\sigma = \sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 / n}$
- Tempo Médio entre picos:  $T_p = \frac{\sum t_{p_i}}{n_p}$
- Tempo Médio entre zeros:  $T_z = \frac{\sum t_{z_i}}{n_z}$

- Frequência entre zeros:  $f_z = \frac{1}{T_z}$

Onde:

$x_i$  - amplitude do i-ésimo ponto;

$n$  - número total de pontos

### V.3.5 - PÓS PROCESSAMENTO DOS SINAIS

Após a estimativa das auto-funções de densidade espectral, serão calculados, por faixa de frequência, os seguintes parâmetros:

- Momento de ordem zero ( $M_0$ );
- Momento de ordem dois ( $M_2$ );
- Momento de ordem quatro ( $M_4$ );
- Desvio Padrão ( $\sigma$ );
- Tempo médio entre picos ( $T_p$ );
- Tempo médio de cruzamento pelo zero ( $T_z$ );
- Frequência de cruzamento do zero ( $f_z$ );
- Razão do desvio padrão do deslocamento e o diâmetro do riser ( $\sigma / D$ )

A equação geral para cálculo dos momentos dos espectros é dada por:

$$M_n = \int_0^{\infty} S(\omega) \omega^n d\omega \quad (\text{V.15})$$

Extendendo-se este conceito para cada uma das faixas de análise, tem-se:

- Momento de ordem zero  $\rightarrow M_0 = \int_{\omega_i}^{\omega_f} S(\omega) d\omega$
- Momento de ordem dois  $\rightarrow M_2 = \int_{\omega_i}^{\omega_f} S(\omega) \omega^2 d\omega$

- Momento de ordem quatro  $\rightarrow M_4 = \int_{\omega_i}^{\omega_f} S(\omega)\omega^4 d\omega$

Onde:

$S(\omega)$  - Auto função de densidade espectral

$\omega$  - frequência (rad/s);

$\omega_i$  - Frequência inicial faixa de análise;

$\omega_f$  - Frequência final faixa de análise.

A partir dos momentos dos espectros, pode-se obter para cada uma das faixas:

- Desvio Padrão  $\rightarrow \sigma = \sqrt{M_0}$
- Tempo Médio entre Picos  $\rightarrow T_p = (2\pi)\sqrt{\frac{M_2}{M_4}}$
- Tempo Médio de Cruzamento entre Zeros  $\rightarrow T_z = (2\pi)\sqrt{\frac{M_0}{M_2}}$
- Frequência entre zeros:  $f_z = \frac{1}{T_z}$

## CAPÍTULO VI

### ANÁLISE DAS MEDIÇÕES DE UM SCR EM ESCALA REAL

#### VI.1 - INTRODUÇÃO

O sistema do *riser* rígido em catenária instalado na plataforma P-18 inclui o *riser* e a *flexjoint*, sendo que a *flexjoint* foi instalada no topo do *riser* com o objetivo de absorver parcialmente os efeitos do movimento da plataforma (Figura VI.1). O *riser* foi instalado em Setembro de 1998 pelo método *J-lay*, por uma plataforma de perfuração com posicionamento dinâmico. Em Outubro de 1998 o *riser* começou a operar. A Figura VI.2 mostra a posição da P-18 e do SCR. O eixo longitudinal da plataforma faz um ângulo de  $23^\circ$  com a direção norte e o plano do SCR faz um ângulo de  $192.11^\circ$  com o Norte. Os eixos X e Y mostrados na Figura VI.2 correspondem as direções leste e norte, respectivamente, enquanto Xf e Yf são os eixos usados pelo programa *Anflex* (PETROBRAS,2006) para definir o sistema estrutural do flutuante. Este programa se baseia em elementos finitos e foi desenvolvido em parceria pela Petrobras e pela COPPE/UFRJ para a análise estática e dinâmica de *risers* (MOURELLE *et al*, 1995).

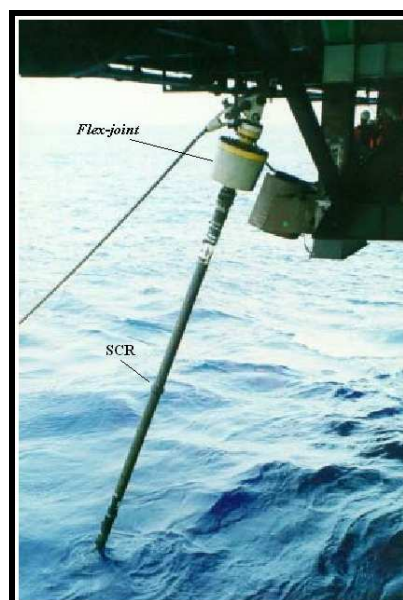


Figura VI.1 - SCR da plataforma P18 (SANTOS, 2005).



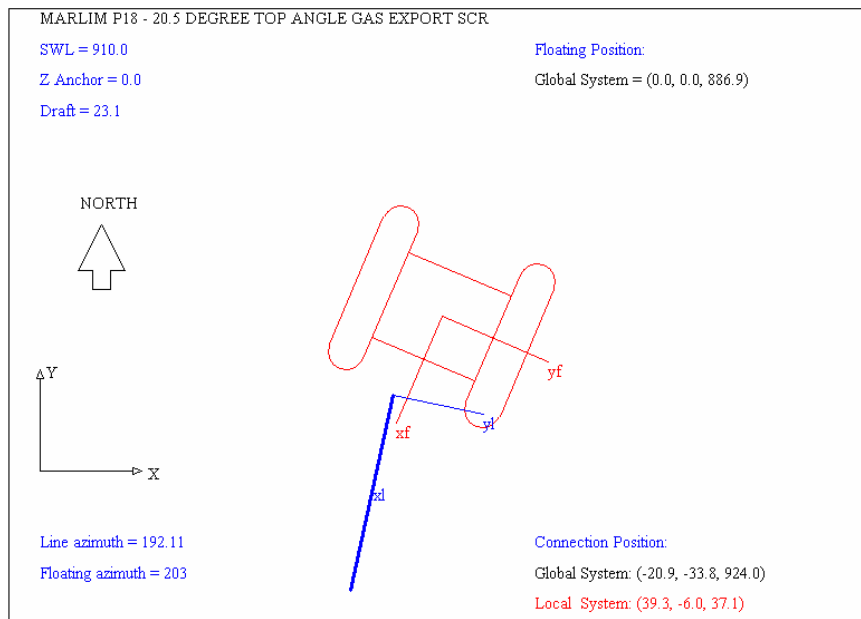


Figura VI.2 - Posição da plataforma P18 e do *riser* em relação à direção Norte.

As principais características do SCR são:

Profundidade da água: 910 m

Ângulo do plano da catenária com a direção norte: 192.11°

Diâmetro externo: 0,27305 m

Diâmetro interno: 0,2318 m

Espessura: 0,02062 m

Ângulo de topo com a direção vertical: 20.5°

Comprimento total: 2066.95 m

Rigidez axial: 3400000 kN

Densidade: 77 kN/m<sup>3</sup>.

Conteúdo do SCR: Gás

Densidade do gás: 1,979 kN/m<sup>3</sup>

Comprimento suspenso: 1345 m

A Tabela VI.1 mostra as 25 primeiras frequências naturais (Hz e rad/s) associadas com ambos modos no plano e fora do plano, calculadas pelo módulo de vibrações livres do programa *Anflex* (PETROBRAS, 2006). As frequências calculadas estão no intervalo de frequências obtidas nas medições dos movimentos do *riser* pela Garrafa 4. Um modelo tridimensional foi empregado para cálculo dos modos. A Figura

VI.3 mostra os modos naturais de vibração 7, 8 e 9, cujas curvaturas serão utilizadas no cálculo da vida á fadiga (ver Capítulo VII).

Tabela VI.1 - Freqüência dos modos no plano e fora do plano da catenária.

	Freqüência	Freqüência	Freqüência	Freqüência
	modo fora do plano	modo no plano	modo fora do plano	modo no plano
Modos	Hz	Hz	rad/s	rad/s
1	0.0206	0.0371	0.1297	0.2332
2	0.0409	0.0604	0.2569	0.3794
3	0.0612	0.0843	0.3846	0.5294
4	0.0816	0.1060	0.5129	0.6663
5	0.1021	0.1289	0.6417	0.8102
6	0.1227	0.1508	0.7711	0.9474
7	0.1434	0.1736	0.9012	1.091
8	0.1643	0.1957	1.0321	1.2299
9	0.1852	0.2188	1.1639	1.3746
10	0.2064	0.2412	1.2967	1.5156
11	0.2277	0.2646	1.4305	1.6623
12	0.2492	0.2874	1.5655	1.8059
13	0.2708	0.3112	1.7017	1.9551
14	0.2927	0.3345	1.8393	2.1016
15	0.3149	0.3587	1.9783	2.2539
16	0.3372	0.3825	2.1187	2.4033
17	0.3598	0.4073	2.2607	2.5593
18	0.3827	0.4316	2.4043	2.7117
19	0.4058	0.4570	2.5496	2.8717
20	0.4292	0.4817	2.6966	3.0265
21	0.4529	0.5079	2.8454	3.1913
22	0.4768	0.5322	2.9961	3.3438
23	0.5011	0.5583	3.1487	3.5081
24	0.5257	0.5693	3.3032	3.5771
25	0.5506	0.5910	3.4598	3.7133

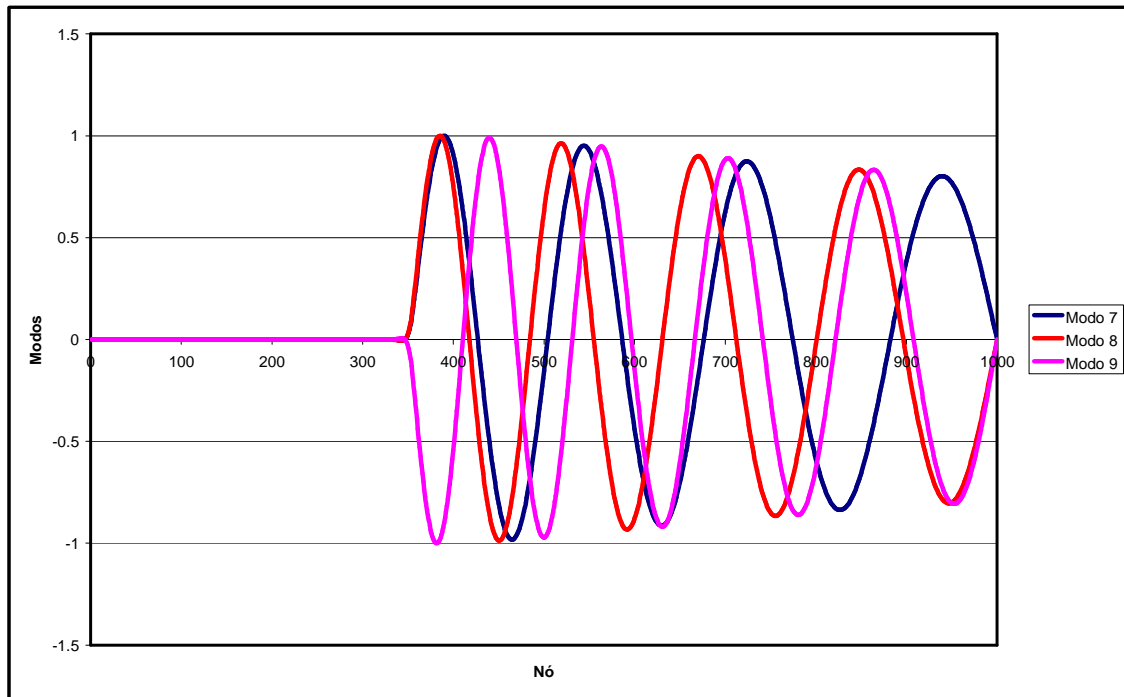


Figura VI.3 - Modos naturais de vibração 7, 8 e 9.

## VI.2 - ANÁLISE DAS MEDIÇÕES DOS MOVIMENTOS DO RISER

Como o objetivo desta tese é o estudo do fenômeno de vibração auto-induzida por vorticidade (VSIV) o foco vai para as medições da Garrafa 4, pois como dito anteriormente no Capítulo V, a Garrafa 4 é a mais adequada para identificar este fenômeno.

A localização desta garrafa é próxima à região do TDP, onde ocorrem os maiores números de *KC* quando há movimento de *heave* aplicado no topo do *riser*, e quanto maior o valor de *KC*, maior é amplitude da excitação (CASAPRIMA, 2001). Como o *riser*, na posição da Garrafa 4, é sujeito a um movimento oscilatório significativo, no plano do *riser*, ele passa a vibrar na direção transversal devido ao VSIV. Além disso, para as intensidades de correntes típicas não se espera a influencia de VIV de corrente na região da Garrafa 4. Dessa forma, se torna mais fácil identificar o VSIV. A Figura VI.4 mostra os eixos Z e Y do *riser*, sendo o eixo Z perpendicular ao eixo do *riser*, no plano do *riser*, e o eixo Y perpendicular ao plano do *riser*.

Na posição da Garrafa 4, o ângulo do *riser* com a horizontal é pequeno, aproximadamente  $26^\circ$ , desde modo, o movimento vertical devido ao *heave* quando

decomposto na direção perpendicular ao eixo do *riser*, no plano do *riser*, resulta em um valor próximo ao da vertical.

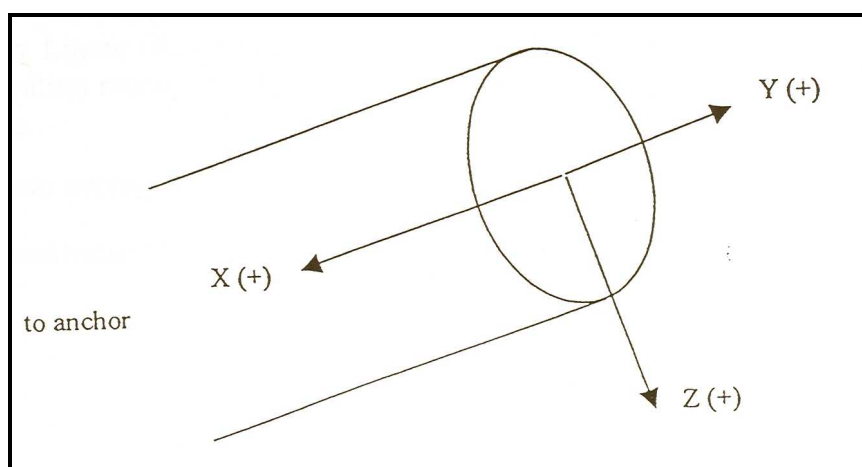


Figura VI.4 - Eixos do *Riser* (SANTOS, 2005).

Como para a Garrafa 4 ocorreram medições apenas nos meses de dezembro de 2000 e janeiro, fevereiro e março de 2001, selecionou-se ao longo destes meses alguns dados para serem analisados, para os quais seria fácil identificar as vibrações transversais. Como critério para seleção dos dados analisados, procurou-se primeiramente as medições em que o espectro da garrafa na direção *Z* do *riser* (direção da excitação) apresentasse apenas um pico de energia, e que se tivesse observado bolotas na trajetória de deslocamento *YZ*, pois, como se mostrou anteriormente, o *riser* vibra devido ao VSIV formando bolotas, com uma frequência de resposta (frequência de vibração transversal),  $f_r = Nf_e$ , sendo  $f_e$  a frequência da excitação e  $N$  o número de oscilações transversais por ciclo que é igual ao número de bolotas.

Este critério foi adotado para facilitar a identificação do fenômeno de vibração auto-induzida por vorticidade (VSIV) e separá-lo do VIV de correnteza, pois com apenas um pico de energia no espectro em *Z* (direção da excitação) fica mais fácil determinar a frequência de excitação e de resposta do *riser*.

Conseguiu-se selecionar alguns dias com um único pico de energia no espectro em *Z*, sendo este pico de energia significativo e a largura do espectro estreita, significando que o *riser* é excitado, principalmente, na frequência de pico do espectro,

ou seja, que o movimento da unidade flutuante excita o *riser* na frequência de pico do espectro.

Os dados selecionados dos deslocamentos medidos na direção Z (direção da excitação) possuem  $KC$  próximo a 10, calculado a partir da Expressão (II.28) para fluxo oscilatório irregular, em função do RMS de velocidade, pois não ocorre desprendimento de vórtices para  $KC < 7$  (SUMER e FREDSOE, 1988) e não ocorreram muitas medições com  $KC > 10$ .

Apresenta-se a seguir, para dois dos dias selecionados, os espectros obtidos das medições da Garrafa 4 nas direções Z (direção da excitação) e Y (direção transversal) e gráficos com a trajetória do deslocamento no plano YZ mostrando as bolotas obtidas durante um período da excitação.

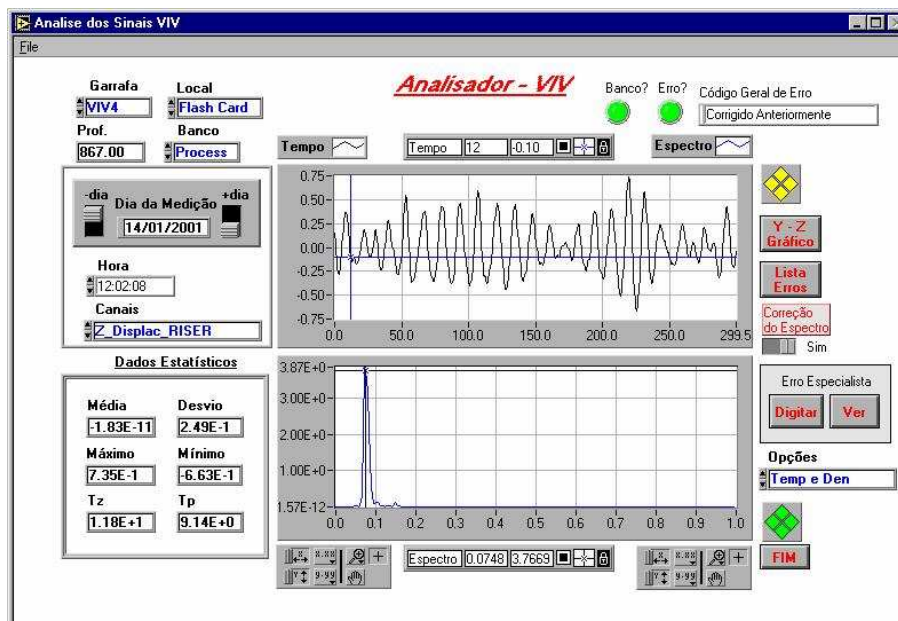


Figura VI.5 - Série temporal do deslocamento na direção Z(t) medido pela Garrafa 4 e o correspondente espectro.

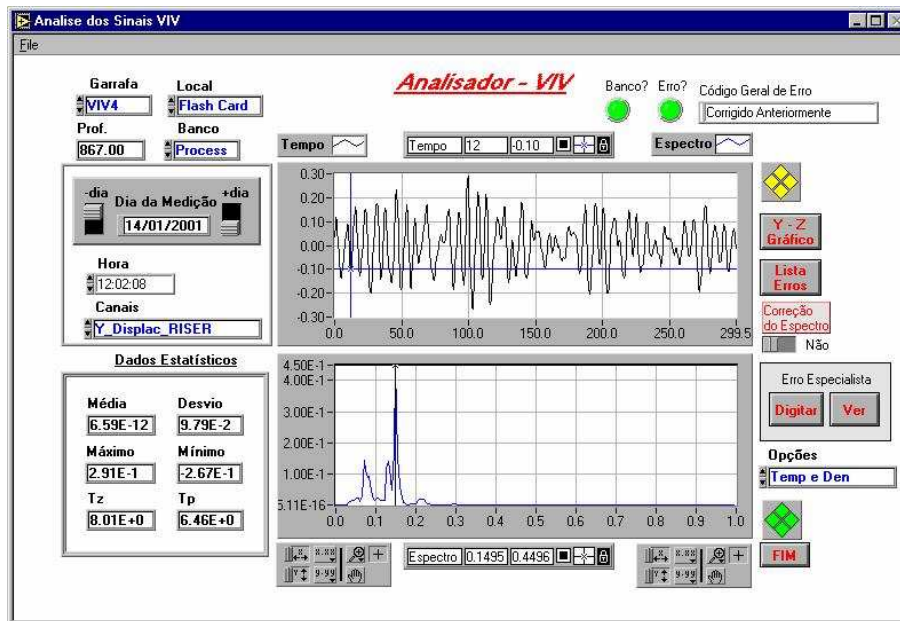


Figura VI.6 - Série temporal do deslocamento na direção Y(t) medido pela Garrafa 4 e o correspondente espectro.

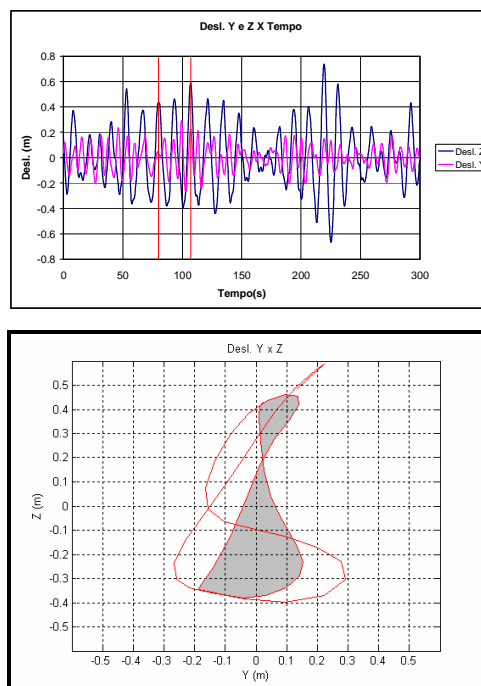


Figura VI.7 - Dia 14/01/2001 às 12:00 horas - Deslocamento Y x Z medido pela Garrafa4.

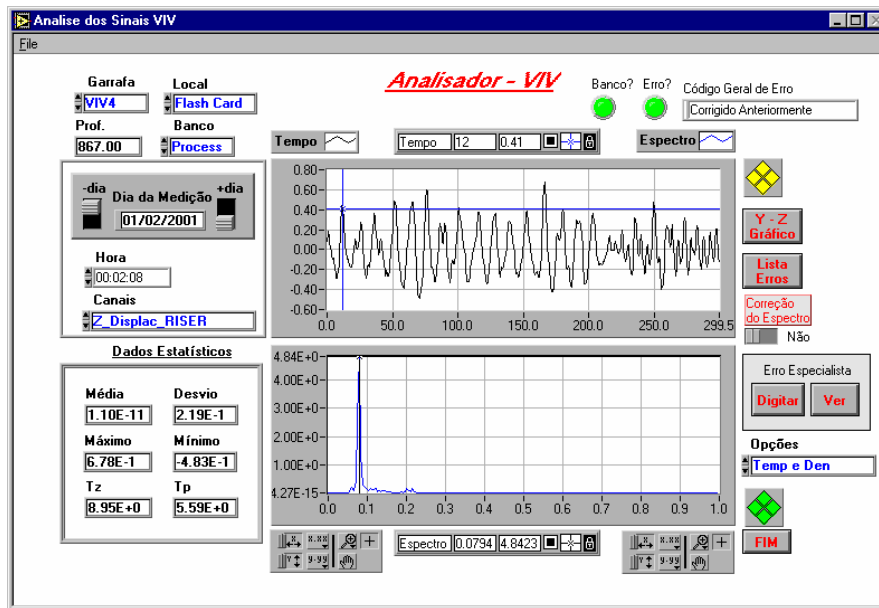


Figura VI.8 - Série temporal do deslocamento na direção Z(t) medido pela Garrafa 4 e o correspondente espectro.

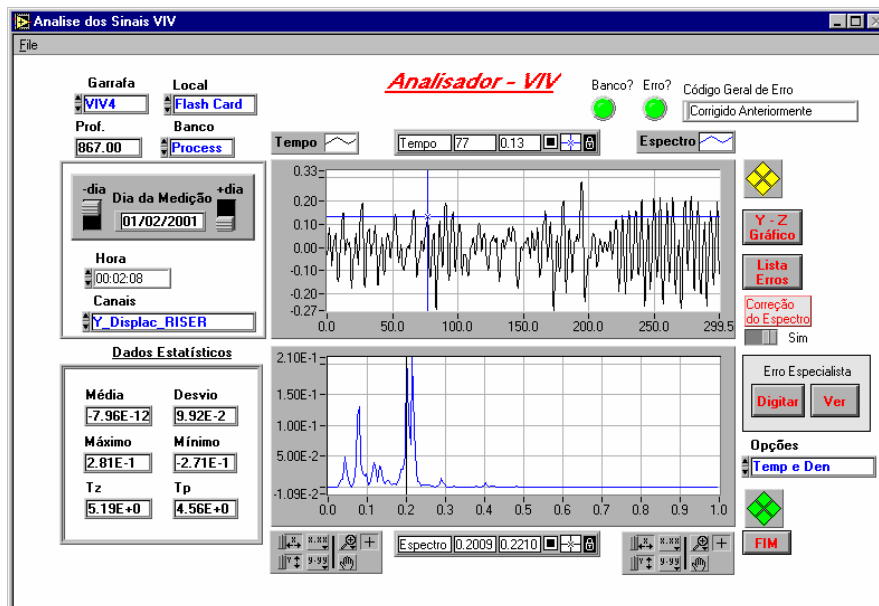


Figura VI.9 - Série temporal do deslocamento na direção Y(t) medido pela Garrafa 4 e o correspondente espectro.

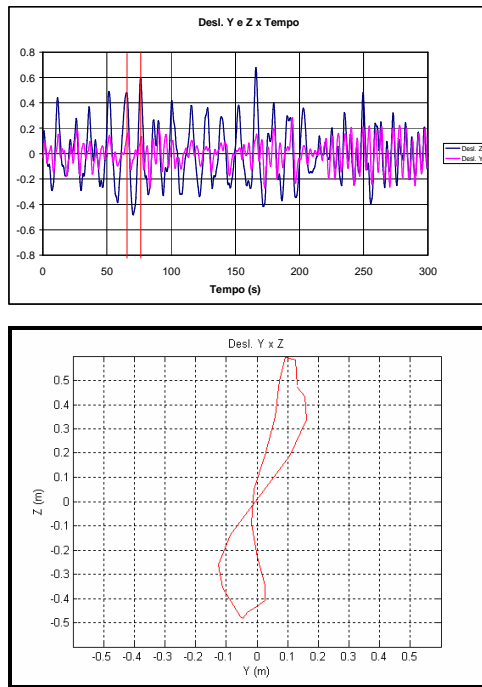


Figura VI.10 - Dia 01/02/2001 às 0:00 horas - Deslocamento Y x Z medido pela Garrafa4.

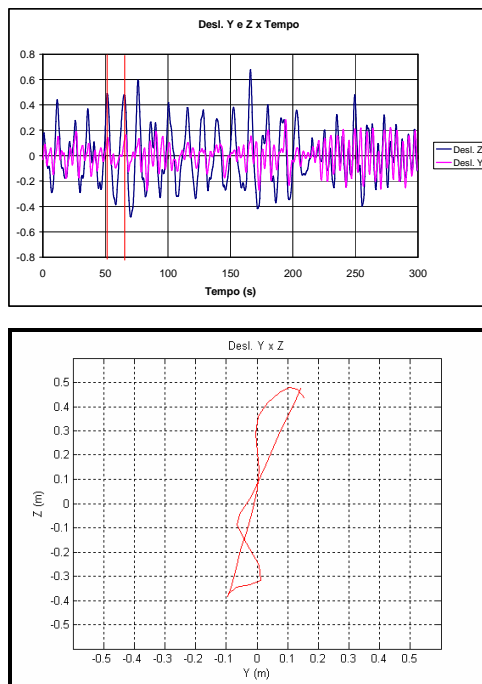


Figura VI.11 - Dia 01/02/2001 às 0:00 horas - Deslocamento Y x Z medido pela Garrafa4.

Observou-se nos gráficos das medições selecionadas (ver exemplos Figuras VI.5 a VI.11) que o pico de energia significativo na direção Z (direção da excitação)



corresponde à frequência de uma onda de *Swell* e que os espectros na direção Y (direção transversal) apresentam um pico de energia na mesma frequência do espectro em Z e em uma frequência aproximadamente  $N$  vezes maior que a do espectro em Z, significando que estes picos de energia na direção transversal devem ser decorrentes do VSIV, pois como apresentamos anteriormente, o *riser* vibra devido ao VSIV na frequência de excitação  $f_e$ , e com uma frequência de resposta  $f_r = Nf_e$ . Lembrar que  $N$  é o número de oscilações transversais por ciclo ou o número de bolotas, e na trajetória do deslocamento YZ foram observadas  $N$  bolotas.

Para os dados de medição em que se observou 2 bolotas obteve-se no espectro da direção Y uma frequência de resposta aproximadamente 2 vezes a frequência do espectro em Z, e para as medições onde se observou 3 e 2 bolotas obteve-se picos de resposta no espectro em Y em  $f_r = 3f_e$  e  $f_r = 2f_e$ , sendo  $f_e$  a frequência de pico do espectro em Z (direção da excitação). Apenas como exemplo, para a medição do dia 14/01/2001 às 12:00 h (Figuras VI.5 e VI.6),  $f_e = 0.0748 \text{ Hz}$  e  $f_r = 0.1495 \text{ Hz}$ , sendo  $N = f_r / f_e \approx 2$  e no gráfico de deslocamento Y x Z obtém-se duas bolotas (Figura VI.7). Para a medição do dia 01/02/2001 às 00:00 h observa-se duas e três bolotas nos gráficos de deslocamento Y x Z (Figuras VI.10 e VI.11) e picos no espectro de resposta em uma frequência duas vezes maior que a frequência em Z e em uma frequência três vezes maior que a do espectro em Z (Figura VI.9).

Pode-se observar em experimentos com cilindros sujeitos a um fluxo de corrente atuando em uma direção perpendicular ao seu eixo, que este passa a vibrar na direção transversal devido ao VIV, formando duas bolotas, sendo o eixo das bolotas na direção transversal a direção do fluxo, como se observa na Figura VI.12, pois a frequência de vibração *in-line* e o dobro da frequência de vibração transversal. Por outro lado, quando uma estrutura cilíndrica está sujeito a um movimento oscilatório, ela também vibra na direção transversal formando bolotas (VISV), mas neste caso o eixo das bolotas é na direção do movimento imposto, pois como vimos anteriormente a frequência de vibração transversal  $f_r = Nf_e$ , sendo  $f_e$  a frequência de excitação e  $N$  é o número de vibrações por ciclo que é igual ao número de bolotas. A Figura VI.13 apresenta um exemplo das bolotas obtidas dos gráficos de deslocamento Y x Z dos ensaios realizados

nesta tese. Pode-se verificar na Figura VI.13, cuja a causa da vibração transversal é o VSIV, que o eixo das bolotas é na direção da excitação (direção Z).

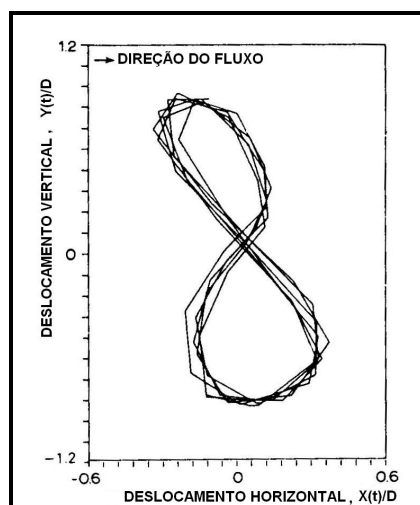


Figura VI.12 - Eixos das bolotas - VIV de correnteza.

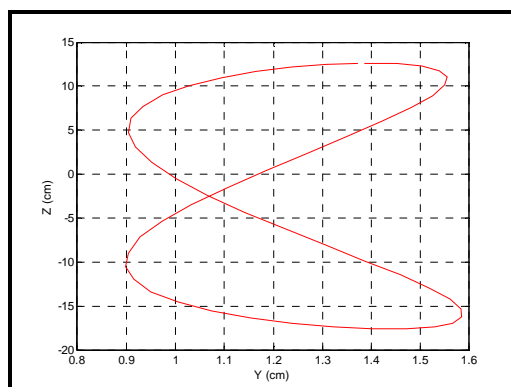


Figura VI.13 - Eixo das bolotas – VSIV: Experimento da Tese.

Observa-se nos gráficos de bolotas obtidos das medições da Garrafa 4, apresentados nas Figuras VI.7, VI.10 e VI.11, que o eixo das bolotas tende a ser na direção Z (direção da excitação). Reafirmando a hipótese da vibração transversal ser decorrente do VSIV.

No gráfico de deslocamento Y x Z obtido das medições da Garrafa 1( Figura VI.14), observa-se que o eixo das bolotas tende a ser na direção Y, ou seja ,na direção transversal ao eixo do *riser*, e pela posição em que se encontra Garrafa 1, próxima a região do topo, onde o VIV de correnteza é significativo, a resposta do *riser* deve ser decorrente da correnteza atuando no plano do *riser*.



Figura VI.14 - Eixo das Bolotas – VIV de correnteza.

Para consolidar a impressão de ocorrência de VSIV, analisa-se a seguir algumas possibilidades. A vibração transversal (direção Y) na posição da Garrafa 4 (exemplos Figuras IV.6 e VI.9), como se explica anteriormente é resultante do VSIV. Entretanto, em princípio, poderia ser, também decorrente do VIV *in-line* (vibração na direção da corrente) na posição da Garrafa 4 de uma corrente atuando na direção perpendicular ao plano do *riser* (direção Y). Isto porque o *riser*, também vibraria na direção Y (direção *in-line*) e na direção Z (direção transversal), com uma a frequência de vibração na direção Y o dobro da vibração na direção Z, formando 2 bolotas na trajetória de deslocamento YZ, com o eixo das bolotas na direção Z. Esta é a possibilidade 1.

Por outro lado, como possibilidade 2, esta vibração transversal poderia ser, também, resultante do VIV *in-line* da parte superior do *riser* de uma correnteza atuando na direção perpendicular ao plano do *riser*. Neste caso, o *riser* vibraria na direção Y (direção *in-line*) com uma frequência o dobro da vibração no plano do *riser* (direção Z). Este movimento do topo resultaria na posição da Garrafa 4, em uma vibração no plano YZ, também formando 2 bolotas, com o eixo das bolotas na direção Z.

Em geral a correnteza na região do *riser* da P18 é Norte-Sul. Mas, calculando para os dias apresentados nas Figuras VI.5 a VI.11, a frequência de despreendimento de vórtices pela relação de *Strouhal* (Ver Equação II.17) com  $S=0.2$  e considerando no cálculo a parcela da corrente medida perpendicular ao plano do *riser*, verifica-se que na posição da garrafa 4, a frequência de despreendimento de vórtices é da mesma ordem da frequência do espectro da Garrafa 4 na direção Z, e como explicado anteriormente a

freqüência na direção Z na posição da Garrafa 4 pode ser resultante de uma vibração, na posição da Garrafa 4, na direção transversal a um corrente perpendicular ao plano do *riser*. Este fato aponta para a possibilidade 1, ou seja, de que o VIV na posição da Garrafa 4 poderia ser resultante de uma correnteza atuando perpendicular ao plano do *riser*.

Entretanto, pode-se afirmar que nenhuma das possibilidades ocorreu porque ao se verificar o valor da amplitude de vibração transversal na posição da Garrafa 4 vê-se que ela é da ordem de 1 diâmetro e como se sabe o VIV *in line* ocorre com um valor máximo de  $A/D=0.2$ , como descrito no Capítulo II (Figura II.13).

Uma outra causa desta vibração transversal (direção Y) na posição da Garrafa 4 poderia ser, simplesmente, a onda atuando no *riser*. Como os espectros na direção Y dos dados selecionados apresentam uma freqüência de pico que corresponde ao período de um mar local, pode-se gerar a dúvida se esta freqüência é devido ao VSIV ou devido à onda. Assim, comparou-se os espectros obtidos das análises no *Anflex* (PETROBRAS, 2006), que considera apenas os deslocamentos dos *risers* devido as cargas de onda e corrente, não considerando análise de VIV, com os espectros obtidos das medições da Garrafa 4. Com os resultados das análises no *Anflex*, obtêm-se os espectros de deslocamentos nas direções X e Z do *Anflex*. A direção Z do *Anflex* corresponde à direção vertical, sendo próxima à direção Z do *riser* (perpendicular ao eixo do *riser* no plano do *riser*), pois na posição da Garrafa 4 o ângulo do *riser* com a horizontal é pequeno, e a direção X do *Anflex* corresponde a direção leste, sendo próxima a direção Y do *riser*, pois a linha possui um azimute de  $192.11^\circ$ .

Os resultados estão mostrados nas Figuras VI.15 a VI.18 para os dias 14/01/2001 às 0:00 horas e 14/01/2001 às 12:00 horas. Estas figuras apresentam os espectros de deslocamento do *riser* na posição da Garrafa 4 (nó 1466), obtidos através das análises no *Anflex*, e os espectros obtidos das medições da Garrafa 4 são apresentados nas Figuras VI.19 a VI.22.

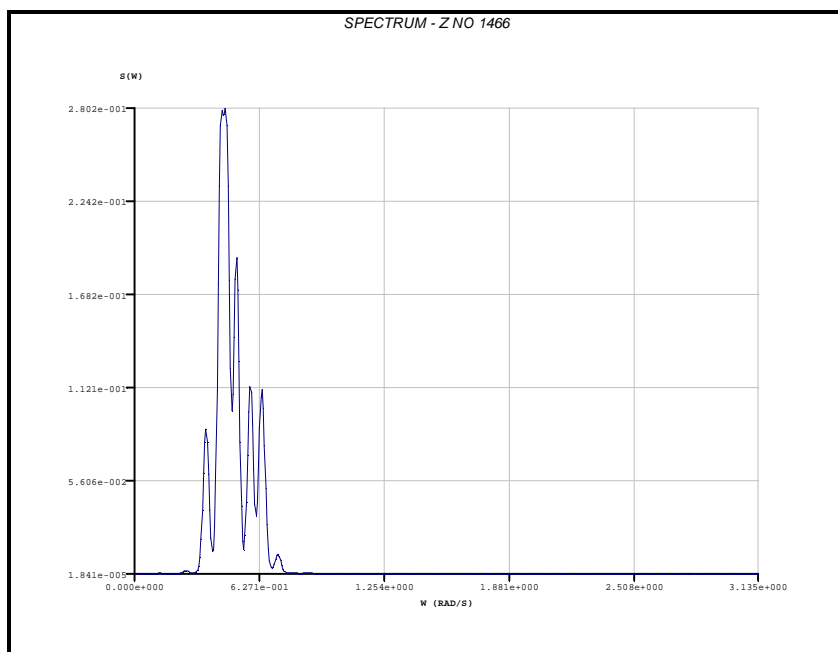


Figura VI.15 - Espectro de deslocamento da resposta do *Anflex* na direção Z para o nó 1466 (Garrafa 4) – dia 14/01/2001 0:00 h.

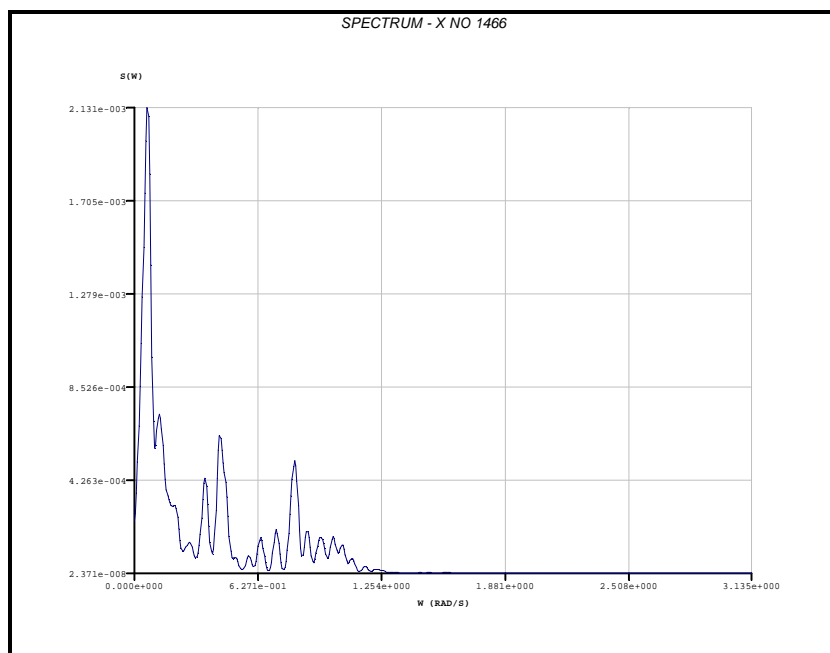


Figura VI.16 - Espectro de deslocamento da resposta do *Anflex* na direção X para o nó 1466 (Garrafa 4) – dia 14/01/2001 00:00 h.

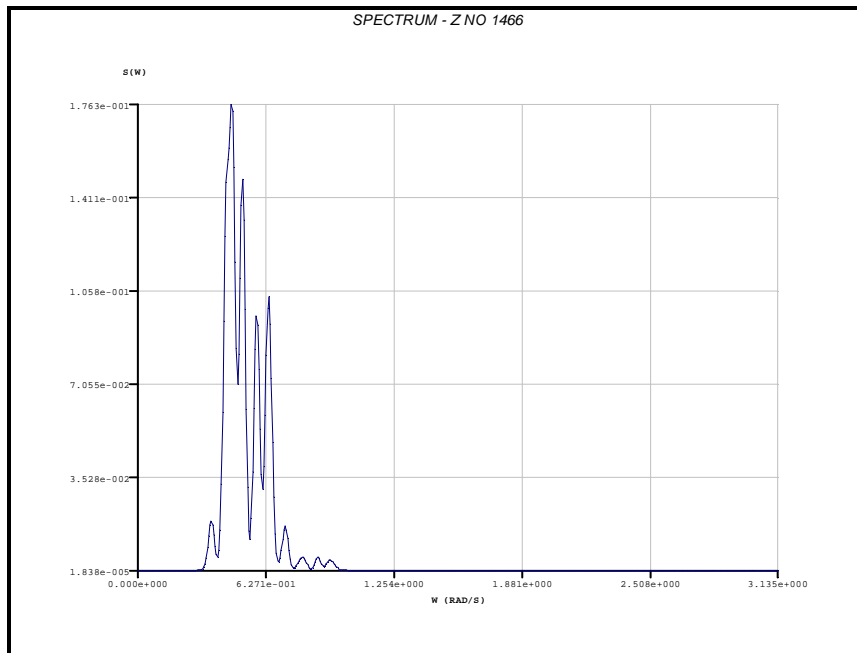


Figura VI.17 - Espectro de deslocamento da resposta do *Anflex* na direção Z para o nó 1466 (Garrafa 4) – dia 14/01/2001 12:00 h.

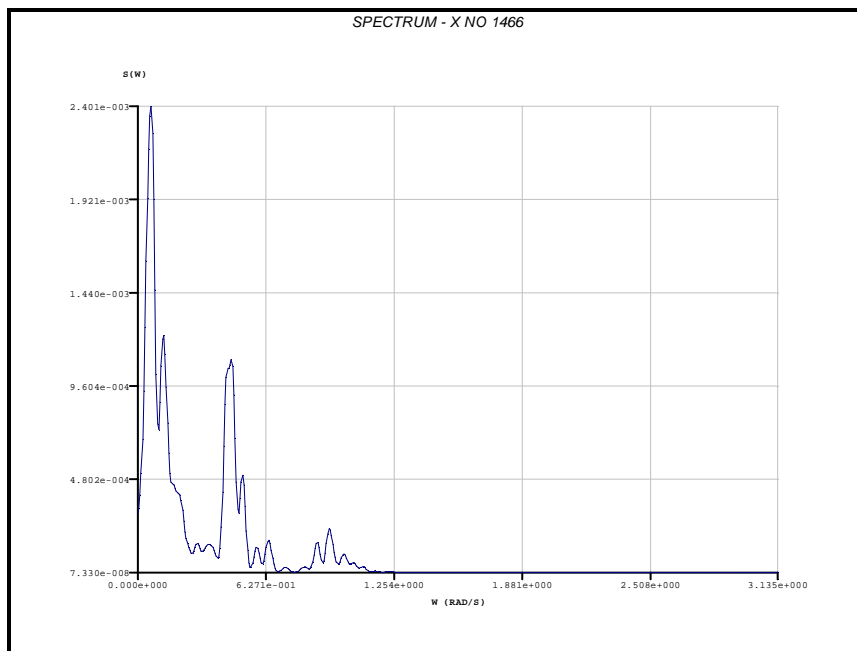


Figura VI.18 - Espectro de deslocamento da resposta do *Anflex* na direção X para o nó 1466 (Garrafa 4) – dia 14/01/2001 12:00 h.

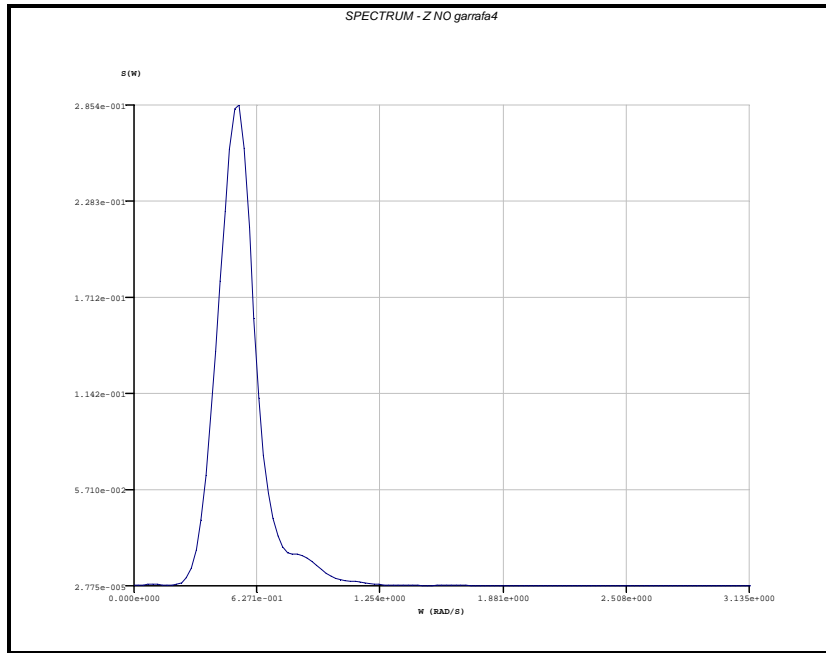


Figura VI.19 - Espectro da Garrafa 4 para o deslocamento no eixo Z do riser – dia 14/01/2001 0:00 h.

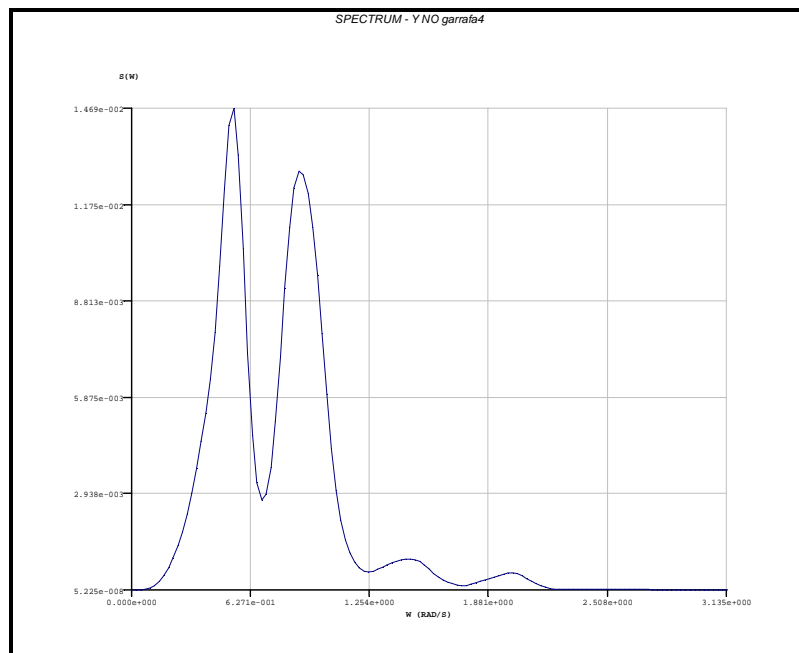


Figura VI.20 - Espectro da Garrafa 4 para o deslocamento no eixo Y do riser – dia 14/01/2001 0:00 h.

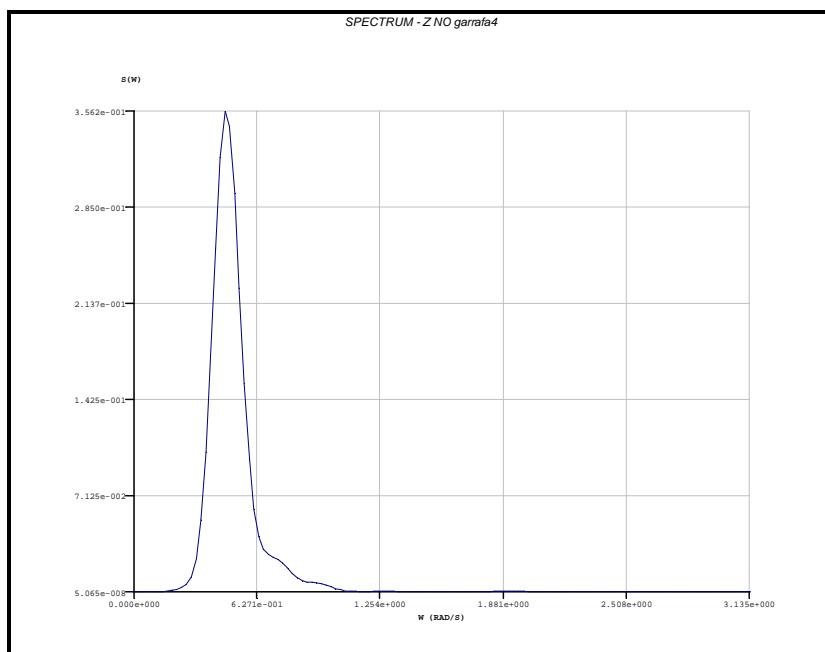


Figura VI.21 - Espectro da Garrafa 4 para o deslocamento no eixo Z do riser – dia 14/01/2001 12:00 h

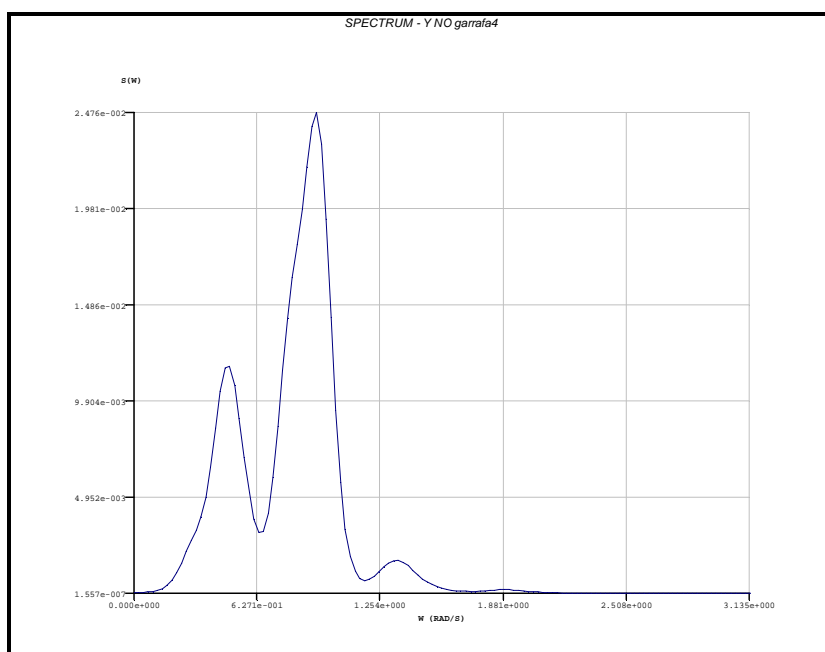


Figura VI.22 - Espectro da Garrafa 4 para o deslocamento no eixo Y do riser – dia 14/01/2001 12:00 h.

Para o dia 14/01/2001 às 0:00 horas (Figuras VI.19 e VI.20), observa-se nos espectros resultantes da medição da Garrafa 4, que na divisão da energia de pico do espectro na direção Z ( $2.854e-01$ ), pela energia de pico do espectro na direção Y



(1.284e-02), correspondente a uma frequência duas vezes maior que a frequência do espectro em Z, se encontra um valor 22 vezes maior. Em contrapartida, a partir dos espectros obtidos das análises com o *Anflex*, considerando os dados de onda e corrente medidos para o dia 14/01/2001 às 0:00 horas (Figuras VI.15 e VI.16), na divisão da energia de pico do espectro em Z (2.802e-01), pela energia do espectro em X, correspondente a uma frequência duas vezes maior que a frequência em Z (5.298e-04), se encontra um valor aproximadamente 530 vezes maior.

Estes resultados significam que, o deslocamento em X devido à onda, obtido das análises com o *Anflex*, para uma faixa de frequência duas vezes maior que a frequência em Z é desprezível, e como visto anteriormente a direção X do *Anflex* é próxima à direção Y do *riser*. Desde modo, se pode concluir que a vibração na direção Y medida pela Garrafa 4 é devido ao VSIV e não devido à onda.

Pode-se observar, também, que a energia do espectro da Garrafa 4 na direção Y (Figura VI.20) correspondente a uma frequência da mesma ordem da frequência de excitação (direção Z), é bem maior que a energia do espectro na direção X (Figura VI.16) calculado pelo *Anflex* para a mesma frequência, confirmando que o *riser*, também, vibra devido ao VSIV na frequência de excitação.

Analisando, também, os dados do dia 14/01/2001 às 12:00 horas observa-se que a energia de pico do espectro da Garrafa 4 na direção Z (Figura VI.21) é aproximadamente 14 vezes maior que a energia de pico do espectro na direção Y (Figura VI.22), correspondente a uma frequência duas vezes maior que a frequência de pico do espectro em Z. Entretanto, comparando os espectros obtidos das análises com o *Anflex* considerando os dados de onda e corrente medidos para o dia 14/01/2001 às 12:00 horas (Figuras IV.17 e IV.18), observa-se que a energia de pico do espectro na direção Z é aproximadamente 700 vezes maior que energia de pico do espectro na direção X, correspondente a uma frequência duas vezes maior que a frequência em Z, confirmando que, a frequência de pico do espectro da Garrafa 4 na direção Y não é devido à onda mas, sim, devido ao VSIV.

Portanto, conclui-se em princípio que a onda de *Swell*, que corresponde à frequência de pico na direção Z (direção da excitação), é que vai gerar vibrações auto-induzidas por vorticidade (VSIV).

Verifica-se, também, comparando, para o dia 14/01/2001 às 0:00 horas, as séries temporais obtidas das análises com o *Anflex*, com as obtidas das medições da Garrafa 4, que o deslocamento na direção vertical na posição da Garrafa 4, obtido das análises no *Anflex* (Figura VI.23) é próximo ao deslocamento na direção Z medido pela Garrafa 4 (Figura VI.24), confirmando que, o movimento vertical na posição da Garrafa 4, quando decomposto na direção perpendicular ao eixo do *riser* no plano do *riser*, resulta em um valor próximo ao do movimento vertical, devido à pequena inclinação do *riser*.

Desde modo, se conclui através das explicações nos parágrafos anteriores, que nem o VIV *in-line* nem à onda são as causas das vibrações transversais dos dados selecionados, e que o VSIV é realmente a origem desta vibração.

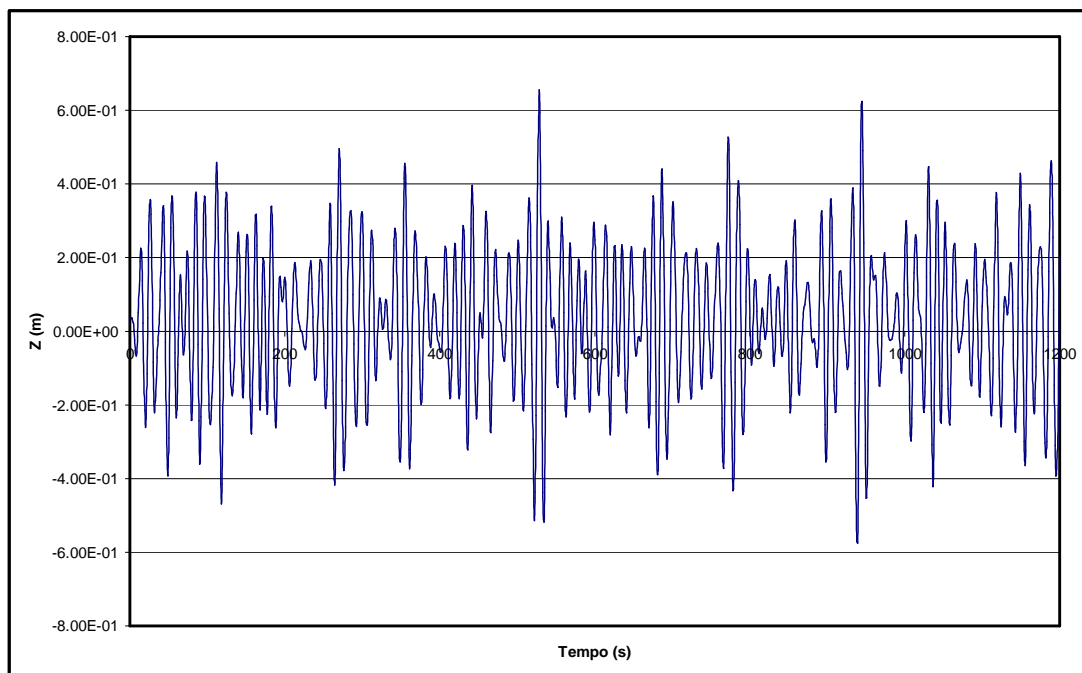


Figura VI.23 - Série temporal do deslocamento em Z (t) (direção vertical) obtido das análises com o *Anflex* - 14/01/2001 às 0:00 horas.

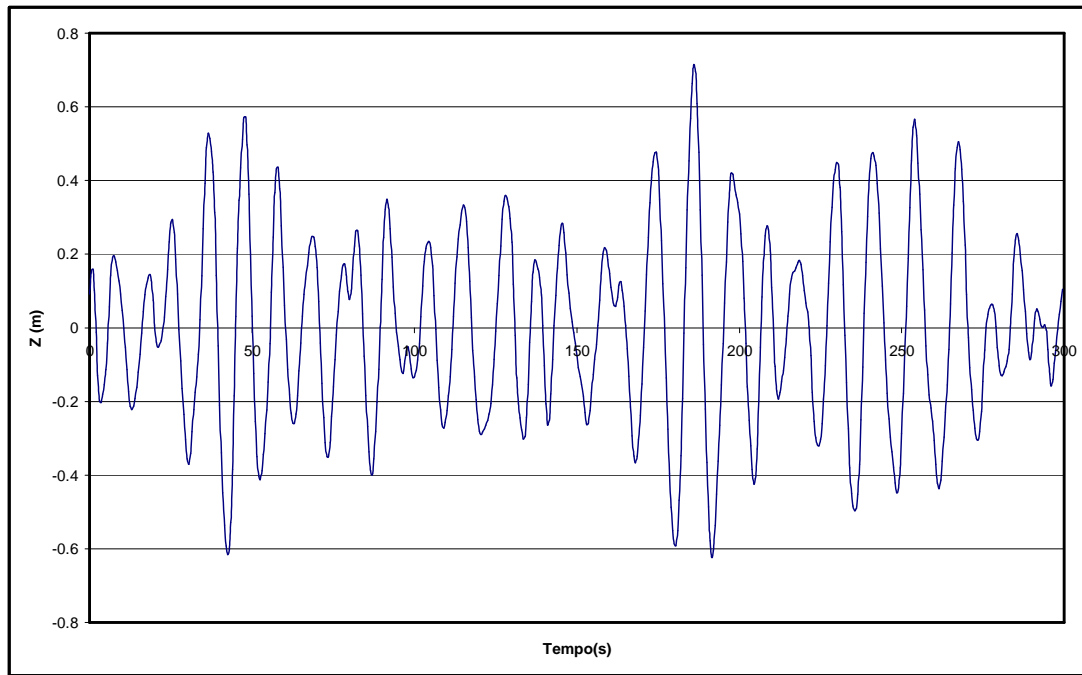


Figura VI.24 - Série temporal do deslocamento em Z(t) (direção perpendicular ao eixo do riser no plano do riser) medido pela Garrafa 4 - Dia 14/01/2001 às 0:00 horas.

### **VI.3 - VISUALIZAÇÃO DAS BOLOTAS FORMADAS PELAS TRAJETÓRIAS DOS DESLOCAMENTOS YZ MEDIDOS PELA GARRAFA 4**

Apresenta-se a seguir, para alguns dos dias selecionados, gráficos com bolotas obtidas durante a medição de 300s. As faixas marcadas nos gráficos de deslocamento Y e Z x Tempo mostram o intervalo de tempo em que é observado bolotas na trajetória de deslocamento Y x Z. Pode-se verificar nos dados de medição que não se visualiza bolotas durante toda a excitação, apenas em alguns períodos isolados. Pois, como se observou nos experimentos conduzidos nesta tese, o riser vibra transversalmente na mesma frequência da excitação e com uma frequência de resposta  $f_r = Nf_e$ , onde N é o número de oscilações transversais por ciclo ou o número de bolotas. Desde modo, no deslocamento Y x Z do riser nem sempre se visualiza as bolotas formadas, pois a vibração resultante é uma combinação da resposta em mais de uma faixa de frequência. Além disso, temos ter uma parcela de deslocamento do riser devido à onda, podendo ainda ter uma parcela de vibração devido ao VIV de correnteza.

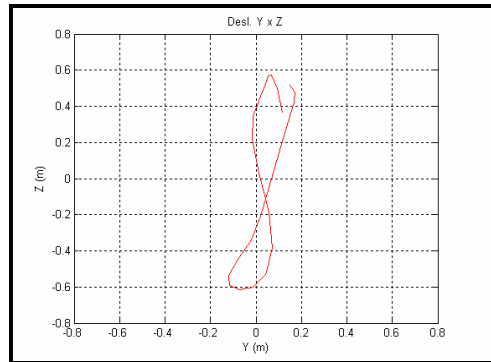
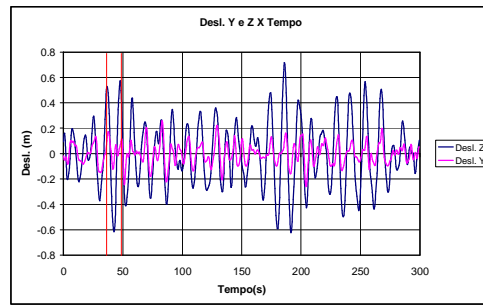


Figura VI.25 - Dia 14/01/2001 às 0:00 horas- Deslocamento Y X Z representado graficamente para um período.

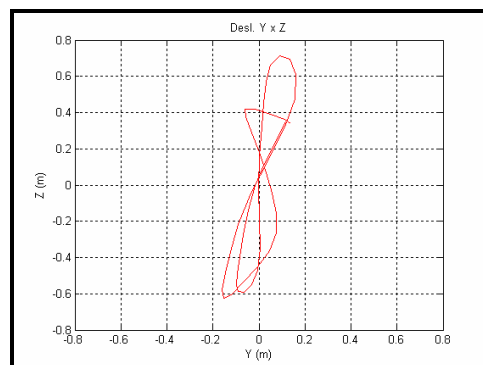
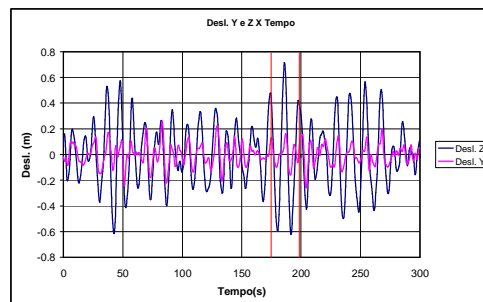


Figura VI.26 - Dia 14/01/2001 às 0:00 horas- Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

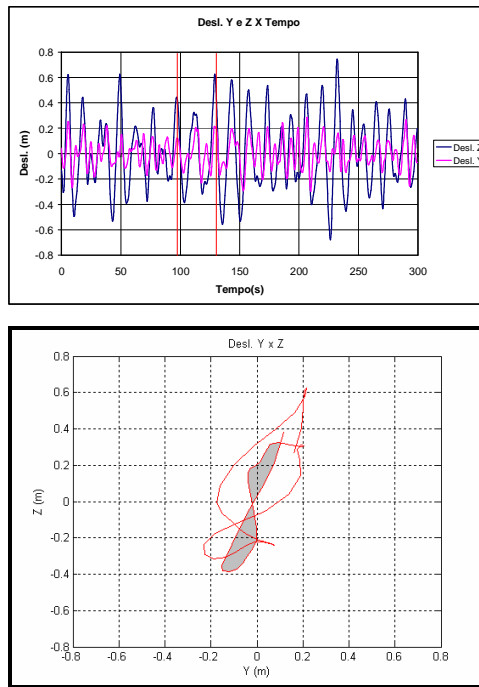


Figura VI.27 - Dia 14/01/2001 às 3:00 horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

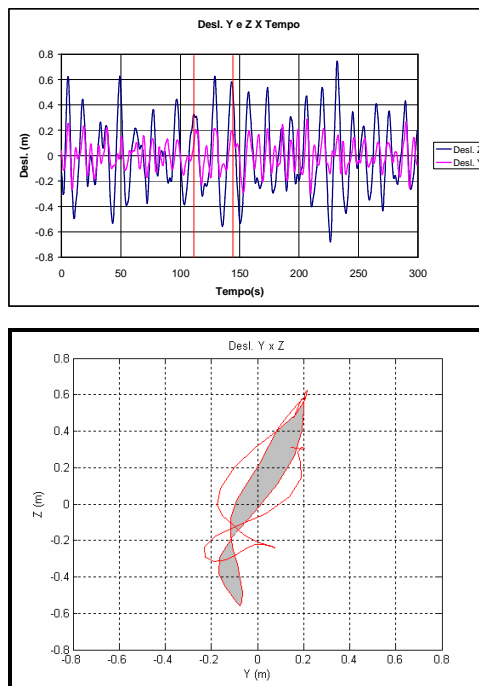


Figura VI.28 - Dia 14/01/2001 às 3:00 horas- Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

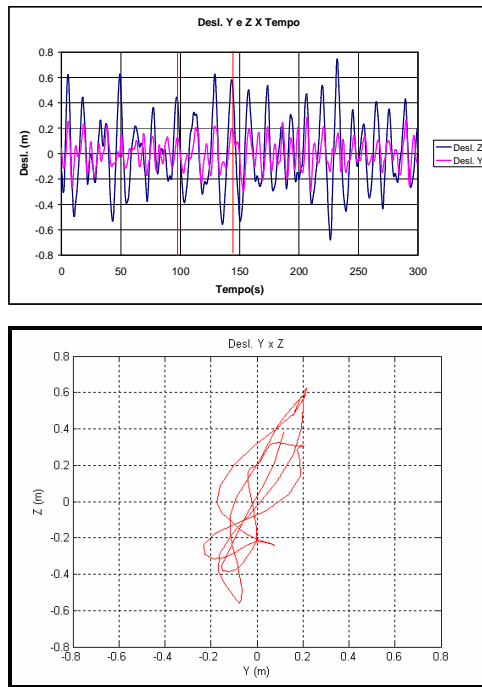


Figura VI.29 - Dia 14/01/2001 às 3:00 horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante três períodos consecutivos.

As Figuras VI.27 e VI.28 mostram as bolotas da Figura V.29 representadas separadamente para dois períodos consecutivos, sendo que um dos períodos é representado nas duas figuras.

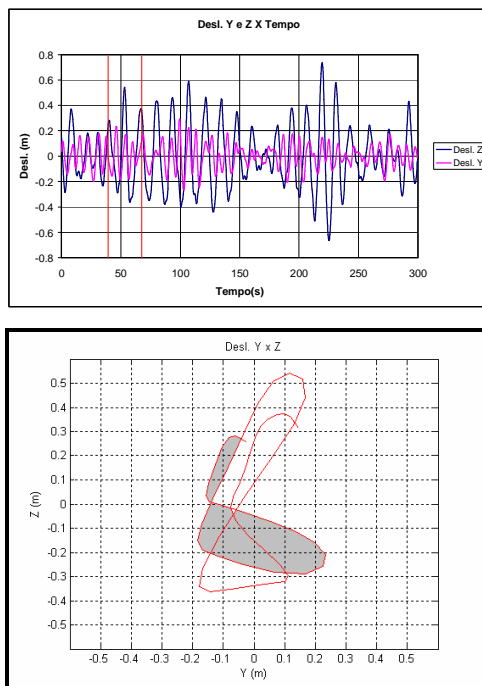


Figura VI.30 - Dia 14/01/2001 às 12:00 H - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

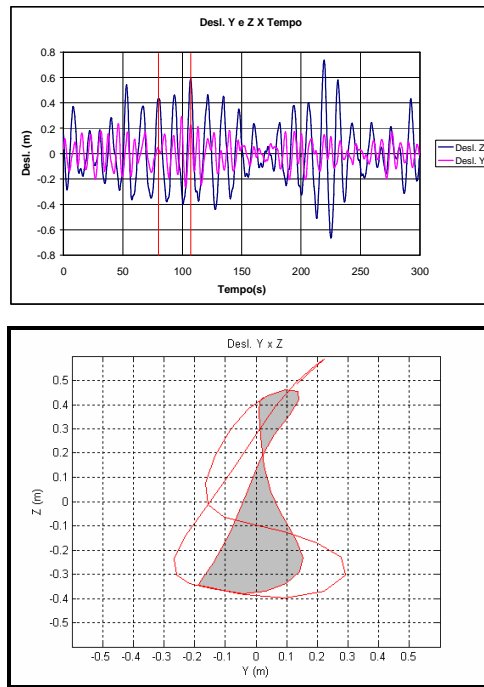


Figura VI.31 - Dia 14/01/2001 às 12:00 Horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

As figuras VI.30 e VI.31, mostram os gráficos de deslocamento Y x Z para períodos consecutivos.

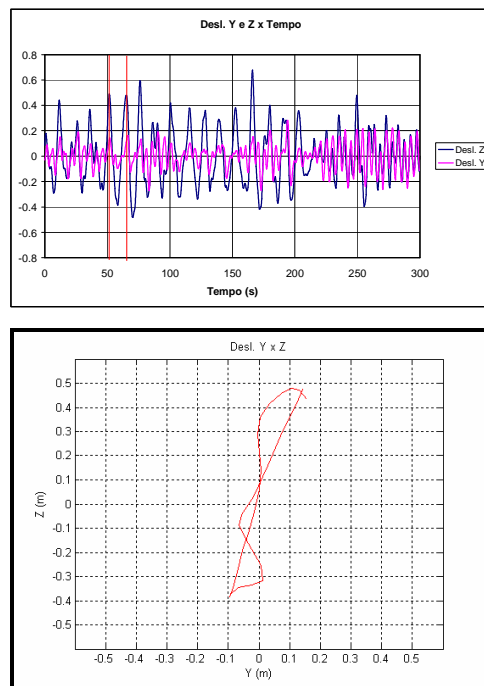


Figura VI.32 - Dia 01/02/2001 às 0:00 horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente para um período.

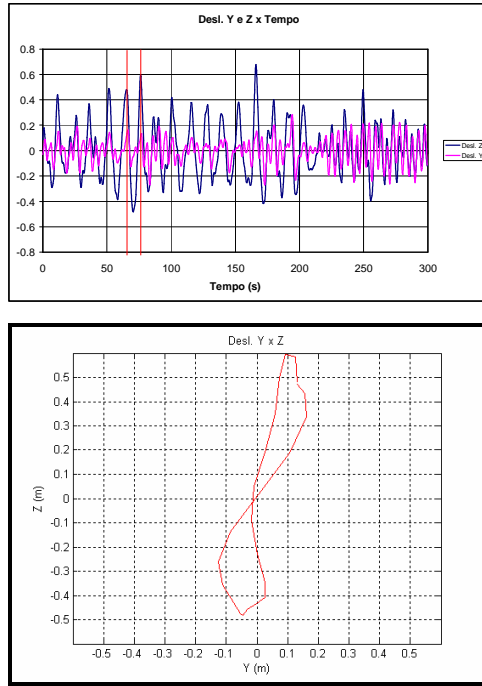


Figura VI.33 - Dia 01/02/2001 às 0:00 horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente para um período.

As duas figuras a seguir representam períodos consecutivos, sendo que um dos períodos está representado nas duas figuras.

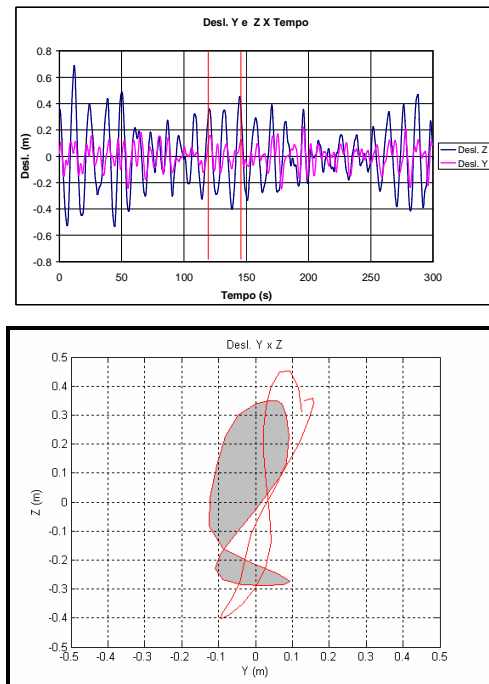


Figura VI.34 - Dia 03/02/2001 às 06:00 Horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.



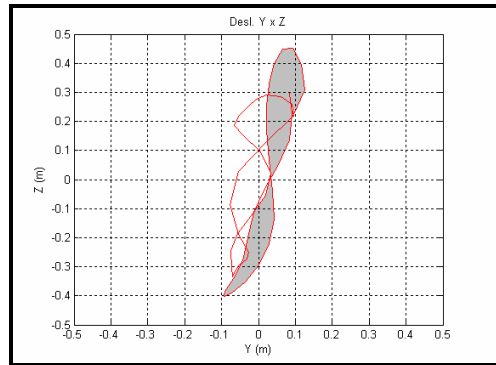
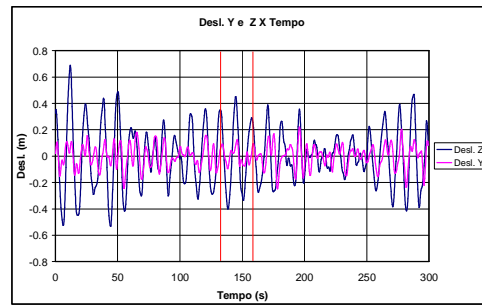


Figura VI.35 - Dia 03/02/2001 às 06:00 Horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

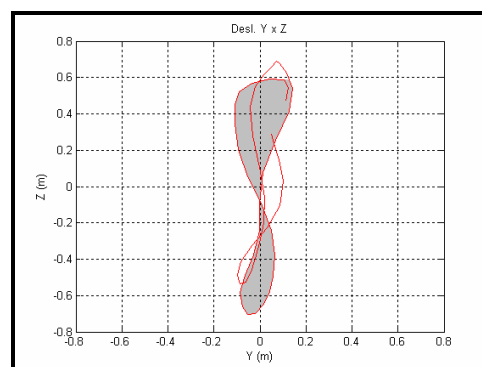
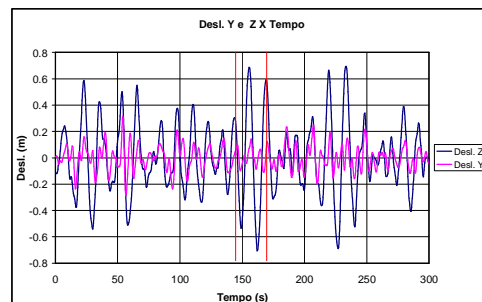


Figura VI.36 - Dia 06/02/2001 às 06:00 Horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante dois períodos consecutivos.

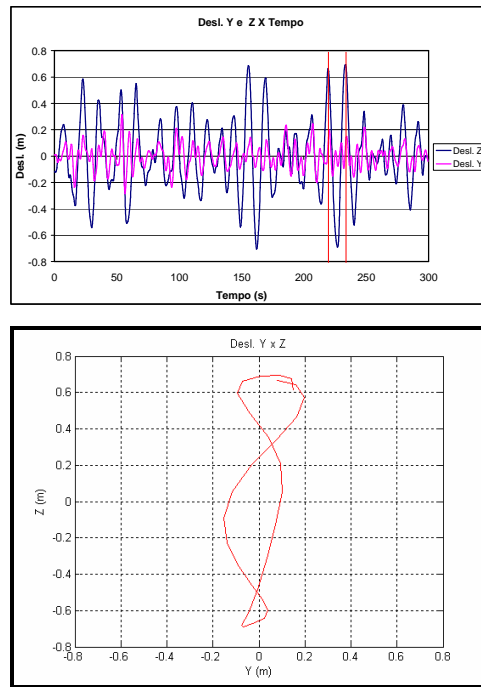


Figura VI.37 - Dia 06/02/2001 às 06:00 horas - Deslocamento Y X Z representado graficamente durante um período.

#### **VI.4 - CÁLCULO DO NÚMERO DE KEULEGAN CARPENTER**

Os resultados a seguir referem-se ao cálculo do número de Keulegan Carpenter ( $KC$ ) que é um dos adimensionais relevantes para fluxo oscilatório. Inicialmente, calculou-se o valor local de  $KC$ , ou seja, o valor de  $KC$  para cada período da medição de 300 s onde se verificou bolotas. Decidiu-se calcular o  $KC$  local para os períodos onde se visualizou bolotas, pois, nestes intervalos, observa-se que a excitação é mais significativa e tende a ser menos aleatória. O valor local de  $KC$  foi calculado em função da amplitude de excitação ( $A_e$ ) e em função da velocidade máxima do fluxo ( $U_{max}$ ) (Equação II.5). Este trabalho foi minucioso, pois, considerou-se o valor local da velocidade máxima e da amplitude máxima de excitação. A Tabela VI.2 mostra os valores locais de  $KC$  obtidos para cada dia selecionado. Para alguns dias tem-se mais de um valor local de  $KC$ , pois, calculou-se o valor de  $KC$  para cada período da série temporal onde se verificou bolotas. Apresenta-se, também, o valor de  $KC$  calculado a partir da Equação (II.27) para fluxo oscilatório irregular, em função do RMS de velocidade da série temporal ( $\sigma_U$ ).

Observa-se nos resultados da Tabela VI.2 que ocorreram diferenças entre os valores locais de  $KC$  calculados em períodos diferentes da medição, e entre os valores calculados pela amplitude de excitação e os calculados a partir da velocidade máxima. Portanto, conclui-se que a maneira mais adequada para se calcular o valor de  $KC$  para fluxo oscilatório irregular é a partir da Equação (II.27), função do RMS de velocidade.

Uma característica observada para  $KC=10$  é que o *riser* responde com  $f_r = Nf_e$ , onde  $N=2$  e  $N=3$ , como verificado nos experimentos realizados por KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) com fluxo oscilatório irregular (Figura II.18).

Tabela VI.2 – Valores de  $KC$ .

<b>Dia</b>	<b>N(Número de Bolotas)</b>	<b><math>KC_{Local}(V_{max})</math></b>	<b><math>KC_{Local}(A_e)</math></b>	<b><math>KC(\sigma_u)</math></b>
14/01/2001 00:00 H	2	18.15	13.12	9.96
14/01/2001 00:00 H	2	12.79	11.05	9.96
14/01/2001 03:00 H	2	12.32	8.74	12.87
14/01/2001 12:00 H	2	12.73	8.74	10.16
14/01/2001 12:00 H	2	10.77	10.59	10.16
01/02/2001 00:00 H	2	15.68	11.51	9.89
01/02/2001 00:00 H	3	11.07	9.43	9.89
01/02/2001 03:00 H	2	13.38	7.82	9.50
03/02/2001 06:00 H	2	9.14	8.97	9.35
03/02/2001 06:00 H	3	13.50	11.51	9.35
06/02/2001 00:00 H	3	16.16	12.66	11.97
06/02/2001 03:00 H	2	21.42	14.04	12.91
06/02/2001 06:00 H	2	17.92	11.74	10.50
06/02/2001 06:00 H	2	20.16	15.65	10.50
06/02/2001 06:00 H	3	21.28	15.88	10.50
07/02/2001 00:00H	3	16.20	10.36	10.80
07/02/2001 00:00H	3	14.63	10.82	10.80
07/02/2001 03:00H	3	13.44	8.74	12.40
07/02/2001 03:00H	3	21.28	15.19	12.40
07/02/2001 06:00H	2	24.55	18.18	13.06

## VI.5 - RESULTADOS

Tendo como base os resultados experimentais obtidos por SUMER e FREDSON (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), e os resultados obtidos dos ensaios realizados nesta tese, definiu-se os adimensionais para representar a resposta do *riser* da P18 devido ao VSIV.

Como o *riser* é sujeito a um fluxo oscilatório irregular,  $f_e$  é a frequência de pico do espectro do deslocamento em Z (direção da excitação) e  $f_r$  é a frequência de pico do espectro na direção Y (direção transversal), sendo  $f_r = N f_e$  e  $N$  é igual ao número de oscilações transversais por ciclo ou o número de bolotas observadas nos gráficos de deslocamento Y x Z. O adimensional  $f_r / f_n$  é calculado dividindo-se a frequência de vibração transversal,  $f_r$ , pela frequência natural  $f_n$ , mais próxima, pois assume-se que o *riser* vibra na condição de *lockin* com  $f_r \approx f_n$ .

A lista de frequências naturais do *riser*, calculadas pelo programa *Anflex*, é apresentada na Tabela VI.1. O adimensional velocidade reduzida é calculado a partir da Expressão (II. 29) para fluxo oscilatório irregular, em função do RMS de velocidade. As Figuras VI.38, VI.39 e VI.40 apresentam a resposta do *riser* em termos de frequência e amplitude para os dados selecionados.

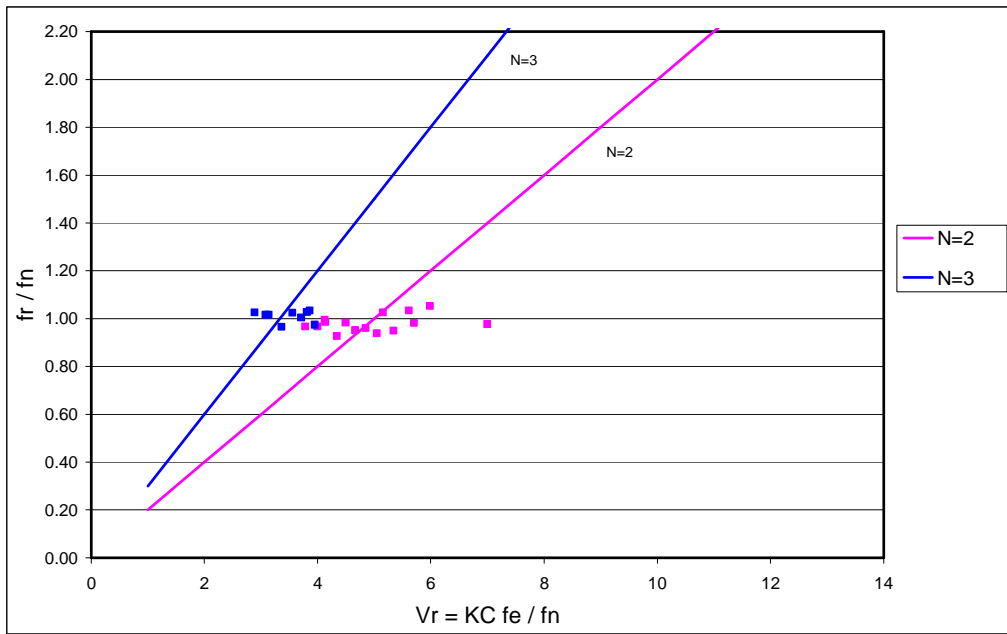


Figura VI.38 - Frequência de resposta do SCR da P18 na posição da Garrafa 4 para  $KC=10$ .

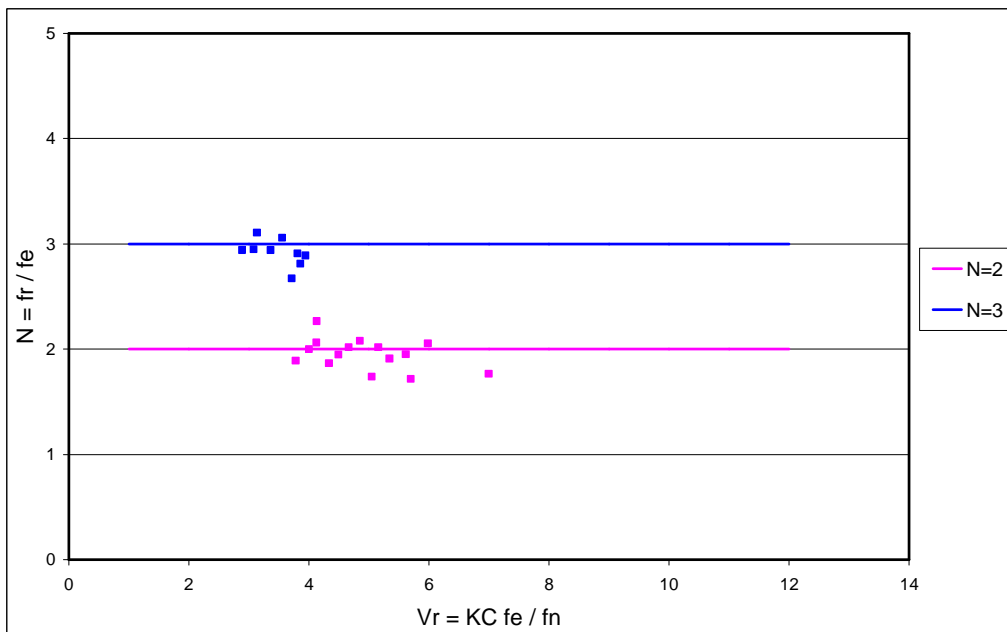


Figura VI.39 - Frequência de resposta do SCR da P18 na posição da Garrafa 4 para  $KC=10$ .

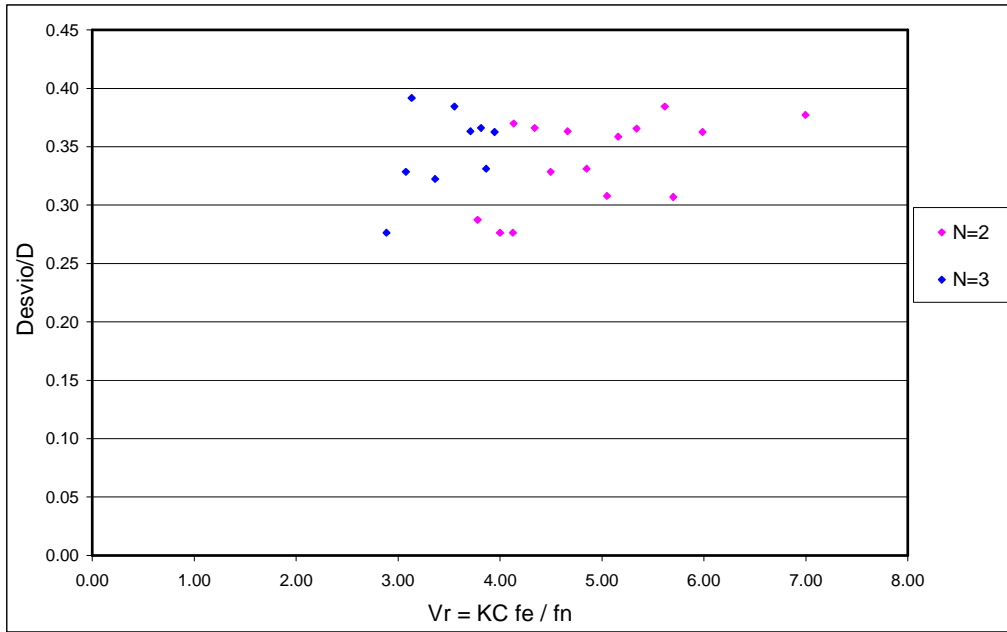


Figura VI.40 - Amplitude de resposta do SCR da P18 na posição da Garrafa 4 para  $KC=10$ .

As seguintes observações podem ser extraídas dos dados de monitoração do riser rígido em catenária da P18 na posição da Garrafa 4:

- Os maiores valores de  $KC$  calculados para o riser da P18, em função do RMS de velocidade, são da ordem de  $KC=10$ ;
- No caso da P18, onde a excitação é irregular, para  $KC=10$  o riser vibra transversalmente na frequência da excitação  $f_e$  e com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$  e  $f_r = 3f_e$ , formando na trajetória do deslocamento no plano YZ duas a três bolotas.
- Observa-se nos dados de medição da Garrafa 4 que para  $KC=10$  o riser responde para alguns intervalos de medição na frequência de resposta  $f_r = 2f_e$ , formando duas bolotas, mas em outros intervalos de medição responde com  $f_r = 3f_e$ , formando 3 bolotas.
- A amplitude máxima de vibração transversal para o riser da P18 foi da ordem de um diâmetro.

- Quanto maior o parâmetro de estabilidade menor é a vibração transversal. Comparando, para  $KC=10$ , a amplitude máxima de vibração transversal dos ensaios realizados neste trabalho, dos dados de medição da Garrafa 4 e dos experimentos conduzidos por SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), verifica-se que ela é maior para o *riser* da P18, que apresenta menor parâmetro de estabilidade em relação aos ensaios.
- Observando o gráfico de  $f_r / f_n \times V_r$  do *riser* da P18, verifica-se que ele segue uma linha com a relação  $f_r / f_n$  próxima a 1. Este comportamento é explicado porque segundo a Tabela VI.1 é possível que haverá sempre uma frequência natural,  $f_n$ , próxima à frequência de resposta  $f_r$ .
- Observa-se tanto nos ensaios realizados neste trabalho como a partir dos dados de medição do *riser* da P18 que o fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade (VSIV) é instável, pois a amplitude de vibração transversal diminui significativamente em certos intervalos da excitação, além de apresentar períodos de repouso.
- Os gráficos representados nas Figuras VI.38, VI.39 e VI.40, cujos dados são obtidos a partir de medições em escala real, ou seja, a partir da monitoração do *riser* rígido em catenária da P18, apresentam comportamento semelhante aos dos gráficos obtidos dos experimentos realizados KOZAKIEWICZ *et al.*(1994) com fluxo oscilatório irregular

## ***CAPÍTULO VII***

### ***FADIGA***

#### ***VII.1 - INTRODUÇÃO***

Designa-se por fadiga, o fenômeno da ruptura progressiva (ou de acumulação de dano) de materiais sujeitos a ciclos repetidos de tensão ou deformação. Uma característica importante da fadiga é que o carregamento não é suficientemente grande para causar a falha imediata. Ao invés disto, a falha ocorre após a ocorrência de um certo número de flutuações do carregamento, isto é, após o dano acumulado ter atingido um valor crítico.

Por séculos se conhece que uma peça de metal ou madeira poderia ser quebrada quando dobrada repetidamente. Entretanto, é surpreendente se identificar que carregamentos repetidos produzem fratura mesmo para baixas amplitudes e com tensões bem abaixo do limite elástico do material. As primeiras investigações sobre o assunto foram reportadas pelo engenheiro de minas, o alemão W. A. S. Albert, que em 1829, executou testes de carregamento repetido em correntes de ferro (apud LEMOS, 2005).

As primeiras falhas por fadiga em serviço ocorreram em eixos de carruagens e quando o sistema de trens começou a se desenvolver, em meados do século XIX, falhas por fadiga de eixos de trens transformou-se em problema comum e de larga ocorrência, com isto, a importância de se considerar a ocorrência de carregamentos cíclicos. Esta era a primeira vez que vários componentes similares eram sujeitos a milhões de ciclos a níveis de tensões bem abaixo da tensão de escoamento. Entre 1852 e 1870, o engenheiro ferroviário, o alemão August Wöhler conduziu a primeira pesquisa sistemática sobre fadiga. Ele conduziu testes em eixos em escala real e testes cíclicos de flexão, torção e tração em escala reduzida para diferentes materiais. Alguns dos dados obtidos por Wöhler foram representados graficamente em termos da amplitude de tensão nominal versus números de ciclos até a falha. Esta apresentação da vida à fadiga ficou largamente conhecida como curva (ou diagrama) S-N, sendo cada curva ainda conhecida como linha de Wöhler e o gráfico como Diagrama de Wöhler (apud LEMOS, 2005).



Ao mesmo tempo, vários outros engenheiros começaram a se preocupar com os problemas associados com a oscilação dos carregamentos em pontes, equipamentos marinhos e plantas de geração de energia. No final do século XIX, mais de 80 trabalhos já haviam sido publicados sobre falhas por fadiga.

Durante a primeira parte do século XX foi gasto mais esforço no entendimento do processo de fadiga do que apenas observando o seu resultado. Estes estudos chegaram, no final dos anos 50 e início dos 60, no desenvolvimento de duas metodologias de estimativa de vida à fadiga. O primeiro método, conhecido como Método de Análise de Deformações Locais de Manson-Coffin, que tentava descrever e prever a iniciação de trincas, enquanto o outro baseado na Mecânica da Fratura Linear Elástica, MFLE, que foi desenvolvida para explicar o crescimento de trincas. Mais recentemente os autores têm tentado desenvolver uma teoria unificada para análise de fadiga, que consiga descrever o crescimento de trinca de forma microscópica, macroscópica e à nível estrutural (LEMOS,2005).

Com o passar dos anos, com as análises de falhas por fadiga realizadas, ficou claro que o processo de fadiga abrange dois domínios de tensões, ou deformações, cíclicas, que possuem comportamentos intrinsecamente diferentes. Em cada um desses domínios, a falha ocorre aparentemente por mecanismos físicos diferentes: no primeiro, onde ocorrem deformações plásticas e no outro, tensões e deformações são mantidas dentro do limite elástico. O primeiro envolve vida relativamente pequena e é conhecido como Fadiga de Baixo Ciclo (ou fadiga em condições elastoplásticas ou ainda fadiga oligocíclica). O outro domínio é associado com baixos carregamentos e longas vidas e é normalmente conhecido como Fadiga de Alto Ciclo.

É importante salientar que em geral todos os estudos haviam sido realizados com corpos de prova perfeitos, isto é, sem a existência de defeitos ou trincas preexistentes, caracterizando um primeiro grupo de casos onde a simples definição de cargas limites não seria aceitável. Existem entretanto situações onde a estrutura falha com a aplicação de apenas um ou poucos ciclos de carga e em tensões abaixo da tensão limite. Estes casos normalmente estão relacionados com a existência de defeitos como trincas provocadas por soldagem (por exemplo).

O fenômeno de propagação de trincas foi estudado inicialmente nos anos vinte, por Griffith que determinou o valor teórico e experimental da tensão de fratura em um sólido frágil. Apesar deste trabalho, só a partir dos anos cinquenta, com o trabalho de Irwin e Orowan, foram lançadas as bases da mecânica da fratura e só a partir da década de sessenta que esta foi aplicada na prática, inicialmente na indústria aeronáutica que usa materiais de alta resistência e mais tarde em estruturas de aço, aplicados em vasos de pressão usados na indústria nuclear e posteriormente em estruturas *offshore* (apud LEMOS, 2005).

## VII.2 - CICLOS DE TENSÃO

A Figura VII.1 apresenta algumas formas de ciclos de tensão. No caso (a), tem-se o ciclo de tensões alternadas puras com forma senoidal, esta é uma forma de carregamento típica de eixos rotativos, para este tipo de solicitação as tensões máxima e mínima são de mesma magnitude e sinais opostos. O caso (b) representa uma situação mais geral onde as tensões máxima e mínima não são iguais. O caso (c) representa ciclos de carregamentos mais complexos existentes em estruturas reais.

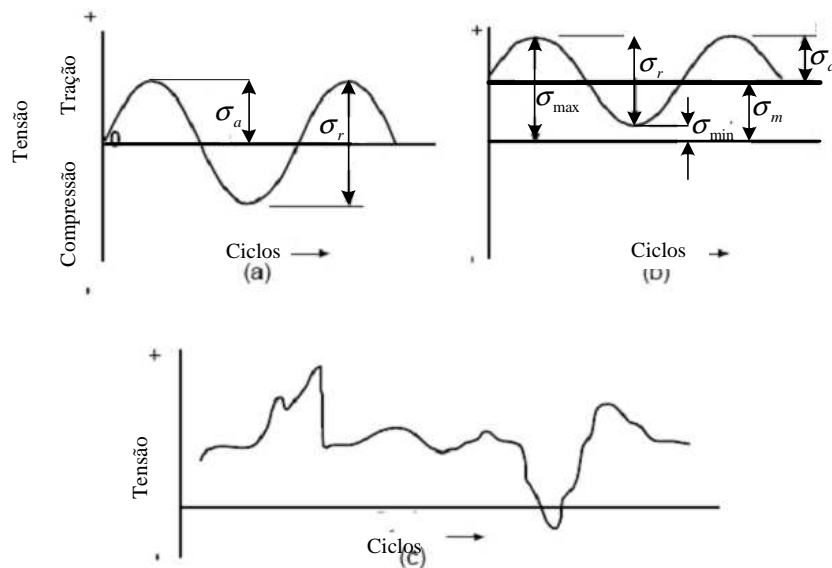


Figura VII.1 - Ciclos de fadiga cíclicos

(a) Tensões alternadas puras, (b) Tensão média diferente de zero, (c) Aleatório

A partir da Figura VII.1 as tensões podem ser definidas como sendo compostas de duas componentes, uma tensão estática ou constante  $\sigma_m$  e uma

amplitude de tensão alternada ou variável  $\sigma_a$ . Pode-se considerar também a variação (*range*) de tensões  $\sigma_r$  que é dada por:

$$\sigma_r = \sigma_{\max} - \sigma_{\min} \quad (\text{VII.1})$$

A amplitude de tensão então é metade da variação de tensão:

$$\sigma_a = \frac{\sigma_r}{2} = \frac{(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})}{2} \quad (\text{VII.2})$$

A tensão média é a média algébrica entre as tensões máxima e mínima no ciclo:

$$\sigma_m = \frac{(\sigma_{\max} + \sigma_{\min})}{2} \quad (\text{VII.3})$$

### **VII.3 - CURVAS S-N**

O trabalho desenvolvido por Wöhler, em meados do século XIX, mostrou que um metal sujeito a tensões alternadas irá falhar em níveis de tensões bem abaixo da necessária para levar a falha em uma aplicação única. O método da tensão nominal, ou da curva S-N foi o primeiro método desenvolvido tentando entender este fenômeno e é ainda hoje largamente aplicado em casos onde as tensões estão dentro do limite elástico do material e o número de ciclos até a falha é grande.

O comportamento típico de aços quando sujeitos à tensões alternadas puras (tensão média igual a zero) é representado pelas curvas tensão por número de ciclos (curvas S-N Figura VII.2 e Figura VII.3).

Verifica-se que os aços apresentam um valor limite de amplitude de tensões que se não for ultrapassado corresponde à vida infinita do corpo de prova (denominada, tensão limite de fadiga  $\sigma_f$  ou *endurance limit*).

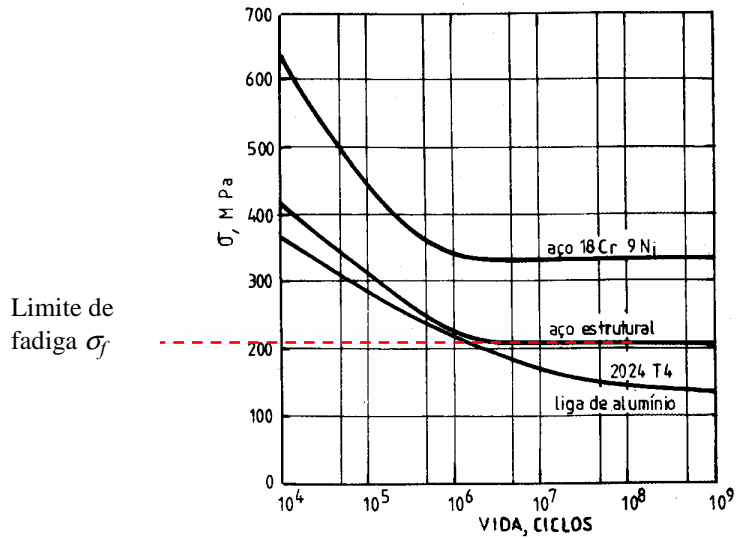


Figura VII.2 - Curvas S-N para diferentes materiais

A curva S-N normalmente é obtida para corpos de prova com características próprias (por exemplo, superfície polida, ensaios de flexão rotativa com tensão média igual a zero, ...), a aplicação do resultado a casos reais implica na correção do valor de  $\sigma_f$  para que sejam considerados os diferentes tipos de carregamento, tamanho, acabamento superficial, defeitos internos, condições de serviço, temperatura, corrosão, distribuição estatística, anisotropia e outros pontos.

Quando a curva S-N é representada em escalas log-log (Figura VII.3), a relação entre a tensão alternada,  $\sigma$ , e o número de ciclos até a falha,  $N$ , pode ser representada por uma linha reta. Sabendo-se a inclinação da reta, representada por  $b$  (devido à Basquin, que propôs pela primeira vez esta regra), e qualquer outro ponto da reta ( $N$ ,  $\sigma$ ), para uma determinada amplitude de tensão pode-se calcular a vida diretamente.

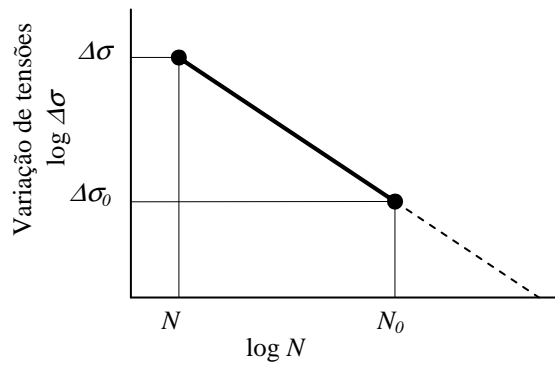


Figura VII.3 - Curva S-N padrão.

$$N = N_0 \left( \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0} \right)^{\frac{1}{b}} \quad (\text{VII.4})$$

A Equação (VII.4) significa que sabendo-se a inclinação de Basquin  $b$ , (muitas vezes por conveniência o termo  $1/b$  pode ser trocado pela letra  $m$ ) e outro ponto par ordenado  $(\sigma_0, N_0)$ , para uma dada amplitude de tensão  $\sigma$ , pode-se calcular diretamente o número de ciclos que o material suporta. Substituindo este par ordenado pela tensão limite de fadiga  $\sigma_f$  e o número de ciclos correspondente (normalmente  $10^6$ ).

$$N = \left( \frac{\Delta\sigma}{\sigma_f} \right)^m \times 10^6 \quad (\text{VII.5})$$

Considerando um carregamento de amplitude constante o número de ciclos até a falha para um determinada variação de tensões  $S$  é determinado na curva S-N ou pode ser calculado pela expressão analítica para a curva S-N abaixo:

$$\log N = \log \bar{a} - m \log S \quad (\text{VII.6})$$

Ou ainda:

$$N = \bar{a} S^{-m} \quad (\text{VII.7})$$

Onde:  $m$  – o inverso da inclinação da curva S-N

$\log \bar{a}$  – a interseção com o eixo  $\log N$

Na Figura VII.4 são apresentadas as curvas S-N existentes na norma DNV-RP-C203.

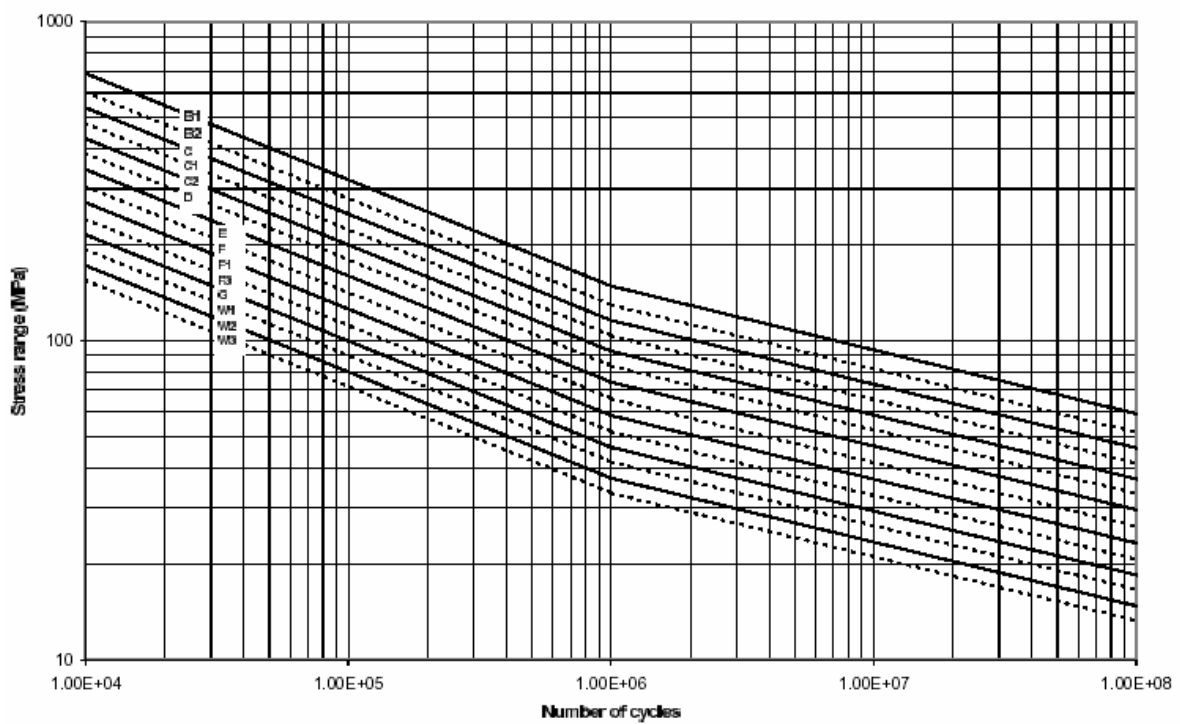


Figura VII.4 - Curvas S-N na água com proteção catódica.

#### VII.4 - DANO ACUMULADO - REGRA DE MINER

Um determinado componente pode estar sujeito a ciclos de tensões de diferentes amplitudes, por exemplo  $10^5$  ciclos de  $\sigma_1$ , seguido de  $10^4$  ciclos de  $\sigma_2$ , etc. Cada um desses conjuntos de ciclos individualmente poderia não ser suficiente para causar a falha por fadiga, mas o efeito cumulativo deles poderia.

Para considerar o efeito de um número diferente de amplitudes dos ciclos, a regra de dano linear cumulativo pode ser aplicada (Figura VII.5). Considerando que a vida para um ciclo de tensões  $\sigma_1$ , seja dada por  $N_1$  e para um nível de tensões  $\sigma_2$ , seja dada por  $N_2$ . Considerando que o dano seja acumulado linearmente e que seja aplicado um número  $n_1$  de ciclos na tensão  $\sigma_1$ , onde  $n_1 < N_1$  então a fração da vida consumida seria  $n_1/N_1$ . Para determinar quantos ciclos o componente poderia sofrer em um determinado nível de tensão  $\sigma_2$  pode-se escrever:

$$\frac{n_1}{N_1} + \frac{n_2}{N_2} = 1 \quad (\text{VII.8})$$

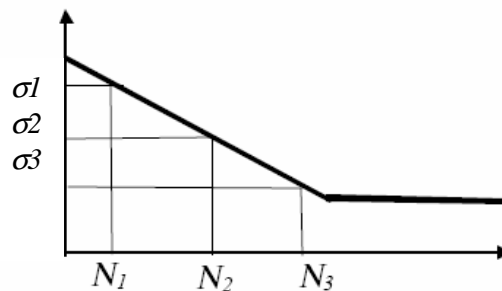


Figura VII.5 - Curva S-N típica com representação dos termos da regra de Miner.

A generalização deste procedimento é chamada de regra do dano acumulado linear de Miner e pode ser escrita por:

$$D = \sum_{i=1}^k \frac{n_i}{N_i} \quad (\text{VII.9})$$

Onde  $k$  é o número de blocos de carregamento e  $D$  é o dano acumulado que é igual à 1 para se obter a ruptura.

### VII.5 - ESTIMATIVA DA FADIGA USANDO CURVAS S-N

Um dos maiores objetivos da pesquisa de VIV é calcular o dano à fadiga. Fadiga é o resultado de oscilações de tensões em um material. Em geral, a capacidade de fadiga de uma estrutura é dada pelo número de ciclos de tensão antes do colapso para uma determinada variação de tensão  $S$ . O projeto de fadiga é baseado nas curvas SN, descritas no item VII.3, que são obtidas de testes de fadiga. A curva SN de projeto pode ser escrita como:

$$NS^m = \bar{a} \quad (\text{VII.10})$$

Onde  $N$  é o número de ciclos admissíveis em uma variação de tensão  $S$ . A potência  $m$  e a constante  $\bar{a}$  são ambas encontradas de experimentos ( $m$  é para aço geralmente na ordem de 3 a 5).

O dano à fadiga é calculado de acordo com a Equação VII.11. O inverso do dano será a vida útil à fadiga em anos. Quando o intervalo de tensões é variado, o dano parcial de cada nível de tensão  $i$  é adicionado usando a regra de Miner-Palmgren.

$$D = \sum_i \frac{n(S_i)}{N(S_i)} \quad (\text{VII.11})$$

Onde  $N(S_i)$  é o número de ciclos até a fadiga para uma determinada variação de tensão  $S_i$ , e  $n(S_i)$ , é o número de ciclos do carregamento em questão no período de um ano. O dano permitido para diferentes aplicações é definido em regras de projeto e regulamentações.



Usando a expressão da curva S-N, o dano em um ano causado pelo modo excitado  $n$  pode ser determinado de acordo com a Equação VII.12 extraída da norma DNV-RP-F204.:

$$D_n = \frac{n(S)}{N(S)} = \frac{\omega_n T}{2\pi a} (S)^m \Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right) \quad (\text{VII.12})$$

Onde  $\omega_n$  é a frequência do  $n$ -ésimo modo excitado,  $T$  o período de um ano,  $S$  a variação de tensão e  $\Gamma$  uma função gamma.

Por outro lado,  $D_n$  pode ser obtido assumindo que a tensão é uma função senoidal de estado permanente. Em um ano, o número de ciclos em uma variação de tensão  $S$  para o modo  $n$  é:

$$n(S) = \frac{T}{2\pi / \omega_n} = \frac{\omega_n T}{2\pi} \quad (\text{VII.13})$$

A razão do dano é então:

$$D_n = \frac{n(S)}{N(S)} = \frac{\omega_n T [S]^m}{2\pi a} \quad (\text{VII.14})$$

A razão da relação do dano determinada baseada na distribuição de Rayleigh (Equação VII.12) e a relação do dano baseada em uma função senoidal (Equação VII.14) é portanto uma função  $\Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right)$ , cujo valor depende de  $m$ , um parâmetro do material.

Se a estrutura vibra em um modelo puramente senoidal com uma amplitude constante, então o cálculo baseado na distribuição de Rayleigh superestima a relação do dano. Por outro lado, na realidade, movimento puramente harmônico com amplitude constante raramente ocorre. Portanto, o cálculo do dano baseado na suposição de Rayleigh é mais realista.

## **VII.6 - CÁLCULO SIMPLIFICADO DA VIDA À FADIGA DEVIDO AO VSIV A PARTIR DOS DADOS MONITORADOS DA P18**

Neste item, desenvolve-se uma metodologia simplificada para estimativa do limite superior do dano máximo à fadiga para o *riser* da P18, devido ao fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade (VSIV). O dano máximo foi calculado na posição da Garrafa 4, localizada próxima ao *TDP*, pois nesta posição as vibrações resultantes do VSIV são mais significativas.

Com o objetivo de verificar se a vida útil do *riser* é menor do que a admissível de projeto, adota-se uma série de aproximações, mas que forneçam um valor majorado para cálculo do dano. Desenvolveu-se uma metodologia simplificada para cálculo do dano à fadiga baseado na norma DNV-RP-F204 (2005), com algumas hipóteses simplificadoras e conservativas. Para cálculo do dano foram feitas 3 considerações diferentes descritas a seguir.

- **Primeira Consideração para Cálculo do Dano**

Para estimar um valor de dano máximo a fadiga devido ao VSIV, primeiramente, assume-se que a vibração medida durante 300s para o dia 14/01/2001 às 12 horas estivesse atuando durante 1 ano. As Figuras VII.6 e VII.7 mostram as medições da Garrafa 4 para o dia 14/01/2001 às 12:00 horas, na direção Z (direção da excitação), que é perpendicular ao eixo do *riser*, no plano do *riser*, e na direção Y, que é perpendicular ao plano do *riser*. Este dia foi escolhido para cálculo do dano por ser de fácil interpretação, pois o espectro do deslocamento na direção Z apresenta apenas uma frequência de pico, e o espectro de deslocamento na direção Y apresenta uma frequência de pico bem definida. Além disso, foi um dos dias verificados para o qual se visualizou bolotas na trajetória do deslocamento Y x Z, e que apresentou deslocamentos significativos na direção transversal.

Assume-se que a frequência de vibração transversal devido ao VSIV seja dada pela frequência de pico do espectro na direção Y (direção transversal) (Figura VII.7). Observa-se no espectro da direção Y que o *riser* responde na mesma frequência da

excitação  $f_e$  e com uma frequência de resposta  $f_r = Nf_e$ , onde  $N=2$ . Adotando-se como frequência de resposta  $f_r = 0.1495 \text{ Hz}$  ( $\omega_r = 0,9393 \text{ rad/s}$ ), ou seja, o dobro da frequência de excitação, pois a energia de resposta concentra-se principalmente nesta frequência e assumindo que na situação de *lockin* o *riser* vibra em uma de suas frequências naturais, procura-se na lista de frequências naturais calculadas pelo *Anflex* (PETROBRAS, 2005) (Tabela VI.1), quais os modos naturais de vibração com frequências próximas a de resposta e as correspondentes curvaturas máximas na região próxima à Garrafa 4. A Figura VII.8 apresenta as curvaturas para os modos 7, 8 e 9, que possuem frequência natural de vibração próxima a frequência de resposta, com  $\omega_7 = 0.9012 \text{ rad/s}$ ,  $\omega_8 = 1.0321 \text{ rad/s}$ ,  $\omega_9 = 1.1639 \text{ rad/s}$ , respectivamente.

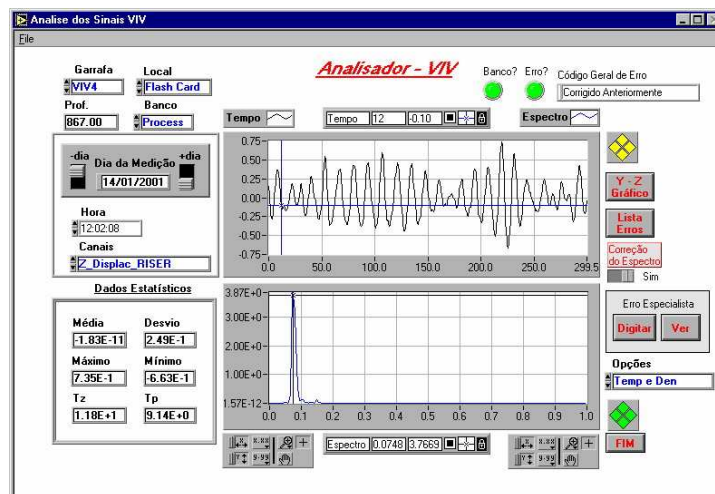


Figura VII.6 - Série temporal e espectro do deslocamento do *riser* na direção Z (direção da excitação).

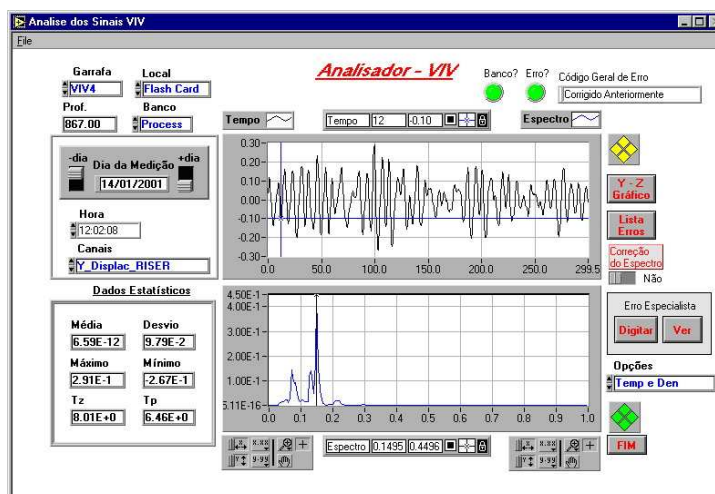


Figura VII.7 - Série temporal e espectro do deslocamento do *riser* na direção Y (direção transversal).

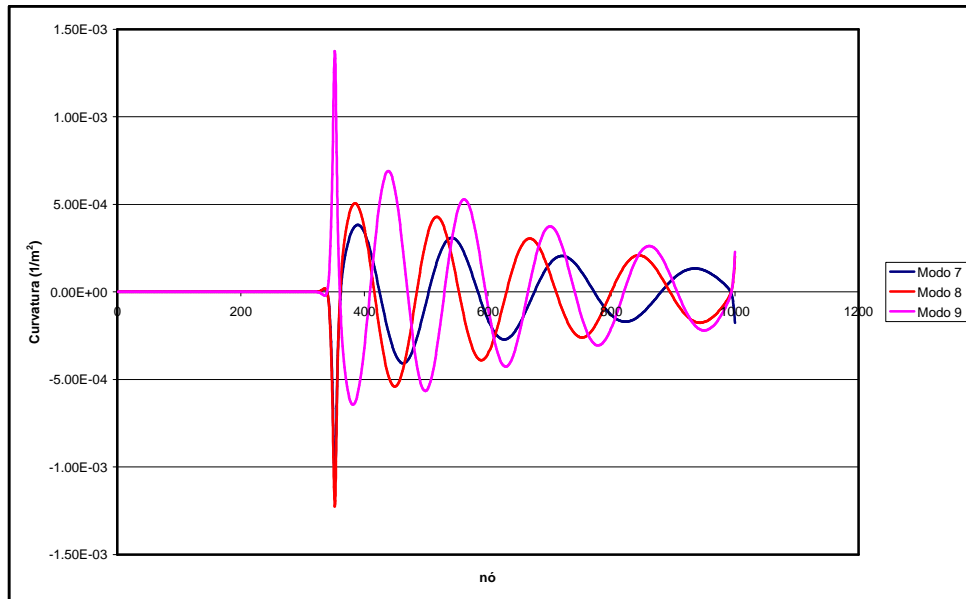


Figura VII.8 - Curvaturas dos modos naturais de vibração 7, 8 e 9.

O dano máximo à fadiga para o *riser* da P18 será calculado considerando que o *riser* está vibrando em um dos modos naturais de vibração 7, 8 ou 9, que possuem frequência natural de vibração próxima a frequência de resposta.

O dano determinístico é calculado de acordo com a equação a seguir:

$$D = \frac{n(S)}{N(S)}$$

Onde  $N(S)$  é o número de ciclos até à fadiga para uma determinada variação de tensão  $S$  e  $n(S)$  é o número de ciclos do carregamento em questão no período de um ano.

Para cálculo do dano aleatório multiplica-se o dano determinístico pela função

$$\Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right).$$

$$D = \frac{n(S)}{N(S)} \Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right)$$

Sendo  $n = \frac{\omega_n T}{2\pi}$ . Onde  $T$  o período de um ano e  $\omega_n$  a frequência do modo

excitado.

Para cálculo de  $N$ , que é o número de ciclos admissíveis em um intervalo de tensão  $S$ , adota-se a curva de projeto apresentada abaixo.

$$\log N = \log \bar{a} - m \log S \quad \text{ou} \quad N = \bar{a} S^m$$

Onde  $\log \bar{a}$  e  $m$  são constantes obtidas da curva de fadiga. Para a curva E da DNV adotada neste cálculo:

$$\log \bar{a} = 15.35 \quad (\text{a interseção com o eixo } \log N)$$

$$m = 5 \quad (\text{o inverso da inclinação da curva S-N})$$

O desvio padrão da tensão  $\sigma_s$  é calculado conforme a Equação (VII.15) extraída da norma DNV-RP-F204 (2005). A variação de tensão fica sendo então  $S = 2\sqrt{2} \sigma_s$ .

$$\sigma_s = SCF E K_{eff} \left( \frac{D_e - t}{2} \right) \quad (\text{VII.15})$$

$$\text{Sendo } K_{eff} = \sqrt{(K_{max} A_{rms})^2}$$

Onde  $SCF$  é o fator de concentração de tensões,  $E$  é o módulo de elasticidade longitudinal,  $D_e$  o diâmetro externo do riser e  $t$  a espessura.  $K_{max}$  é a curvatura máxima na região próxima a Garrafa 4 e  $A_{rms}$  é o RMS do deslocamento medido pela Garrafa 4.

Sendo os valores abaixo adotados no cálculo da tensão:

$$A_{rms} = 0.0979 \quad (\text{RMS do deslocamento medido pela Garrafa 4})$$

$$SCF = 1.5 \quad (\text{Fator de concentração de tensões})$$

$$E = 2,078 \times 10^8 \text{ kN/m}^2 \quad (\text{Módulo de elasticidade})$$

$$D = 0,27305 \text{ m} \quad (\text{Diâmetro externo do riser})$$

$t=0.02062 \text{ m}$  (espessura)

A tabela abaixo apresenta a curvatura máxima na região próxima a Garrafa 4, para os modos com frequência natural de vibração próxima à frequência de resposta, a variação de tensão  $S$  calculada em função do RMS de deslocamento ( $A_{rms}$ ), o dano resultante e a vida útil correspondente para cada modo.

Tabela VII.1 – Dano resultante para cada modo considerando  $A_{rms}$  no cálculo da tensão.

<b>Modos</b>	$K_{max}$ (Curvatura) (1/m <sup>2</sup> )	S (variação de tensão) (Mpa)	Dano	Vida Útil (anos)
<b>7</b>	$4,07 \times 10^{-4}$	4.434	$1.155 \times 10^{-5}$	86586
<b>8</b>	$5.40 \times 10^{-4}$	5.882	$5.438 \times 10^{-5}$	18390
<b>9</b>	$6.90 \times 10^{-4}$	7.517	$2.089 \times 10^{-4}$	4787

- **Segunda Consideração para Cálculo do Dano**

A diferença desta alternativa em relação à consideração anterior é que na procura do limite superior se considera no cálculo da tensão a amplitude máxima do deslocamento ( $A_{max}$ ) no lugar do RMS do deslocamento medido. Desta forma, o cálculo se torna:

$$K_{eff} = \sqrt{(K_{max} A_{max})^2}$$

Sendo  $A_{max} = 0.291m$  a amplitude máxima do deslocamento medido pela Garrafa 4 para o dia 14/01/2001 às 12:00 horas.

Neste caso, calcula-se diretamente a amplitude de tensão  $S_a$ .

$$S_a = SCF E K_{eff} \left( \frac{De - t}{2} \right).$$

Sendo a variação de tensão  $S = 2 S_a$ .

A Tabela VII.2 apresenta o dano e a vida útil correspondente, quando se considera a amplitude máxima de deslocamento medida pela Garrafa 4 no cálculo da tensão.

Tabela VII.2 – Dano resultante para cada modo considerando  $A_{max}$  no cálculo da tensão.

<b>Modos</b>	$K_{max}$ (Curvatura) (1/m <sup>2</sup> )	S (variação de tensão) (Mpa)	Dano	Vida Útil (anos)
<b>7</b>	$4,07 \times 10^{-4}$	9.319	$4,737 \times 10^{-4}$	2111
<b>8</b>	$5,40 \times 10^{-4}$	12.364	$2,232 \times 10^{-3}$	448
<b>9</b>	$6,90 \times 10^{-4}$	15.798	$8,569 \times 10^{-3}$	117

- **Terceira Consideração para Cálculo do Dano**

E finalmente uma última hipótese não conservativa para estimar o dano à fadiga para o *riser* da P18 devido ao VSIV foi o cálculo do dano baseado na contribuição de todas as medições da Garrafa 4. Neste caso, a variação de tensão é calculada em função RMS do deslocamento medido e a frequência de vibração transversal devido ao VSIV é calculada a partir do inverso do período de pico da direção transversal Y. O RMS de deslocamento do *riser* e o período de pico de todas as medições foram determinados a partir dos parâmetros estatísticos do banco de dados.

Observou-se a partir das análises realizadas no Capítulo VI que a faixa de resposta transversal devido ao VSIV corresponde a faixa 4 de resposta do banco de dados, que vai de 0.11-0.25 Hz. Os gráficos a seguir mostram para a faixa 4 o RMS de deslocamento e o período de pico de todas as medições da Garrafa 4 na direção Y.

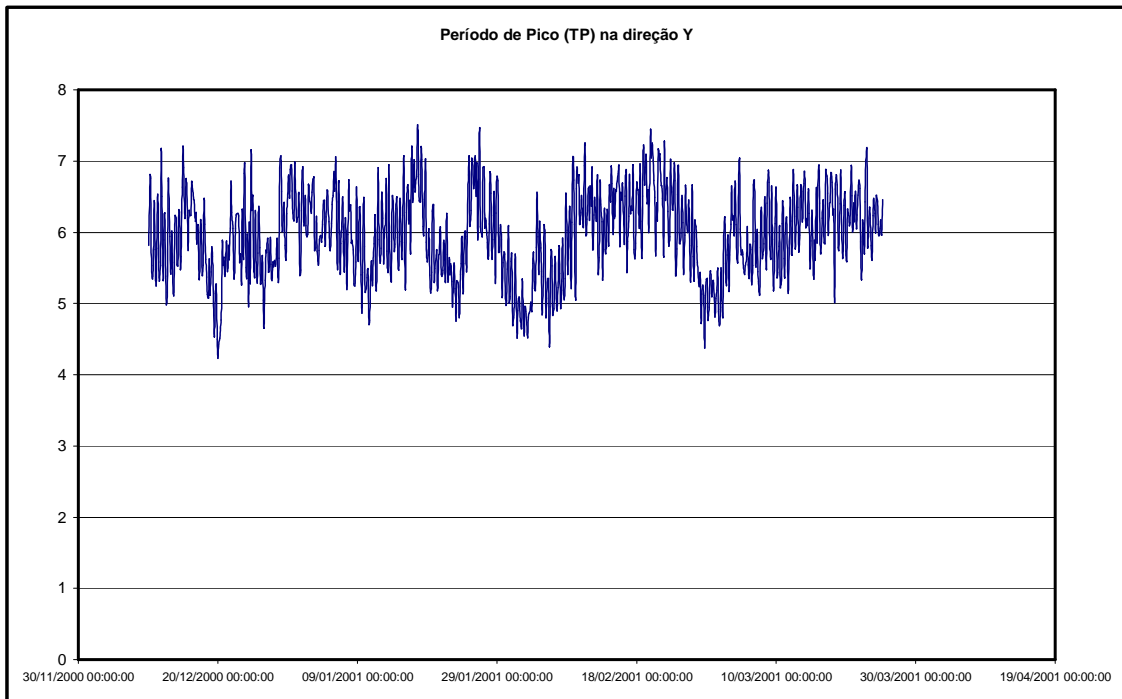


Figura VII.9 - Período de pico (Tp) para a faixa 4 (0.11-0.25Hz) de todas as medições da Garrafa 4.

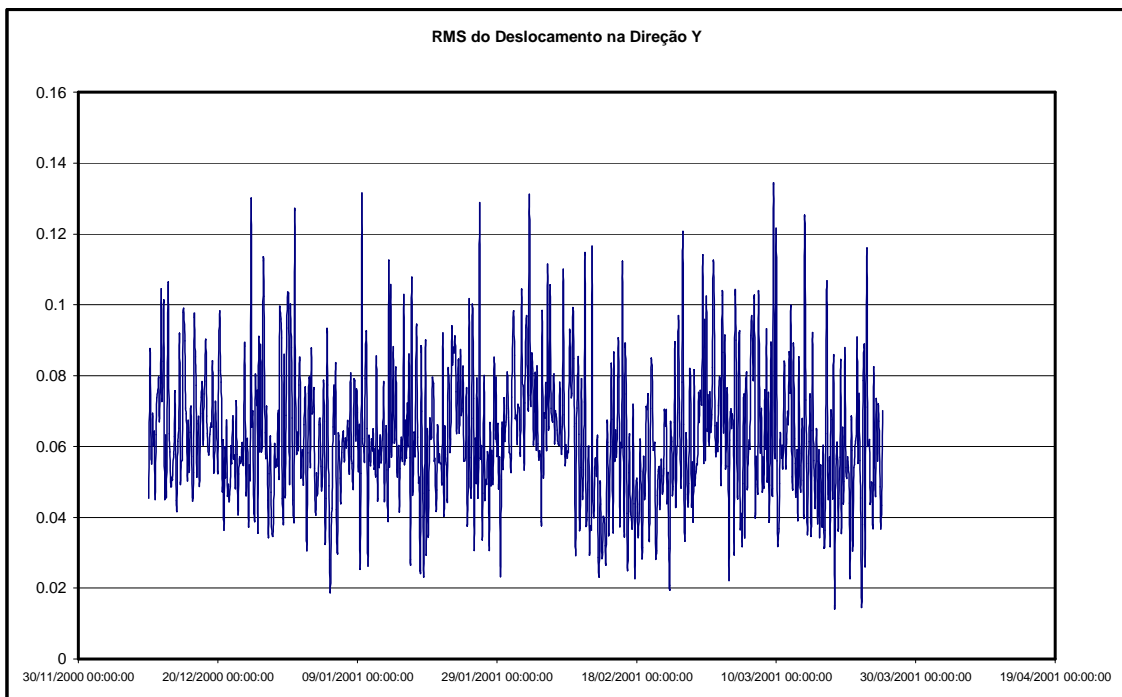


Figura VII.10 - RMS do deslocamento medido na direção Y (direção transversal) para a faixa 4 (0.11-0.25Hz) de todas as medições da Garrafa 4.



A frequência devido ao VSIV foi calculado a partir do inverso do período de pico da faixa 4. A partir desta frequência determinou-se, para cada medição  $i$  de 300s, qual o modo excitado e a correspondente curvatura máxima na região próxima a Garrafa 4.

Com os dados de RMS de deslocamento, frequência e curvatura pode-se entrar na fórmula do dano abaixo:

$$D_i = \frac{n(S_i)}{N(S_i)} \Gamma\left(\frac{m}{2} + 1\right)$$

Onde  $D_i$  é o dano à fadiga para cada medição  $i$ .

O número de ciclos de tensão  $n_i$ , para cada medição  $i$ , foi calculado a partir da frequência obtida do inverso do período de pico, conforme equação abaixo. Para cálculo do número de ciclos  $n_i$  foi adotado um fator para compensar o número total de medições que foi inferior a um ano. Cada medição foi realizada durante 300s e como a soma de todas as medições da Garrafa 4 não totalizou um ano, ou seja, a medição ocorreu em um período inferior a um ano, foi necessário multiplicar a frequência por um fator de correção de tempo ( $Ft$ ).

$$n_i = T_{med} f_p Ft$$

Onde:

$$T_{med} = 300s \text{ (tempo de medição)}$$

$$f_p = 1/T_p \text{ (frequência obtida do inverso do período de pico.)}$$

$$N_{med} = 842 \text{ (número de medições da Garrafa4)}$$

$$Ft = \frac{356 * 24 * 3600}{N_{med} * T_{med}} = \frac{356 * 24 * 3600}{842 * 300} \text{ (fator de correção do tempo, pois o dano é}$$

calculado para o período de um ano)

O número de ciclos de tensão de tensão  $N(S_i)$  para cada medição  $i$  foi calculado a partir da expressão da curva S-N.

Sendo a variação de tensão  $S$  calculada a partir da expressão do desvio padrão da tensão (Norma DNV-RP\_F204(2005)).

$$\sigma_s = SCF.E.K_{eff} \cdot \left( \frac{D_e - t}{2} \right)$$

$$\text{Sendo } K_{eff} = \sqrt{(K_{i,max} A_{i,rms})^2}.$$

Onde  $K_{i,max}$  é a curvatura máxima para cada medição  $i$  na posição da Garrafa 4 e  $A_{i,rms}$  o é RMS do deslocamento para cada medição  $i$ .

O dano total na posição da Garrafa 4 foi obtido usando a regra de Miner abaixo, ou seja, somando o dano de cada medição  $i$ , resultando em um dano =  $1.15 \times 10^{-4}$  e em uma vida útil de 11500 anos.

$$D = \sum_i \frac{n(S_i)}{N(S_i)}$$

É importante ressaltar que este procedimento para o cálculo de fadiga não leva em conta o fato de que a posição da Garrafa 4 pode não corresponder ao anti-nó do modo (correspondente à máxima amplitude). Essa incerteza pode fazer com que a vida útil estimada seja excessivamente alta. Apenas a título de estudo de sensibilidade, caso se adotasse um fator de 1,5 para multiplicar o RMS do deslocamento (ou seja, fazendo com que os deslocamentos fossem majorados em 50%), obteria-se um dano =  $6.58 \times 10^{-4}$  e uma vida útil de 1520 anos.

- **Síntese dos Resultados**

Pela Norma API RP 2RD, o dano final de fadiga deve ser a soma dos danos de fadiga de ondas e movimento imposto + VIV e o valor de vida útil deve ser superior a 10 vezes a permanência da estrutura em operação. Com estes dados, a vida útil mínima deve ser de 200 anos.

Observando os valores de dano calculados pelas metodologias acima verificou-se que considerando a amplitude máxima de uma medição escolhida como atuando o ano todo no cálculo da tensão, a vida útil mínima é de 117 anos. E a vida útil calculada considerando a soma do dano de cada medição também pode levar a valores de vida útil relativamente pequenos. Estes valores calculados são significativos e podem reduzir a vida útil da estrutura principalmente na região próxima ao TDP. Chama-se atenção para o fato que a resposta devido ao VSIV não está sendo considerada pela comunidade para cálculo da vida útil total.

## CAPÍTULO VIII

### DINÂMICA DE FLUXO OSCILATÓRIO

#### VIII.1 - INTRODUÇÃO

Os capítulos anteriores, seguindo a literatura concentram-se na cinemática do VSIV. Entretanto, a análise só vai se completar quando as forças envolvidas (*lift* e *drag*) forem compreendidas. Como descrito em seguida a tese deu passos concretos nesse sentido.

#### VIII.2 - FORÇAS EM FLUXO OSCILATÓRIO

As forças envolvidas no experimento são divididas em duas componentes: uma, a força *in-line*, atua na direção do movimento harmônico e é usualmente expressa pela equação de Morison, e a outra, a força de *lift* ou força transversal que é causada pelo desprendimento de vórtices e atua na direção transversal ao movimento aplicado.

A força em uma estrutura cilíndrica na direção do fluxo oscilatório é função das variáveis definidas a seguir:

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D} = f(\theta, KC, Re) \quad (\text{VIII.1})$$

Onde o número de Keulegan Carpenter  $KC$  e o número de Reynolds  $Re$  foram definidos no Capítulo II (Equações II.5 e II.4) e  $\theta$  é a fase, dado por  $\theta = \frac{2\pi t}{T}$  sendo  $t$  o tempo.

Sendo a velocidade do escoamento oscilatório dada por:

$$U = -U_m \cos \sigma t \quad (\text{VIII.2})$$

Onde  $U_m$  é a velocidade máxima e  $\sigma$  a frequência de oscilação (o período é dado por  $T = \frac{2\pi}{\sigma}$ ).

Quando  $F$  é periódica, e o fluxo simétrico, tem-se:

$$F(\theta) = -F(\theta + \pi) \quad (\text{VIII.3})$$

Seguindo o trabalho de KEULEGAN e CARPENTER (1958), que analisa o caso de um cilindro fixo em fluxo oscilatório, pode-se escrever a força adimensional em função dos coeficientes de Fourier conforme a Equação VIII.4. O objetivo do trabalho é estender a metodologia de KEULEGAN e CARPENTER (1958) para o caso do VSIV. Além disso, os resultados apresentados por KEULEGAN e CARPENTER (1958) fornecem elementos de validação do próprio aparato experimental na medida em que não se permite o deslocamento transversal.

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D} = A_1 \text{sen } \theta + A_3 \text{sen } 3\theta + A_5 \text{sen } 5\theta + \dots + B_1 \cos \theta + B_3 \cos 3\theta + B_5 \cos 5\theta \quad (\text{VIII.4})$$

Onde:

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{F \text{sen } n\theta}{\rho U_m^2 D} d\theta \quad (\text{VIII.5})$$

$$B_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{F \cos n\theta}{\rho U_m^2 D} d\theta \quad (\text{VIII.6})$$

A Equação (VIII.4) pode ser escrita na forma de Morison abaixo.

$$F = C_m \rho A_0 \frac{dU}{dt} + \frac{1}{2} C_d D \rho U |U| \quad (\text{VIII.7})$$

Onde  $C_m$  é o coeficiente de inércia,  $C_d$  o coeficiente de *drag* e  $A_0 = \pi D^2 / 4$  uma área circular.

Quando o fluido esta em movimento  $C_m = C_a + 1$ , onde  $C_a$  é o coeficiente de massa adicional. Nos experimentos realizados neste trabalho de tese o fluido esta parado e o corpo se movimenta, neste caso,  $C_m = C_a$ .

Introduzindo-se a velocidade  $U$  (Equação VIII.2) na Equação (VIII.7), obtém-se:

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D} = \frac{\pi}{4} C_m \frac{D \sigma}{U_m} \text{sen} \theta - \frac{C_d}{2} |\cos \theta| \cos \theta \quad (\text{VIII.8})$$

Pela regra de Fourier:

$$|\cos \theta| \cos \theta = \sum_{n=0}^{2\pi} \frac{\int_0^{2\pi} |\cos \theta| \cos \theta \cos n \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} \cos^2 n \theta d\theta}$$

$$= a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos 2\theta + a_3 \cos 3\theta + \dots$$

Onde:

$$a_n = 0 \quad \text{para } n \text{ par}$$

$$a_n = (-1)^{\frac{n+1}{2}} \frac{8}{n(n^2 - 4)\pi} \quad \text{para } n \text{ ímpar}$$

$$a_1 = \frac{8}{3\pi}, \quad a_3 = \frac{8}{15\pi}, \quad a_5 = -\frac{8}{105\pi}, \dots$$

E escrevendo:

$$B'_1 = \frac{B_1}{a_1}$$

$$B'_3 = B_3 - \frac{a_3}{a_1} B_1$$

$$B'_5 = B_5 - \frac{a_5}{a_1} B_1$$

Introduzindo estes coeficientes na Equação (VIII.4), tem-se:

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D} = A_1 \text{sen} \theta + A_3 \text{sen} 3\theta + A_5 \text{sen} 5\theta + \dots + B'_1 |\cos \theta| \cos \theta + B'_3 \cos 3\theta + B'_5 \cos 5\theta + \dots \quad (\text{VIII.9})$$

Comparando a equação (VIII.8) com a equação (VIII.9). Pode-se escrever:

$$\frac{\pi}{4} C_m \frac{D\sigma}{U_m} = A_1 + A_3 \frac{\text{sen} 3\theta}{\text{sen} \theta} + A_5 \frac{\text{sen} 5\theta}{\text{sen} \theta} + \dots \quad (\text{VIII.10})$$

$$\frac{C_d}{2} = -B'_1 - B'_3 \frac{\cos 3\theta}{|\cos \theta| \cos \theta} - \frac{B'_5 \cos 5\theta}{|\cos \theta| \cos \theta} + \dots \quad (\text{VIII.11})$$

Desenvolvendo-se as Equações (VIII.10) e (VIII.11) em função das fórmulas de ângulos múltiplos e potências de funções trigonométricas, obtém-se as equações (VIII.12) e (VIII.13) de  $C_m(\theta)$  e  $C_d(\theta)$ , respectivamente. Pode-se observar no trabalho desenvolvido por KEULEGAN e CARPENTER (1958), que a equação de  $C_d(\theta)$  está incorreta, pois o termo  $1/|\cos \theta|$  da Equação (VIII.13) lá está multiplicado por 2.

$$C_m(\theta) = \frac{2}{\pi^2} \frac{U_m T}{D} [A_1 + A_3 + A_5 + 2(A_3 + A_5) \cos 2\theta + 2A_5 \cos 4\theta + \dots] \quad (\text{VIII.12})$$

$$C_d(\theta) = -2B'_1 + \frac{1}{|\cos \theta|} [2(B'_3 - B'_5) + 4(B'_5 - B'_3) \cos 3\theta - 4B'_5 \cos 4\theta + \dots] \quad (\text{VIII.13})$$

Se  $A_3, A_5$  e  $B'_3, B'_5$  são eliminados das Equações (VIII.12) e (VIII.13), os coeficientes de inércia e de *drag* permanecem constantes para toda a fase no ciclo de onda.

$$C_m = \frac{2}{\pi^2} \frac{U_m T}{D} A_1 = \frac{2}{\pi^3} \frac{U_m T}{D} \int_0^{2\pi} \frac{F \sin \theta d\theta}{\rho U_m^2 D} \quad (\text{VIII.14})$$

$$C_d = -2B_1' = -\frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{F \cos \theta d\theta}{\rho U_m^2 D} \quad (\text{VIII.15})$$

Nos eventos que estes coeficientes variam com a fase  $\theta$  do ciclo do movimento, os valores de  $C_m$  e  $C_d$  são dados por médias ponderadas.

$$C_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} C_m(\theta) \sin^2 \theta d\theta \quad (\text{VIII.16})$$

$$C_d = +\frac{3}{8} \int_0^{2\pi} C_d(\theta) |\cos \theta| \cos^2 \theta d\theta \quad (\text{VIII.17})$$

Estas equações serão utilizadas no Anexo C no cálculo dos coeficientes de força  $C_m$  e  $C_d$  de alguns experimentos realizados neste trabalho de tese. Vale dizer que o trabalho envolvido nos experimentos e posterior análise extrapolam em muito o tempo máximo permitido para uma tese de doutorado com enfoque experimental. Não foi possível avançar na análise, embora a construção do aparato seja uma das contribuições da presente tese.

Os valores locais de  $C_m$  e  $C_d$ , de um cilindro em fluxo oscilatório, calculados a partir das Equações (VIII.12) e (VIII.13) não são constantes e variam em torno de valores médios obtidos das Equações (VIII.14) e (VIII.15).

Para escoamento oscilatório em torno de cilindro, as figuras apresentadas a seguir, extraídas do trabalho de KEULEGAN e CARPENTER (1958), apresentam para diferentes valores de  $KC$ , os valores locais de  $C_m(\theta)$  e  $C_d(\theta)$ . Os valores de  $C_m$  e  $C_d$  das legendas são calculados a partir das Equações (VIII.14) e (VIII.15), respectivamente.



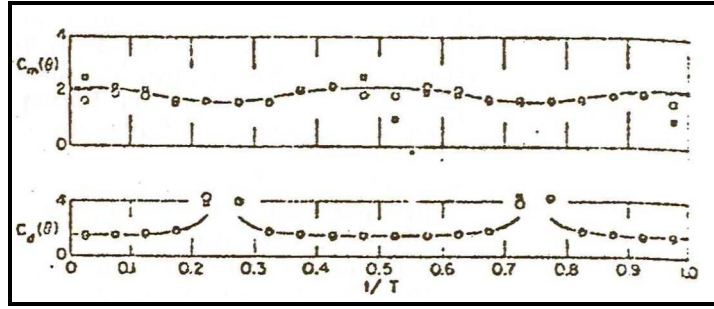


Figura VIII.1 - Variação do coeficiente de *drag* e de inércia de um cilindro durante um ciclo de onda.  $KC = U_m T / D = 3$ ,  $C_m = 2.14$  e  $C_d = 0.70$  (KEULEGAN e CARPENTER, 1958).

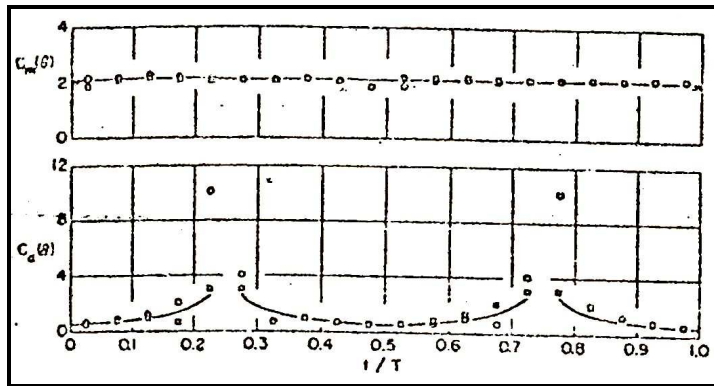


Figura VIII.2 - Variação do coeficiente de *drag* e de inércia de um cilindro durante um ciclo de onda.  $KC = U_m T / D = 44.7$ ,  $C_m = 1.76$  e  $C_d = 1.54$  (KEULEGAN e CARPENTER, 1958).

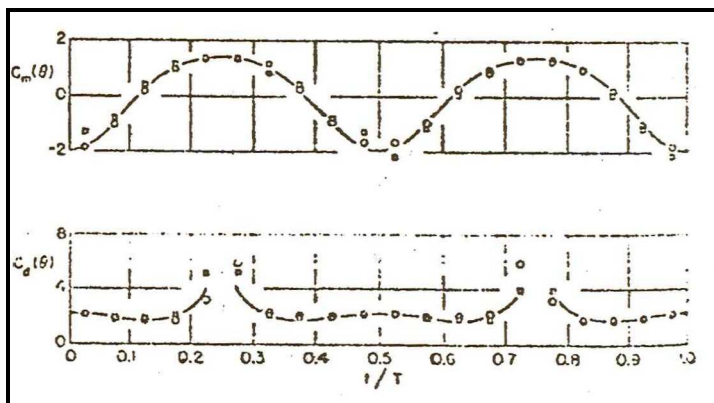


Figura VIII.3 - Variação do coeficiente de *drag* e de inércia de um cilindro durante um ciclo de onda.  $KC = U_m T / D = 15.6$ ,  $C_m = 0.50$  e  $C_d = 2.05$  (KEULEGAN e CARPENTER, 1958).

SARPKAYA (1976) determinou as forças *in-line* e transversal, em fluxo oscilatório, atuando em cilindros lisos e rugosos em números de Reynolds até  $7 \times 10^5$  e número de Keulegan Carpenter  $KC$  até 200. Os coeficientes de *drag* e inércia foram determinados através do uso da análise de Fourier (KEULEGAN e CARPENTER, 1958) e do método dos mínimos quadrados (SARPKAYA, 1976).

O método dos mínimos quadrados consiste da minimização do erro entre as medições e as forças calculadas. A análise de Fourier e o método dos mínimos quadrados levam a idênticos valores de  $C_m$  e os valores de  $C_d$  diferem pouco (SARPKAYA, 1976).

A força transversal tem sido expressa em termos de vários coeficientes (SARPKAYA, 1976). Alguns destes coeficientes são:

a) O coeficiente de *lift* máximo definido por:

$$C_l = (\text{máxima amplitude da força transversal em um ciclo}) / (0.5LD\rho U_m^2) \quad (\text{VIII.18})$$

b) O valor médio de pico para pico da força transversal normalizada como acima;

c) O valor normalizado da raiz média quadrática da força transversal.

Os resultados apresentados por SARPKAYA (1976) mostraram que para cilindros lisos, todos os coeficientes citados acima são função do número de Reynolds e do número de Keulegan Carpenter, particularmente para Reynolds maior que  $2 \times 10^4$ . Para cilindros rugosos, os coeficientes de força também dependem da rugosidade e diferem significativamente daqueles correspondentes a cilindros lisos.

As Figuras VIII.4 e VIII.5, obtidas dos experimentos de SARPKAYA(1976), mostram os coeficientes  $C_d$  e  $C_m$  em função do número de Reynolds para vários valores de  $KC$ . Estas figuras mostram que  $C_d$  depende de  $KC$  e  $Re$  e decresce com o aumento de Reynolds para um dado  $KC$ , e que  $C_m$  aumenta com o aumento de Reynolds. É interessante notar que os dados de KEULEGAN e CARPENTER (1958),

VIII.7, indicam uma tendência oposta para  $C_m$ . O coeficiente de *lift* máximo, para cilindros lisos, é apresentado na Figura VIII.8 (SARPKAYA, 1976).

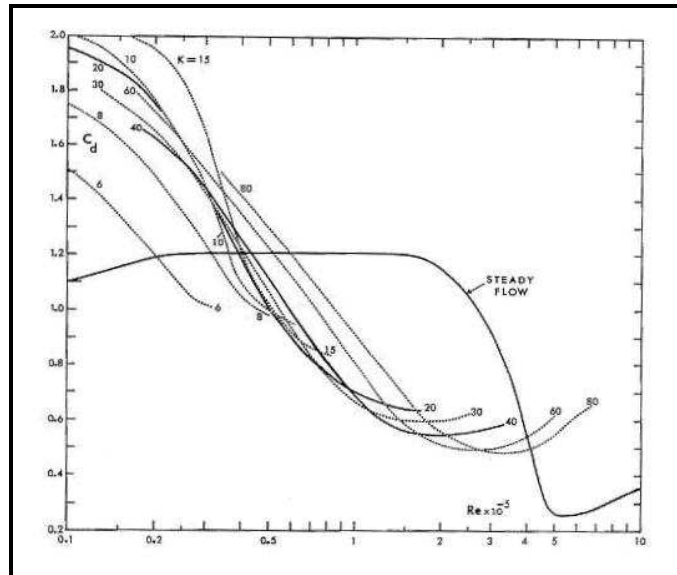


Figura VIII.4 - Coeficiente de *drag* ( $C_d$ ) em função do Número de Reynolds ( $Re$ ) para valores constantes de  $KC$  (SARPKAYA, 1976).

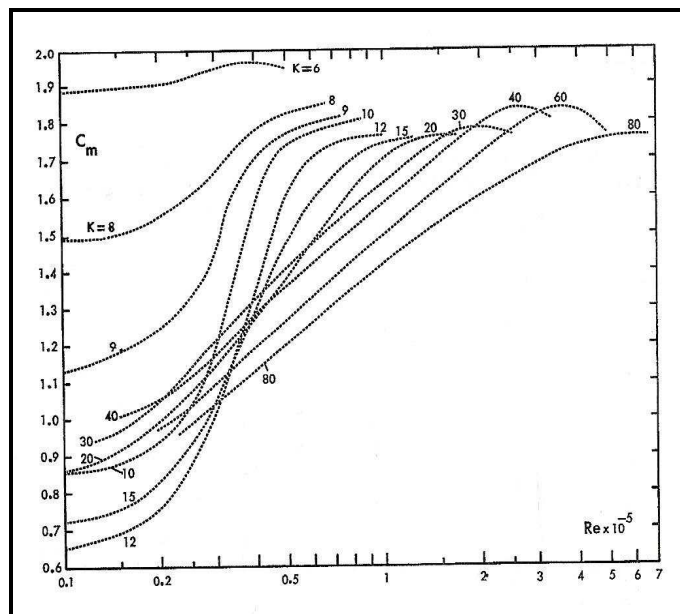


Figura VIII.5 - Coeficiente de inércia ( $C_m$ ) em função do Número de Reynolds ( $Re$ ) para valores constantes de  $KC$  (SARPKAYA, 1976).

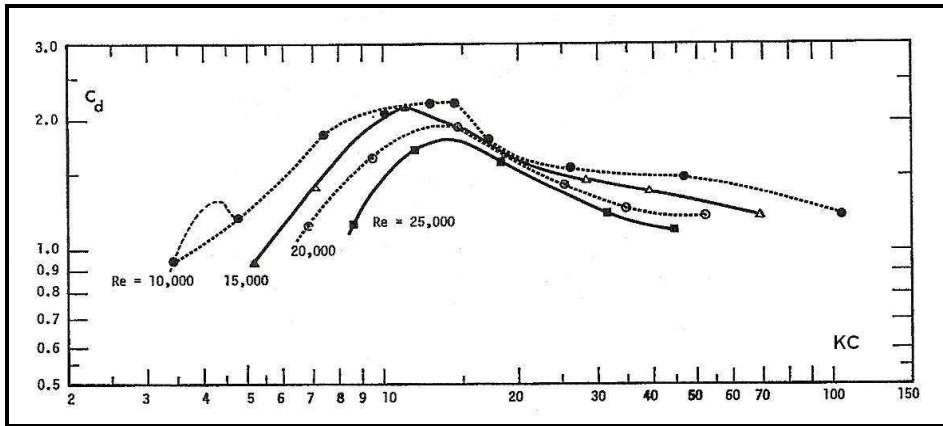


Figura VIII.6 - Coeficiente de *drag* ( $C_d$ ) em função do número de  $KC$  para valores constantes de Reynolds (KEULEGAN e CARPENTER, 1958).

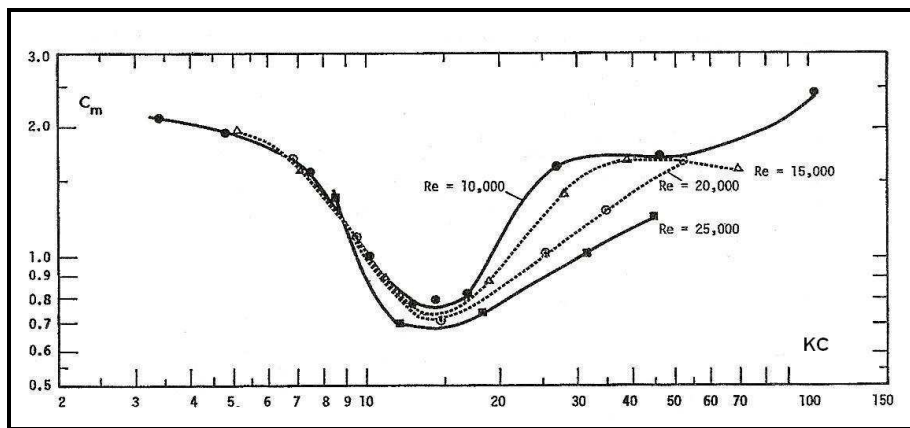


Figura VIII.7 - Coeficiente de inércia ( $C_m$ ) em função do número de  $KC$  para valores constantes de Reynolds (KEULEGAN e CARPENTER, 1958).

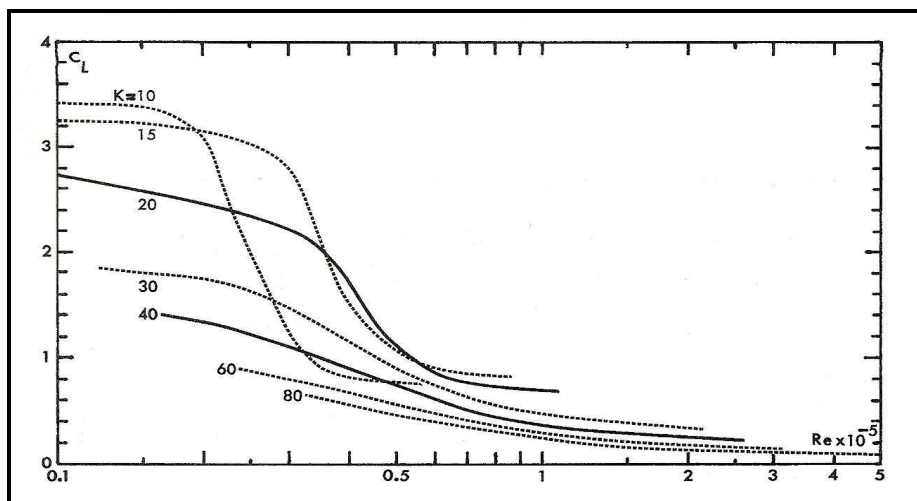


Figura VIII.8 - Coeficiente de *lift* versus Número de Reynolds para valores constantes de  $KC$  (SARPKAYA, 1976).

Na presente tese se avançou nas medições do caso do cilindro sem oscilação transversal conforme mostrado no Anexo C. É interessante notar que o  $KC$  deste experimento foi igual a 20, ou seja, tem-se o caso de massa adicional negativa, o que foi de fato resgatado pela tese. Essa massa adicional negativa ( $C_a$ ) ocorre tanto em SARPKEYA (1976) (Figura VIII.5) quanto em KEULEGAN e CARPENTER (1958) (Figura VIII.7). Lembrar que nestes trabalhos  $C_m = C_a + 1$  porque o fluido esta em movimento.

### **VIII.3 - EXPERIMENTO E CÉLULA DE CARGA**

Projetou-se para medição das forças do experimento uma célula de carga que foi colocado em uma das extremidades do cilindro (Figura VIII.9). A célula de carga (Figura VIII.10) possui lâminas internas que são instrumentadas com strain gages (extensômetro elétrico resistivo) de forma a se medir as forças nas direções vertical e horizontal simultaneamente. A Figura VIII.11 mostra partes da célula de carga com as lâminas encaixadas e a Figura VIII.12 mostra o detalhe da lâmina com o strain gage colado.

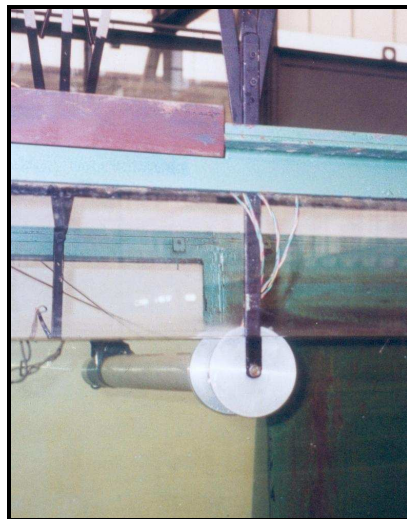


Figura VIII.9 - Foto da célula de carga.



Figura VIII.10 - Célula de carga projetada e construída para a presente tese.

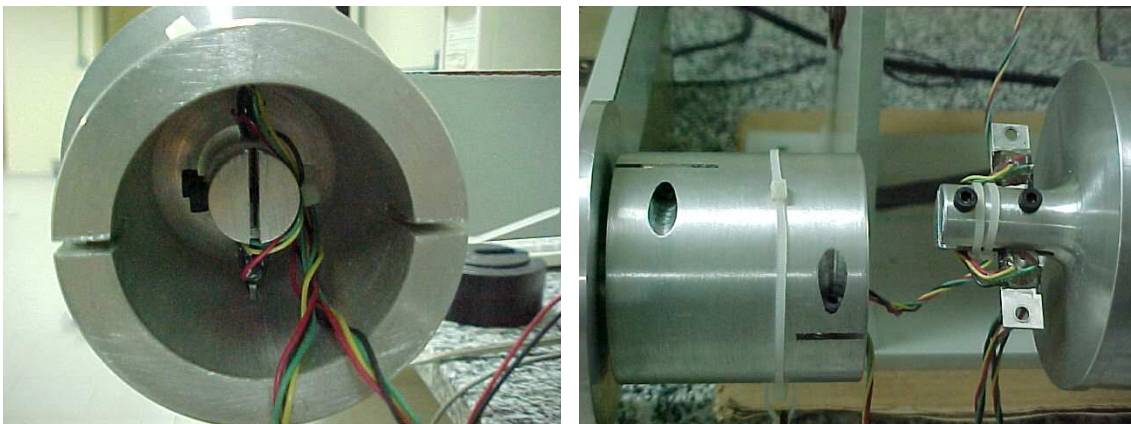


Figura VIII.11 - Foto da célula de carga desmontada.

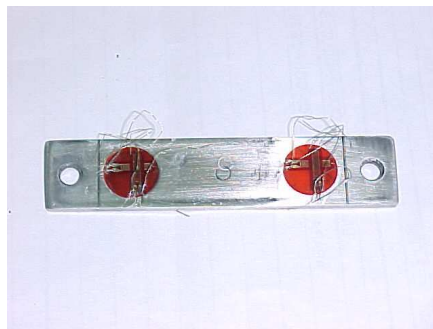


Figura VIII.12 - Lâmina com strain gages colados.

Foi necessário proteger os strain gages para não se danificarem pois ficam em contato direto com a água. Para o isolamento dos strain gages utilizou-se um tipo de material vulcanizado. O strain gage utilizado foi uniaxial do tipo KF6-5-120-D16-11, com fator 2.15 e resistência de  $119.8 \Omega$ .

O extensômetro é colado em local cuja deformação (sinal) seja proporcional à variável medida. Qualquer variável mecânica que possa ser expressa por uma força ou momento pode ser medida por extensômetro. As deformações nos extensômetros podem ser grandes o suficiente para valores baixos da variável medida (indicação precisa do sinal de saída no registrador ou gravador). Não tão grande a ponto de causar não linearidades ou vida útil abreviada do extensômetro.

A célula de carga é de alumínio e foi projetado para se adaptar a dois cilindros de diâmetros diferentes. Ela é posicionado em umas das extremidades do cilindro através de um flange adaptável a cada diâmetro (Figura VIII.9). Esta etapa de definição do projeto da célula de carga foi trabalhosa e consumiu um grande tempo, pois era necessário construir uma célula de carga cujas lâminas, horizontal e vertical, não tivessem nenhuma ligação entre si. De forma que a força atuando em uma direção não enrijecesse a lâmina na outra direção impedindo-a de se deformar. Foram colados extensômetros em lâminas de diferentes espessuras para testar qual seria a mais adequada para a intensidade da força a ser medida. A lâmina mais grossa, de 2 mm de espessura, é colocada na horizontal sendo instrumentada com strain gages de forma a se medir a força na vertical. A lâmina na vertical é mais fina, com 1mm de espessura e, portanto, mais sensível, sendo instrumentada para medição da força na horizontal. Foi utilizado na vertical uma lâmina mais fina, pois não sabemos a ordem de grandeza da força nesta direção e como é uma lâmina bem sensível se deforma com pequenas forças.

Para calibração das lâminas, horizontal e vertical, aplicou-se na célula de carga pesos conhecidos, conforme Figura VIII.13, e determinou-se a voltagem correspondente registrada no voltímetro para cada lâmina. Traçou-se um gráfico com os pontos Peso (g) x mV e ajustou-se uma reta por estes pontos. O fator de calibração do ensaio é obtido do coeficiente angular da reta. O fator de calibração da lâmina vertical é 2.94 e o da lâmina horizontal 13.4.



Figura VIII.13 - Calibração da célula de carga.

Dentro do escopo da tese desenvolveu-se o programa *Currentless VIV* (NOVAES, 2005a) para a aquisição dos dados. A Figura VIII.14 apresenta a tela do programa. Além da célula de carga para medição das forças foram colocados no cilindro acelerômetros para medir a aceleração na vertical, direção do movimento imposto, e horizontal, direção transversal ao movimento imposto. Observa-se na tela do programa (Figura VIII.14) o sinal de aquisição da força vertical e horizontal e o sinal de aquisição da aceleração vertical e horizontal. O sinal da velocidade foi obtido integrando o sinal da aceleração. A frequência de amostragem foi de 300 Hz, a frequência de corte 10 Hz e o tempo total da amostragem é de 40 segundos. Foi instalado no aparato um sensor magnético para indicar o início do ciclo.



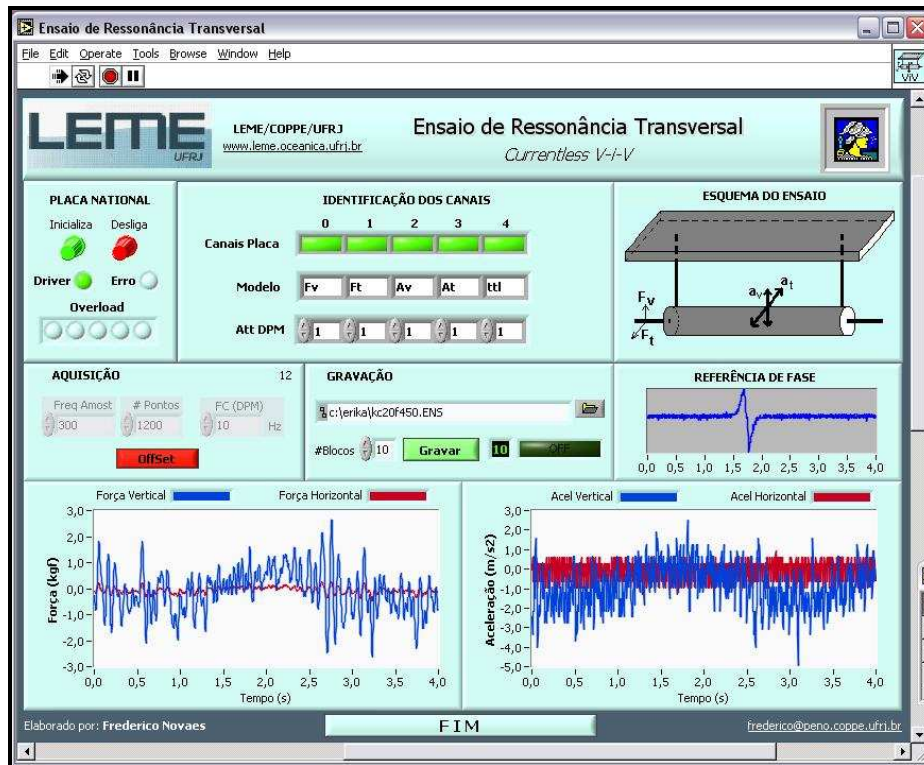


Figura VIII.14 - Tela do programa de aquisição dos dados programado pela presente tese.

Alguns resultados preliminares com consideração a respeito dos filtros digitais a serem usados neste sistema dinâmico seguem no Anexo C.

## ***CAPÍTULO IX***

### ***CONCLUSÕES***

#### ***IX.1 - CONCLUSÕES***

A seguir são apresentadas as principais conclusões sobre o fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade (VSIV) obtidas dos experimentos realizados nesta tese, com um cilindro sujeito a um movimento oscilatório regular, e das análises das medições do *riser* monitorado da P18 na região próxima ao TDP, onde as vibrações transversais resultantes do movimento próprio do *riser* são significativas.

- O experimento mostrou de forma clara como é possível gerar o VSIV através da excitação da estrutura e não através da excitação do fluxo. Além disso, identificou os parâmetros adimensionais a serem levados em conta, ou seja, o número de Keulegan Carpenter  $KC$ , a Velocidade Reduzida  $V_r$ , a Razão de Massa  $M$ , o Parâmetro de Estabilidade  $K_s$ , a Frequência Relativa  $N = f_r / f_e$  e a relação  $\frac{f_r}{f_n}$ .
- A vibração do cilindro ensaiado nesta tese é uma combinação da resposta em mais de uma faixa de frequência, com frequências de vibração transversal  $f_r = f_e$  e  $f_r = Nf_e$ , onde  $N$  é o número de vibrações por ciclo ou o número de bolotas formadas pela trajetória combinada pela excitação e a auto indução do movimento transversal. Ao separarmos a resposta de cada faixa de frequência, observamos claramente as bolotas formadas.
- Nos ensaios apresentados por SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) o número de vibrações por ciclo  $N$  ocorre separadamente (Ziguezague das Figuras II.15 e II.17), porém este número difere nestes dois

ensaios e acontecem em diferentes valores de  $V_r$ . Nos experimentos realizados durante o trabalho da tese a estrutura responde em mais de uma faixa de frequência de resposta e o número de vibrações por ciclo  $N$  acontece simultaneamente, como apresentado no item anterior. Mas através de uma análise espectral desenvolveu-se um método de separação do número de vibrações por ciclo por faixa de frequência.

- A diferença nos resultados apresentados neste trabalho e os desenvolvidos por SUMER e FREDSON (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) poderia ser explicada pelo tipo de aparato, pois o aparato desenvolvido durante o trabalho da tese é mais flexível. Como se verificou no comportamento da resposta do *riser* da P18 na maioria dos dados analisados não se visualiza as bolotas formadas, pois a vibração da estrutura é uma combinação da resposta em mais de uma faixa de frequência e as bolotas acontecem simultaneamente, repetindo o que aconteceu nos experimentos do LOC/COPPE/UFRJ.
- Como descrito anteriormente, os resultados encontrados durante os trabalhos da tese são um pouco diferentes dos obtidos por SUMER e FREDSON (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994). Mas a característica do comportamento radial do gráfico  $f_r / f_n \times V_r$  é a mesma. Uma outra característica comum é o comportamento quantitativo da resposta. Ou seja, a estrutura vibra transversalmente formando  $N$  bolotas.
- Pela discussão apontada e comparação com os experimentos torna-se claro que há ocorrência de VSIV no SCR da P18. Esse fato é de suma importância já que o VSIV não é levado em conta na verificação à fadiga.
- A amplitude máxima de vibração transversal, ou seja, de VSIV, para o *riser* da P18 foi da ordem de um diâmetro.

- Os maiores valores de  $KC$  para o *riser* da P18, calculados a partir da expressão para fluxo oscilatório irregular em função do RMS de velocidade, são da ordem de  $KC=10$ .
- No caso da P18, onde a excitação é irregular, para  $KC=10$  o *riser* vibra transversalmente na mesma frequência da excitação  $f_e$  e com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$  e  $f_r = 3f_e$ , formando na trajetória do deslocamento Y x Z duas e três bolotas.
- Em geral quanto maior o parâmetro de estabilidade, maior é o amortecimento e menor é a vibração transversal. Comparando, para  $KC=10$ , a amplitude máxima de vibração transversal dos ensaios realizados nesta tese, dos dados de medição da Garrafa 4 e dos experimentos estudados por SUMER e FREDSOE (1988) e KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), verifica-se que ela é maior para o *riser* da P18, que apresenta menor parâmetro de estabilidade em relação aos ensaios.
- Observou-se nos dados de medição da Garrafa 4 de monitoração do *riser* da P18 que quando a excitação (direção Z) corresponde a uma onda de *Swell* verifica-se na resposta transversal do *riser* características do VSIV. Por exemplo, para um dado de medição com excitação da ordem de 13.5 s ( $f_e = 0.074$  Hz) o *riser* da P18 respondeu transversalmente com frequências de resposta (direção Y)  $f_r = f_e$  e  $f_r = Nf_e$  com  $N=2$  e  $N=3$ . Esta característica foi observada em vários dados de medição da Garrafa 4. Portanto, o presente trabalho tende a concluir que o VSIV é gerado pelo *Swell*.
- Observa-se nos ensaios realizados nesta tese e nos dados de medição do *riser* da P18 que o fenômeno de vibração auto induzida por vorticidade é instável, pois apresenta períodos de repouso e diminui a amplitude de vibração transversal em certos intervalos da excitação. Considerando, no cálculo da vida à fadiga, que a vibração ocorre durante toda a excitação e com amplitudes significativas

estamos majorando o dano, pois como citamos anteriormente, a vibração transversal diminui significativamente de amplitude de vibração em certos intervalos da excitação, além de apresentar períodos de repouso.

- O dano máximo à fadiga para o *riser* P18 devido ao VSIV, calculado utilizando a metodologia simplificada não conservativa proposta nesta tese, não é desprezível, podendo limitar a vida útil da estrutura. Portanto, podemos concluir que VSIV deve ser considerado no projeto de *risers*, pois pode causar um dano significativo na estrutura, principalmente, na região próxima ao TDP.

## ***IX.2 - DETALHES QUANTITATIVOS***

- Para  $KC=10$  o cilindro vibra transversalmente com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$ , com  $N=2$  sobre todo o intervalo de  $V_r$  ensaiado.
- Para  $KC=20$  o cilindro vibra com uma frequência de resposta  $f_r = 3f_e$  e com  $f_r = 5f_e$ , com  $N=3$  e  $N=5$  para todo  $V_r$  ensaiado e para valores de  $V_r \geq 14$  o cilindro também responde com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$ .
- Para  $KC=30$  o cilindro vibra com uma frequência de resposta  $f_r = 4f_e$  e com  $f_r = 6f_e$ , com  $N=4$  e  $N=6$  para todo  $V_r$  ensaiado e para valores de  $V_r \geq 14$  o cilindro também responde com  $f_r = 3f_e$ .
- Para  $KC=20$  e para a maioria dos valores de  $V_r$  ensaiados, a frequência de resposta dominante, ou seja, a frequência onde se concentra a maior energia no espectro de resposta, é  $f_r = 3f_e$ , e nos gráficos de deslocamento Y x Z observa-se, sem separar a resposta por faixa de frequência, a tendência de se formar 3 bolotas.

- Para  $KC=30$  e para a maioria dos valores de  $V_r$  ensaiados, a frequência de resposta dominante, ou seja, a frequência onde se concentra a maior energia no espectro de resposta, é  $f_r = 4f_e$ , e nos gráficos de deslocamento Y x Z observa-se, sem separar a resposta por faixa de frequência, a tendência de se formar 4 bolotas.
- Observa-se nos dados de medição da Garrafa 4 que para  $KC=10$  o riser responde para alguns intervalos de medição na frequência de resposta  $f_r = 2f_e$ , formando duas bolotas, mas em outros intervalos de medição responde, para  $f_r = 3f_e$ , formando 3 bolotas.
- Nos experimentos conduzidos por KOZAKIEWICZ *et al.* (1994) em fluxo oscilatório irregular, para  $KC=10$  a estrutura, da mesma forma que o riser da P18, vibra transversalmente com uma frequência de resposta  $f_r = 2f_e$  e  $f_r = 3f_e$ .
- A partir dos dados de medição obtidos dos ensaios realizados nesta tese observa-se que para  $KC=10$  o cilindro vibra transversalmente a partir de  $V_r = 4.5$ , para  $KC=20$  a partir de  $V_r = 5.5$  e para  $KC=30$  a partir de  $V_r = 6.5$ .
- Observa-se nos gráficos de amplitude resposta dos ensaios realizados nesta tese um pico na amplitude de resposta para  $KC=10$  quando a relação  $f_r / f_n$  é próxima a 1, para  $KC=20$  quando a relação  $f_r / f_n \approx 1$  e  $N=3$  e para  $KC=30$  quando  $f_r / f_n \approx 1$  e  $N=4$ .
- Comparando, para  $KC=20$  e  $KC=30$ , a amplitude máxima de vibração transversal dos ensaios realizados nesta tese e dos experimentos conduzidos por SUMER e FREDSOE (1988), KOZAKIEWICZ *et al.* (1994), observa-se que a amplitude máxima ocorre para os experimentos de SUMER e FREDSOE

(1988), que apresenta menor parâmetro de estabilidade em relação aos dois ensaios. Para  $KC=20$  a amplitude máxima ocorre com valor de  $2A/D = 1.6$  e para  $KC=30$  com  $2A/D = 1.4$ .

- Observando o gráfico de  $f_r / f_n$  x  $V_r$  do *riser* da P18, verifica-se que ele segue uma linha com a relação  $f_r / f_n$  próxima a 1. Este comportamento é explicado porque haverá sempre uma frequência natural,  $f_n$ , próxima à frequência de resposta  $f_r$ .

### ***IX.3 - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS***

Seguem a seguir algumas sugestões para trabalhos futuros:

- Continuar a pesquisa dos coeficientes de força;
- Realizar novos experimentos com um aparato mais sofisticado, com menos atrito e mais rígido;
- Realizar ensaios para visualização do escoamento;
- Realizar ensaios para maiores números de  $KC$ ;
- Realizar ensaios considerando movimento oscilatório irregular;
- Desenvolver código de CFD para análise do VSIV;
- Consolidar a metodologia de cálculo do dano à fadiga devido ao VSIV.

## **CAPÍTULO X**

### **BIBLIOGRAFIA**

- ANAND, M. M., *Free span vibrations of submarine pipelines in steady and wave flows*. Thesis (Dr. Eng. Degree), Div. of Port and Ocean Engineering, The Uni. Of Trondheim, The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway, 1985.
- BEARMAN, P. W., 1984, Vortex Shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Rev. Flui Mech.*, 16:195-222.
- BLEVINS, R.D., *Flow Induced Vibration*, New York: Van Nostrand Reinhold, 1994
- CASAPRIMA, E. C., 2001, *High Frequency Dynamic Response of Marine Risers with Application to Flow-Induced Vibration*, Ph. D. Thesis, Dept of Ocean Eng., MIT, USA.
- CUNFF, C. LE, BIOLLEY F. and DAMY, G., “Experimental and Numerical Study of Heave Lateral Motion (HILM). Halkidiki, Greece, 12-17 June 2005.
- CHANG, M., ISHERWOOD, M., 2003, Vortex-Induced Vibrations of Steel Catenary Risers and Steel Offloading Lines due to Platform Heave Motions, *Offshore Technology Conf. Paper No. OTC 15106*, Houston, Texas, May 5-8.
- CHEN, S. S., 1987, *Flow induced vibrations of circular cylindrical structures*. Hemisphere Publishing Corporation.
- FALCO, M; FOSSATI, F., and RESTA F, “On the Vortex Induced Vibration of Submarine Cables: Design Optimization of Wrapped Cables for Controlling Vibrations, *3<sup>rd</sup> International Symposium on Cable Dynamics, Trondheim, Norway, 1999*.
- FENG, C.C., 1968, The measurement of vortex-induced effects on flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders. M.Sc. Thesis. The University of British Columbia.
- FERNANDES, A. C, *Comunicação Particular*, 1996.



- FERNANDES, A.C., MOURELLE, M.M., SERTÃ, O.B., PARRA, P.H.C.C.; and SILVA, S.; *Hydrodynamic Coefficients in the Design of Steel Catenary Risers*; XVI International Symposium on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE); Yokohama, Japão, 1997;
- GRIFFIN, O. M., 1981, OTEC cold water pipe design for problems caused by vortex excited oscillations. *Ocean Engineering*, 8(2):129-209.
- FRANCISS, R., 1999, *Vibrações Induzidas por Vórtices em Membros Esbeltos de Estruturas Offshore Flutuantes*, Tese de Doutorado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ.
- FRANCISS, R., 2001, *Vortex Induced Vibration Monitoring System in the Steel Catenary Riser of P-18 Semi-Submersible Platform*, OMAE2001-1164.
- GONZALEZ, R.C., e WOODS, R.E; 1993, *Digital Image Processing*.
- GRIFFIN, O. M., *Flow Induced Oscillations of OTEC Mooring and Anchoring Cables: State of the Art*. Naval Research Laboratory Washington, D. C., Memorandum Report 4766. May 27, 1982.
- IMAQ VISION, 2000, *Concepts Manual*., National Instruments Corporation.
- IWAN W.D., Blevins R. D., “A Model for Vortex Induced Oscillation of Structures”, *Journal of Applied Mechanics*, September 1974
- JIP – HCR Phase 2, 1999, *Higly Compliant Rigid Riser Large Scale Model Test an Analysis JIP, Time-Domain Algorithm Development*.
- JORDANI, C. G., 2002, *Metodologia para Projeto Conceitual de uma Plataforma Tipo Spar Buoy com Armazenamento e Investigação do Controle de VIV através da Porosidade*, Tese de Mestrado, Programa de Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ.
- KEULEGAN, G. H., CARPENTER, L. H., 1958, “Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid”, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, Research Paper No. 2857, v.60, n.5 (May).
- KING, R., 1977, A review of vortex shedding research and its application. *Ocean Engineering*. 4:141-172.

- KING, R., 1974a, Vortex excited structural oscillations of a circular cylinder in flowing water. Ph.D. Thesis. Loughborough University of Technology, U.K., July 1974.
- KING, R., 1974b, Vortex excited structural oscillations of a circular cylinder in steady currents, 6th Annual Offshore Technology Conf. Paper No. OTC 1948, Houston, Texas, May 6-8, pp.143-154.
- KOZAKIEWICZ, A., SUMER, B. M., FREDSOE, J., 1994, “ Cross-flow vibrations of cylinders in irregular oscillatory flow. ASCE, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 120(6):515-534.
- LE CUNFF, C., BIOLLEY, F., and DAMY, G., “Experimental and Numerical Study of Heave-Induced Lateral Motion (HILM)”. *24 th International Conference on Offshore Mechanics and Artic Engineering*, OMAE2005, Halkidiki, Greece, 12-14 June 2005.
- LEMOS, C. A. D., 2005, Análise de Fadiga em Risers Flexíveis, Tese de Doutorado, Programa de Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ.
- MEIROVITCH, L., *Elements of Vibration Analysis*, Mc Graw-Hill, 1975.
- MOURELLE, M. M., CASAPRIMA, E., JACOB, B., P., “Anflex – Computacional System for Flexible and Rigid Riser Analysis”, Proc. 9<sup>th</sup> Int. Symposium on Offshore Engineering, Rio de Janeiro, 1995.
- NOVAES, F., 2005a, Programa de Aquisição, COPPE/UFRJ.
- NOVAES, F., 2005b, Programa para Cálculo dos Coeficientes, COPPE/UFRJ.
- ORCAFLEX, Manual Version 8.7c, Orcina, 2005.
- PANTAZOPOULOS, M. S., 1994, Vortex-induced parameters, Critical Review. Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Offshore Mechanics Artic Engineering, OMAE, 1:199-255.
- PARK, Y., “The response and the lift force analysis of a cylinder oscillating in still water”, PhD thesis, Department of Engineering Science and Mechanics, Iowa State University, Ames, Iowa, 1981.
- PETROBRAS, 2006, Manual Teórico do programa ANFLEX

- PETROBRAS, 2000, Manual do programa POSSINAL.
- ROITMAN, N., MAGLUTA, C., 2001, Processamento e Análise dos dados de Monitoração do SCR, COPPE/UFRJ.
- SANTOS, C. P., 2005, *Análise de Estruturas Esbeltas Offshore Sujeitas a Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV)*, Tese de Doutorado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.
- SARPKAYA, T., 1976, “In-Line and Transverse Forces on Cylinders in Oscillatory Flow at High Reynolds Numbers”. *Offshore Technology Conference*, Paper No. OTC 2533, Dallas, Texas, May 3-6.
- SARPKAYA T., 1977, Hydroelastic Response of flexibly Mounted Cylinders in Harmonic Flow, OTC paper No-2897, May 2-5, Houston, Texas.
- SARPKAYA T., SHOAFF R. L., “Inviscid Model of Two Dimensional Vortex Shedding by a Circular Cylinder”. Article No. 79-0281R, *AIAA journal*, 17, no. 11, 1193-1200, 1979.
- SARPKAYA, T., 1979, Vortex induced oscillations- A selective review. *J. Appl. Mech. Trans. of ASME*. 46:241-258.
- SIQUEIRA, C. M., VILAÇA, R., NASCIMENTO, F., et al., 2002, “Medição de Movimento por Imagem”. *19º Congresso Nacional de Transporte Marítimos, Construção Naval e Offshore*.
- SIQUEIRA, C. M., 2005, Programa de Medição, COPPE/UFRJ.
- SUMER, B.M and FREDSON, J., *Transverse Vibrations of an Elastically Mounted Cylinder Exposed to an Oscillating Flow*, *J. Offshore Mechanics and Artic Enginneering*, ASME, 110:387-394, 1988.
- SUMER, B.M and FREDSON, J., 1997, *Hydrodynamics Around Cylindrical Structures*. Singapore, World Scientific.
- TSAHALIS, D. T., 1984, Vortex-induced vibrations of a flexible cylinder near a plane boundary exposed to steady and wave-induced currents. *Trans. ASME, J. Energy Resources Technology*, 106:206-213.
- VANDIVER, J.K. and Li Li, 2000, *SHEAR7 V4.0 Program Theoretical Manual*, Technical Report, MIT, Cambridge, Massachussets, USA.

VANDIVER, J.K. and Li Li, 2005, *SHEAR7 V4.4 Program Theoretical Manual*, Technical Report, MIT, Cambridge, Massachusetts, USA.

VANDIVER, J. K., “Dimensionless parameters important to the prediction of vortex induced vibrations of long flexible cylinders in ocean currents”, *J. of Fluids Structures* 7, pp.423-455, 1993.

VIKESTAD, K., 1998, *Multi-Frequency Response of a Cylinder Subjected to Vortex Shedding and Support Motions*, Ph. D. Thesis, Dept of Marine Structures, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norwegian.

WOTTON, L. R., The oscillation of a large circular stacks in wind, *Proc of Institution of Civil Engineers*, London, 43:573-598., 1969.

## *ANEXOS*

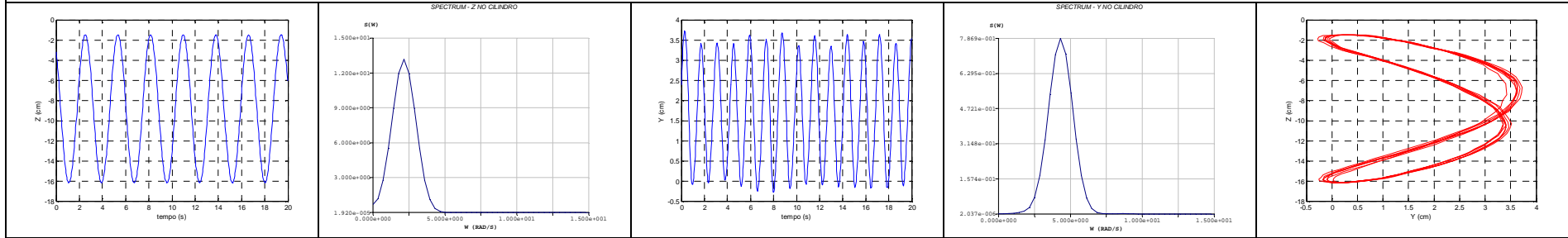
## **ANEXO A – RESULTADOS DOS ENSAIOS**

Os resultados a seguir são apresentados para  $KC=10$  e cilindros com diâmetros  $D=5\text{ cm}$  e  $D=10\text{ cm}$  e para  $KC=20$  e  $KC=30$  com cilindro de diâmetro  $D=5\text{ cm}$ .

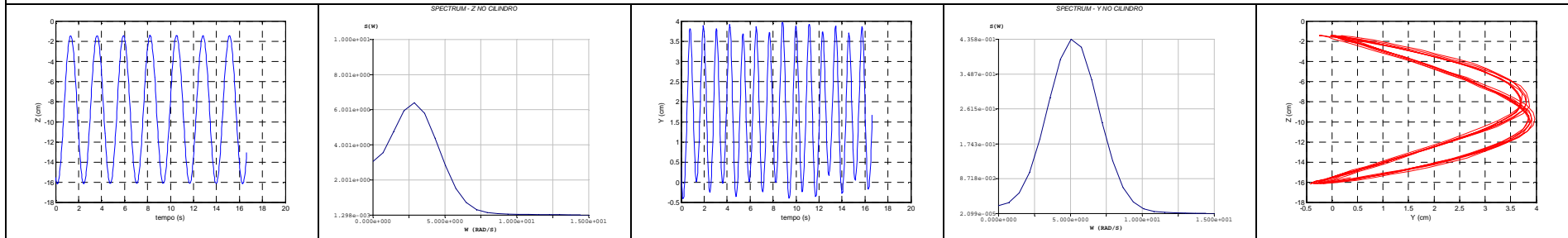
Para cada valor de Velocidade Reduzida ( $V_r$ ) é apresentado na primeira linha da tabela o gráfico da série temporal do deslocamento na direção Y (direção transversal) para todas as frequências de resposta e o correspondente espectro, na segunda linha a série temporal do deslocamento na direção Y com as frequências mais altas, resultantes da vibração do aparato, filtradas. Quando o espectro do deslocamento na direção Y tem mais de uma faixa de frequência dominante são apresentados nas linhas seguintes os gráficos do deslocamento na direção Y por faixa de frequência de resposta com seus correspondentes espectros. Em cada linha da tabela é apresentada a série temporal na direção Z (direção da excitação) e a trajetória do deslocamento no plano YZ para a faixa de resposta.

## A.1 - Resultados para o cilindro com $D=5$ cm e $KC=10$

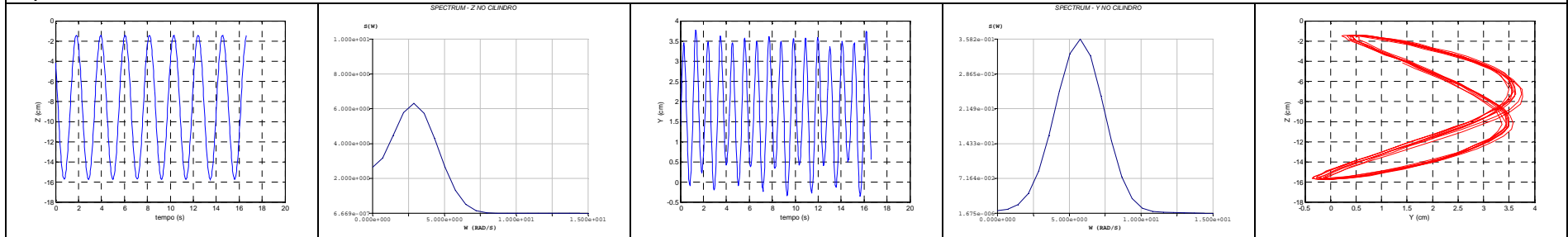
$V_r = 4.5$



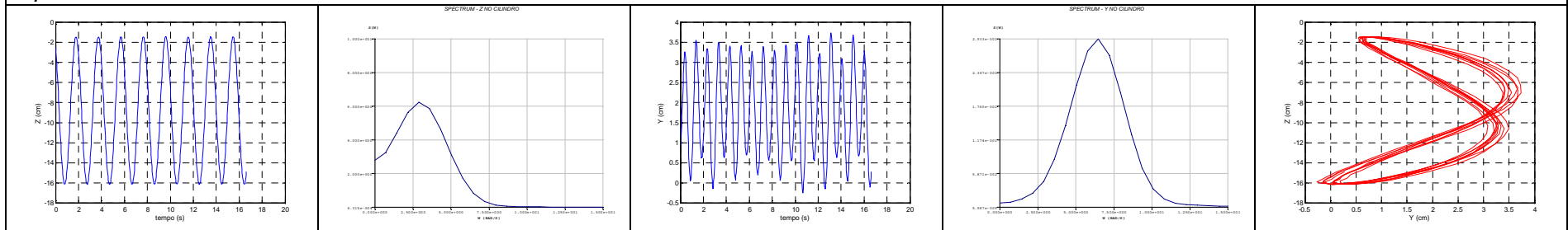
$V_r = 5.5$



$V_r = 6.0$

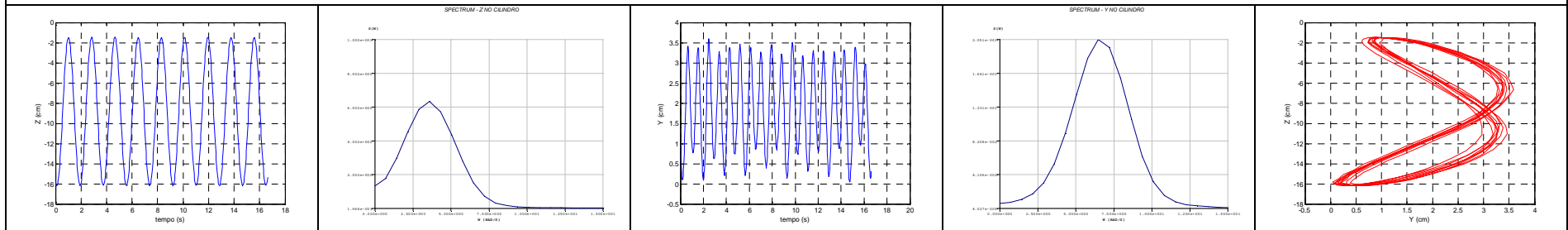


$V_r = 6.5$

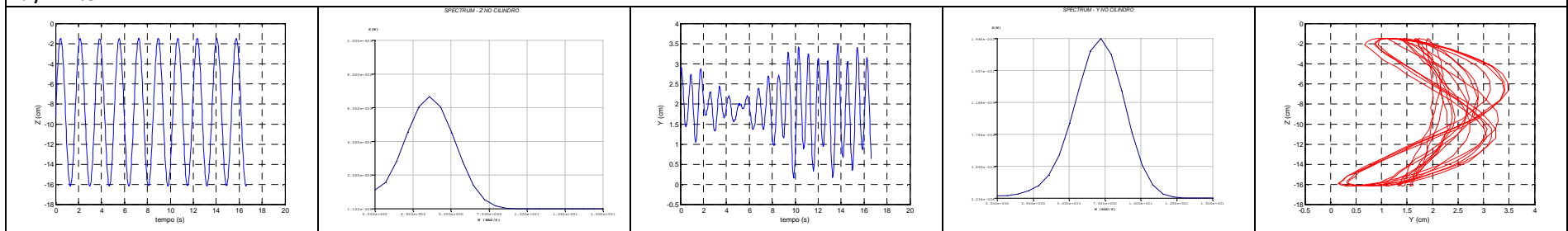




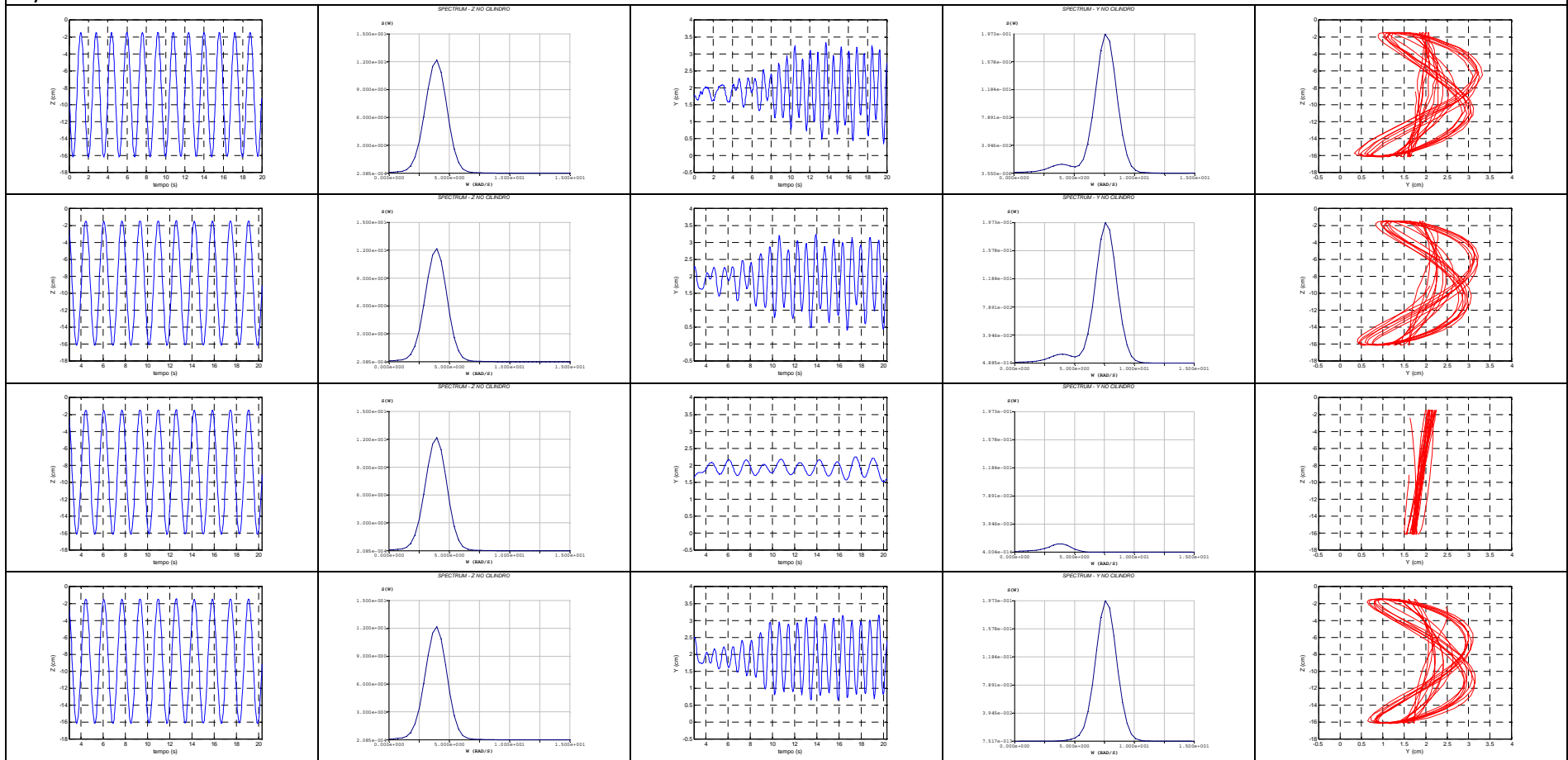
$V_r = 7.0$



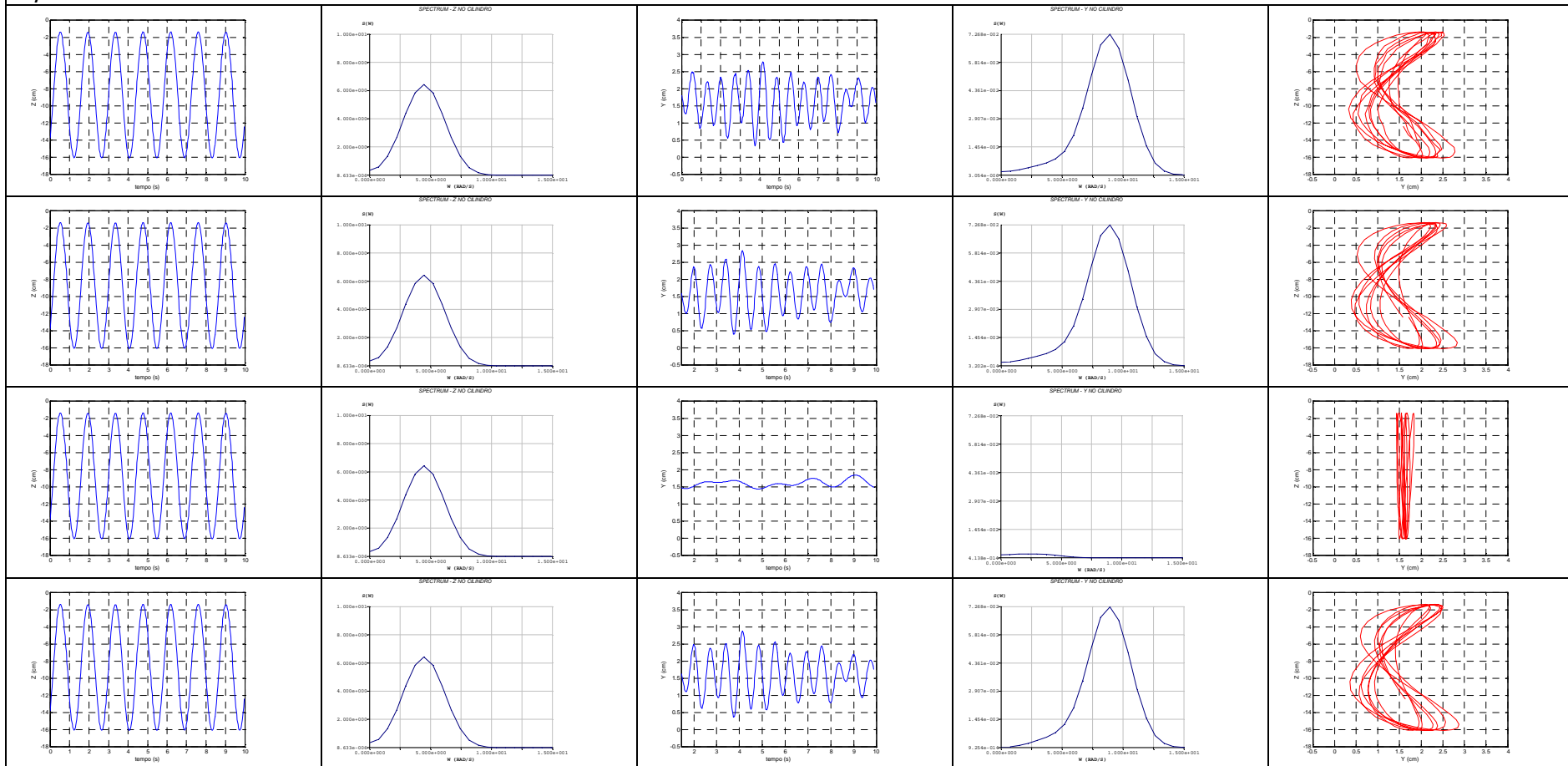
$V_r = 7.5$



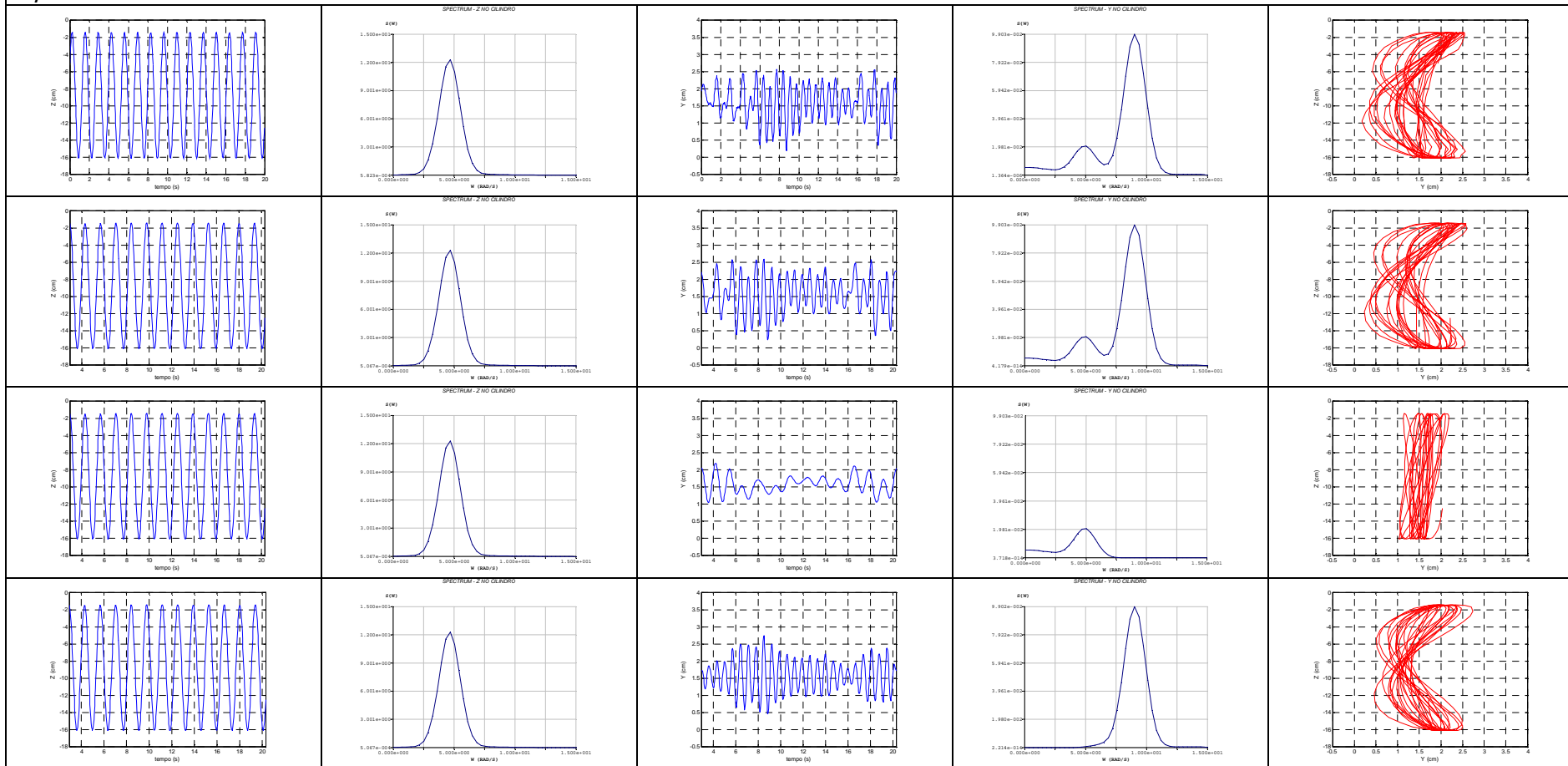
$V_r = 8.0$



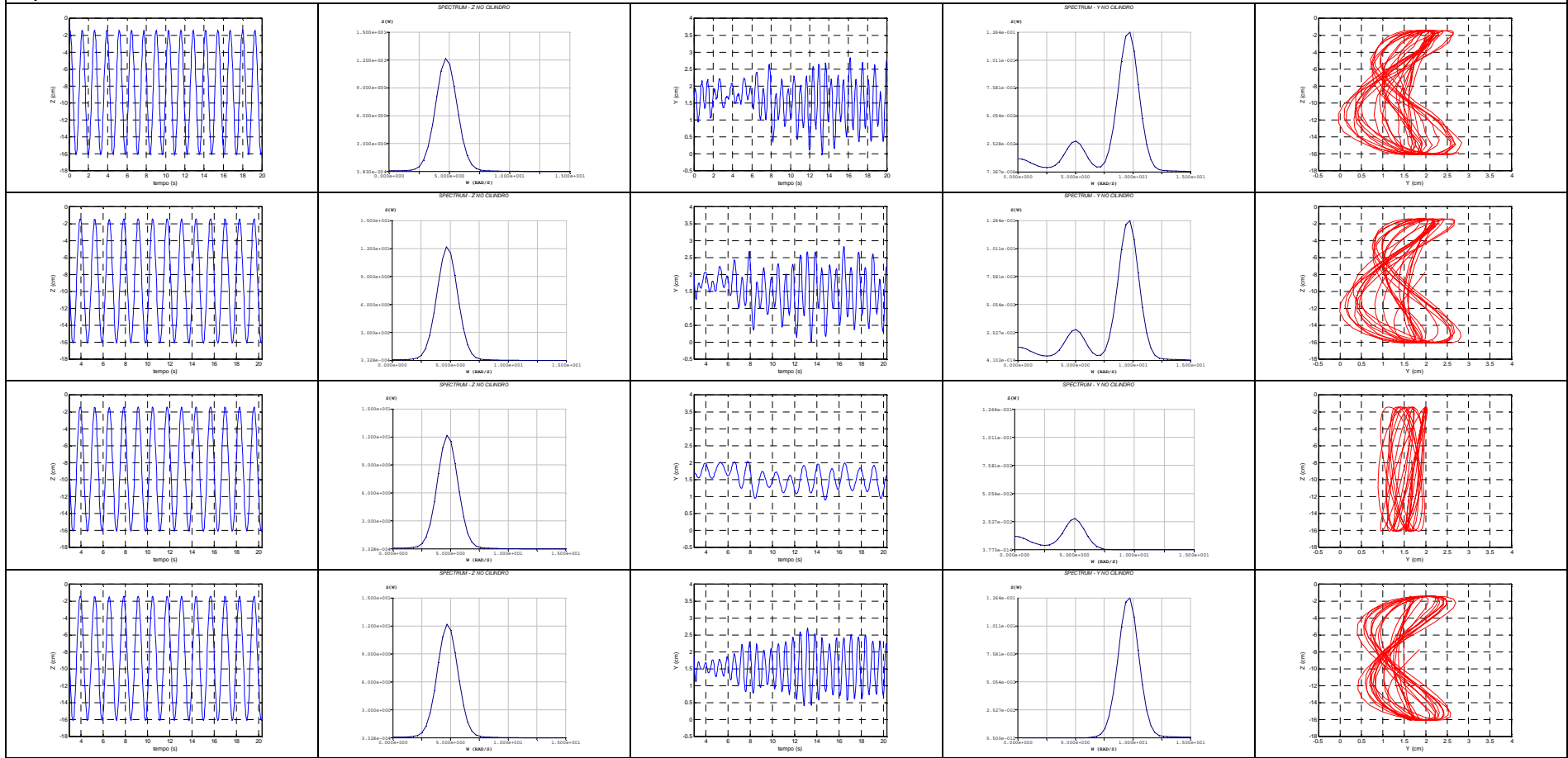
$V_r = 9.0$



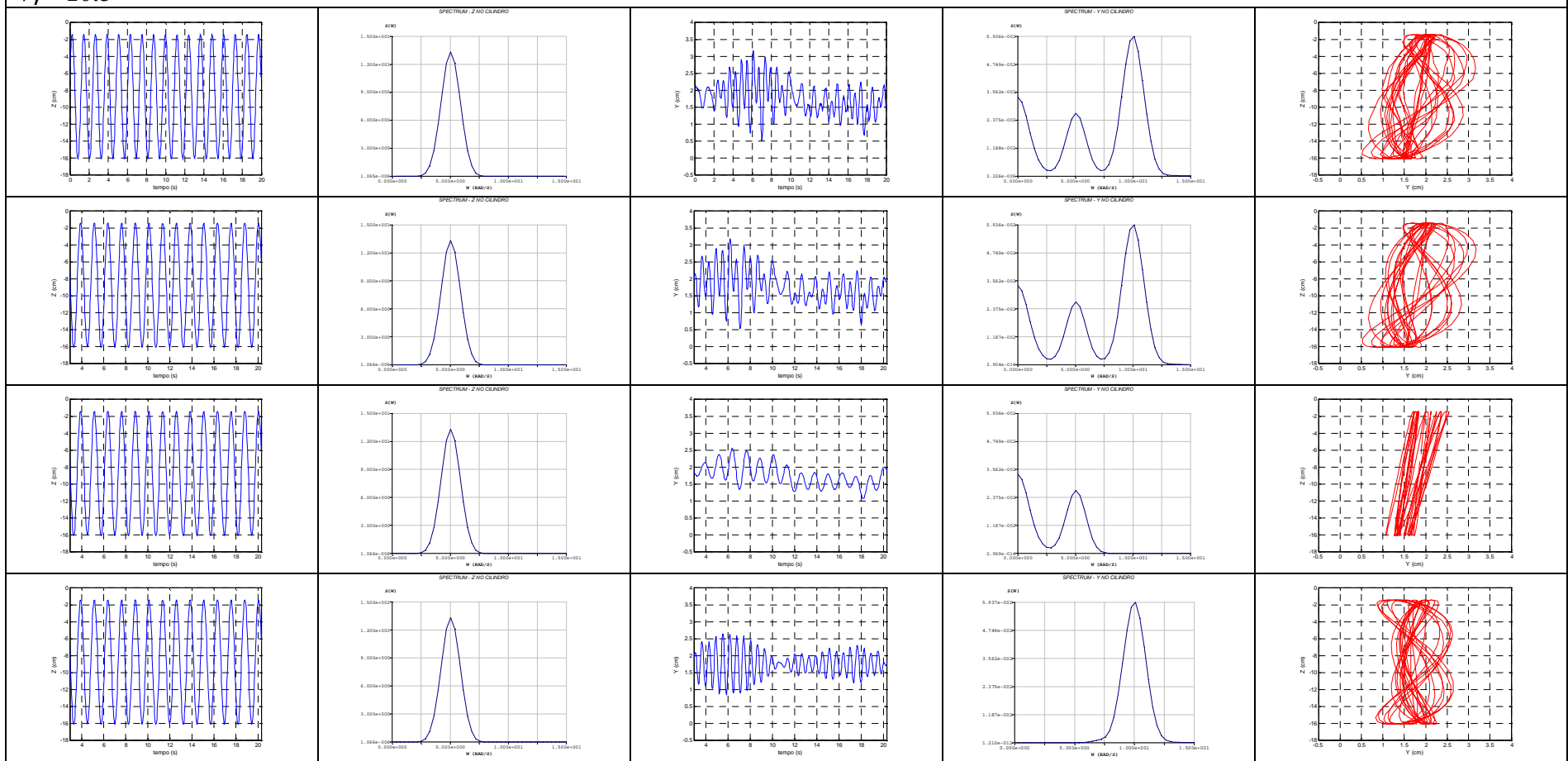
$V_r = 9.5$



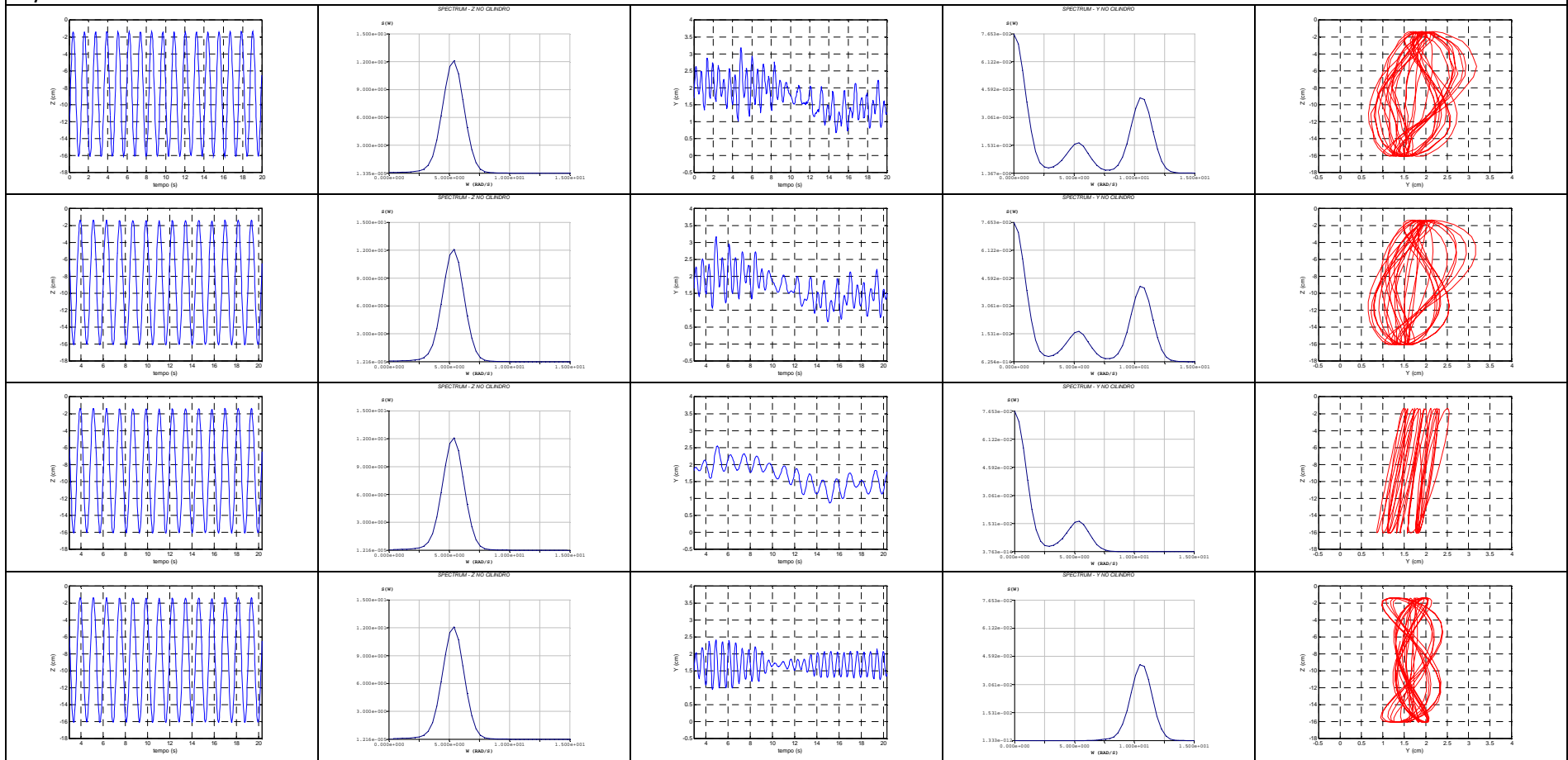
$V_r = 10.0$



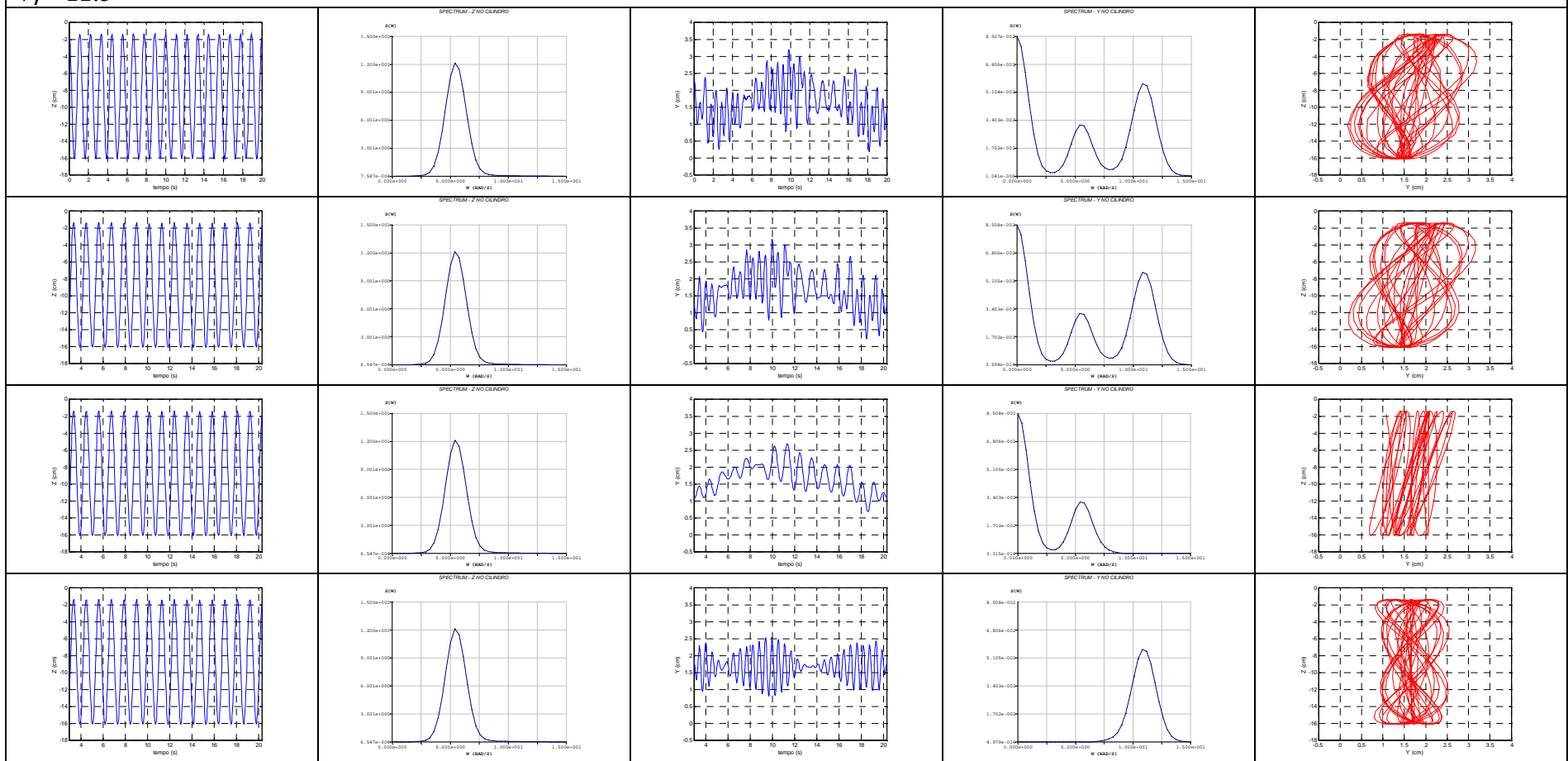
$V_r = 10.5$



$V_r = 11.0$

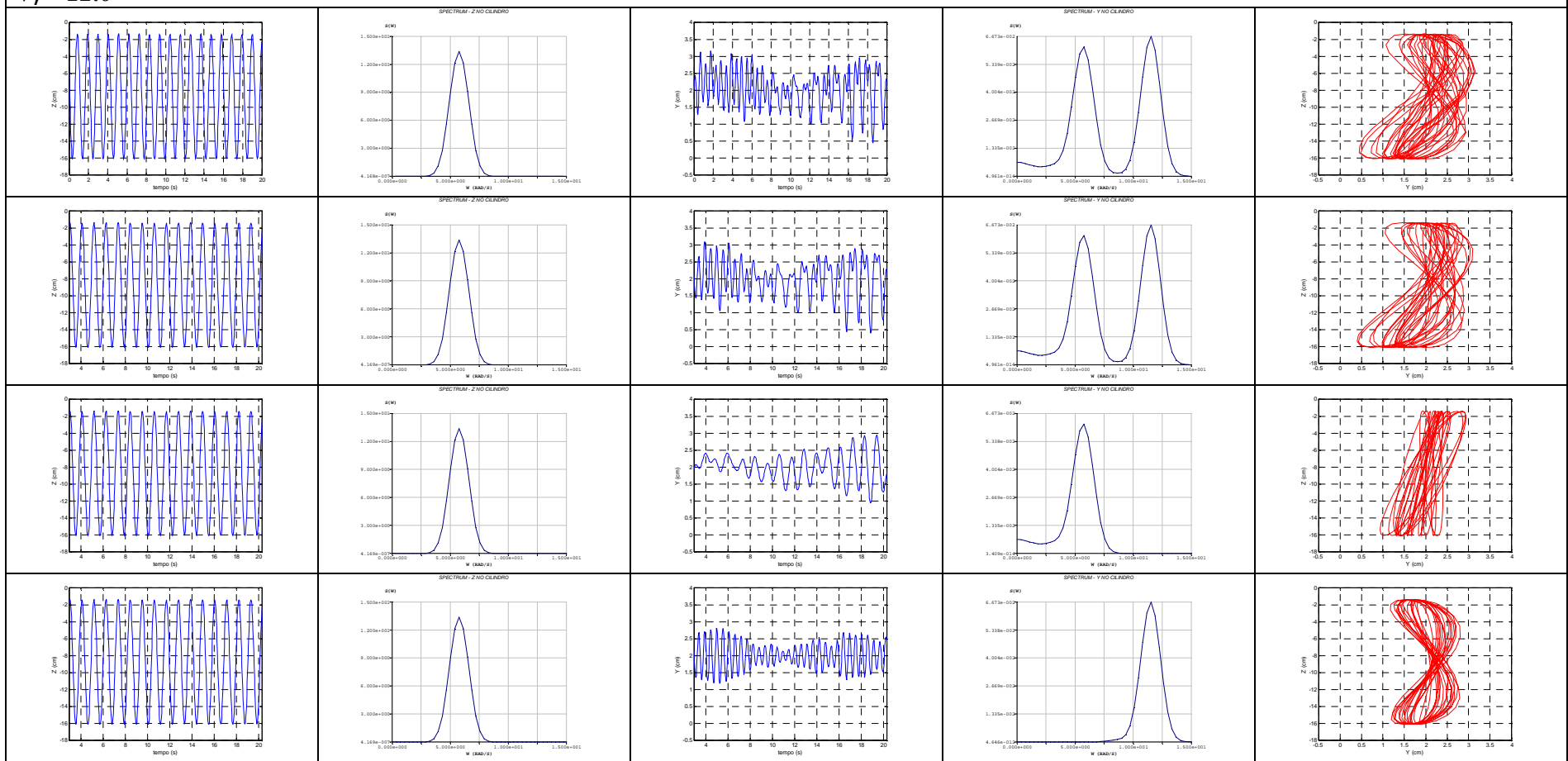


$V_r = 11.5$

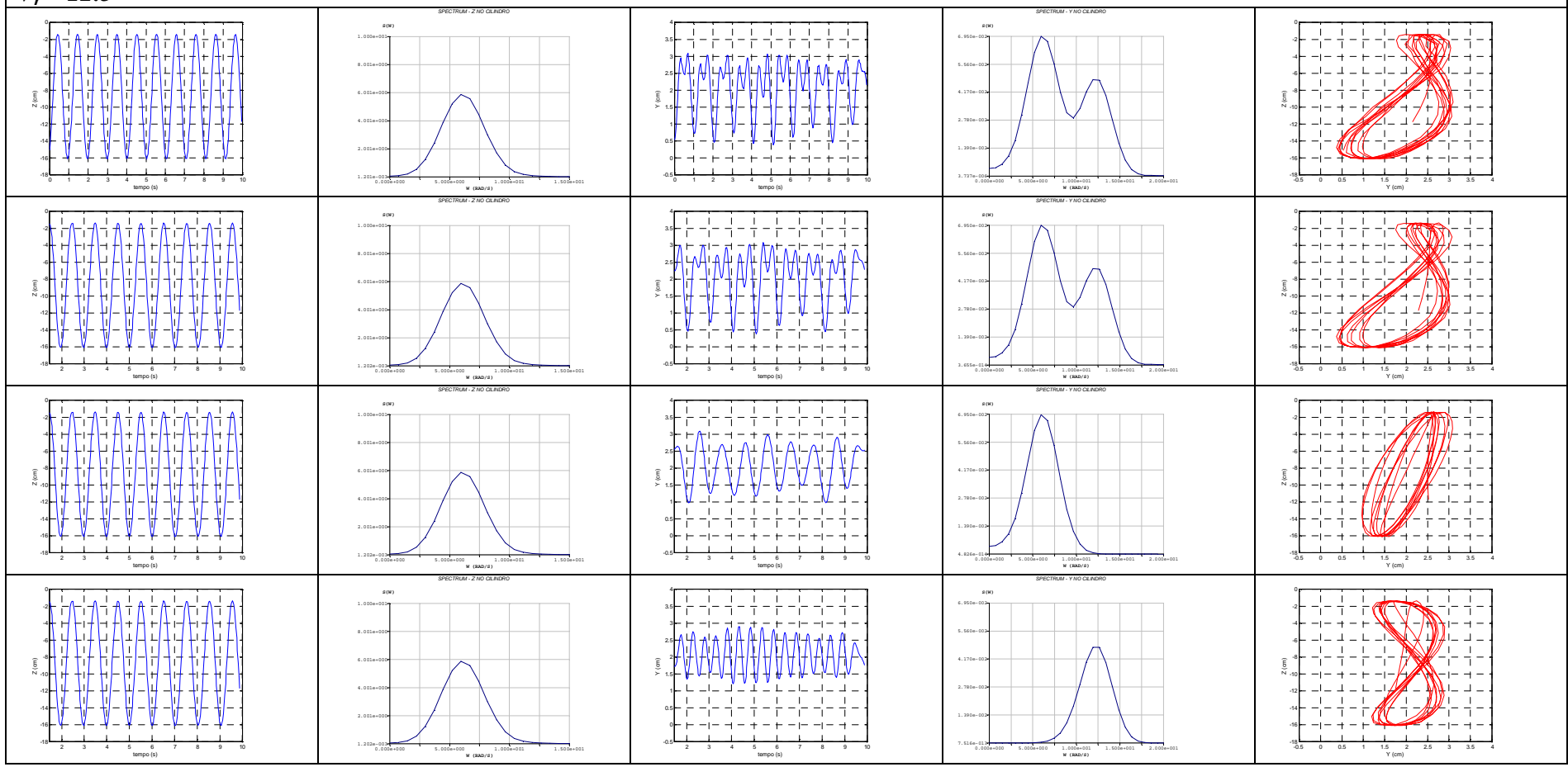




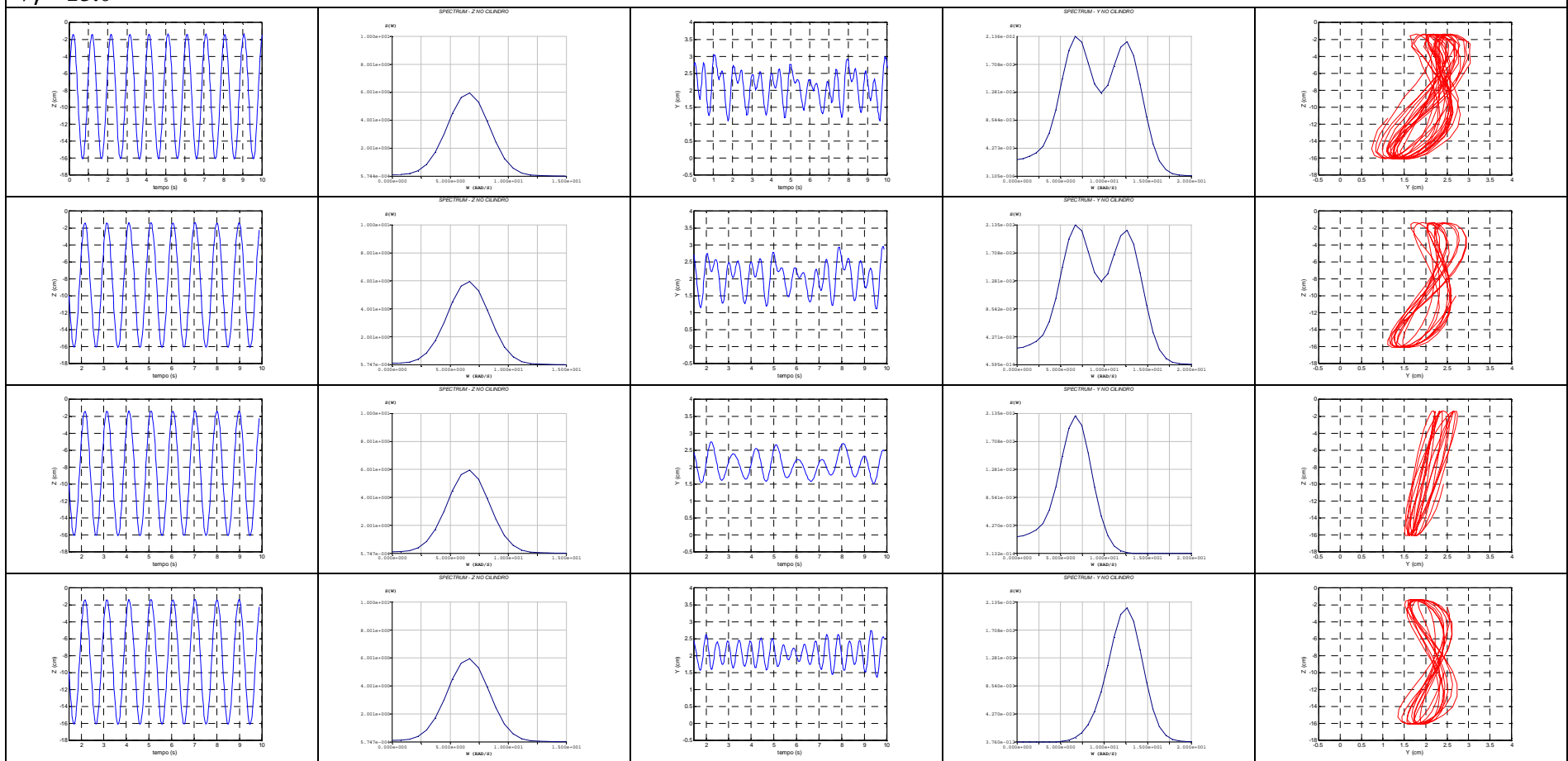
$V_r = 12.0$



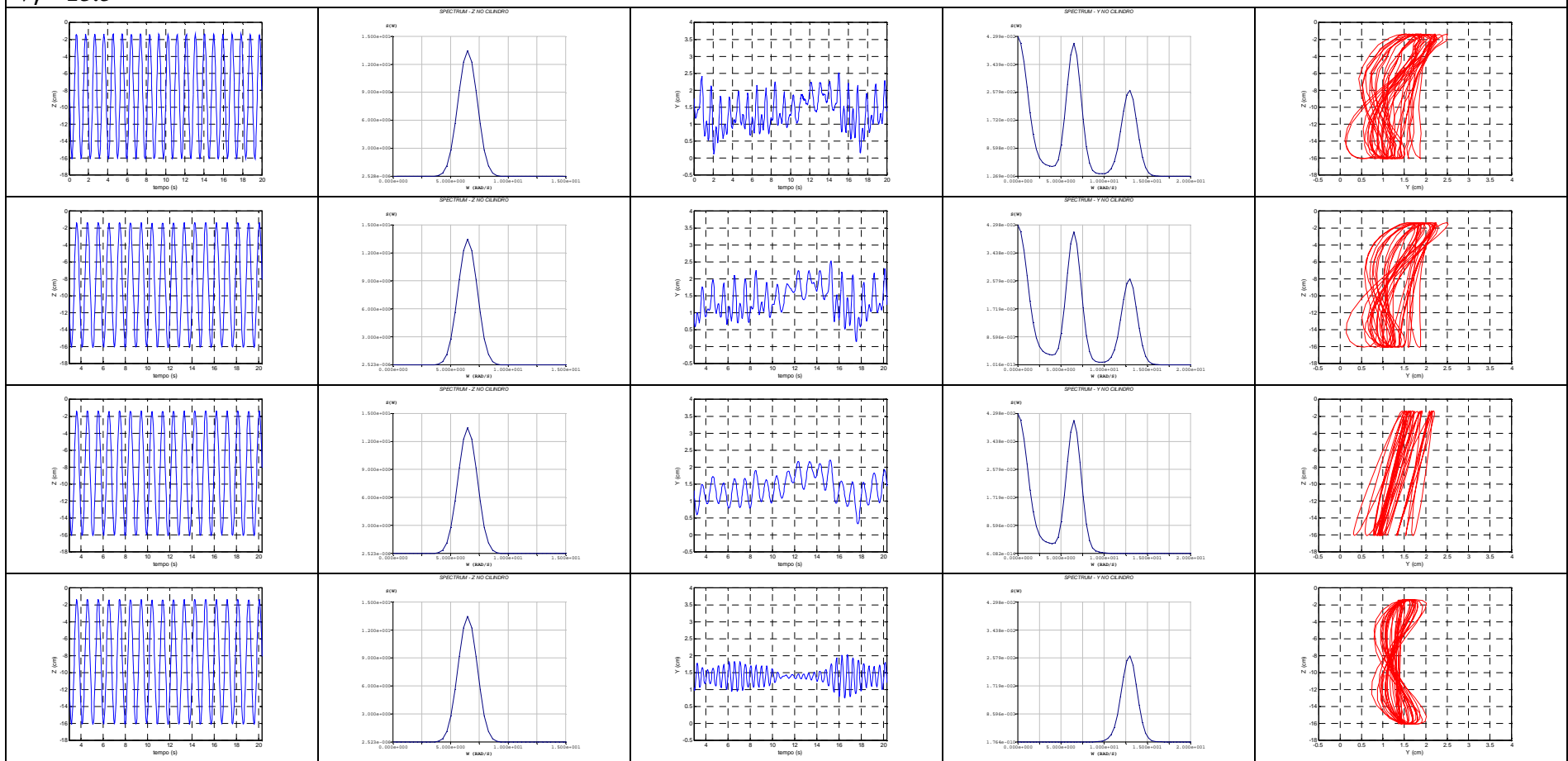
$V_r = 12.5$



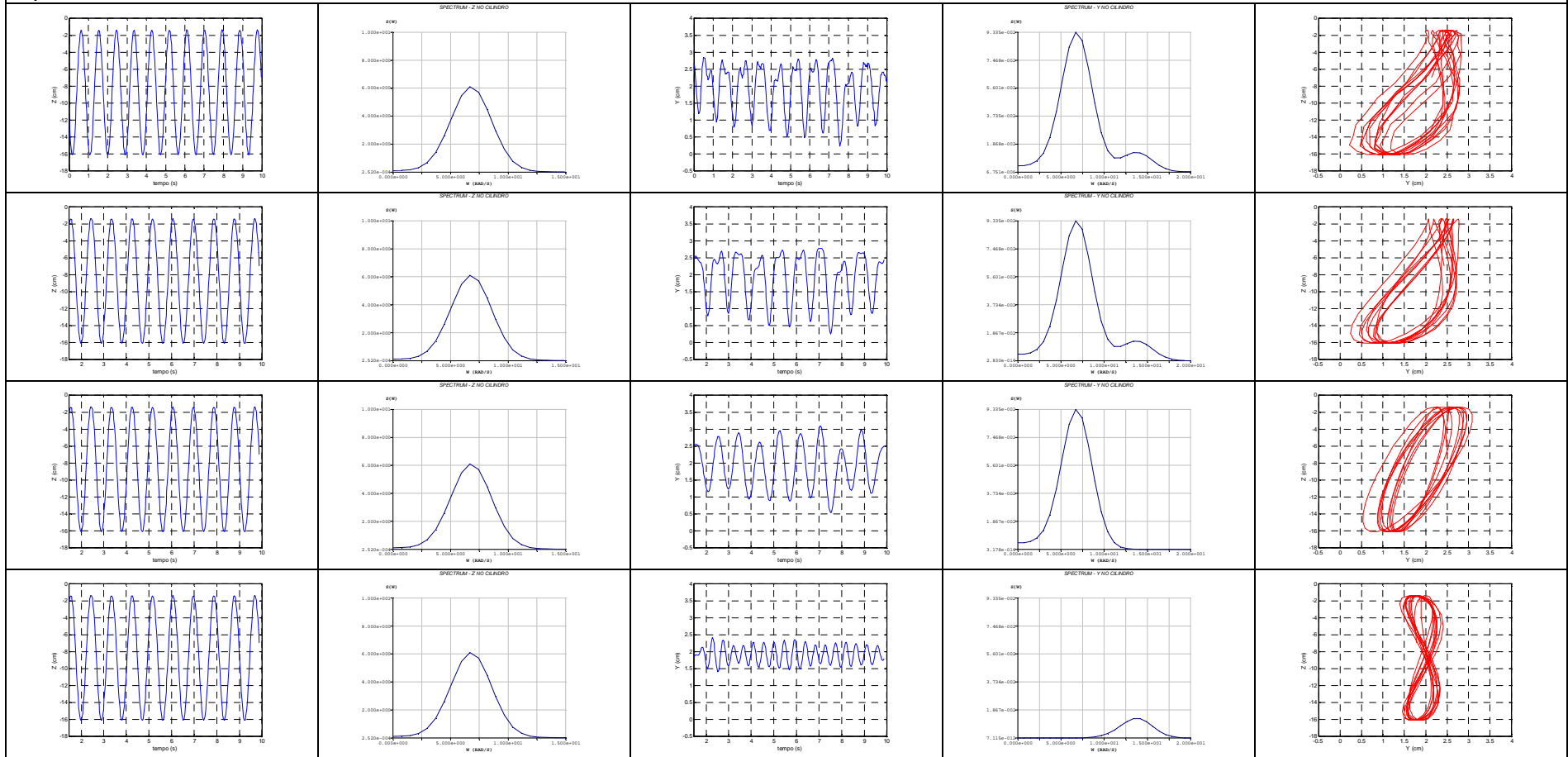
$V_r = 13.0$



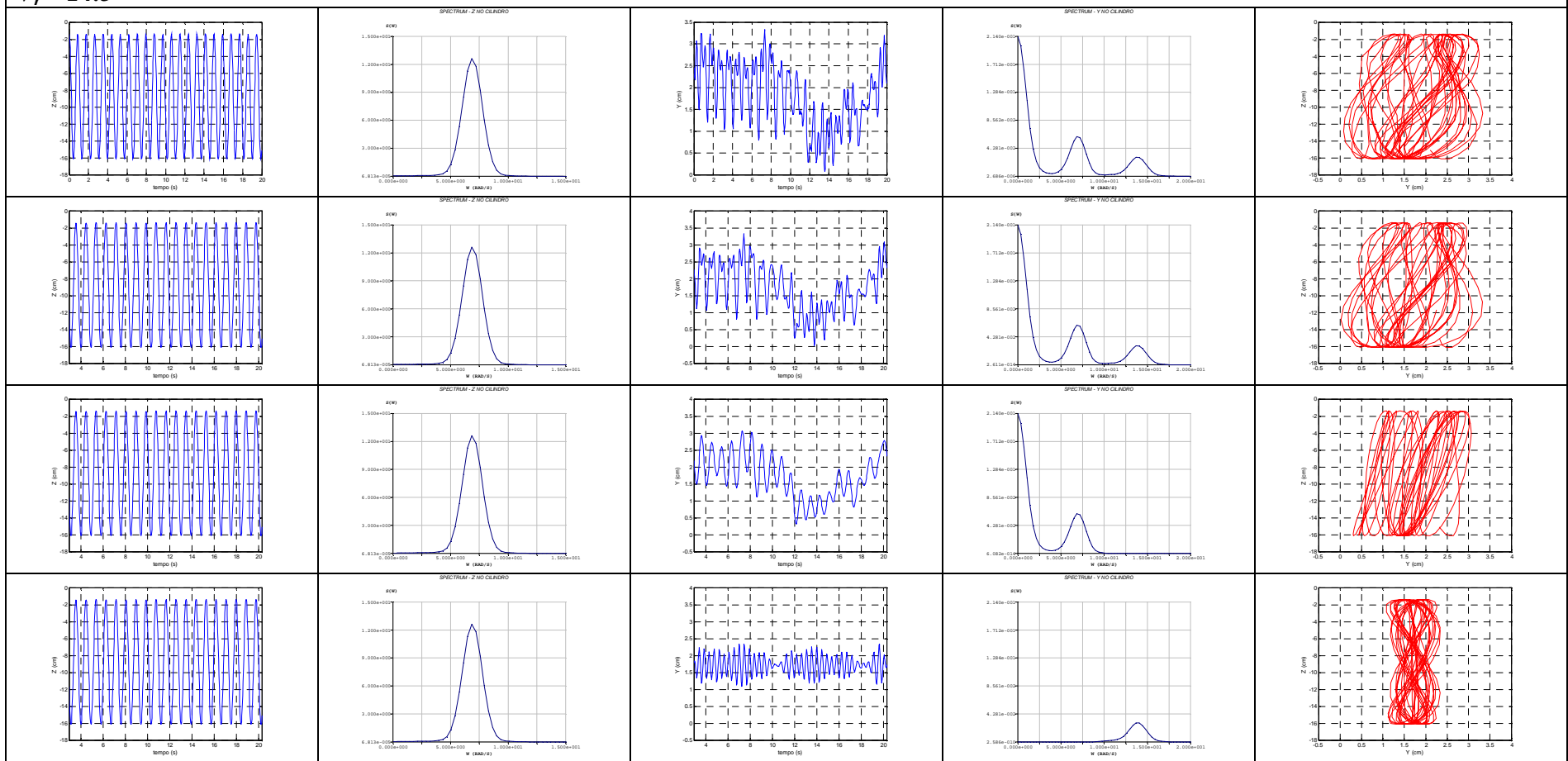
$V_r = 13.5$



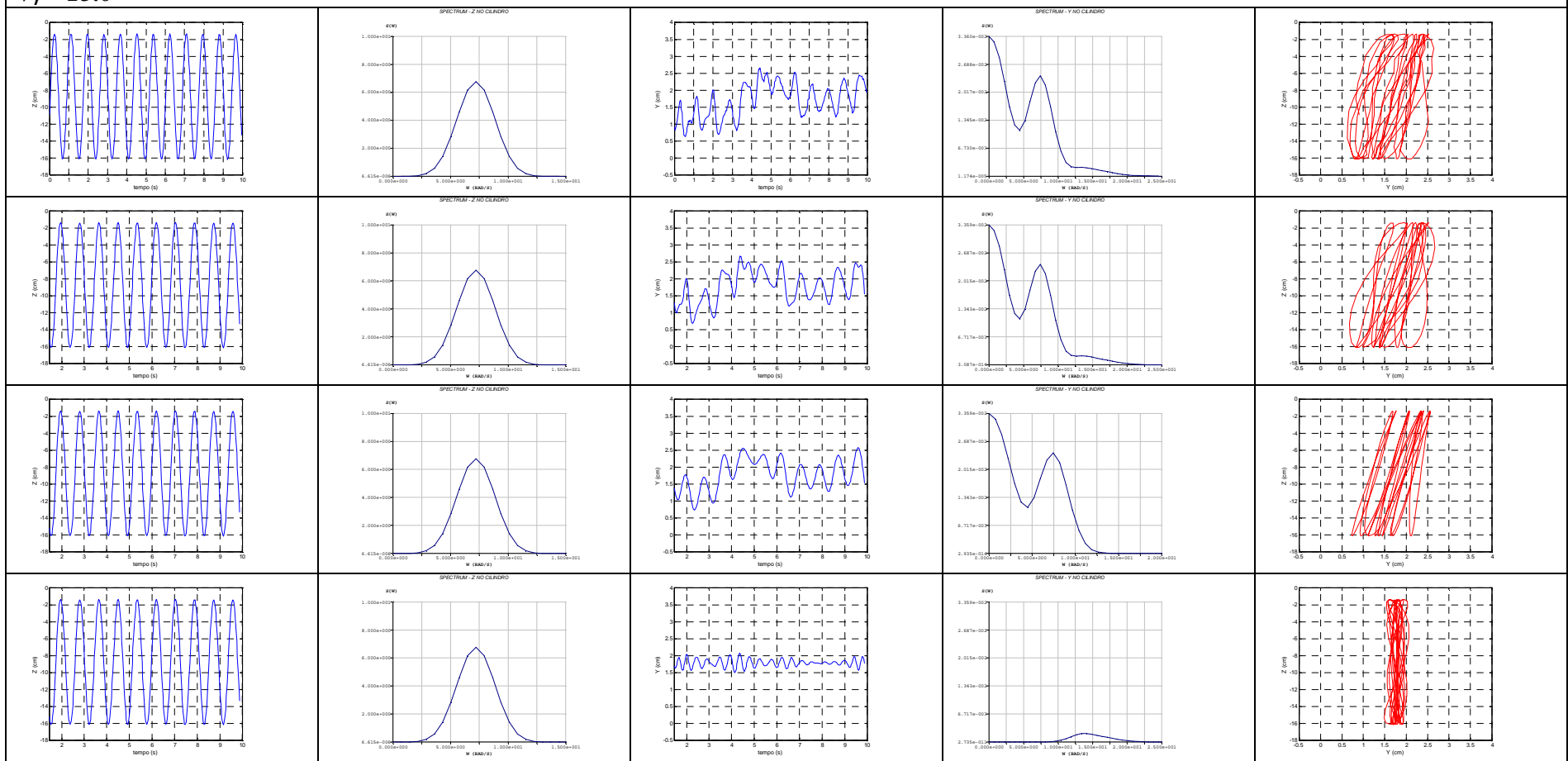
$V_r = 14.0$



$V_r = 14.5$

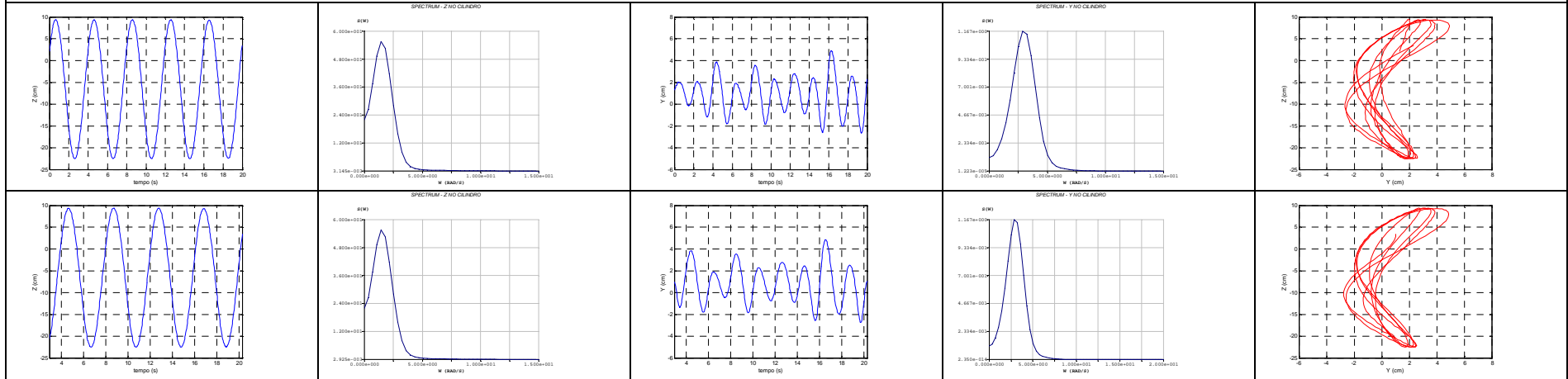


$V_r = 15.0$

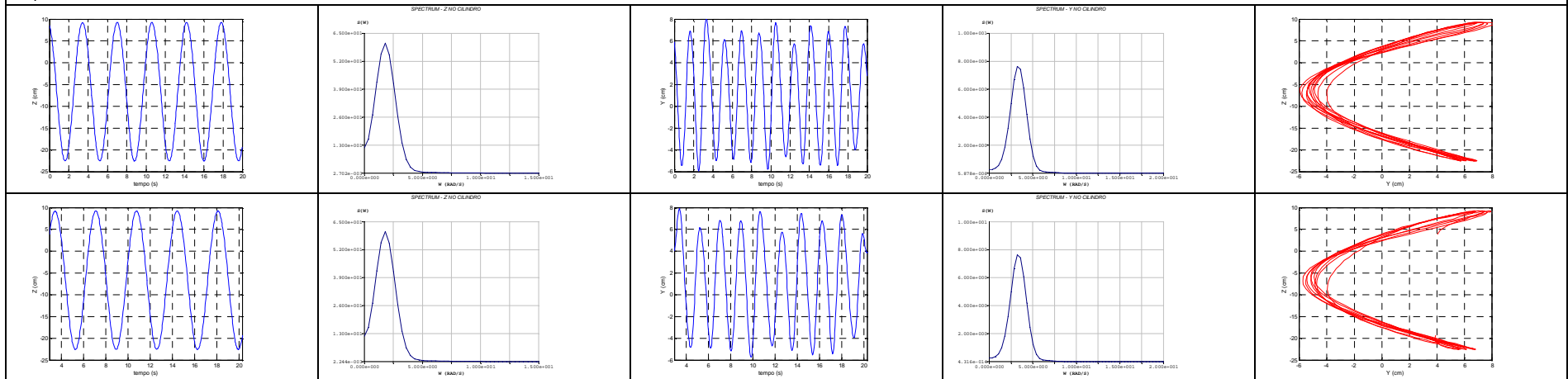


## A.2 - Resultados para o cilindro com $D=10$ cm e $KC=10$

$V_r = 4.5$

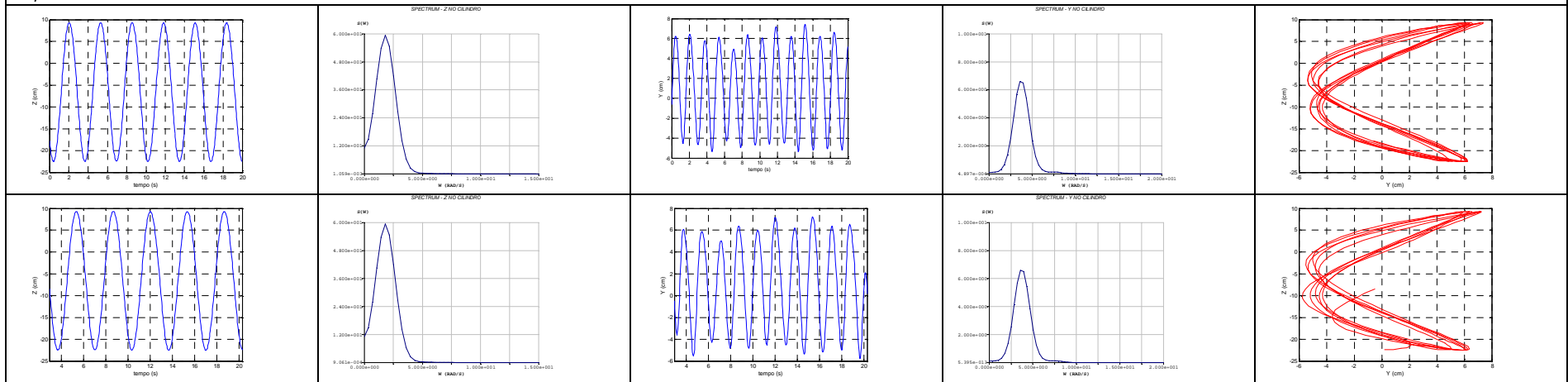


$V_r = 5.0$

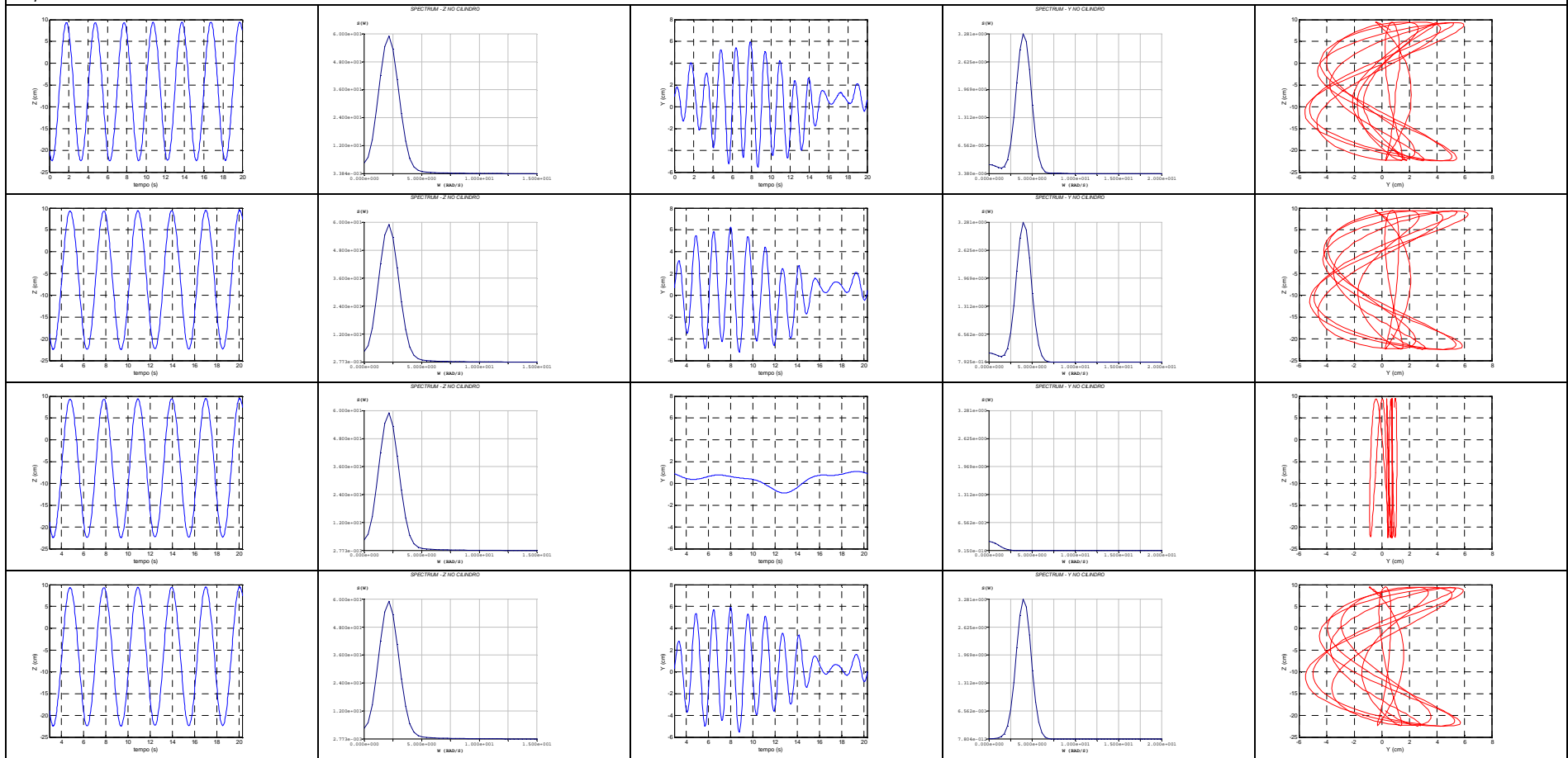




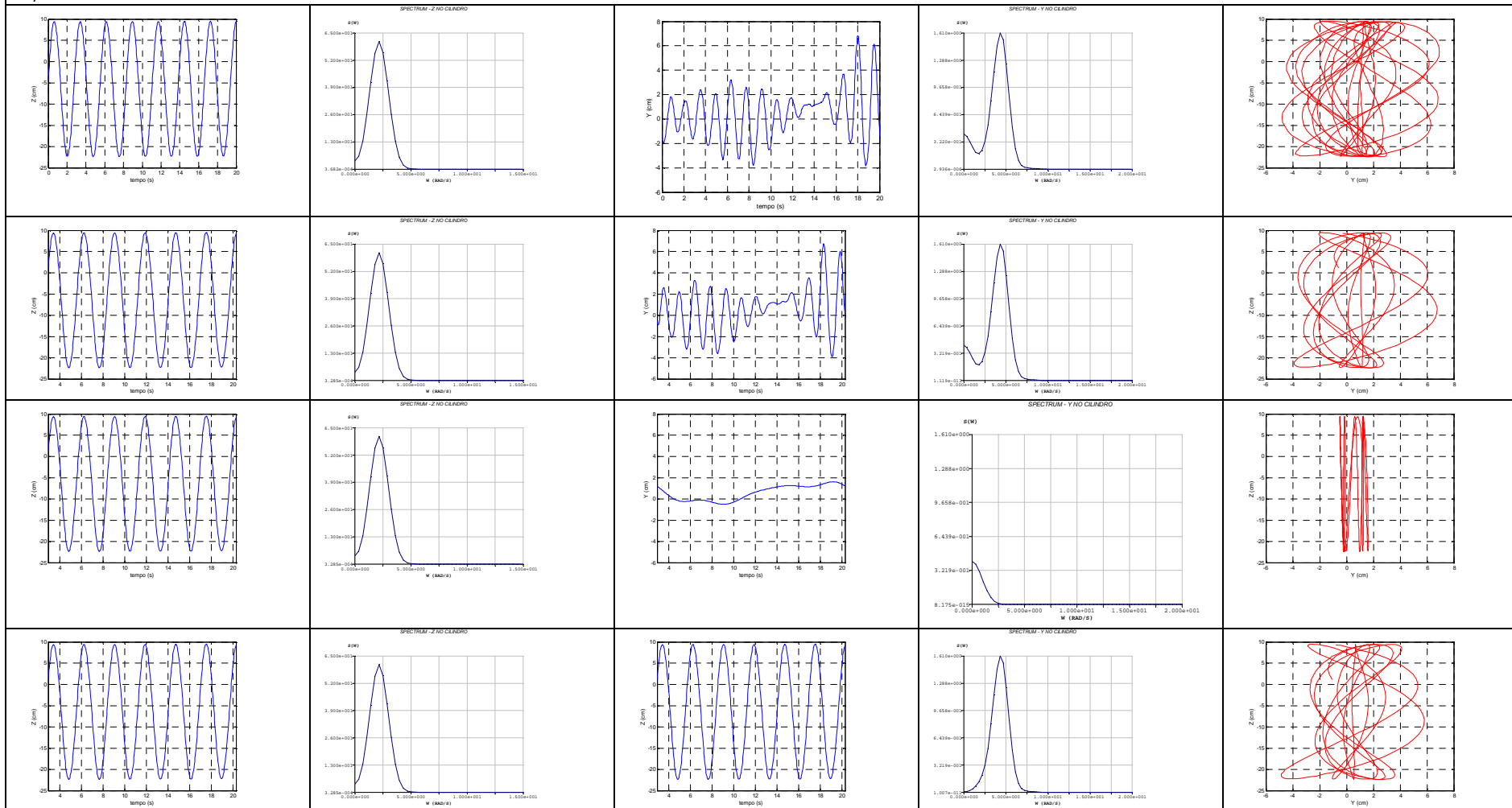
$V_r = 5.5$



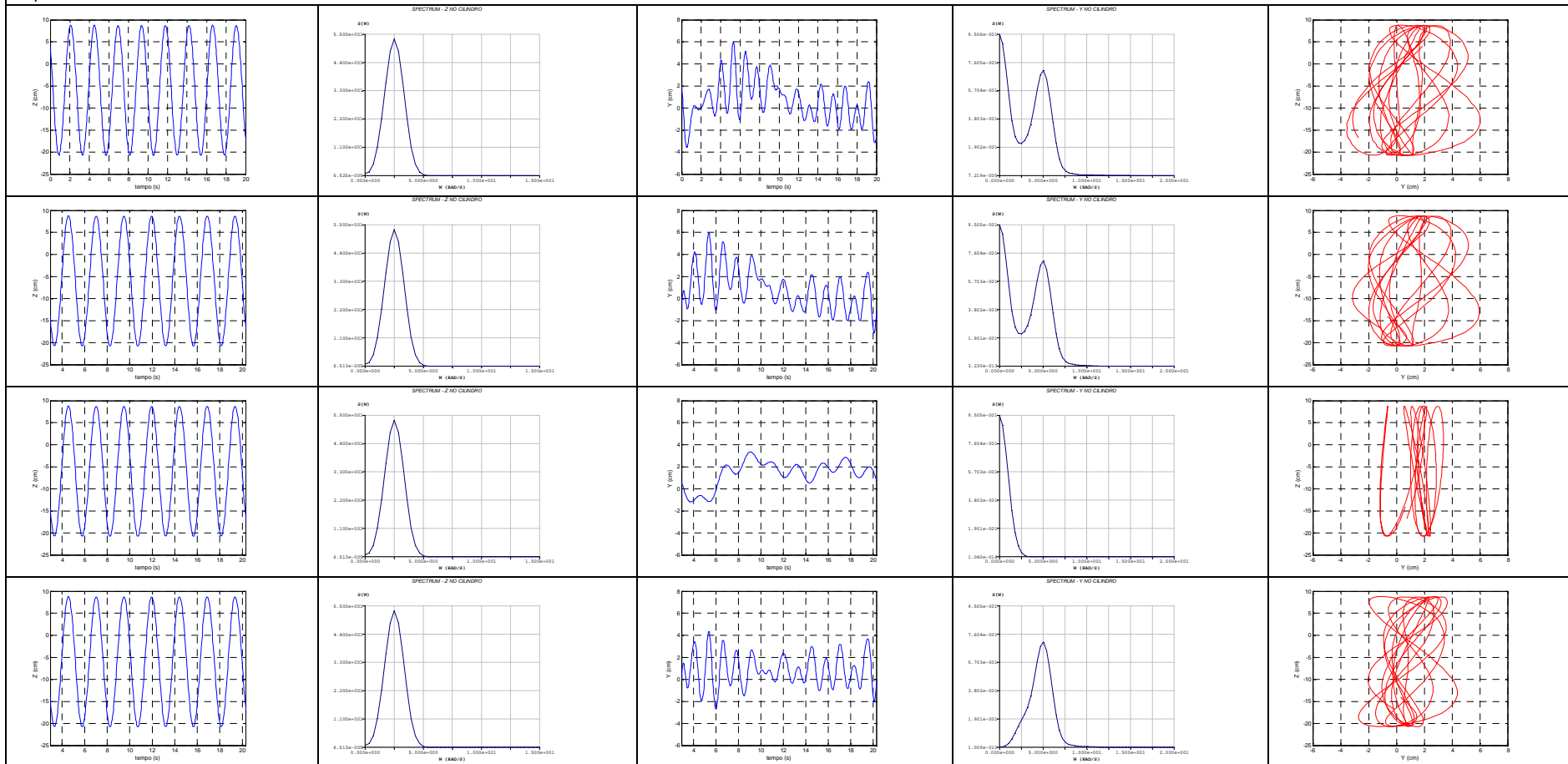
$V_r = 6.0$



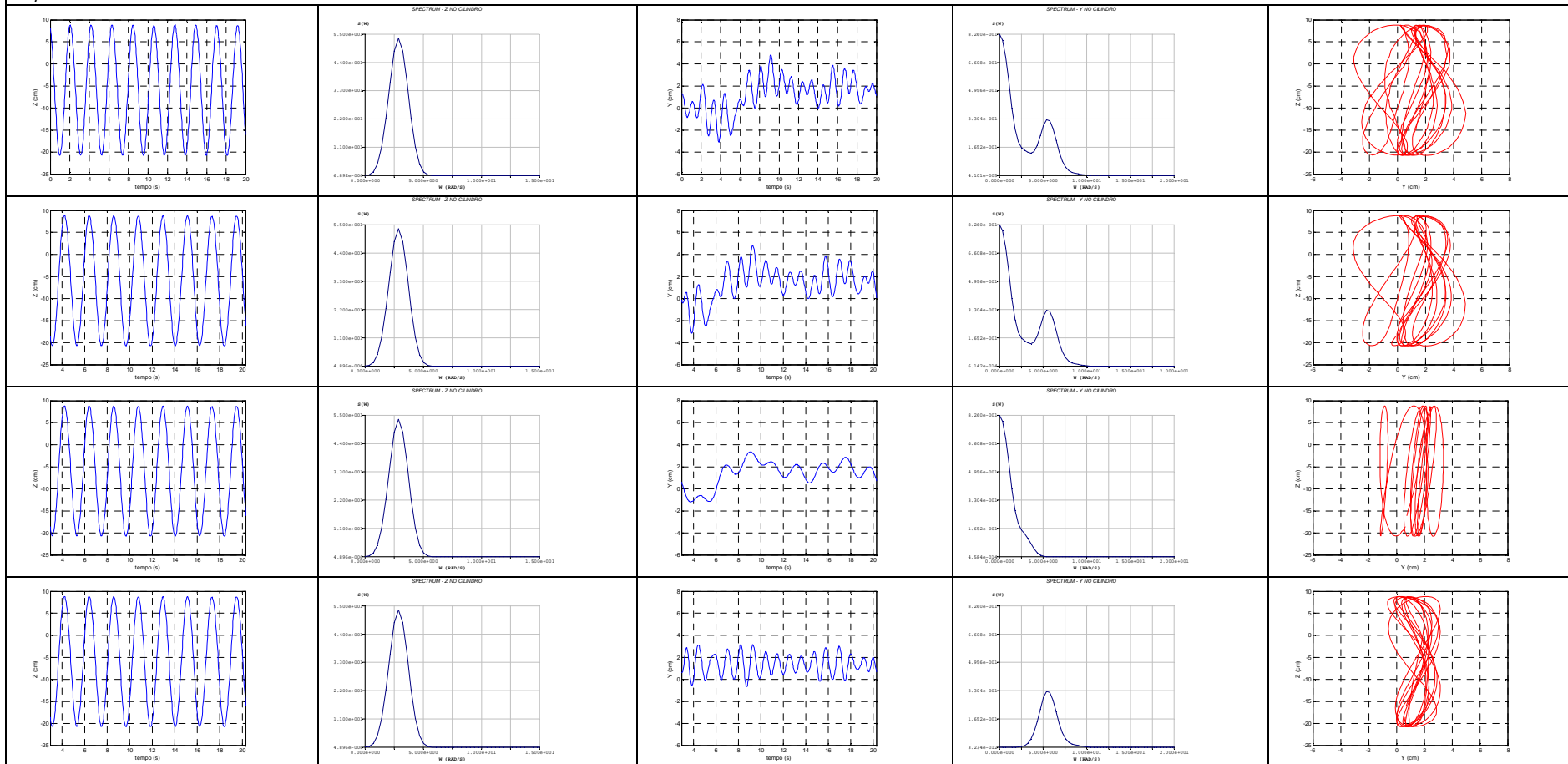
$V_r = 6.5$



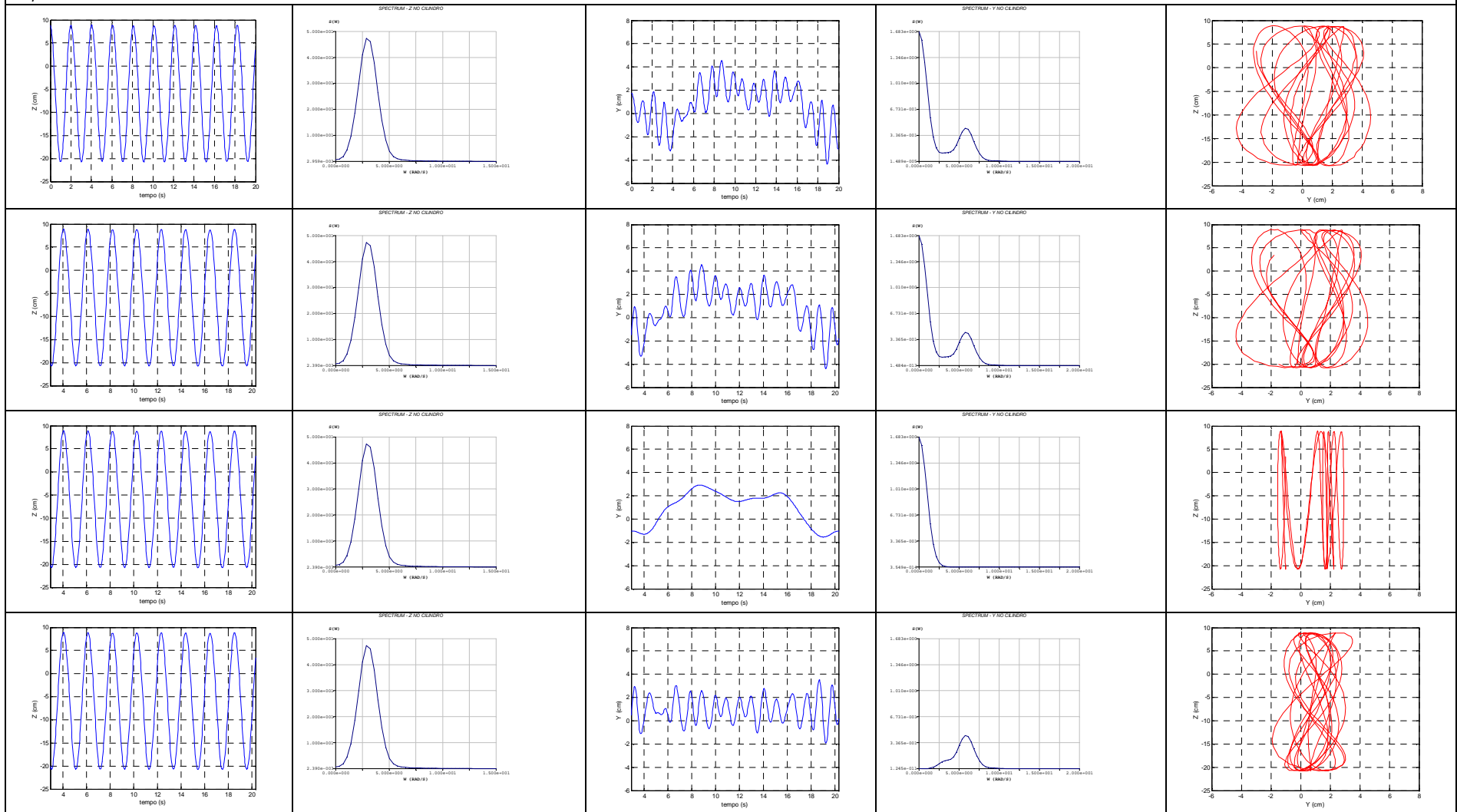
$V_r = 7.5$



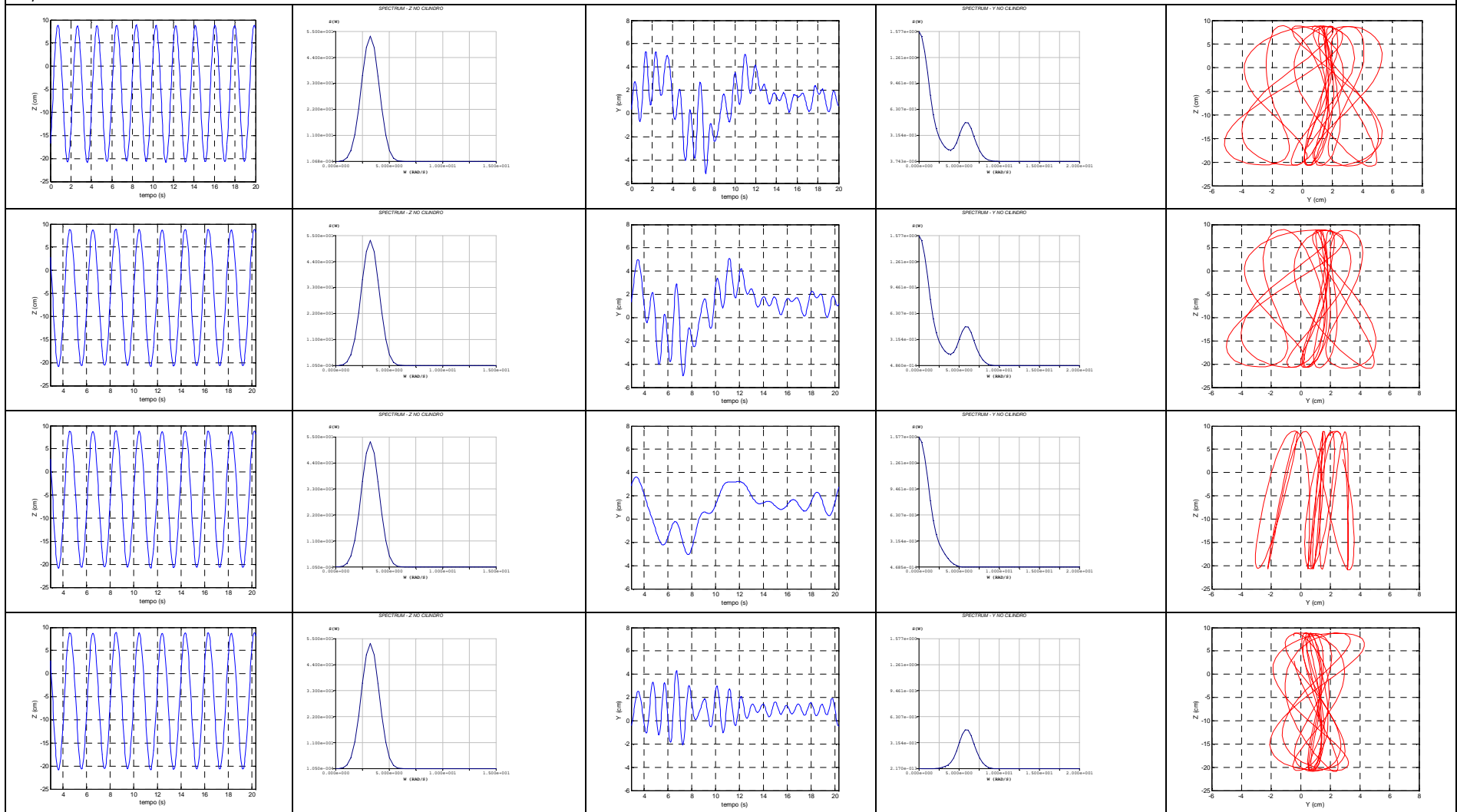
$V_r = 8.5$



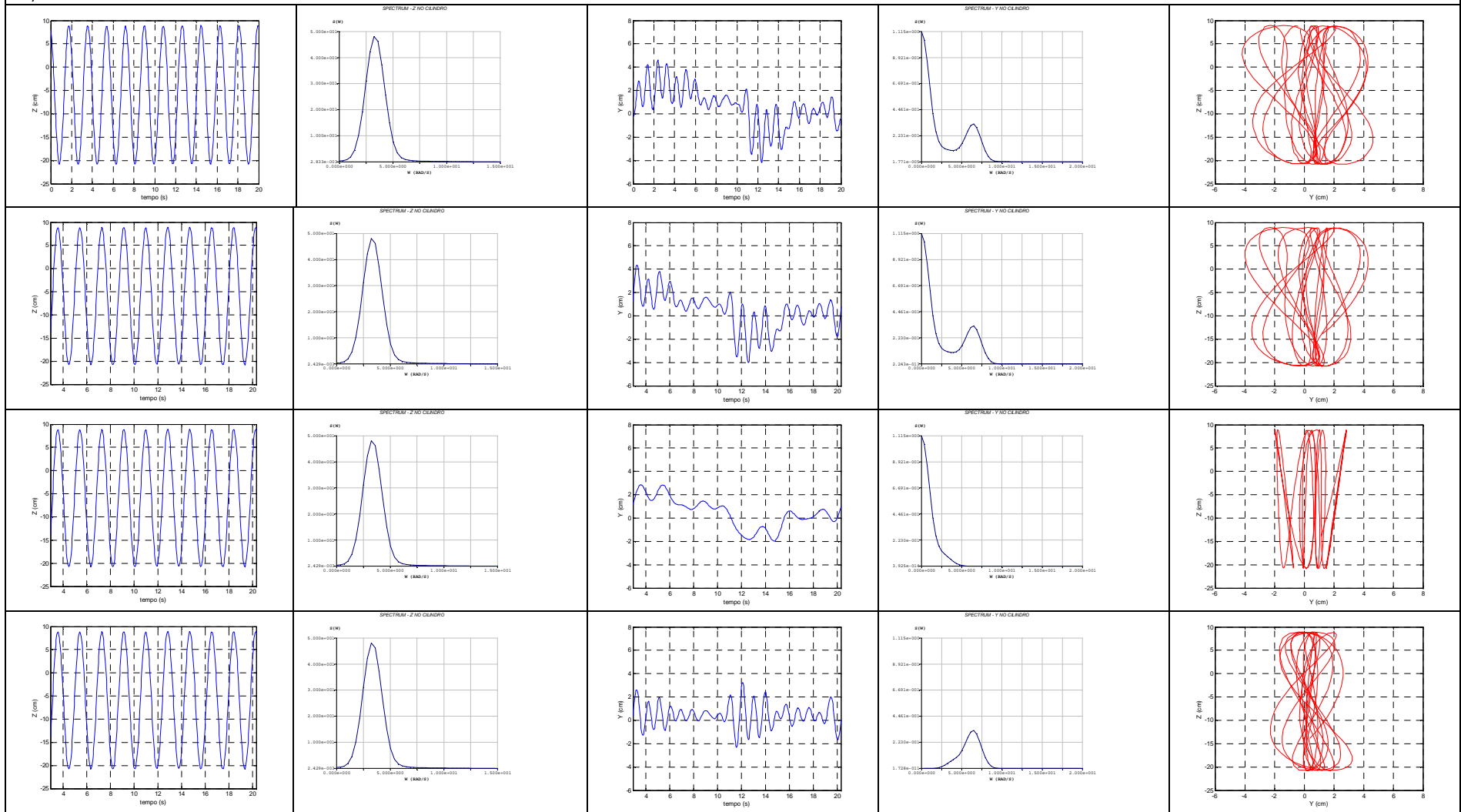
$V_r = 9.0$



$V_r = 9.5$

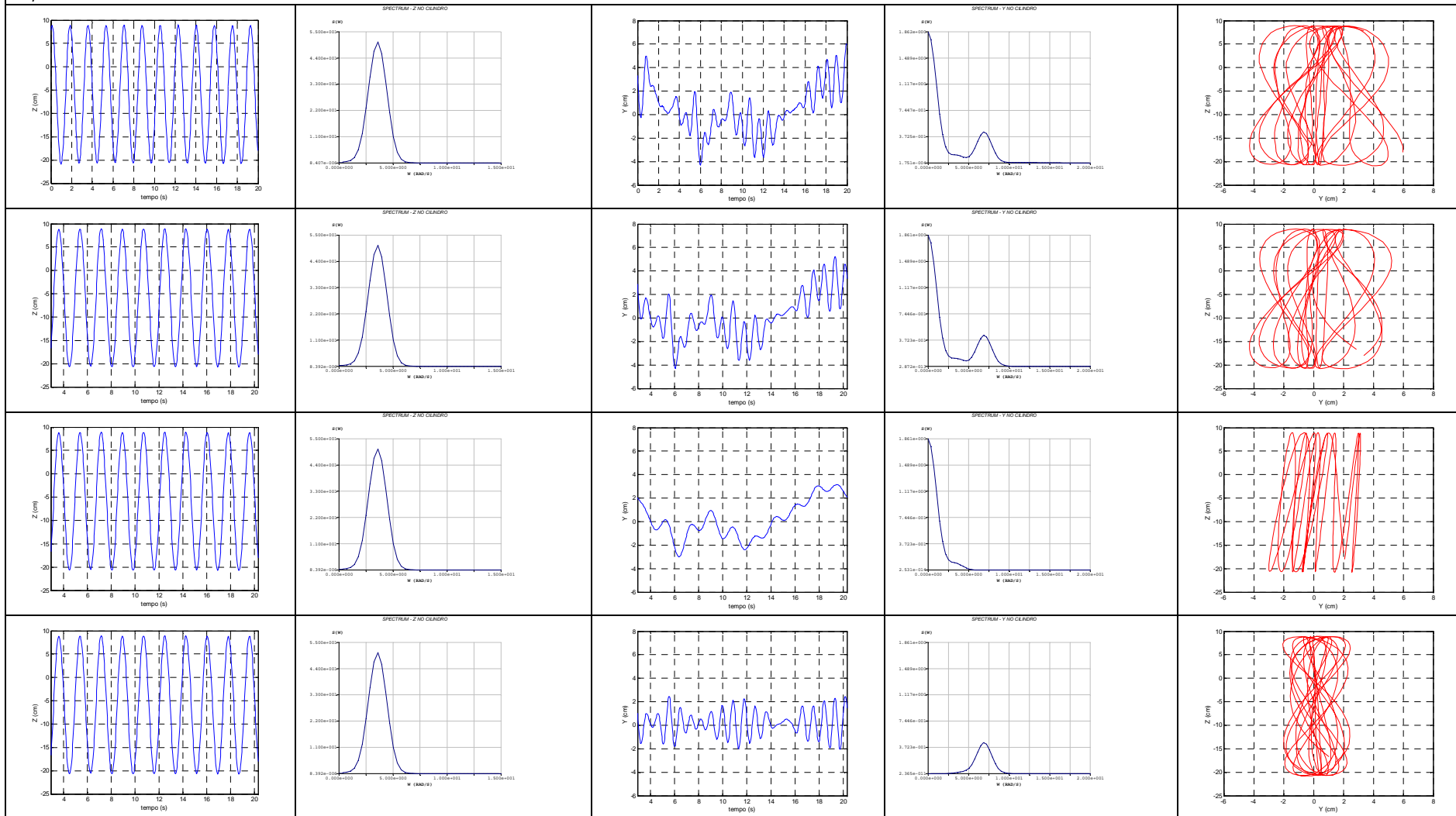


$V_r = 10.0$

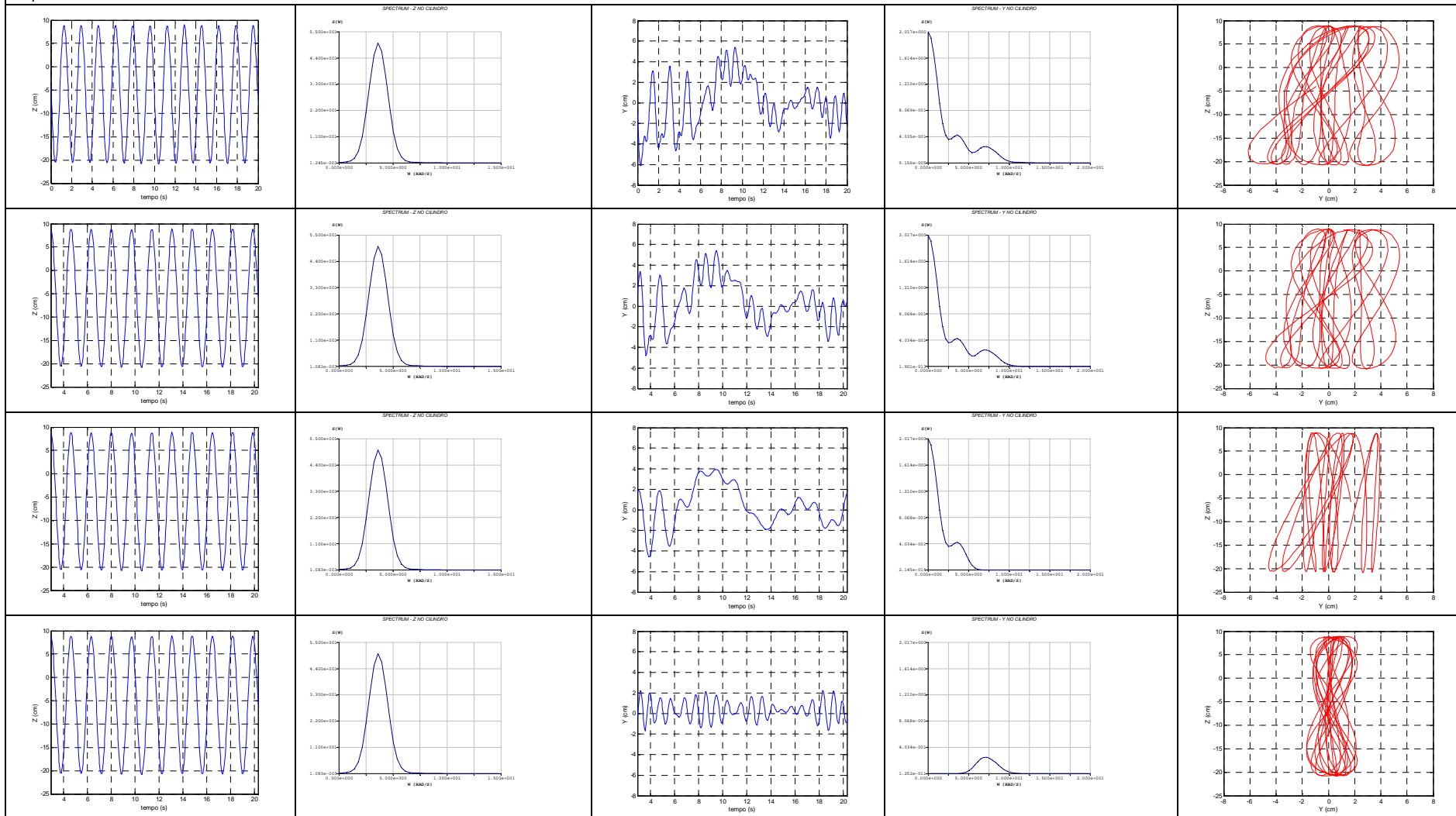




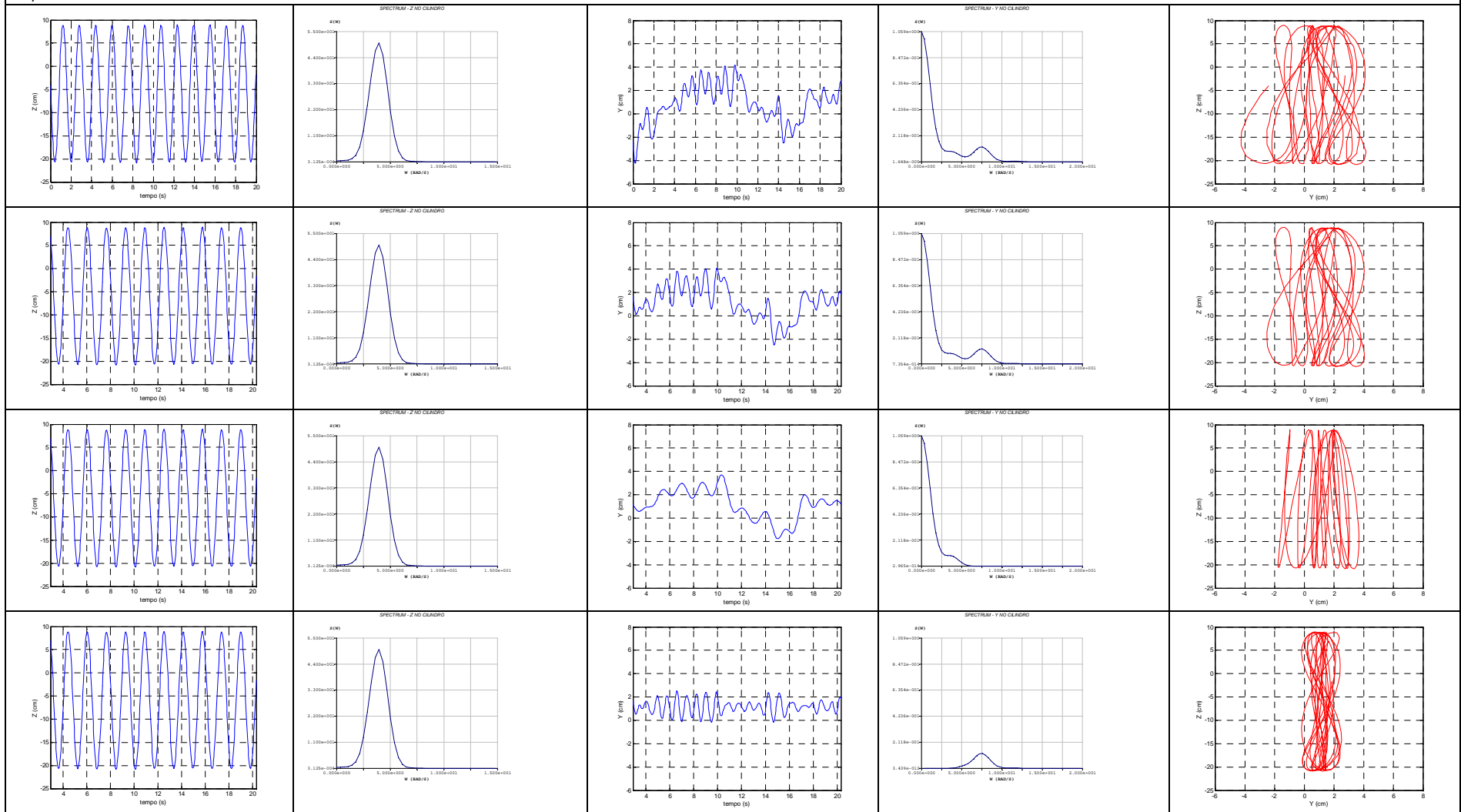
$V_r = 10.5$



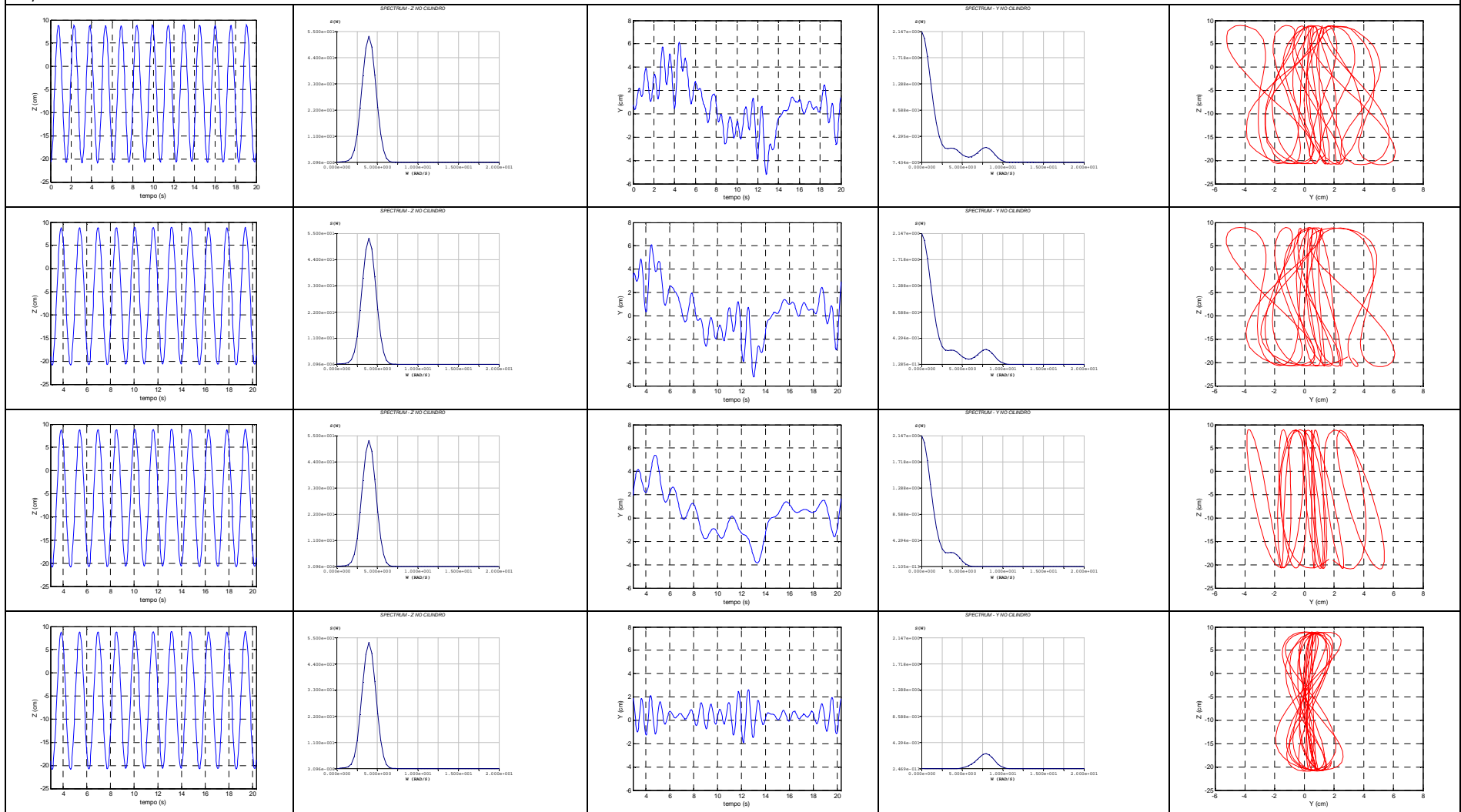
$V_r = 11.0$



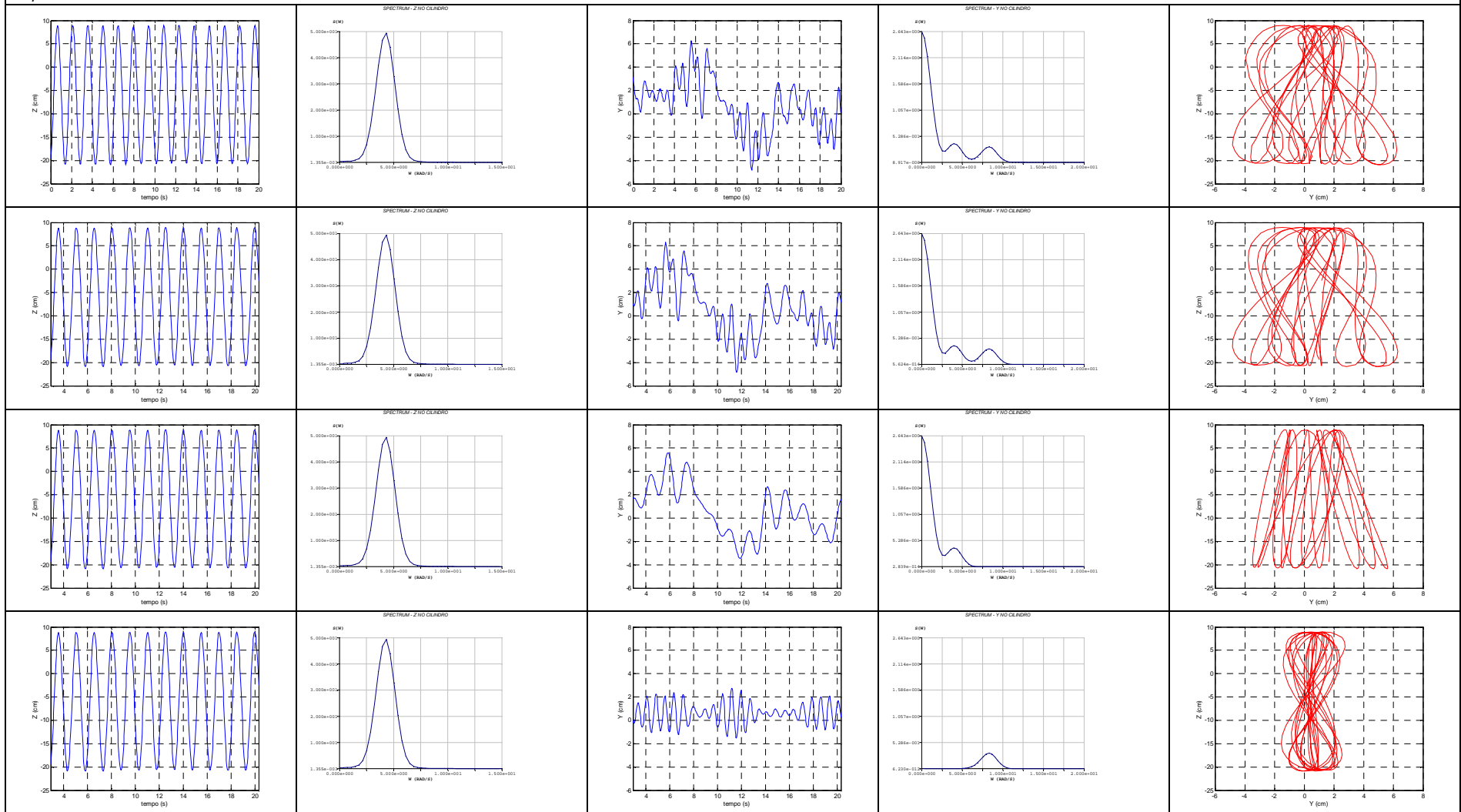
$V_r = 11.5$



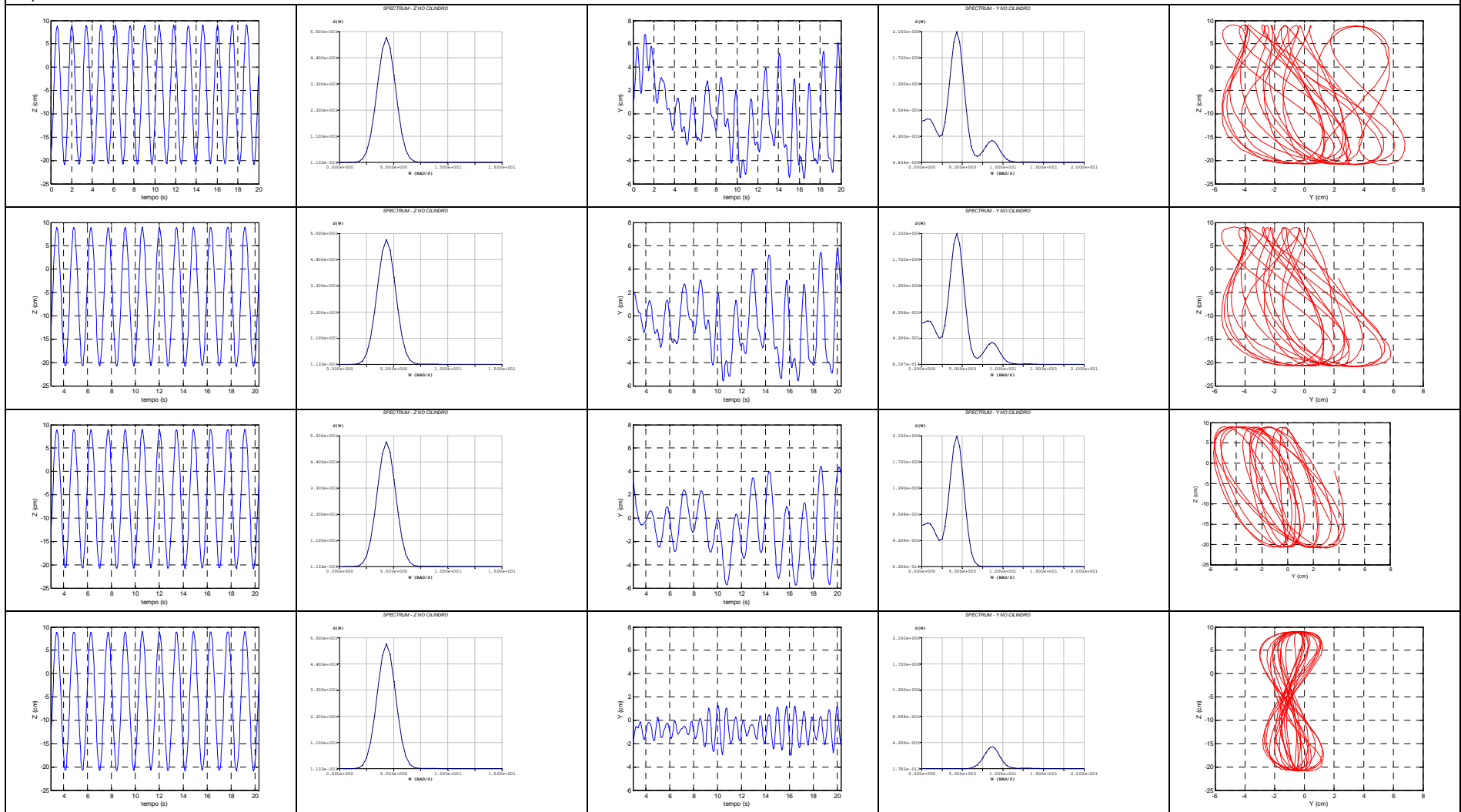
$V_r = 12.0$



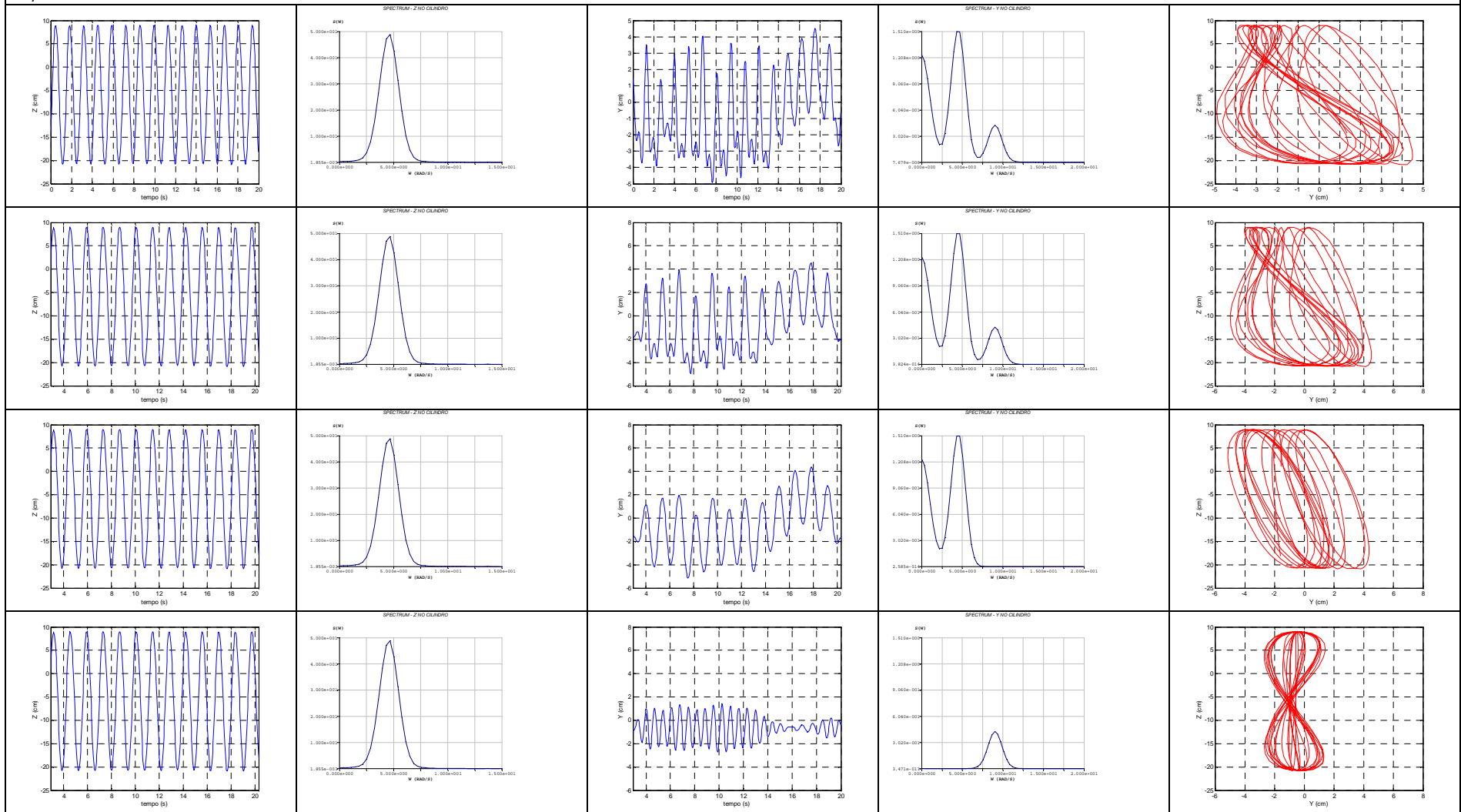
$V_r = 12.5$



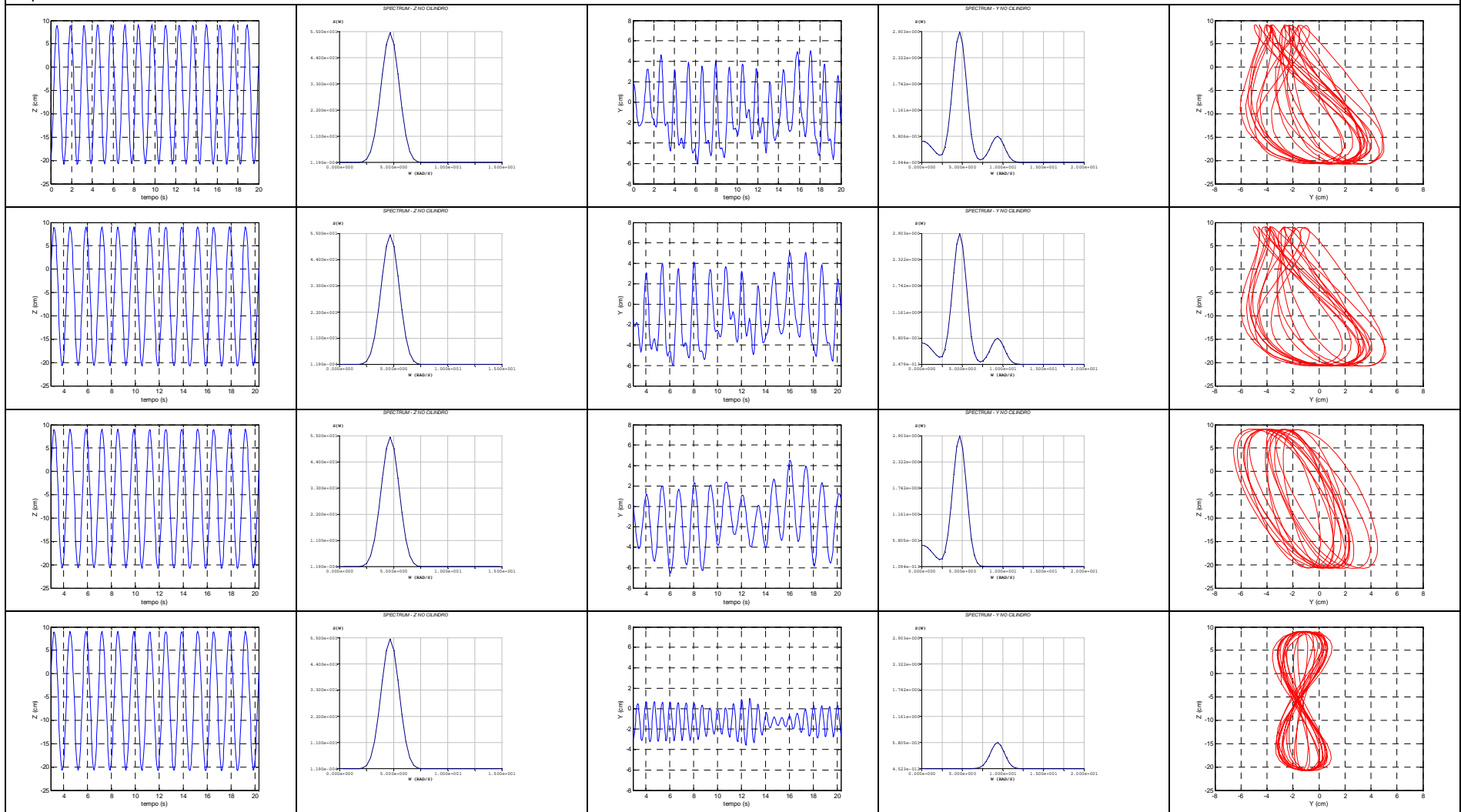
$V_r = 13.0$



$V_r = 13.5$

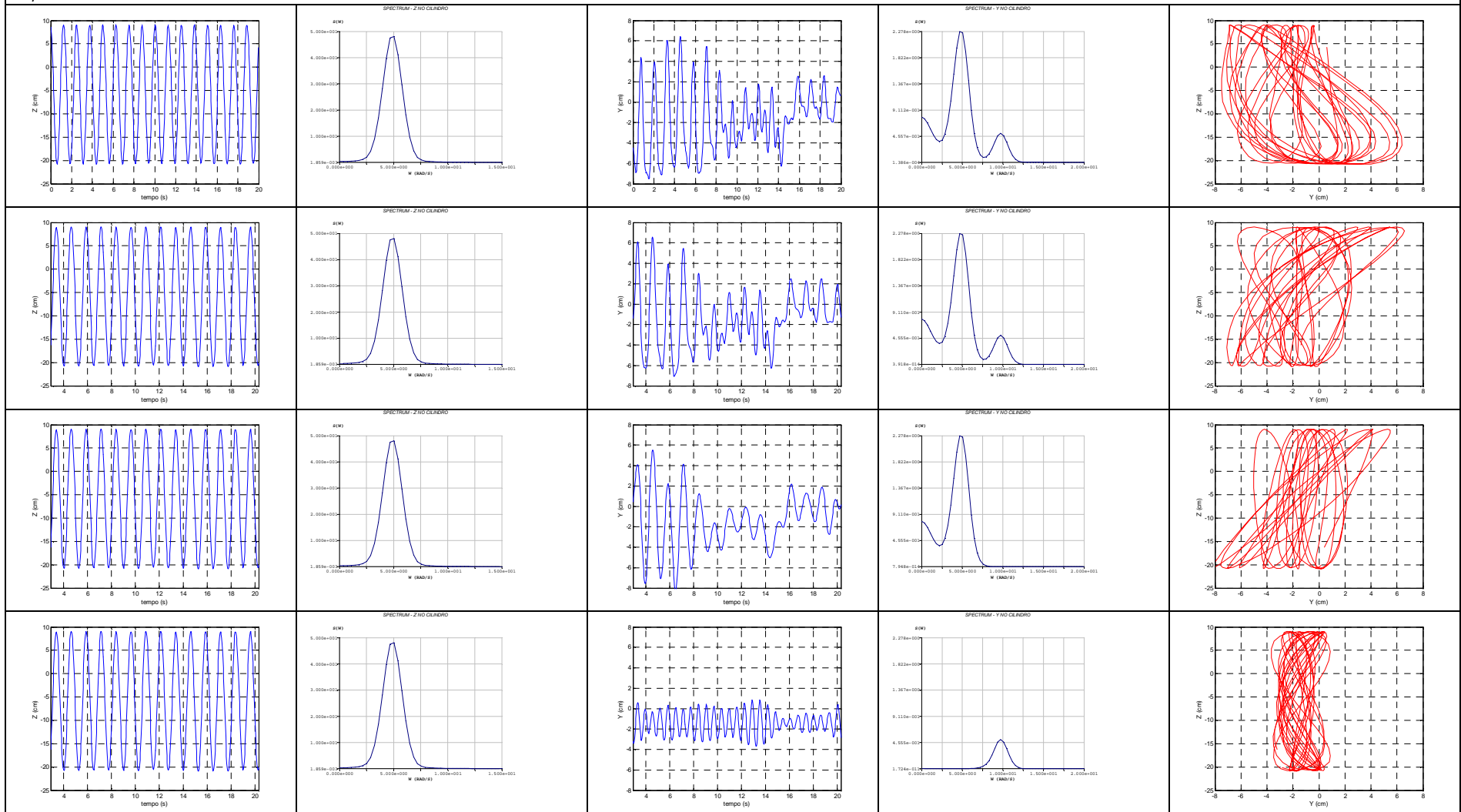


$V_r = 14.0$

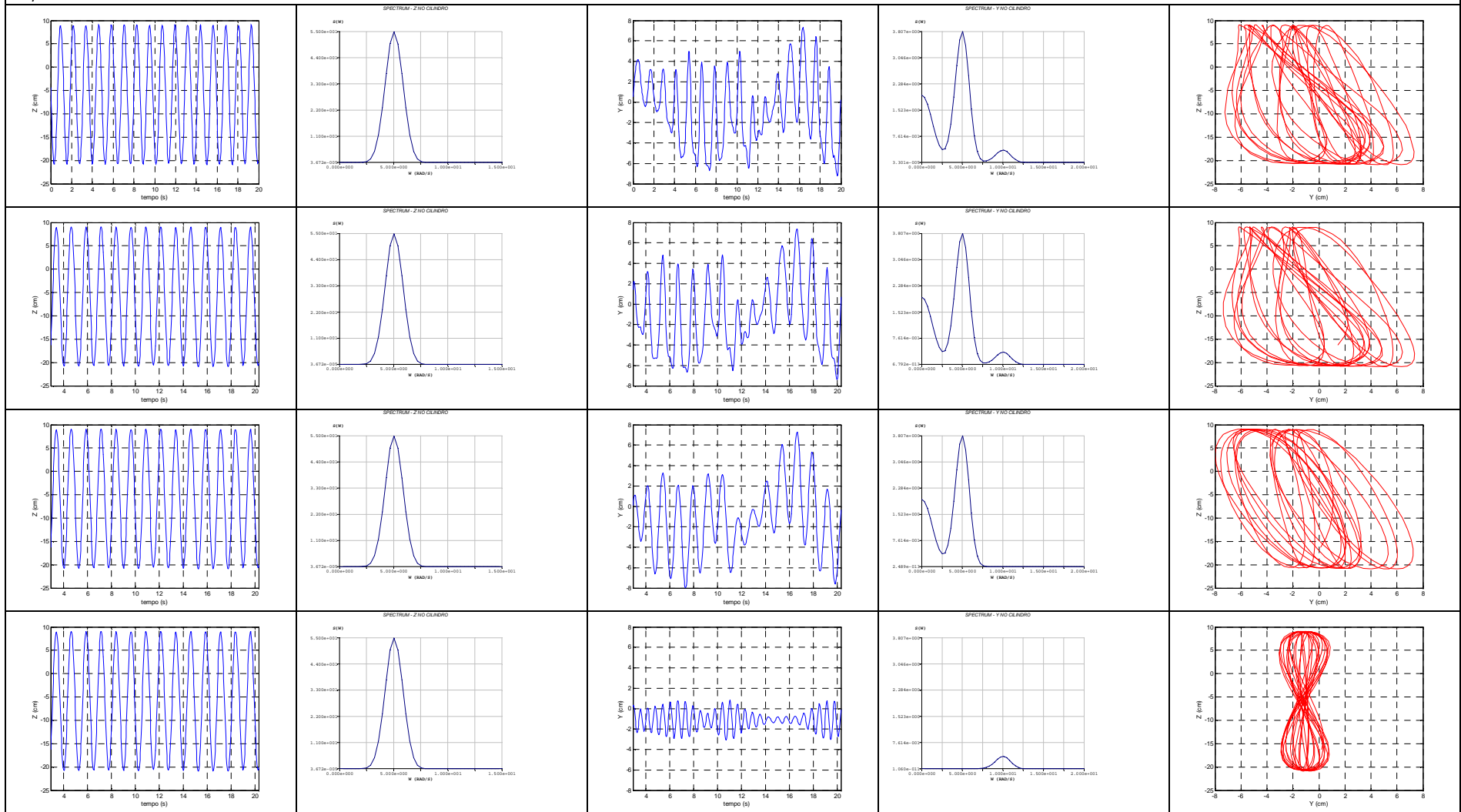




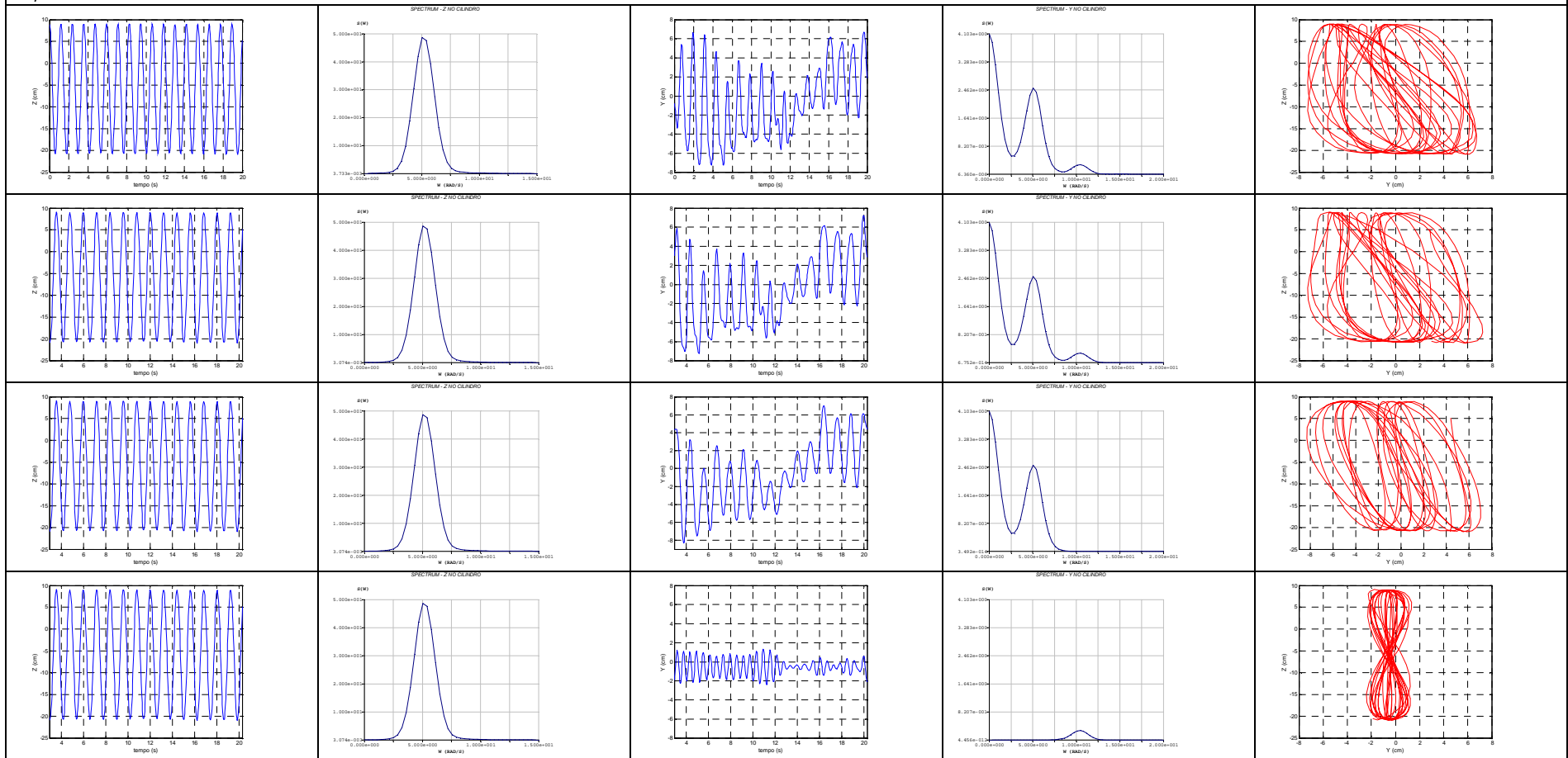
$V_r = 14.5$



$V_r = 15.0$

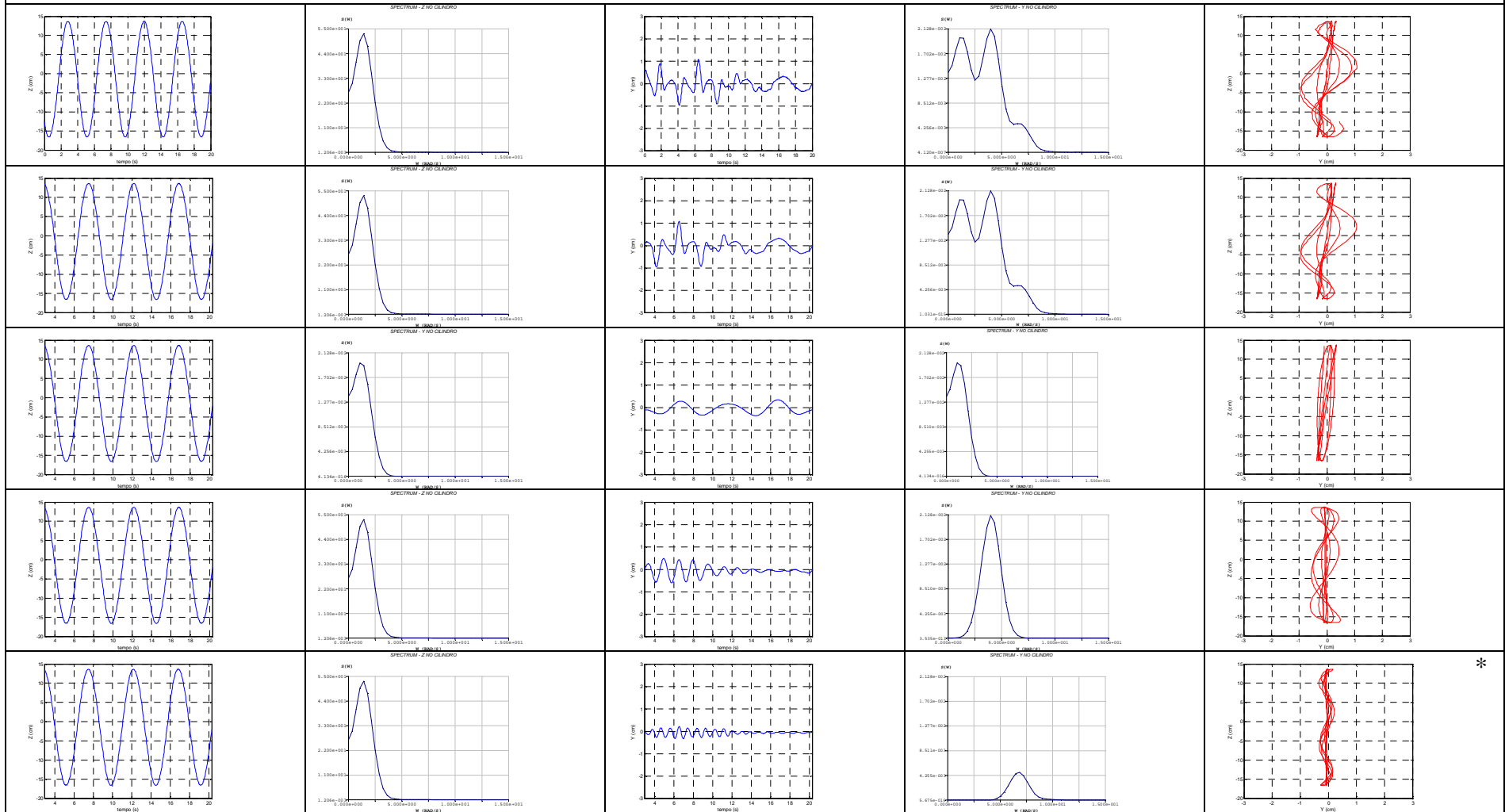


$V_r = 15.5$



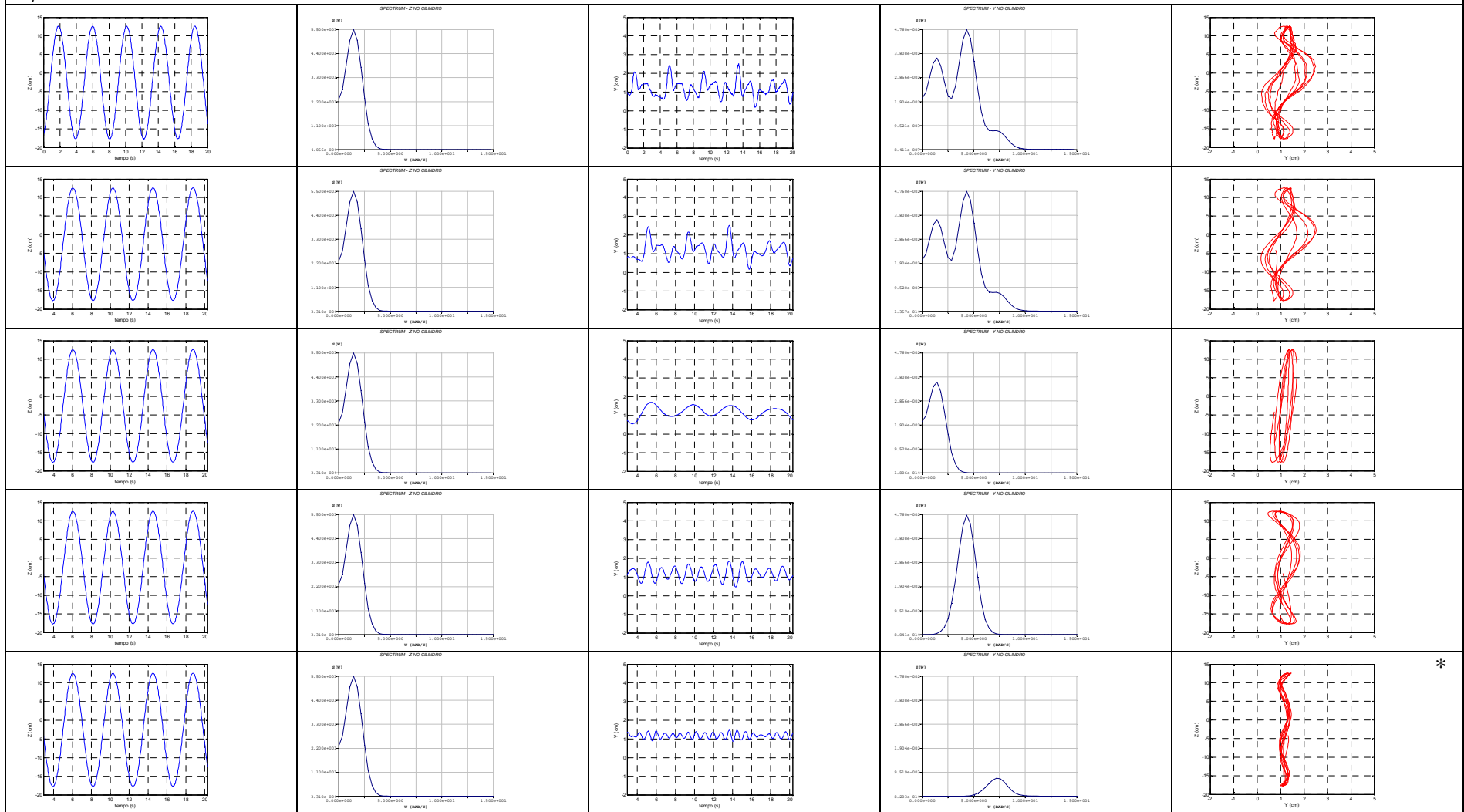
### A.3 - Resultados para o cilindro com $D=5cm$ e $KC=20$

$V_r = 5.5$



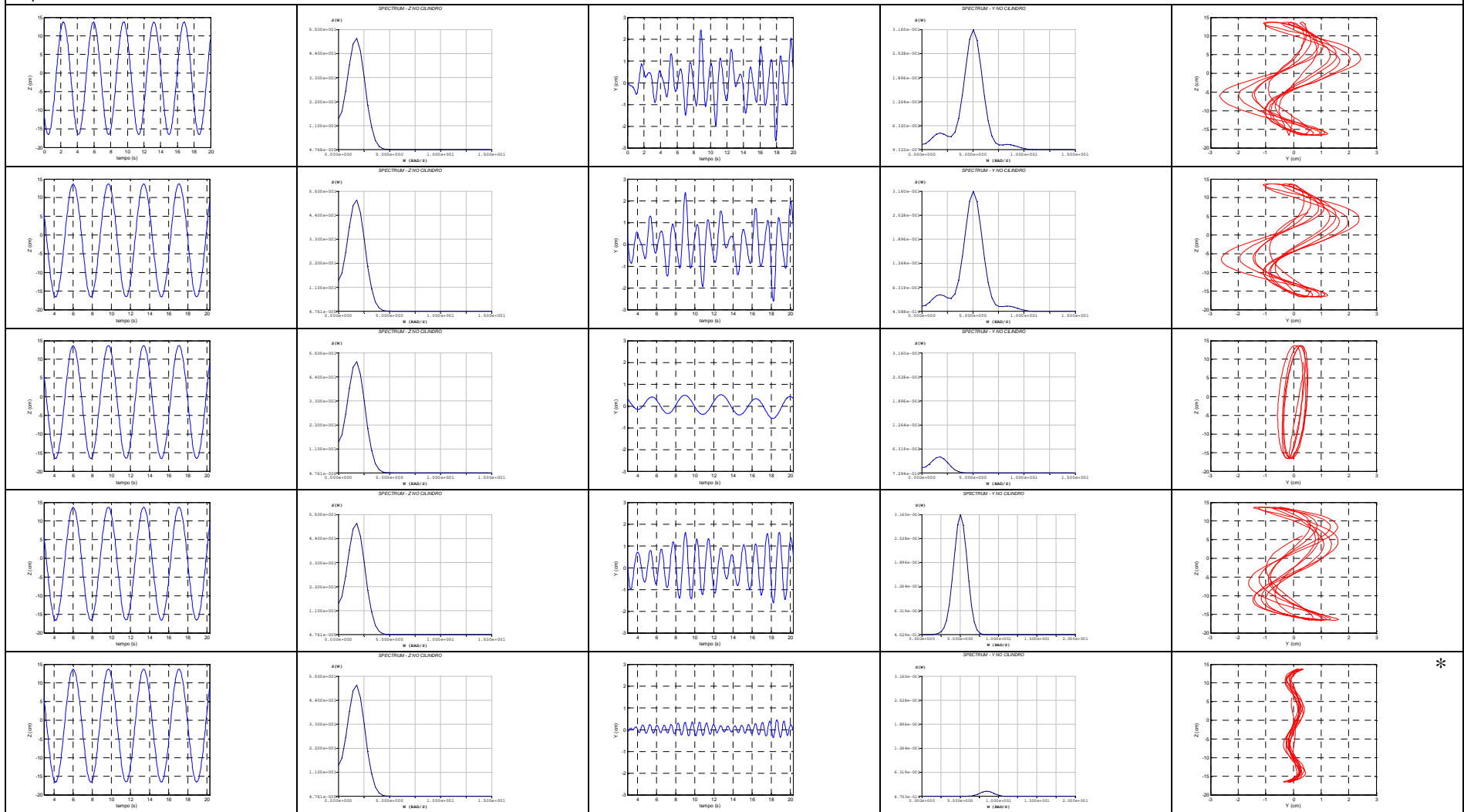
\*

$V_r = 6.0$

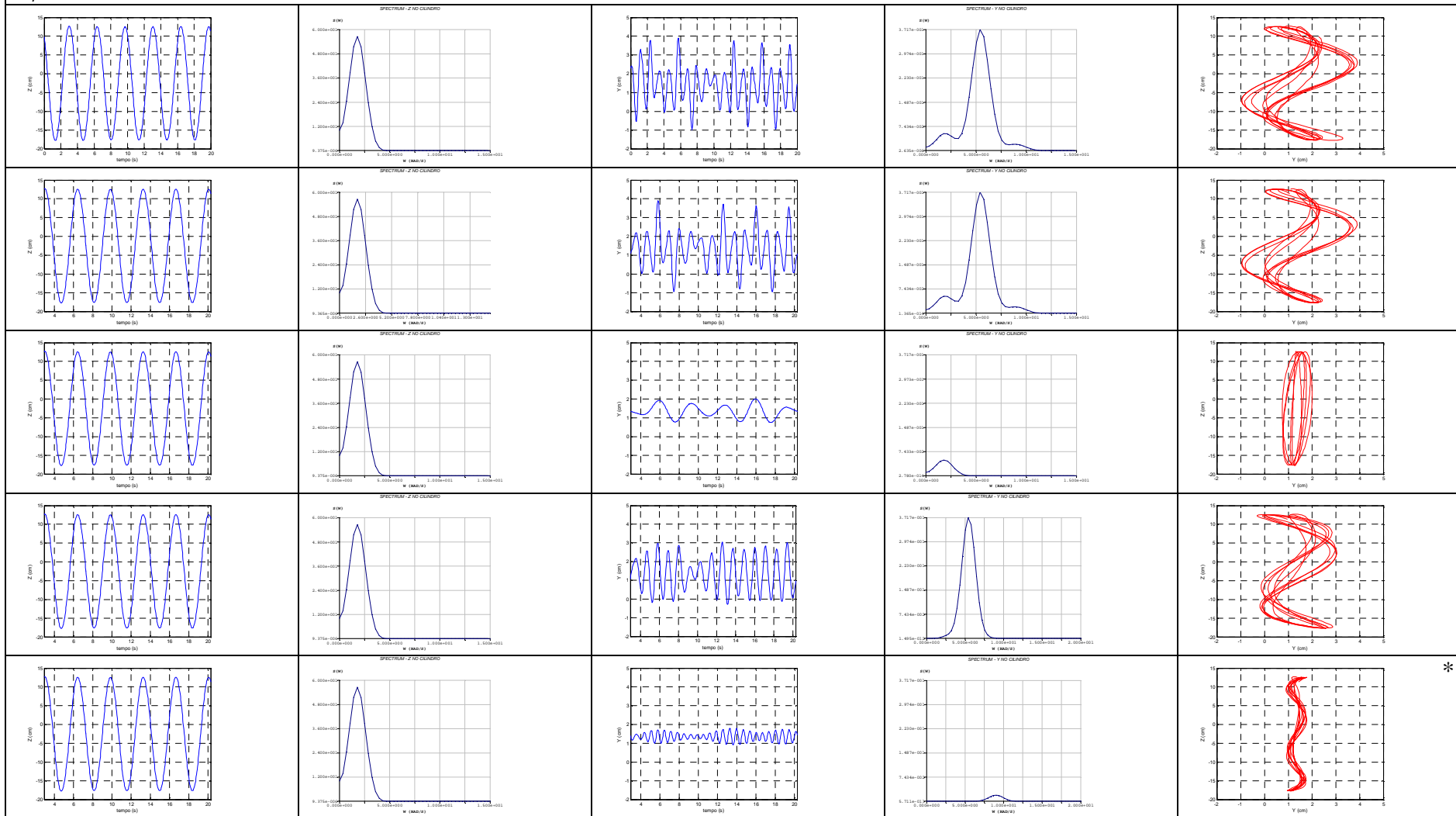


\*

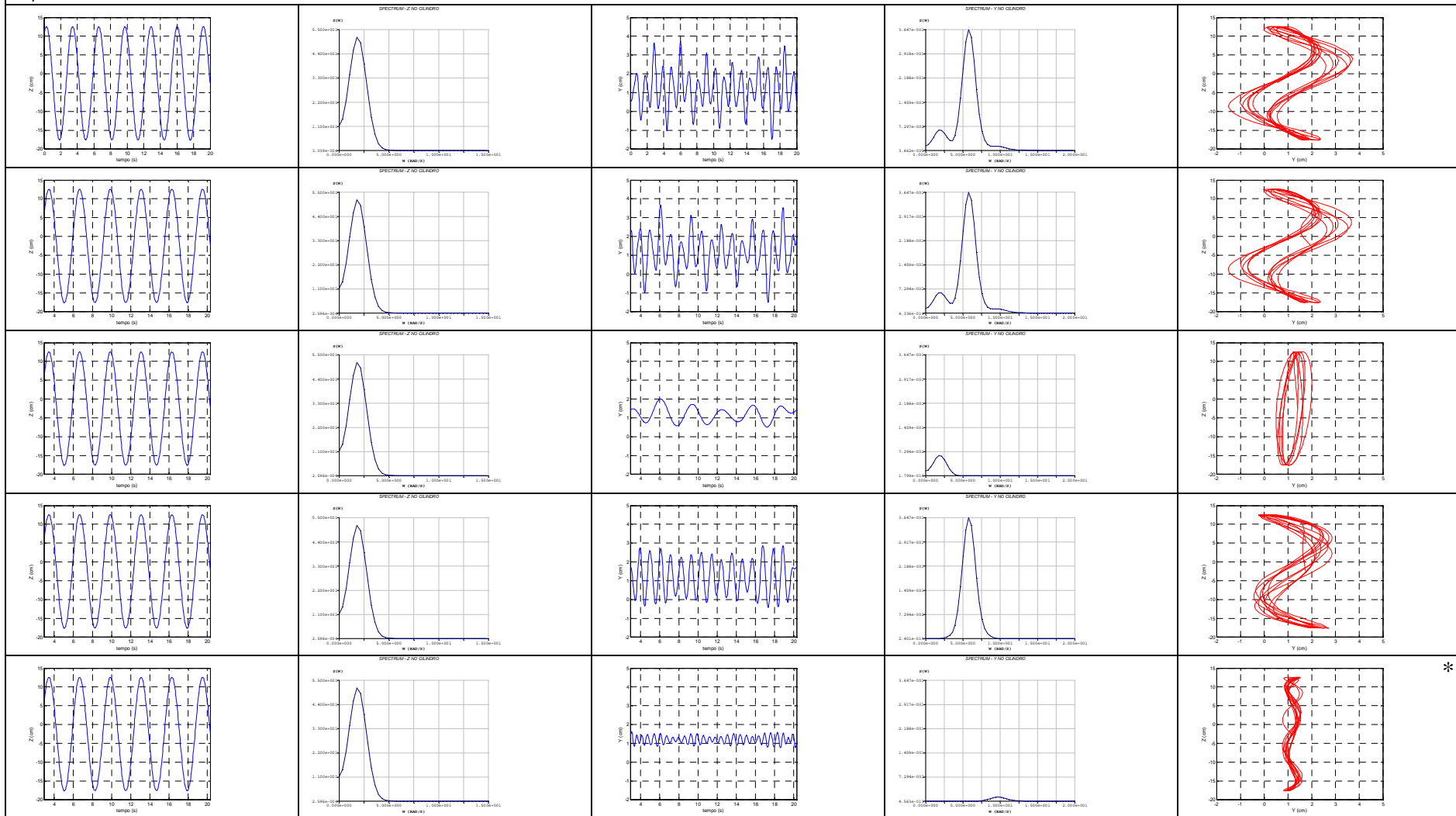
$V_r = 7.0$



$V_r = 7.5$



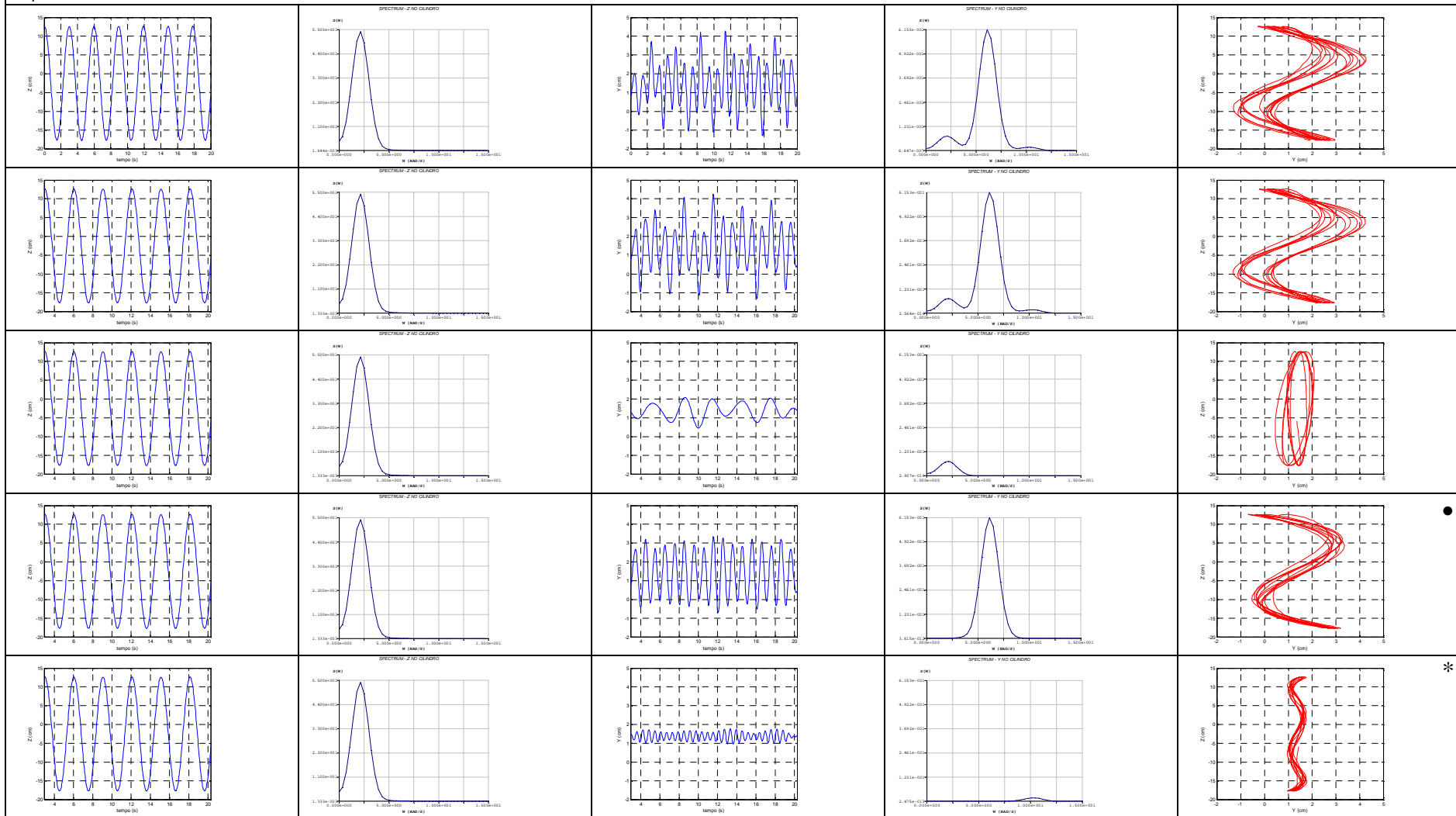
$V_r = 8.0$



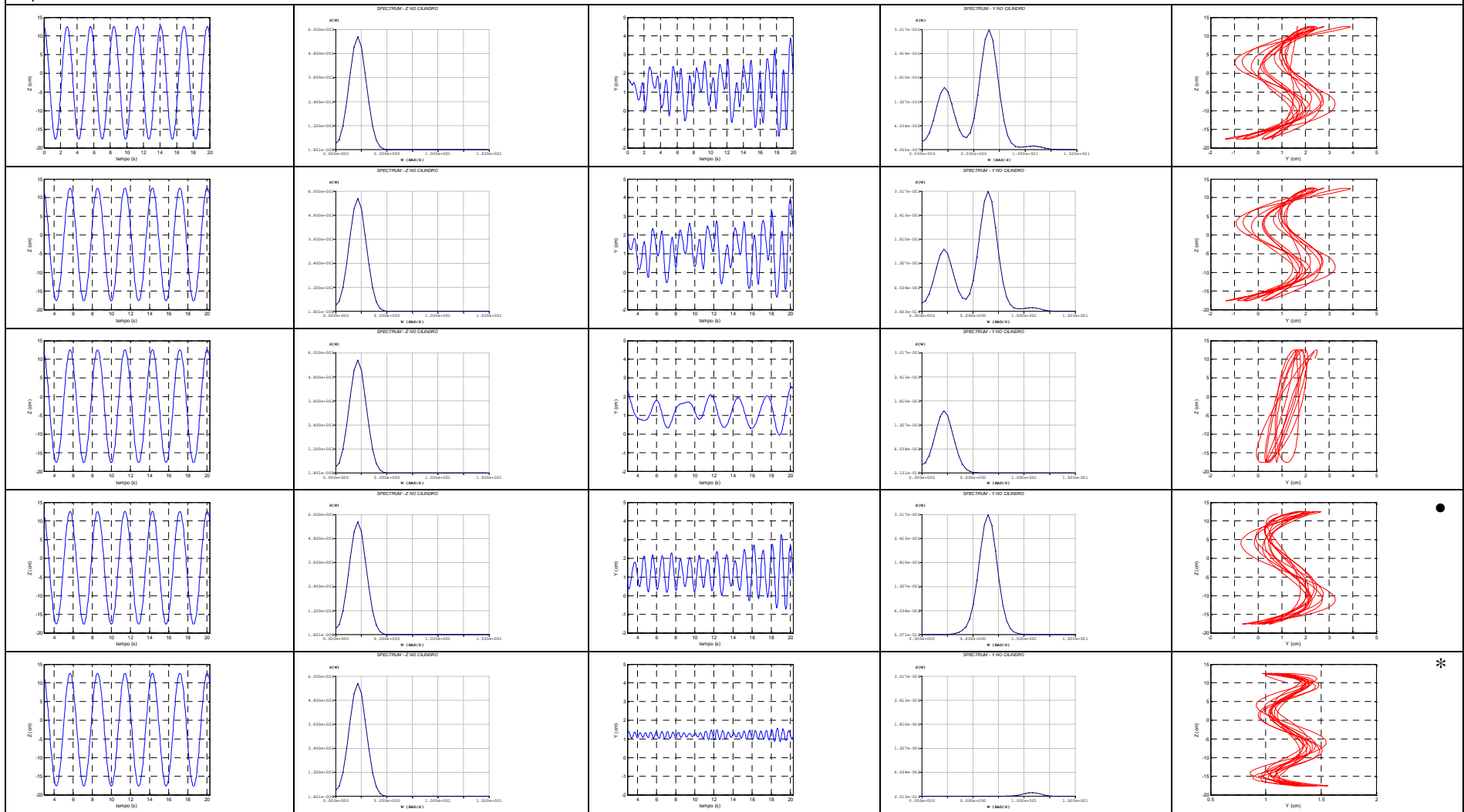
\*



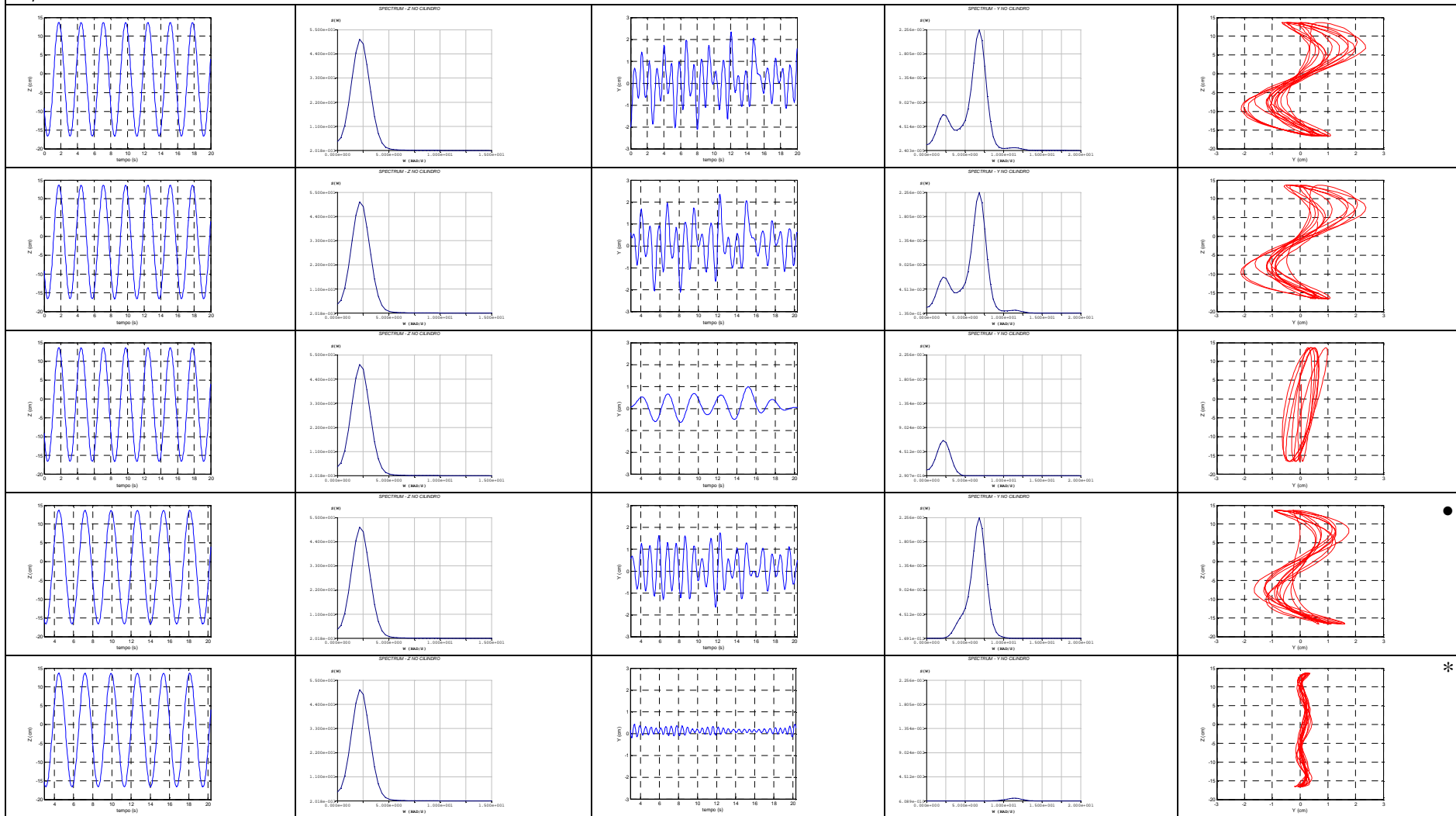
$V_r = 8.5$



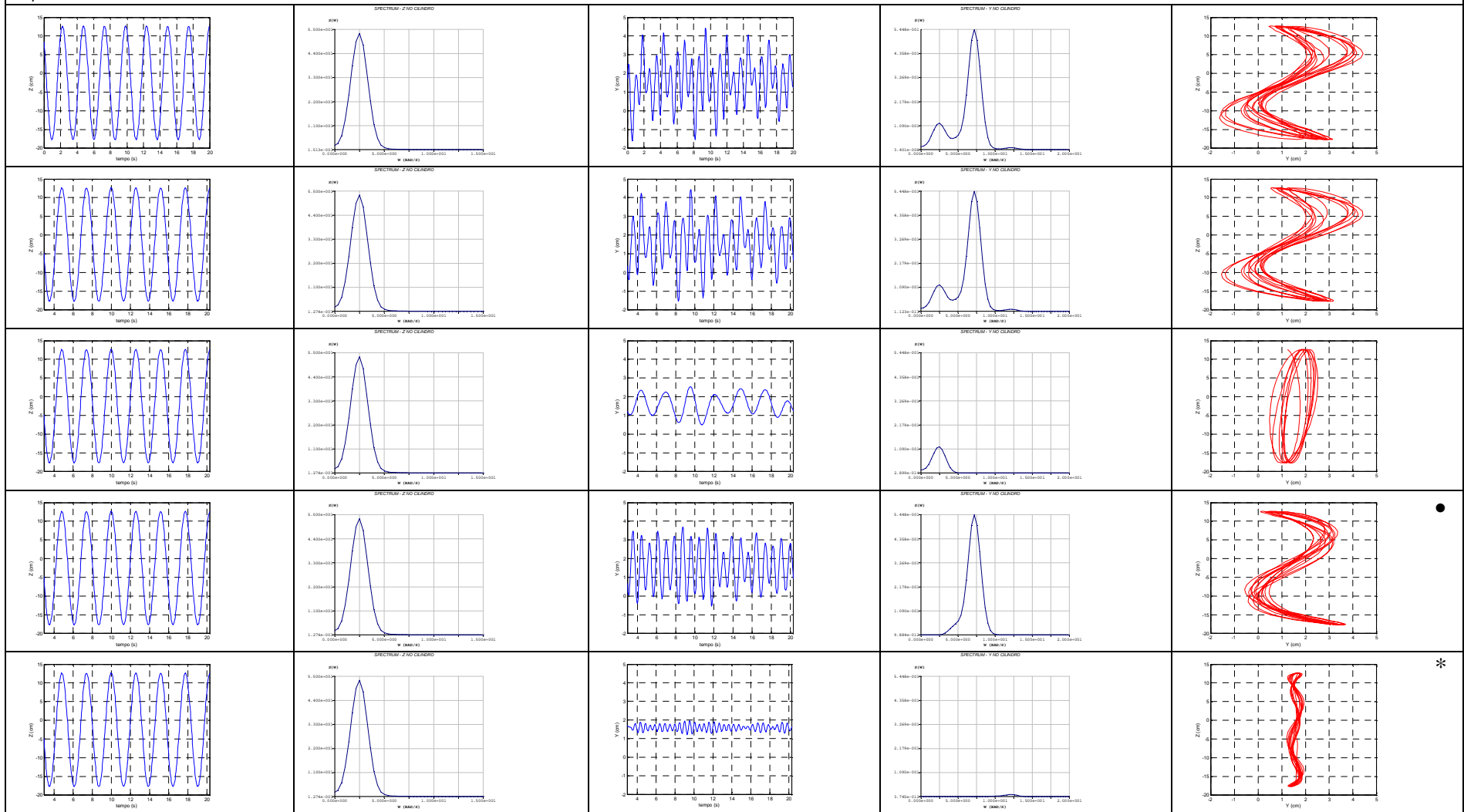
$V_r = 9.0$



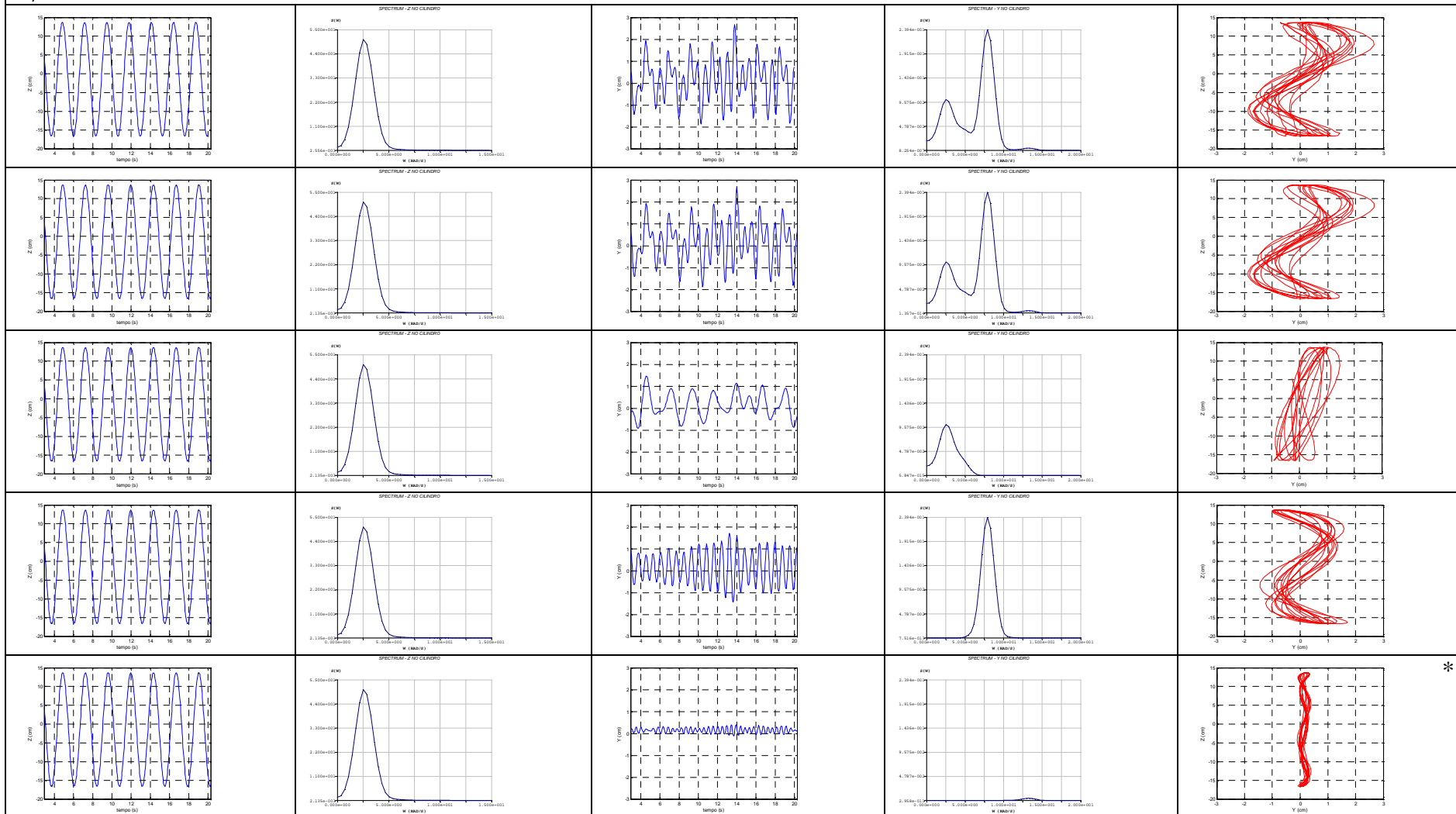
$V_r = 9.5$



$V_r = 10.0$

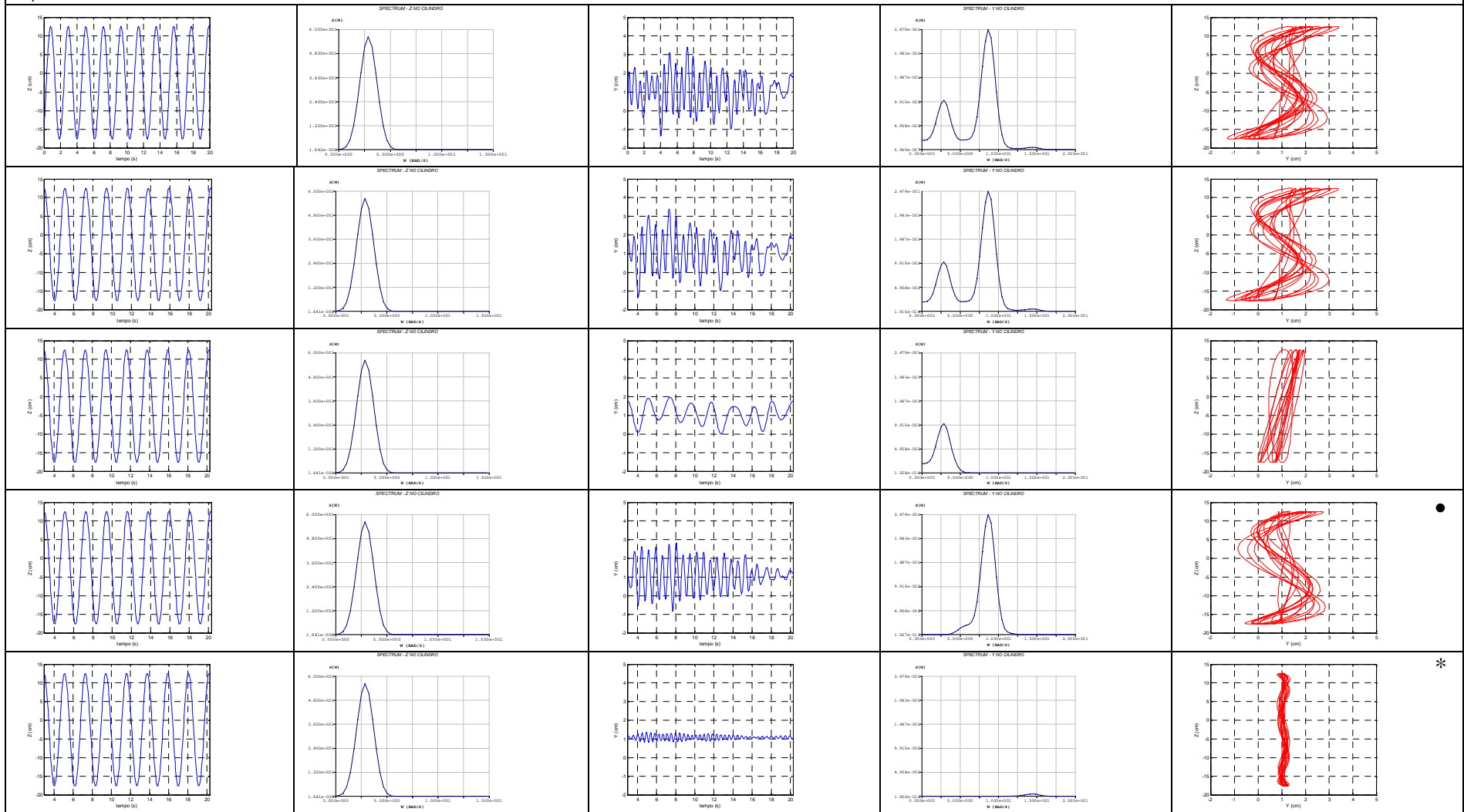


$V_r = 11.0$

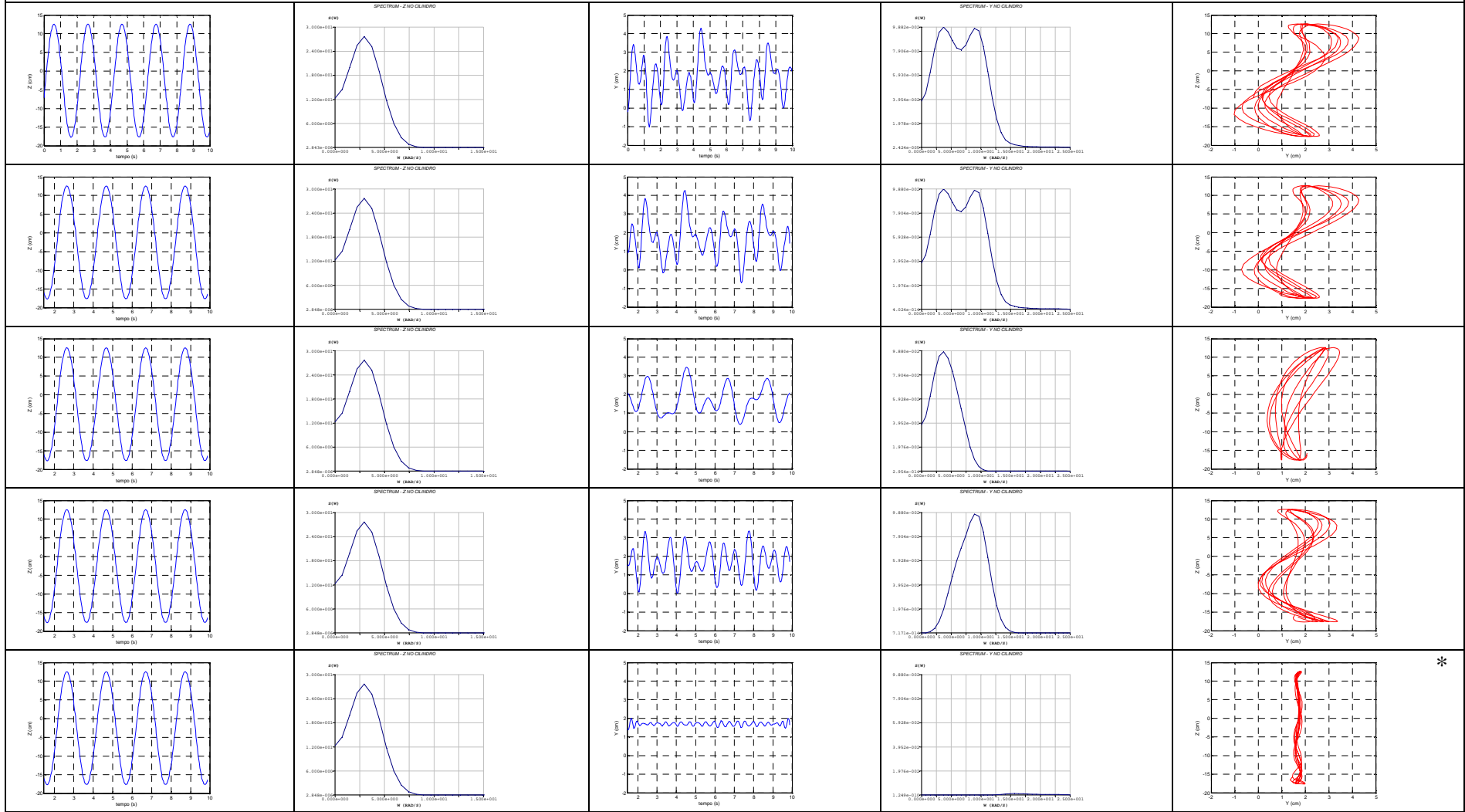


\*

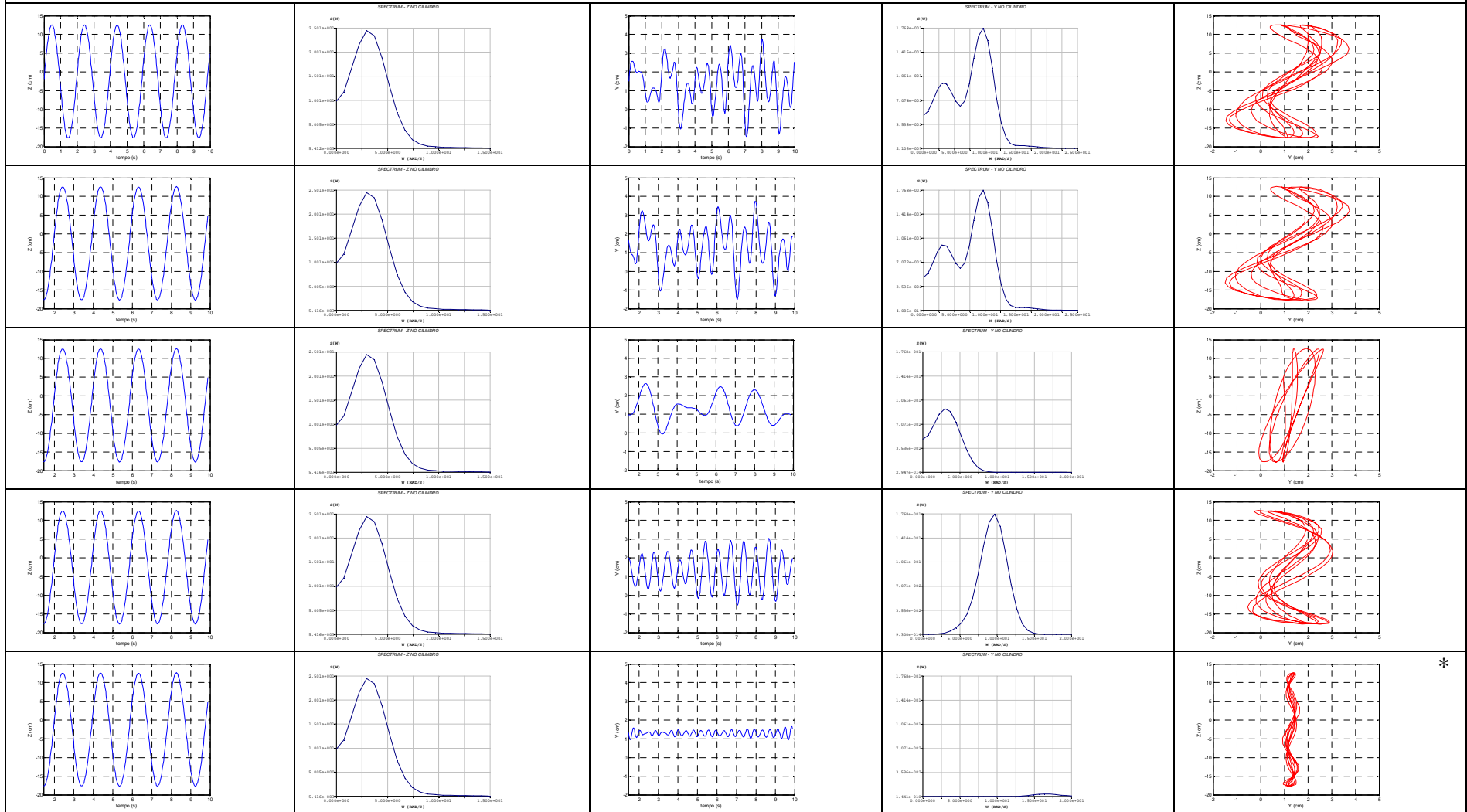
$V_r = 12.0$



$V_r = 12.5$



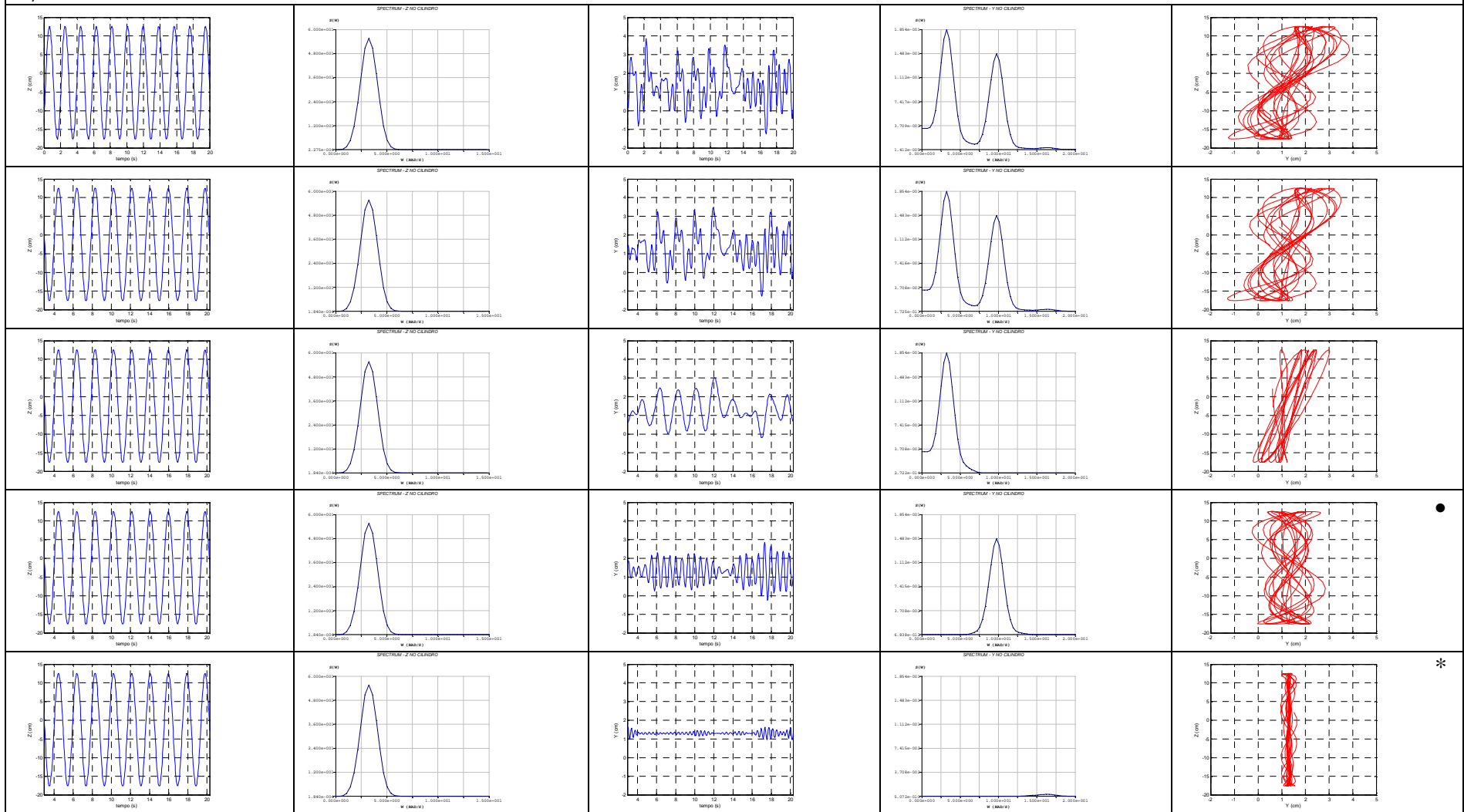
$V_r = 13.0$



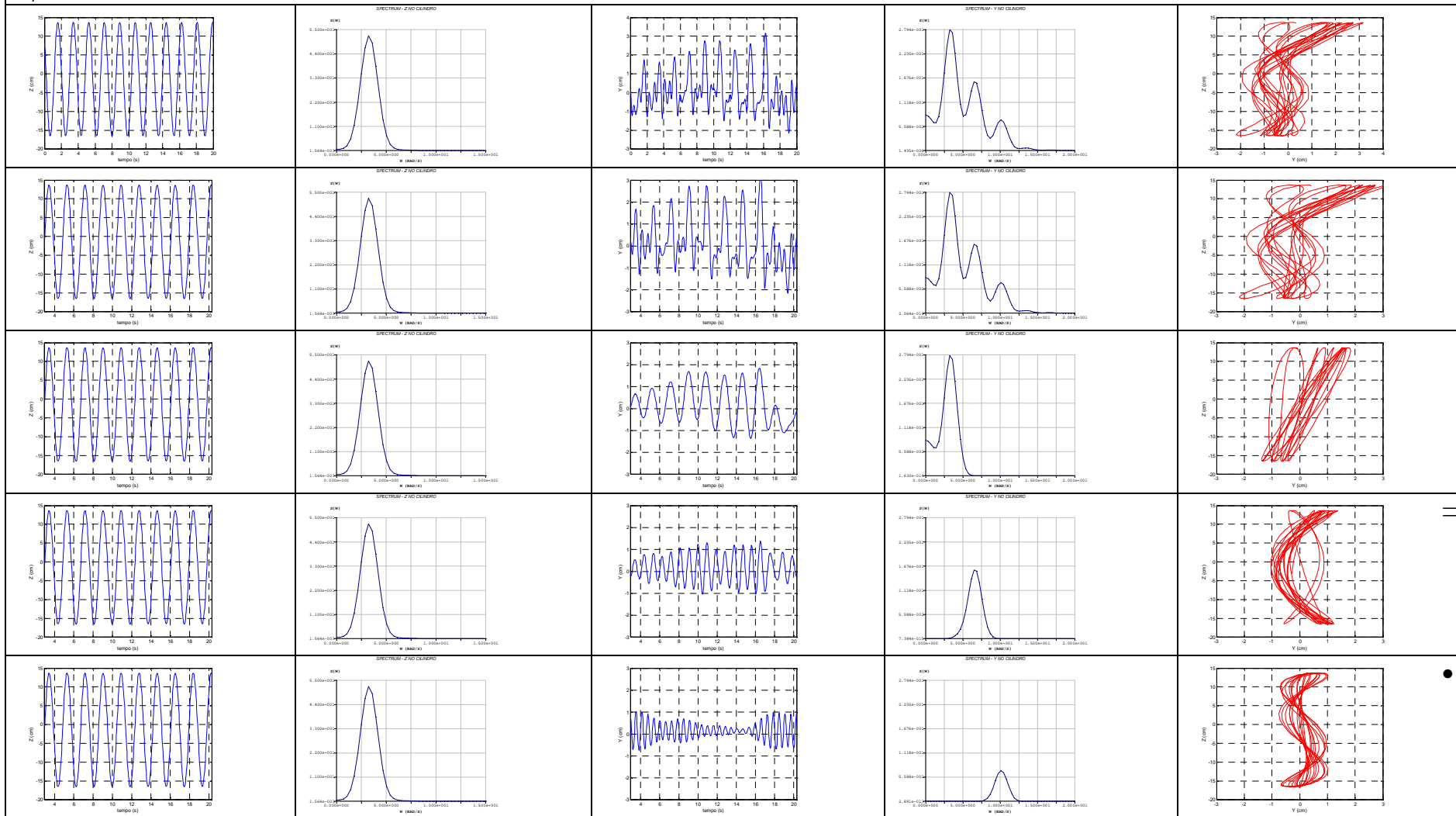
\*

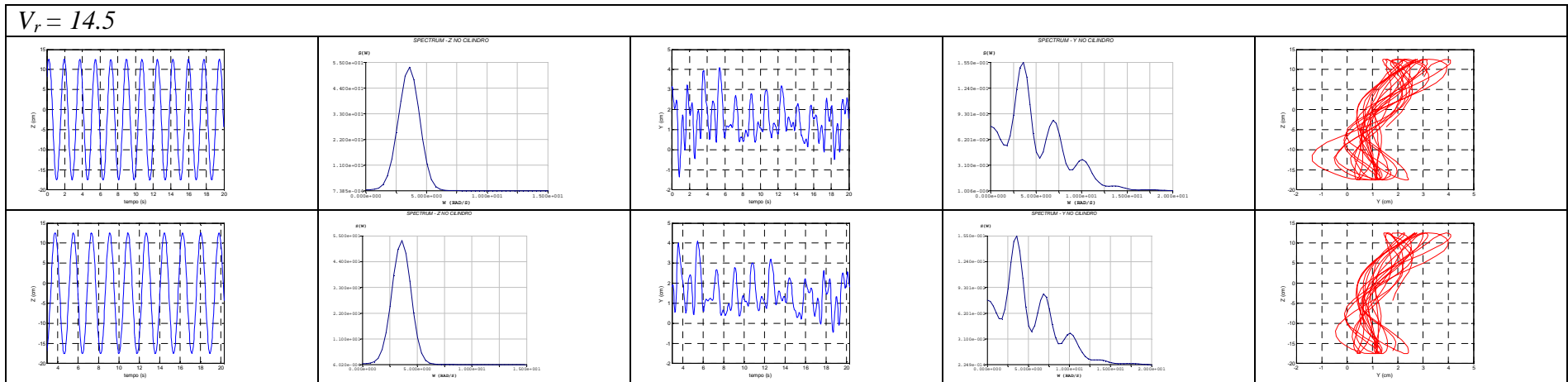
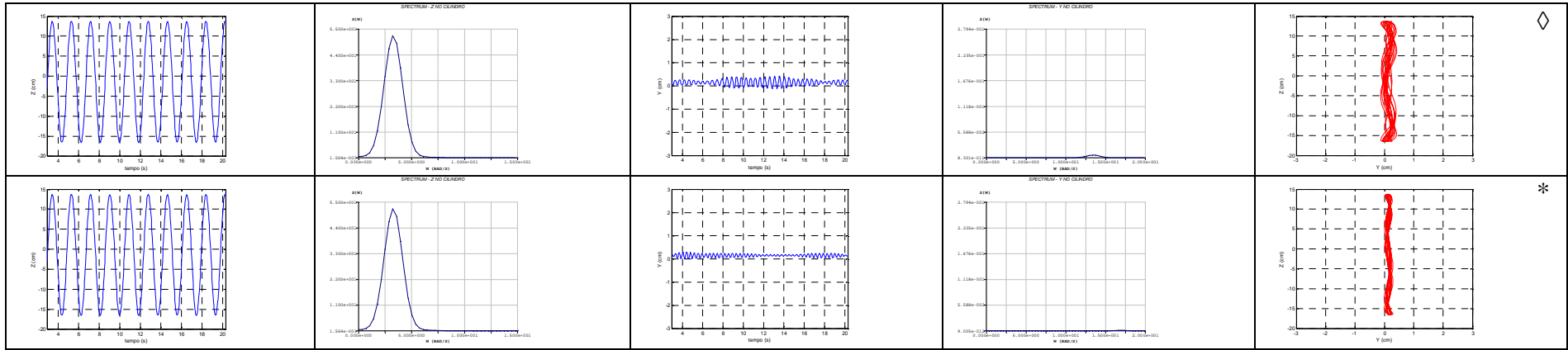


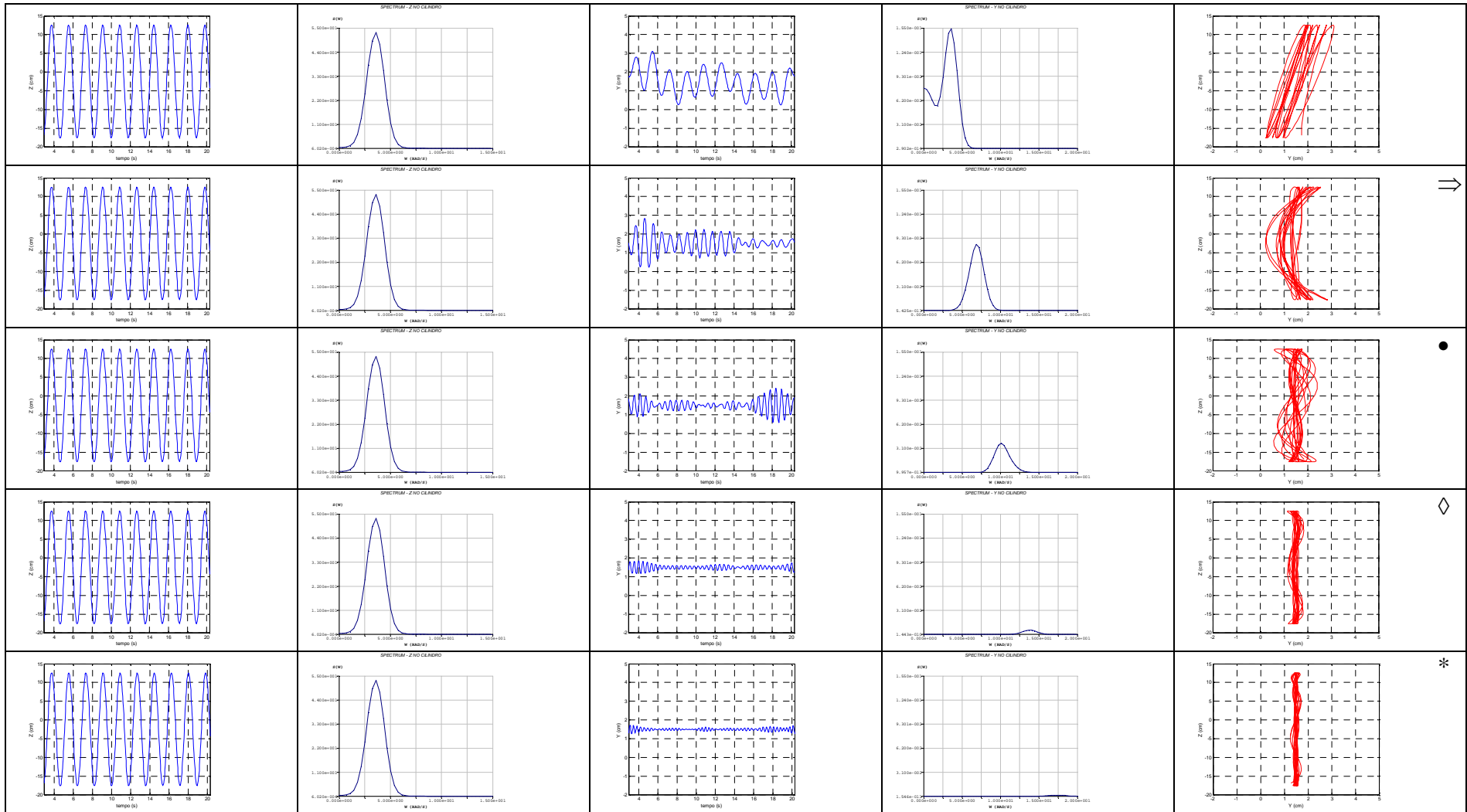
$V_r = 13.5$



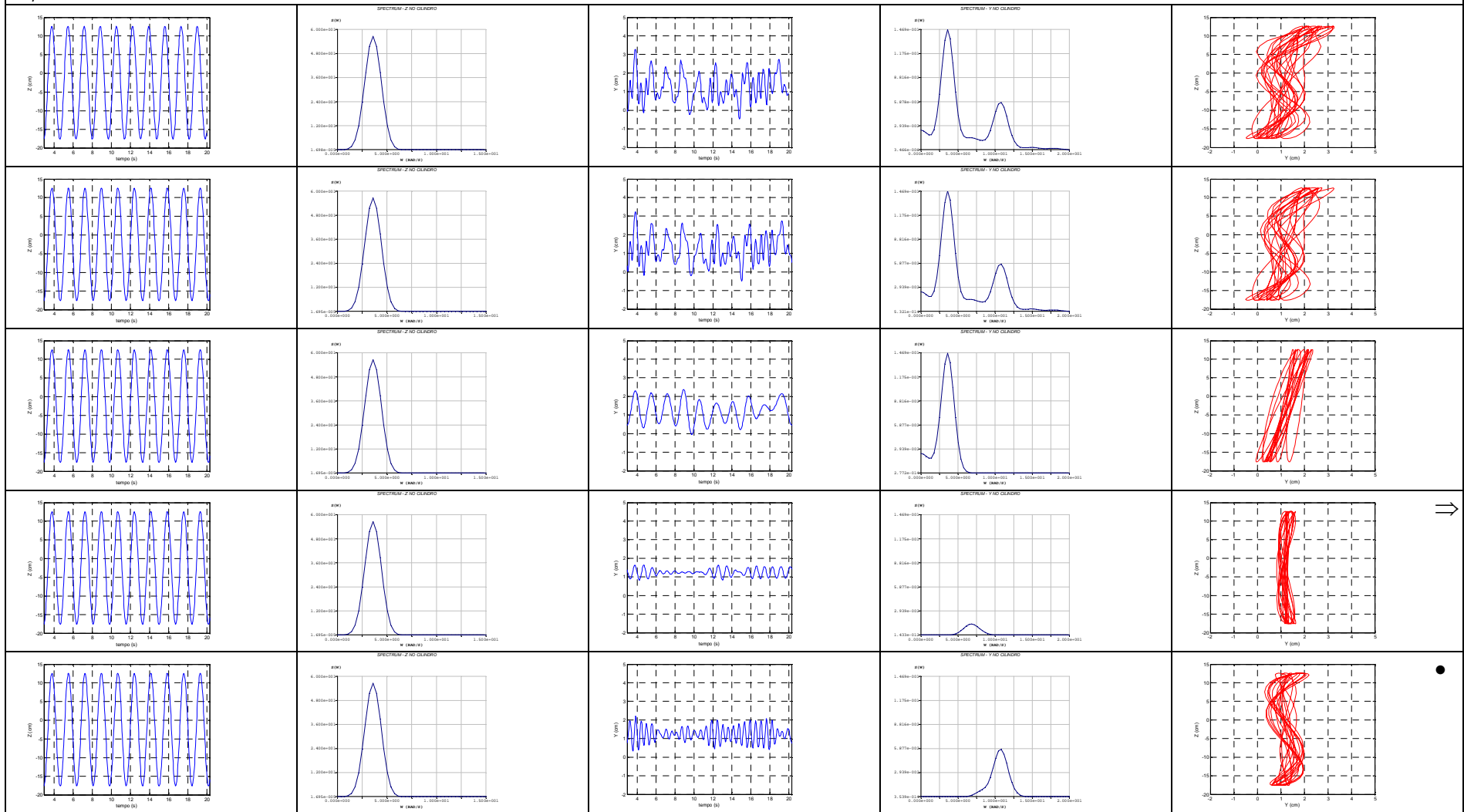
$V_r = 14.0$

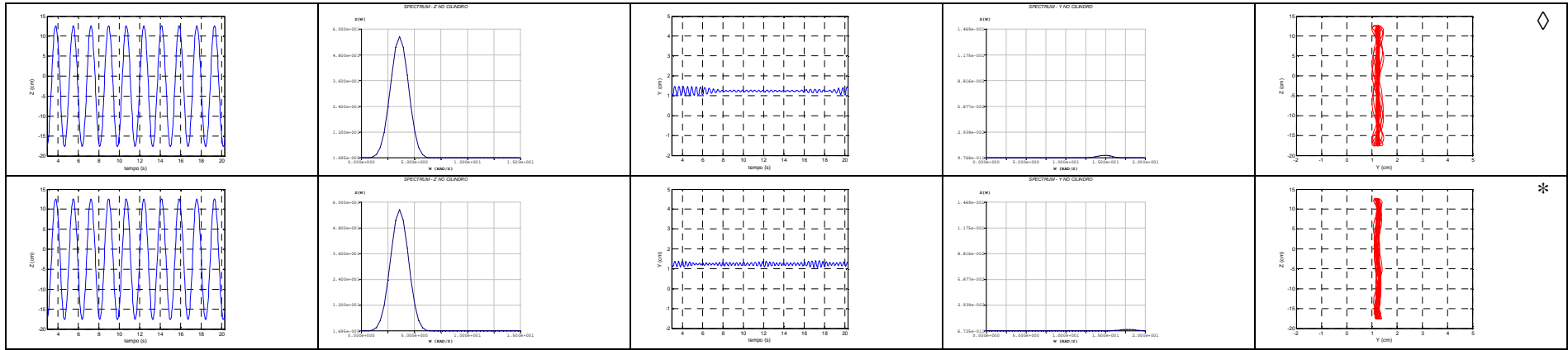




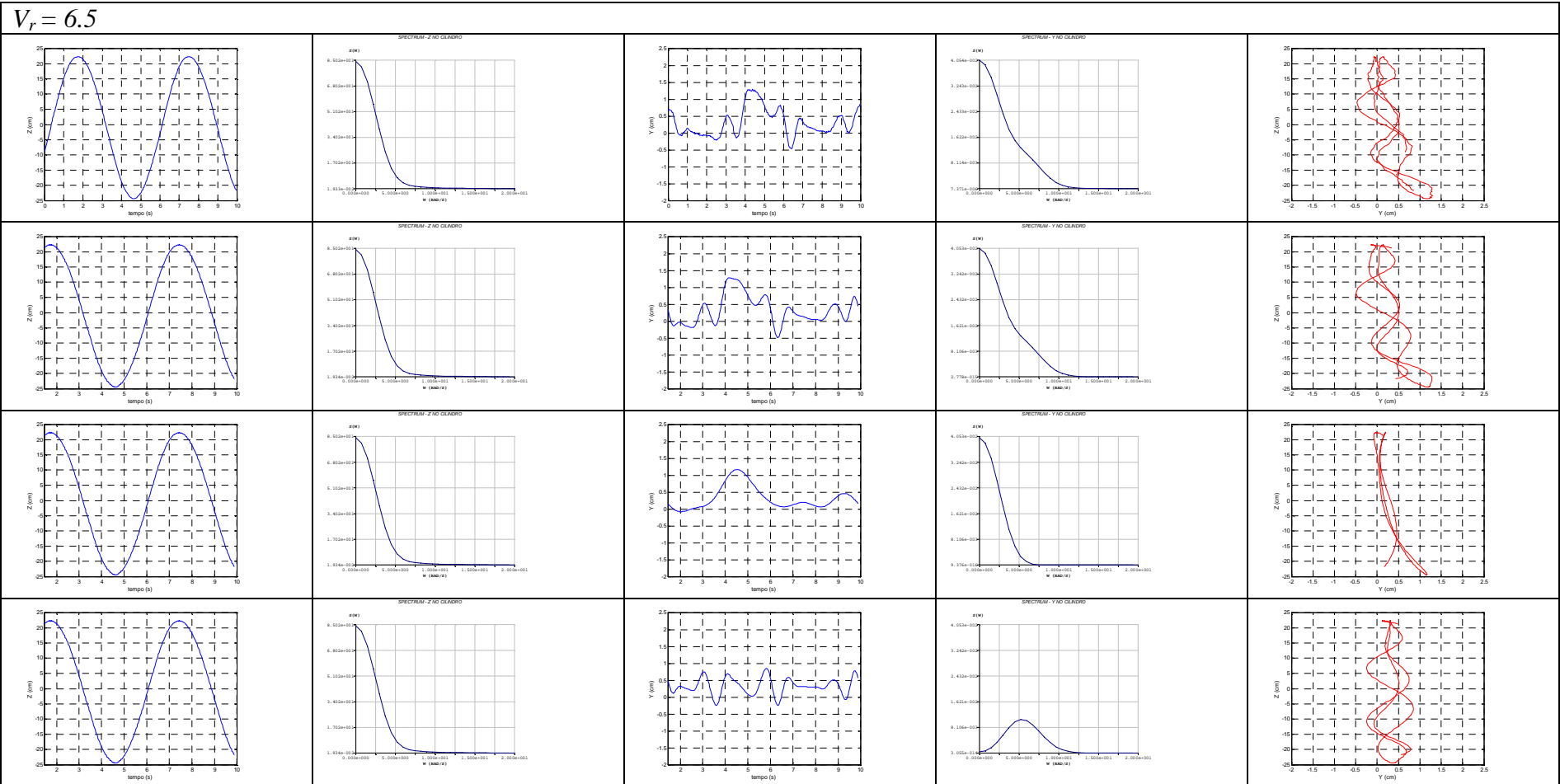


$V_r = 15.0$

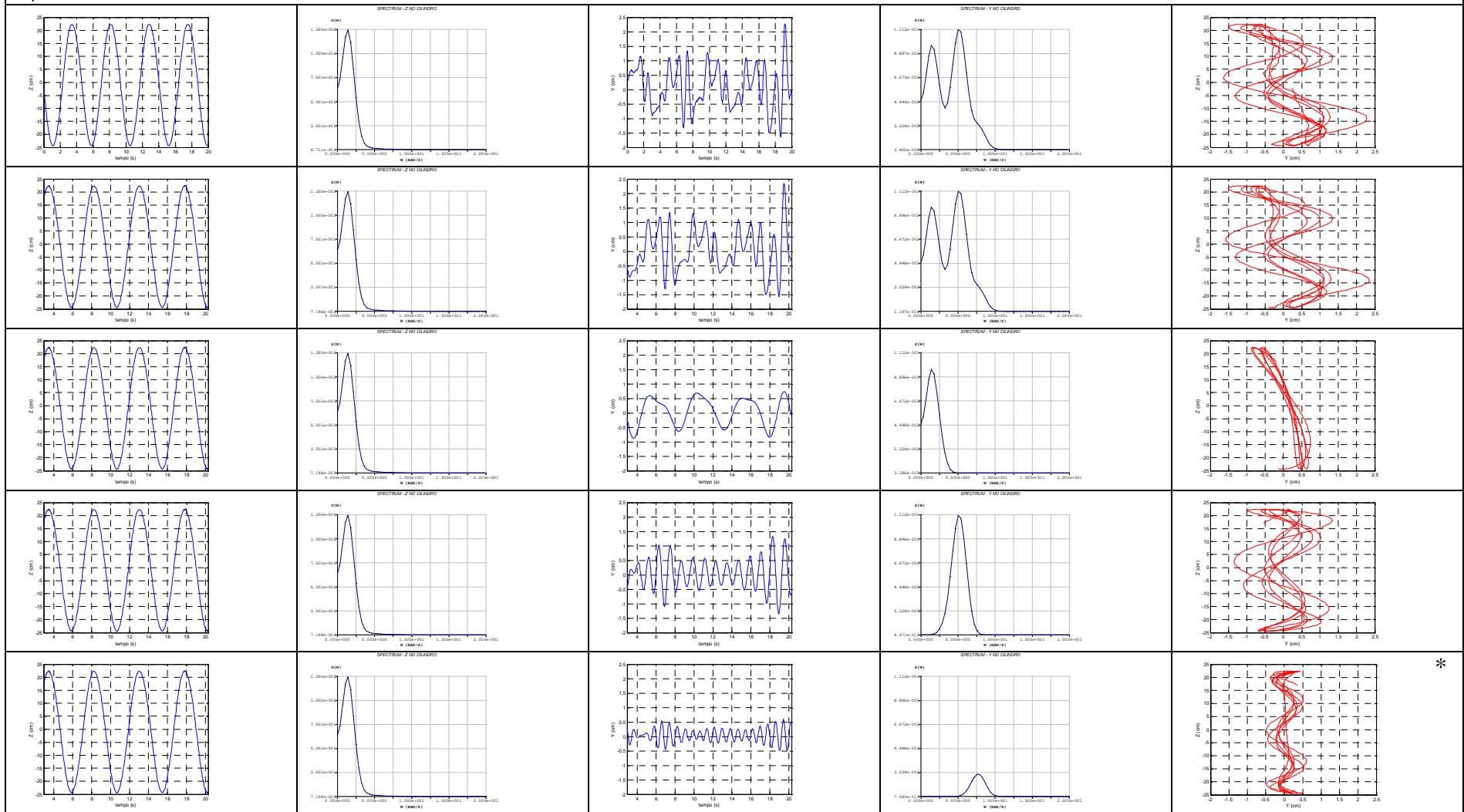




### A.4 - Resultados para o cilindro com $D=5\text{cm}$ e $KC=30$

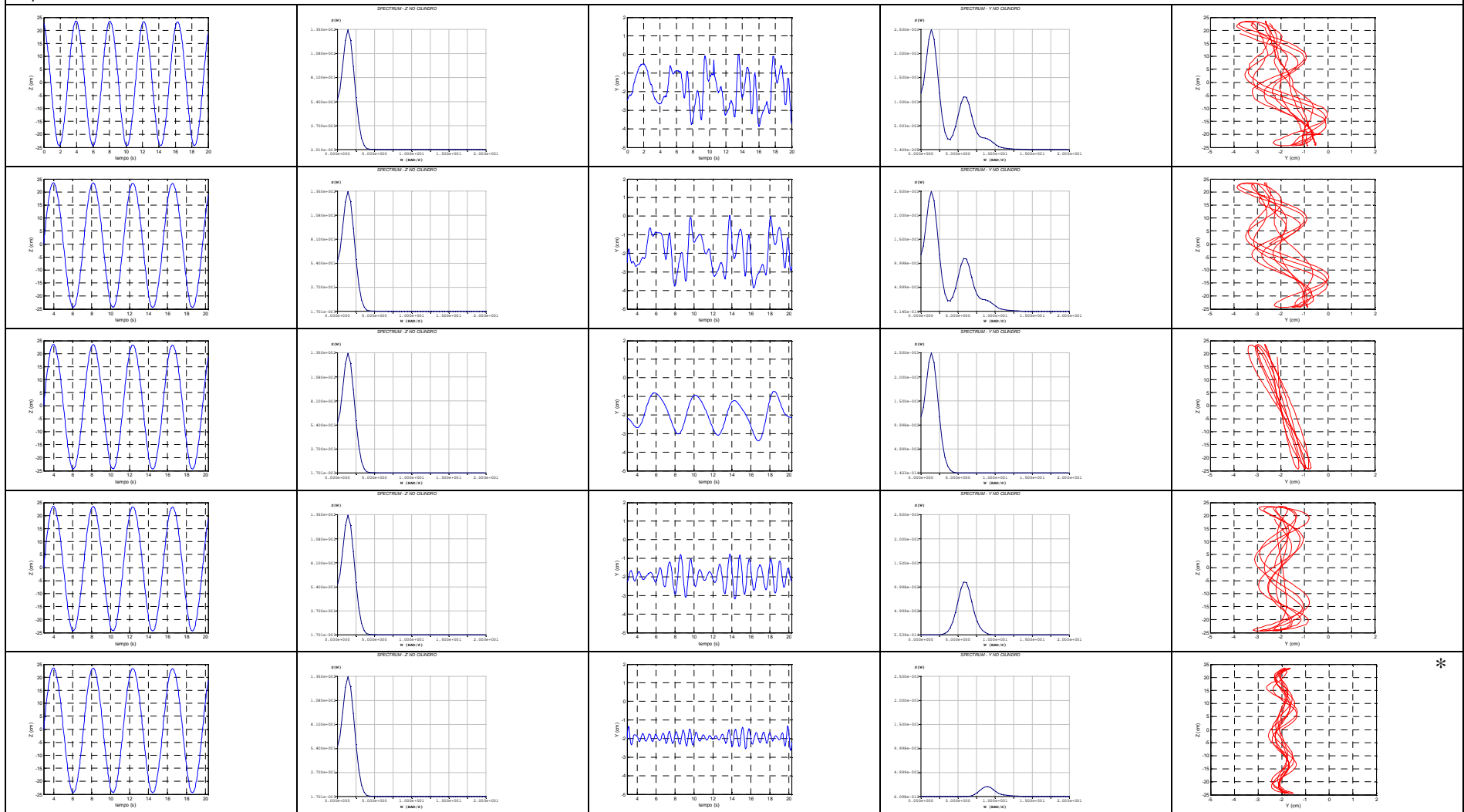


$V_r = 8.0$



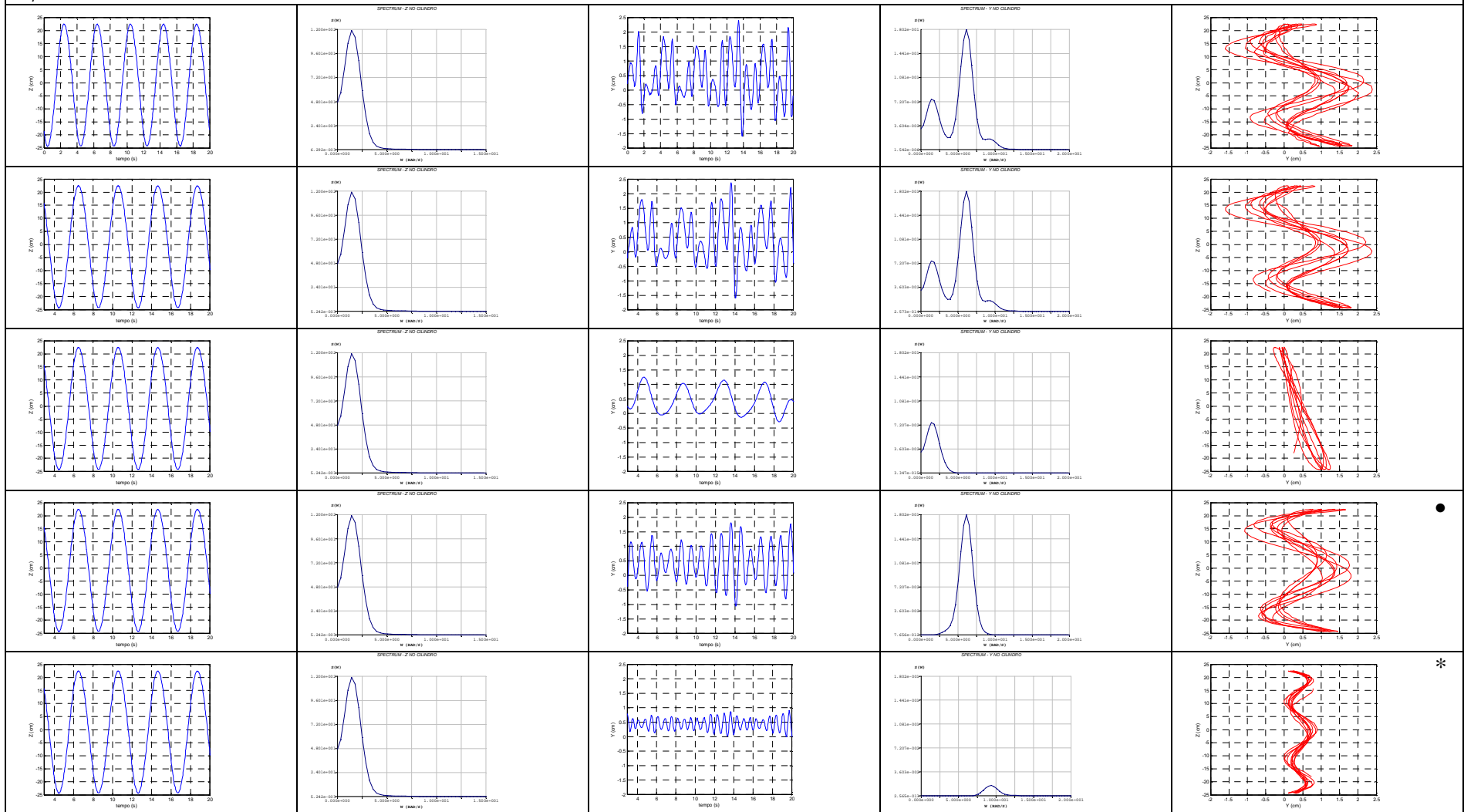


$V_r = 9.0$

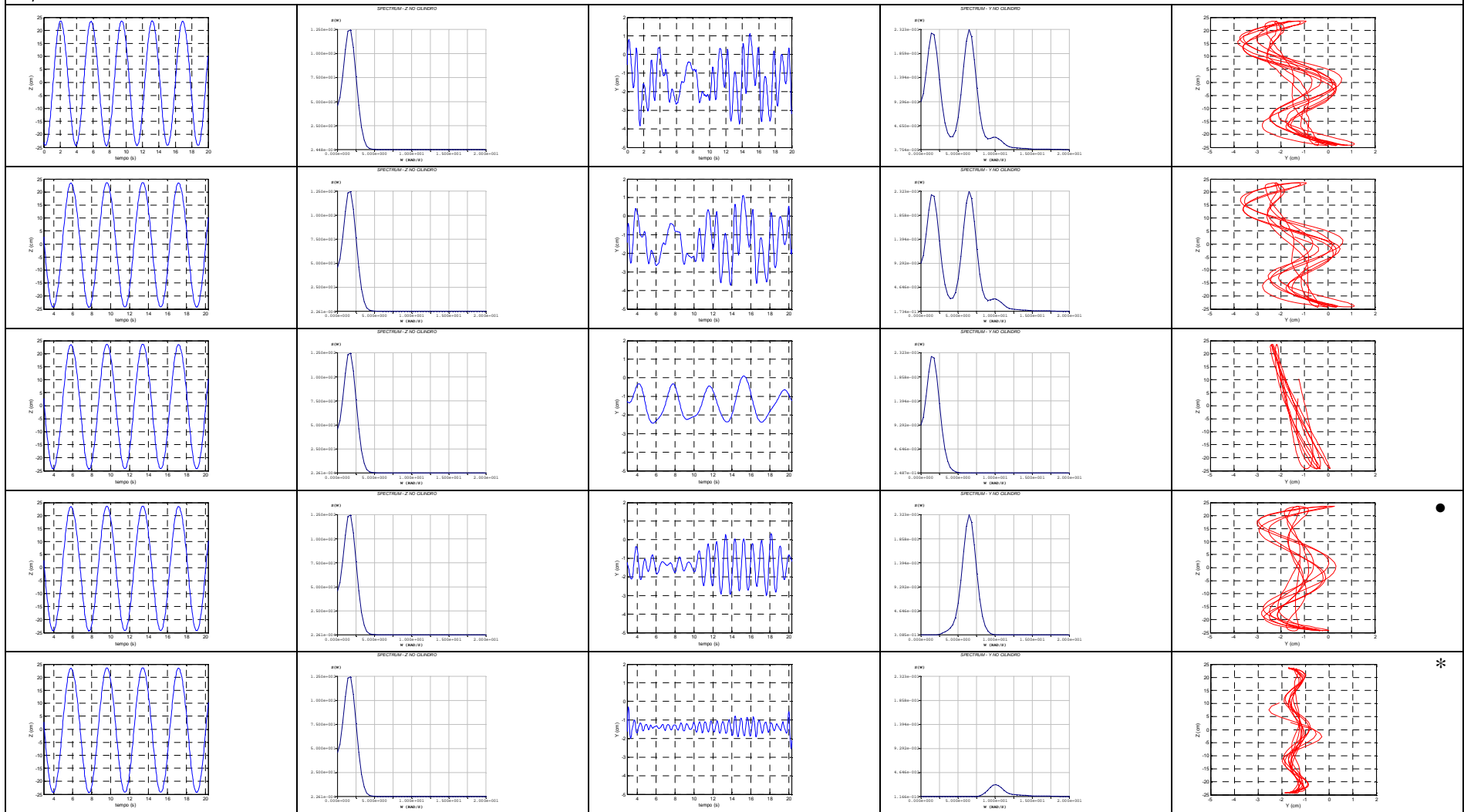


\*

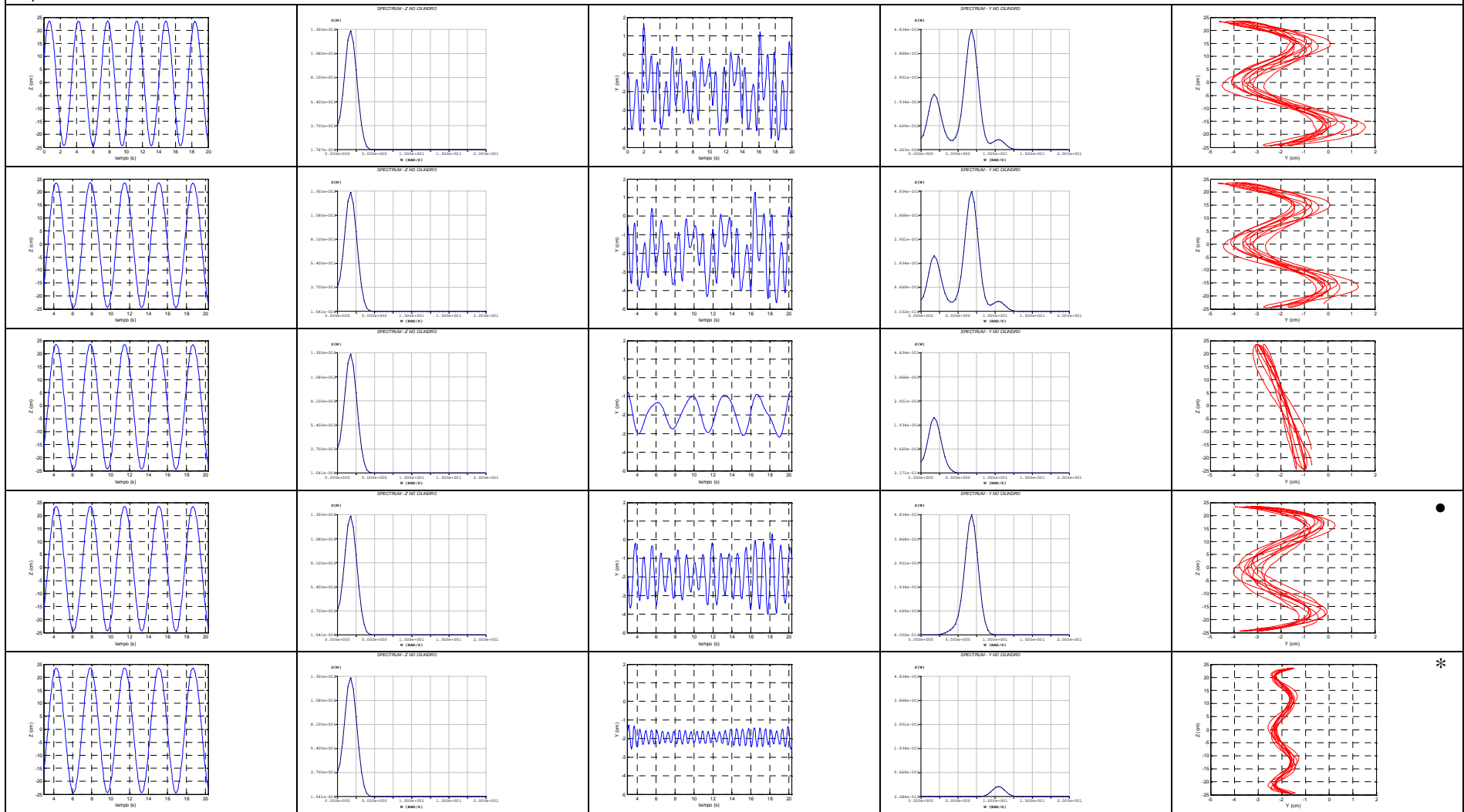
$V_r = 9.5$



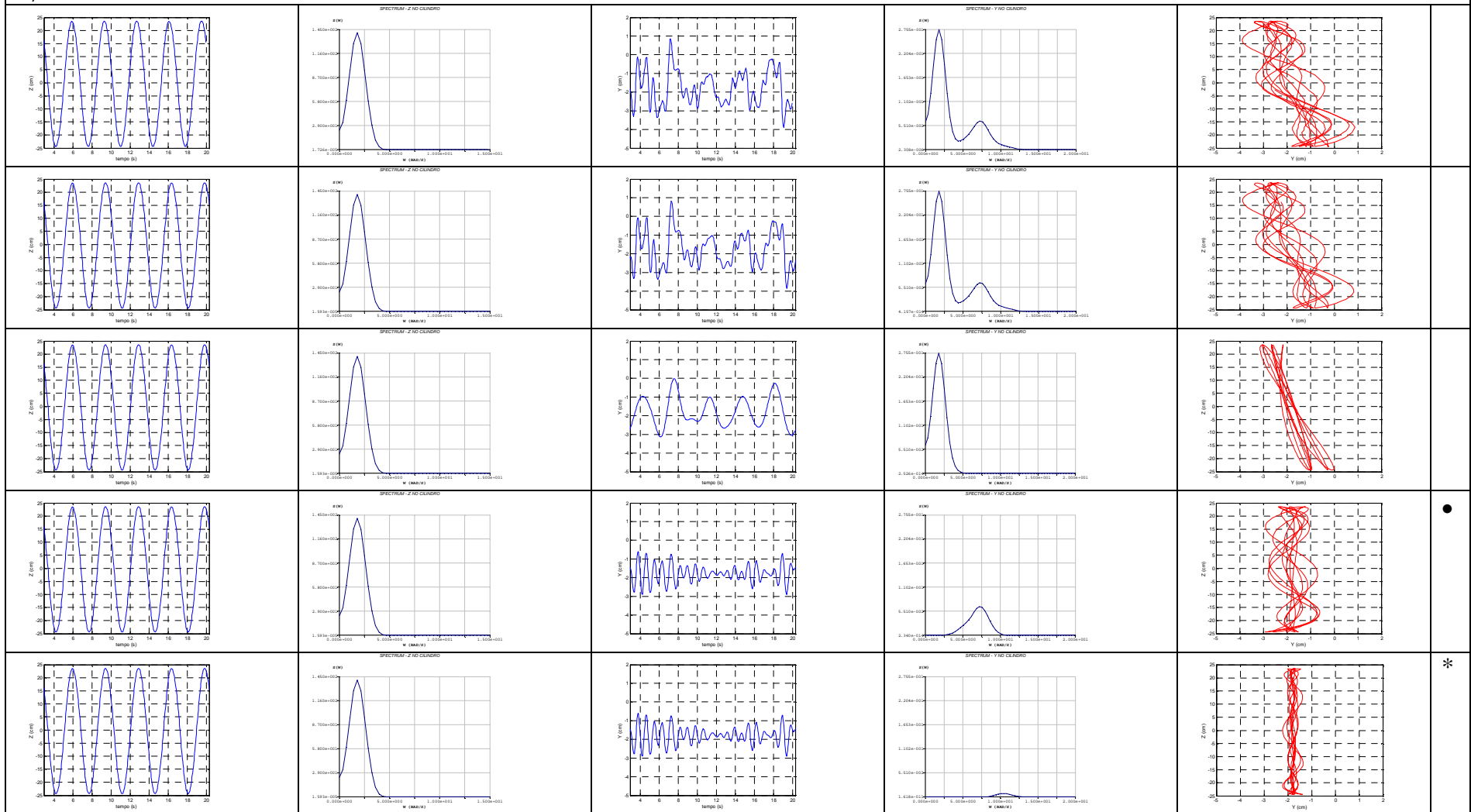
$V_r = 10.0$



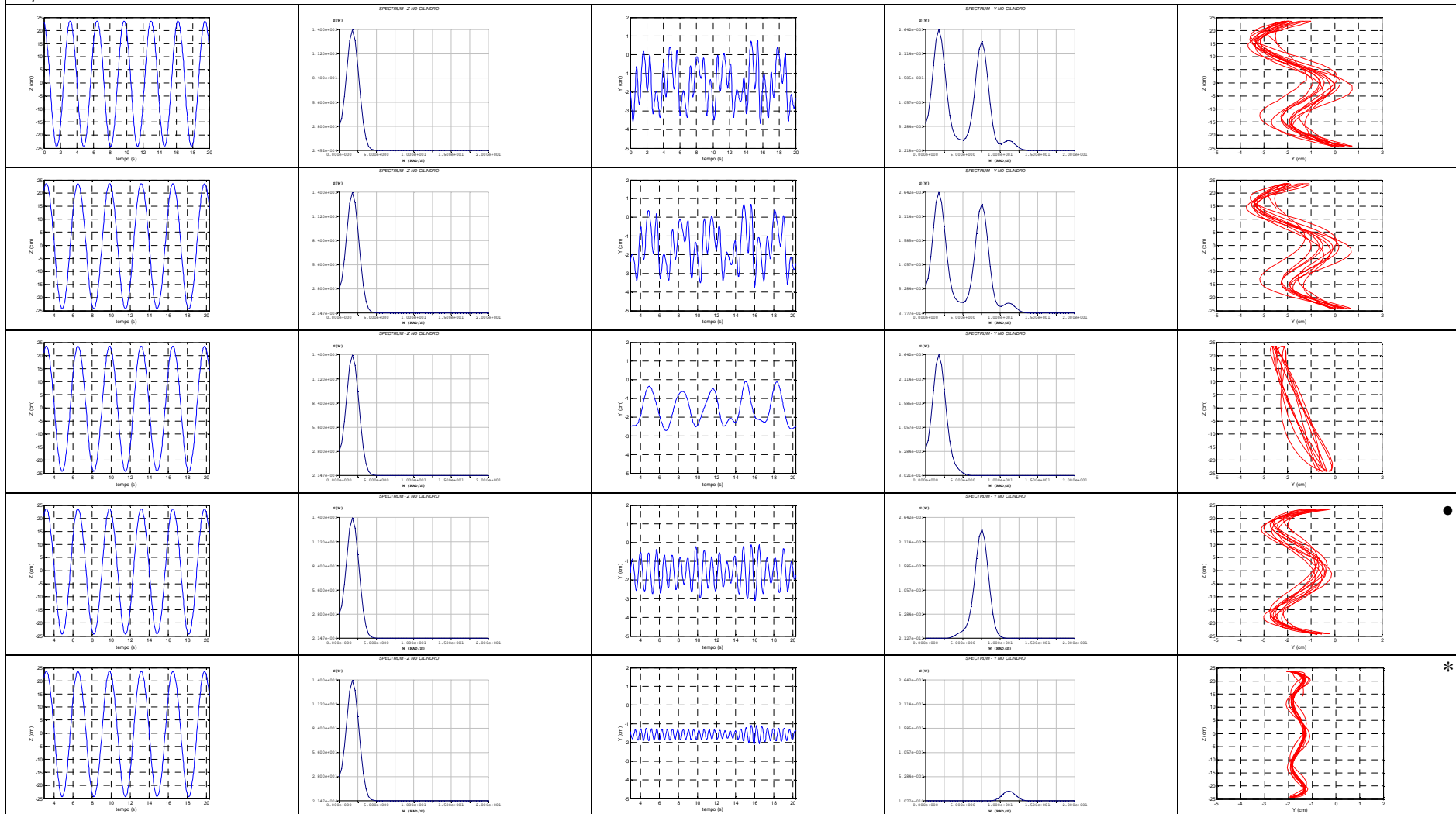
$V_r = 11.0$



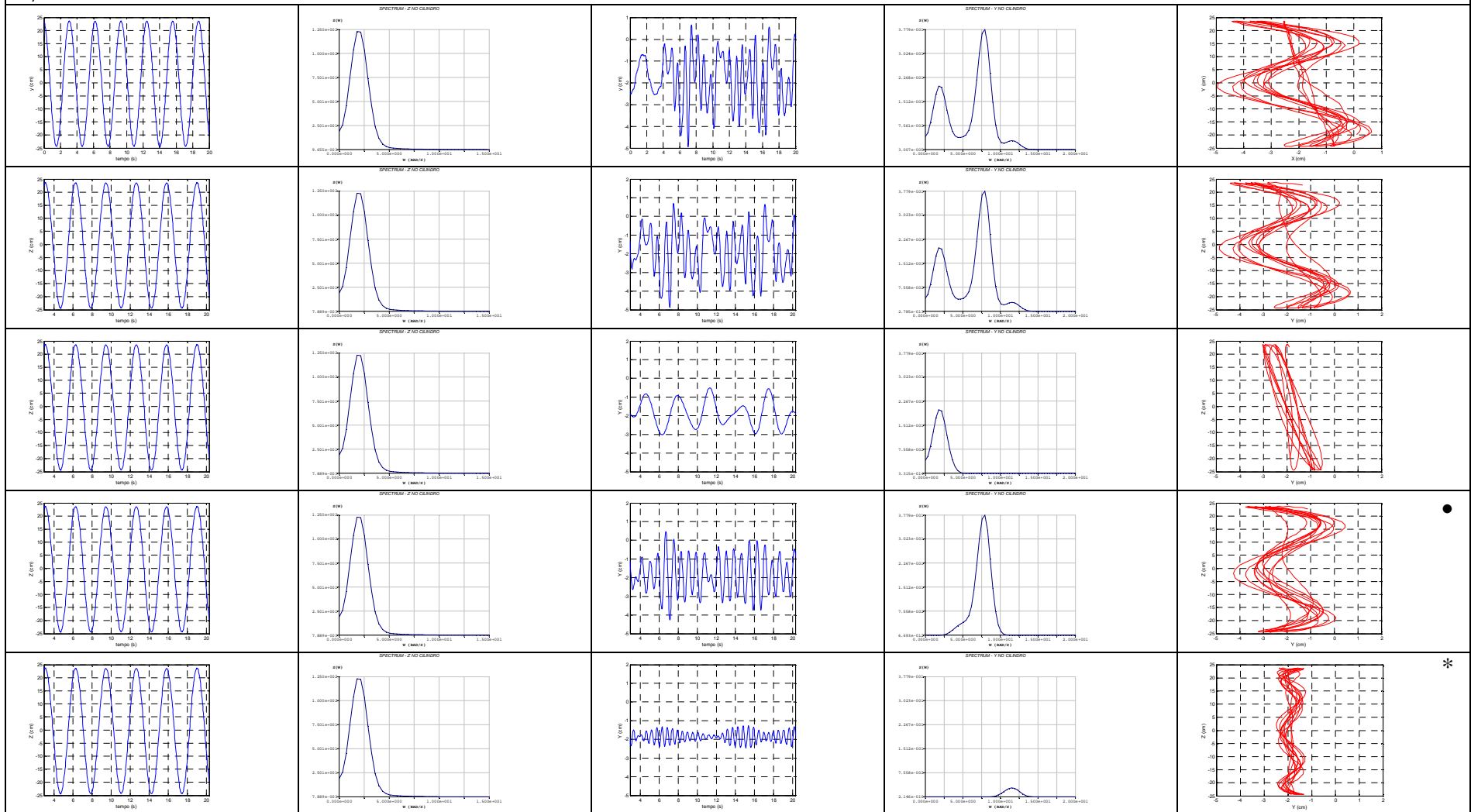
$V_r = 11.5$



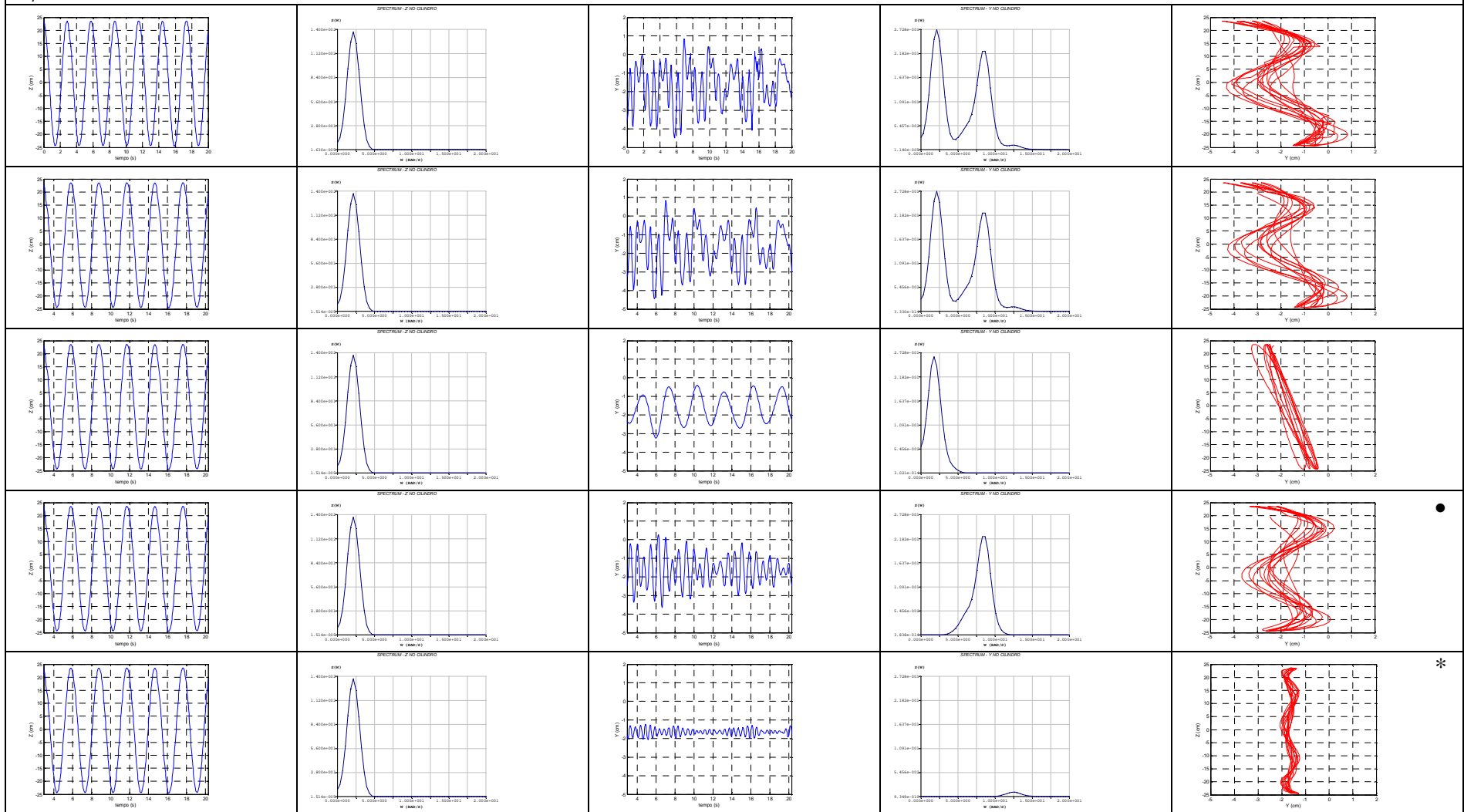
$V_r = 12.0$



$V_r = 12.5$

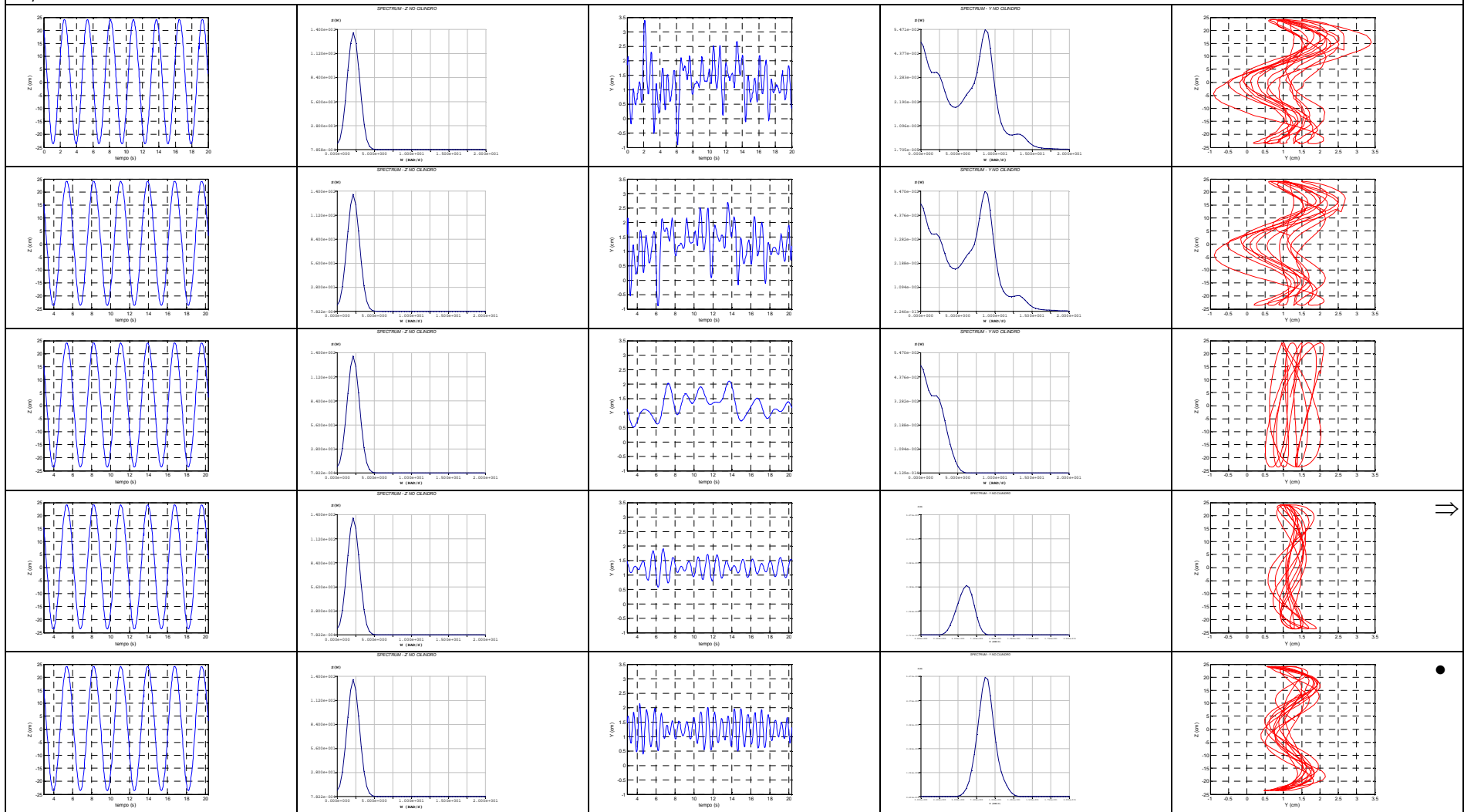


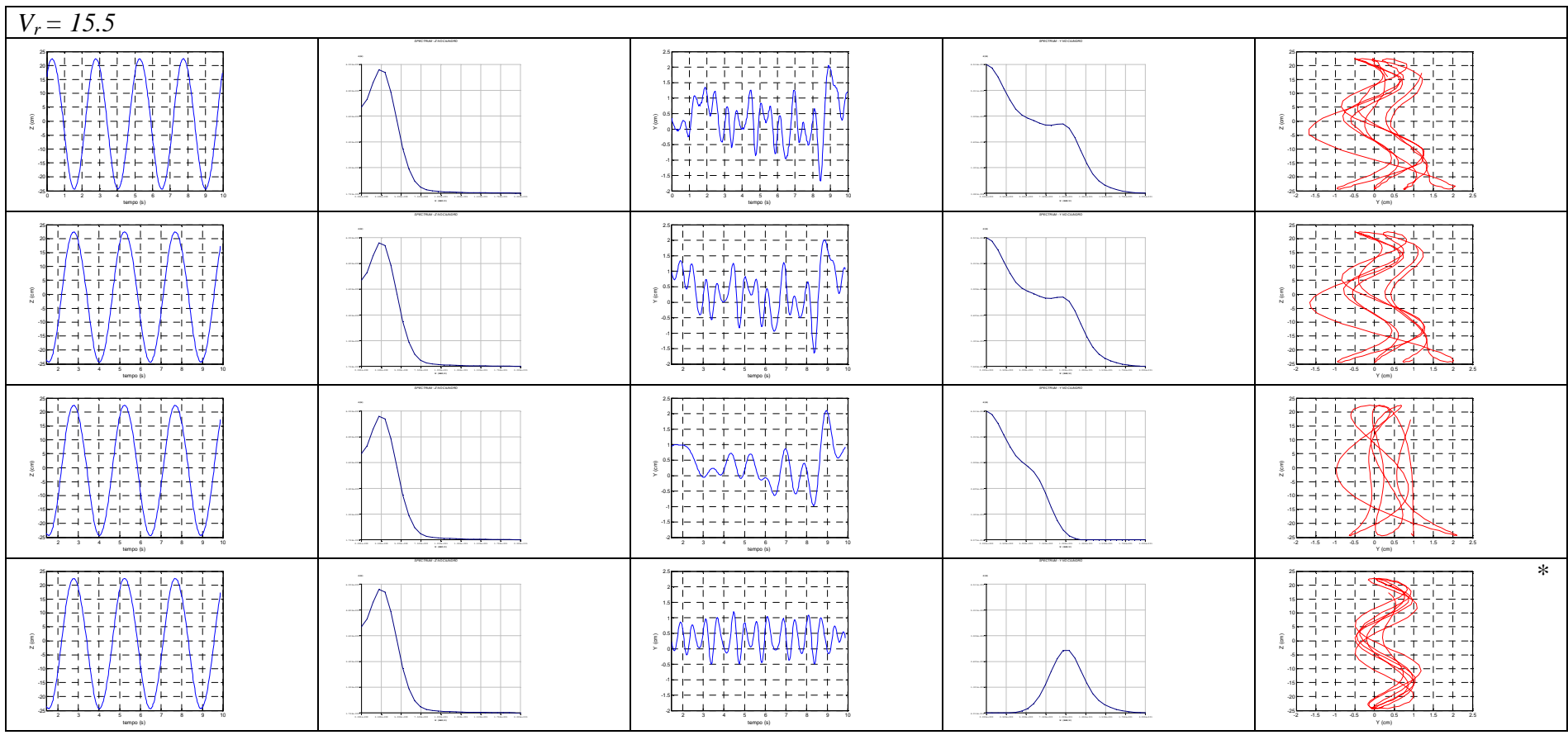
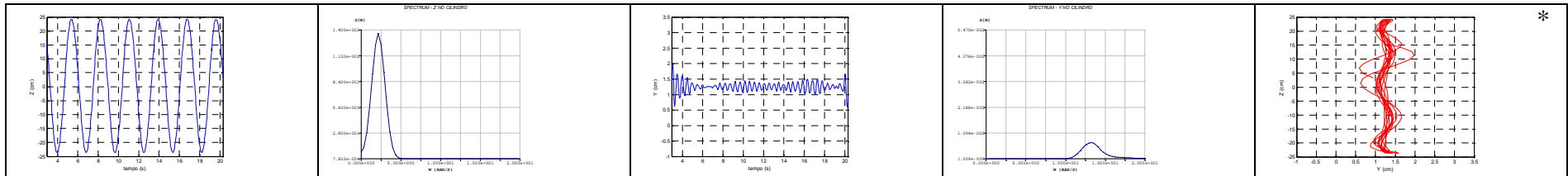
$V_r = 13.5$



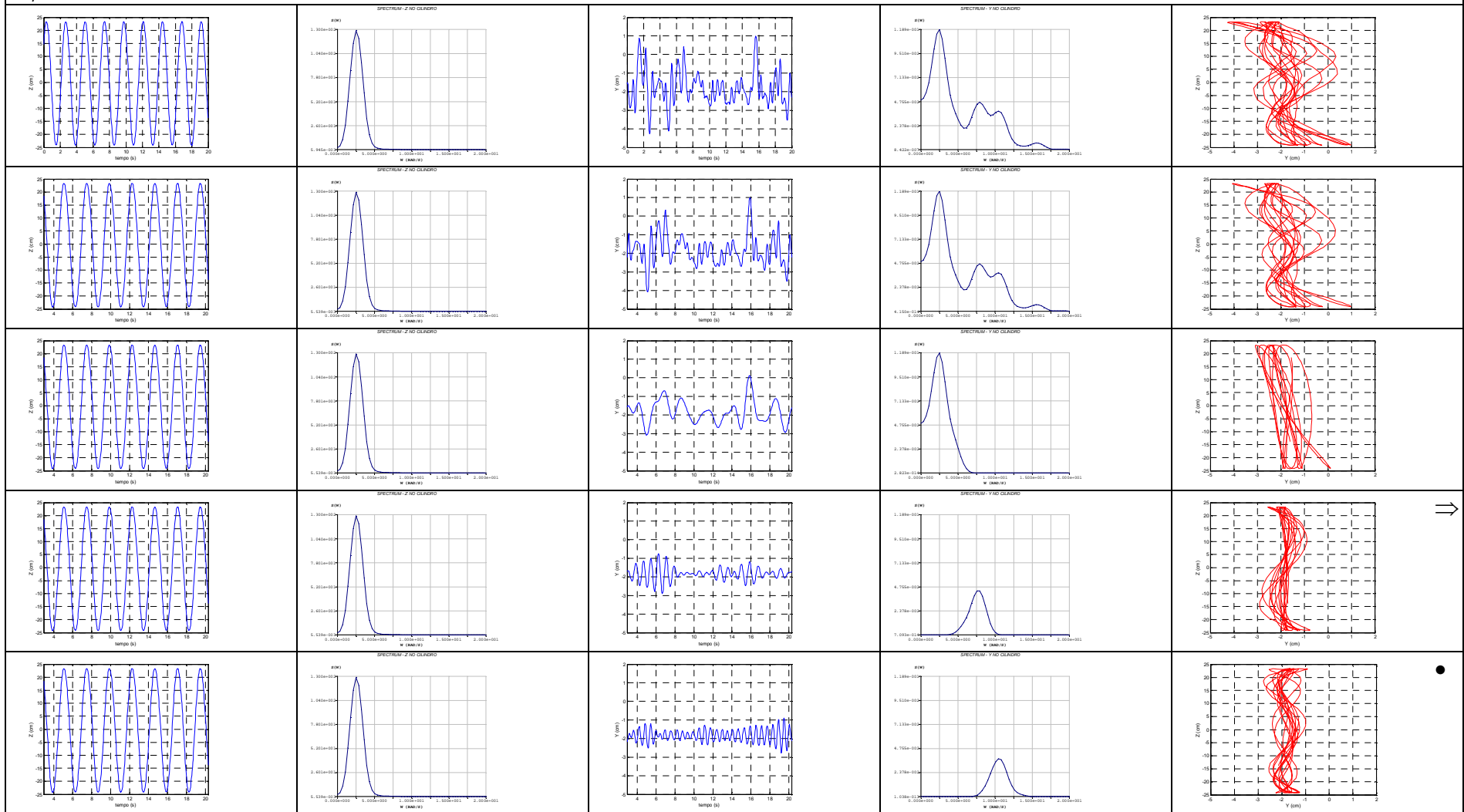


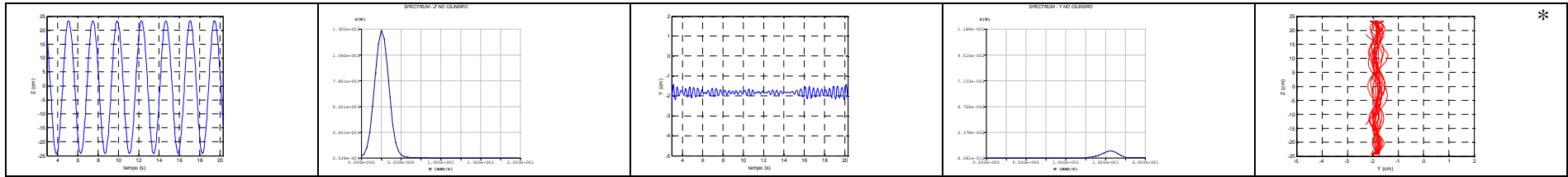
$V_r = 14.0$





$V_r = 16.0$



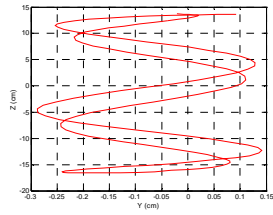


***ANEXO B – DESLOCAMENTOS DO CILINDRO PARA UM PERÍODO DA  
EXCITAÇÃO***

Apresenta-se a seguir, para as faixas de resposta onde não se visualizou claramente as bolotas formadas, gráficos com a trajetória do deslocamento YZ representada para um período da excitação.

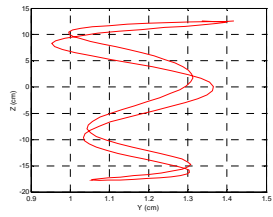
**B.1 - Resultados para o cilindro com  $D=5$  cm e  $KC=20$**

**$V_r = 5.5$**



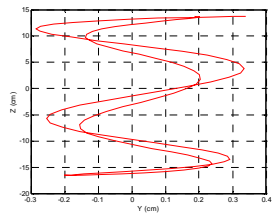
\*

**$V_r = 6.0$**



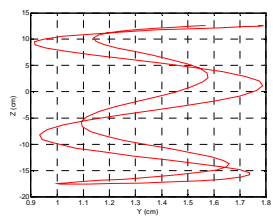
\*

**$V_r = 7.0$**



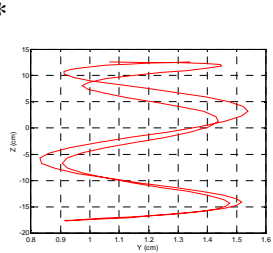
\*

**$V_r = 7.5$**



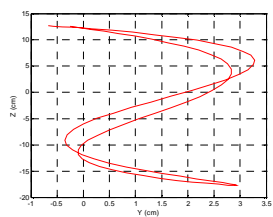
\*

**$V_r = 8.0$**

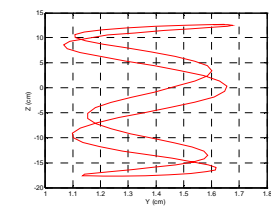


\*

**$V_r = 8.5$**

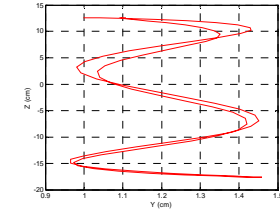
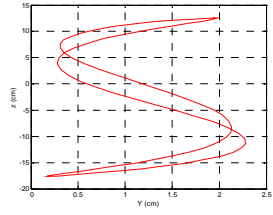


●



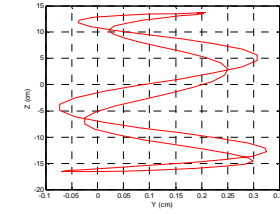
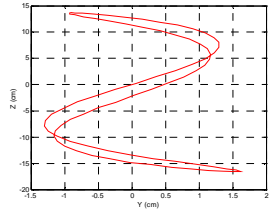
\*

$V_r = 9.0$



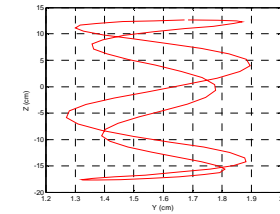
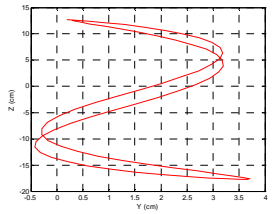
\*

$V_r = 9.5$



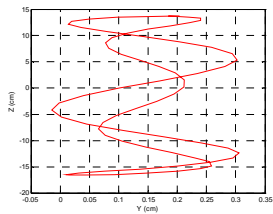
\*

$V_r = 10.0$



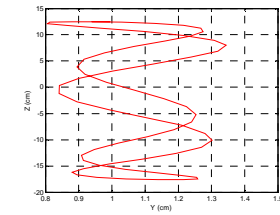
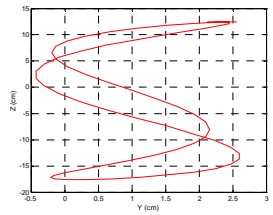
\*

$V_r = 11.0$



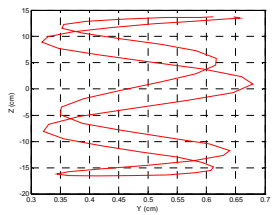
\*

$V_r = 12.0$



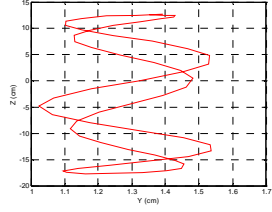
\*

$V_r = 12.5$



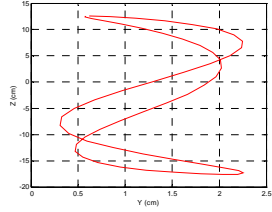
\*

$V_r = 13.0$

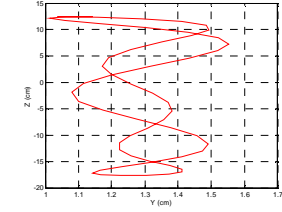


\*

$V_r = 13.5$

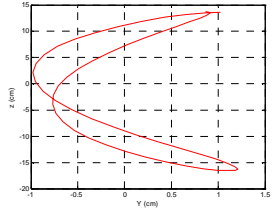


•

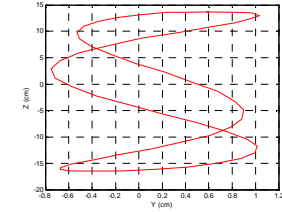


\*

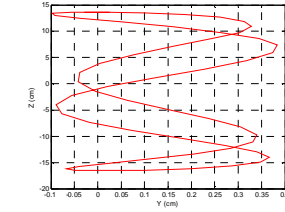
$V_r = 14.0$



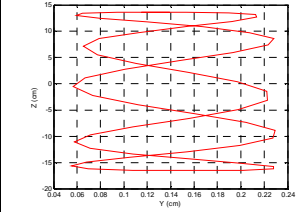
⇒



•

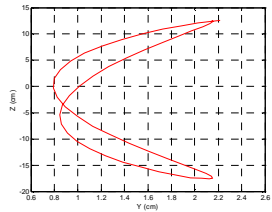


◇

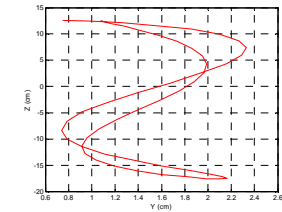


\*

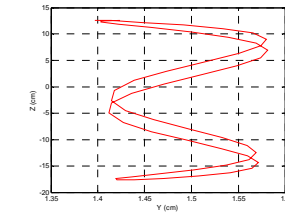
$V_r = 14.5$



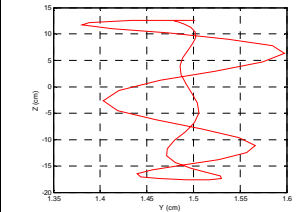
⇒



•

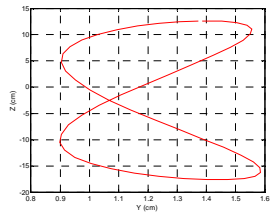


◇

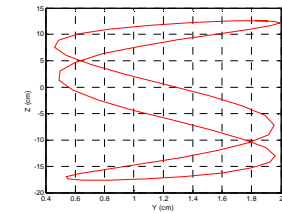


\*

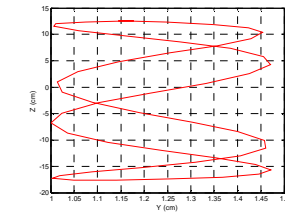
$V_r = 15.0$



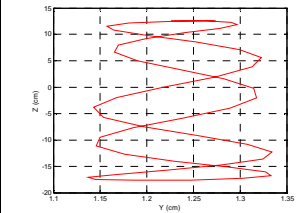
⇒



•



◇

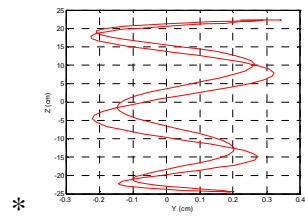


\*

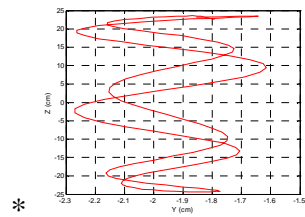


**B.2- Resultados para o cilindro com  $D= 5$  cm e  $KC=30$**

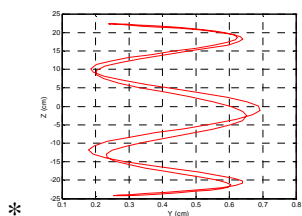
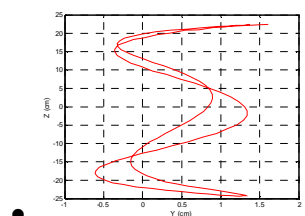
**$V_r = 8.0$**



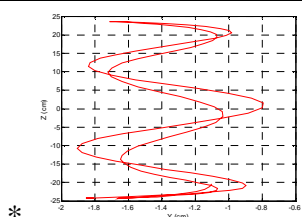
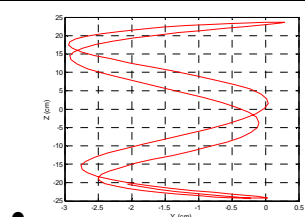
**$V_r = 9.0$**



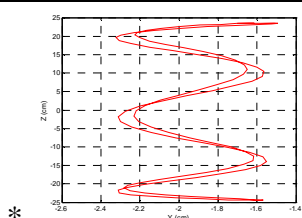
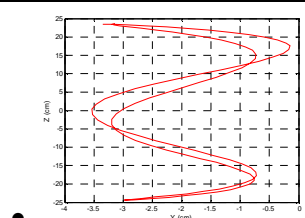
**$V_r = 9.5$**



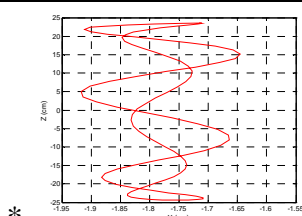
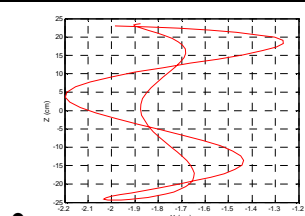
**$V_r = 10.0$**



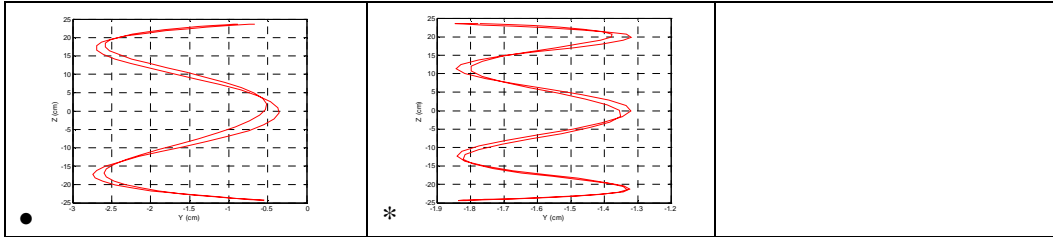
**$V_r = 11.0$**



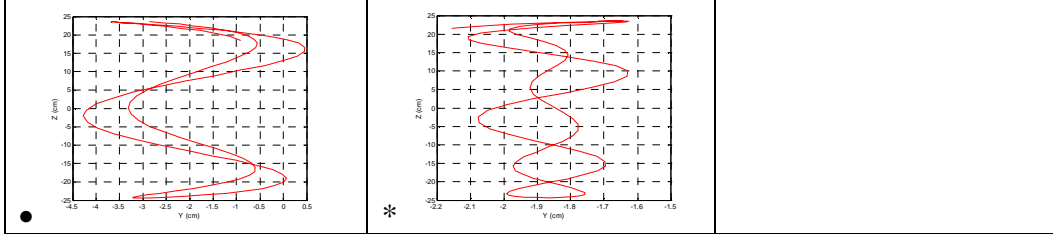
**$V_r = 11.5$**



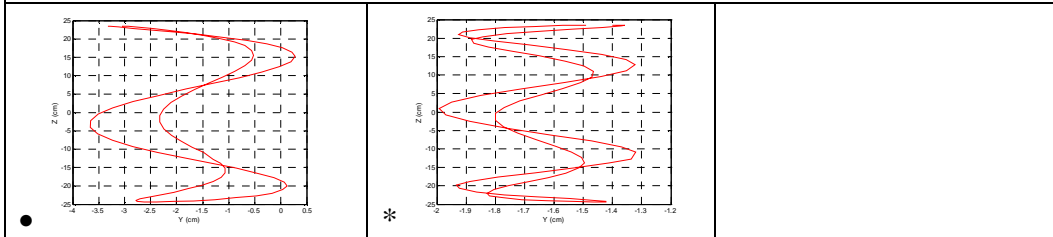
**$V_r = 12.0$**



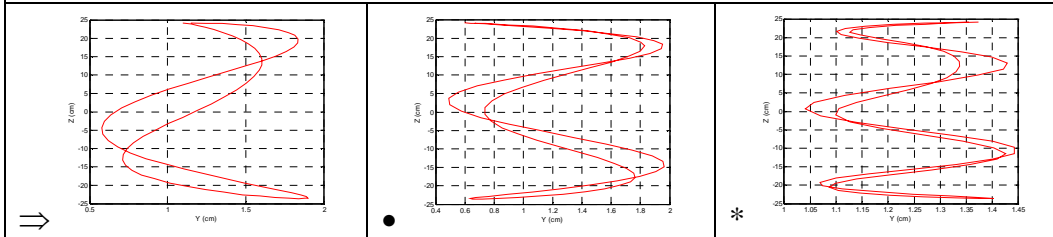
$V_r = 12.5$



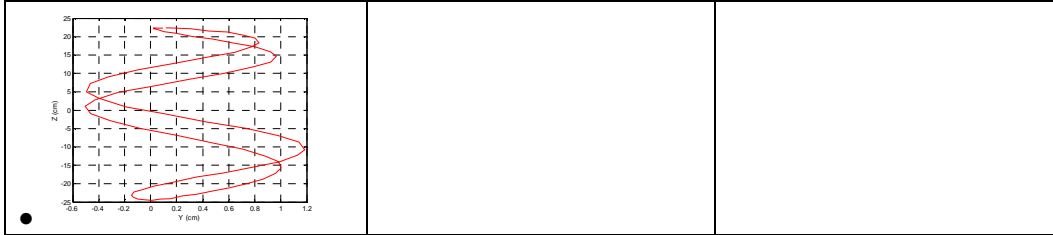
$V_r = 13.5$



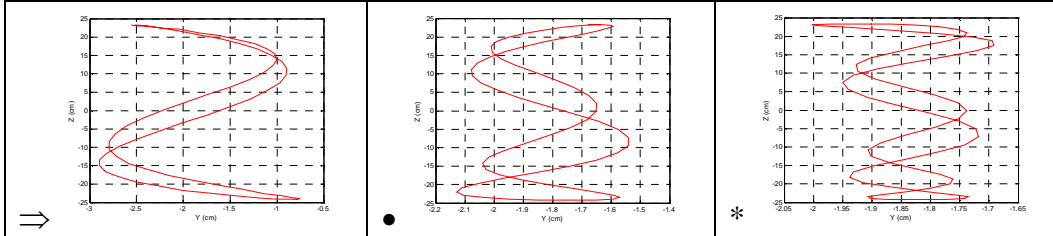
$V_r = 14.0$



$V_r = 15.5$



$V_r = 16.0$



## ANEXO C – RESULTADOS PRELIMINARES DOS COEFICIENTES DE FORÇA

Os coeficientes de força  $C_d$  e  $C_m$  em um ciclo do movimento oscilatório são calculados para as forças medidas no experimento em função das equações apresentadas no Capítulo VIII.

Os resultados preliminares destes coeficientes são promissores, pois se aproximaram dos valores calculados por KEULEGAN and CARPENTER (1958) e os calculados por SARPKAYA (1976). Porém, estes resultados ainda não estão consolidados. Existem incertezas referentes ao tipo de filtro digital a ser usado, envolvendo a ordem deste filtro e o valor exato a ser adotado para a frequência de corte.

A Figura C.1 mostra um exemplo do espectro de uma força medida na direção vertical (direção da excitação) para o ensaio com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33$  Hz e  $R_e = 1.8 \times 10^4$ .

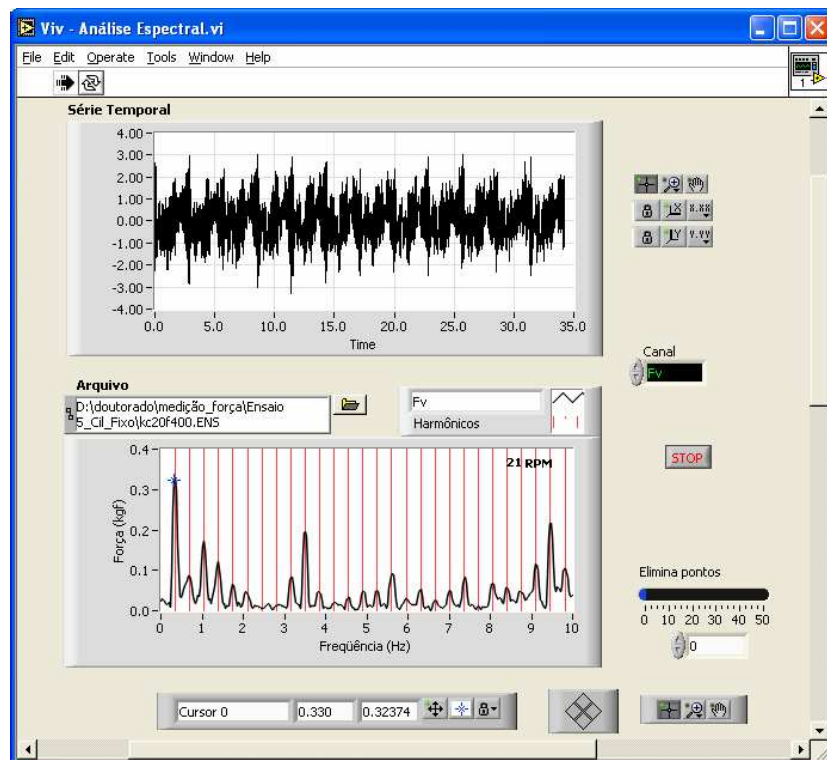


Figura C.1 – Espectro da força medida na direção vertical (direção da excitação) para o ensaio com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33$  Hz e  $Re = 1.8 \times 10^4$ .

A Figura C.2 mostra o espectro da força vertical para o caso com o cilindro parado e durante um impacto aplicado ao aparato. Portanto, as frequências do espectro da força vertical são resultantes da vibração do aparato ou de ruído da medição.

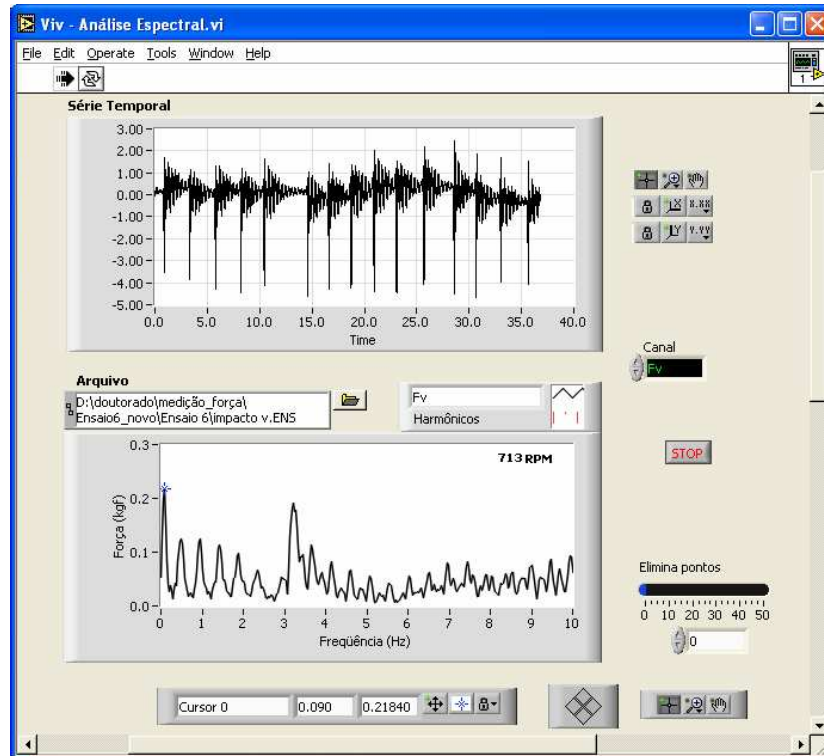


Figura C.2 – Espectro da força vertical medido para o caso com cilindro parado e quando o aparato sofre um impacto.

Comparando o espectro da força vertical para o caso da Figura C.1 com o espectro da Figura C.2 conclui-se que com exceção da frequência de excitação as demais frequências da Figura C.1 são resultantes da vibração do aparato e de ruídos da medição. Portanto, decidiu-se filtrar as forças na direção vertical utilizando-se um filtro passa baixa com uma frequência de corte um pouco acima da frequência da excitação.

Para cálculo dos coeficientes de força desenvolveu-se um outro programa em Labview (NOVAES, 2005b) que calcula estes coeficientes em função da fase (Equações VIII.12 e VIII.13) e os representa graficamente. Este programa também calcula as médias destes coeficientes (Equações VIII.16 e VIII.17) e os valores constantes destes coeficientes em um ciclo do movimento, calculados a partir das Equações VIII.12 e

VII.13 sem os termos  $A_3, A_5$  e  $B_3, B_5$  (denominados no programa de Cd Alter e Cm alter – Equações VIII.14 e VIII.15) (Ver Capítulo VIII).

Apresenta-se a seguir um exemplo do cálculo destes coeficientes para o ensaio com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33 \text{ Hz}$  e  $Re = 1.8 \times 10^4$ . O espectro da força para este caso foi mostrado na Figura C.1. Selecionou-se dois períodos da medição para cálculos destes coeficientes. A Figura C.3 mostra a tela do programa com os valores dos coeficientes. O primeiro gráfico mostra o sinal de referência para o ciclo (Sinal TTL), que registra um pulso por ciclo e as linhas verticais selecionam o início de dois ciclos, ou seja, selecionam um período. Os demais gráficos mostram os valores de  $C_d$  e  $C_m$  em função da fase (lembrar que será representado graficamente  $C_d(\theta)|\cos\theta|$ , pois a equação  $C_d(\theta)$  apresenta uma descontinuidade, devido a divisão por  $|\cos\theta|$ ) e a força vertical depois de filtrada. Apresenta-se também na tela do programa os valores de  $C_d=1.46$  e  $C_m=-0.19$  calculados pelas equações VIII.16 e VIII.17 e os valores calculados pelas Equações VII.14 e VIII.15 (denominados no programa de Cd Alter=1.47 e Cm alter=-0.19). Como citado anteriormente o valor de  $C_m$  (na verdade  $C_a$ , pois o fluido está parado e apenas o cilindro está sujeito a um movimento oscilatório) é negativo, conforme as Figuras VIII.5 e VIII.7. A Figura C.4 apresenta a tela do programa com os resultados dos coeficientes para outro período da medição de 40 segundos.

Observa-se que para o primeiro período para o qual se calculou os coeficientes utilizou-se para filtrar a força medida na direção vertical um filtro passa baixa do tipo *Butterworth* de ordem 4 com uma frequência de corte de 0.48 Hz. E para o segundo período para o qual se calculou os coeficientes utilizou-se o mesmo filtro com uma frequência de corte de 0.5 Hz.

Os valores de  $C_m$  e  $C_d$  calculados pelas Equações VIII.16 e VIII.17 são iguais aos valores calculados pelas Equações VII.14 e VIII.15.

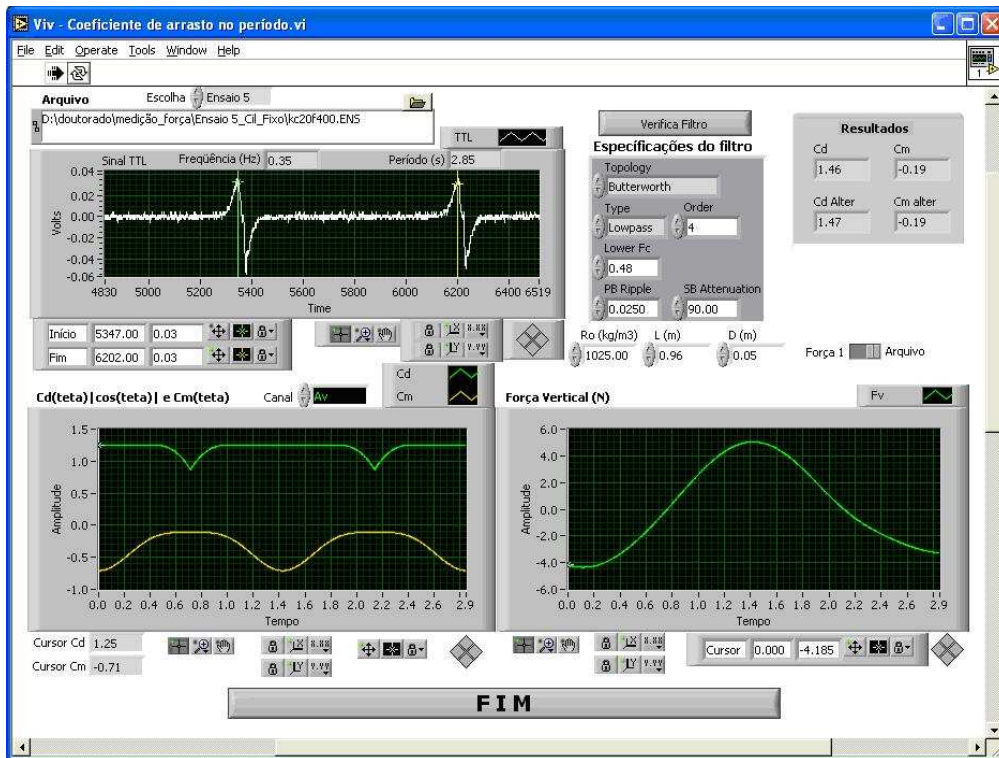


Figura C.3 - Tela do programa com o cálculo dos coeficientes durante um período da medição para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33$  Hz e  $R_e = 1.8 \times 10^4$ .

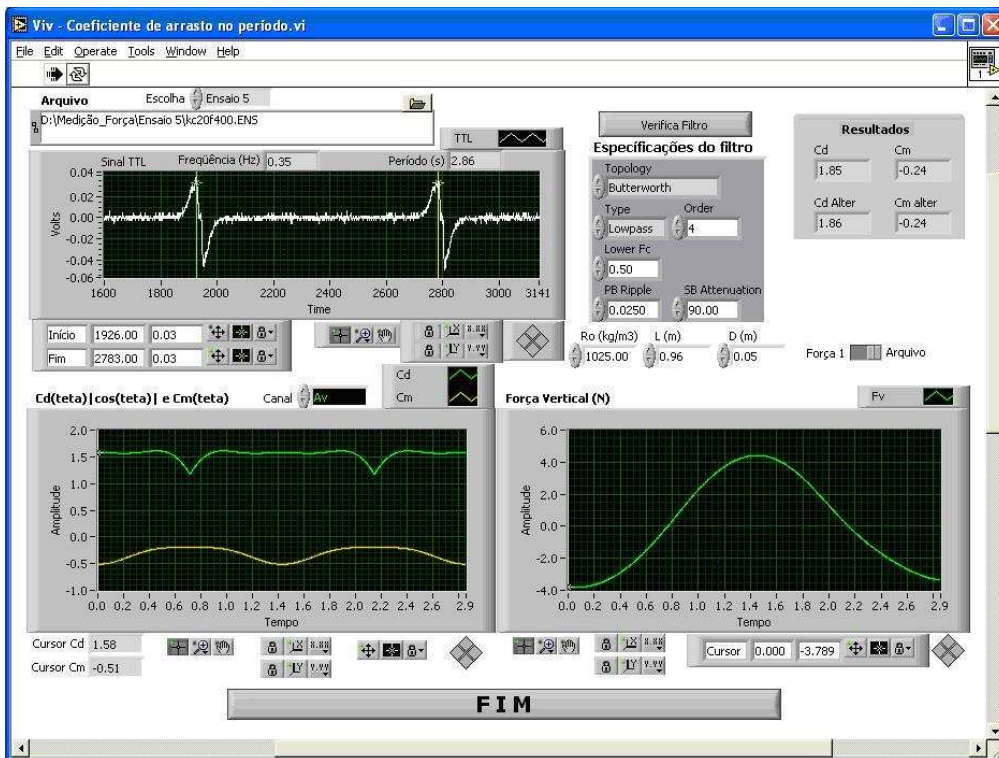


Figura C.4 - Tela do programa com o cálculo dos coeficientes durante um período da medição para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33$  Hz e  $Re = 1.8 \times 10^4$ .

Apresenta-se a seguir os resultados dos coeficientes para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33 \text{ Hz}$  e  $Re = 1.8 \times 10^4$ , considerando uma medição com vários períodos e dividindo-se no final os coeficientes  $A_1$ ,  $A_3$ ,  $A_5$  e  $B_1$ ,  $B_3$  e  $B_5$  pelo número total de períodos (Ver Capítulo VIII), pois estes coeficientes são calculados para um período do movimento. Os valores médios dos coeficientes (Equações VIII.16 e VIII.17), considerando uma frequência de corte de 0.5 Hz, são  $C_d = 1.28$  e  $C_m = -0.36$  (na verdade  $C_a = -0.36$ ). A Figura C.5 mostra o gráfico com os coeficientes  $C_d(\theta)$  e  $C_m(\theta)$  e a Figura C.6 mostra a força medida e a força calculada considerando estes coeficientes. Esta última figura indica resultados preliminares promissores.

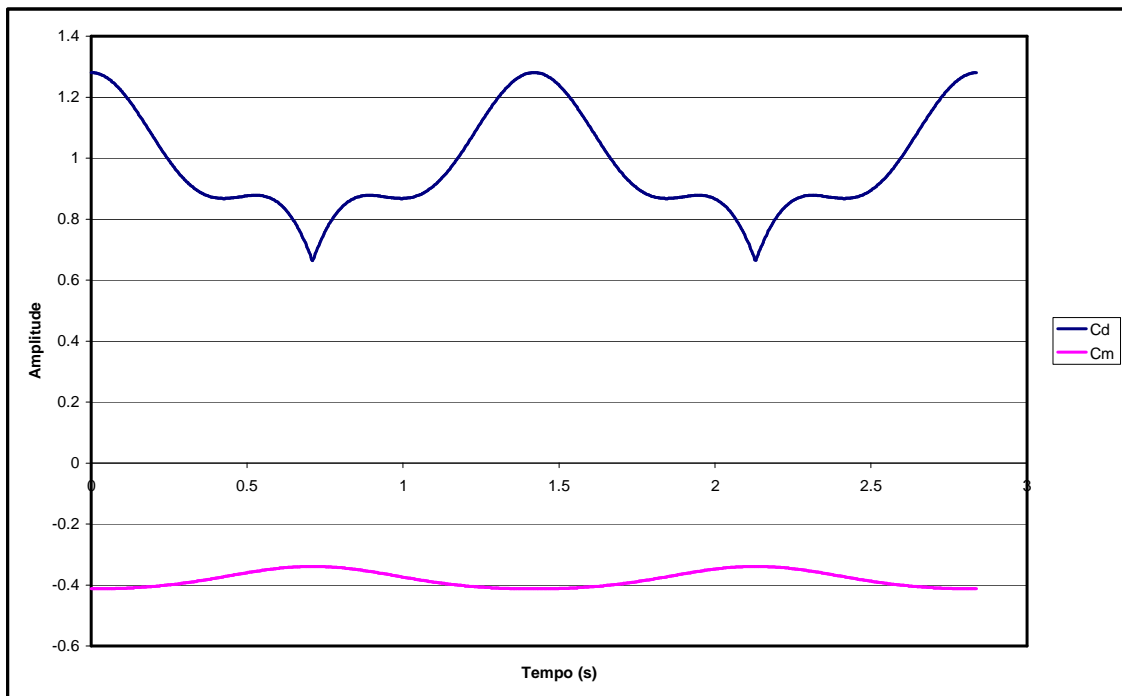


Figura C.5 – Coeficientes de *drag* e de inércia durante um ciclo do movimento para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33 \text{ Hz}$  e  $Re = 1.8 \times 10^4$ .

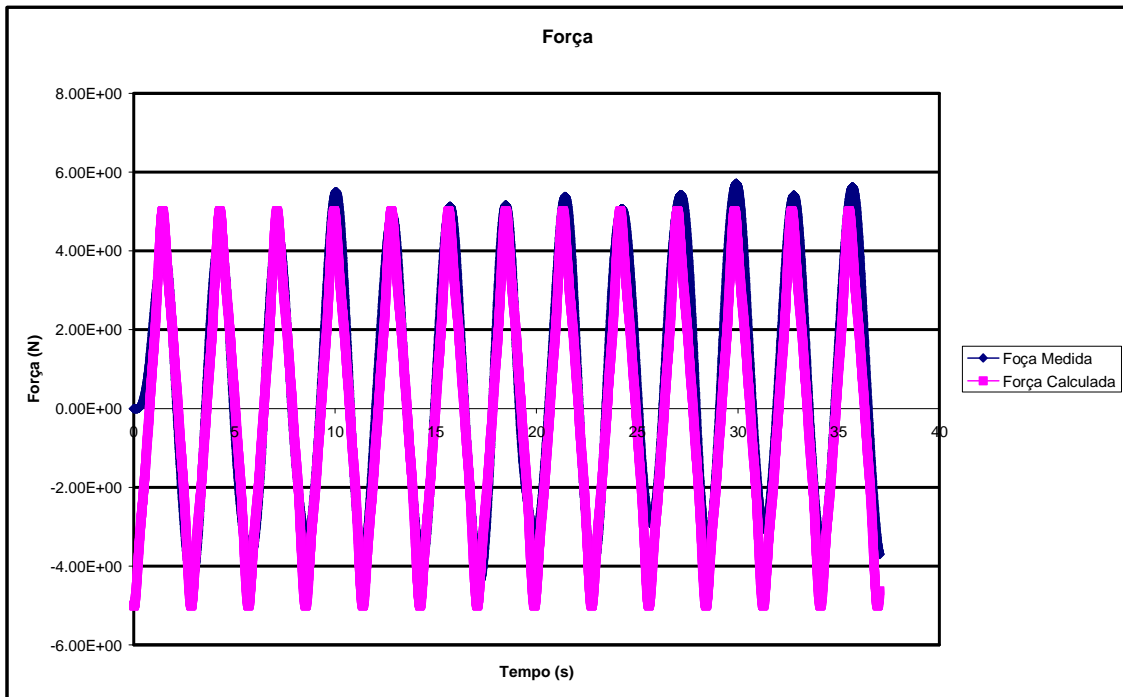


Figura C.6 – Força medida e força calculada para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.33 \text{ Hz}$  e  $Re = 1.8 \times 10^4$ .

A Figura C.7 apresenta espectro da força vertical e a Figura C.8 e C.9 a tela do programa com o cálculo dos coeficientes para dois períodos diferentes da medição para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.52 \text{ Hz}$  e  $Re = 2.8 \times 10^4$ .



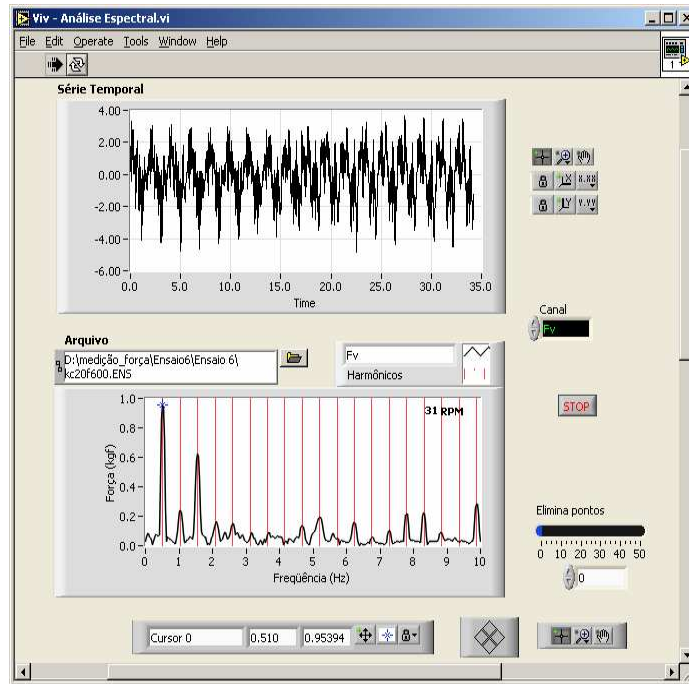


Figura C.7 – Espectro da força medida na direção vertical (direção da excitação) para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.52 \text{ Hz}$  e  $R_e = 2.8 \times 10^4$ .

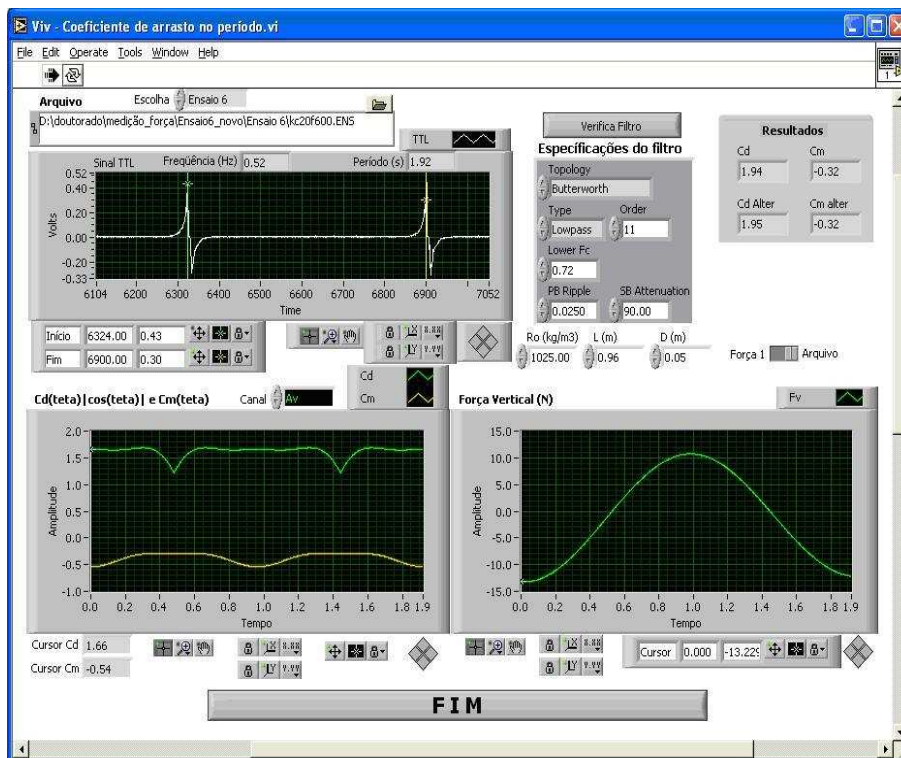


Figura C.8 - Tela do programa com cálculo dos coeficientes durante um período da medição para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.52 \text{ Hz}$  e  $R_e = 2.8 \times 10^4$ .

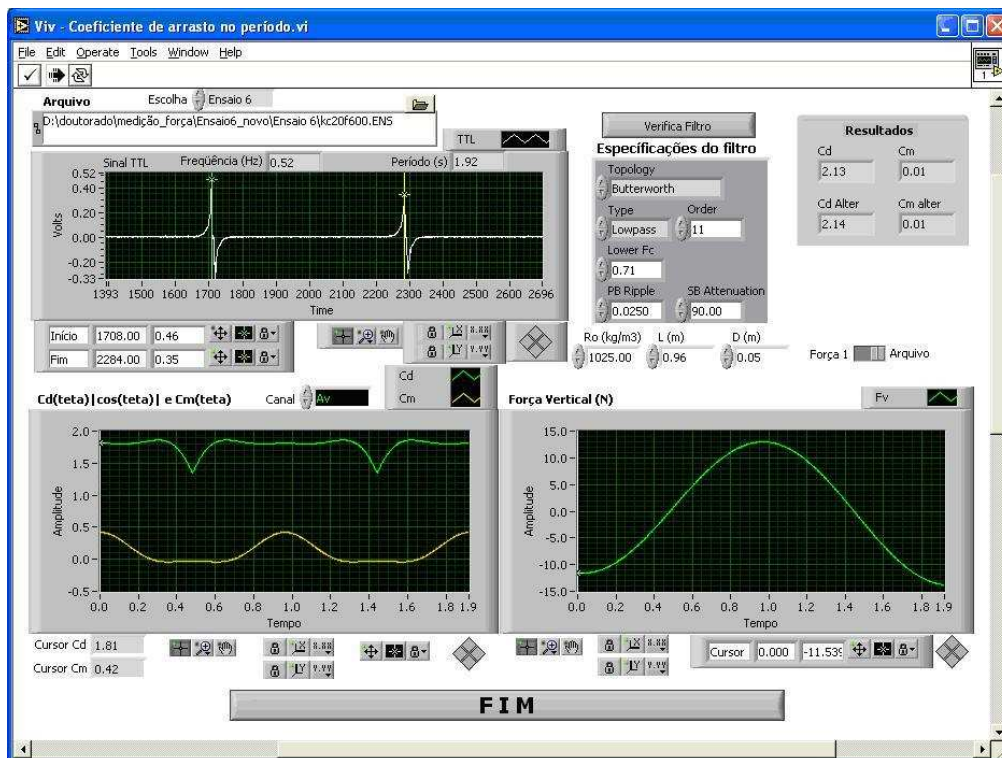


Figura C.9 - Tela do programa com cálculo dos coeficientes durante um período da medição para o caso com  $KC=20$ ,  $f_e = 0.52$  Hz e  $R_e = 2.8 \times 10^4$ .

Observa-se que para o caso da Figura C.8 utilizou-se um filtro passa baixa *Butterworth* de ordem 11 e a frequência de corte foi de 0.72 Hz que é um pouco acima da frequência de excitação de 0.52 Hz. Para o outro período da medição para o qual se calculou os coeficientes (Figura C.9) utilizou-se um filtro *Butterworth* de ordem 11 e a frequência de corte foi de 0.71 Hz.

O tipo de filtro adotado e a frequência de corte foram escolhidos de forma a se obter coeficientes próximos aos da literatura (KEULEGAN e CARPENTER, 1958, SARPKEYA, 1976), porém como comentado anteriormente e apresentado nos resultados existem incertezas em relação à frequência de corte e o tipo de filtro. Dessa forma, necessita-se de trabalhos futuros para compreender melhor como filtrar a força medida e calcular o coeficiente de *lift*  $C_l$ .

# Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)