

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE SÃO JOÃO DA BOA VISTA

LUIS FELIPE MOREIRA DA SILVA CASSALES

**Análise dos efeitos de ligas com memória de forma e de fenômenos aerodinâmicos não lineares
em regime pós-flutter para a coleta piezo-aeroelástica de energia**

São João da Boa Vista

2024

LUIS FELIPE MOREIRA DA SILVA CASSALES

**Análise dos efeitos de ligas com memória de forma e de fenômenos aerodinâmicos não lineares
em regime pós-flutter para a coleta piezo-aeroelástica de energia**

Dissertação apresentada à Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” como requisito para obtenção de título de Mestre em Engenharia Elétrica do Campus de São João da Boa Vista.

Orientador: Profº Dr. Vagner Candido de Sousa

São João da Boa Vista

2024

C343a Cassales, Luís Felipe Moreira da Silva
Análise dos efeitos de ligas com memória de forma e de fenômenos aerodinâmicos não lineares em regime de pós-flutter para a coleta piezo-aeroelástica de energia / Luís Felipe Moreira da Silva Cassales. -- São João da Boa Vista, 2024
125 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista (UNESP), Faculdade de Engenharia, São João da Boa Vista
Orientador: Vagner Candido de Sousa

1. Aeroelasticidade. 2. Piezoelectricidade. 3. Efeito da memória de forma. 4. Colheita de energia. 5. Sistemas não lineares. I. Título.

Impacto potencial desta pesquisa

O modelo eletro-aeroelástico desenvolvido neste trabalho permitiu o estudo combinado das não-linearidades decorrentes do estol dinâmico e do efeito superelástico das ligas com memória de forma, cujos efeitos combinados carecem de fontes na literatura. A combinação dessas duas não-linearidades permite aumentar o envelope de utilização de dispositivos para colheita de energia provenientes de vibrações mecânicas causadas pelo escoamento do ar sobre perfis aerodinâmicos. Projeta-se como potencial aplicação dessa pesquisa a utilização das vibrações mecânicas provenientes de pás de aerogeradores para a obtenção de potência elétrica para alimentação de sensores de baixa potência. Outra potencial aplicação consiste na utilização da potência elétrica proveniente da vibração de rotores de drones para recarga da bateria dos mesmos, promovendo aumento da autonomia e da estabilidade ao permitir sua utilização num maior intervalo de velocidades. Atualmente drones são utilizados em inúmeras aplicações, tais como georreferenciamento, inspeção de equipamentos em locais de difícil acesso, inspeção de fachadas de imóveis, pulverização de pesticidas agrícolas, produção de vídeos publicitários e para lazer, logo o aumento da autonomia e do intervalo de uso proporcionaria redução dos custos operacionais desses dispositivos, com potencial de atingir muitos segmentos profissionais no país.

Potential impact of this research

The electro-aeroelastic model developed in this work allowed the combined study of nonlinearities arising from dynamic stall and the superelastic effect of shape memory alloys, whose combined effects lack of sources in the literature. The combination of these two non-linearities has permitted the increase of the operational envelope of wind-based energy harvesters. A potential application of this research is the use of mechanical vibrations from wind turbine blades to obtain electrical power for low-capacity sensors. Another potential application is the use of electrical power from the vibration of drone rotors to recharge their batteries, promoting increased autonomy and stability by allowing their use at a greater range of speeds. Currently, drones are used in numerous applications, such as georeferencing, inspection of equipment in difficult-to-access locations, inspection of property facades, spraying of agricultural pesticides, production of advertising and leisure videos. Thus increasing the autonomy and the operational envelope of these devices would provide a reduction in their operating costs, with the potential to reach many professional segments in the country.



CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Análise dos efeitos de ligas com memória de forma e de fenômenos aerodinâmicos não-lineares em regime pós-flutter para a coleta piezo-aeroelástica de energia

AUTOR: LUÍS FELIPE MOREIRA DA SILVA CASSALES

ORIENTADOR: VAGNER CANDIDO DE SOUSA

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica, área: Automação pela Comissão Examinadora:

Prof. Dr. VAGNER CANDIDO DE SOUSA (Participação Presencial)
Departamento de Engenharia Aeronáutica / Faculdade de Engenharia de São João da Boa Vista - UNESP

Prof. Dr. RUI MARCOS GROMBONE DE VASCONCELLOS (Participação Presencial)
Departamento de Engenharia Aeronáutica / Faculdade de Engenharia de São João da Boa Vista - UNESP

Prof. Dr. RICARDO LUIZ BARROS DE FREITAS (Participação Virtual)
Engenharia Elétrica / Universidade Estadual do Oeste do Paraná

São João da Boa Vista, 24 de setembro de 2024

DADOS CURRICULARES

LUIS FELIPE MOREIRA DA SILVA CASSALES

NASCIMENTO 04/03/1989 - São Paulo / SP

FILIAÇÃO Arnaldo Cassales
Sandra Rosane Moreira da Silva Cassales

2016 / 2018 Pós-Graduação Lato Sensu (Especialização em Engenharia Aeronáutica - Especialista)
Universidade de Taubaté

2009 / 2013 Graduação (Bacharelado em Engenharia Mecatrônica - Engenheiro)
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EP-USP)

Dedico este trabalho:

À toda a minha família, minha mãe Sandra Rosane, meu pai Arnaldo, meu avô Alcides, minha avó Maria Nadir (in memoriam), meu irmão Marcus Vinícius, minha sobrinha Isabelly e meu afilhado

Enzo, os quais são a base do meu mundo e sem os quais eu não teria chegado até aqui.

A todos os professores que tive ao longo de minha vida pela dedicação, atenção e ensinamentos transmitidos ao longo dessa trajetória.

A todos os meus amigos e colegas que de uma forma ou outra contribuíram para eu ser quem eu sou hoje.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Vagner Candido de Sousa pela paciência, confiança e ensinamentos ao longo do desenvolvimento deste trabalho. Agradeço aos colegas de curso pelas trocas de experiências e conhecimentos, principalmente ao Lucas pelo auxílio no desenvolvimento dos códigos. Agradeço à UNESP por prover os meios necessários à consecução desse trabalho, e ao Estado de São Paulo por garantir os recursos financeiros necessários ao funcionamento das universidades estaduais paulistas, que muito contribuem na formação profissional e desenvolvimento tecnológico do Brasil.

*A simplicidade é o que há de mais difícil no mundo: é o último resultado da experiência, a derradeira
força do gênio.
(George Sand)*

RESUMO

Neste trabalho é verificado o efeito combinado de duas não-linearidades, uma estrutural e outra aerodinâmica, no comportamento eletro-aeroelástico de um aerofólio com dois graus de liberdade: translação no eixo vertical e rotação em torno do centro elástico. A não-linearidade estrutural advém do efeito superelástico proporcionado pelo ciclo de histerese da transformação entre as fases austenítica e martensítica do par antagonico de molas helicoidais em liga de memória de forma Ni-Ti, que constituem o vínculo de rotação do aerofólio. A não-linearidade aerodinâmica advém do efeito cumulativo dos vórtices gerados a partir do descolamento da camada limite aerodinâmica durante o estol dinâmico, cuja implementação baseia-se no modelo de Beddoes-Leishman. São investigados os efeitos combinados dessas não-linearidades em regime de pós-flutter com vistas a melhoria do envelope de colheita de energia elétrica através de acoplamento piezoelétrico realizado sobre o vínculo de translação. Os resultados demonstraram ampliação significativa do intervalo de velocidades para colheita de energia a partir da aplicação de valores adequados de pré-carga às molas em liga de memória de forma.

Palavras-Chave: piezo-aeroelasticidade; colheita de energia; aeroelasticidade não-linear; oscilações ciclo-limite; liga de memória de forma.

ABSTRACT

In this work the combined effect of two nonlinearities, one structural and the other aerodynamic, is verified on the electro-aeroelastic behavior of a two degrees of freedom (2-DoF) airfoil: translation on the vertical axis and rotation around the elastic center. The structural non-linearity comes from the superelastic effect provided by the hysteresis cycle of the transformation between the austenitic and martensitic phases of the antagonistic pair of helical springs made in Ni-Ti shape memory alloy, which constitute the airfoil's rotation link. The aerodynamic nonlinearity arises from the cumulative effect of the vortices generated from the detachment of the aerodynamic boundary layer during the dynamic stall, whose implementation is based on the Beddoes-Leishman model. The combined effects of these nonlinearities are investigated in the post-flutter regime in order to improving the energy harvesting envelope through piezoelectric coupling performed on the translation link. The results demonstrated a significant expansion of the speed range for energy harvesting by applying appropriate preload values on the shape memory alloy springs.

Keywords: piezo-aeroelasticity; energy harvesting; nonlinear aeroelasticity; limit cycle oscillations; shape memory alloy.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 Efeitos das não-linearidades estruturais mais encontradas na literatura.	24
Figura 1.2 Respostas aeroelásticas típicas de um sistema linear em pós-flutter (azul) e <i>LCOs</i> de baixa amplitude após a inclusão de uma não-linearidade estrutural capaz de dissipar energia (laranja).	25
Figura 2.1 Coeficiente de força normal em função do ângulo de ataque durante o estol dinâmico ($C_n \times \alpha$).	30
Figura 2.2 Coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque durante o estol dinâmico ($C_{mea} \times \alpha$).	31
Figura 2.3 Transformação de Fases - Austenita x Martensita.	36
Figura 2.4 Densidade de potência em função da tensão elétrica V para diferentes materiais.	38
Figura 2.5 Efeito Piezoelétrico.	39
Figura 2.6 Pastilha Piezoelétrica QP10N.	39
Figura 2.7 Modelo de viga auto-recarregável para colheita de energia piezoelétrica (acima) e esquema de circuito para casamento de impedâncias (abaixo).	40
Figura 2.8 Modelo híbrido piezoelétrico-eletromagnético para colheita de energia.	41
Figura 2.9 Influência do valor da carga resistiva na colheita de energia aeroelástica para os circuitos piezoelétrico (esquerda) e eletromagnético (direita).	42
Figura 2.10 Circuito SSDI.	43
Figura 2.11 Resultado da utilização do circuito SSDI comparado com a saída original do piezoelétrico.	43
Figura 3.1 Modelo aeroelástico com par antagônico de molas <i>SMA</i>	50
Figura 3.2 Comportamento de mola <i>SMA</i> durante 1 ciclo de oscilação.	54
Figura 3.3 Modelo de aerofólio 2-DoF.	55
Figura 4.1 Fluxograma simplificado da implementação do código.	61
Figura 4.2 Diferenças entre os coeficientes de força normal (à esquerda) e de momento de arfagem (à direita) em função do ângulo de ataque α utilizando-se os dois equacionamentos existentes na literatura com $U_\infty = 16,0$ m/s.	63
Figura 5.1 Deslocamento $\bar{h}$ em função da velocidade. Verificação da velocidade de flutter.	66
Figura 5.2 Deslocamento $\bar{h}$ para $U_\infty = 12,00$ m/s no modelo linear de Edwards.	67
Figura 5.3 Deslocamento $\bar{h}$ para $U_\infty = 12,00$ m/s no modelo de Beddoes-Leishman.	67
Figura 5.4 Deslocamento translacional $\bar{h}$, considerando-se $U_\infty = 11,70$ m/s e diferentes condições iniciais.	68
Figura 5.5 Deslocamento translacional $\bar{h}$, considerando-se $U_\infty = 11,87$ m/s e diferentes condições iniciais.	69
Figura 5.6 Picos de deslocamento em função da pré-carga f_0 , com $U_\infty = U_{LF}$	70
Figura 5.7 Velocidade (U_∞) máxima em função da pré-carga (f_0) para $\theta \leq 0,20$ rad.	71
Figura 5.8 U_∞ máxima em função da pré-carga f_0	72

Figura 5.9 Deslocamento translacional no eixo vertical ($\bar{h}$) - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.	73
Figura 5.10 Ângulo de Rotação θ - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.	74
Figura 5.11 Potência Elétrica p - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.	75
Figura 5.12 Variação do ângulo de rotação do aerofólio θ em função da velocidade.	76
Figura 5.13 Variação na posição vertical do aerofólio $\bar{h}$ em função da velocidade de escoamento.	77
Figura 5.14 Deflexão da mola <i>SMA</i> em função da velocidade de escoamento.	78
Figura 5.15 Tensão gerada nos terminais da carga resistiva em função da velocidade de escoamento.	79
Figura 5.16 Potência sobre a carga resistiva em função da velocidade.	80
Figura 5.17 Resposta temporal da posição vertical do aerofólio, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.	81
Figura 5.18 Resposta temporal da posição angular do aerofólio, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.	82
Figura 5.19 Tensão cisalhante em função da deflexão da mola <i>SMA</i> , considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.	83
Figura 5.20 Detalhe - Tensão cisalhante em função da deflexão da mola <i>SMA</i> , considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.	83
Figura 5.21 Potência elétrica obtida via acoplamento eletromecânico, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.	84
Figura 5.22 Potência e tensão elétrica de saída do sistema em função da variação da carga resistiva.	85
Figura 6.1 Amplitude do deslocamento vertical adimensionalizado $\bar{h}$ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.	86
Figura 6.2 Detalhe - Amplitude do deslocamento vertical adimensionalizado $\bar{h}$ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.	87
Figura 6.3 Amplitude do deslocamento rotacional do aerofólio θ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.	88
Figura 6.4 Detalhe - Amplitude do deslocamento rotacional do aerofólio θ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.	88
Figura 6.5 Velocidade crítica utilizando-se o modelo não-linear de Beddoes-Leishman em função da pré-carga f_0 , sem limite de rotação.	89
Figura 6.6 Resposta de <i>LCOs</i> de grande amplitude, <i>LCOs</i> de baixa amplitude e vibração subamortecida - Ângulo de rotação	90
Figura 6.7 Resposta de <i>LCOs</i> de grande amplitude, <i>LCOs</i> de baixa amplitude e vibração subamortecida - Movimento de translação	90

Figura 6.8 Variação das amplitudes do ângulo de rotação (esquerda) e do movimento de translação vertical (direita) em função da pré-carga.	91
Figura 6.9 Diagrama de bifurcação referente ao ângulo de rotação do aerofólio para diferentes pré-cargas considerando as contribuições totais e apenas lineares.	92
Figura 6.10 Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas considerando as contribuições totais e apenas lineares. . .	93
Figura 6.11 Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas.	94
Figura 6.12 Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas.	94
Figura 6.13 Variação dos ângulos de rotação, de ataque e de ataque efetivo do aerofólio ao longo do tempo para $U_{\infty} = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.	95
Figura 6.14 Variação do coeficiente da força normal ao longo do tempo para $U_{\infty} = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.	96
Figura 6.15 Variação do coeficiente de sustentação ao longo do tempo para $U_{\infty} = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.	96
Figura 6.16 Variação do coeficiente de momento aerodinâmico ao longo do tempo para $U_{\infty} = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.	97
Figura 6.17 Variação do coeficiente da força normal em função do ângulo de ataque.	98
Figura 6.18 Variação do coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque.	99
Figura 6.19 Variação do coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque.	100
Figura 6.20 Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 0$ N e $U_{\infty} = 12,72$ m/s.	101
Figura 6.21 Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 0$ N e $U_{\infty} = 12,72$ m/s.	101
Figura 6.22 Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 3,0$ N e $U_{\infty} = 15,06$ m/s.	102
Figura 6.23 Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 3,0$ N e $U_{\infty} = 15,06$ m/s.	103
Figura 6.24 Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 4,5$ N e $U_{\infty} = 16,54$ m/s.	104
Figura 6.25 Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 4,5$ N e $U_{\infty} = 16,54$ m/s.	104
Figura 6.26 Amplitude do movimento de translação em LCOs de grande amplitude para diferentes pré-cargas e $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.	105
Figura 6.27 Amplitude do movimento de rotação em LCOs de grande amplitude para diferentes pré-cargas e $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.	106
Figura 6.28 Diferença entre as amplitudes do ângulo de rotação do aerofólio, ângulo de ataque e ângulo de ataque efetivo - $U_{\infty} = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.	107
Figura 6.29 Coeficiente da força normal - $U_{\infty} = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.	108
Figura 6.30 Coeficiente de sustentação - $U_{\infty} = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.	108
Figura 6.31 Coeficiente de momento aerodinâmico - $U_{\infty} = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.	109

Figura 6.32	Coeficiente da força normal em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.	110
Figura 6.33	Coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.	111
Figura 6.34	Coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.	112
Figura 6.35	Tensão de cisalhamento x Deflexão para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.	113
Figura 6.36	Tensão de cisalhamento x Deflexão para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.	113
Figura 6.37	Tensão de cisalhamento x Deformação - $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.	114
Figura 6.38	Variação da fração martensítica nas molas com pré-carga $f_0 = 1,0$ N após o estol dinâmico.	115
Figura 6.39	Força atuante nas molas e momento elástico resultante com $f_0 = 1,0$ N após o estol dinâmico.	115
Figura 6.40	Variação da fração martensítica nas molas com pré-carga $f_0 = 2,2$ N após o estol dinâmico.	116
Figura 6.41	Força atuante nas molas e momento elástico resultante com $f_0 = 2,5$ N após o estol dinâmico.	117
Figura 6.42	Tensão e potência elétrica máximas em função da pré-carga considerando <i>LCOs</i> de baixa amplitude.	118
Figura 6.43	Diagrama de bifurcação da tensão elétrica para diferentes pré-cargas.	118
Figura 6.44	Diagrama de bifurcação da potência elétrica para diferentes pré-cargas.	119

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Adimensionalização dos Parâmetros Estruturais e Eletromecânicos	57
Tabela 5.1 – Parâmetros Adimensionais Adotados.	64
Tabela 5.2 – Parâmetros Dimensionais Adotados.	64
Tabela 5.3 – Parâmetros das Molas em Liga de Memória de Forma (Nitinol).	65

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

DoF	Graus de liberdade
2-DoF	2 graus de liberdade
AR	Alongamento (Aspect Ratio)
LCO(s)	Oscilação(ões) ciclo-limite
SMA	Liga de memória de forma (Shape Memory Alloy)
BL	Modelo aerolástico não-estacionário não-linear de Beddoes-Leishman
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
ONERA	Office National D 'Etudes et de Recherches Aerospatiales
SME	Efeito de memória de forma (Shape Memory Effect)

LISTA DE SÍMBOLOS

U_{LF}	Velocidade crítica de flutter
U_{∞}	Velocidade do escoamento
u	Velocidade reduzida
U_S	Velocidade do som no ar
M	Número de Mach
α	Ângulo de ataque
q	Taxa de Arfagem
θ	Ângulo de rotação do aerofólio
$\bar{h}$	Deslocamento translacional na vertical
C_N	Coeficiente de força normal
C_{N_1}	Valor crítico de C_N para um dado M
C'_N	Coeficiente de força normal com atraso de primeira ordem em relação à C_N
C_l	Coeficiente de força de sustentação
C_{M_0}	Coeficiente de momento aerodinâmico quando α é nulo
$C_{m_{ea}}$	Coeficiente de momento aerodinâmico
C_N^p	Coeficiente de força normal da parte linear da solução
C_M^p	Coeficiente de momento da parte linear da solução
$\mathbf{x}$	Vetor das variáveis de estado aerodinâmicas
A, B, C, D	Matrizes que compõem a parte linear do método de Beddoes-Leishman
β	Fator de compressibilidade
T_I	Contante de tempo não-circulatória
$K_{\alpha}, K_q, K_{\alpha M}, K_{qM}$	Constantes relacionadas aos esforços que compõem a parte linear do método de Beddoes-Leishman
x_{ac}	Centro aerodinâmico do aerofólio
x_{ea}	Centro elástico do aerofólio

c	Corda do aerofólio
b	Semi-corda do aerofólio
$C_{N\alpha}$	Coeficiente angular da parte linear do gráfico $C_N \times \alpha$
α_E	Ângulo de ataque efetivo
T_P	Constante de tempo adimensionalizada referente ao atraso de C'_N
T_f	Constante de tempo relacionada ao destacamento dos vórtices
T_{f_0}	Constante de tempo empírica para cada aerofólio relacionada ao destacamento dos vórtices
f	Ponto de separação do escoamento
f''	Ponto de separação do escoamento quando considerado o atraso de primeira ordem
α_1, S_1, S_2	Constantes empíricas do método BL relacionadas à separação do escoamento
α_{1_0}	valor de α_1 imediatamente antes da ocorrência do vórtice
δ_{α_1}	Incremento do ângulo de estol estático decorrente dos vórtices
τ_ν	Constante que representa o tempo de vórtice
$\tau_{\nu l}$	Tempo que o vórtice leva para percorrer um comprimento de corda c
τ_{ν_0}	Constante empírica que representa o tempo de vórtice para cada aerofólio
K_0, K_1, K_2	Constantes empíricas do método de BL relacionadas ao momento de arfagem para condições estáticas
η	Porcentual da força tangencial percebida pelo aerofólio
C_N^f	Coeficiente de força normal decorrente da formação dos vórtices
C_M^f	Coeficiente do momento de arfagem decorrente da formação dos vórtices
C_T^f	Coeficiente de força tangencial decorrente da formação dos vórtices
C_N^ν	Coeficiente de força normal decorrente do desprendimento dos vórtices
C_M^ν	Coeficiente do momento de arfagem decorrente do desprendimento dos vórtices
C_N^c	Coeficiente de força normal devido ao efeito atrasado do descolamento do escoamento
k_h	Rigidez estrutural referente ao movimento de translação na vertical
k_θ	Rigidez estrutural referente ao movimento de rotação

ζ_h	Fator de amortecimento da estrutura referente ao movimento de translação na vertical
ζ_θ	Fator de amortecimento da estrutura referente ao movimento de rotação
b_h	Coefficiente de amortecimento da estrutura referente ao movimento de translação na vertical
σ	Tensão normal mecânica
τ	Tensão de cisalhamento mecânica
ε	Deformação decorrente da tensão normal
T	Temperatura
M_s	Temperatura de início da transformação de fase martensítica
M_f	Temperatura de término da transformação de fase martensítica
A_s	Temperatura de início da transformação de fase austenítica
A_f	Temperatura de término da transformação de fase austenítica
σ_s^{min}	Tensão normal mínima de início da transformação da fase martensítica
σ_f^{min}	Tensão normal mínima de término da transformação da fase martensítica
σ_s^M	Tensão normal inicial da fase martensítica
σ_f^M	Tensão normal final da fase martensítica
σ_s^A	Tensão normal inicial da fase austenítica
σ_f^A	Tensão normal final da fase austenítica
ξ_0	Fração martensítica inicial da liga
$\xi^{A \rightarrow M}$	Fração da composição da liga que está sofrendo transformação da fase austenítica para a fase martensítica
$\xi^{M \rightarrow A}$	Fração da composição da liga que está sofrendo transformação da fase martensítica para a fase austenítica
C_{MA}	Constante que relaciona a temperatura com a tensão em que inicia a mudança para a fase martensítica
C_A	Constante que relaciona a temperatura com a tensão em que inicia a mudança para a fase austenítica
y	Deflexão das molas em liga de memória de forma

E	Módulo de elasticidade (módulo de Young)
G	Módulo de elasticidade transversal
G_A	Módulo de elasticidade transversal da fase austenítica
G_M	Módulo de elasticidade transversal da fase martensítica
μ_p	Módulo de Poisson
γ	Deformação por cisalhamento
τ_s^M	Tensão de cisalhamento inicial da fase martensítica
τ_f^M	Tensão de cisalhamento final da fase martensítica
τ_s^A	Tensão de cisalhamento inicial da fase austenítica
τ_f^A	Tensão de cisalhamento final da fase austenítica
τ_{test}	Tensão de cisalhamento de teste
ξ	Fração da fase martensítica na composição da liga
ξ_{test}	Fração residual da fase martensítica de teste
$\bar{\Omega}$	Fator de deformação para a transformação de fase
$D(\xi)$	Módulo de elasticidade em função das frações martensítica e austenítica
f^{sma}	Força na mola SMA
$k_c(\xi)$	Rigidez da mola em função das frações martensítica e austenítica
ε_{res}	Deformação residual da liga
$Y(\xi)$	Força decorrente das frações martensítica e austenítica da liga em decorrência da deformação residual
R	Raio da mola
r	Raio do fio da mola
N	Número de espiras da mola
R_l	Carga resistiva ligada ao atuado piezoelétrico
f_0	Força de pré-carga aplicada às molas de liga de memória de forma
m	Massa do aerofólio
m_e	Massa das fixações

S_θ	Momento estático do aerofólio em relação à rotação
L	Força de sustentação
l	Envergadura do aerofólio
v_p	Tensão gerada nos terminais do atuador piezoelétrico
C_p^{eq}	Capacitância equivalente do atuador piezoelétrico
R_l	Carga resistiva interligada ao circuito do atuador piezoelétrico
Θ_{em}	Fator de acoplamento eletromecânico
T_E	Energia cinética
U_E	Energia potencial
W_{IE}	Energia interna armazenada na forma de campo elétrico
δT_E	Variação da energia cinética
δU_E	Variação da energia potencial
δW_{IE}	Variação da energia interna armazenada na forma de campo elétrico
δW_{NCE}	Trabalho virtual das forças não conservativas elétricas
δW_{NCA}	Trabalho virtual das forças não conservativas aerodinâmicas
δW_{NCSD}	Trabalho virtual das forças não conservativas de amortecimento estrutural
q_i	I-ésima coordenada generalizada de Lagrange
$\dot{q}_i$	Derivada temporal da i-ésima coordenada generalizada de Lagrange
Λ_i	I-ésima força não-conservativa de Lagrange
Q	Carga elétrica
$\dot{Q}$	Derivada temporal da carga elétrica

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	23
1.2	OBJETIVO	27
1.3	METODOLOGIA	27
1.4	ESTRUTURA DO TRABALHO	28
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	29
2.1	ESTOL DINÂMICO	29
2.2	MODELOS PARA A REPRESENTAÇÃO DO ESTOL DINÂMICO E MODELO DE BEDDOES-LEISHMAN	31
2.3	LIGAS DE MEMÓRIA DE FORMA	34
2.4	PIEZOELETRICIDADE	37
3	DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	44
3.1	MODELO AERODINÂMICO NÃO LINEAR DE BEDDOES-LEISHMAN . . .	44
3.2	PAR ANTAGÔNICO DE MOLAS EM LIGA DE MEMÓRIA DE FORMA . . .	50
3.3	MODELO ESTRUTURAL	54
4	IMPLEMENTAÇÃO PRÁTICA	59
4.1	DETALHAMENTO DO CÓDIGO	59
4.2	CONSIDERAÇÕES SOBRE O PONTO DE SEPARAÇÃO DO ESCOAMENTO f . .	62
5	VERIFICAÇÃO DO MODELO E DA IMPLEMENTAÇÃO DO CÓDIGO . .	64
5.1	VERIFICAÇÃO DA VELOCIDADE DE FLUTTER DO SISTEMA	65
5.2	VERIFICAÇÃO DA INFLUÊNCIA DA PRÉ-CARGA NAS AMPLITUDES DOS DESLOCAMENTOS	69
5.3	VERIFICAÇÃO DA INFLUÊNCIA DA PRÉ-CARGA NO REGIME DE LCO . .	70
5.4	COMPORTAMENTO ELETRO-AEROELÁSTICO EM FUNÇÃO DO AUMENTO DA PRÉ-CARGA	72
5.5	COMPORTAMENTO PIEZO-AEROELÁSTICO EM FUNÇÃO DO AUMENTO DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO	75
5.6	VALOR DE RESISTÊNCIA ÓTIMO PARA A COLHEITA DE ENERGIA PIEZO- AEROELÁSTICA	84
6	RESULTADOS E DISCUSSÃO	86
6.1	INFLUÊNCIA DAS NÃO-LINEARIDADES COMBINADAS NO CONTROLE PASSIVO DAS AMPLITUDES DOS MOVIMENTOS	86

6.2	COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO SEM RESTRIÇÃO DO ÂNGULO DE ROTAÇÃO DO AEROFÓLIO	89
6.3	COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO TÍPICO DE LCO_s DE BAIXA AMPLITUDE	91
6.4	REGIME DE LCO_s DE BAIXA AMPLITUDE - ANÁLISE AERODINÂMICA .	95
6.5	REGIME DE LCO_s DE BAIXA AMPLITUDE - ANÁLISE ESTRUTURAL . . .	100
6.6	COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO TÍPICO DE LCO_s DE GRANDE AMPLITUDE	105
6.7	REGIME DE LCO_s DE GRANDE AMPLITUDE - ANÁLISE AERODINÂMICA	106
6.8	REGIME DE LCO_s DE GRANDE AMPLITUDE - ANÁLISE ESTRUTURAL .	112
6.9	TENSÃO NA SAÍDA DA CARGA RESISTIVA DO ACOPLAMENTO PIEZOE-LÉTRICO E POTÊNCIA ELÉTRICA EXTRAÍDA	117
7	CONCLUSÃO	120
8	TRABALHOS FUTUROS	121
	REFERÊNCIAS	122

1 INTRODUÇÃO

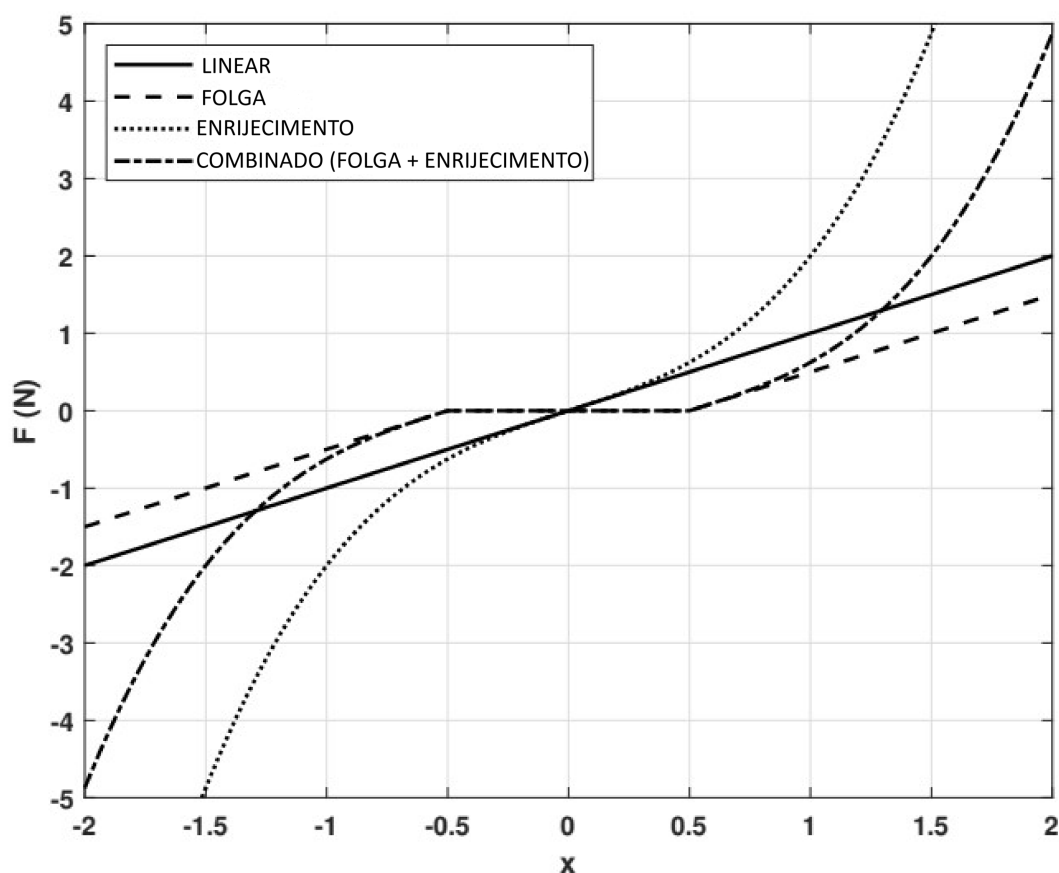
1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

A colheita de energia proveniente de vibrações em sistemas mecânicos tem sido extensamente explorada na literatura, seja através de acoplamento piezoelétrico ((ERTURK; INMAN, 2011), (TIAN et al., 2022), (DAI; ABDELKEFI; WANG, 2014), (ADEODATO et al., 2024), (WANG et al., 2024), (BAE; INMAN, 2013)), acoplamento eletromagnético ((DIGREGORIO; REDOUTE, 2024), (MUSCAT; BHATTACHARYA; ZHU, 2022)) ou piezoelétrico-eletromagnético ((JAVED; ABDELKEFI, 2019), (YANG et al., 2023b)). Diversos dispositivos têm sido estudados com vistas a converter a energia oriunda das vibrações mecânicas em energia elétrica para alimentação de sensores, circuitos eletrônicos de baixa potência e baterias de pequena capacidade para aplicações diversas (dispositivos *IoT*, *drones* e relógios inteligentes).

Tais mecanismos para colheita de energia possuem um intervalo ótimo de frequência ou velocidade, no qual se extrai energia elétrica com maior eficiência. O problema é que, na maioria das vezes, esse intervalo é muito restrito. Dessa forma, com o objetivo de se melhorar o intervalo operacional desses dispositivos procede-se à inclusão de não-linearidades estruturais. Dentre as não-linearidades estruturais mais utilizadas na literatura constam amortecimento viscoelástico ((IMANI, 2022), (YANG et al., 2023a), (DELGADO et al., 2024)), amortecimento eletrodinâmico ((KIM et al., 2022)), atrito seco de Coulomb ((BENACCHIO; GIRAUD-AUDINE; THOMAS, 2022), (XIANG et al., 2024), (WAYHS-LOPES; DOWELL; BUENO, 2023)), folgas ((SAUNDERS et al., 2021)) e molas com enrijecimento cuja constante elástica aumenta à medida em que a mola é deformada (molas não-lineares cujo comportamento pode ser descrito através da equação de Duffing) ((MASUDA, 2023), (TOUSIF; BUTLER, 2019)). Os efeitos das não-linearidades estruturais mais comuns são ilustrados na Figura 1.1.

A linha cheia ilustra o comportamento de uma mola linearmente elástica, que satisfaz à Lei de Hooke. A linha tracejada ilustra a inclusão de uma folga em uniões mecânicas, a qual causa a interrupção da transmissão de força por um determinado intervalo de deslocamento. A linha pontilhada ilustra o comportamento de uma mola com enrijecimento (*hardening*), onde é notável o incremento da constante elástica à medida em que a mola é estendida ou comprimida. Por fim, a linha traço-e-ponto ilustra o efeito combinado das não-linearidades de folga e mola com enrijecimento.

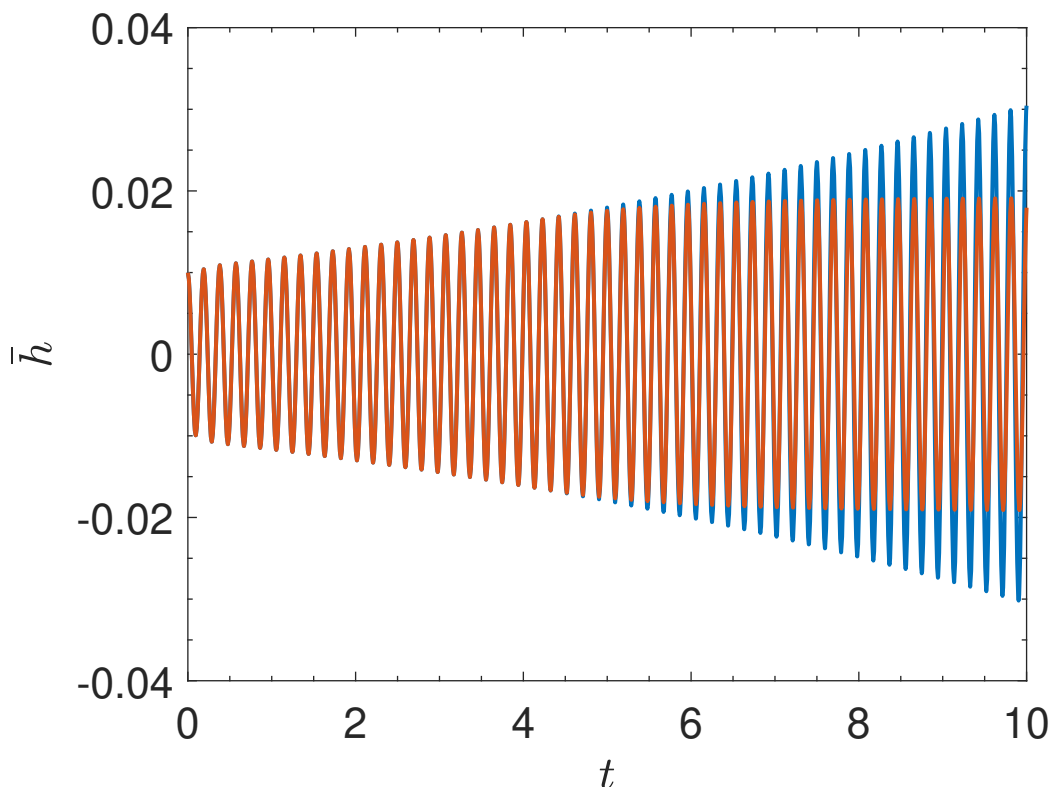
Figura 1.1 – Efeitos das não-linearidades estruturais mais encontradas na literatura.



Fonte: Adaptado de (DELGADO et al., 2024).

Um caso particular de colheita de energia consiste na extração de energia proveniente do escoamento do ar sobre aerofólios e objetos dotados de formas aerodinâmicas. Tais mecanismos, entretanto, estão sujeitos a variações de escoamento e, assim como os demais dispositivos utilizados para colheita de energia, possuem um envelope operacional limitado. Resumidamente, o intervalo de velocidades de escoamento no qual é possível se extrair energia com a utilização desses mecanismos é, na maioria das vezes, bastante restrito. Dessa forma, além das não-linearidades estruturais já citadas, que quando aplicadas a aerofólios ganham a função de limitar as amplitudes dos deslocamentos translacionais e rotacionais, também são incluídas não-linearidades aerodinâmicas. A inclusão dessas não-linearidades visa transformar oscilações instáveis típicas de regime pós-flutter (regime caracterizado pelas velocidades acima da velocidade crítica de flutter), em oscilações limitadas de baixa amplitude (*LCOs* de baixa amplitude) por um intervalo de velocidades de escoamento mais extenso, melhorando o envelope operacional para colheita de energia. A Figura 1.2 ilustra uma resposta aeroelástica instável típica de um sistema linear em regime de pós-flutter (linha azul) e a resposta do mesmo sistema após a inclusão de uma não-linearidade estrutural capaz de dissipar energia (efeito superelástico de uma liga com memória de forma, ou amortecimento viscoso, por exemplo), o que faz com que passado o regime transiente, as amplitudes das oscilações cíclicas fiquem limitadas a baixos valores (*LCOs* de baixa amplitude) (linha laranja).

Figura 1.2 – Respostas aeroelásticas típicas de um sistema linear em pós-flutter (azul) e *LCOs* de baixa amplitude após a inclusão de uma não-linearidade estrutural capaz de dissipar energia (laranja).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Não-linearidades aerodinâmicas são utilizadas em (VASCONCELLOS; PEREIRA; MARQUES, 2016) e (BROWN et al., 2022) com o objetivo de controlar as amplitudes das oscilações em pós-flutter, permitindo ao dispositivo operar dentro de uma ampla variação de velocidades de escoamento e ângulos de ataque. Uma das não-linearidades aerodinâmicas que mais se observa na literatura é o estol dinâmico, utilizado em (MIOTTO et al., 2022), caracterizado pelo descolamento da camada limite aerodinâmica, geração de vórtices, desprendimento e movimentação desses vórtices ao longo da corda do aerofólio, e o posterior recolamento da camada limite. Em (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017), a implementação do modelo de Beddoes-Leishman para a representação do estol dinâmico mostrou representar o comportamento aeroelástico de um aerofólio *2-DoF* com maior exatidão em maiores velocidades de escoamento e ângulos de ataque elevados.

Uma não-linearidade estrutural que ainda não foi muito explorada pela literatura consiste na utilização de molas construídas com liga de memória de forma (*SMA*). Tais ligas, quando submetidas à tensão mecânica acima de um determinado valor, iniciam um processo de mudança de fase de sua estrutura cristalina inicialmente estável para uma fase metaestável. Após a interrupção dessa tensão mecânica, a liga recupera sua estrutura cristalina inicial. Esse processo gera um ciclo (*loop*) de histerese capaz de dissipar parte da energia mecânica, contribuindo para limitar as oscilações ciclo-limite de um aerofólio a valores de amplitude considerados estruturalmente seguros.

Em (MALHER; DOARÉ; TOUZÉ, 2014) investiga-se controle passivo de flutter através da utilização de uma mola SMA constituindo o vínculo de rotação do aerofólio. O comportamento pseudo-elástico dessa mola é equacionado por um modelo heurístico simplificado cujos parâmetros descrevem a área que forma o *loop* de histerese da mola. Os resultados mostraram um aumento da velocidade crítica acima da qual as amplitudes da *LCOs* poderiam culminar em danos estruturais. Em suma, o intervalo de velocidades dentro dos quais as amplitudes das *LCOs* permanecem em valores seguros à estrutura é ampliado. Uma evolução desse modelo é realizada em (MALHER; DOARÉ; TOUZÉ, 2017), onde o equacionamento aerodinâmico passa a ser descrito pelo modelo ONERA (Office National D'Etudes et de Recherches Aérospatiales) capaz de representar o estol dinâmico de forma simplificada a partir da extrapolação da curva do coeficiente de sustentação estático do aerofólio NACA 0012. O modelo aerodinâmico ONERA mostra-se menos sofisticado do que o modelo de Beddoes-Leishman utilizado em (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017) e descrito em (LEISHMAN; BEDDOES, 1989) e (LEISHMAN; CROUSE, 1989b), o qual leva em consideração todas as etapas de vórtice (formação, destacamento, movimentação e o respectivo colapso) e tem forte base empírica. O comportamento das molas SMA que realizam o vínculo de torção passa a ser descrito pelo modelo de Bouc-Wen, cujo equacionamento é similar ao equacionamento de molas com enrijecimento acrescido de parâmetros para definição do *loop* de histerese. A redução da amplitude dos movimentos translacionais do aerofólio em regime de pós-flutter mostrou-se notável.

Em (SOUSA; MARQUI, 2015) também é explorado o efeito pseudo-elástico proporcionado por molas SMA vinculadas ao eixo de rotação do aerofólio. Porém, em vez de uma mola de torção utiliza-se um par antagônico de molas helicoidais com o objetivo de se obter um momento opositor equivalente ao de uma mola de torção. O equacionamento do comportamento pseudo-elástico da liga SMA é advindo do modelo de Brinson ((BRINSON, 1993)) e o equacionamento das molas helicoidais SMA é descrito em (LIANG; ROGERS, 1997). Esse modelo mostra-se mais refinado do que o utilizado em (MALHER; DOARÉ; TOUZÉ, 2017) por levar em consideração a fração da fase martensítica momentânea da liga na obtenção das constantes elásticas de cada uma das molas antagônicas. A aplicação de pré-carga em valores moderados ($2,5 \leq f_0 \leq 4,5$ N) mostrou importante efeito na atenuação das amplitudes dos deslocamentos do aerofólio em regimes na fronteira da ocorrência de flutter e em velocidades pouco superiores à velocidade crítica de flutter. Contudo, o modelo aerodinâmico utilizado consistia no modelo linear de Edwards, que não é capaz de representar com exatidão o comportamento eletro-aeroelástico do sistema em regimes de pós-flutter.

O trabalho desenvolvido ao longo desta dissertação visa obter um modelo eletro-aeroelástico que unifique o modelo estrutural que utiliza o par de molas SMA antagônicas como vínculo do movimento de rotação (*pitch*) de um aerofólio NACA 0012 com dois graus de liberdade (*2-DoF*) utilizado em (SOUSA; MARQUI, 2015) com o modelo aerodinâmico de Beddoes-Leishman utilizado em (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017), permitindo analisar de forma unificada a influência das não-linearidades aerodinâmicas advindas do estol dinâmico e estruturais provenientes do comportamento pseudo-elástico de ligas de memória de forma no comportamento do aerofólio em regime de pós-flutter, caracterizado por grandes amplitudes de translação e elevados ângulos de ataque, e quantificar a potência elétrica que pode ser gerada via acoplamento piezoelétrico realizado no vínculo

de translação desse aerofólio.

1.2 OBJETIVO

O objetivo principal deste trabalho consiste em verificar o comportamento eletro-aeroelástico de um aerofólio de perfil aerodinâmico NACA 0012 com dois graus de liberdade (*2-DoF*) quando em regime de pós-flutter, na presença de duas não-linearidades: a estrutural introduzida através do efeito pseudo-elástico oriundo do ciclo de histerese da transformação entre as fases austenítica e martensítica de uma liga de memória de forma Ni-Ti, e a aerodinâmica resultante dos efeitos dos vórtices gerados a partir do estol dinâmico, conforme modelo aerodinâmico de Beddoes-Leishman. Faz parte da verificação do comportamento eletro-aeroelástico a obtenção da velocidade crítica de flutter, das amplitudes dos deslocamentos translacionais e rotacionais, dos esforços aerodinâmicos e a análise de como os parâmetros do sistema influenciam nesses resultados.

A inclusão das não-linearidades visa melhorar o envelope para extração de energia do sistema constituído pelo aerofólio, seus vínculos estruturais e o escoamento do ar, isto é, com a inclusão dessas não-linearidades pretende-se aumentar o intervalo de velocidades na qual o movimento do aerofólio permanece em oscilações ciclo-limite cujas amplitudes não extrapolem os limites estruturais dos vínculos mecânicos do aerofólio e não danifiquem a pastilha cerâmica responsável pelo acoplamento piezoelétrico.

O objetivo secundário deste trabalho, o qual pode ser considerado uma consequência do objetivo principal, consiste em quantificar a potência elétrica máxima extraída do sistema dentro de condições consideradas fisicamente viáveis para o modelo apresentado.

1.3 METODOLOGIA

A metodologia empregada consiste no desenvolvimento de um modelo eletro-aeroelástico baseado em um aerofólio de perfil NACA 0012 com 2 graus de liberdade (*2-DoF*): translação ao longo do eixo vertical e rotação ao redor do centro elástico.

O vínculo resistente à rotação será constituído por um par de molas helicoidais antagônicas em liga de memória de forma baseado no modelo apresentado em (LIANG; ROGERS, 1997). O comportamento pseudo-elástico da liga de memória de forma obedece à formulação descrita em (BRINSON, 1993). Esse modelo é o mesmo que foi utilizado em (SOUSA; MARQUI, 2015), no qual o comportamento pseudo-elástico das molas SMA advém da variação da constante elástica das molas, a qual é dependente do percentual de cada fase - austenítica e martensítica - presentes na liga em determinado instante. A liga Ni-Ti que compõe essas molas é selecionada para que as temperaturas de início e término da transformação entre as fases austenítica e martensítica se situem abaixo da temperatura ambiente, dessa forma o *loop* de histerese depende apenas da pré-carga aplicada às molas.

O vínculo de translação é caracterizado por uma viga-mola de comportamento elástico linear. O acoplamento eletromecânico é representado por uma pastilha (*patch*) piezoelétrica fabricada através

de material piezo-cerâmico numa matriz de epóxi colada sobre a superfície da viga-mola que faz o vínculo de translação.

A não-linearidade aerodinâmica é representada através da utilização do modelo de Beddoes-Leishman, descrito inicialmente em (BEDDOES, 1978), (LEISHMAN; CROUSE, 1989a), (LEISHMAN; CROUSE, 1989b), (LEISHMAN; BEDDOES, 1986) e (LEISHMAN; BEDDOES, 1989), e aperfeiçoado através do trabalho descrito em (CHANTHARASENAWONG, 2007). A implementação desse modelo teve por base a implementação descrita em (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017) e (SANTOS; MARQUES; HAJJ, 2019). O modelo de Beddoes-Leishman se diferencia dos modelos lineares ao considerar os efeitos acumulativos dos vórtices decorrentes da separação da separação da camada limite aerodinâmica durante a ocorrência do estol dinâmico e sua posterior dissipação ao percorrer o aerofólio em direção ao bordo de fuga.

São realizadas simulações com diferentes pré-cargas aplicadas às molas para verificar o comportamento eletro-aeroelástico (amplitudes dos deslocamentos translacionais e rotacionais, coeficientes de sustentação e de momento aerodinâmico, tensão e potência elétricas, deflexões, tensão de cisalhamento e deformação nas molas) em regime de pós-flutter para *LCOs* de baixas e grandes amplitudes.

1.4 ESTRUTURA DO TRABALHO

No capítulo 2 é realizada uma revisão bibliográfica para apresentar conceitos importantes à compreensão deste trabalho: estol dinâmico (seção 2.1), modelos para a representação do estol dinâmico e modelo de Beddoes-Leishman (seção 2.2), ligas de memória de forma (seção 2.3) e piezoelectricidade (seção 2.4). Em cada uma das seções são citados artigos relacionados ao trabalho desenvolvido nesta dissertação e os resultados obtidos por eles.

No capítulo 3 é realizado o desenvolvimento teórico do modelo de Beddoes-Leishman (seção 3.1), do par antagonico de molas helicoidais em liga de memória de forma que fazem o vínculo de rotação do aerofólio (seção 3.2), e do modelo estrutural (seção 3.3), onde é realizada a integração com as não-linearidades e o acoplamento piezoelétrico para a obtenção de potência elétrica.

No capítulo 4 é apresentado o fluxograma que ilustra como foi codificado o modelo desenvolvido nos capítulos anteriores. Nesse capítulo é detalhada a implementação através do software *Matlab*.

No capítulo 5 é feita a verificação do código implementado, reproduzindo os casos apresentados em (SOUSA; MARQUI, 2015). Os gráficos obtidos são uma prévia dos resultados e permitem perceber alguns dos efeitos oriundos do modelo aerodinâmico não-linear de Beddoes-Leishman.

No capítulo 6 são apresentados e discutidos os resultados, onde pode-se perceber os efeitos combinados das não-linearidades estruturais e aerodinâmicas e seu efeito no envelope útil para extração de potência elétrica através de acoplamento piezoelétrico.

No capítulo 7 é feita a conclusão do trabalho através da síntese dos resultados dos capítulos anteriores.

Por fim, no capítulo 8 são propostos trabalhos futuros para a complementação do trabalho apresentado nesta dissertação.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 ESTOL DINÂMICO

Os estudos sobre as variações de pressão experimentadas por aerofólios durante o estol dinâmico foram iniciados por (CARTA, 1974), que formulou tabelas de variações de pressões em diferentes posições de corda do aerofólio decorrentes de movimentos senoidais. (CARR; MCALLISTER; MCCROSKEY, 1977) através de experimentos oscilatórios com aerofólios equipados com transdutores de pressão em túneis de vento instrumentado com anemômetro de fio quente mapearam graficamente a ocorrência de flutter, descolamento e posterior recolamento da camada limite aerodinâmica (escoamento) para um aerofólio de perfil NACA 0012 em diversas posições da corda e amplitudes iniciais do deslocamento variando entre 0,004 a 0,25 vezes o comprimento da corda do aerofólio para números de Reynolds variando entre 1×10^6 e $3,5 \times 10^6$. Tais trabalhos foram essenciais para o desenvolvimento dos estudos sobre estol dinâmico.

Em (BEDDOES, 1978) divulga-se um estudo sobre os efeitos iniciais da separação do escoamento no bordo de ataque de um aerofólio sob condições dinâmicas e baixo número de Mach. Esse estudo traz a formulação para o aumento da pressão decorrente da variação do ângulo de ataque no bordo de ataque. No ano seguinte, em (BEDDOES, 1979) discute-se em termos qualitativos os efeitos do estol dinâmico na dinâmica de um aerofólio. Esses dois trabalhos foram unificados e complementados, no que culminou na primeira divulgação do método de Beddoes-Leishman em (LEISHMAN; BEDDOES, 1986), o qual buscava descrever o comportamento não-estacionário de um aerofólio e a ocorrência do estol dinâmico através de equações indiciais. Em (LEISHMAN; BEDDOES, 1989) esse estudo é aprimorado com a implementação de parâmetros semi-empíricos, tomando-se por base um aerofólio de perfil NACA 0012, para a definição dos pontos de separação do escoamento, surgimento de vórtices e recolamento do escoamento.

Escoamentos não estacionários promovem variações de pressão no bordo de ataque do aerofólio ao longo do tempo. Essas variações provocam o surgimento tardio de uma componente da força normal atuante no centro aerodinâmico do aerofólio. No caso de essa componente de força normal contribuir para o aumento da força normal total atuante no aerofólio ocorrerá o aumento do ângulo de ataque aerodinâmico. Quando esse ângulo de ataque supera o ângulo de estol estático, passa a ocorrer o descolamento do escoamento.

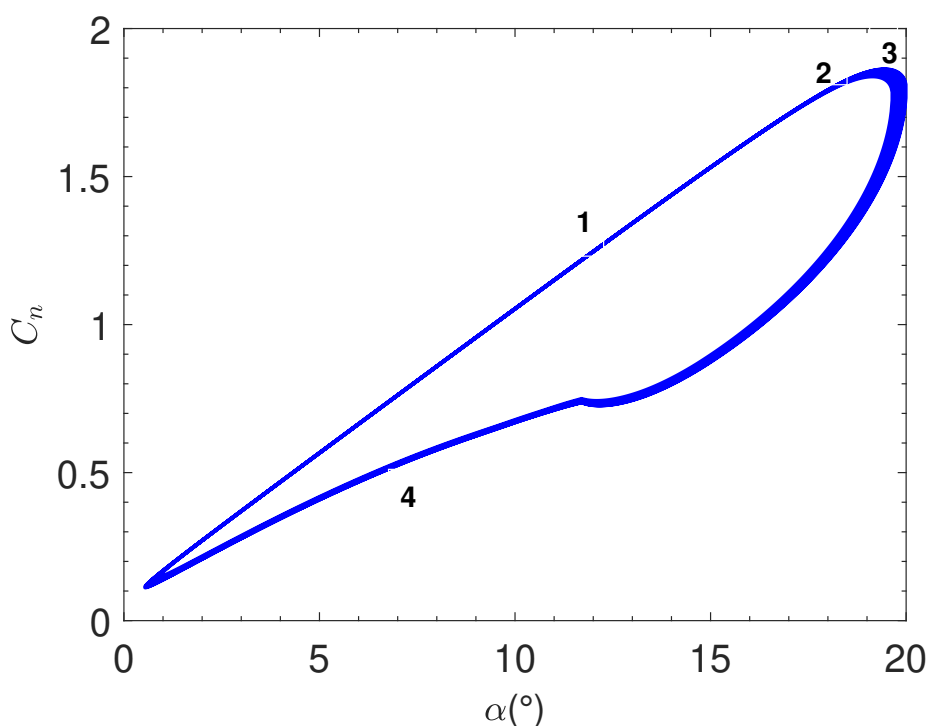
O descolamento do escoamento, por sua vez, permite a geração de vórtices. Quando a força normal total ultrapassa determinado valor, esses vórtices se destacam e passam a percorrer o aerofólio no sentido da corda. Após um certo número de vórtices destacados, seus efeitos acumulados começam a ser dissipados pelo aerofólio. A partir desse momento, passa a ocorrer a redução da taxa de incremento do ângulo de ataque aerodinâmico. Essa taxa de incremento vai decaindo à medida em que são dissipados os efeitos acumulados pelo destacamento dos vórtices. No limite, quando esta taxa tende a zero, os efeitos acumulados dos vórtices na força de sustentação são dissipados e o movimento do aerofólio é revertido para o comportamento de estol estático. Esse incremento na força de sustentação decorrente dos efeitos cumulativos dos vórtices, que ocorre até que a taxa de incremento do ângulo de

ataque aerodinâmico se torne nula, é o estol dinâmico.

Esses vórtices promovem o aumento da força de sustentação e do momento aerodinâmico que causam o movimento de mergulho do aerofólio. A amplitude desse movimento de mergulho verificado durante o estol dinâmico é maior do que o verificado no estol estático. A repetição dos movimentos decorrentes do estol dinâmico, por sua vez, pode levar ao surgimento de histerese da força de sustentação e do momento aerodinâmico, resultando em um amortecimento muito baixo ou até mesmo negativo do movimento de mergulho do aerofólio. A depender da intensidade do estol dinâmico verificado pode ocorrer instabilidade dinâmica do sistema.

A Figura 2.1 ilustra as etapas que descrevem o estol dinâmico e seus efeitos no coeficiente de força de normal (representada por C_n) em um aerofólio com perfil NACA 0012, em função do ângulo de ataque.

Figura 2.1 – Coeficiente de força normal em função do ângulo de ataque durante o estol dinâmico ($C_n \times \alpha$).

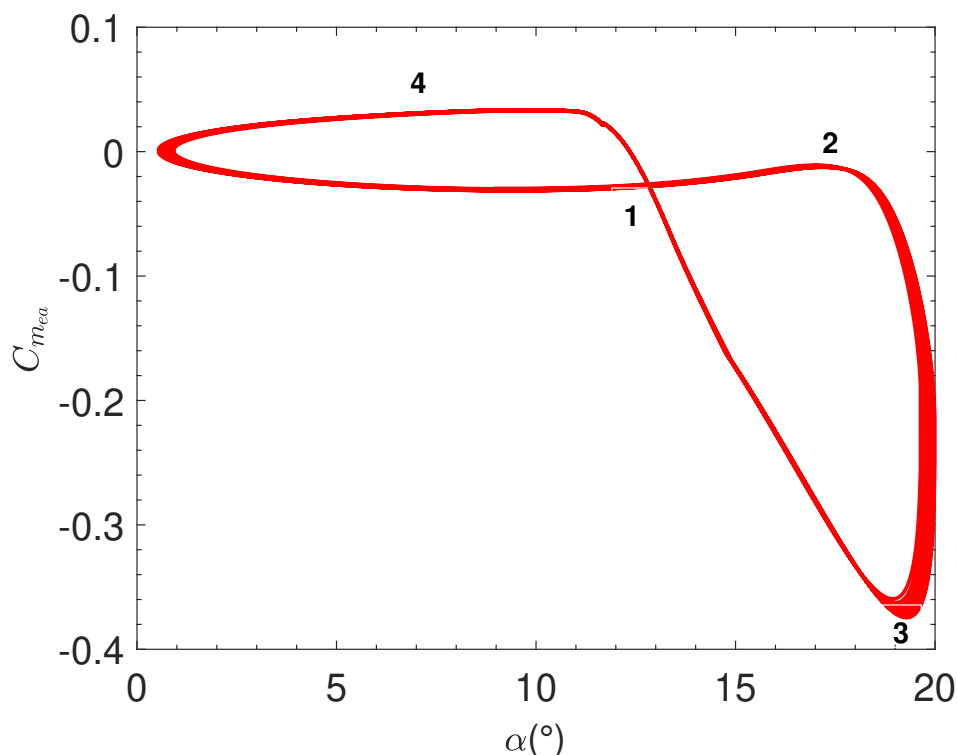


Fonte: Elaborada pelo autor.

No ponto 1, ocorre a formação de um vórtice e a respectiva reversão do escoamento no extradorso do aerofólio sob ele. No ponto 2, ocorre o destacamento do vórtice e inicia-se seu movimento ao longo do aerofólio. No ponto 3, o vórtice atinge o bordo de fuga e ocorre o desenvolvimento pleno do estol dinâmico. No ponto 4, ocorre o recolamento do escoamento. É possível notar que o estol dinâmico proporciona um aumento na força de sustentação, seguida por uma queda abrupta.

A Figura 2.2 ilustra os efeitos do estol dinâmico no momento aerodinâmico (representado pelo coeficiente C_{mea}) em um aerofólio com perfil NACA 0012, em função do ângulo de ataque.

Figura 2.2 – Coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque durante o estol dinâmico ($C_{mea} \times \alpha$).



Fonte: Elaborada pelo autor.

O ponto 1 representa o momento máximo quando se considera o estol estático. No ponto 2, iniciam-se os efeitos não-lineares decorrentes do destacamento dos vórtices. No ponto 3, tem-se a queda abrupta do momento aerodinâmico decorrente da histerese da curva de sustentação, o que representa o desenvolvimento completo do estol dinâmico. No ponto 4, o momento aerodinâmico reassume um comportamento linear, caracterizado pelo recolamento do escoamento.

Nota-se através das Figura 2.1 e Figura 2.2 que o estol dinâmico tem um comportamento circulatório que se inicia com o descolamento do escoamento e termina com o seu recolamento. A partir dessa observação, em (LEISHMAN; BEDDOES, 1986) é realizado o equacionamento semi-empírico do estol dinâmico a partir de um modelo aerodinâmico baseado em funções indiciais.

2.2 MODELOS PARA A REPRESENTAÇÃO DO ESTOL DINÂMICO E MODELO DE BEDDOES-LEISHMAN

O modelo de Beddoes-Leishman é descrito de forma detalhada pela primeira vez em (LEISHMAN; CROUSE, 1989a), no qual é implementado de forma matricial no espaço de estados com o intuito de se analisar flutter em escoamentos compressíveis com aerofólios de perfil NACA 64A006, transformando a solução da resposta estrutural do comportamento do aerofólio em um problema de autovalores. Em (LEISHMAN; CROUSE, 1989b) é utilizado o mesmo modelo, porém agora para analisar o

comportamento de aerofólios sob estol dinâmico, onde são levadas em consideração as contribuições dos esforços aerodinâmicos decorrentes dos efeitos da variação de pressão no bordo de ataque, do descolamento do escoamento - que culmina com o início da geração de vórtices, do destacamento desses vórtices e da dissipação desses vórtices no bordo de fuga.

Em (CHANTHARASENAWONG, 2007) o método de BL recebe melhorias, tais quais a inclusão de critérios que consideram a posição dos vórtices gerados a partir do bordo de ataque do aerofólio na definição dos valores das variáveis não-lineares. A posição desses vórtices é estabelecida através de um contador de tempo de vórtice τ_v , que por sua vez é determinado através de uma função que contempla o tempo total que o vórtice leva para percorrer o comprimento equivalente a uma corda do aerofólio (T_{vl}). Tais melhorias tornaram o método mais preciso por permitir melhor definição da posição de destacamento dos vórtices, o que permite computar mais precisamente as contribuições relacionadas a esse destacamento.

Desde então, o método de BL tem passado por modificações em busca de torná-lo cada vez mais próximo ao que se verifica experimentalmente. Em (MELANI et al., 2024) são apresentados os trabalhos precedentes do método de BL, bem como as modificações pelas quais ele passou ao longo do tempo, trazendo desde seus precursores, até as modificações mais recentes, tais como previsão de cargas aerodinâmicas associadas ao estol profundo (*deep stall*), inclusão de limitador do coeficiente de arrasto, inclusão de vórtices de 2ª ordem, entre outros.

A vantagem do método de Beddoes-Leishman é que ele é capaz de prever com maior exatidão os valores dos deslocamentos angulares e verticais de um aerofólio quando tais valores tornam-se elevados. Em (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017) é feita uma análise comparativa dos deslocamentos rotacionais e translacionais quando utilizado o método de BL e quando utilizado um modelo aeroelástico linear. Os resultados demonstram que as amplitudes dos movimentos rotacionais e translacionais em regime de pós-flutter (acima de 13,5 m/s e condição inicial $\theta_0 = 11,5^\circ$ no caso analisado no trabalho) quando utilizado o modelo de BL foram muito mais próximas ao que se verifica experimentalmente do que os valores fornecidos por um modelo aerodinâmico linear.

Em (BADIEI; SADR; SHAMS, 2024) é analisado o comportamento aeroelástico de uma turbina eólica de eixo vertical tipo H considerando duas não-linearidades: a não-linearidade aerodinâmica resultante do estol dinâmico e a não-linearidade estrutural resultante de torções no plano transversal. A não-linearidade aerodinâmica é desenvolvida através de um modelo semi-empírico baseado em duas modificações do ângulo de ataque efetivo. A primeira modificação é decorrente dos efeitos não-estacionários da esteira do escoamento, caracterizado por uma modificação das funções de Wagner. A segunda modificação é decorrente dos efeitos atrasados da separação do escoamento sobre o aerofólio, similar ao que se verifica no modelo de Beddoes-Leishman. A não-linearidade estrutural, por sua vez, baseia-se num modelo de viga em elementos finitos cujos deslocamentos dos elementos são obtidos através da expansão de uma série de Taylor de 3ª ordem. A resolução do sistema dá-se pelo método de Galerkin. Os deslocamentos obtidos tanto no plano da seção quanto no plano transversal são menores para uma mesma velocidade quando se comparam os modelos aerodinâmicos linear e baseado em estol dinâmico. Quando analisadas as velocidades de instabilidade da turbina, o modelo linear não leva em consideração a variação da velocidade decorrente da variação do ângulo de ataque, o que não

condiz com o que se verifica na prática. As velocidades que levam o sistema à instabilidade ficam menores à medida em que se aumenta o valor absoluto do ângulo de ataque aerodinâmico, sendo que quando consideradas as não-linearidades estruturais e aerodinâmicas as velocidades são maiores do que quando consideradas apenas as não-linearidades estruturais.

Além do modelo de Beddoes-Leishman, outro modelo utilizado para a representação do estol dinâmico é o modelo ONERA ((PETOT, 1989)). Nesse modelo, o incremento do coeficiente de sustentação do aerofólio quando da ocorrência do estol dinâmico é representado por uma extrapolação da curva de sustentação estática desse aerofólio. Nesse modelo o coeficiente de sustentação é fornecido pela equação 2.1:

$$L = \frac{1}{2} S \rho U_{\infty}^2 (C_{l1} + C_{l2}) \quad (2.1)$$

Os termos C_{l1} e C_{l2} são obtidos através das equações 2.2 e 2.3.

$$\dot{C}_{l1} + \lambda^L C_{l1} = \lambda^L \left(\frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0} + W_0 + \sigma^L W_1 \right) + (\kappa^L \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0} + d^L) \dot{W}_0 + \kappa^L \sigma^L \dot{W}_1 \quad (2.2)$$

$$\ddot{C}_{l2} + \alpha^L + \dot{C}_{l2} + r^L C_{l2} = -(r^L \Delta C_l|_{w_0} + E^L \dot{W}_0) \quad (2.3)$$

onde $W_0 = \alpha + \frac{\dot{h}}{U_{\infty}}$ e $W_1 = b\dot{\alpha}$. Os termos λ^L , κ^L são constantes obtidas empiricamente, os termos α^L e σ^L são termos dependentes de ΔC_L e de constantes empíricas, enquanto os termos d^L e E^L dependem unicamente de ΔC_L e $\Delta C_l|_{w_0}$ é o parâmetro de estol associado a W_0 . Esse modelo é totalmente empírico, tratando-se de uma aproximação das curvas de sustentação associadas ao estol dinâmico obtidas experimentalmente, enquanto o modelo de BL permite obter os valores dos esforços aerodinâmicos relacionados a cada fase do estol dinâmico, o que permite estudar o fenômeno com maior nível de detalhes. A vantagem do modelo Onera é possuir implementação mais simples.

Em (QING; WEIQI; KAIFENG, 2015), realiza-se um grande número de experiências a partir de um modelo de asa em delta com razão de aspecto $AR = 2$. Os experimentos são realizados de forma não estacionária variando-se os ângulos de ataque, de escorregamento e de elevação e a frequência reduzida, os quais são utilizados como parâmetros de entrada para um sistema de aprendizado supervisionado de máquina baseado de vetores de suporte para se obter as equações que descrevem a dinâmica da asa, permitindo-se prever o comportamento de rolagem, de guinada e de arfagem da asa a partir das condições iniciais. Trata-se de um novo modelo aerodinâmico que permite a análise do comportamento de uma asa finita propriamente dita. Os resultados demonstraram a capacidade do modelo em prever com alto nível de acurácia o o comportamento da asa para ângulos de ataque próximos de 30° , apesar do alto custo computacional de implementação e necessidade de uma base de dados para treinamento bastante extensa.

Outro modelo utilizado para descrever o estol dinâmico é o modelo IAG, implementado em (BANGGA; PARKINSON; COLLIER, 2023). A formulação do modelo IAG é muito semelhante à utilizada por Beddoes-Leishman: também baseia-se em funções indiciais para descrever as partes

circulatória e impulsiva da solução, sendo posteriormente representada em espaço de estados. A principal diferença entre os dois modelos consiste no fato de que no modelo de Beddoes-Leishman o momento correspondente à parte impulsiva da solução é obtido por uma aproximação da curva obtida experimentalmente. Já no modelo IAG, essa componente do coeficiente de momento é obtida facilmente através de uma simples consulta à curva polar estático-viscosa de cada aerofólio no ângulo correspondente ao ponto de descolamento do escoamento (f_m), disponível no repositório *XFOIL*, mantido pelo Instituto de Tecnologia de Massachusetts (*MIT*). Dessa forma, $C_M^f = C_M^{VISC}(\alpha_{f_m})$. Outras mudanças são a inclusão de uma equação limitadora do coeficiente de arrasto em razão da histerese e a inclusão de uma quinta variável não-linear decorrente dos efeitos de destacamento do vórtice de 2ª ordem. O modelo IAG trata-se de um aprofundamento do modelo de Beddoes-Leishman cuja implementação foi possível devido a criação do *XFOIL*, e se destaca por permitir de forma bastante simples a utilização do modelo para todos os cerca de 1.600 modelos de aerofólios disponíveis no *XFOIL*.

No escopo deste trabalho, cujo objetivo principal é verificar os efeitos combinados das não-linearidades decorrentes das ligas com memória de forma e do estol dinâmico em regime de pós-flutter para colheita de energia piezo-aeroelástica que tomou por base um aerofólio de perfil NACA 0012, o modelo de Beddoes-Leishman mostra-se suficiente. Entretanto, no caso de extrapolação desse trabalho para outros perfis de aerofólio a adoção do modelo IAG pode ser vantajosa.

2.3 LIGAS DE MEMÓRIA DE FORMA

Podemos classificar de materiais inteligentes todos aqueles que possuem acoplamento entre diferentes domínios físicos. Devido a essa característica, tais materiais possuem amplo campo de aplicação no desenvolvimento de sensores e atuadores, ou ainda como sistemas de amortecimento passivo ou para colheita de energia. Entre alguns materiais inteligentes podemos citar os piezoelétricos (acoplamento entre os domínios elétrico e mecânico), magnetorreológicos (acoplamento entre os domínios mecânico e magnético), ligas de memória de forma (acoplamento entre os domínios mecânico e térmico), cromotativos (acoplamento entre os domínios mecânico e óptico, elétrico e óptico, ou térmico e óptico).

No âmbito deste trabalho, dois materiais inteligentes são de interesse: os piezoelétricos e as ligas de memória de forma. Nesta seção serão revisitadas algumas características das ligas de memória de forma.

Ligas de memória de forma (SMAs) são ligas que possuem a capacidade de recuperar sua forma previamente definida através da imposição de carregamentos mecânicos e/ou térmicos adequados. Algumas das ligas com essa propriedade são: Ni-Ti, Au-Cd, Cu-Zn, Cu-Al, Cu-Sn, Cu-Zn-Al, Ag-Cd, Cu-Al-Ni, In-Ti, Ni-Al, Fe-Pt, Fe-Mn-Si, Fe-Pd, Fe-Co-Ni-Ti, Cu-Al-Be e Fe-Ni-Co-Al-Ta-B.

Atualmente, essas ligas possuem incontáveis aplicações industriais: reforço estrutural em aeronaves e automóveis, auxiliando na absorção de vibrações ao integrar partes de amortecedores e trens de pouso, como atuadores em superfícies de controle (ailerons, leme e profundores), superfícies secundárias (winglets e spoilers automotivos), superfícies sustentadoras (asas com alteração de forma do perfil),

em válvulas de segurança industriais à prova de fogo, em atuadores de transmissões automáticas, em aparelhos ortodônticos e ligamentos artificiais de próteses humanas (JANI et al., 2014).

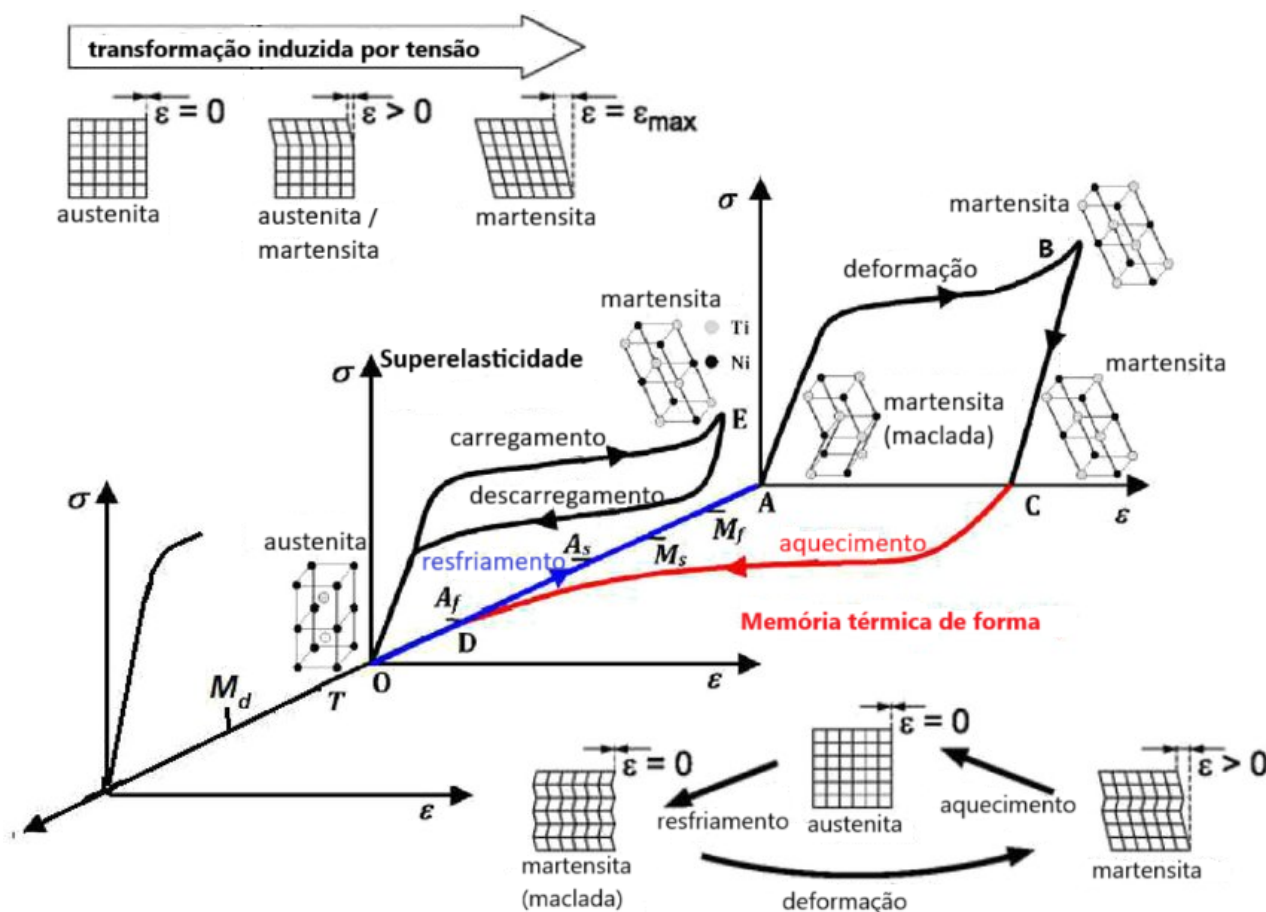
As ligas de Ni-Ti são as mais utilizadas por possuírem alta resistência mecânica (tensão de ruptura chegando a atingir até 1.300 MPa), super-elasticidade, alta resistência à fadiga e corrosão, fácil obtenção metalúrgica e biocompatibilidade. Essa ligas, também conhecidas por Nitinol, possuem duas importantes fases de transformação: uma martensítica (fase *M*), de estrutura cristalina monoclinica, estável em baixas temperaturas; a outra austenítica (fase *A*), de estrutura cristalina cúbica de corpo centrado, estável em altas temperaturas e com elevada resistência à deformação. Em algumas ligas com maiores concentrações de Níquel (Ni) em sua composição, uma fase intermediária, de estrutura cristalina romboédrica (fase *R*) pode ser verificada. Referências sobre essa fase *R* podem ser encontradas em (BASILIO, 2020). As fases de interesse neste trabalho são as fases *M* e *A*. Por possuírem estruturas cristalinas diferentes, as fases de uma liga de memória de forma também possuem resistências mecânicas diferentes. Em ligas Nitinol, a fase austenítica possui maior módulo de elasticidade quando comparada à fase martensítica.

As ligas Nitinol ainda se destacam por seu alto fator de histerese, energia específica (aproximadamente 5.000 J/kg), além de suportarem grandes deformações (de 3% a 9%) ((MA; KARAMAN; NOEBE, 2013)).

Um dos modelos que descreve o comportamento das ligas de memória de forma, e que será utilizado neste trabalho, é o modelo desenvolvido por (BRINSON, 1993). Ele se caracteriza pela divisão do comportamento mecânico da liga de memória de forma em duas partes: a memória térmica de forma, na qual uma ampla parcela residual de deformação após um processo de carregamento e descarregamento mecânico pode ser totalmente revertida através da elevação da temperatura do material; e o efeito superelástico (ou pseudo-elástico), no qual uma grande deformação é experimentada após um processo de carregamento mecânico, sendo então essa deformação completamente reparada em um ciclo de histerese após o descarregamento. A distinção entre os comportamentos é feita através da fração martensítica momentânea da composição da liga.

Em temperaturas elevadas, a fase austenítica possui maior fração na composição da material. Porém, ao se resfriar o material, ocorre um aumento da fração martensítica. Esse comportamento pode ser observado na Figura 2.3, onde M_s e A_s são as temperaturas de início de mudança das fases martensítica e austenítica, respectivamente. Nesse mesmo aspecto, M_f e A_f são as temperaturas de término das mudanças das fases martensítica e austenítica, respectivamente. Nota-se também que para uma temperatura muito acima de A_f , há o ponto M_d , a partir do qual perde-se o comportamento observado anteriormente. A transformação de fases nunca é 100% completa e após muitos ciclos há tendência ao surgimento de uma fração residual da fase martensítica.

Figura 2.3 – Transformação de Fases - Austenita x Martensita.



Fonte: Adaptado de (KOWALCZYK; NIZANKOWSKI, 2017).

No que tange ao comportamento quando da aplicação de tensões mecânicas, tem-se que para regiões com $T < A_s$, quase toda a estrutura do material está na fase martensítica maclada, onde coexistem diversas orientações dentro da estrutura cristalina. Ao se aumentar a tensão mecânica e, conseqüentemente, a deformação, a estrutura tende a se orientar em uma única direção. Quando da fase martensítica não-maclada haverá uma maior deformação, sem que ocorra aumento da tensão mecânica de forma equivalente. Nessa condição, ao se suspender a aplicação da tensão mecânica, a deformação reduz muito pouco, mantendo a orientação cristalina numa mesma direção. Portanto, faz-se necessário aumentar a temperatura, tal que $T > A_f$, para que se retorne à fase austenítica. Se após atingida a fase austenítica, houver resfriamento posterior, ocorrerá nova transformação da estrutura para a fase martensítica maclada. Assim é descrito o efeito de memória térmica de forma.

O segundo comportamento observado, é o comportamento superelástico (ou pseudo-elástico). Considerando uma temperatura ambiente onde $T \geq A_f$, ou seja, uma situação na qual a estrutura cristalina se encontre em sua totalidade na fase austenítica, caso seja aplicada uma tensão mecânica suficientemente grande, resultará num platô onde ocorre grande incremento da deformação sem aumento equivalente da tensão mecânica. Superado esse platô, ocorre uma grande elevação da tensão mecânica, resultando na mudança da fase austenítica para a fase martensítica, com pequeno incremento na deformação. Nesse ponto, a estabilidade da fase martensítica depende da aplicação da tensão mecânica, portanto ao se retirar a tensão mecânica aplicada, haverá nova transformação para a fase austenítica,

com interrupção da deformação e o objeto retornando exatamente ao seu estado inicial. Forma-se um ciclo (*loop*), conforme se observa no gráfico intermediário da Figura 2.3. A área delimitada por esse *loop* representa a energia dissipada no processo. É justamente essa propriedade que será explorada neste trabalho nos capítulos seguintes.

Na literatura, podemos encontrar alguns trabalhos que exploram o efeito superelástico das ligas de memória de forma para redução de amplitudes de movimentos, redução de deformações e aumento do envelope de frequências ou velocidades para colheita de energia.

Em (ADEODATO et al., 2024) é apresentado um modelo dinâmico de dispositivo piezoelétrico vibratório para colheita de energia com mola helicoidal pseudo-elástica. O modelo consiste de uma viga estrutural em alumínio engastada numa extremidade e vinculada a uma mola helicoidal em liga de memória de forma na outra extremidade. Sobre a viga é colada uma pastilha de cerâmica piezoelétrica PZT-5H ligada a um resistor. O equacionamento da mola em liga de memória de forma é feito a partir do modelo da Livre Energia de Helmholtz. A mola em liga de memória de forma foi selecionada para que a transformação de fase ocorresse à temperatura ambiente. Como resultado das não-linearidades impostas por essa mola, o intervalo de frequência do pico de potência foi aumentado de 0.60 Hz para 2.23 Hz. Esse intervalo tende a aumentar conforme se aumenta a fração martensítica na liga da mola, aumentando o intervalo de frequências em que se pode extrair potência elétrica. As amplitudes do deslocamento sofreram atenuação com o início da transformação de fase $A - > M$.

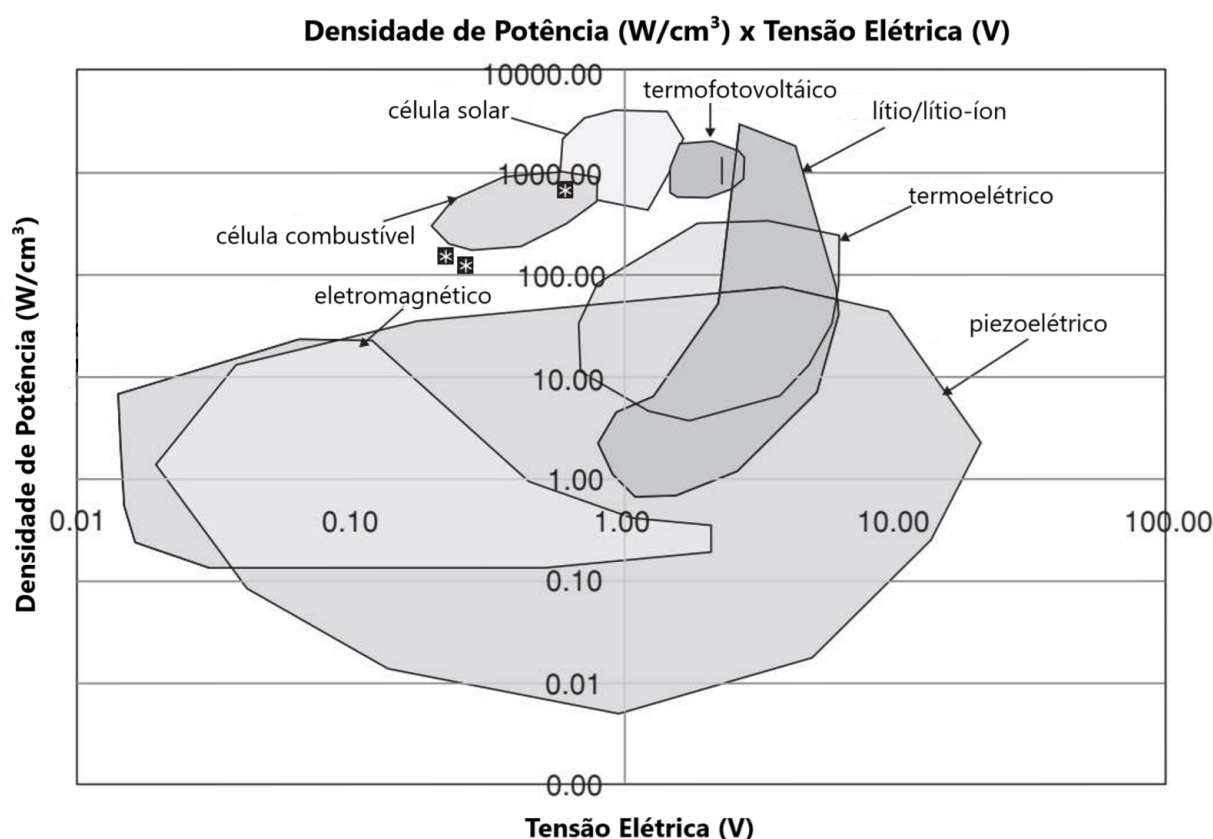
Em (TAWFIK; RO; MEI, 2022) é analisada a flambagem pós-térmica de painéis aeroespaciais reforçados com ligas de memória de forma em regime pós-flutter. Devido às altas velocidades, o atrito com o ar causa a elevação de temperatura dos painéis acompanhado de deformações devido às tensões cíclicas. Esse aumento de temperatura promove elevação do módulo de elasticidade da liga de memória de forma. Os resultados comprovaram que o reforço dos painéis com cerca de 30% em relação ao volume de material com liga de memória de forma e pré-deformação dos painéis equivalente a 5% da medida axial foi capaz de reduzir a deflexão lateral dos painéis em quase 50%.

2.4 PIEZOELETRICIDADE

Materiais piezoelétricos caracterizam-se por realizar o acoplamento entre os domínios mecânico e elétrico. Por essa característica são muito utilizados em sensores de grandezas mecânicas, tais como células de carga e transdutores de pressão, transformando a deformação decorrente dessas solicitações mecânicas em sinais elétricos. De maneira inversa, são também utilizados como atuadores, convertendo sinais elétricos em deslocamentos mecânicos, tais como bisturis eletrônicos e geradores de ondas ultrassônicas. Por essas características, utiliza-se acoplamento piezoelétrico quando se deseja obter energia elétrica através de deslocamentos mecânicos, tal qual em dispositivos para a colheita de energia.

Entre os diversos materiais que fazem o acoplamento entre os diferentes domínios físicos com o domínio elétrico, apesar dos materiais piezoelétricos não serem os que apresentam a maior densidade de potência, eles se destacam por produzir potência num amplo intervalo de tensão elétrica, conforme se verifica na Figura 2.4.

Figura 2.4 – Densidade de potência em função da tensão elétrica V para diferentes materiais.



Fonte: Adaptado de (ERTURK; INMAN, 2011).

O amplo intervalo de valores de tensão, desde o campo negativo até o campo positivo, faz com que os materiais piezoelétricos sejam os preferidos para colheita de energia proveniente de vibrações aeroelásticas, tais como as *LCOs* que podem atingir grandes amplitudes tanto negativas quanto positivas.

A piezoeletricidade é uma propriedade física de alguns cristais (turmalina, quartzo) que possuem anisotropia, ou seja, as deformações sofridas por esses cristais ao receberem uma tensão mecânica externa é diferente em cada uma de suas direções.

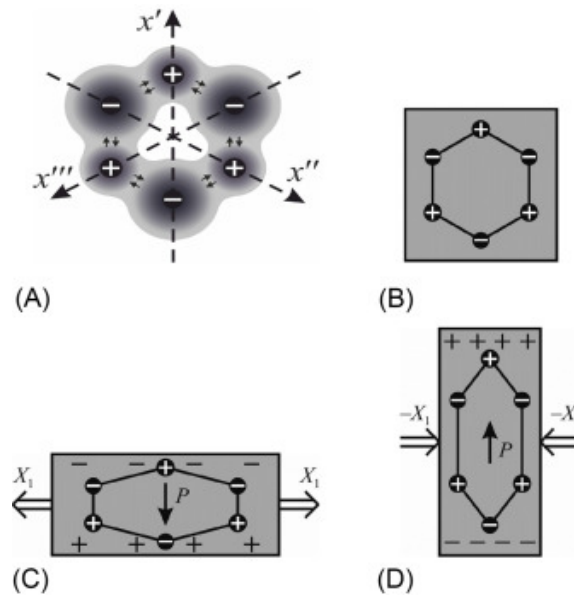
Um cristal piezoelétrico ao receber uma tensão mecânica, seja de tração ou de compressão, passa a apresentar uma polarização elétrica. Essa polarização gera um campo elétrico que pode ser utilizado para converter energia mecânica em energia elétrica. Quanto maior for a tensão mecânica recebida, maior será a polarização elétrica e, por consequência, maior será a tensão elétrica gerada.

O efeito reverso também é válido, ou seja, quando um cristal piezoelétrico recebe uma diferença de potencial elétrico, ele se deforma mecanicamente.

A figura Figura 2.5 explica esse fenômeno. Em *A* e *B*, temos um cristal piezoelétrico não-deformado, com as cargas elétricas balanceadas. Em *C* esse cristal recebe uma tensão mecânica de tração, fazendo com que ocorra um alongamento no eixo horizontal, provocando um desbalanceamento entre as cargas e fazendo surgir um dipolo cujo terminal positivo é na superfície superior. Já em *D*,

é aplicada uma tensão mecânica de compressão, fazendo com que ocorra um alongamento no eixo vertical, que faz surgir um dipolo cujo terminal positivo é na superfície inferior, ou seja, de polaridade invertida em relação a C . Dessa forma um cristal piezoelétrico deformado mecanicamente armazena a energia elétrica em forma de campo elétrico, funcionando como um capacitor.

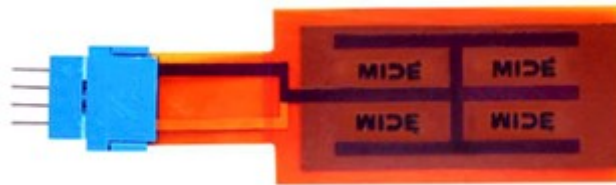
Figura 2.5 – Efeito Piezoelétrico.



Fonte:(POPLAVKO; YAKYMENKO, 2020).

Este trabalho se valerá dos parâmetros de acoplamento piezoelétrico de uma pastilha comercial da fabricante Midé Technology Corp, modelo QuickPack QP10N, conforme ilustrado na Figura 2.6. Trata-se do mesmo acoplamento piezoelétrico utilizado em (SOUSA; MARQUI, 2015).

Figura 2.6 – Pastilha Piezoelétrica QP10N.



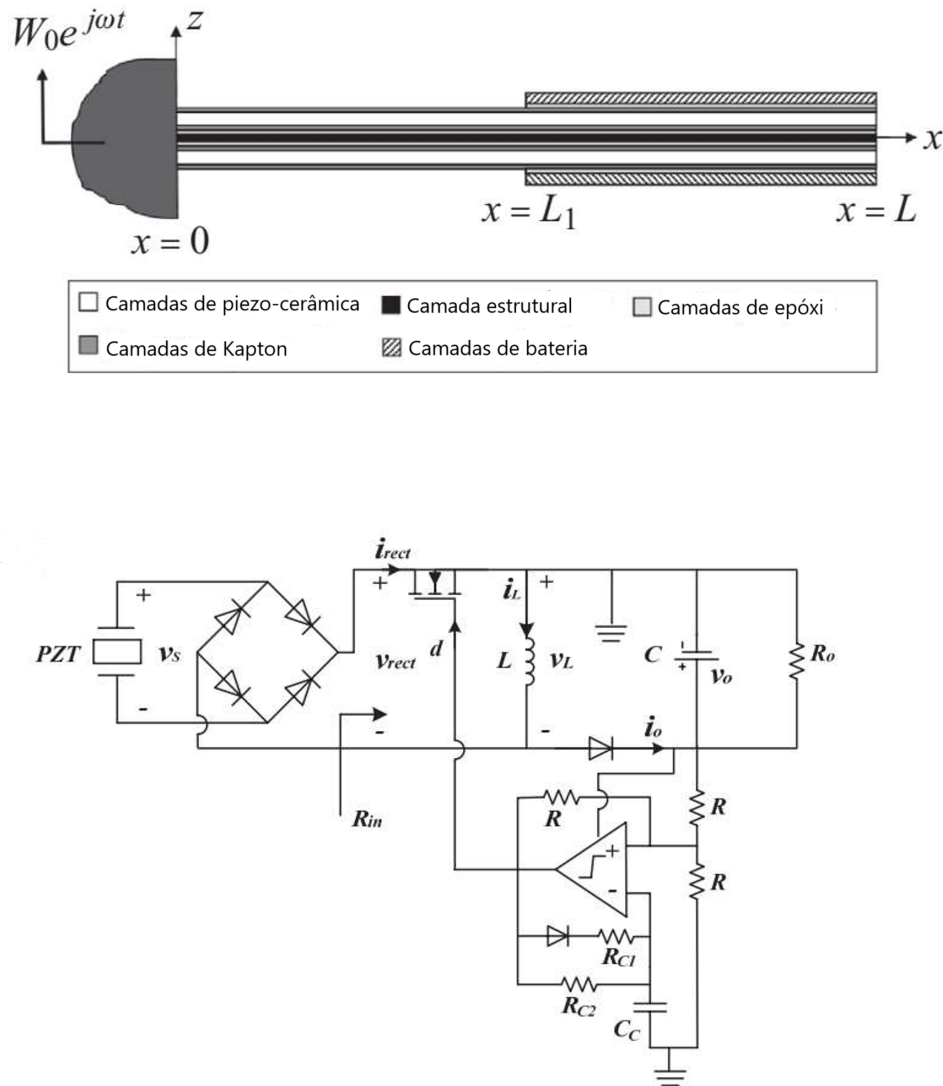
Fonte: Midé Technology Corp. - Massachusetts, USA.

A utilização de materiais piezoelétricos como acoplamento eletromecânico para a obtenção de potência elétrica a partir de vibrações mecânicas é amplamente explorada pela literatura, algumas vezes com algum circuito para retificação ou amplificação do sinal de saída.

Em (ERTURK; INMAN, 2011) são apresentados diversos dispositivos que utilizam acoplamento piezoelétrico para colheita de energia proveniente de vibrações mecânicas. Um desses dispositivos consiste de uma viga em balanço com revestimento piezo-cerâmico superior e inferior com uma massa fixada em sua extremidade. Cada uma das camadas exerce a função de um terminal elétrico de capacitor, bastando conectar cada uma das camadas por fios interligados por uma carga resistiva R_L para se extrair potência elétrica. Este dispositivo pode se tornar auto-recarregável, com a adição de uma camada de Kapton (material isolante) acima e abaixo das camadas de piezo-cerâmicas, adicionando-se

uma camada de epóxi por cima das camadas superiores de Kapton e, por fim, adicionando uma camada de baterias por cima da camada de epóxi. Um esquemático desse modelo é demonstrado na Figura 2.7, juntamente com um circuito para retificação e casamento de impedâncias para maximização da energia obtida.

Figura 2.7 – Modelo de viga auto-recarregável para colheita de energia piezoelétrica (acima) e esquema de circuito para casamento de impedâncias (abaixo).



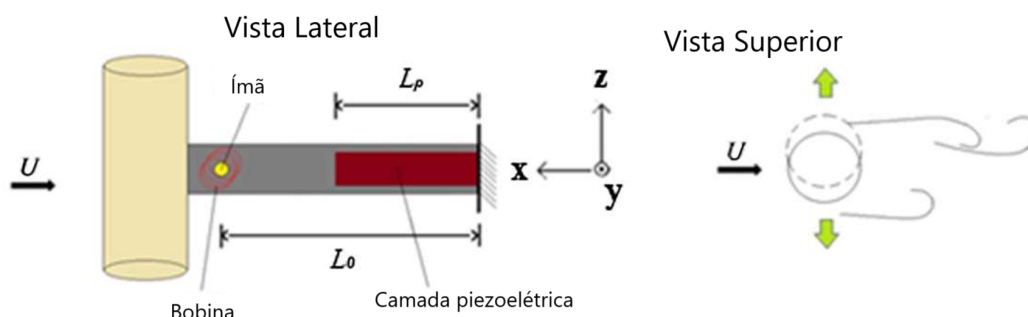
Fonte: Adaptado de (ERTURK; INMAN, 2011).

Em (BAE; INMAN, 2013) apresenta-se um estudo para colheita de energia piezo-aeroelástica usando um aerofólio 2-DoF (translação e rotação) com não-linearidades estruturais (folga e enrijecimento cúbico da mola de torção) no movimento de rotação. O acoplamento piezoelétrico é realizado no grau de liberdade referente ao movimento de translação. Quando a razão entre as frequências de

translação e arfagem é 1.3, os efeitos não-lineares da folga implicam na ocorrência de *LCOs* estáveis abaixo da velocidade linear de flutter, enquanto as não-linearidades provocadas pelo enrijecimento cúbico da mola de torção provocam a ocorrência de *LCOs* estáveis acima da velocidade linear de flutter. Ou seja, o efeito somado dessas não-linearidades estruturais amplia o intervalo de velocidades nos quais é possível se extrair energia, sendo que a velocidade de início desse intervalo foi reduzida. As não-linearidades que serão utilizadas neste trabalho são diferentes, porém a forma de colheita de energia e acoplamento piezoelétrico é similar a verificada em (BAE; INMAN, 2013).

Em (JAVED; ABDELKEFI, 2019) é feita uma análise comparativa de um sistema híbrido piezoelétrico-eletromagnético para colheita de energia aeroelástica sob oscilações provocadas por vórtices induzidos. A força aerodinâmica é representada através do modelo de oscilador de Van Der Pol modificado. O acoplamento piezoelétrico é realizado através de um revestimento piezo-cerâmico colado na superfície de uma viga de alumínio, enquanto o acoplamento eletromagnético ocorre através de um ímã colado na extremidade dessa viga. A viga de um lado é engastada e do outro é conectada a um cilindro para livre movimento, conforme ilustrado na Figura 2.8.

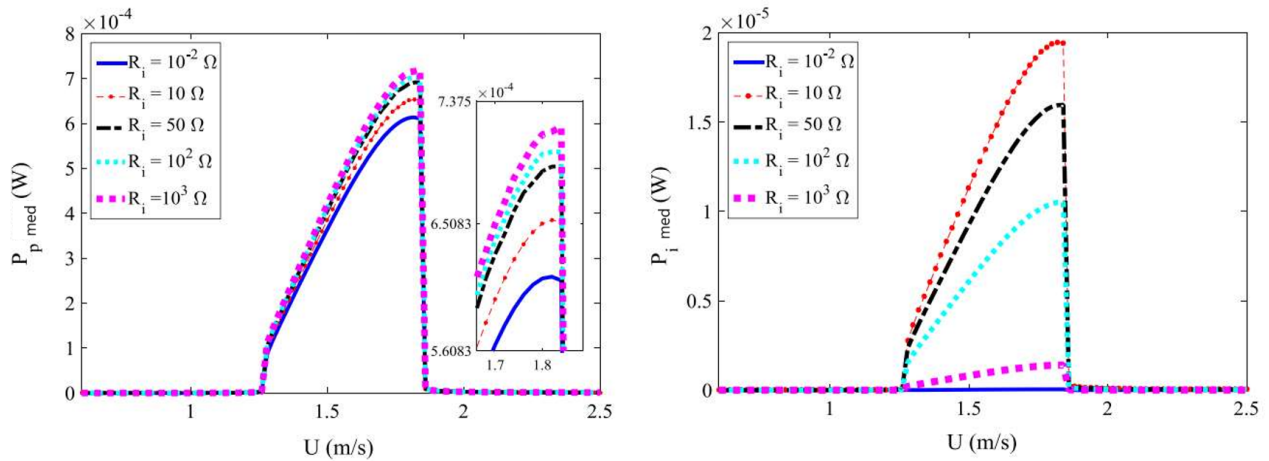
Figura 2.8 – Modelo híbrido piezoelétrico-eletromagnético para colheita de energia.



Fonte: Adaptado de (JAVED; ABDELKEFI, 2019).

Os resultados demonstraram que a eficiência do sistema híbrido para colheita de energia é fortemente dependente dos valores das cargas resistivas conectadas na saída tanto do circuito piezoelétrico quanto do circuito eletromagnético, entretanto essa dependência é maior no circuito eletromagnético, conforme ilustrado na Figura 2.9. A potência obtida através do circuito piezoelétrico é significativamente maior do que a obtida através do circuito eletromagnético. A massa do cilindro fixado na ponta da viga não teve influência na potência obtida pelo sistema. A influência do valor da resistência na amplitude dos movimentos oscilatórios mostrou-se irrelevante.

Figura 2.9 – Influência do valor da carga resistiva na colheita de energia aeroelástica para os circuitos piezoelétrico (esquerda) e eletromagnético (direita).



Fonte: Adaptado de (JAVED; ABDELKEFI, 2019).

Sabe-se que um material piezoelétrico converte a tensão mecânica em tensão elétrica através de sua deformação. Entretanto, a partir de certo ponto a deformação do material piezoelétrico deixa de ser linear, e o incremento de tensão mecânica não se reflete na mesma proporção no incremento de tensão elétrica. É o que se verifica em (TIAN et al., 2022), onde foi realizado um experimento para validação de um modelo numérico para determinação da tensão elétrica gerada a partir do acoplamento piezoelétrico no vínculo de translação de um aerofólio NACA 0012 para colheita de energia aeroelástica em túnel de vento. A partir de uma determinada velocidade de escoamento parece ocorrer a saturação do piezoelétrico e os resultados teóricos passam a divergir dos resultados experimentais, tornando-se então, necessária a implementação de um modelo piezoelétrico não-linear para melhorar a exatidão dos resultados teóricos e de simulação.

Em (DIAS et al., 2020) são investigados os efeitos das não-linearidades piezoelétricas através da combinação de um modelo aeroelástico não-estacionário subsônico baseado no Método Doublet-Lattice, enquanto o acoplamento piezoelétrico não-linear emprega a teoria de placas de von Kármán. Ao se utilizar materiais piezoelétricos compósitos, como o MFC, por exemplo, ocorre um amolecimento do acoplamento da ordem de 0.5 V a 10V quando os deslocamentos tornam-se suficientemente grandes, o que faz com que a potência obtida seja maior no modelo de acoplamento não-linear quando o modelo fica sujeito a grandes velocidades de escoamento.

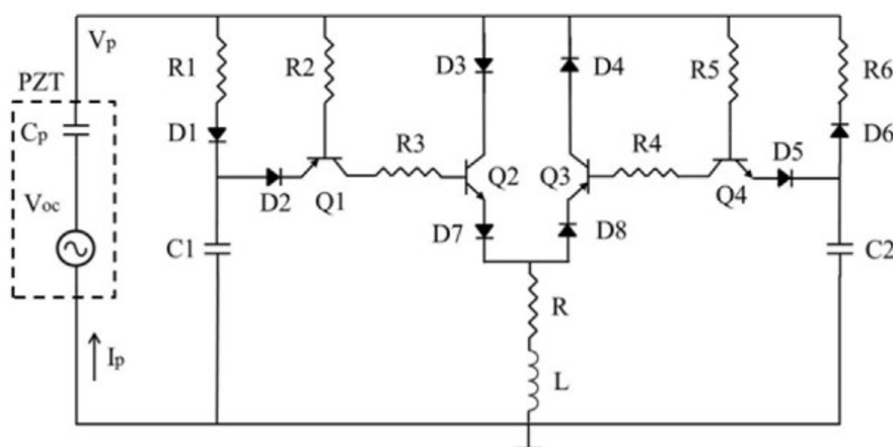
Em (SOUSA; SILVA; MARQUI, 2017) é proposta a utilização de um circuito SSDI (*synchronized switch damping on inductor*) para melhoria na colheita de energia piezo-aeroelástica. Neste circuito o material piezoelétrico é mantido em circuito aberto por um certo período de tempo, enquanto não é ultrapassada a tensão de barreira dos transistores. Nesse intervalo, a tensão é invertida comutando-se o sistema para um indutor. A equação que descreve a tensão pode ser expressa pela equação 2.4.

$$v(t) = -V_i e^{\frac{-\pi}{(2Q_f)}} = -\gamma V_i \quad (2.4)$$

onde $v(t)$ é a voltagem após a inversão, Q_f é o fator de qualidade elétrica e γ é o fator de inversão. O circuito utilizado para a implementação do SSDI é ilustrado em Figura 2.10 e seus efeitos práticos são

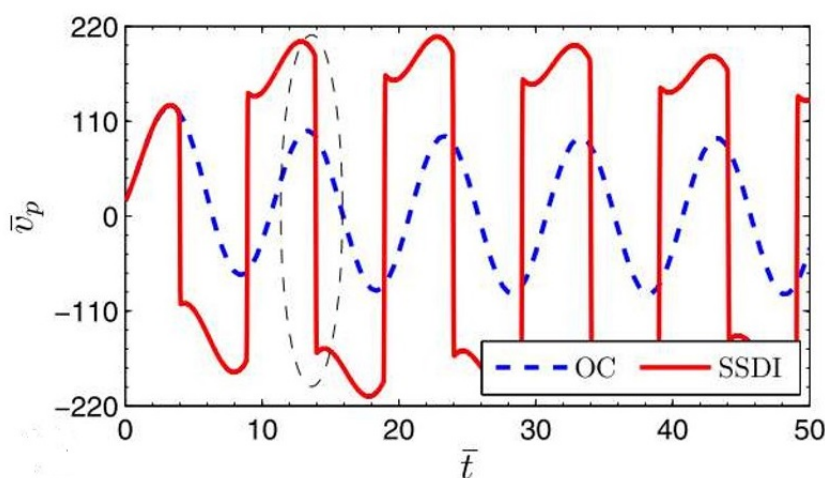
ilustrados na Figura 2.11.

Figura 2.10 – Circuito SSDI.



Fonte: (SOUSA; SILVA; MARQUI, 2017).

Figura 2.11 – Resultado da utilização do circuito SSDI comparado com a saída original do piezoelétrico.



Fonte: (SOUSA; SILVA; MARQUI, 2017).

A função principal do circuito SSDI é aumentar o valor da tensão média de saída, otimizando a colheita de energia piezo-aeroelástica. Nesse mesmo trabalho, apresenta-se as respostas de tensão de saída do sistema obtidas experimentalmente, com uso do SSDI sem correções e com uso do SSDI com correções impostas pelo fator de inversão. O acoplamento piezoelétrico é feito com a pastilha Midé QP-10N, a mesma que serviu de base para este trabalho. Os resultados mostraram que a tensão de saída experimental é inferior às obtidas com simulação tanto utilizando o circuito SSDI ideal quanto utilizando o circuito SSDI com correções, porém o desvio apresentado em relação aos valores obtidos experimentalmente foi menor no circuito SSDI com as correções propostas.

3 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

Nas seções ao longo deste capítulo serão detalhados a teoria e o modelo piezo-aeroelástico utilizados neste trabalho.

3.1 MODELO AERODINÂMICO NÃO LINEAR DE BEDDOES-LEISHMAN

O modelo aerodinâmico de Beddoes-Leishman (BL), consiste num sistema de equações diferenciais ordinárias de primeira ordem (EDOs) com 12 variáveis de estado. Dessas variáveis, as oito primeiras referem-se às contribuições lineares dos carregamentos aerodinâmicos, as demais quatro referem-se às contribuições não-lineares.

As variáveis de estado correspondentes à porção linear dos carregamentos podem ser descritas por meio do sistema matricial constante das equações 3.1 e 3.2:

$$\{\dot{x}\} = [A] \{x\} + [B] \begin{Bmatrix} \alpha \\ q \end{Bmatrix} \quad (3.1)$$

$$\begin{Bmatrix} C_N^p \\ C_M^p \end{Bmatrix} = [C] \{x\} + [D] \begin{Bmatrix} \alpha \\ q \end{Bmatrix}, \quad (3.2)$$

onde o sobrescrito ($\dot{}$) significa a derivada no tempo. Os termos C_N^p e C_M^p representam o coeficiente de força normal linear e o coeficiente de momento de arfagem linear, respectivamente. Tais termos serão utilizados na obtenção das equações aerodinâmicas não-lineares mais a frente.

α representa o ângulo de ataque; q é a taxa de arfagem adimensionalizada. Essas variáveis são definidos pelas equações 3.3 e 3.4, respectivamente:

$$\alpha = \theta + \arctan \frac{\dot{h}}{U_\infty} \quad (3.3)$$

$$q = c \frac{\dot{\theta}}{U_\infty} \quad (3.4)$$

O vetor $\mathbf{x}$ ($x_1, x_2, x_3, \dots, x_8$) é constituído pelas variáveis de estado aerodinâmicas lineares.

$\mathbf{A}$ é uma matriz diagonal, cujos elementos são assim descritos:

$$a_{11} = -b_1 \beta^2 U_\infty / b;$$

$$a_{22} = -b_2 \beta^2 U_\infty / b;$$

$$a_{33} = -1/(K_I);$$

$$a_{44} = -1/(K_q T_I);$$

$$a_{55} = -1/(b_3 K_{\alpha M} T_I);$$

$$a_{66} = -1/(b_4 K_{\alpha M} T_I);$$

$$a_{77} = -b_5\beta^2 U_\infty/b;$$

$$a_{88} = -1/(K_{qM}T_I).$$

$\beta = \sqrt{1 - M^2}$ é o fator de compressibilidade do ar, $M = U_\infty/U_S$ é o número de Mach, $T_I = c/U_s$ é a constante de tempo não-circulatória descrita em (LOMAX et al., 1952), U_∞ é a velocidade do escoamento e U_S é a velocidade do som.

Em (LEISHMAN; CROUSE, 1989a) encontramos os valores das constantes que compõem os coeficientes da matriz **A**:

$$K_\alpha = 0,75/[(1 - M) + \pi\beta^2 M^2(A_1b_1 + A_2b_2)];$$

$$K_q = 0,75/[(1 - M) + 2\pi\beta^2 M^2(A_1b_1 + A_2b_2)];$$

$$K_{\alpha M} = (A_3b_4 + A_4b_3)/[b_3b_4(1 - M)];$$

$$K_{qM} = 7/[15(1 - M) + 3\pi\beta M^2b_5].$$

Por sua vez, $A_1 = 0,3$, $A_2 = 0,7$, $A_3 = 1,5$, $A_4 = -0,5$, $b_1 = 0,14$, $b_2 = 0,53$, $b_3 = 0,25$, $b_4 = 0,1$ e $b_5 = 0,5$ são constantes determinadas empiricamente em (BEDDOES, 1983).

B, **C** e **D** são matrizes assim definidas:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0,5 & 0,5 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix}^T \quad (3.5)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{21} & c_{22} & 0 & 0 & c_{25} & c_{26} & c_{27} & c_{28} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} \frac{4}{M} & \frac{1}{M} \\ -\frac{1}{M} & -\frac{7}{12M} \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Os coeficientes da matriz **C** são definidos a seguir:

$$c_{11} = C_{N\alpha}\beta^2 A_1b_1U_\infty/c;$$

$$c_{12} = C_{N\alpha}\beta^2 A_2b_2U_\infty/c;$$

$$c_{13} = -4/(MK_\alpha T_I);$$

$$c_{14} = -1/(MK_q T_I);$$

$$c_{21} = c_{11}(0,25 - x_{ac});$$

$$c_{22} = c_{12}(0,25 - x_{ac});$$

$$c_{25} = A_3/(MK_{\alpha M}T_Ib_3);$$

$$c_{26} = A_4/(MK_{qM}T_Ib_4);$$

$$c_{27} = -0,0625C_{N\alpha}\beta^2b_5U_\infty/b;$$

$$c_{28} = 7/(12MK_{qM}T_I).$$

O termo x_{ac} corresponde à coordenada do centro aerodinâmico do aerofólio, aferido a partir do bordo de ataque e computado como uma fração do comprimento de corda c . O termo $C_{N\alpha}$ é a inclinação do trecho linear do gráfico do coeficiente de força normal em função do ângulo de ataque α . Esses termos compõem a parte linear do método de Beddoes-Leishman.

Por fim, pode-se obter o ângulo de ataque efetivo, α_E , associado aos termos lineares, conforme descrito pela equação 3.8:

$$\alpha_E = \beta^2 \left(\frac{2U_\infty}{b} \right) (A_1 x_1 b_1 + A_2 x_2 b_2) \quad (3.8)$$

Esse termo será utilizado adiante no cálculo da parte não-circulatória.

Os termos não lineares correspondem às 4 últimas posições do vetor $\mathbf{x}$ ($x_9, \dots, x_{12}$).

Em (LEISHMAN; BEDDOES, 1986) utiliza-se o critério da pressão no bordo de ataque decorrente da força normal C_N para se identificar o descolamento do escoamento. Sob condições estacionárias $C_N = C_{N_1}$, o que equivale ao valor crítico de C_N para um dado número de Mach no qual ocorre o estol estático. Contudo, em condições não-estacionárias, há um atraso na variação da pressão no bordo de ataque decorrente de variação de C_N em função do ângulo de ataque α . Assim, o primeiro termo não-linear acrescenta um atraso ao valor de C_N^p calculado previamente na parte linear. Esse atraso pode ser aproximado por uma equação diferencial de primeira ordem, conforme expresso pelas equações 3.9 e 3.10 a seguir:

$$\dot{x}_9 = \left(\frac{2U_\infty}{b} \right) \frac{(-x_9 + C_N^p)}{T_P} \quad (3.9)$$

$$x_9 = C'_N \quad (3.10)$$

onde C'_N é o coeficiente de força normal com atraso em relação à parte linear. T_P é a constante de tempo adimensionalizada relacionada ao atraso de C'_N , a qual é obtida empiricamente para cada perfil de aerofólio.

Isto posto, pode-se determinar as condições em que ocorre o descolamento do escoamento (estol), partindo-se do valor de C'_N , conforme equação 11 a seguir:

$$\left\{ \begin{array}{ll} se & |C'_N| \geq C_{N_1}, \quad \text{descolamento do escoamento;} \\ se & |C'_N| < C_{N_1}, \quad \text{recolamento do escoamento} \end{array} \right\} \quad (3.11)$$

Em (BEDDOES, 1979) é discutido que, em termos práticos, o valor de C_{N_1} aproxima-se do máximo valor de C_N para condições estacionárias.

Os estados correspondentes aos termos x_{10} e x_{11} são referentes à separação progressiva do esco-

amento em direção ao bordo de fuga do aerofólio, que introduz um comportamento não-linear da força normal e do momento de arfagem. A ocorrência dessa separação pode ser suprimida através do aumento da taxa de arfagem. Essa separação do escoamento no bordo de fuga também está associada ao surgimento de vórtices.

Um modelo utilizado para formular a separação do escoamento baseia-se no modelo de escoamento bidimensional sobre placas planas delgadas de Kirchhoff, conforme descrito em (WOODS, 1961). O ponto de separação do escoamento f é obtido pela equação 3.12:

$$f(\hat{\alpha}) = \begin{cases} 1 - 0,3e^{\frac{|\hat{\alpha}| - \alpha_1}{S_1}} & se \quad |\hat{\alpha}| \leq \alpha_1, \\ 0,04 + 0,66e^{\frac{\alpha_1 - |\hat{\alpha}|}{S_2}} & se \quad |\hat{\alpha}| > \alpha_1 \end{cases} \quad (3.12)$$

onde α_1 , S_1 e S_2 são determinados empiricamente para cada perfil de aerofólio e variam conforme o número de Mach. O termo α_1 define o ponto de separação para $f(\hat{\alpha}) = 0,7$ (para $f(\hat{\alpha}) \approx 0,7$, α_1 corresponde ao ângulo de estol estático para a maioria dos aerofólios) e $\hat{\alpha}$ é um ângulo arbitrário.

Determinado o valor de $f(\hat{\alpha})$ pode-se então obter o próximo estado x_{10} , conforme equações 3.13 e 3.14 abaixo:

$$\dot{x}_{10} = \left(\frac{2U_\infty}{b} \right) \frac{(f(\frac{C'_{N\alpha}}{C_{N\alpha}}) - x_{10})}{T_f} \quad (3.13)$$

$$x_{10} = f'' \quad (3.14)$$

onde f'' é o ponto de separação do escoamento quando considerado o atraso de primeira ordem e T_f é uma constante de tempo dependente da fase em que o destacamento dos vórtices se encontra.

Em (CHANTHARASENAWONG, 2007) é feita uma análise detalhada dos valores que T_f pode assumir a depender dos valores de τ_ν (tempo de vórtice) e $T_{\nu l}$ (tempo que o vórtice leva para percorrer o comprimento equivalente a uma corda do aerofólio), conforme a equação 3.15, a seguir:

$$T_f = \begin{cases} T_{f_0} & se \quad 0 \leq \tau_\nu \leq T_{\nu l} & e \quad \alpha \dot{\alpha} \geq 0 \\ \frac{1}{3}T_{f_0} & se \quad T_{\nu l} < \tau_\nu \leq 2T_{\nu l} & e \quad \alpha \dot{\alpha} \geq 0 \\ \frac{1}{2}T_{f_0} & se \quad 0 \leq \tau_\nu \leq 2T_{\nu l} & e \quad \alpha \dot{\alpha} < 0 \\ 4T_{f_0} & se \quad 2T_{\nu l} < \tau_\nu \end{cases} \quad (3.15)$$

T_{f_0} e $T_{\nu l}$ são parâmetros empíricos relacionados ao tipo de aerofólio.

Durante essa fase de vórtices, o ângulo de estol estático α_1 sofre variações, descritas pela equação 3.16:

$$\alpha_1 = \begin{cases} \alpha_{10} & se \quad \alpha \dot{\alpha} \geq 0 \\ \alpha_{10} - (1 - x_{10})^{0,25} \delta_{\alpha_1} & se \quad \alpha \dot{\alpha} < 0 \end{cases} \quad (3.16)$$

em que δ_{α_1} representa o incremento do ângulo de estol estático decorrente do efeito dos vórtices, e α_{10} é o valor de α_1 imediatamente antes da ocorrência do vórtice.

Após a fase de ocorrência de vórtices, tem-se início a fase de recolamento do escoamento ao perfil. Em (CHANTHARASENAWONG, 2007), são definidas as condições em que essa fase se inicia: quando $|C'_N| < C_{N1}$. A partir desse situação, T_f e α_1 podem ser assim determinados pelas equações 3.17 e 3.18 abaixo:

$$T_f = \begin{cases} T_{f0} & se \quad f'' \geq 0,7 \\ 2T_{f0} & se \quad f'' < 0,7 \end{cases} \quad (3.17)$$

$$\alpha_1 = \alpha_{10} \quad (3.18)$$

Fisicamente, o estol dinâmico é caracterizado pela formação de um vórtice próximo ao bordo de ataque, com sua posterior separação da superfície do aerofólio e sua migração para a região posterior. Esse vórtice induz ao surgimento de cargas aerodinâmicas que variam conforme o perfil do aerofólio e o número de Mach do escoamento. A partir de um determinado valor crítico, quando C'_N supera C_{N1} , ocorre um abrupta perda da sucção no bordo de ataque e os efeitos de sustentação decorrente dos vórtices passam a convergir sobre a corda do aerofólio. Quando isso ocorre, um tempo adimensional τ_v passa a contabilizar a passagem de cada vórtice, conforme previsto pelo modelo de Kirchhoff, descrito em (WOODS, 1961). Esses efeitos tendem a se acumular. Porém, a partir de um certo momento T_{vl} , esses efeitos cumulativos tendem a atingir um limite, quando os vórtices atingem o bordo de fuga e, desde que, o aerofólio permaneça em elevado ângulo de ataque. Nessa condição, as cargas aerodinâmicas atingem um valor quase-estático, mesmo que o ângulo de ataque continue variando. Esse é o comportamento observado por Beddoes-Leishman ((LEISHMAN; BEDDOES, 1989)) e descrito pela terceira variável não-linear (x_{11}) de seu modelo, conforme equações 3.19, 3.20 e 3.21 abaixo:

$$\dot{x}_{11} = \left(\frac{2U_\infty}{b} \right) \frac{(2f(\alpha) - 2x_{11})}{T_{f0}} \quad (3.19)$$

$$x_{11} = f_m \quad (3.20)$$

$$\begin{cases} C_N^f = C_N^c \left(\frac{1 + \sqrt{f''}}{2} \right)^2 \\ C_M^f = C_N^c \left\{ K_0 + K_1(1 - \hat{f}) + K_2 \sin(\pi \hat{f}^2) \right\} + C_{M0} \\ C_T^f = \eta C_{N\alpha} \sqrt{f''} (\alpha_E)^2 \end{cases} \quad (3.21)$$

onde α_E é o ângulo de ataque efetivo descrito anteriormente pela equação 3.8, α é o ângulo de ataque instantâneo, K_0 , K_1 e K_2 são valores empíricos associados ao momento de arfagem para condições estáticas, η é a porcentagem da força tangencial percebida pelo aerofólio quando comparado ao escoamento potencial e $\hat{f} = \max [x_{10}, x_{11}]$.

O último estado não linear do método de Beddoes-Leishman é referente ao estol dinâmico. Ele considera os efeitos do desprendimento dos vórtices no bordo de ataque, os quais viajam por todo o aerofólio até se dispersarem no bordo de fuga. Esse estado é determinado através das equações 3.22 e 3.23, a seguir:

$$\dot{x}_{12} = \left(\frac{2U_\infty}{b} \right) \frac{(\dot{C}_\nu - x_{12})}{T_\nu} \quad (3.22)$$

$$x_{12} = C_N^\nu \quad (3.23)$$

Esse estado utiliza a mesma estratégia do ponto de separação dos vórtices já utilizada nos estados anteriores, que ocorre quando o coeficiente da força normal atinge um valor crítico ($|C'_N| \geq C_{N_1}$). Novamente um contador τ_ν é utilizado para contabilizar o tempo que o vórtice leva para atravessar o aerofólio após seu desprendimento.

Em (CHANTHARASENAWONG, 2007), é feita a análise dos valores de T_ν , conforme descrito na equação 3.24:

$$T_\nu = \begin{cases} T_{\nu_0} & \text{se } 0 \leq \tau_\nu \leq T_{\nu l} \quad \text{e } \alpha \dot{\alpha} \geq 0 \\ 0,25T_{\nu_0} & \text{se } T_{\nu l} < \tau_\nu \leq 2T_{\nu l} \quad \text{e } \alpha \dot{\alpha} \geq 0 \\ 0,5T_{\nu_0} & \text{se } 0 \leq \tau_\nu \leq 2T_{\nu l} \quad \text{e } \alpha \dot{\alpha} < 0 \\ 0,9T_{\nu_0} & \text{se } 2T_{\nu l} < \tau_\nu \end{cases} \quad (3.24)$$

Após a obtenção do valor para T_ν , é possível calcular o coeficiente da força normal para o desprendimento do vórtice, conforme equação 3.25 a seguir:

$$C_\nu = \begin{cases} C_N^c \left[1 - 0,25(1 + \sqrt{f''})^2 \right] & \text{se } \tau_\nu \leq 2T_{\nu l}, \\ 0 & \text{se } \tau_\nu > 2T_{\nu l} \end{cases} \quad (3.25)$$

Por sua vez, o coeficiente de momento de arfagem pode ser obtido pela equação 3.26, que leva em conta a variação no centro de pressão conforme o vórtice se desloca ao longo do aerofólio atingindo seu valor máximo no bordo fuga, conforme 3.26:

$$C_M^\nu(t) = -0,25 \left[1 - \cos \left(\frac{\pi \tau_\nu}{T_{\nu l}} \right) \right] C_N^\nu \quad (3.26)$$

Por fim, os coeficientes do momento aerodinâmico e da força de sustentação totais podem ser obtidos através da somatória de todas as contribuições, conforme equações 3.27 e 3.28:

$$C_{m_{ea}} = C_M^p + C_M^f + C_M^\nu + \left[C_N^p - C_N^c + C_N^f + C_N^\nu \right] (x_{ea} - x_{ac}) \quad (3.27)$$

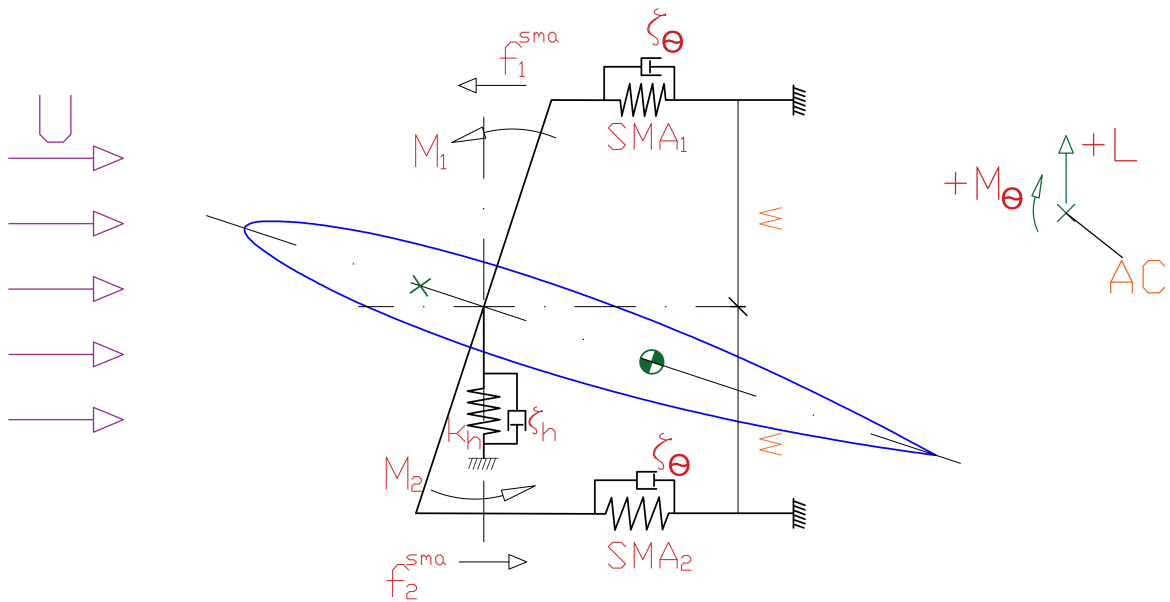
$$C_l = \left[C_N^p - C_N^c + C_N^f + C_N^\nu \right] \cos\alpha - C_T^f \sin\alpha \quad (3.28)$$

Esses coeficientes de sustentação (C_l) e de momento aerodinâmico ($C_{m_{ea}}$) serão utilizados para a obtenção da solução das equações dinâmicas do modelo piezo-aeroelástico, a ser detalhado nas seções seguintes.

3.2 PAR ANTAGÔNICO DE MOLAS EM LIGA DE MEMÓRIA DE FORMA

Com vistas à inclusão de não-linearidades estruturais e tomando-se por base o efeito pseudo-elástico das ligas de memória, em (SOUSA; MARQUI, 2014) a mola de torção que faz a vinculação do movimento de rotação do aerofólio é substituída por um par de molas antagônicas em liga de memória de forma, conforme se visualiza na Figura 3.1.

Figura 3.1 – Modelo aeroelástico com par antagônico de molas SMA.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Esse par de molas é formulado matematicamente com base no modelo de (BRINSON, 1993), trabalhando em regime pseudo-elástico ($T \geq A_f$). Com isso, o efeito histerético proporcionado pela liga de memória é capaz de dissipar a energia que o escoamento transfere ao sistema aeroelástico, convertendo um regime instável pós-flutter em regime de oscilações ciclo-limite (*LCO*), cujas amplitudes dos deslocamentos são limitadas.

Em (SOUSA; MARQUI, 2015) a transformação da fase austenítica para a fase martensítica é dada pela equação 3.29:

$$\xi^{A \rightarrow M} = \left(\frac{1 - \xi_0}{2} \right) \cos \left\{ \frac{\pi}{\sigma_s^{min} - \sigma_f^{min}} [\sigma - \sigma_f^M] \right\} + \frac{1 + \xi_0}{2} \quad (3.29)$$

onde $\xi^{A \rightarrow M}$ é a variável que representa a fração da composição da liga que está mudando da fase austenítica para a fase martensítica, ξ_0 é a fração da composição martensítica antes do início da mudança de fase, σ_s^{min} e σ_f^{min} são as tensões mínimas associados ao início e ao término da transformação de fase e σ_f^M é a tensão final para a fase martensítica.

A tensão inicial e final da fase martensítica são assim expressas:

$$\sigma_s^M = \sigma_s^{min} + C_{MA} (T - M_s) \quad (3.30)$$

$$\sigma_f^M = \sigma_f^{min} + C_{MA} (T - M_s) \quad (3.31)$$

sendo T e M_s já explicados anteriormente, e C_{MA} uma constante referente ao material que associa a temperatura e tensão crítica para a mudança de fase. Analogamente, para a mudança reversa da fase martensítica para a fase austenítica:

$$\xi^{M \rightarrow A} = \frac{\xi_0}{2} \left\{ \cos \left[\frac{\pi}{A_f - A_s} \left(T - A_s - \frac{\sigma}{C_A} \right) \right] + 1 \right\} \quad (3.32)$$

$$\sigma_s^A = C_A (T - A_s) \quad (3.33)$$

$$\sigma_f^A = C_A (T - A_f) \quad (3.34)$$

onde σ_s^A e σ_f^A são as tensões de início e final das fases austenítica, C_A é o análogo da fase reversa de C_{MA} , A_s e A_f foram explicados a partir da Figura 2.3. A fim de se determinar a fração da fase martensítica ou austenítica, inicialmente calcula-se a deformação por cisalhamento γ que a mola sofre, dada pela equação 3.35:

$$y = \frac{2\pi R^2 N}{r} \gamma \quad (3.35)$$

onde y é a deflexão da mola medida a partir da parte estrutural do problema, R é o raio da mola, r é o raio do fio da mola e N o número de espiras efetivas. A partir desse valor obtido para γ pode-se determinar a região de trabalho da mola (regime elástico ou inelástico), utilizando-se a equação 3.36.

$$\tau = G\gamma \quad (3.36)$$

Através do valor obtido pela equação 3.36, pode-se definir se a mola está no regime inelástico através do atendimento das condições constantes da equação 3.37:

$$\left\{ \begin{array}{ll} A \rightarrow M : & \tau_s^M \leq \tau \leq \tau_f^M \quad \text{e} \quad \text{Carregamento Subindo} \\ M \rightarrow A : & \tau_s^A \geq \tau \geq \tau_f^A \quad \text{e} \quad \text{Carregamento Caindo} \end{array} \right\} \quad (3.37)$$

Caso a região seja identificada como inelástica, o intervalo entre o começo (τ_s^M ou τ_s^A) e o término (τ_f^M ou τ_f^A) das tensões de mudança de fase será discretizado, em τ_{test} . A partir das equações 3.29 ou 3.32, obtém-se o valor de ξ_{test} que será utilizado na equação 3.38:

$$\tau_{test} - [G(\xi)\gamma + \bar{\Omega}(\xi)\xi_{test}] = 0 \quad (3.38)$$

em que G é o módulo de cisalhamento e $\bar{\Omega}$ é o fator de deformação para a transformação de fase, os quais são calculados respectivamente por:

$$G(\xi) = \frac{D(\xi)}{2(1 + \mu_P)} \quad (3.39)$$

$$\bar{\Omega}(\xi) = -G(\xi)\epsilon_{res} \quad (3.40)$$

sendo μ_P é o módulo de Poisson, ϵ_{res} a máxima deformação residual das *SMA*s e $D(\xi)$ o módulo de elasticidade em função do módulo de elasticidade das frações martensítica (D_M) e austenítica (D_A) em suas fases completas, obtido pela equação 3.41.

$$D(\xi) = D_A + \xi(D_M - D_A) \quad (3.41)$$

Dessa forma, obtendo-se o par τ_{test} e ξ_{test} que satisfaçam a equação 3.38, é possível calcular a tensão de cisalhamento e a fração martensítica que serão utilizadas para atualizar os valores da próxima iteração. Por fim, a força na mola *SMA* pode ser expressa em função da rigidez e da força decorrente da fração martensítica residual:

$$f_i^{sma} = k_c(\xi)y + Y_i(\xi), \quad i = 1 \text{ ou } 2 \quad (3.42)$$

A rigidez (k_c) é dada por:

$$k_c(\xi) = \frac{r^4}{4R^3N} G(\xi) \quad (3.43)$$

E o termo referente à força oriunda da fração martensítica residual ($Y(\xi)$) é expresso por:

$$Y_i(\xi) = -\frac{\pi r^3}{2R} G(\xi) \xi_i \varepsilon_{res}, \quad i = 1 \text{ ou } 2 \quad (3.44)$$

A deflexão de cada uma das molas que compõem o par antagônico é obtida pelas equações 3.45 e 3.46

$$y_1(\theta) = y_0 - w\theta \quad (3.45)$$

$$y_2(\theta) = y_0 + w\theta \quad (3.46)$$

onde y_0 é o comprimento inicial das molas e w é a distância de cada uma das molas até o centro elástico, que pode ser ajustado arbitrariamente para obter o momento desejado. Entretanto, é conveniente se obter o mesmo momento que seria obtido por uma mola de torção tradicional, que pode ser estimado pela equação 3.47.

$$w = \sqrt{\frac{k_\theta l}{2k_c(\xi)}} \quad (3.47)$$

onde k_θ é a constante elástica de torção da mola que se deseja substituir pelo par antagônico de molas *SMA*.

Por fim, seguindo-se a metodologia descrita em (SOUSA; MARQUI, 2015), podemos obter o momento elástico das molas *SMA*, conforme equação 3.48.

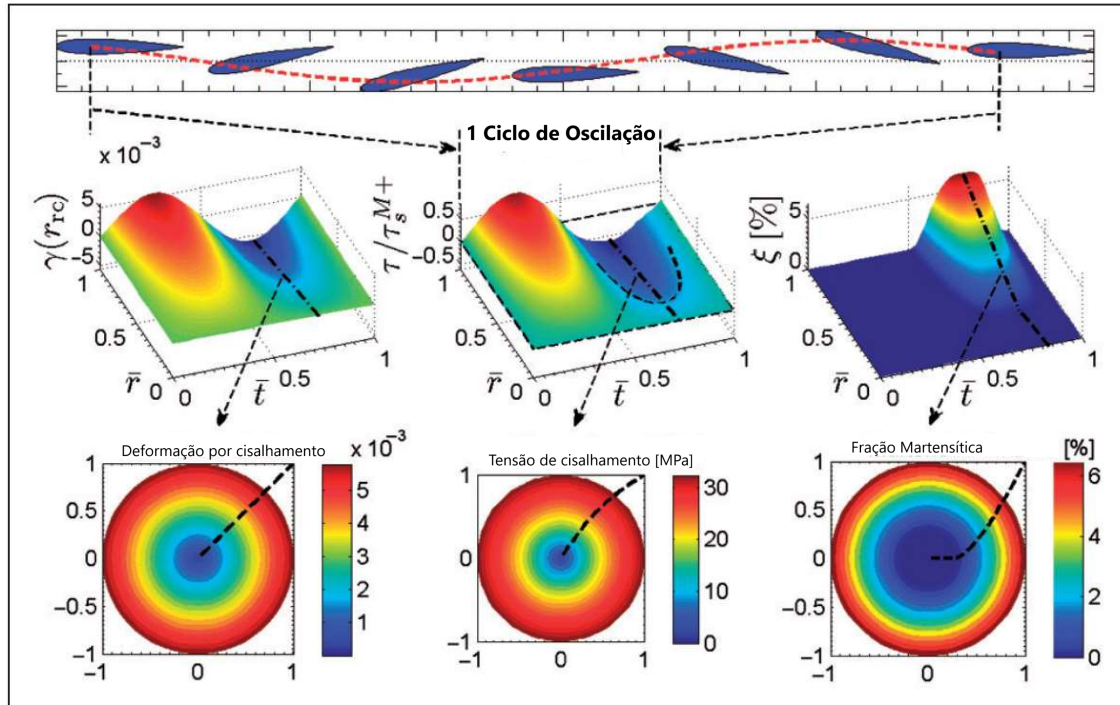
$$\nu(\theta, \xi_1, \xi_2) = w [-f_1^{sma}(\theta, \xi_1) + f_2^{sma}(\theta, \xi_2)] \quad (3.48)$$

onde f^{sma} é a mesma expressão apresentada na equação 3.42, os subíndices 1 e 2 referem-se às molas 1 e 2, respectivamente, conforme apresentado na Figura 3.1.

Assim, pode-se obter a força da mola por um processo iterativo, onde a cada passo de tempo calcula-se um novo valor para as frações martensíticas e com isso atualiza-se o termo f^{sma} e, por conseguinte o momento elástico $\nu(\theta, \xi_1, \xi_2)$.

A transformação de fase austenítica em martensítica, a deformação sofrida por cada uma das molas e a variação da tensão de cisalhamento atuante nas molas em um ciclo de oscilação do aerofólio é ilustrado na Figura 3.2.

Figura 3.2 – Comportamento de mola SMA durante 1 ciclo de oscilação.



Fonte: Adaptado de (SOUSA; MARQUI; ELAHINIA, 2016).

Durante metade do ciclo de oscilação a mola sofre incremento da deformação por cisalhamento, na outra metade do ciclo essa deformação é recuperada, mas não totalmente devido ao efeito da pré-carga. A tensão de cisalhamento acompanha a deformação: na primeira metade do ciclo sofre incremento e na segunda metade redução, mas sempre há uma pequena tensão devido à pré-carga. A transformação para a fase martensítica tem início na segunda metade do ciclo e é totalmente recuperada ao fim do ciclo, desde que a pré-carga não seja elevada demais a tal ponto de superar a tensão de início de fase martensítica.

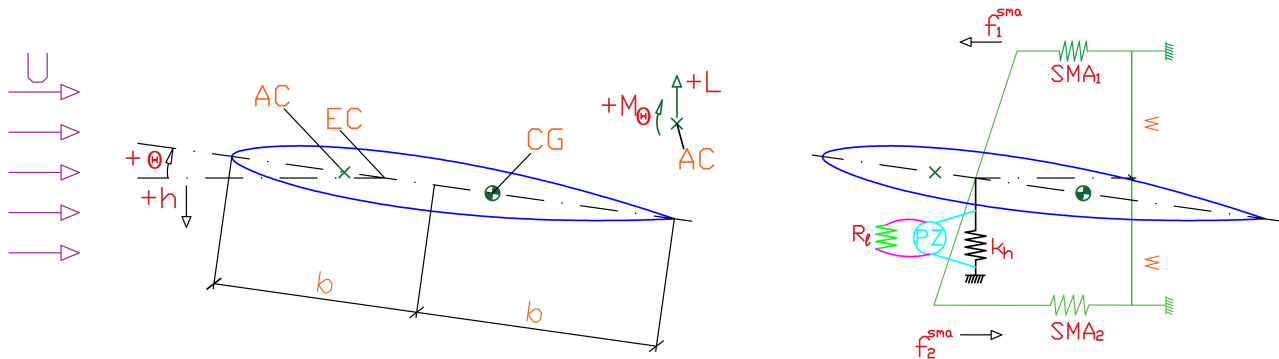
3.3 MODELO ESTRUTURAL

O modelo estrutural consiste num aerofólio de perfil NACA 0012 com dois graus de liberdade, sendo um deles relacionado à torção (movimento de arfagem) e o outro relacionado ao movimento de translação ao longo do eixo vertical. Os vínculos são representados por uma mola linearmente elástica de rigidez k_h (deslocamento vertical) e uma mola de torção de rigidez k_θ , e os deslocamentos são representados por h (translação no eixo vertical) e θ (torção em torno do centro elástico), respectivamente, conforme detalhado na Figura 3.3. Os amortecimentos foram omitidos para facilitar a visualização.

Conforme já descrito na seção anterior, a mola de torção será substituído por um par de molas antagônicas de Nitinol, representadas pelas forças f_1^{SMA} e f_2^{SMA} . O acoplamento piezoelétrico é

modelado com a utilização de pastilha de material piezoelétrico colada à viga-mola que realiza o vínculo de translação. Dessa forma, o deslocamento vertical do aerofólio equivale à deformação do piezoelétrico. O circuito elétrico é fechado através da carga resistiva R_l . Os parâmetros do acoplamento piezoelétrico tomaram por base os valores nominais da pastilha comercial Midé QP-10N.

Figura 3.3 – Modelo de aerofólio 2-DoF.



Fonte: Elaborada pelo autor.

As características geométricas do aerofólio são determinadas pela envergadura (l), corda (c), semi-corda ($b = c/2$), centro de gravidade (CG , de coordenada x_{CG}), centro aerodinâmico (AC , de coordenada x_{AC}) e centro elástico (EC , de coordenada x_{θ}) - coincidindo com o ponto de fixação da mola de translação. As cargas aerodinâmicas, por sua vez, são representadas de forma normalizada pela sustentação (L) e pelo momento de arfagem (M_{θ}), cujo ponto de aplicação coincide com o centro aerodinâmico.

As equações do movimento para um aerofólio 2-DoF foram obtidas em (ERTURK; INMAN, 2011), aplicando-se o Princípio de Hamilton (Princípio da Mínima Ação):

$$\int_{t_1}^{t_2} (\delta T_E - \delta U_E + \delta W_{IE} + \delta W_{NCE} + \delta W_{NCA} + \delta W_{NCSD}) dt = 0, \quad (3.49)$$

onde δT_E , δU_E e δW_{IE} representam a variação da energia cinética, da energia potencial e da energia interna respectivamente, do sistema formado pelo aerofólio e seus vínculos. Por sua vez, os termos δW_{NCE} , δW_{NCA} e δW_{NCSD} representam o trabalho virtual realizado pelas forças não-conservativas elétricas, aerodinâmicas e de amortecimento estrutural, respectivamente.

Para um aerofólio 2-DoF, podemos definir a energia cinética através da equação 3.50.

$$T_E = \frac{1}{2}(m + m_e)\dot{h}^2 + \frac{1}{2}I_{\theta}\dot{\theta}^2 + m(x_{ea} - x_{ac})b\dot{h}\dot{\theta}, \quad (3.50)$$

sendo m a massa do aerofólio e m_e a massa das fixações utilizadas para prender esse aerofólio, ambas por comprimento de envergadura. Caso houvesse superfície hipersustentadora, ou seja, caso um terceiro grau de liberdade fosse incluído no modelo, a massa dela deveria ser computada na translação e uma nova componente referente à rotação dessa superfície deveria entrar nessa equação.

A energia potencial pode ser definida através da equação 3.51.

$$U_E = \frac{1}{2}k_h h^2 + \frac{1}{2}k_\theta \theta^2 - \frac{1}{2}\frac{\Theta_{em}}{l} h v_p, \quad (3.51)$$

sendo Θ_{em} o fator de acoplamento eletromecânico, l a envergadura do aerofólio e v_p é a tensão sobre uma carga resistiva que integra o circuito de acoplamento eletromecânico. Na equação 3.51 é válida para acoplamento piezoelétrico realizado no grau de liberdade referente à translação.

A energia interna pode ser expressa pela equação 3.52. Essa energia corresponde à energia armazenada na forma de campo elétrico pela pastilha piezoelétrica, a qual funciona como um capacitor.

$$W_{IE} = \frac{1}{2} \frac{C_p^{eq}}{l} v_p^2 \quad (3.52)$$

Os termos referentes ao trabalho virtual exercido pelas forças não-conservativas podem ser assim definidos:

$$\delta W_{NCE} = \frac{Q}{l} \delta v_p \quad (3.53)$$

$$\delta W_{NCA} = -L \delta h + M_\theta \delta \theta \quad (3.54)$$

$$\delta W_{NCSD} = -b_h \dot{h} \delta h - b_\theta \dot{\theta} \delta \theta \quad (3.55)$$

Os termos acima são expressos por unidade de envergadura.

O método das coordenadas generalizadas de Lagrange aplicado a um aerofólio pode ser expresso por:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_E}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T_E}{\partial q_i} + \frac{\partial U_E}{\partial q_i} - \frac{\partial W_{IE}}{\partial q_i} = \Lambda_i \quad (i = 1, \dots, n), \quad (3.56)$$

onde q_i representa a i -ésima coordenada generalizada e Λ_i representa a i -ésima força não-conservativa.

Substituindo os termos T_E , U_E , δW_{NCE} , δW_{NCA} e δW_{NCSD} na equação 3.56, obtemos:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_E}{\partial \dot{\theta}} \right) - \frac{\partial T_E}{\partial \theta} + \frac{\partial U_E}{\partial \theta} - \frac{\partial W_{IE}}{\partial \theta} = M_\theta - b_\theta \dot{\theta} \quad (3.57)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_E}{\partial \dot{h}} \right) - \frac{\partial T_E}{\partial h} + \frac{\partial U_E}{\partial h} - \frac{\partial W_{IE}}{\partial h} = -L - b_h \dot{h} \quad (3.58)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_E}{\partial \dot{v}_p} \right) - \frac{\partial T_E}{\partial v_p} + \frac{\partial U_E}{\partial v_p} - \frac{\partial W_{IE}}{\partial v_p} = \frac{Q}{l} \quad (3.59)$$

Pela lei de Ohm, temos que $\dot{Q} = i = v_p/R_l$. Aplicando-se as derivadas temporais e rearranjando as equações 3.57, 3.58 e 3.59, chega-se em:

$$I_\theta \ddot{\theta} + m(x_{ea} - x_{ac})b\ddot{h} + b_\theta \dot{\theta} + k_\theta \theta = M_\theta \quad (3.60)$$

$$m(x_{ea} - x_{ac})b\ddot{\theta} + (m + m_e)\ddot{h} + b_h \dot{h} + k_h h - \frac{\Theta_{em}}{l} v_p = -L \quad (3.61)$$

$$C_p^{eq} \dot{v}_p + \frac{v_p}{R_l} + \Theta_{em} \dot{h} = 0, \quad (3.62)$$

que são as equações de uma seção piezo-aeroelástica típica.

Conforme vimos nas seções anteriores, no modelo utilizado temos o momento $\nu(\theta, \xi_1, \xi_2)$ introduzido pelo par de molas antagônicas SMA, com isso a equação 3.60 se transforma na equação 3.63.

$$I_\theta \ddot{\theta} + m(x_{ea} - x_{ac})b\ddot{h} + b_\theta \dot{\theta} + \nu(\theta, \xi_1, \xi_2) = M_\theta \quad (3.63)$$

Muitas vezes, quando queremos comparar modelos diferentes que visam descrever o mesmo fenômeno físico, ou então quando realizamos um experimento em um modelo e queremos expandir os resultados do modelo para um protótipo é conveniente analisarmos os resultados de uma forma adimensional. Desde (THEODORSEN, 1935) os modelos aeroelásticos são representados de forma adimensionalizada. Neste trabalho, utilizaremos a adimensionalização apresentada na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Adimensionalização dos Parâmetros Estruturais e Eletromecânicos

Parâmetro	Valor
$\bar{h}$	$\frac{h}{b}$
μ	$\frac{m+m_f}{m}$
r_θ	$\sqrt{I_\theta m^{-1} b^{-2}}$
ζ_θ	$b_\theta (mb^2 \omega_h)^{-1}$
ζ_h	$b_h (m \omega_h)^{-1}$
ω_θ	$\sqrt{k_\theta I_\theta^{-1}}$
ω_h	$\sqrt{(k_h m^{-1})}$
x_θ	$S_\theta (mb)^{-1}$
$\bar{M}_\theta$	$M_\theta (mb^2 \omega_h^2)^{-1}$
$\bar{L}$	$L (mb \omega_h^2)^{-1}$
v	$v_p \tilde{v}_p^{-1}$
χ	$\Theta_{em} \tilde{v} (mb l \omega_h^2)^{-1}$
λ	$mb^2 l \omega_h^3 R_l \tilde{v}^{-2}$
ψ	$C_p^{eq} \tilde{v} (mb^2 l \omega_h^2)^{-1}$
$\bar{p}$	$v^2 \lambda^{-1}$
$\bar{\nu}$	$\nu (mb^2 l \omega_h^2)^{-1}$

Fonte: Elaborada pelo autor.

Com a adimensionalização adotada, podemos rescrever as equações 3.63, 3.61 e 3.62, conforme verifica-se a seguir.

$$r_\theta^2 \theta'' + x_\theta \bar{h}'' + \zeta_\theta \theta' + \bar{\nu} = \bar{M}_\theta \quad (3.64)$$

$$x_\theta \theta'' + \mu \bar{h}'' + \zeta_h \bar{h}' + \bar{h} - \chi v = -\bar{L} \quad (3.65)$$

$$\psi v' + \frac{1}{\lambda} v + \chi \bar{h}' = 0 \quad (3.66)$$

4 IMPLEMENTAÇÃO PRÁTICA

4.1 DETALHAMENTO DO CÓDIGO

A implementação do método de Beddoes-Leishman baseou-se na formulação desenvolvida por (SANTOS; PEREIRA; MARQUES, 2017), enquanto a formulação de (BRINSON, 1993) para a transformação de fase austenítica para martensítica da liga de memória de forma e o modelo de molas SMA de (LIANG; ROGERS, 1997) tiveram como base a implementação desenvolvida em (SOUSA; MARQUI, 2015).

A partir de uma perturbação inicial arbitrária para θ , $\dot{\theta}$, h e $\dot{h}$, podemos obter os parâmetros de entrada para o modelo de Beddoes-Leishman, através da equação 4.1.

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \theta + \arctan \left[\frac{\dot{h}}{U_\infty} \right] \\ q = \left(\frac{c}{U_\infty} \right) \dot{\theta} \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

em que c é a corda do aerofólio, q é a taxa de arfagem, α o ângulo de ataque aerodinâmico, U_∞ é a velocidade do escoamento, θ é o ângulo de rotação estrutural do aerofólio e h é o deslocamento vertical do aerofólio. O sobrescrito $\cdot$ é a derivada temporal. Uma perturbação inicial do sistema é necessária para se induzir os regimes de flutter e, consequentemente, pós-flutter.

Através da perturbação inicial descrita pela equação 4.1, obtém-se as contribuições lineares do método de BL: C_M^p e C_N^p . Paralelamente, a perturbação inicial do sistema é utilizada juntamente com a pré-carga para se obter as deflexões $\bar{y}_1$ e $\bar{y}_2$ do par antagônico das molas SMA. Através da deflexão, é obtida a tensão de cisalhamento de teste (τ_{teste}).

O trecho do código de SMA inicia, então, um processo iterativo que verifica o regime em que as molas estão trabalhando e visa obter a fração da fase martensítica instantânea da liga (ξ_{teste}) de tal forma que o par (τ_{teste} e ξ_{teste}) satisfaça à equação 3.38. De posse desse par, é obtida a rigidez k_c das molas SMA que será utilizada para resolver o sistema em termos de $\bar{h}$, $\dot{\bar{h}}$, θ , $\dot{\theta}$ e v .

Após obtidas as soluções lineares do método BL, são obtidas as contribuições não-lineares. São calculados os pontos de separação do escoamento (f'' e f_m), os quais são utilizados para a obtenção dos coeficientes de força normal, força tangencial e momento de arfagem, C_N^f , C_T^f e C_M^f respectivamente, decorrentes dessa separação.

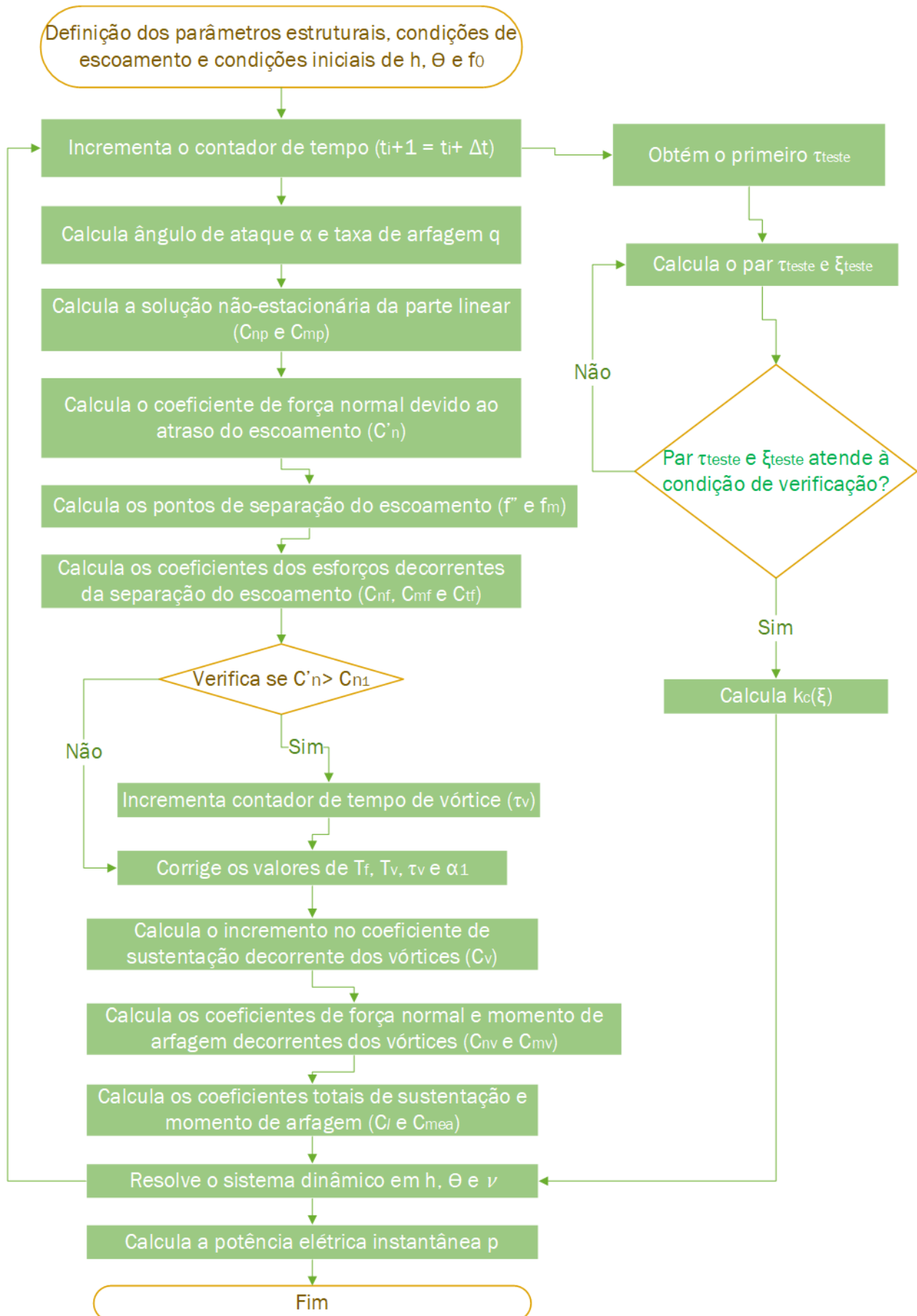
Após a separação é verificada a geração de vórtices, situação em que $C_N' > C_{N1}$. Verificada a condição de surgimento de vórtices, é disparado o contador τ_v e corrigidos os valores de T_v , T_f e α_1 . Em seguida, são obtidos os coeficientes das contribuições referentes à força normal e momento de arfagem desses vórtices, C_N^v e C_M^v respectivamente. Por fim, são obtidos os valores dos coeficientes totais de sustentação (C_l) e do momento de arfagem (C_{mea}).

Os valores dos coeficientes (C_l) e (C_{mea}) são então utilizados juntamente com os valores de rigidez (k_c) das molas SMA para a resolução do sistema e obtenção dos novos valores de $\bar{h}$, $\dot{\bar{h}}$, θ , $\dot{\theta}$ e v (tensão elétrica nos terminais da carga resistiva que integra o circuito de acoplamento piezoelétrico). O sistema

é resolvido através do método de Runge-Kutta de 4^a ordem. Em seguida, v é utilizado para a obtenção da potência elétrica instantânea p e o tempo é acrescido de uma unidade do passo de tempo até o fim da simulação.

A Figura 4.1 ilustra essa implementação. O código foi desenvolvido no software *MATLAB*.

Figura 4.1 – Fluxograma simplificado da implementação do código.



Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2 CONSIDERAÇÕES SOBRE O PONTO DE SEPARAÇÃO DO ESCOAMENTO f .

O primeiro trabalho que descreve o modelo aerodinâmico não-linear de Beddoes-Leishman (LEISHMAN; BEDDOES, 1989) traz o ponto de separação do escoamento f determinado pela equação 3.12 apresentada anteriormente no capítulo 2 deste trabalho e apresentada novamente abaixo. O mesmo equacionamento é utilizado em (CHANTHARASENAWONG, 2007).

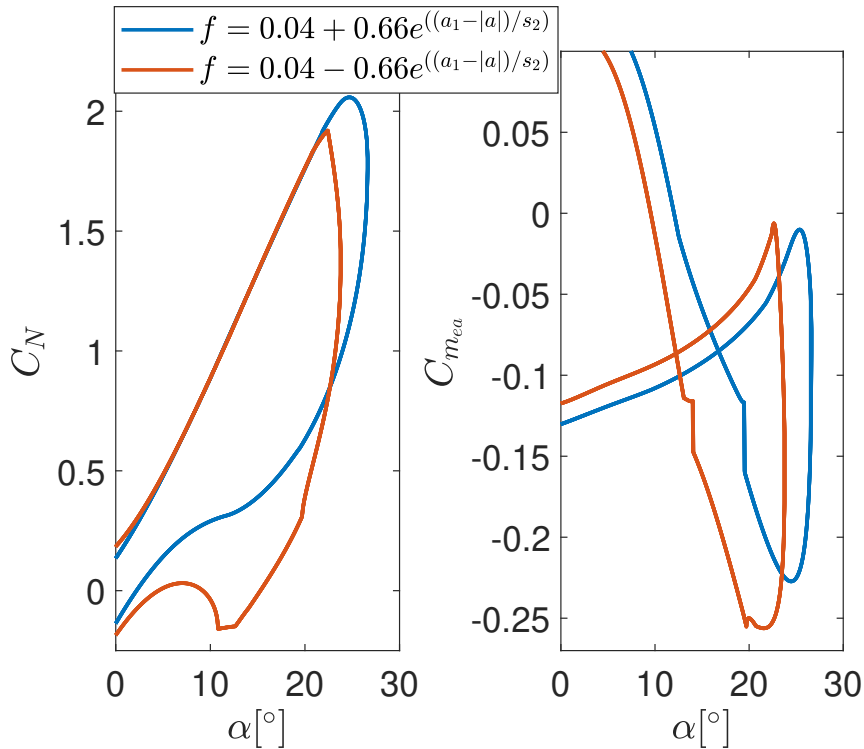
$$f(\hat{\alpha}) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 - 0,3e^{\frac{|\hat{\alpha}| - \alpha_1}{S_1}} & se \quad |\hat{\alpha}| \leq \alpha_1, \\ 0,04 + 0,66e^{\frac{\alpha_1 - |\hat{\alpha}|}{S_2}} & se \quad |\hat{\alpha}| > \alpha_1 \end{array} \right\} \quad (4.2)$$

Há divergências quanto ao equacionamento desse ponto f na literatura. Em (LEISHMAN; CROUSE, 1989a) esse ponto f é descrito pela equação 4.3. Do ponto de vista físico, f representa um ponto sobre a corda do aerofólio no qual ocorre a separação do escoamento, dessa forma ao se utilizar o equacionamento descrito pela equação 4.3, a depender dos valores de $|\hat{\alpha}|$ e α_1 , f poderá coincidir com um ponto fora da corda e anterior ao aerofólio, o que não faz sentido do ponto de vista físico.

$$f(\hat{\alpha}) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 - 0,3e^{\frac{|\hat{\alpha}| - \alpha_1}{S_1}} & se \quad |\hat{\alpha}| \leq \alpha_1, \\ 0,04 - 0,66e^{\frac{\alpha_1 - |\hat{\alpha}|}{S_2}} & se \quad |\hat{\alpha}| > \alpha_1 \end{array} \right\} \quad (4.3)$$

A Figura 4.2 traz as diferenças nos coeficientes de força normal e de momento de arfagem utilizando os dois equacionamentos encontrados na literatura para a velocidade de escoamento $U_\infty = 16,0$ m/s e condições iniciais $\bar{h} = -0,03$ e $\theta_0 = 11,5^\circ$. Os valores das constantes elásticas e de amortecimento estrutural foram definidas arbitrariamente apenas para verificação da diferença entre os equacionamentos.

Figura 4.2 – Diferenças entre os coeficientes de força normal (à esquerda) e de momento de arfagem (à direita) em função do ângulo de ataque α utilizando-se os dois equacionamentos existentes na literatura com $U_\infty = 16,0$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A equação do ponto de descolamento f apresentada em (LEISHMAN; BEDDOES, 1989) traz aumento do coeficiente de sustentação C_N e redução do coeficiente de momento de arfagem $C_{m_{ea}}$, além de apresentar maior ângulo de ataque α , se comparado ao equacionamento apresentado em (LEISHMAN; CROUSE, 1989a).

É possível notar que, ao se utilizar o equacionamento constante de (LEISHMAN; CROUSE, 1989a), os gráficos dos coeficientes de força normal C_N e de momento de arfagem $C_{m_{ea}}$ apresentam duas descontinuidades: uma em $\alpha \approx 11^\circ$ e outra em $\alpha \approx 19^\circ$. Tais descontinuidades não ocorrem utilizando-se a equação apresentada em (LEISHMAN; BEDDOES, 1989).

Pelos motivos apresentados nessa seção, neste trabalho é utilizado o equacionamento descrito em (LEISHMAN; BEDDOES, 1989).

5 VERIFICAÇÃO DO MODELO E DA IMPLEMENTAÇÃO DO CÓDIGO

Antes de se explorar os efeitos combinados das não-linearidades estruturais advindas do efeito superelástico das ligas de memória de forma e aerodinâmicas decorrentes do estol dinâmico em regime de pós-flutter é necessária a verificação da implementação do modelo. Para tanto, serão reproduzidos os casos apresentados em (SOUSA; MARQUI, 2015), comparando-se os resultados. São esperados resultados similares, uma vez que a diferença entre os trabalhos consiste nos diferentes modelos aerodinâmicos utilizados: o não-linear de Beddoes-Leishman neste trabalho, e o linear de Edwards em (SOUSA; MARQUI, 2015).

Para assegurar a comparação entre os modelos, serão utilizados os mesmos valores de parâmetros dimensionais, adimensionais e referentes à liga com memória de forma, os quais encontram-se expressos nas tabelas a seguir:

Tabela 5.1 – Parâmetros Adimensionais Adotados.

Parâmetro	Valor	Descrição
a	-0,50	Posição do Centro Elástico
μ	2,597	Relação de massa translação-rotação
x_a	0,25	Distância do Eixo Elástico ao CG
r_θ	0,504	Raio de giração
ζ_θ	0,088	Fator de amortecimento do movimento de rotação
ζ_h	0,0035	Fator de amortecimento do movimento de translação
χ	$5,905 \times 10^{-6}$	Constante de acoplamento eletromecânico
λ	$1,7135 \times 10^5$	Resistência de curto-circuito
ψ	$3,657 \times 10^{-9}$	Capacitância equivalente

Fonte:(SOUSA; MARQUI, 2015).

Tabela 5.2 – Parâmetros Dimensionais Adotados.

Parâmetro	Valor	Unidade	Descrição
m	2,458	[kg]	Massa do aerofólio
m_f	1,542	[kg]	Massa das fixações
S_θ	0,0524	[N.m/m]	Momento estático do aerofólio
I_θ	0,0072	[N.m ² /m]	Momento de inércia do aerofólio
k_θ	5,08	[N.m/rad/m]	Constante elástica da mola de torção
k_h	4200	[N/m/m]	Constante elástica da mola de translação

Fonte:(SOUSA; MARQUI, 2015).

Tabela 5.3 – Parâmetros das Molas em Liga de Memória de Forma (Nitinol).

Parâmetro	Valor	Unidade	Descrição
M_f	244	[K]	Temperatura final da fase martensítica
M_s	260	[K]	Temperatura inicial da fase martensítica
A_s	274	[K]	Temperatura inicial da fase austenítica
A_f	291	[K]	Temperatura final da fase austenítica
C_{MA}	4	[MPa/K]	Constante de transformação de fase martensítica
C_A	6	[MPa.K/K]	Constante de transformação de fase austenítica
σ_s^{min}	100	[MPa]	Tensão mínima de início da transformação de fase
σ_f^{min}	170	[MPa]	Tensão mínima ao final da transformação de fase
ϵ_{res}	0,067		Deformação residual
G_M	11,5	[GPa]	Módulo de elasticidade da fase martensítica
G_A	14,5	[GPa]	Módulo de elasticidade da fase austenítica
μ_P	0,3		Módulo de Poisson
r	0,475	[mm]	Raio do arame da liga de memória de forma
R	4	[mm]	Raio da espira da mola
N	16,5		Número de espiras ativas da mola

Fonte:(SOUSA; MARQUI, 2015).

Os valores de k_θ e k_h estão expressos por unidade de envergadura do aerofólio. A constante k_θ refere-se à constante de torção da mola que é substituída pelo par de molas helicoidais antagônicas em liga de memória de forma. Seu valor é necessário para se obter a distância w , descrita pela equação 3.47, que gera o momento elástico equivalente.

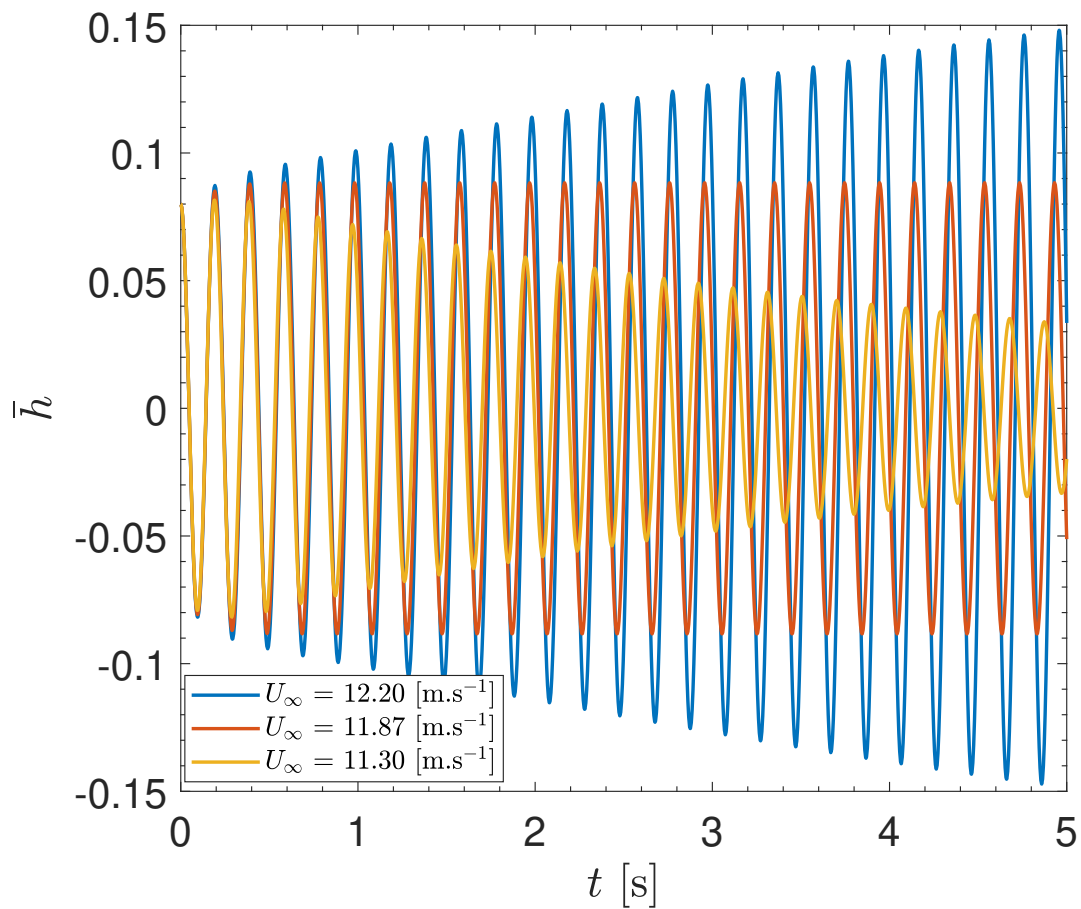
Em (SOUSA; MARQUI, 2015) são realizadas simulações numéricas com a utilização de ligas de memória de forma (SMA) como não-linearidade estrutural e acoplamento piezoelétrico para a colheita de energia aeroelástica. Ele é uma complementação do trabalho apresentado em (SOUSA; MARQUI, 2014), o qual adiciona as não-linearidades estruturais das molas SMA ao modelo piezo-aeroelástico testado experimentalmente em túnel de vento descrito em (SOUSA; MARQUI, 2011).

Dessa forma, os resultados aqui obtidos representam uma modificação de um modelo piezo-aeroelástico testado experimentalmente, com a substituição do modelo aerodinâmico, que agora passa a ser o modelo não-estacionário não-linear de Beddoes-Leishman. Portanto, neste capítulo, o modelo apresentado ao longo deste trabalho é comparado a um modelo cujo comportamento já foi testado experimentalmente.

5.1 VERIFICAÇÃO DA VELOCIDADE DE FLUTTER DO SISTEMA

Utilizando-se a carga resistiva $R_l = 100 \text{ k}\Omega$ conectada ao *patch* que faz o acoplamento piezoelétrico e sob a ausência de pré-carga ($f_0 = 0 \text{ N}$), foi verificada a velocidade crítica de flutter $U_{LF} = 11,87 \text{ m/s}$, conforme ilustrado na Figura 5.1. Essa velocidade está em linha com a verificada em (SOUSA; MARQUI, 2015): $U_{LF} = 11,85 \text{ m/s}$, obtida nas mesmas condições.

Figura 5.1 – Deslocamento $\bar{h}$ em função da velocidade. Verificação da velocidade de flutter.

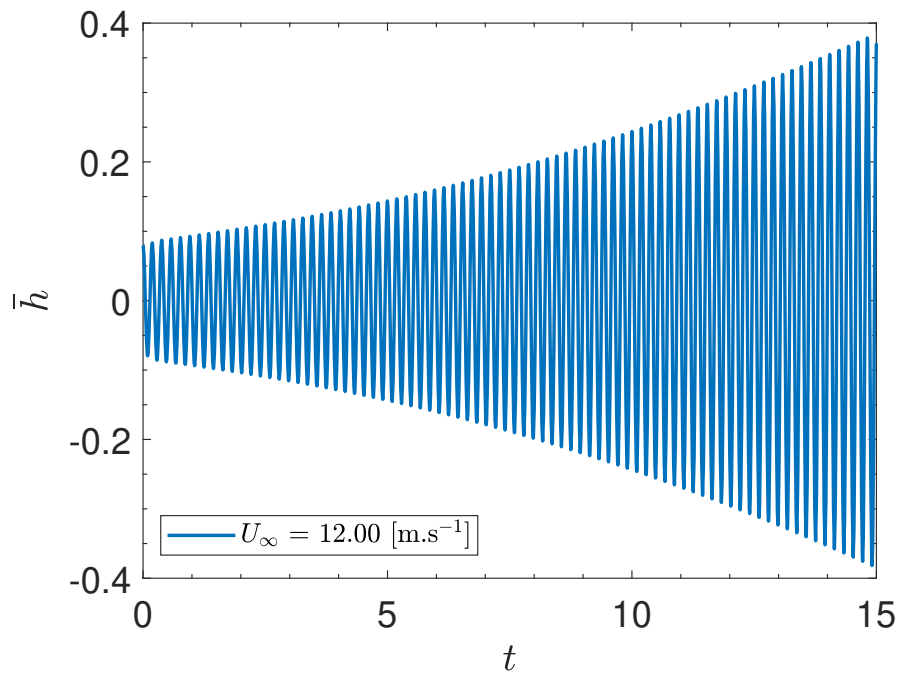


Fonte: Elaborada pelo autor.

Na velocidade escoamento $U_\infty = 11,87 \text{ m/s}$ o movimento oscilatório do aerofólio é persistente. Para velocidades de escoamento inferiores a esse valor, a resposta do sistema é similar a uma vibração subamortecida, e para velocidades maiores verifica-se aumento da amplitude das oscilações.

Uma diferença notável entre os modelos de Edwards, modelo linear utilizado em (SOUSA; MARQUI, 2015), e o modelo de BL utilizado neste trabalho consiste no fato de que, no modelo de Edwards, qualquer incremento de velocidade acima da velocidade de flutter, como por exemplo, $U_\infty = 12,00 \text{ m/s}$, faz com que a amplitude das oscilações cresça indefinidamente, conforme ilustrado na Figura 5.2.

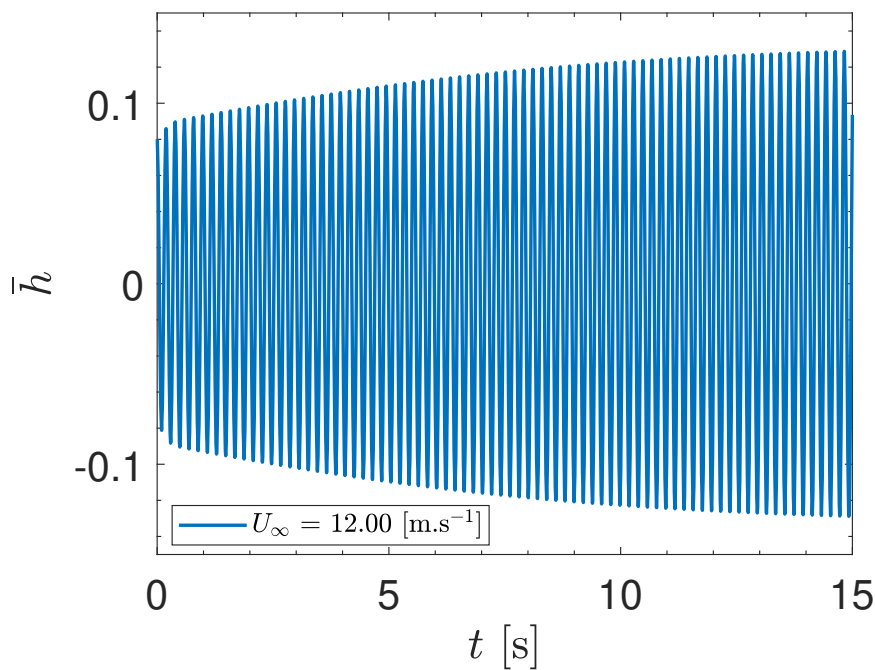
Figura 5.2 – Deslocamento $\bar{h}$ para $U_\infty = 12,00$ m/s no modelo linear de Edwards.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Já no modelo de Beddoes-Leishman, o sistema ainda se mantém em *LCOs*, porém com maiores amplitudes, como se verifica na Figura 5.3.

Figura 5.3 – Deslocamento $\bar{h}$ para $U_\infty = 12,00$ m/s no modelo de Beddoes-Leishman.

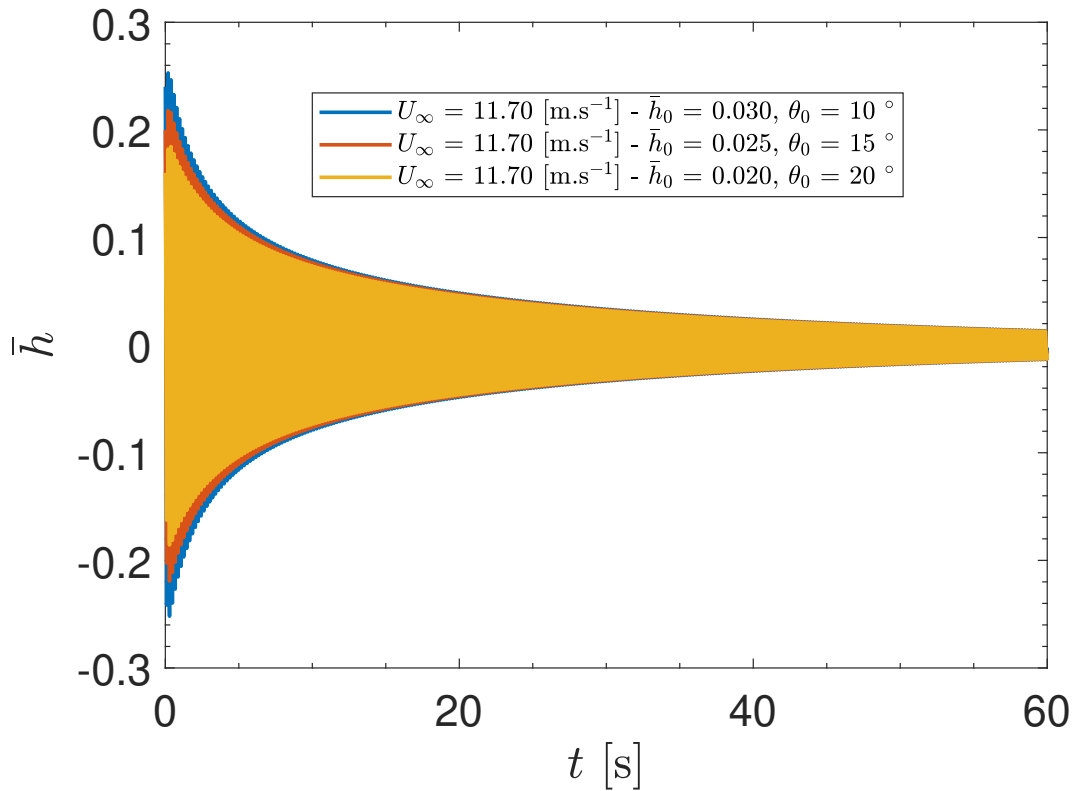


Fonte: Elaborada pelo autor.

A velocidade crítica de flutter $U_{LF} = 11,87$ m/s foi obtida considerando-se a condição inicial de

$\bar{h}_0 = 0,01$ e $\theta_0 = 0^\circ$. Essa velocidade mostrou-se independente das condições iniciais. Foi realizada a simulação com a imposição de maiores deslocamentos iniciais para forçar a ocorrência de flutter em velocidades inferiores, como por exemplo, $U_\infty = 11,70$ m/s, conforme ilustrado na Figura 5.4.

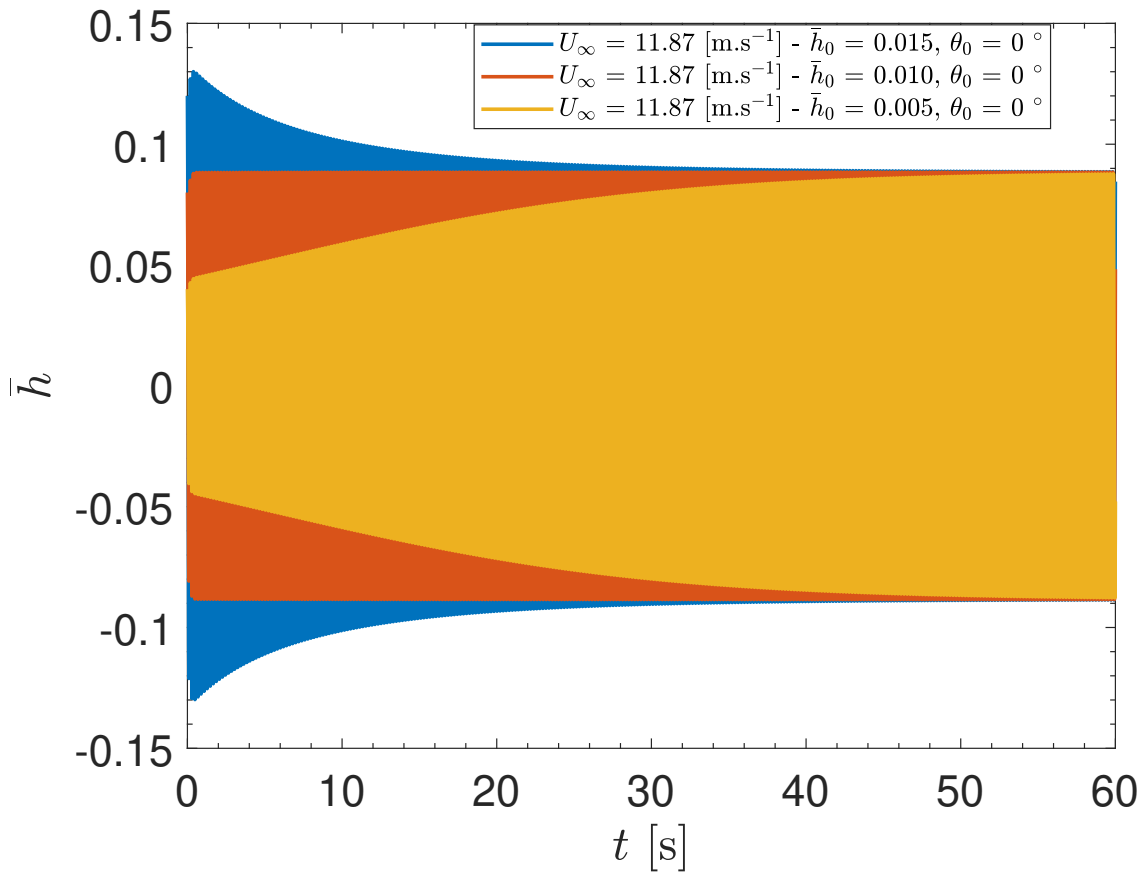
Figura 5.4 – Deslocamento translacional $\bar{h}$, considerando-se $U_\infty = 11,70$ m/s e diferentes condições iniciais.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Para velocidades inferiores a $U_\infty = 11,87$ m/s, a resposta temporal é similar a de um sistema subamortecido. Porém, na velocidade de escoamento equivalente a 11,87 m/s, o sistema entra em *LCOs* independentemente das condições iniciais impostas, conforme ilustrado na Figura 5.5.

Figura 5.5 – Deslocamento translacional $\bar{h}$, considerando-se $U_\infty = 11,87$ m/s e diferentes condições iniciais.



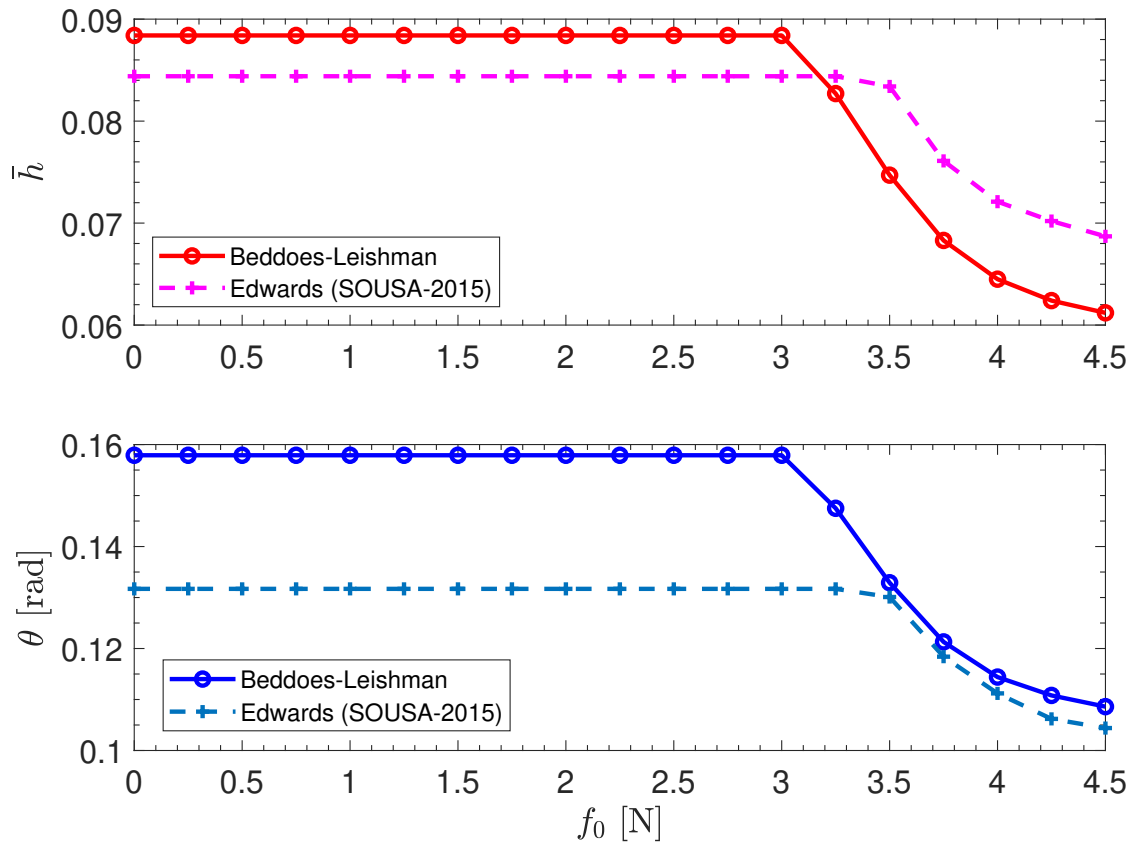
Fonte: Elaborada pelo autor.

É possível verificar que tanto para $\bar{h}_0 = 0,005$, quanto para $\bar{h}_0 = 0,015$, o sistema entra em regime de *LCOs* de mesma amplitude, demonstrando sua independência em relação às condições iniciais.

5.2 VERIFICAÇÃO DA INFLUÊNCIA DA PRÉ-CARGA NAS AMPLITUDES DOS DESLOCAMENTOS

Na velocidade de escoamento equivalente à velocidade de flutter, somente a partir da pré-carga $f_0 \geq 3,0$ N é atingida a tensão de cisalhamento capaz de iniciar a transformação da fase austenítica para a fase martensítica (A $\rightarrow$ M) da liga de memória de forma, ou seja, somente com $f_0 \geq 3,0$ N obtém-se $\tau^{f_0} + \tau^\theta \geq \tau_s^M$. Em (SOUSA; MARQUI, 2015) essa condição é atingida a partir de $f_0 = 3,25$ N, o que é esperado, uma vez que os deslocamentos obtidos neste trabalho até $f_0 = 3,0$ N foram superiores, conforme ilustrado na Figura 5.6.

Figura 5.6 – Picos de deslocamento em função da pré-carga f_0 , com $U_\infty = U_{LF}$.



Fonte: Elaborada pelo autor.

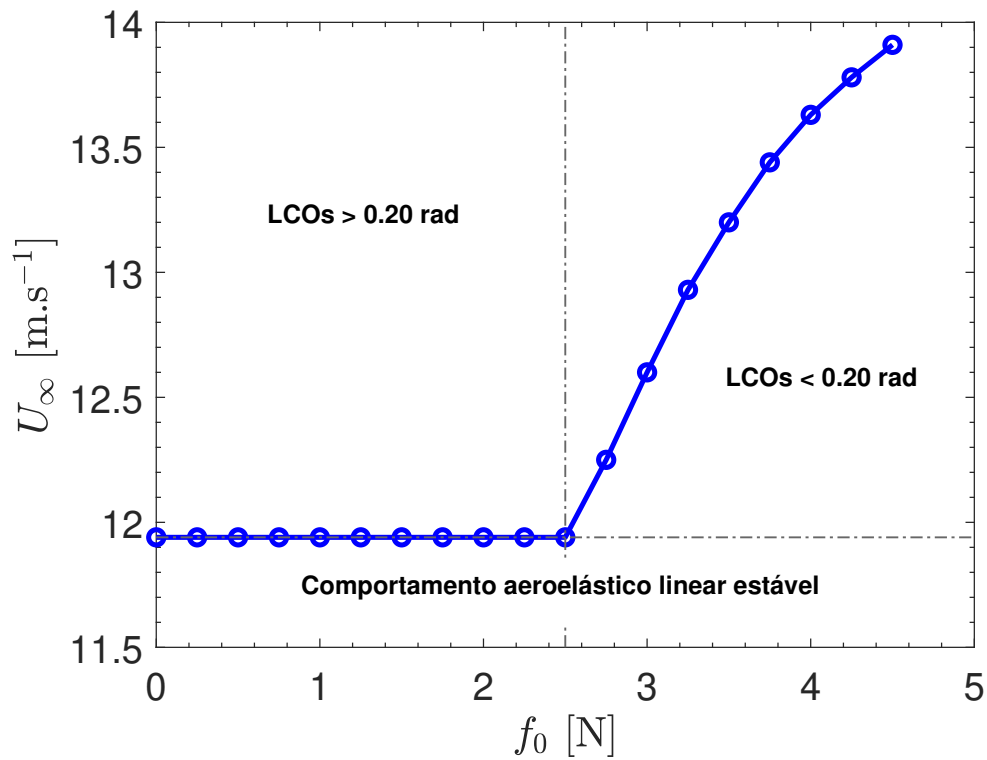
Quando atingida a tensão cisalhante necessária para a mudança de fase, qualquer incremento de pré-carga implica em aumento da atenuação das amplitudes. Em geral, a atenuação verificada neste trabalho foi superior à verificada em (SOUSA; MARQUI, 2015), sendo essa atenuação mais notável em relação às amplitudes do movimento de translação.

5.3 VERIFICAÇÃO DA INFLUÊNCIA DA PRÉ-CARGA NO REGIME DE *LCO*

Assim como o valor da pré-carga f_0 tem influência nas amplitudes de pico das oscilações ciclo-limite, ela também tem influência nos valores máximos de velocidade abaixo dos quais as amplitudes das *LCOs* permanecem em valores seguros para a estrutura do aerofólio e seus elementos de fixação.

À medida em que se aumenta a velocidade do escoamento, maiores são os esforços aerodinâmicos e, portanto, maior atenuação é necessária para a manutenção do regime de *LCOs* em baixas amplitudes, o que implica numa maior fração da liga a ser convertida para a fase martensítica. Então, é esperado que ao se aumentar a velocidade do escoamento, maior será o valor da pré-carga para que o sistema permaneça nesse regime de *LCOs*. A Figura 5.7 ilustra esse comportamento, respeitando-se a restrição de $\theta \leq 0,20$ rad. Tal restrição se deve ao fato desse ser o máximo valor de θ considerado válido para o modelo utilizado em (SOUSA; MARQUI, 2015).

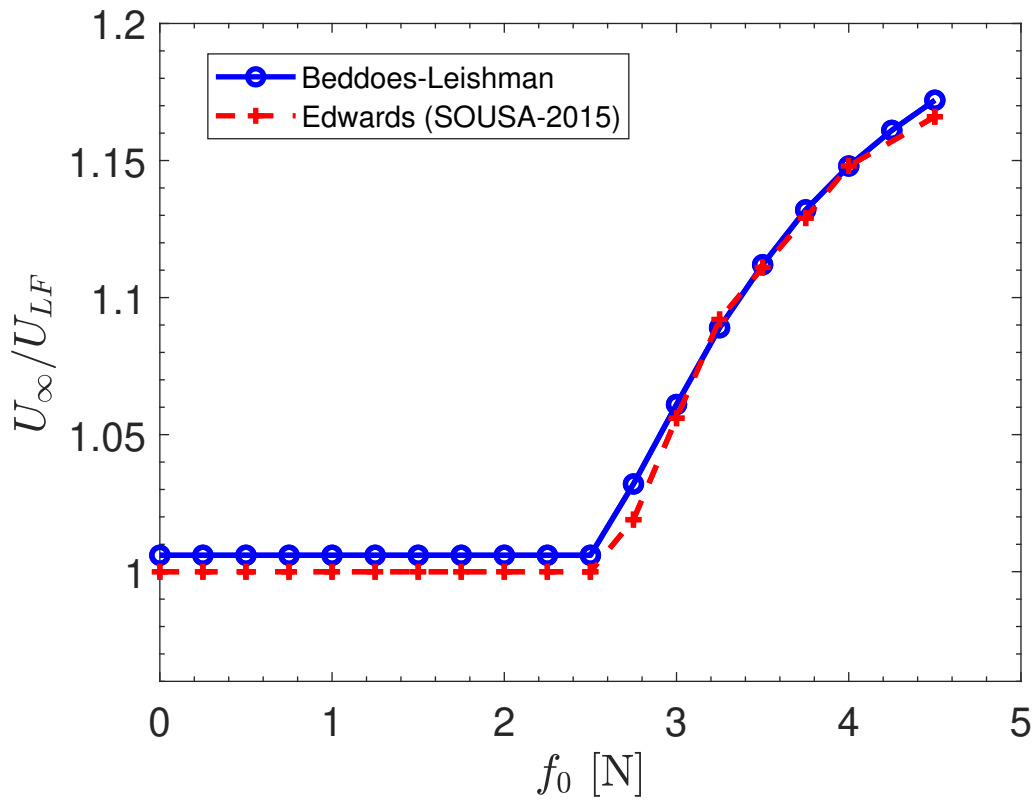
Figura 5.7 – Velocidade (U_∞) máxima em função da pré-carga (f_0) para $\theta \leq 0,20$ rad.



Fonte: Elaborada pelo autor.

As velocidades máximas nas quais $\theta \leq 0,20$ rad em função da pré-carga obtidas neste trabalho estão em linha com os valores obtidos em (SOUSA; MARQUI, 2015), conforme ilustrado na Figura 5.8. Os valores foram adimensionalizados em função da velocidade crítica de flutter para comparação.

Figura 5.8 – U_∞ máxima em função da pré-carga f_0 .



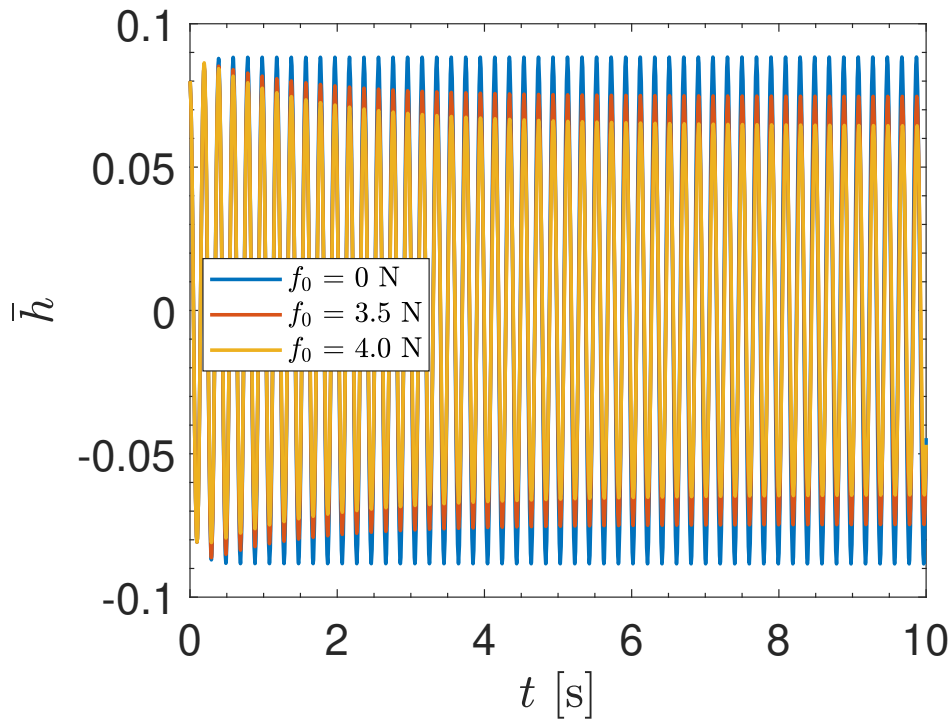
Fonte: Elaborada pelo autor.

As velocidades encontradas foram praticamente as mesmas, com variações ínfimas, o que era esperado pois para essa restrição de valor de θ ainda não se verifica o descolamento da camada limite aerodinâmica.

5.4 COMPORTAMENTO ELETRO-AEROELÁSTICO EM FUNÇÃO DO AUMENTO DA PRÉ-CARGA

Utilizando-se a carga resistiva $R_l = 100 \text{ k}\Omega$ e velocidade de escoamento $U_\infty = 11,87 \text{ m/s}$, o comportamento temporal do sistema é representado nas Figura 5.9 (translação), Figura 5.10 (rotação) e Figura 5.11 (potência elétrica).

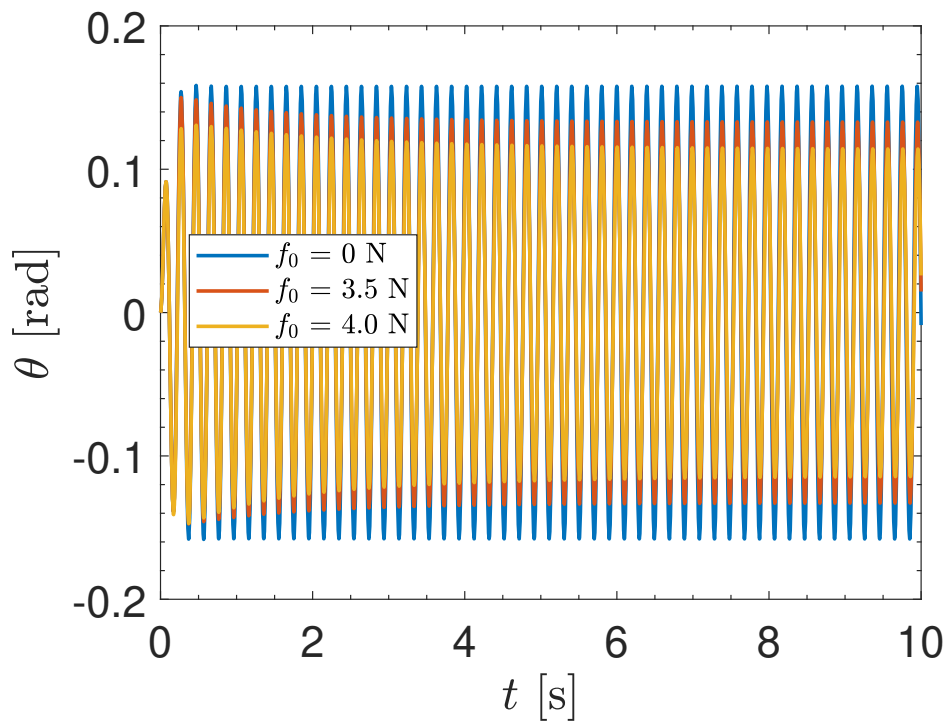
Figura 5.9 – Deslocamento translacional no eixo vertical ($\bar{h}$) - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Na ausência de pré-carga ($f_0 = 0$ N), não há atenuação da amplitude do movimento de translação do aerofólio e $\bar{h} = 0,089$ é o valor máximo para essa velocidade de escoamento. Com a aplicação de pré-carga $f_0 = 3,5$ N ocorre a atenuação da amplitude do movimento de translação e, nessa condição, $\bar{h} = 0,075$. Ao se elevar a pré-carga para $f_0 = 4,0$ N, tem-se $\bar{h} = 0,065$. O comportamento geral e os valores das amplitudes do movimento translacional estão em linha com os obtidos em (SOUSA; MARQUI, 2015).

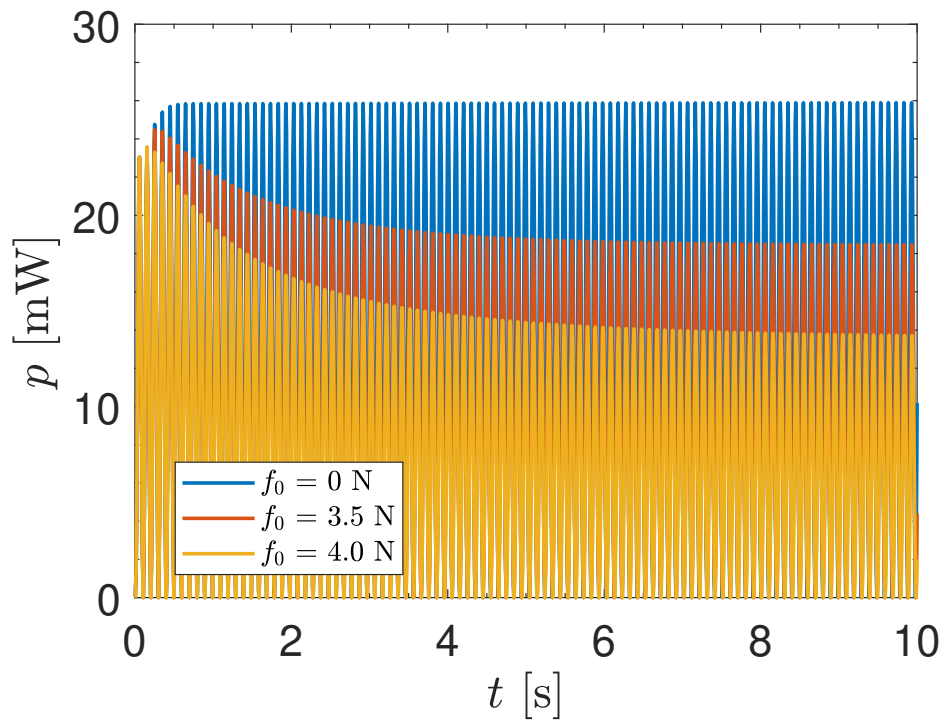
Figura 5.10 – Ângulo de Rotação θ - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Analogamente ao que se verifica em relação ao movimento de translação, para $f_0 = 0$ N não há atenuação da amplitude do movimento de rotação do aerofólio e $\theta = 0,16$ rad é o valor máximo para essa velocidade de escoamento. Esse valor é ligeiramente maior do que o obtido em (SOUSA; MARQUI, 2015) na mesma condição: 0,13 rad. Com a aplicação de pré-carga $f_0 = 3,5$ N ocorre a atenuação da amplitude do movimento de rotação e, nessa condição, $\theta = 0,13$ rad. Ao se elevar a pré-carga para $f_0 = 4,0$ N, tem-se $\theta = 0,12$ rad. Em (SOUSA; MARQUI, 2015), o valor final foi 0,11 rad, um pouco abaixo do verificado neste trabalho.

Figura 5.11 – Potência Elétrica p - Resposta temporal, com $U_\infty = 11,87$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

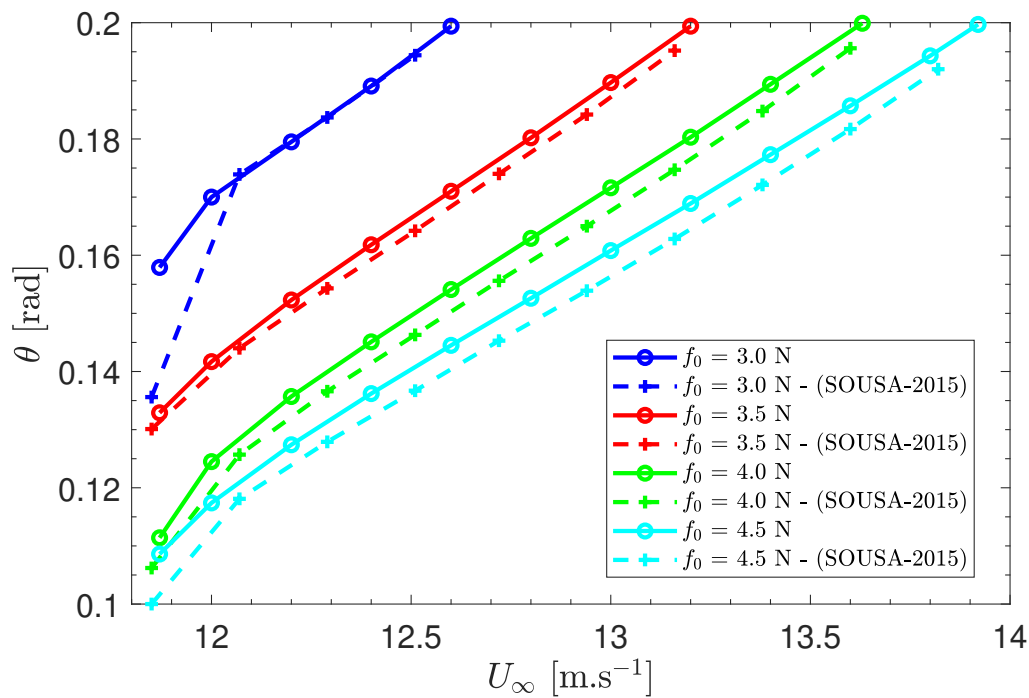
Com $f_0 = 0$ N, obtém-se a potência máxima para essa velocidade de escoamento: $p = 26$ mW. Ao se elevar a pré-carga para $f_0 = 3,5$ N e $f_0 = 4,0$ N, tem-se $p = 19$ mW e $p = 14$ mW, respectivamente. Em (SOUSA; MARQUI, 2015), com $f_0 = 0$ N, foi obtida a potência $p = 24$ mW, caindo para $p = 16$ mW com a elevação da pré-carga para $f_0 = 4,0$ N. Ou seja, a atenuação neste trabalho, que combina as não-linearidades aerodinâmicas do modelo de BL às não-linearidades estruturais das ligas de memória de forma, é maior ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015), que faz uso apenas ao efeito superelástico das molas em liga de memória de forma. O mesmo efeito foi constatado na seção 5.2.

5.5 COMPORTAMENTO PIEZO-AEROELÁSTICO EM FUNÇÃO DO AUMENTO DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO

Com o aumento da velocidade do escoamento U_∞ podemos verificar o comportamento do sistema no regime de pós-flutter, que no presente trabalho é caracterizado por velocidades acima de 11,87 m/s.

Com o aumento da velocidade de escoamento ocorre o aumento das amplitudes dos deslocamentos, aumento da deflexão das molas SMA e aumento da potência elétrica na saída do circuito de acoplamento piezoelétrico. Esse comportamento é ilustrado nas Figura 5.12, Figura 5.13, Figura 5.14, Figura 5.15 e Figura 5.16, sempre com carga resistiva $R_l = 100$ k Ω .

Figura 5.12 – Variação do ângulo de rotação do aerofólio θ em função da velocidade.

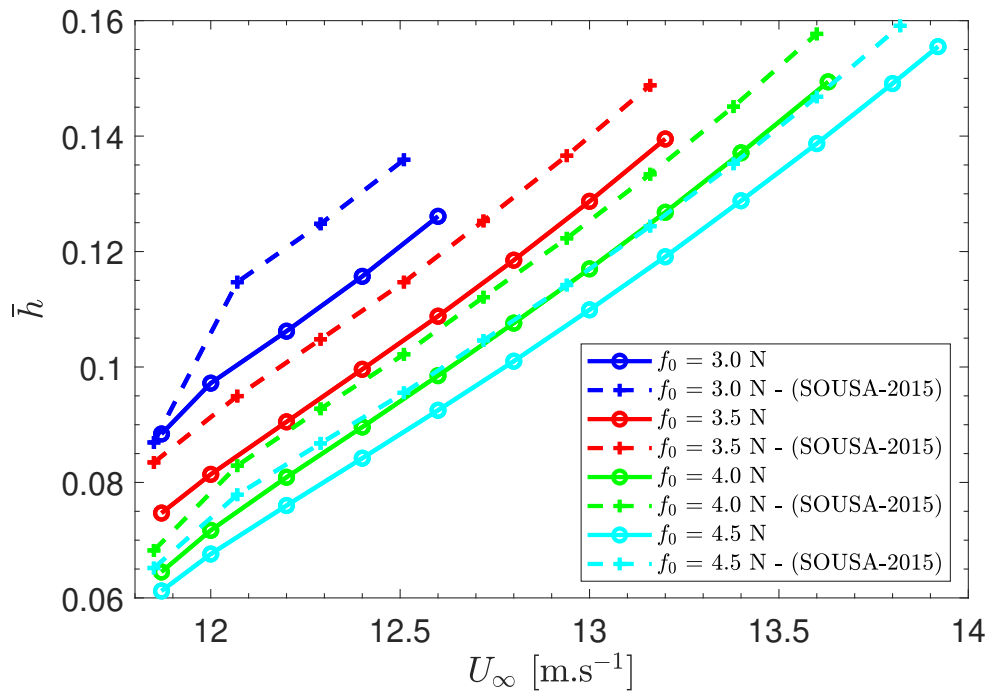


Fonte: Elaborada pelo autor.

Conforme esperado, à medida em que ocorre o aumento da pré-carga ocorre a redução do ângulo de rotação do aerofólio. O aumento da pré-carga de $f_0 = 0$ N para $f_0 = 4,5$ N permitiu a elevação da velocidade de escoamento de 12,6 m/s para 13,9 m/s, sem que o limite de $\theta \leq 0,20$ rad fosse extrapolado.

As curvas do ângulo de rotação do aerofólio em função da velocidade escoamento apresentaram comportamento similar ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015) (curvas tracejadas), com diferenças ínfimas notadas nas curvas com aplicação de pré-carga.

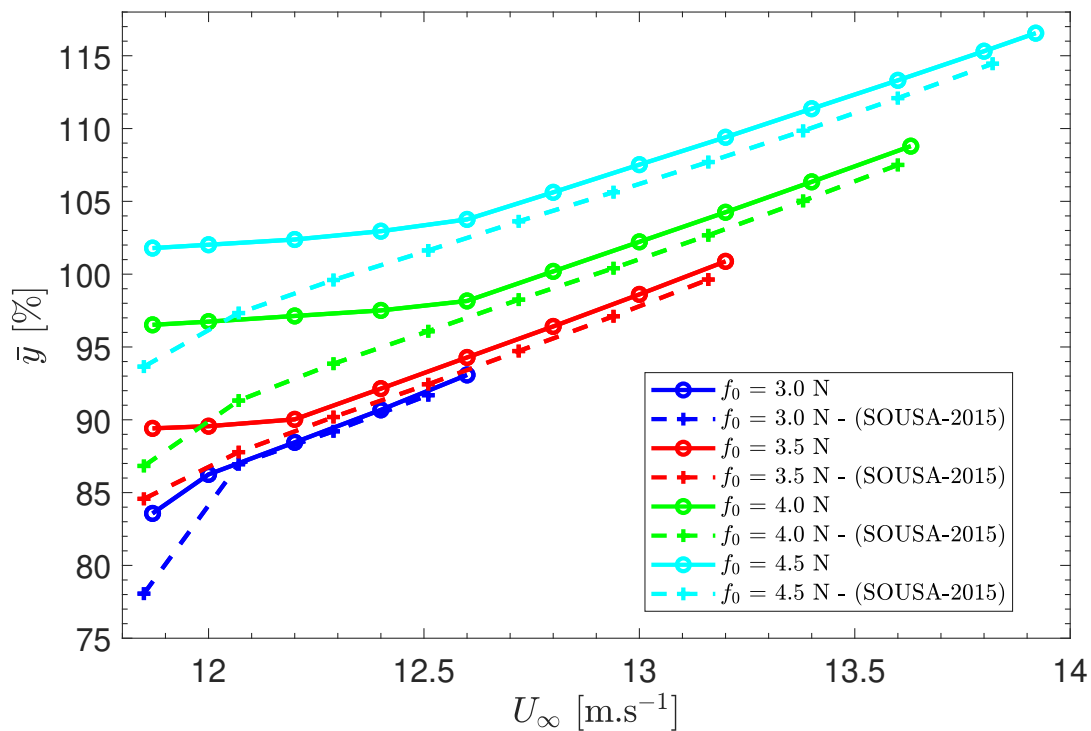
Figura 5.13 – Variação na posição vertical do aerofólio $\bar{h}$ em função da velocidade de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

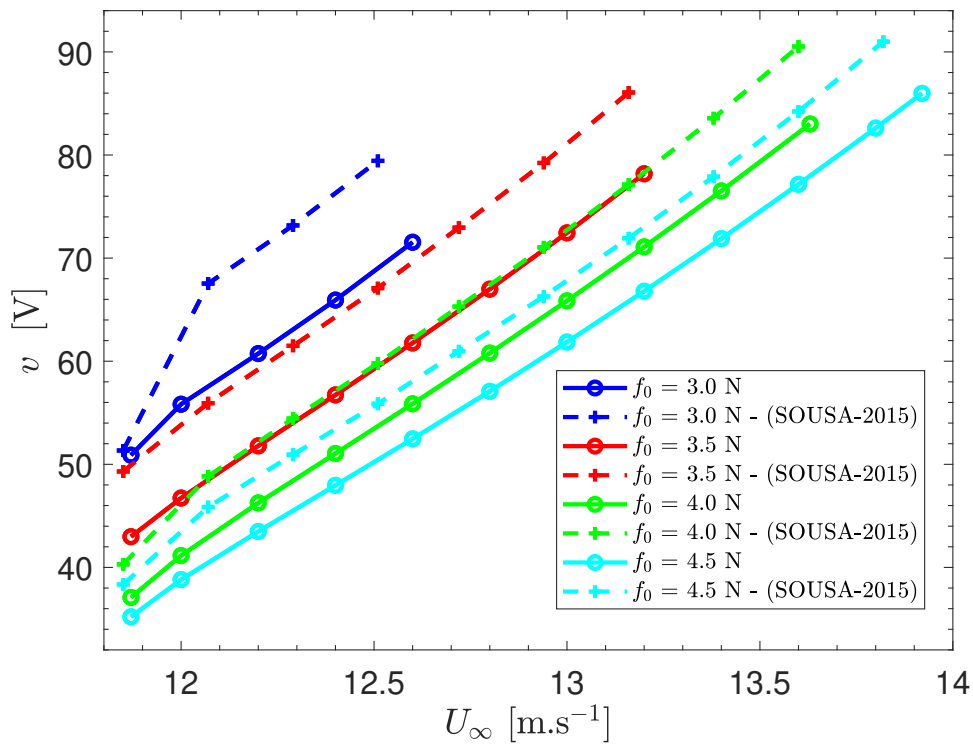
As curvas representativas da variação das amplitudes do movimento de translação em função da velocidade de escoamento têm comportamento similar ao verificado em relação à rotação. Porém, em relação ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015), as diferenças quanto às amplitudes do movimento de translação foram mais significativas do que as verificadas em relação ao movimento de rotação. Neste trabalho, as curvas foram transladadas à direita, ou seja, para uma mesma velocidade a amplitude do movimento de translação foi menor à verificada em (SOUSA; MARQUI, 2015) (curvas tracejadas).

Figura 5.14 – Deflexão da mola *SMA* em função da velocidade de escoamento.



Em relação às deflexões das molas *SMA*, as curvas representativas das deflexões neste trabalho mostraram-se muito próximas às verificadas em (SOUSA; MARQUI, 2015) (curvas tracejadas) nos 2/3 finais das curvas. No terço inicial, as deflexões neste trabalho foram aproximadamente 10% maiores. Isso deve-se ao fato de, como visto na seção 5.2, os ângulos de rotação serem maiores neste trabalho antes de serem atingidas as condições de início de transformação de fase da liga Ni-Ti das molas. Após iniciada a transformação de fase, os ângulos ficam bastante próximos, conforme ilustrado na Figura 5.12.

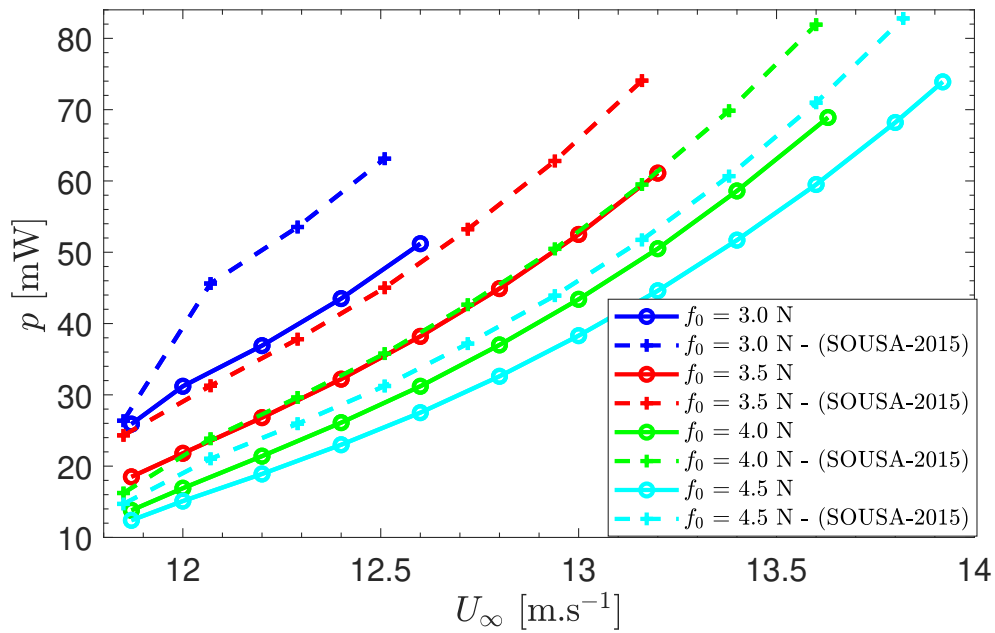
Figura 5.15 – Tensão gerada nos terminais da carga resistiva em função da velocidade de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

As curvas representativas da tensão elétrica nos terminais da carga resistiva apresentaram comportamento similar ao visto em relação às amplitudes do movimento de translação: neste trabalho as curvas estão transladadas à direita, ou seja, em relação à (SOUSA; MARQUI, 2015) (curvas tracejadas), para uma mesma velocidade a tensão elétrica foi menor neste trabalho, mas as diferenças vão reduzindo à medida em que se aumenta a pré-carga. As diferenças são de aproximadamente 10% sem pré-carga, caindo para 5% quando $f_0 = 4,5$ N.

Figura 5.16 – Potência sobre a carga resistiva em função da velocidade.

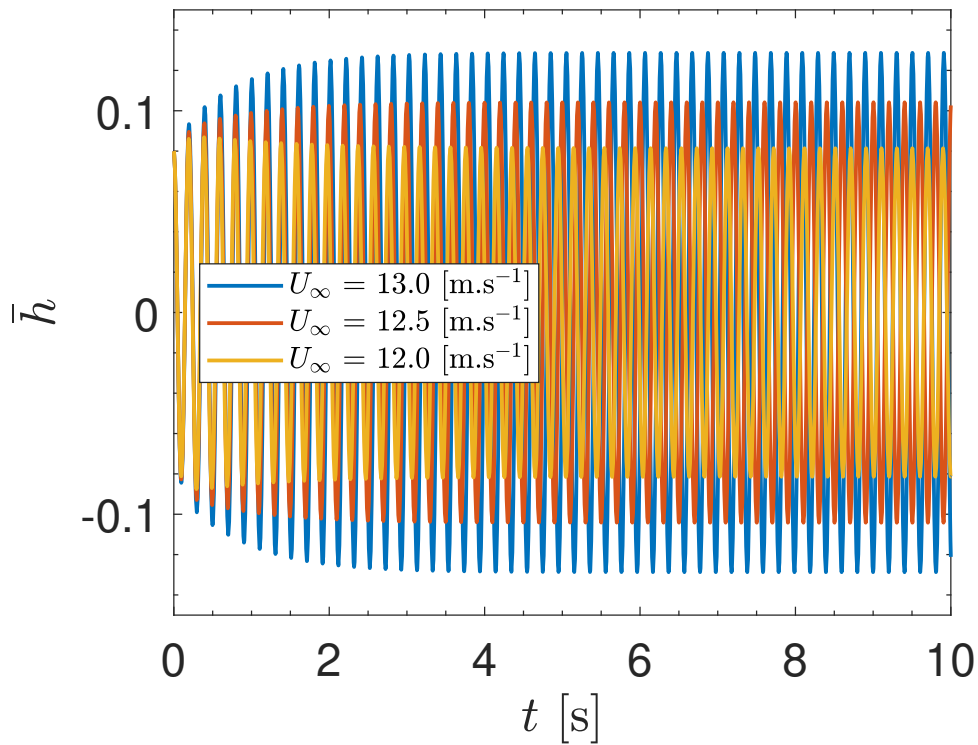


Fonte: Elaborada pelo autor.

Em linha com a menor tensão elétrica verificada a partir da figura anterior, a potência elétrica também mostrou-se inferior ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015): 74 mW ante 84 mW.

Similarmente à verificação realizada na seção 5.4, pode-se verificar a resposta temporal do sistema, mas variando-se a velocidade do escoamento em vez de se variar a pré-carga, conforme ilustrado nas Figura 5.17, Figura 5.18, Figura 5.19, Figura 5.20 e Figura 5.21.

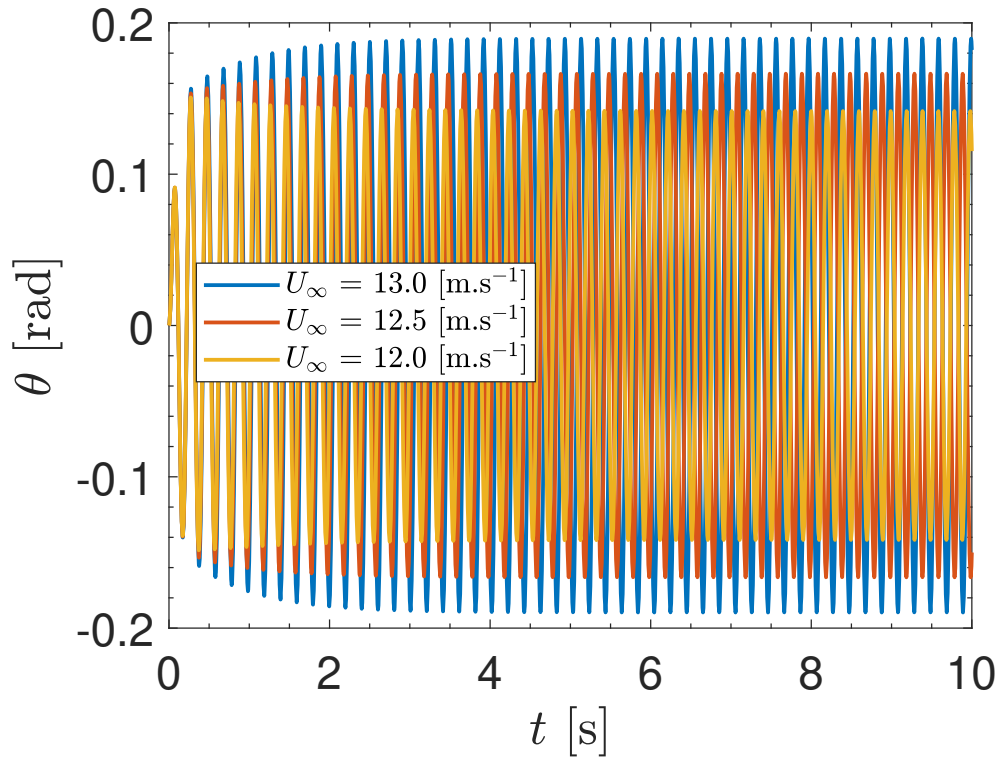
Figura 5.17 – Resposta temporal da posição vertical do aerofólio, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Ao se aumentar a velocidade do escoamento, as amplitudes do movimento de translação também aumentam para um mesmo valor fixo de pré-carga. O efeito superelástico proporcionado pela liga de memória de forma é capaz de manter a resposta do sistema em *LCOs* de baixa amplitude, mesmo com elevação da velocidade do escoamento de 12,0 m/s para 13,0 m/s. As amplitudes de $\bar{h}$ passaram de 0,08 para 0,13. Em (SOUSA; MARQUI, 2015), as amplitudes foram ligeiramente maiores: $\bar{h} = 0,09$ quando $U_\infty = 12,0$ m/s e $\bar{h} = 0,15$ quando $U_\infty = 13,0$ m/s.

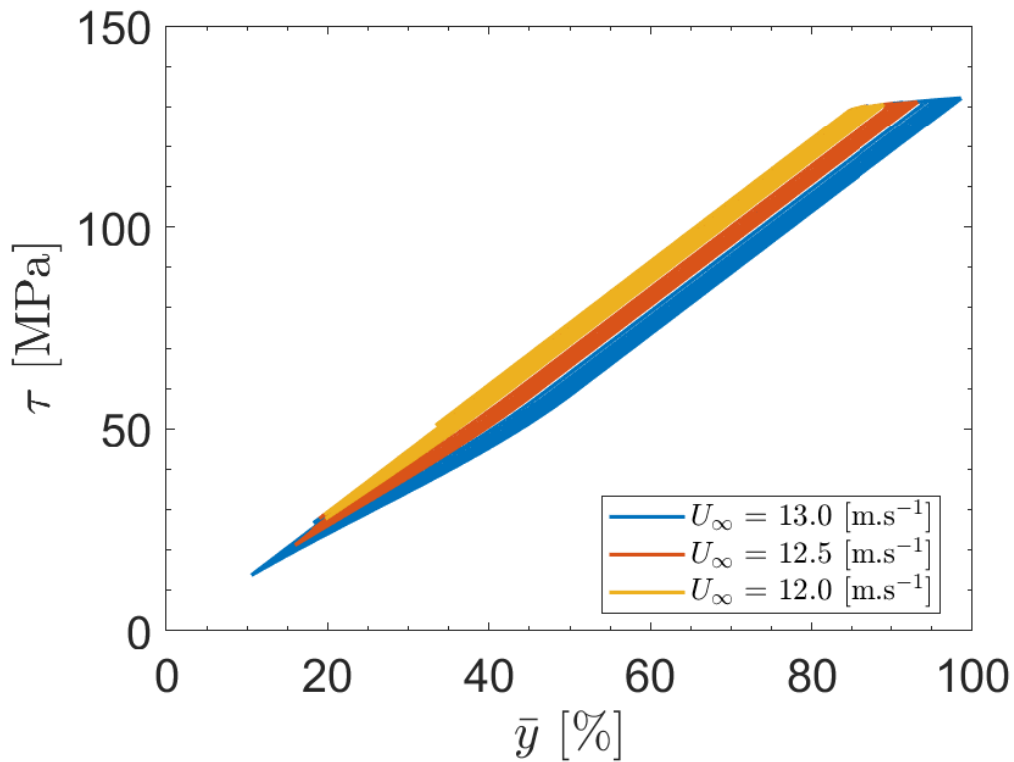
Figura 5.18 – Resposta temporal da posição angular do aerofólio, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

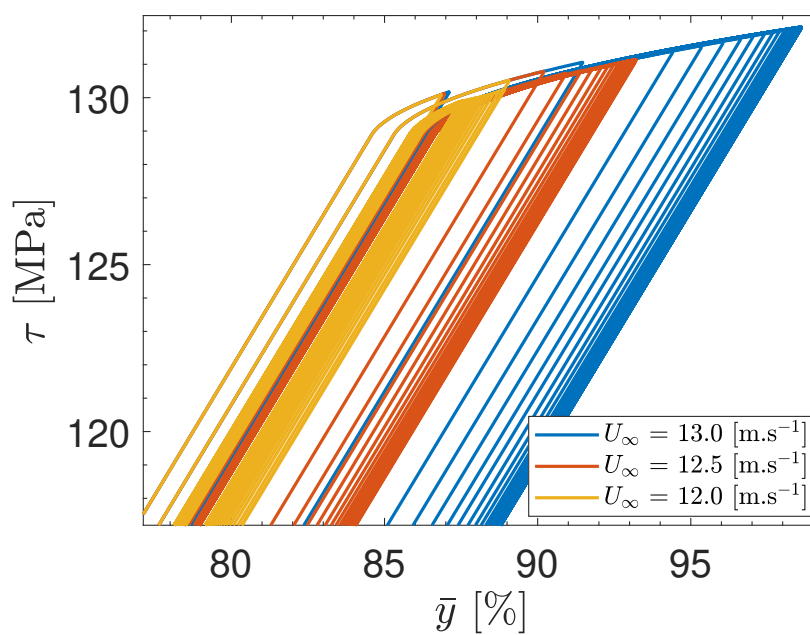
A resposta temporal em relação ao ângulo de rotação do aerofólio está em conformidade ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015), com os mesmos valores de amplitudes: $\theta = 0,14$ rad quando $U_\infty = 12,0$ m/s e $\theta \approx 0,20$ rad quando $U_\infty = 13,0$ m/s.

Figura 5.19 – Tensão cisalhante em função da deflexão da mola *SMA*, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

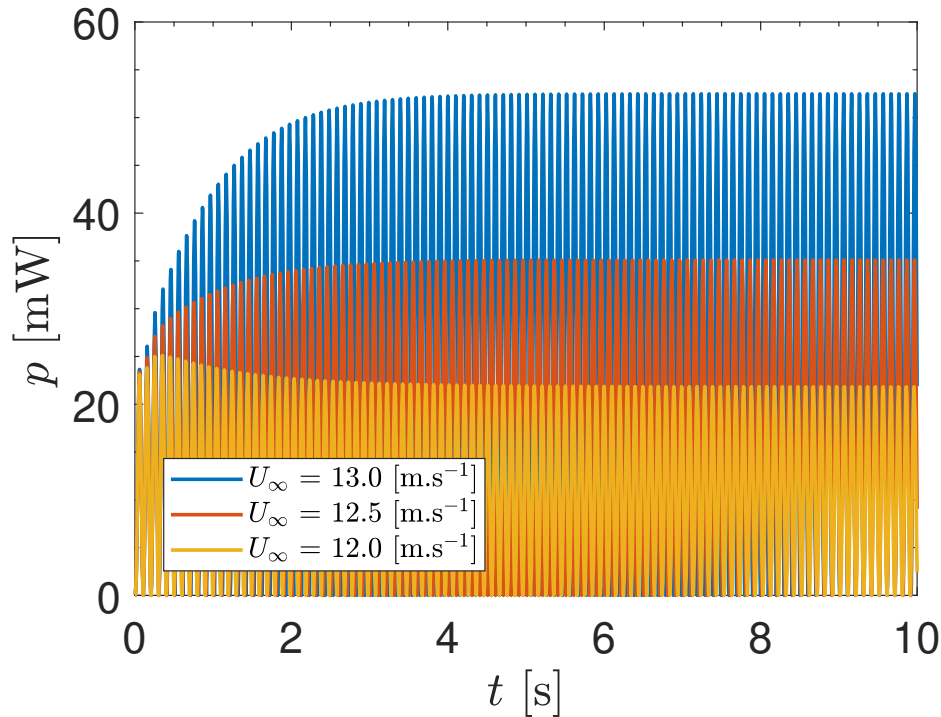
Figura 5.20 – Detalhe - Tensão cisalhante em função da deflexão da mola *SMA*, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em relação à tensão de cisalhamento verificada neste trabalho, os valores também estão em linha aos obtidos em (SOUSA; MARQUI, 2015): tensão máxima $\tau = 132$ MPa com deflexão de 99% quando $U_\infty = 13,0$ m/s nos dois trabalhos. À medida em que a velocidade aumenta, a área compreendida pelo *loop* de histerese aumenta, indicando uma maior quantidade de energia dissipada no durante o ciclo de transformação de fases.

Figura 5.21 – Potência elétrica obtida via acoplamento eletromecânico, considerando-se $f_0 = 3,5$ N e diferentes velocidades de escoamento.



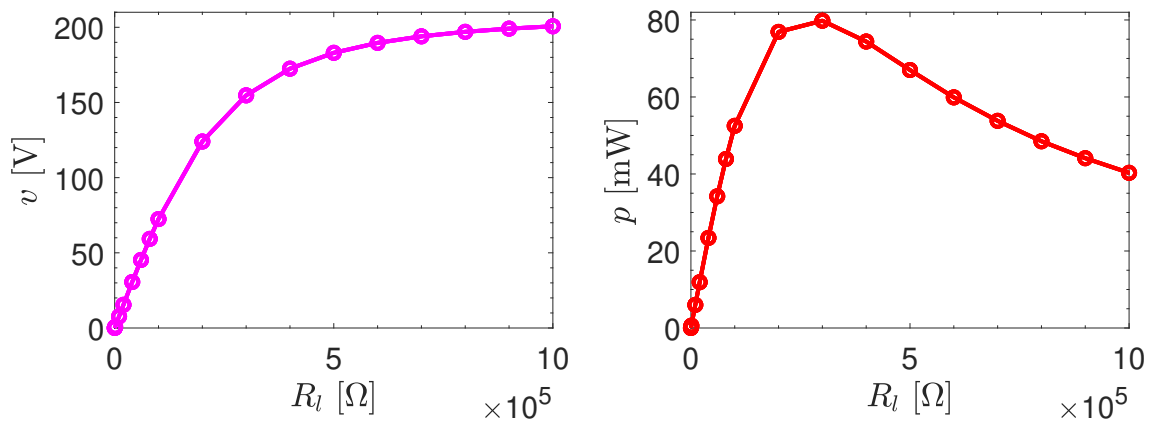
Fonte: Elaborada pelo autor.

A potência elétrica obtida foi de 53 mW, menor do que a verificada em (SOUSA; MARQUI, 2015), de 74 mW. Esse valor está em conformidade com o menor deslocamento translacional obtido neste trabalho, conforme ilustrado na Figura 5.17.

5.6 VALOR DE RESISTÊNCIA ÓTIMO PARA A COLHEITA DE ENERGIA PIEZO-AEROELÁSTICA

Partindo-se dos valores fixos para a velocidade de escoamento e para a pré-carga de $U_\infty = 13,0$ m/s e $f_0 = 3,5$ N respectivamente, é possível se verificar a existência de um valor de resistência ótimo que possibilite obter a maior potência elétrica de saída para o sistema. Para tanto, foram elaborados os gráficos de p e v em função da variação da carga resistiva R_l , conforme ilustrado na Figura 5.22.

Figura 5.22 – Potência e tensão elétrica de saída do sistema em função da variação da carga resistiva.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Conforme se verifica, para $R_l = 300 \text{ k}\Omega$ a potência elétrica na saída do sistema $p = 80 \text{ mW}$ é a máxima. Em (SOUSA; MARQUI, 2015), a resistência ótima é de $R_l = 250 \text{ k}\Omega$ e a potência máxima é $p = 91 \text{ mW}$, acima da obtida neste trabalho, o que era esperado visto que a amplitude de translação também foi maior e o acoplamento eletromecânico é realizado sobre o vínculo de translação.

A curva da tensão elétrica em função da carga resistiva demonstra que há um valor máximo de v atingido acima de $R_l = 1 \text{ M}\Omega$. Tal comportamento está em linha ao verificado em (SOUSA; MARQUI, 2015).

As variações nas amplitudes dos deslocamentos translacionais e rotacionais do aerofólio em função da variação da carga resistiva não foram significativas, com ligeira redução das amplitudes coincidindo com o valor de resistência ótimo, em linha com o que se verifica na literatura.

Os resultados obtidos neste capítulo estão próximos aos verificados em (SOUSA; MARQUI, 2015), com pequenas variações, o que era esperado uma vez que os modelos aerodinâmicos são diferentes. Com isso, foi possível verificar que o modelo eletro-aeroelástico proposto neste trabalho foi implementado corretamente.

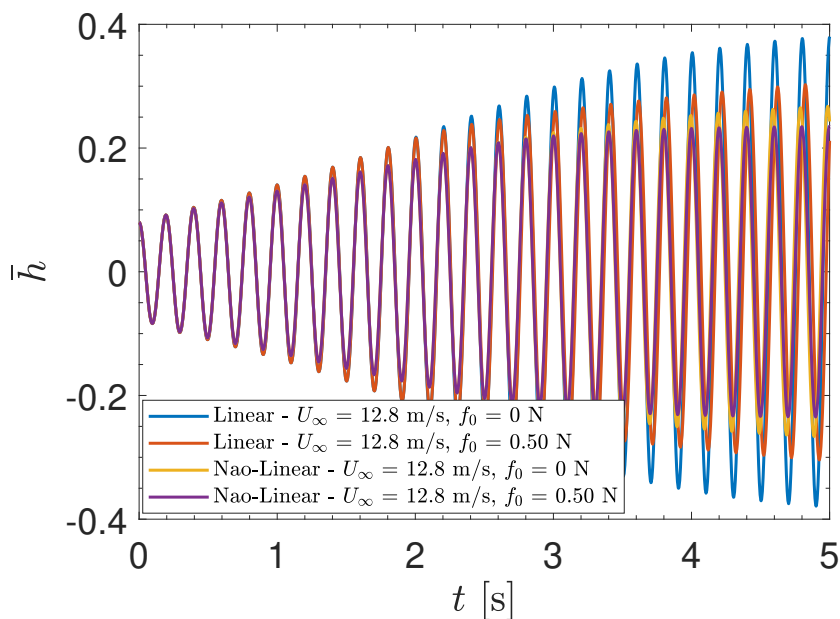
6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Após a verificação da implementação do modelo proposto neste trabalho, é possível o aprofundamento da análise para situações cujos valores do ângulo de rotação exceda a restrição de 0,20 rad, uma vez que o modelo de Beddoes-Leishman é capaz de representar com maior exatidão o comportamento aerodinâmico para maiores ângulos de ataque efetivos.

6.1 INFLUÊNCIA DAS NÃO-LINEARIDADES COMBINADAS NO CONTROLE PASSIVO DAS AMPLITUDES DOS MOVIMENTOS

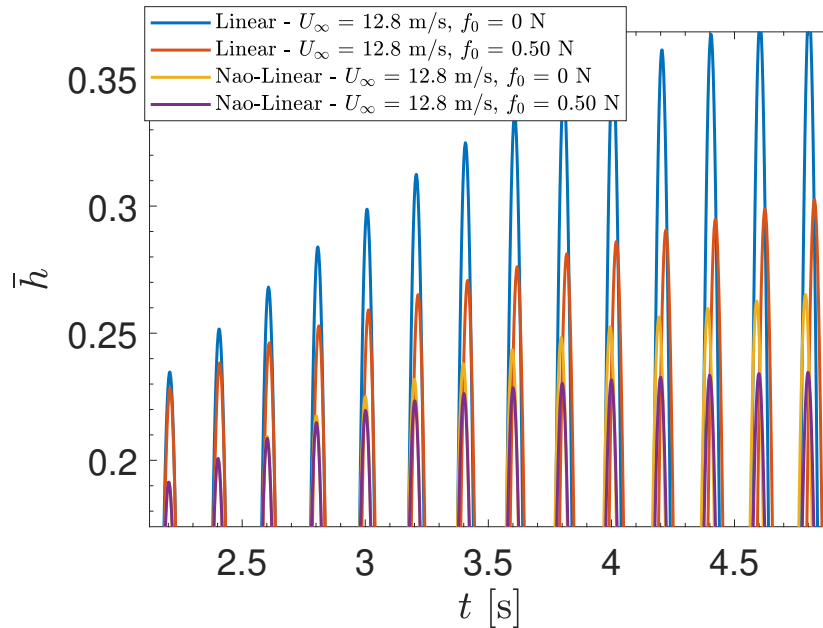
O efeito da não-linearidade estrutural advinda do efeito superelástico das molas helicoidais em liga de memória de forma é complementado pelo efeito da não-linearidade aerodinâmica decorrente do estol dinâmico para controle passivo das amplitudes dos movimentos do aerofólio. Em determinadas velocidades de escoamento, somente quando computados os efeitos das duas não-linearidades a resposta no tempo dos movimentos do aerofólio é capaz de se manter em regime de *LCOs* estáveis de baixa amplitude, conforme ilustrado nas Figura 6.1, Figura 6.2, Figura 6.3 e Figura 6.4, para a resposta no tempo do movimento de translação e rotação, respectivamente.

Figura 6.1 – Amplitude do deslocamento vertical adimensionalizado $\bar{h}$ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.



Fonte: Elaborada pelo autor.

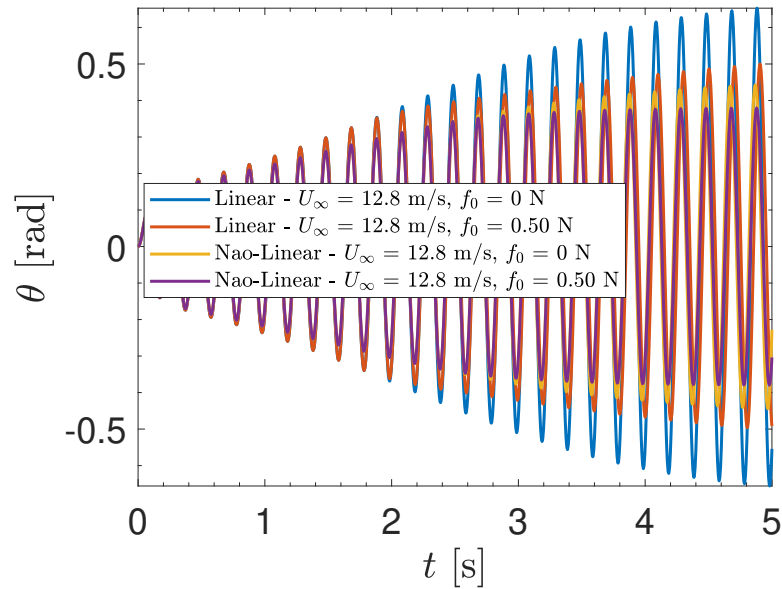
Figura 6.2 – Detalhe - Amplitude do deslocamento vertical adimensionalizado $\bar{h}$ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.



Fonte: Elaborada pelo autor.

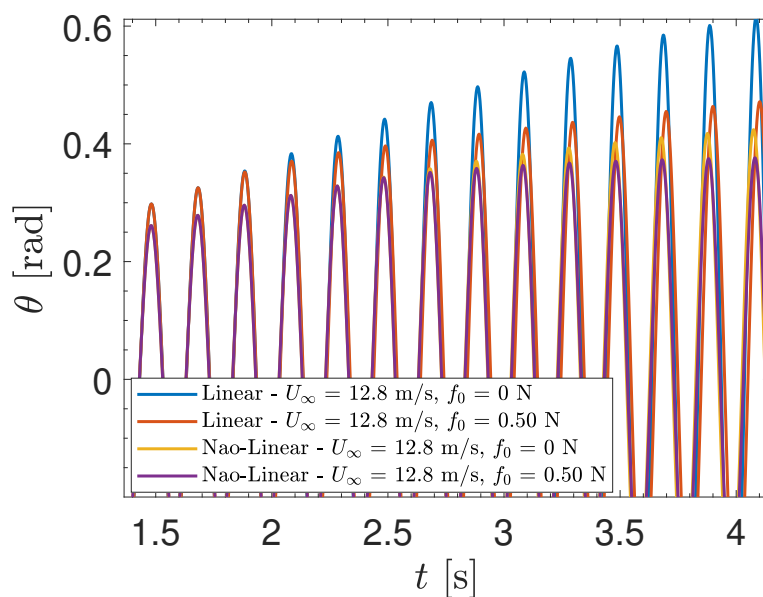
Quando analisada a resposta no tempo do movimento de translação do aerofólio para a velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s é possível notar que quando computadas somente as contribuições lineares do modelo de BL e na ausência de pré-carga, as amplitudes tendem a crescer, extrapolando o regime de *LCOs* de baixa amplitude. Quando consideradas apenas as contribuições lineares do modelo de BL, porém com a aplicação de pré-carga $f_0 = 0,50$ N, as amplitudes do movimento ainda apresentam tendência de crescimento, porém a uma taxa menor. Quando computadas as contribuições totais do modelo de BL, que leva em conta os efeitos dos vórtices decorrentes do estol dinâmico, obtém-se uma redução na taxa de crescimento dessas amplitudes. Somente quando contabilizadas as contribuições totais do modelo de BL junto ao efeito superelástico das molas *SMA* com pré-carga $f_0 = 0,50$ N foi possível a estabilização da resposta do sistema em *LCOs* com amplitude $\bar{h} = 0,23$.

Figura 6.3 – Amplitude do deslocamento rotacional do aerofólio θ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.4 – Detalhe - Amplitude do deslocamento rotacional do aerofólio θ considerando-se uma velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s para as aerodinâmicas linear e não-linear, para os valores de pré-carga $f_0 = 0$ N e $f_0 = 0,50$ N.



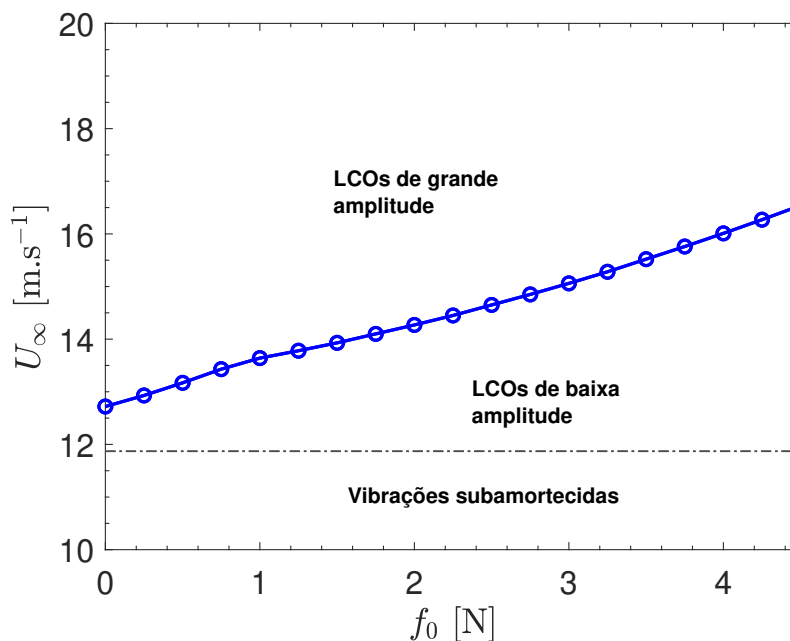
Fonte: Elaborada pelo autor.

Quando analisada a resposta no tempo do movimento de rotação do aerofólio para a velocidade de escoamento $U_\infty = 12,80$ m/s, nota-se um comportamento similar ao verificado em relação ao movimento de translação. Somente quando contabilizadas as contribuições totais do modelo de BL e do efeito superelástico das molas *SMA* após aplicação de pré-carga é que ocorreu a estabilização da resposta em *LCOs* de baixa amplitude, com $\theta = 0,37$ rad.

6.2 COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO SEM RESTRIÇÃO DO ÂNGULO DE ROTAÇÃO DO AEROFÓLIO

Retiradas as restrições referentes ao máximo ângulo de rotação, pode-se determinar o comportamento aeroelástico do sistema em função da elevação da pré-carga aplicada às molas em liga de memória de forma e a velocidade que delimita cada comportamento, conforme ilustrado na Figura 6.5.

Figura 6.5 – Velocidade crítica utilizando-se o modelo não-linear de Beddoes-Leishman em função da pré-carga f_0 , sem limite de rotação.

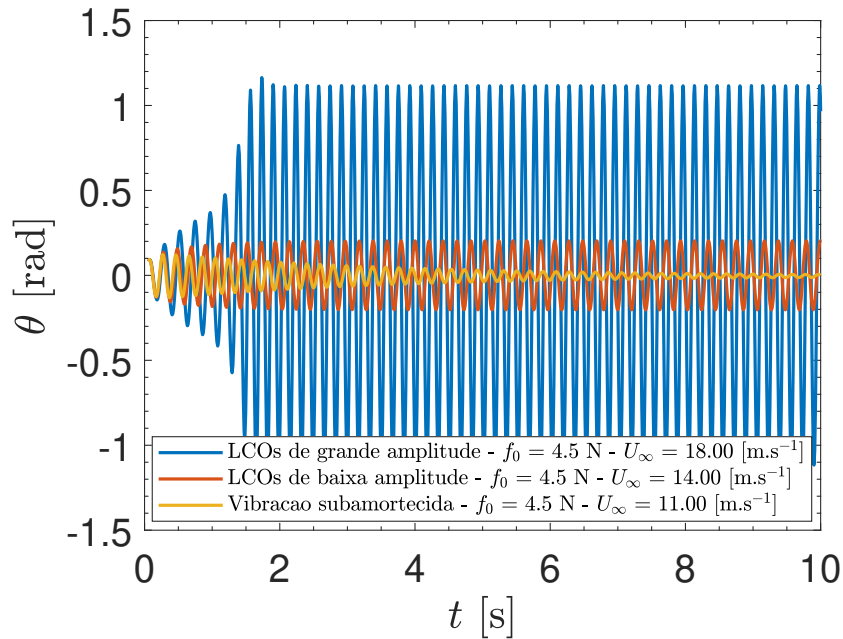


Fonte: Elaborada pelo autor.

Abaixo da velocidade de escoamento $U_\infty = 11,87$ m/s, o comportamento do sistema sempre será de um sistema subamortecido, com as *LCOs* se dissipando após um certo número de ciclos. Com a elevação da pré-carga, para velocidades superiores a $U_\infty = 11,87$ m/s até os valores demarcados pela linha azul a resposta do sistema é de *LCOs* cujas amplitudes são baixas ($\theta \leq 0,50$ rad). Para valores de velocidade de escoamento acima dos valores demarcados pela linha em azul, a resposta será oscilatória de grande amplitude (*LCOs* de grande amplitude).

Os comportamentos típicos de vibração subamortecida, *LCOs* de baixa amplitude e *LCOs* de grande amplitude são ilustrados nas Figura 6.6 e Figura 6.7.

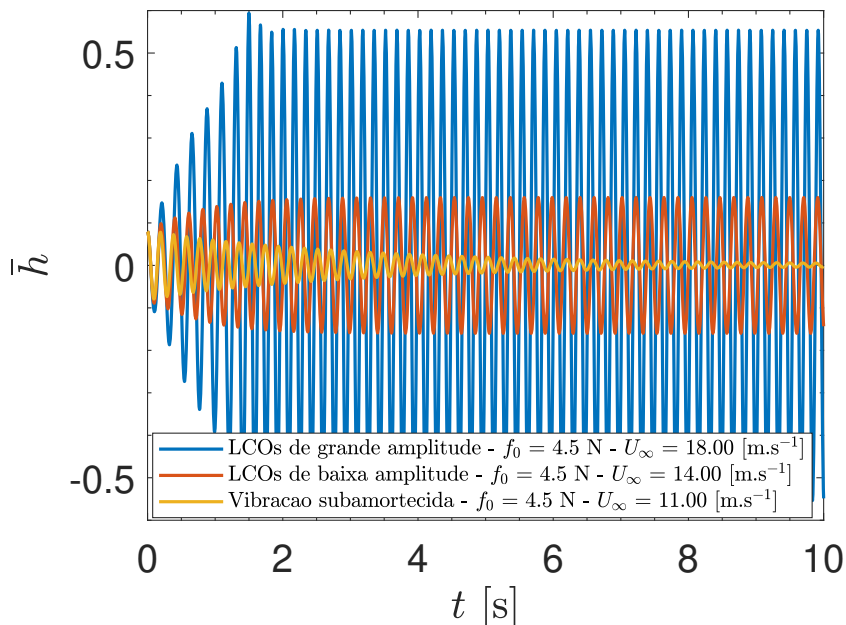
Figura 6.6 – Resposta de *LCOs* de grande amplitude, *LCOs* de baixa amplitude e vibração subamortecida - Ângulo de rotação



Fonte: Elaborada pelo autor.

Quando em regime permanente $\theta = 1,12$ rad ($\approx 64^\circ$) no regime de *LCOs* de grande amplitude. Quando em *LCOs* de baixa amplitude, a resposta em regime permanente é $\theta = 0,22$ rad ($\approx 12,6^\circ$). Quando em velocidades de escoamento abaixo de 11,87 m/s, as oscilações vão decaindo até desaparecerem por completo, similar a um sistema subamortecido.

Figura 6.7 – Resposta de *LCOs* de grande amplitude, *LCOs* de baixa amplitude e vibração subamortecida - Movimento de translação



Fonte: Elaborada pelo autor.

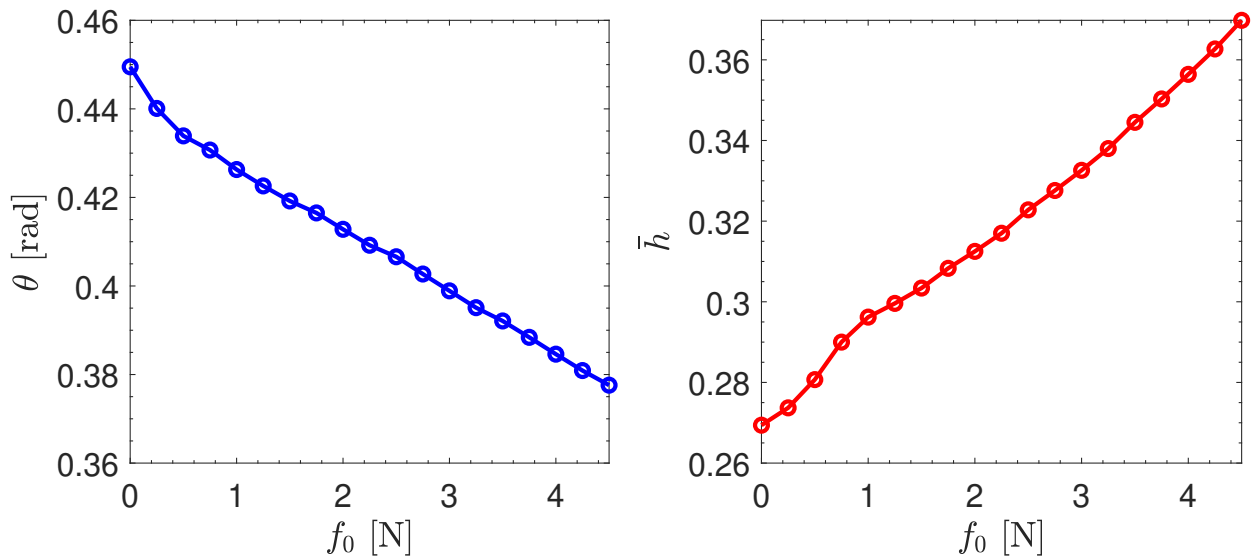
Quando em regime permanente e em *LCOs* de grande amplitude $\bar{h} = 0,55$ o que equivale a ≈ 69 mm de deslocamento na vertical, o que é fisicamente factível para o sistema analisado. Em *LCOs* de baixa amplitude $\bar{h} = 0,16$ (20 mm). Abaixo da velocidade de 11,87 m/s o comportamento é de uma vibração subamortecida.

Esse regime de *LCOs* de grande amplitude perdura por um certo intervalo de tempo, dentro do qual as amplitudes dos deslocamentos se mantêm estáveis ou sofrem pequenas reduções. Esse regime está relacionado ao desenvolvimento completo do estol dinâmico, com elevação abrupta das contribuições não-lineares dos coeficientes da força normal, de sustentação e de momento aerodinâmico, as quais possuem caráter restaurador.

6.3 COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO TÍPICO DE *LCOS* DE BAIXA AMPLITUDE

Quando em regime de *LCOs* de baixa amplitude, as variações das amplitudes, tanto do movimento de rotação quanto do movimento de translação, comportam-se de forma quase linear à medida em que se eleva a pré-carga e, conseqüentemente, a velocidade do escoamento. A Figura 6.8 ilustra esse comportamento.

Figura 6.8 – Variação das amplitudes do ângulo de rotação (esquerda) e do movimento de translação vertical (direita) em função da pré-carga.



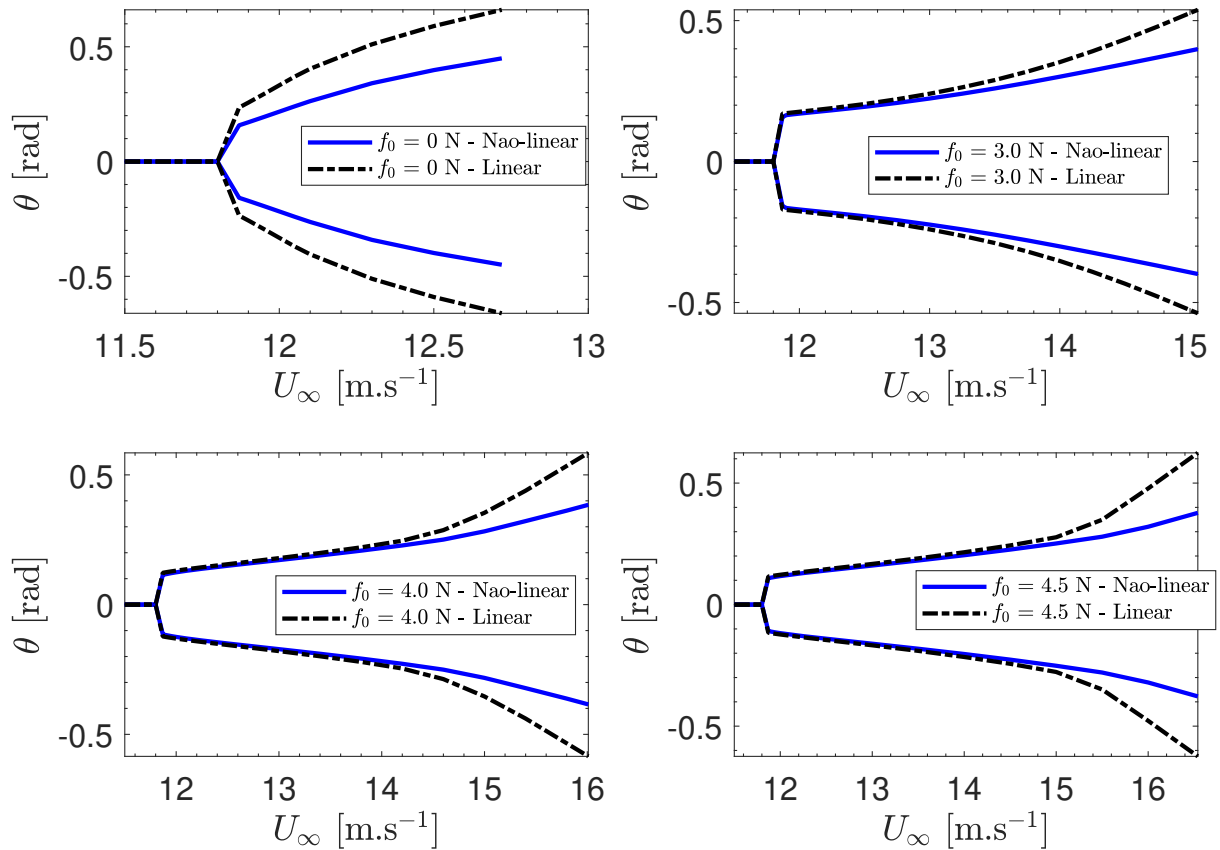
Fonte: Elaborada pelo autor.

A partir de $f_0 = 1,0$ N, o decrescimento do θ e o crescimento de $\bar{h}$ ocorre de forma linear à medida em que se aumenta a pré-carga.

Apesar de no regime de *LCOs* de baixa amplitude, o estol dinâmico não estar completamente desenvolvido, as contribuições não-lineares ainda podem ser notadas e seus efeitos fazem-se presentes nas diferenças de amplitudes dos deslocamentos, conforme ilustrado nas Figura 6.9 e Figura 6.10, que contêm os diagramas de bifurcação do ângulo de rotação e do movimento de translação considerando as contribuições totais do modelo de Beddoes-Leishman e apenas as contribuições lineares para diferentes

valores de pré-carga.

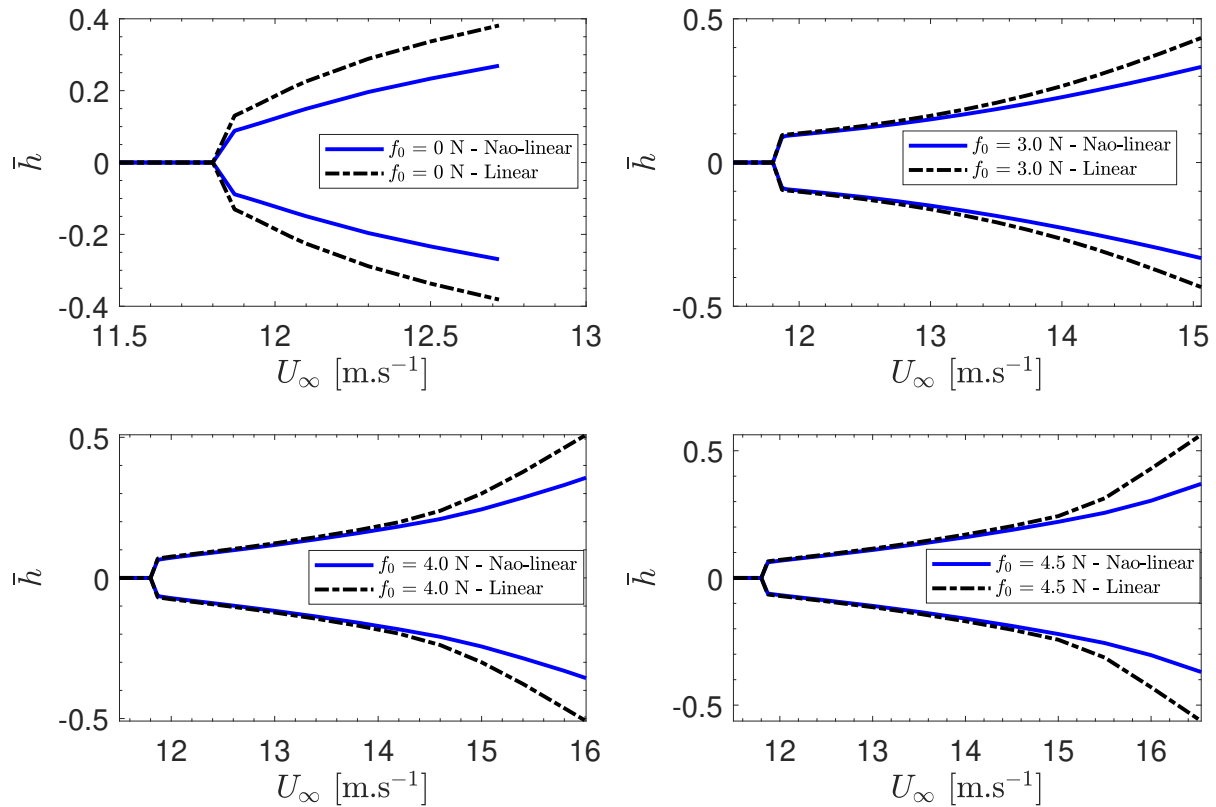
Figura 6.9 – Diagrama de bifurcação referente ao ângulo de rotação do aerofólio para diferentes pré-cargas considerando as contribuições totais e apenas lineares.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Na ausência de pré-carga, nota-se grande diferença nas amplitudes de θ quando consideradas as contribuições totais do modelo de Beddoes-Leishman e apenas as contribuições lineares. Quando consideradas as contribuições totais, as amplitudes são significativamente menores. À medida em que se aumenta a pré-carga f_0 , os diagramas que consideram as contribuições totais e os que consideram apenas as contribuições lineares tendem a se aproximar, fazendo com que as não-linearidades aerodinâmicas tornem-se evidentes apenas ao fim do diagrama.

Figura 6.10 – Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas considerando as contribuições totais e apenas lineares.

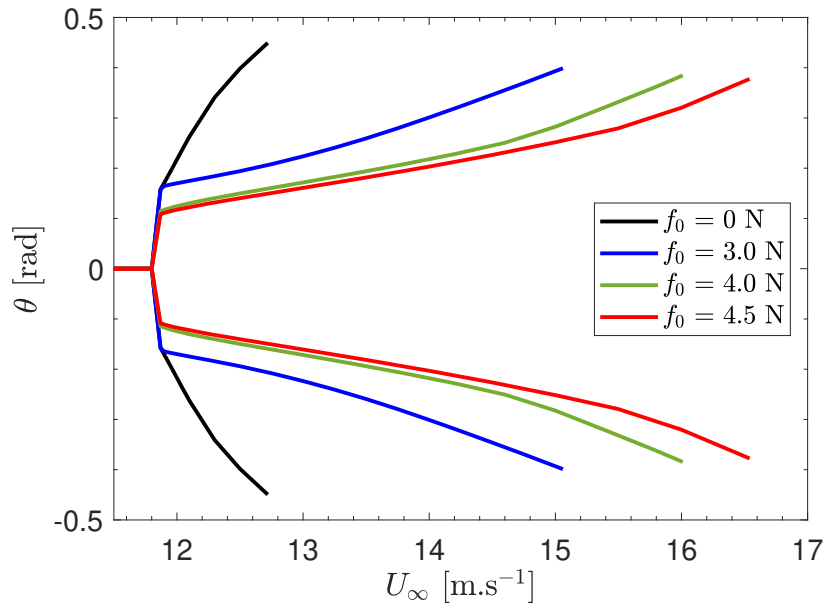


Fonte: Elaborada pelo autor.

Os diagramas de bifurcação do movimento de translação quando consideradas as contribuições totais de BL e apenas as lineares comportam-se de forma similar ao verificado em relação aos diagramas do ângulo de rotação: a elevação da pré-carga f_0 tende a aproximar o diagrama das contribuições totais aos das contribuições apenas lineares, sendo as não-linearidades aerodinâmicas evidentes apenas ao fim do diagrama. A elevação da pré-carga de 0 N para 4,5 N permitiu a elevação da velocidade de escoamento de 12,72 m/s para 16,54 m/s.

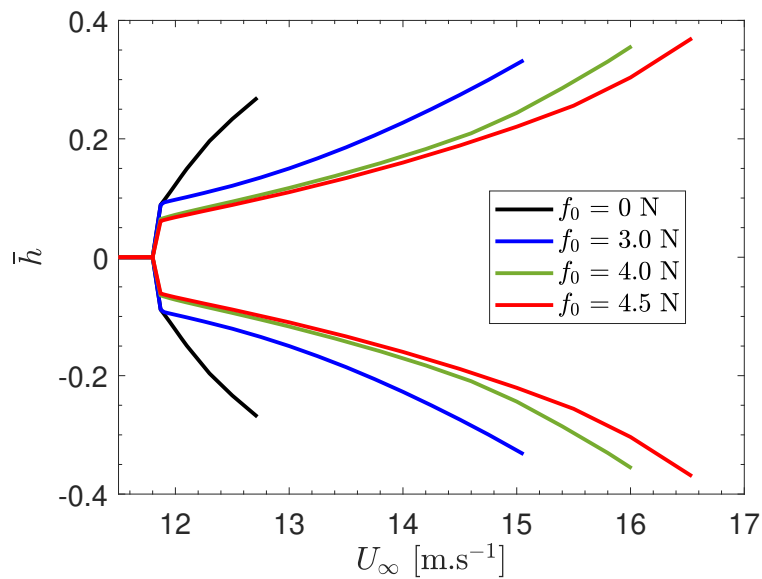
A sobreposição dos diagramas de bifurcação considerando-se apenas as contribuições totais de BL permite aferir os efeitos da pré-carga em relação às amplitudes totais dos movimentos, conforme ilustrado nas Figura 6.11 e Figura 6.12.

Figura 6.11 – Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.12 – Diagrama de bifurcação referente ao movimento de translação do aerofólio para diferentes pré-cargas.



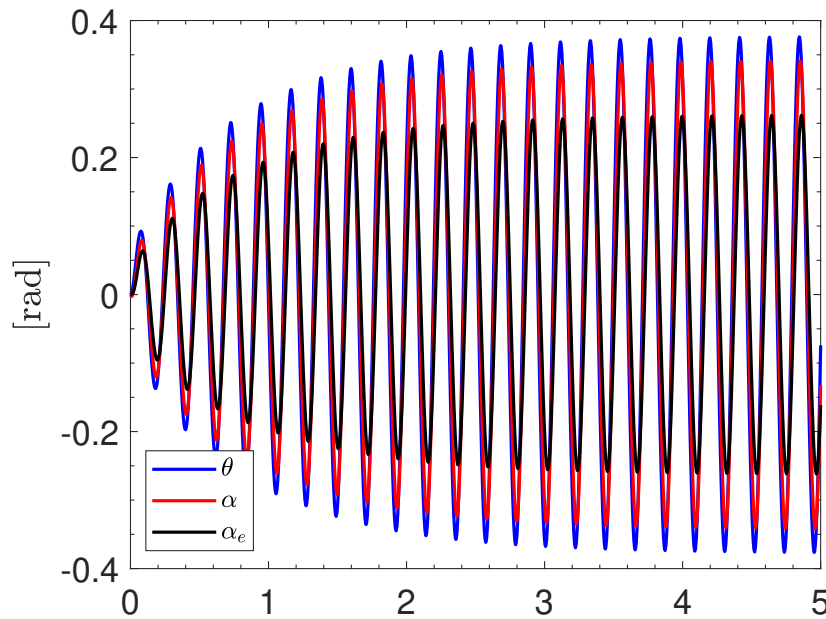
Fonte: Elaborada pelo autor.

À medida em que vai se elevando a velocidade do escoamento e, conseqüentemente, a pré-carga, o valor de θ decai, enquanto o valor de $\bar{h}$ é incrementado: θ passa de 0,4495 rad quando $f_0 = 0$ N para 0,3776 rad quando $f_0 = 4,5$ N, ao passo que $\bar{h}$ passa de 0,2694 quando $f_0 = 0$ N para 0,3698 quando $f_0 = 4,5$ N.

6.4 REGIME DE *LCOS* DE BAIXA AMPLITUDE - ANÁLISE AERODINÂMICA

O ângulo de ataque efetivo (α_e) percebido pelo aerofólio é diferente do ângulo de ataque instantâneo (α), o qual também não coincide com o ângulo de rotação do aerofólio (θ). A variação dos três ângulos ao longo do tempo é verificada na Figura 6.13.

Figura 6.13 – Variação dos ângulos de rotação, de ataque e de ataque efetivo do aerofólio ao longo do tempo para $U_\infty = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.

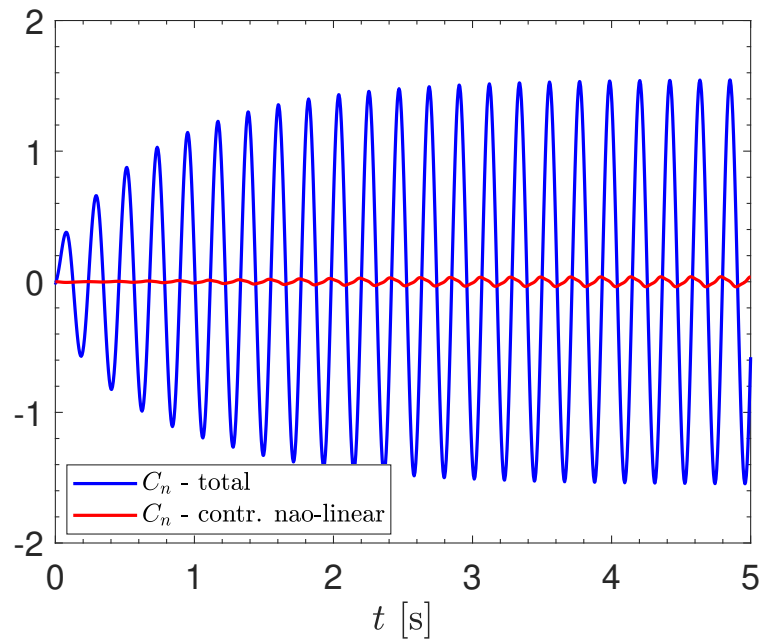


Fonte: Elaborada pelo autor.

Enquanto θ atinge deslocamentos de 0,35 rad, α fica limitada a 0,30 rad e α_e em 0,25 rad, com ambos os ângulos em fase.

Uma vez que os coeficientes da força normal, de sustentação e de momento são dependentes de α , eles também apresentam variação ao longo do tempo. Essa variação considerando as contribuições totais e apenas as contribuições não-lineares é ilustrada nas Figura 6.14, Figura 6.15 e Figura 6.16

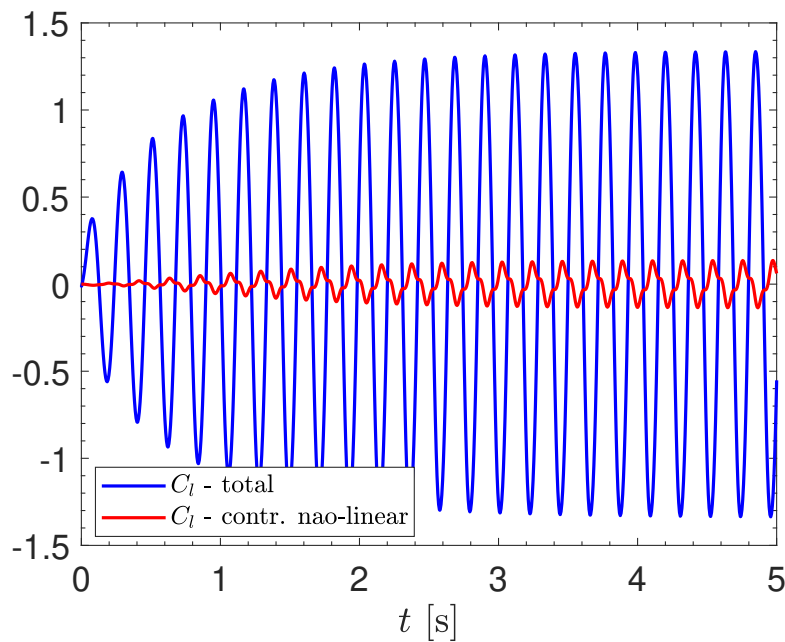
Figura 6.14 – Variação do coeficiente da força normal ao longo do tempo para $U_\infty = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Enquanto não atingido o estol dinâmico, nota-se que as contribuições não-lineares referentes à força normal pouco influenciam no valor total deste coeficiente.

Figura 6.15 – Variação do coeficiente de sustentação ao longo do tempo para $U_\infty = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.

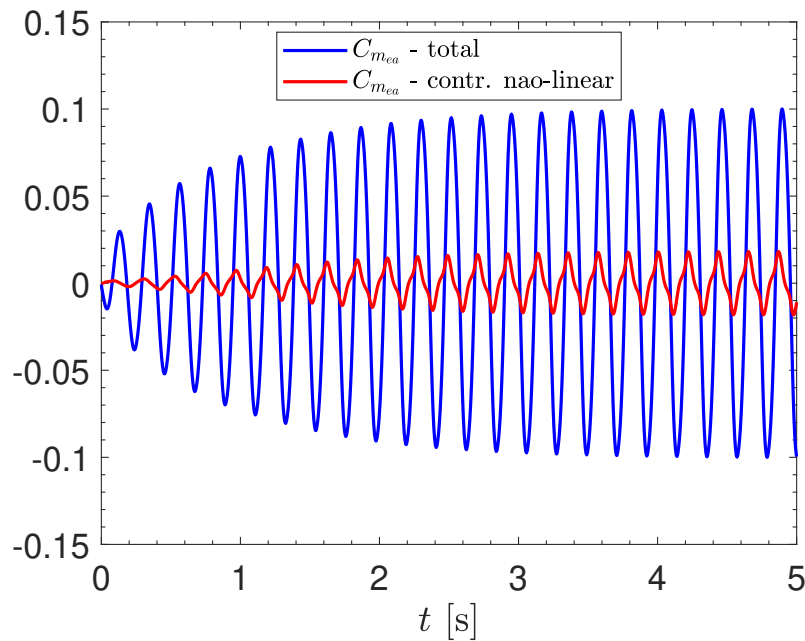


Fonte: Elaborada pelo autor.

Em relação ao coeficiente de sustentação antes do desenvolvimento do estol dinâmico, as contri-

buições não-lineares do modelo de Beddoes-Leishman contribuem com cerca de 10% do valor total deste coeficiente. Nota-se uma defasagem de fase entre a curva do coeficiente total e a curva com a contribuição não-linear, de tal modo que enquanto o valor do coeficiente total está decaindo, o valor da contribuição não-linear está crescendo e vice-versa.

Figura 6.16 – Variação do coeficiente de momento aerodinâmico ao longo do tempo para $U_\infty = 16,54$ m/s e $f_0 = 4,5$ N.

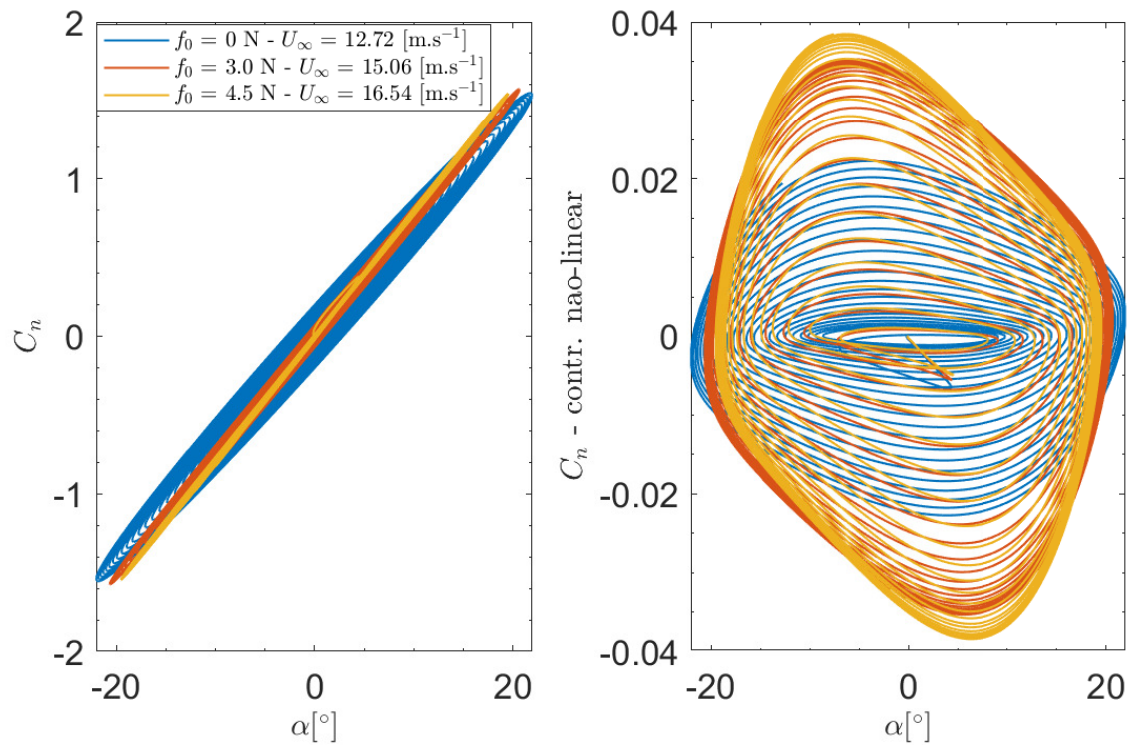


Fonte: Elaborada pelo autor.

A contribuição não-linear do coeficiente de momento aerodinâmico corresponde a aproximadamente 15% deste coeficiente antes do desenvolvimento do estol dinâmico.

A variação dos coeficientes da força normal, de sustentação e de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque para diferentes combinações de pré-carga e velocidade de escoamento é ilustrada nas Figura 6.17, Figura 6.18 e Figura 6.19.

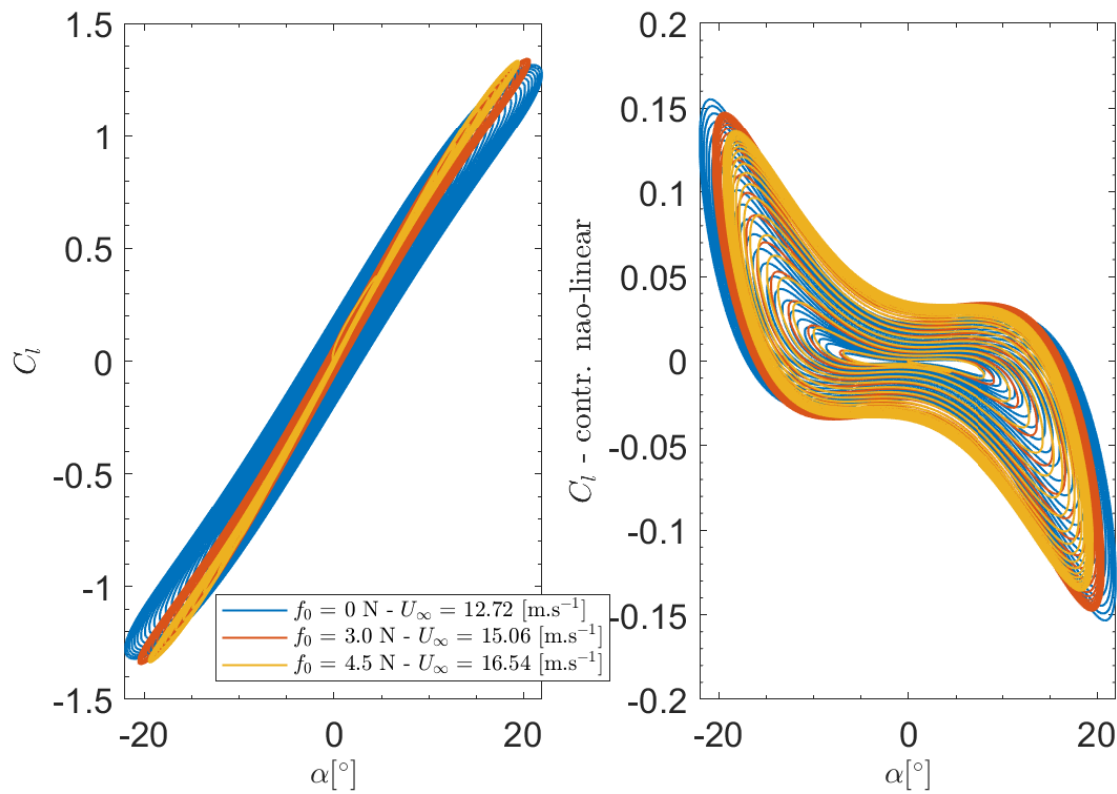
Figura 6.17 – Variação do coeficiente da força normal em função do ângulo de ataque.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em relação ao coeficiente de força normal, o aumento da pré-carga provoca um pequeno aumento nas contribuições não-lineares. Em relação coeficiente total não há alteração no valor máximo, mas nota-se um pequena redução do ângulo de ataque atingido.

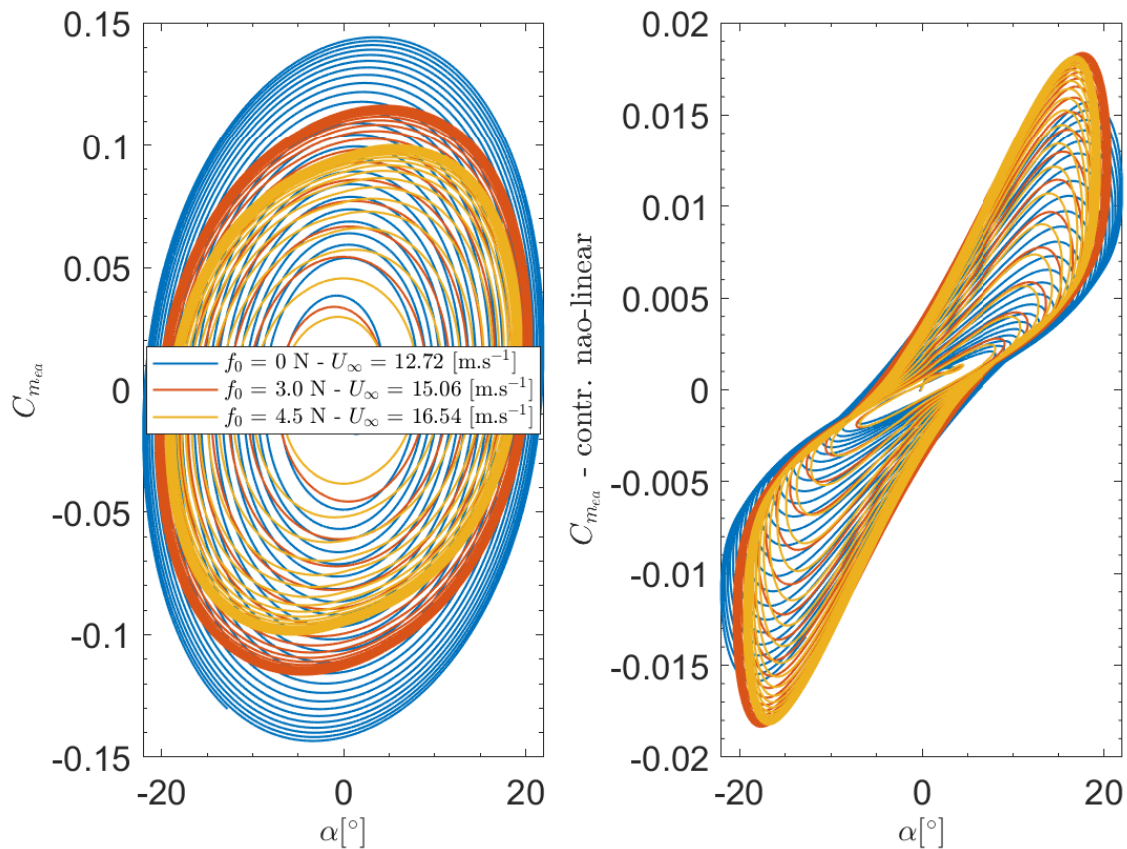
Figura 6.18 – Variação do coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em relação ao coeficiente de força de sustentação, o aumento da pré-carga provoca uma pequena redução nas contribuições não-lineares, ao contrário do efeito verificado em relação ao coeficiente da força normal. O valor total do coeficiente sofre poucas alterações.

Figura 6.19 – Variação do coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em relação ao coeficiente de momento aerodinâmico, as contribuições não-lineares tendem a aumentar à medida em que se eleva a pré-carga quando analisamos em velocidades que antecedem o desenvolvimento do estol dinâmico. O valor total do coeficiente sofre redução à medida em que se eleva a pré-carga.

Conforme verificado, antes do desenvolvimento completo do estol dinâmico, as contribuições não-lineares são, em geral, pouco significativas, sendo seus efeitos mais notados em relação ao coeficiente de momento aerodinâmico. O aumento da pré-carga tende a elevar a participação das contribuições não-lineares em relação ao coeficiente de momento aerodinâmico total.

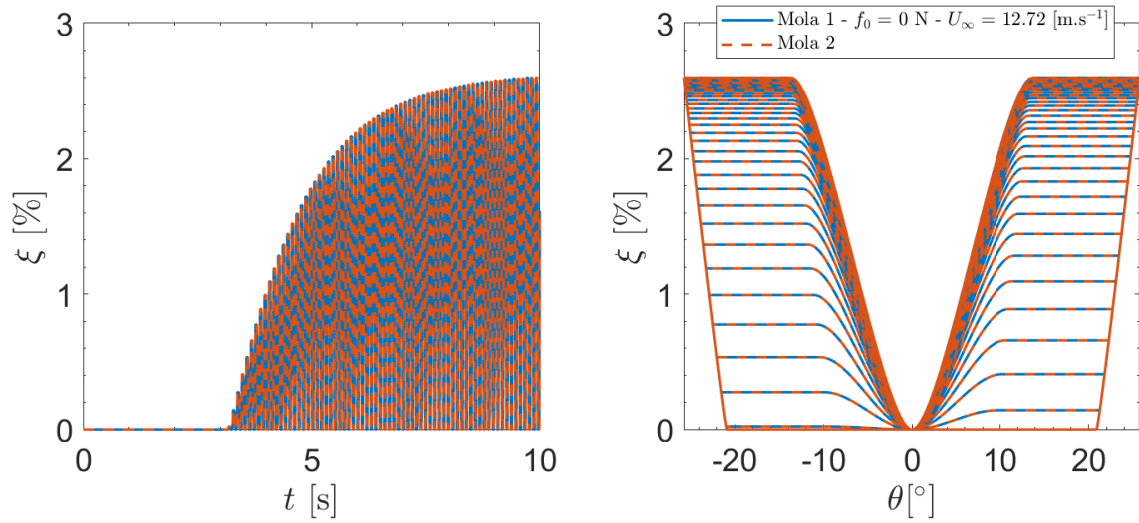
6.5 REGIME DE *LCOS* DE BAIXA AMPLITUDE - ANÁLISE ESTRUTURAL

Na seção anterior, foram verificados os efeitos do aumento da pré-carga em relação aos valores dos coeficientes dos esforços aerodinâmicos totais e apenas em relação às contribuições não-lineares em velocidades abaixo do desenvolvimento completo do estol dinâmico. Nesta seção, será analisada a influência da pré-carga na transformação de fase martensítica e em relação às forças das molas e ao momento restaurador resultante.

As Figura 6.20 e Figura 6.21 apresentam a fração martensítica, a força exercida pelas molas 1 e 2 e o momento elástico restaurador resultante em função do tempo e do ângulo de ataque α nas condições

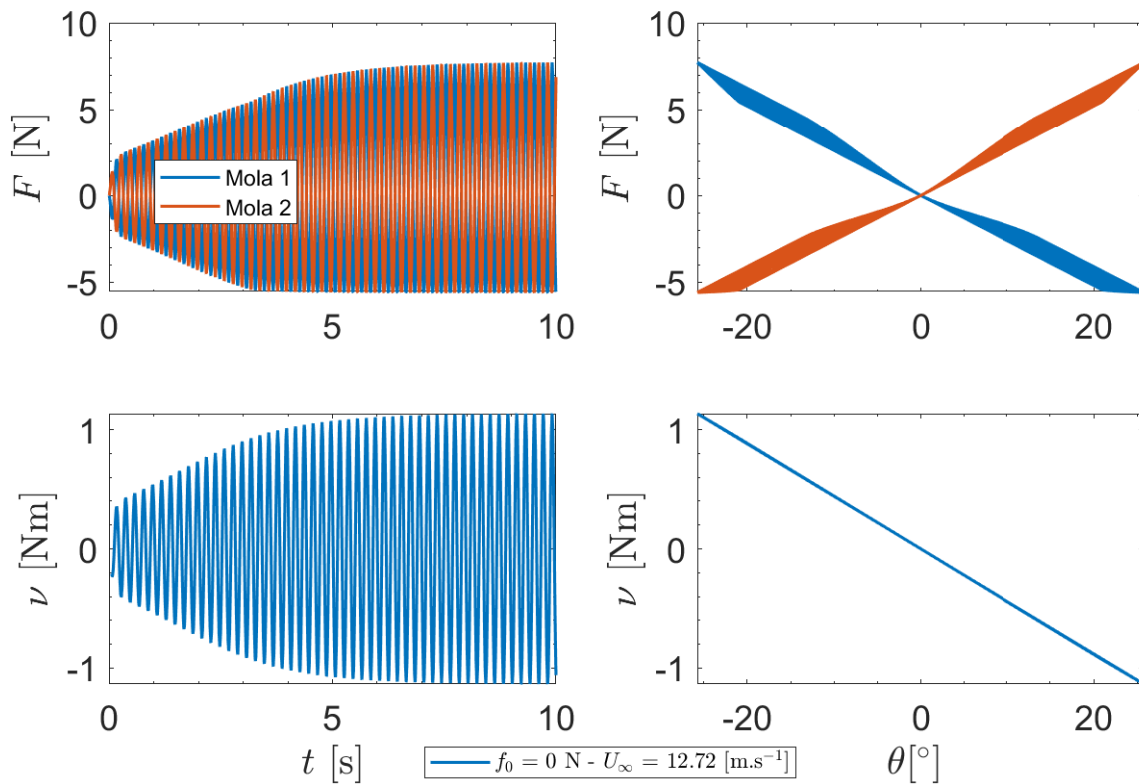
de $f_0 = 0$ N e $U_\infty = 12,72$ m/s.

Figura 6.20 – Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 0$ N e $U_\infty = 12,72$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.21 – Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 0$ N e $U_\infty = 12,72$ m/s.



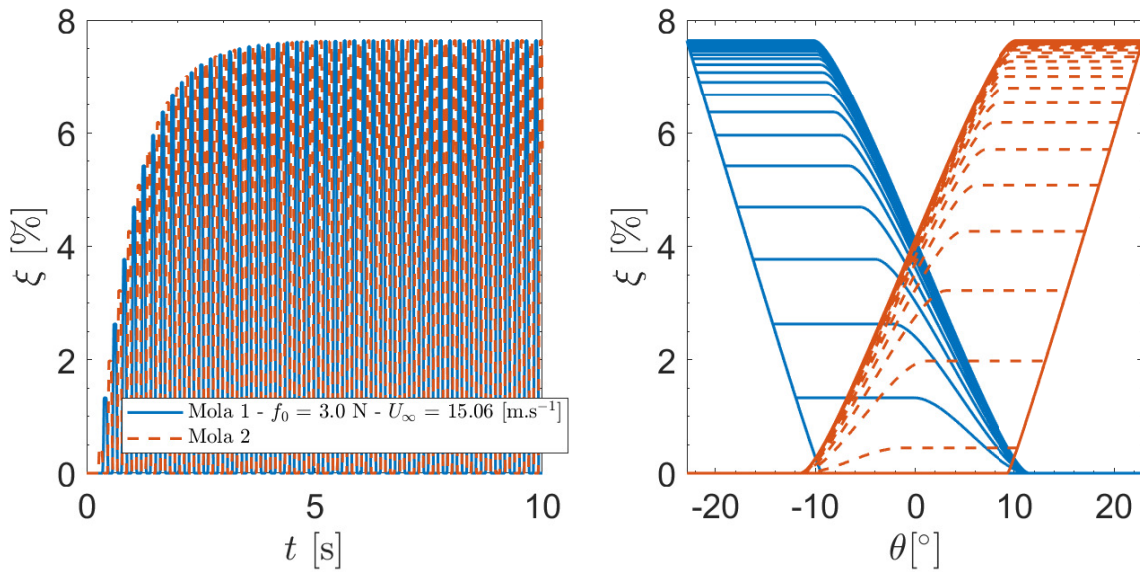
Fonte: Elaborada pelo autor.

É possível notar que mesmo na ausência de pré-carga ocorre transformação de fase austenítica para martensítica nas molas devido aos deslocamentos angulares obtidos. A fração martensítica atingida foi de 2,5% nas duas molas. Devido a essa pequena fração martensítica atingida, o gráfico da força

das molas ganhou um pequeno aspecto não-linear, entretanto devido a fração martensítica ter sido a mesma nas duas molas, o momento elástico resultante permanece com formato linear. A máxima força atingida pelas molas foi de aproximadamente 8 N e o momento elástico máximo de cerca de 1,1 Nm.

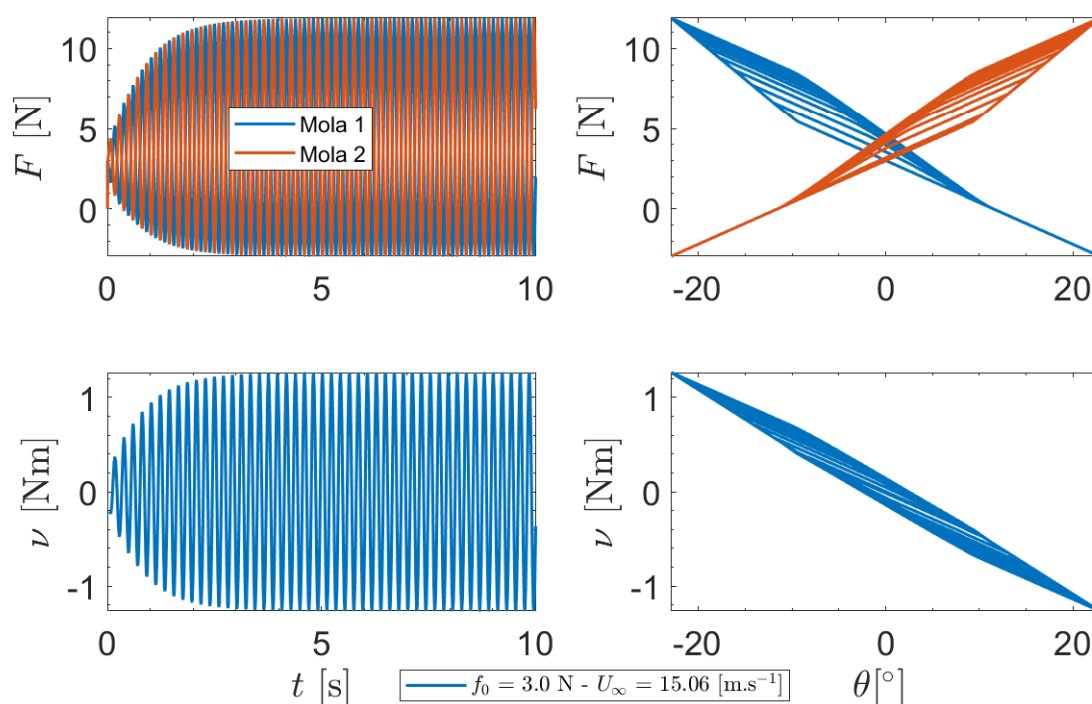
As Figura 6.22 e Figura 6.23 apresentam a fração martensítica, a força exercida pelas molas 1 e 2 e o momento elástico restaurador resultante em função do tempo e do ângulo de ataque α nas condições de $f_0 = 3,0$ N e $U_\infty = 15,06$ m/s.

Figura 6.22 – Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 3,0$ N e $U_\infty = 15,06$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.23 – Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 3,0$ N e $U_\infty = 15,06$ m/s.

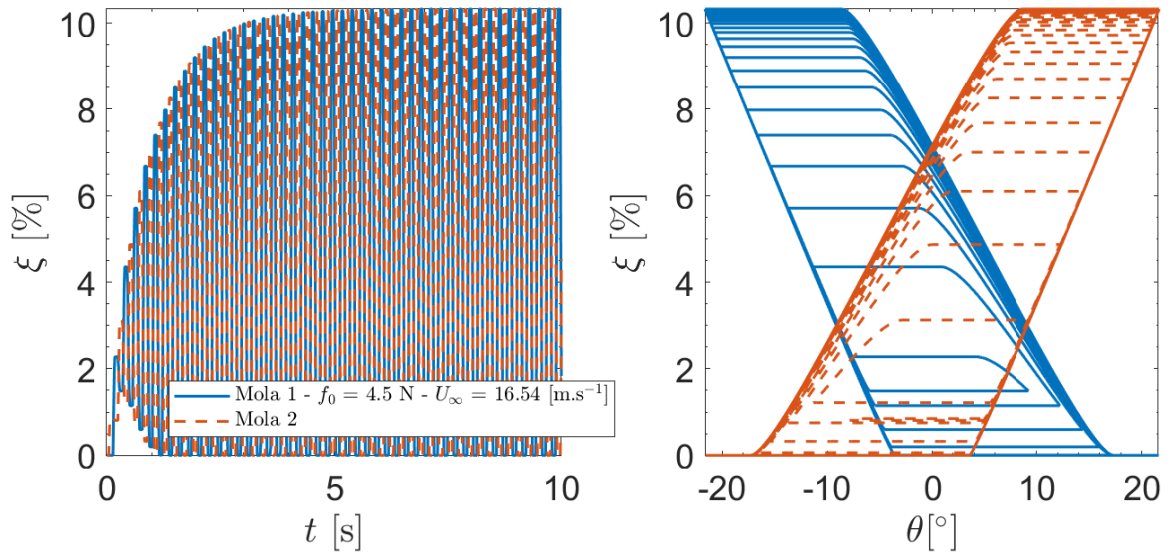


Fonte: Elaborada pelo autor.

A imposição de pré-carga $f_0 = 3,0$ N elevou a fração martensítica nas molas para quase 8% e fez com que surgisse uma defasagem de fase entre as molas, conforme se verifica na sobreposição das curvas representativas da fração martensítica em cada uma das molas em função do ângulo de ataque. O caráter não linear das curvas referentes à força das molas ficou maior e a curva do momento elástico resultante também ganhou um aspecto não-linear. A força total das molas subiu para 12 N e o momento restaurador máximo para 1,3 Nm.

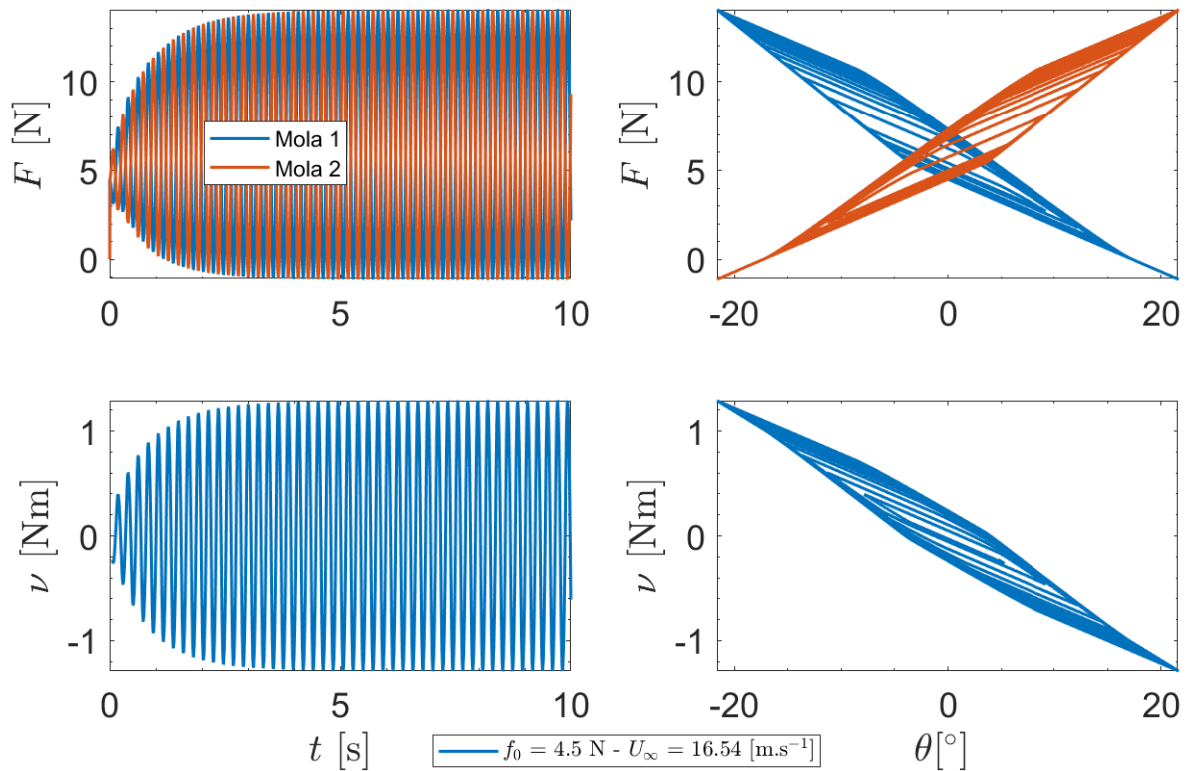
As Figura 6.24 e Figura 6.25 apresentam a fração martensítica, a força exercida pelas molas 1 e 2 e o momento elástico restaurador resultante em função do tempo e do ângulo de ataque α nas condições de $f_0 = 4,5$ N e $U_\infty = 16,54$ m/s.

Figura 6.24 – Fração martensítica das molas 1 e 2, com $f_0 = 4,5$ N e $U_\infty = 16,54$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.25 – Força exercida pelas molas 1 e 2 e momento elástico resultante, com $f_0 = 4,5$ N e $U_\infty = 16,54$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A elevação da pré-carga para $f_0 = 4,5$ N elevou a fração martensítica das molas para aproximadamente 11% e aumentou defasagem entre as curvas representativas da fração martensítica de cada mola, o que aumentou o aspecto não-linear do momento elástico resultante. Apesar da maior pré-carga, não houve alteração dos valores máximos das forças exercidas pelas molas, tampouco do valor do momento resultante em relação ao caso com pré-carga $f_0 = 3,0$ N.

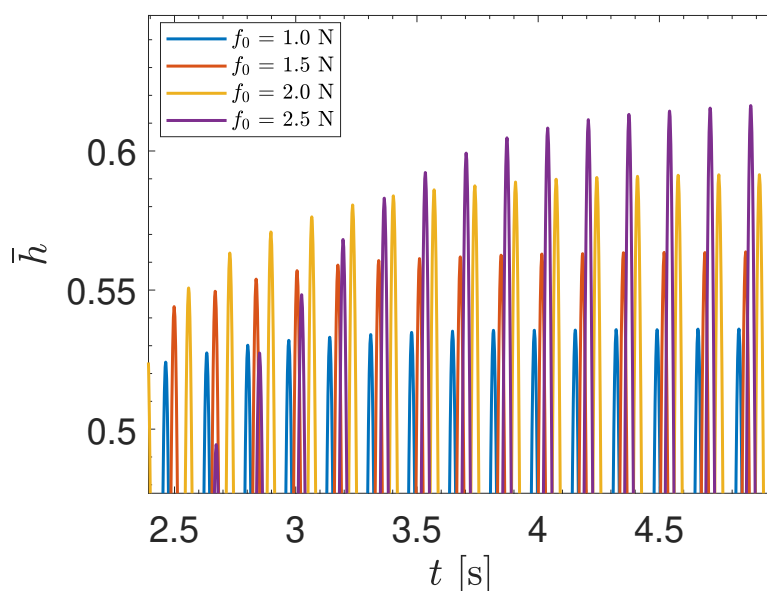
De uma maneira geral, a elevação da pré-carga tem pouca influência no valor do momento elástico resultante, mas ela influencia na sua não-linearidade, contribuindo para uma maior dissipação de energia, o que auxilia no controle das amplitudes dos deslocamentos.

6.6 COMPORTAMENTO AEROELÁSTICO TÍPICO DE *LCOS* DE GRANDE AMPLITUDE

Para análise do comportamento aeroelástico típico de *LCOs* de grande amplitude, serão utilizadas as seguintes condições: $U_\infty = 15,00$ m/s e $1,0 \text{ N} \leq f_0 \leq 2,5 \text{ N}$.

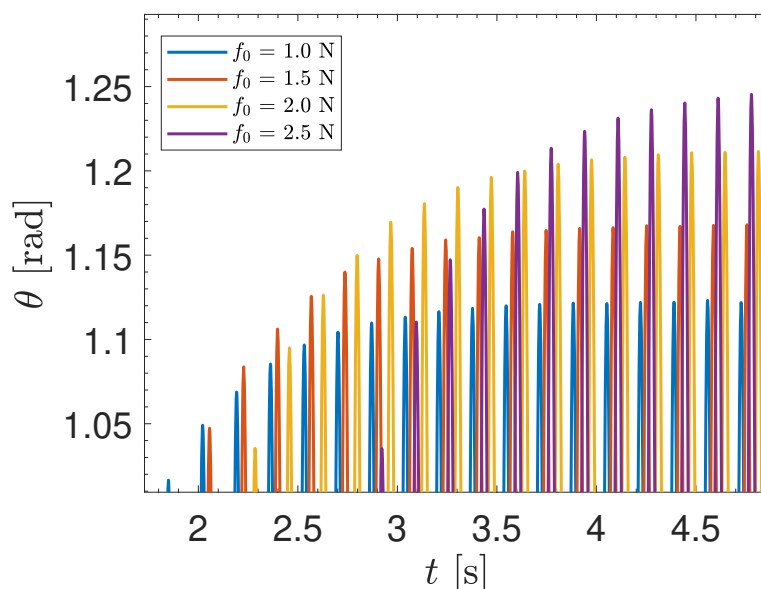
A variação das amplitudes dos movimentos de translação e rotação em função do aumento da pré-carga são ilustrados nas Figura 6.26 (translação) e Figura 6.27 (rotação).

Figura 6.26 – Amplitude do movimento de translação em *LCOs* de grande amplitude para diferentes pré-cargas e $U_\infty = 15,00$ m/s - Detalhe.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.27 – Amplitude do movimento de rotação em LCOs de grande amplitude para diferentes pré-cargas e $U_\infty = 15,00$ m/s - Detalhe.



Fonte: Elaborada pelo autor.

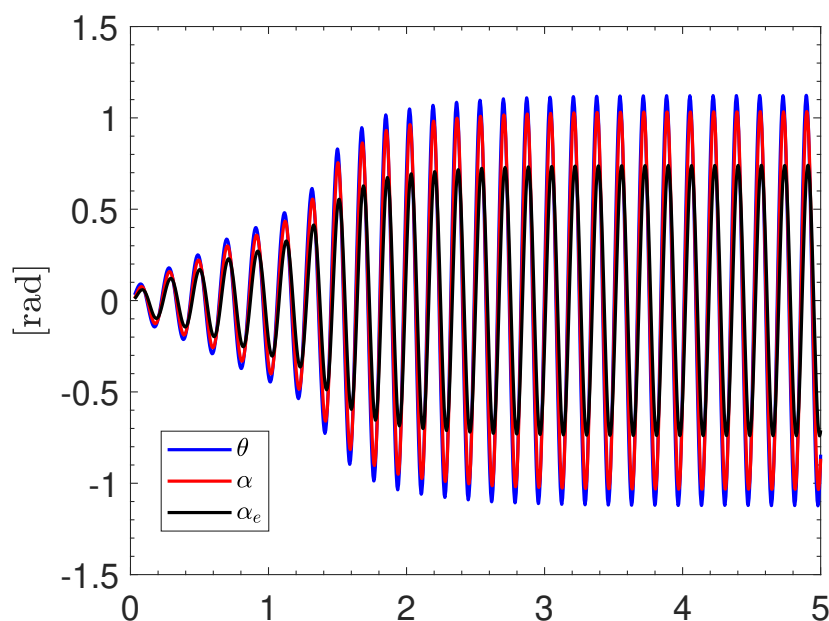
Tanto em relação ao movimento de translação quanto em relação ao movimento de rotação, as amplitudes tendem a aumentar à medida em que se aumenta a pré-carga para uma mesma velocidade de escoamento quando em *LCOs* de grande amplitude (após o desenvolvimento do estol dinâmico). Esse comportamento é oposto ao verificado em relação às *LCOs* de baixa amplitude, quando as amplitudes diminuam em relação ao aumento da pré-carga para uma mesma velocidade.

O aumento da pré-carga provoca ainda um atraso em relação ao tempo com que o sistema atinge o regime permanente: maior a pré-carga, maior o tempo que leva para ser atingida a amplitude final.

6.7 REGIME DE *LCOS* DE GRANDE AMPLITUDE - ANÁLISE AERODINÂMICA

Similarmente ao visto em relação às *LCOs* de baixa amplitude, existe um intervalo entre os ângulos de rotação do aerofólio (θ), ângulo de ataque (α) e ângulo de ataque efetivo (α_e). Nas *LCOs* de baixa amplitude, esse intervalo era de aproximadamente 0,05 rad. Porém, ocorrência do estol dinâmico tendo a aumentar esse intervalo em relação ao ângulo de ataque efetivo. A Figura 6.28 ilustra esse intervalo.

Figura 6.28 – Diferença entre as amplitudes do ângulo de rotação do aerofólio, ângulo de ataque e ângulo de ataque efetivo - $U_\infty = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.

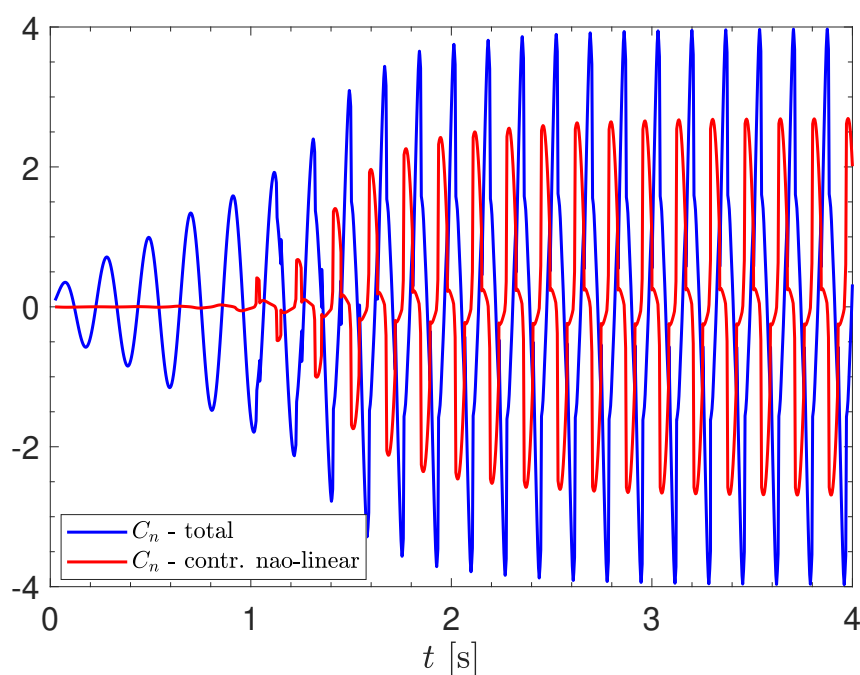


Fonte: Elaborada pelo autor.

Enquanto o intervalo entre o ângulo de rotação do aerofólio e o ângulo de ataque permanece em 0,05 rad, o intervalo entre o ângulo entre os ângulos de ataque e de ataque efetivo subiu para cerca de 0,40 rad. Essa redução no ângulo de ataque efetivo é que faz com que o sistema permaneça estável após o estol dinâmico.

O surgimento de *LCOs* de grande amplitude é caracterizado pelo desenvolvimento do estol dinâmico e pelo incremento nos coeficientes da força normal, sustentação e momento aerodinâmico. As Figura 6.29, Figura 6.30 e Figura 6.31 ilustram esse comportamento ao longo do tempo.

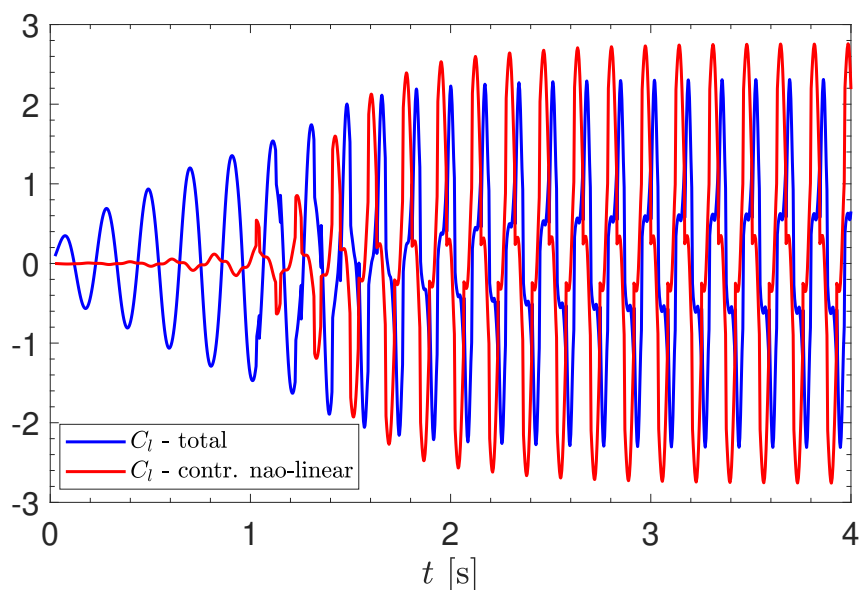
Figura 6.29 – Coeficiente da força normal - $U_\infty = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Antes do estol dinâmico as contribuições não-lineares do coeficiente da força normal eram quase nulas e não tinham relevância frente ao valor total do coeficiente. Após o estol dinâmico, essas contribuições apresentaram grande salto, representando agora cerca de 60% do valor total do coeficiente.

Figura 6.30 – Coeficiente de sustentação - $U_\infty = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.

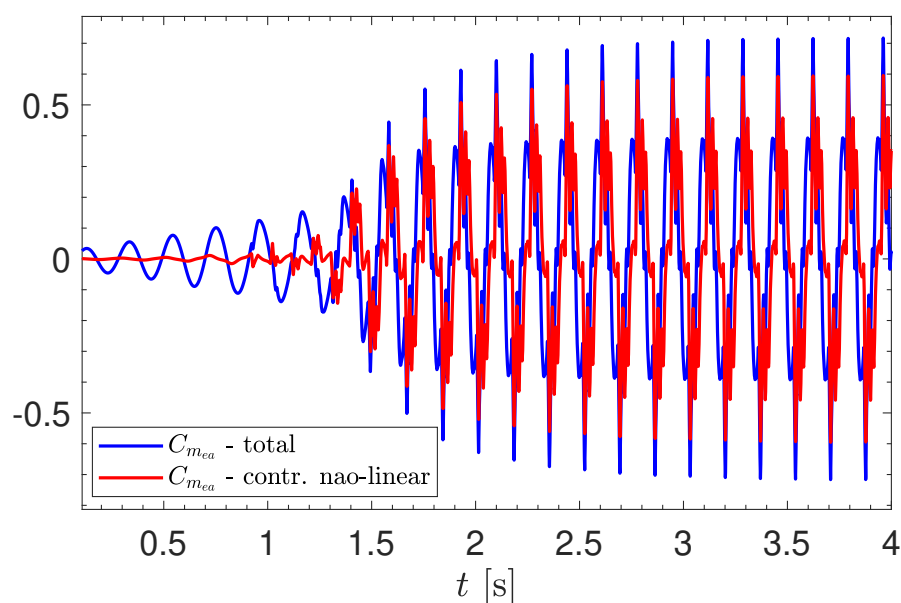


Fonte: Elaborada pelo autor.

As contribuições não-lineares saltaram de cerca de 10% do valor total do coeficiente de sustentação antes do estol dinâmico, para a parcela mais relevante do coeficiente após a ocorrência do estol

dinâmico, sendo seu valor inclusive superior ao valor total do coeficiente.

Figura 6.31 – Coeficiente de momento aerodinâmico - $U_\infty = 15,00$ m/s e $f_0 = 1,0$ N.

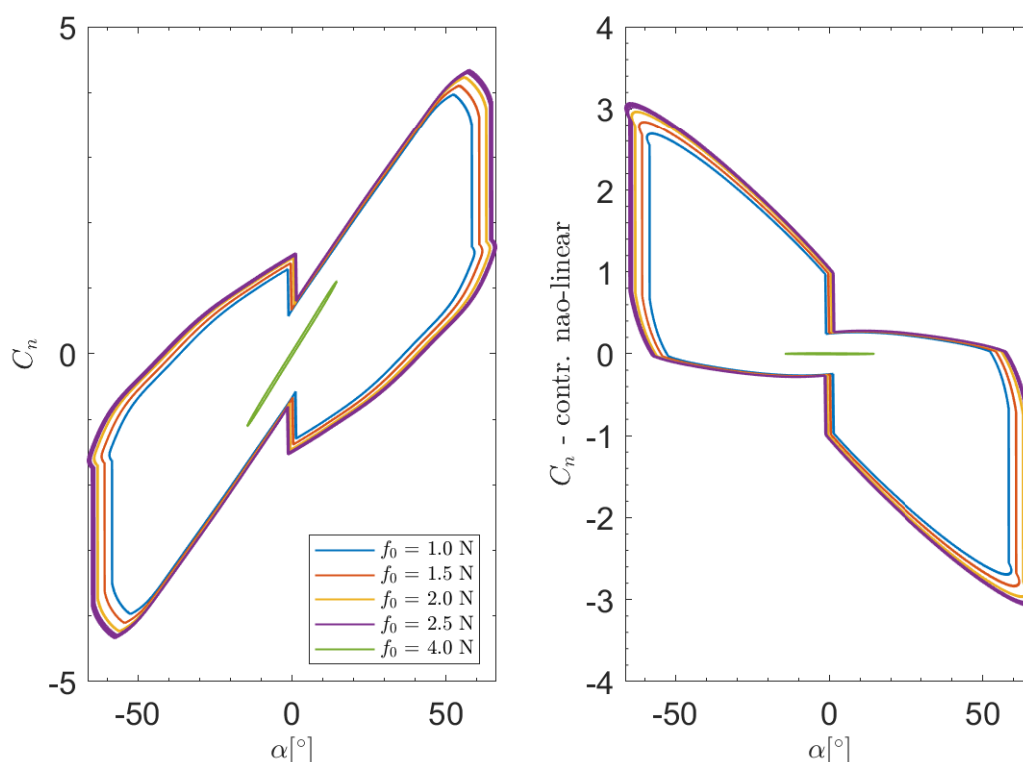


Fonte: Elaborada pelo autor.

O estol dinâmico fez as contribuições não-lineares que compõem o coeficiente de momento aerodinâmico saltarem de 15% para mais de 80% do valor total do coeficiente.

As Figura 6.32, Figura 6.33 e Figura 6.34 ilustram a variação dos coeficientes em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas.

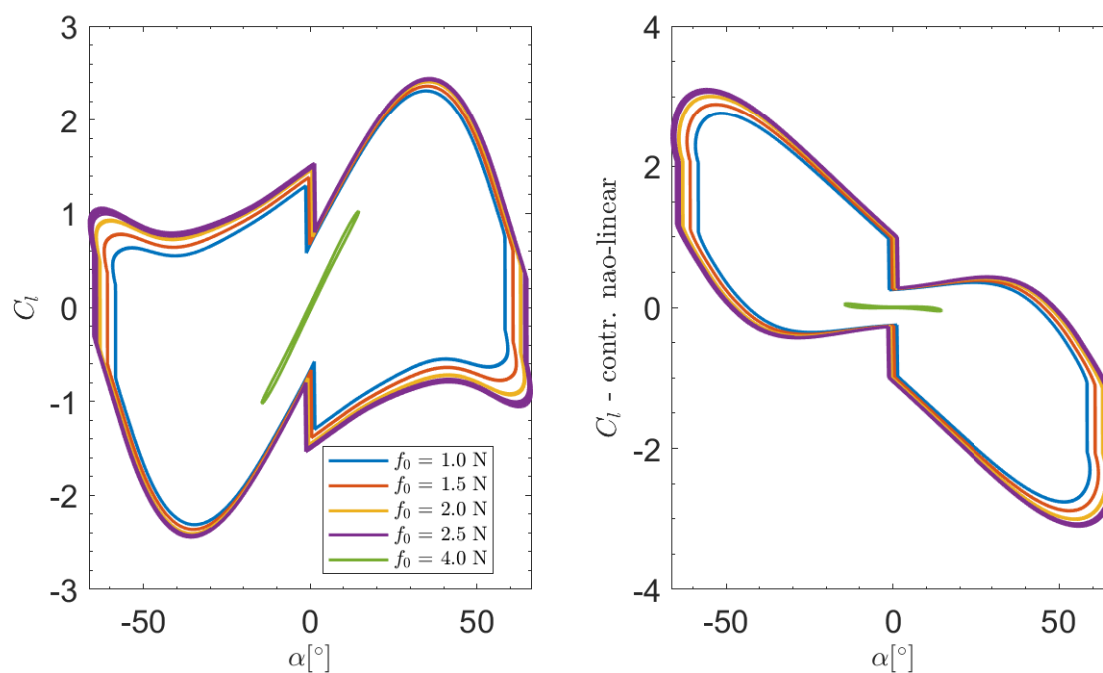
Figura 6.32 – Coeficiente da força normal em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_\infty = 15,00$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em linha com as respostas das amplitudes dos deslocamentos ao longo do tempo após a ocorrência do estol dinâmico, o aumento pré-carga provoca aumento do coeficiente da força normal para uma mesma velocidade, além de incremento no ângulo de ataque. Para $f_0 = 4,00$ N e $U_\infty = 15,00$ m/s o sistema volta ao regime de *LCOs* de baixa amplitude, por isso ocorre redução das contribuições não-lineares e, conseqüentemente, do coeficiente da força normal.

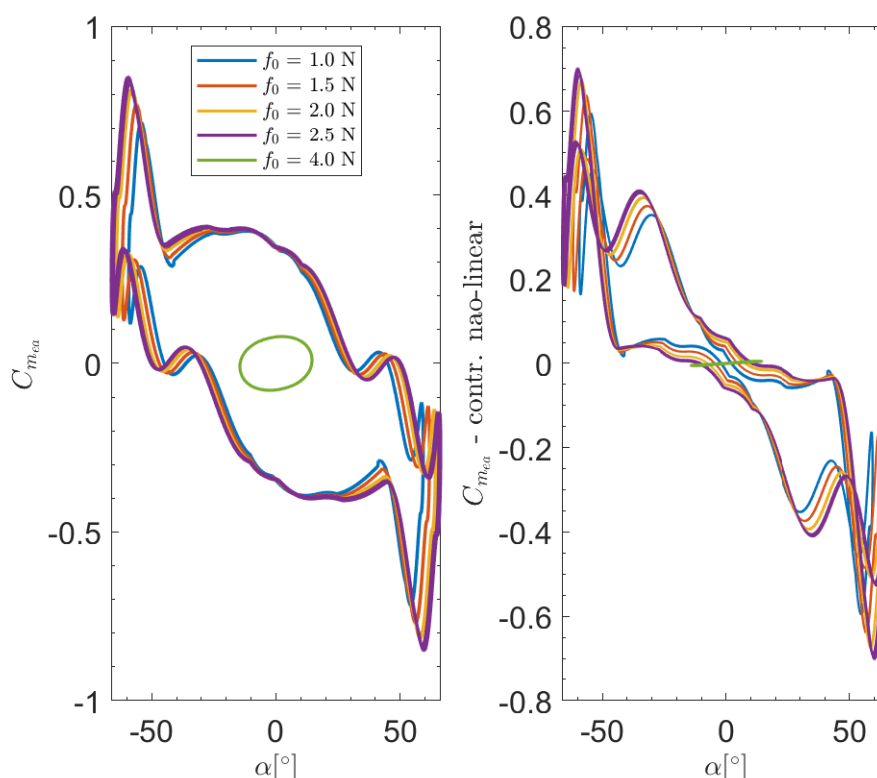
Figura 6.33 – Coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Analogamente ao verificado em relação ao coeficiente da força normal, após o estol dinâmico a elevação da pré-carga provoca aumento no valor total do coeficiente até que o valor da pré-carga seja suficiente para reconduzir o sistema ao regime de *LCOs* de baixa amplitude.

Figura 6.34 – Coeficiente de momento aerodinâmico em função do ângulo de ataque para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

O comportamento em relação ao coeficiente de momento aerodinâmico é análogo ao verificado em relação à força normal e sustentação: aumento da pré-carga provoca aumento do coeficiente até que o aumento seja atingida a pré-carga que traga o sistema de volta ao regime de *LCOs* de baixa amplitude.

Cabe mencionar que as contribuições não-lineares tanto da força normal, quanto da sustentação e do momento aerodinâmico possuem caráter restaurador após o estol dinâmico. Isto é, quando em ângulos de ataque negativos essas contribuições promovem o aumento do valor total do coeficiente, quando em ângulos de ataque positivos essas contribuições promovem a redução do valor do coeficiente.

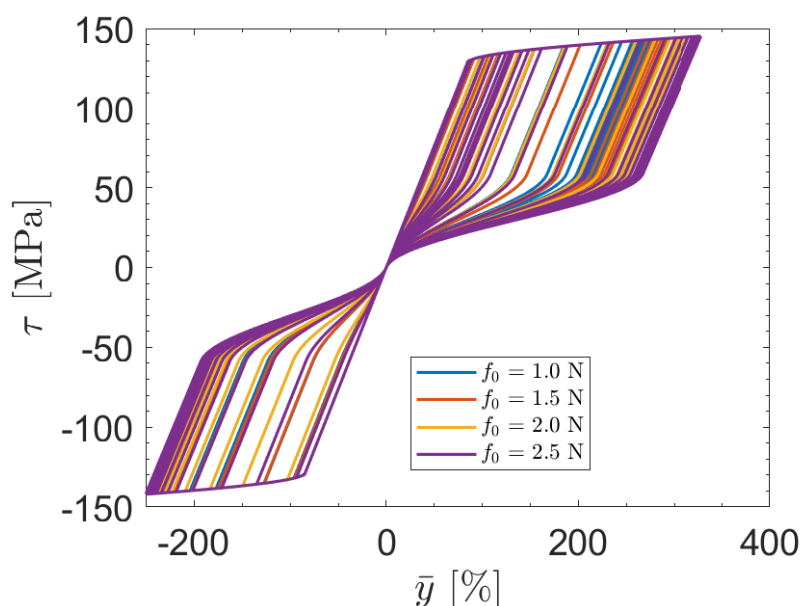
No caso particular do coeficiente de momento aerodinâmico, cujas contribuições não-lineares antes do estol dinâmico são as mais significativas dentre todos os coeficientes analisados, temos uma mudança de comportamento. Antes do estol dinâmico, elas contribuíam para o incremento do coeficiente quando em ângulos de ataque positivos e sua redução quando em ângulos de ataque negativos. Somente após o estol dinâmico essas contribuições não-lineares mudam de comportamento e passam a ter um caráter restaurador.

6.8 REGIME DE *LCOS* DE GRANDE AMPLITUDE - ANÁLISE ESTRUTURAL

Após a ocorrência do estol dinâmico, as molas em liga de memória de forma passam a trabalhar também em compressão devido aos grandes deslocamentos, o que não ocorria antes. As Figura 6.35 e Figura 6.36 ilustram a curva $\tau \times \bar{y}$ (tensão de cisalhamento $\times$ deflexão) da mola 1 para diferentes

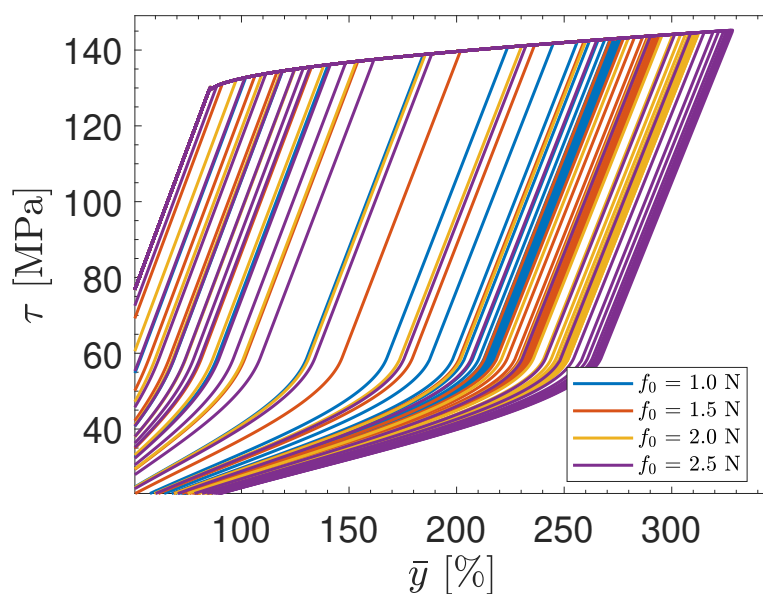
pré-cargas.

Figura 6.35 – Tensão de cisalhamento x Deflexão para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.36 – Tensão de cisalhamento x Deflexão para diferentes pré-cargas - $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.



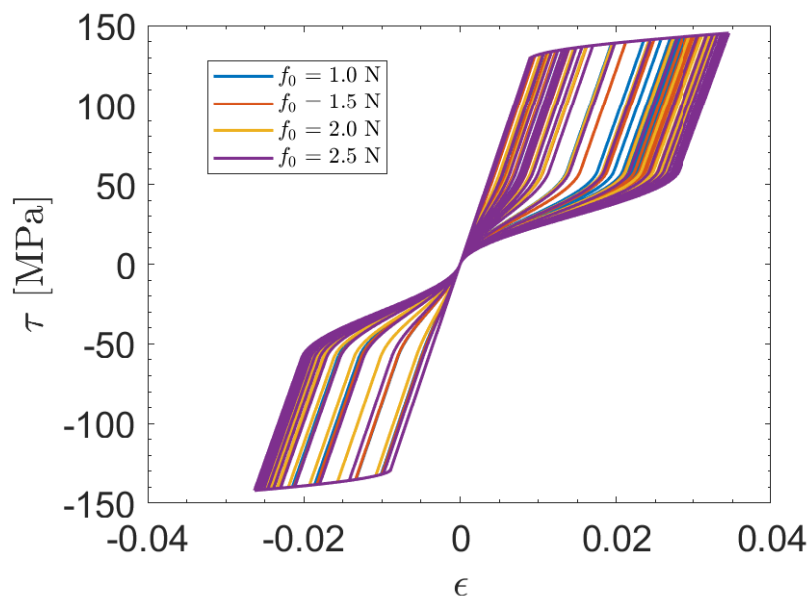
Fonte: Elaborada pelo autor.

A tensão de cisalhamento aumenta com o aumento da pré-carga, assim como a deflexão da mola, o que era esperado. Apesar da ocorrência do estol dinâmico e crescimento das amplitudes, o valor da tensão de cisalhamento foi pouco afetado: $\tau_{max} = 142$ MPa após o estol dinâmico, ante o valor de 132 MPa de antes. Entretanto, a área da compreendida pela *loop* de histerese teve grande aumento,

demonstrando a maior energia dissipada pelas molas em função dos grandes deslocamentos.

A deflexão da mola atingiu valores muito elevados, entretanto essa situação pode ser amenizada com a utilização de outras configurações de molas. Ainda assim, apesar da grande deflexão sofrida, a deformação máxima atingida é compatível com molas SMA, conforme ilustra a Figura 6.37.

Figura 6.37 – Tensão de cisalhamento x Deformação - $U_{\infty} = 15,00$ m/s - Detalhe.

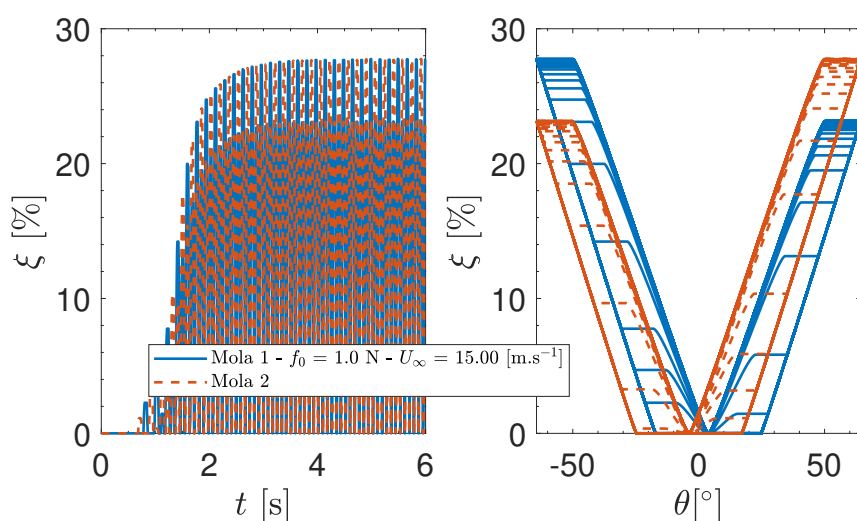


Fonte: Elaborada pelo autor.

A deformação máxima foi de 3,5%, o que é compatível com ligas SMA. Na literatura encontra-se ligas Ni-Ti capazes de recuperar totalmente sua forma após deformações de 9% ((MA; KARAMAN; NOEBE, 2013)).

A fração martensítica presente nas molas 1 e 2 após o estol dinâmico é ilustrada na Figura 6.38 para a pré-carga $f_0 = 1,0$ N. Já a força exercida por cada mola e o momento elástico resultante são ilustrados na Figura 6.39.

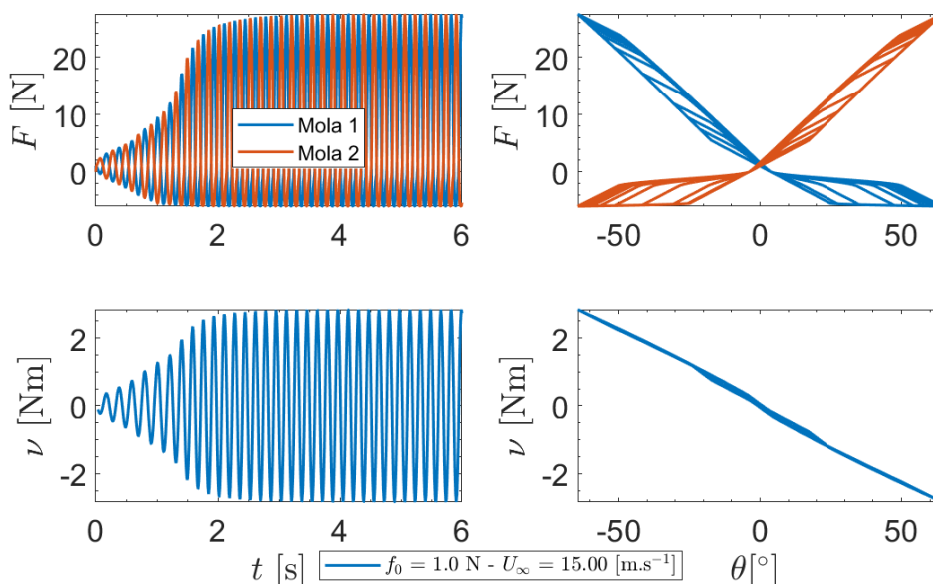
Figura 6.38 – Variação da fração martensítica nas molas com pré-carga $f_0 = 1,0$ N após o estol dinâmico.



Fonte: Elaborada pelo autor.

O estol dinâmico elevou a fração martensítica das molas de aproximadamente 10% para valores próximos à 30%. O estol dinâmico provocou ainda a assimetria em relação à posição de equilíbrio das molas: a mola 1 passa a ter sua posição de equilíbrio em 4° e a mola 2 em -4° .

Figura 6.39 – Força atuante nas molas e momento elástico resultante com $f_0 = 1,0$ N após o estol dinâmico.



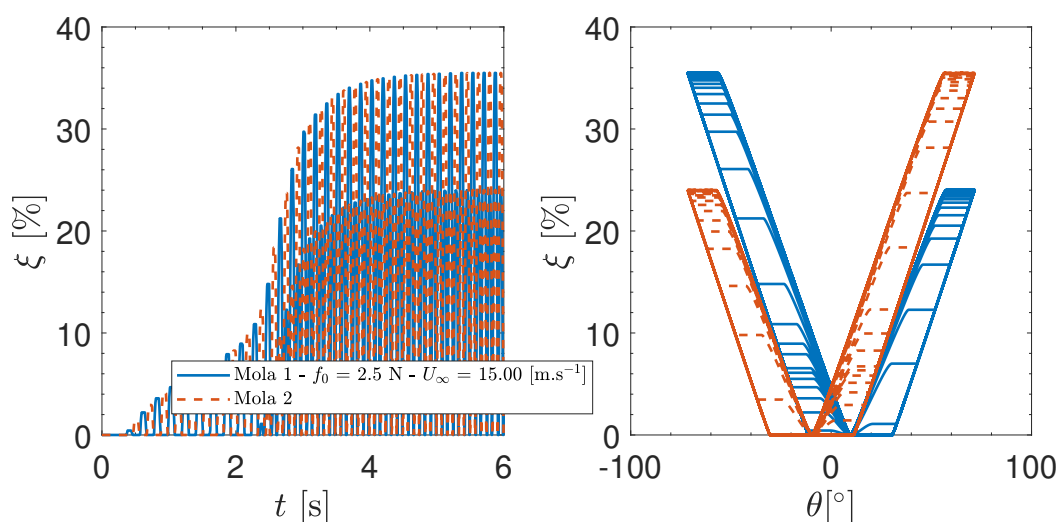
Fonte: Elaborada pelo autor.

O fato de as molas trabalharem também em compressão no estol dinâmico gerou duas regiões não-lineares: uma quando em tração, outra em compressão. Isso faz com que em ângulos de ataque maiores o momento elástico resultante tenha uma curva mais linear, enquanto em ângulos de ataque menores essa curva tenha maior caráter não-linear.

Os maiores deslocamentos duplicaram o valor do momento resultante: de 1,3 Nm antes do estol dinâmico para 2,6 Nm após o estol.

A Figura 6.40 permite apurar os efeitos do aumento da pré-carga após o estol dinâmico na transformação de fase martensítica enquanto a Figura 6.39 permite apurar esse efeito na força atuante nas molas e o momento elástico resultante, sempre com $U_{\infty} = 15,00$ m/s.

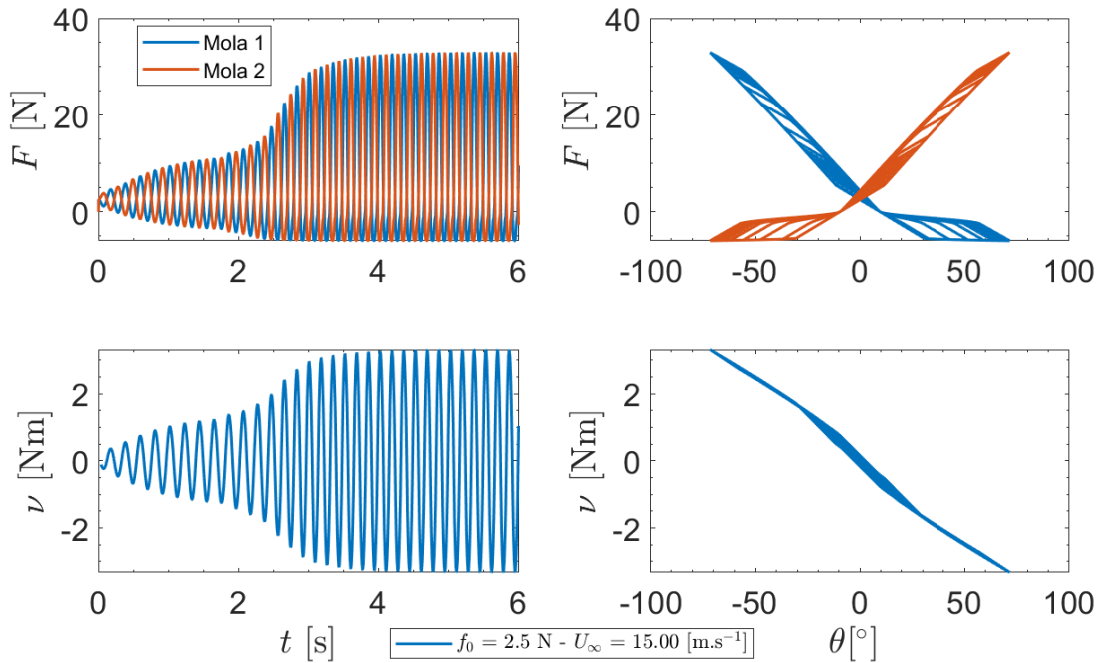
Figura 6.40 – Variação da fração martensítica nas molas com pré-carga $f_0 = 2,2$ N após o estol dinâmico.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Com o aumento da pré-carga, houve elevação da fração martensítica e nova alteração do ponto de equilíbrio das molas: agora de 10° para a mola 1 e de -10° para a mola 2.

Figura 6.41 – Força atuante nas molas e momento elástico resultante com $f_0 = 2,5$ N após o estol dinâmico.



Fonte: Elaborada pelo autor.

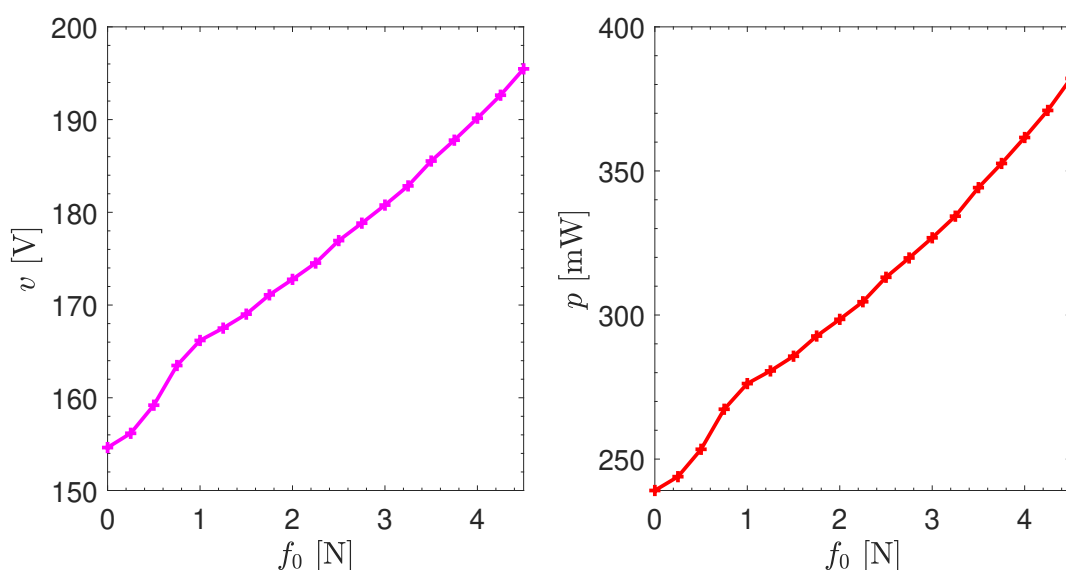
A força nas molas teve aumento com a elevação da pré-carga, o mesmo foi verificado em relação ao momento resultante. A curva representativa do momento continua com duas regiões distintas: uma mais linear para ângulos de ataque maiores e uma com aspecto mais não-linear em ângulos menores, porém essa região não-linear teve um incremento de área com o aumento da pré-carga.

6.9 TENSÃO NA SAÍDA DA CARGA RESISTIVA DO ACOPLAMENTO PIEZOELÉTRICO E POTÊNCIA ELÉTRICA EXTRAÍDA

Para cômputo dos valores de tensão e potência elétricas obtidas nos terminais do resistor que integra o acoplamento piezoelétrico serão utilizados os valores obtidos durante as *LCOs* de baixa amplitude, uma vez que as deformações maiores obtidas após o estol dinâmico demandariam um modelo de acoplamento piezoelétrico não-linear, o que está fora do escopo deste trabalho.

A Figura 6.42 ilustra a tensão e a potência elétricas obtidas em função da pré-carga f_0 durante as *LCOs* de baixa amplitude.

Figura 6.42 – Tensão e potência elétrica máximas em função da pré-carga considerando *LCOs* de baixa amplitude.

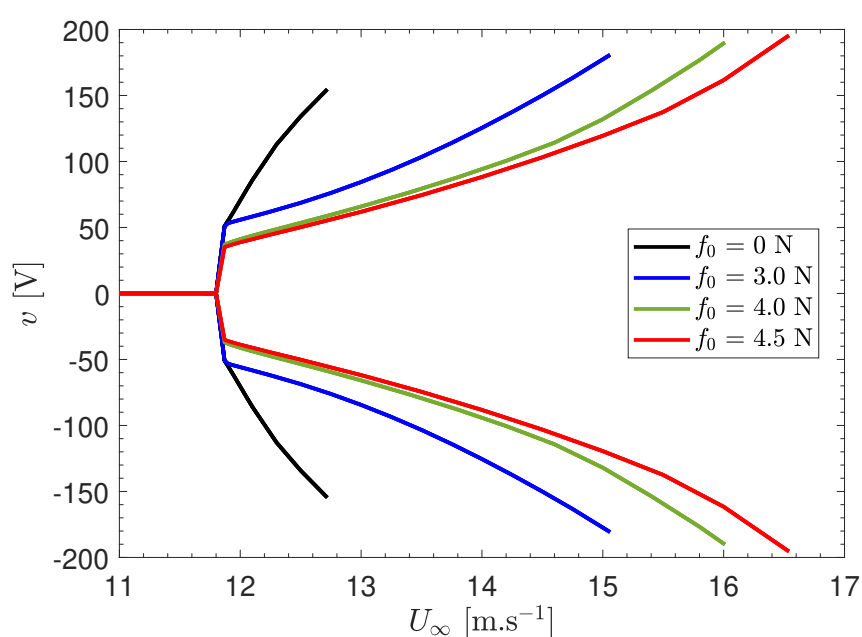


Fonte: Elaborada pelo autor.

A tensão elétrica máxima foi de 195,47 V e a potência elétrica máxima de 382 mW para a pré-carga $f_0 = 4,5$ N, $U_\infty = 15,64$ m/s e $R_l = 100$ k Ω . Este valor de tensão ainda está dentro dos limites operacionais do *patch* piezoelétrico QP10N da Midé (200 V máximos), cujos parâmetros serviram de base neste trabalho.

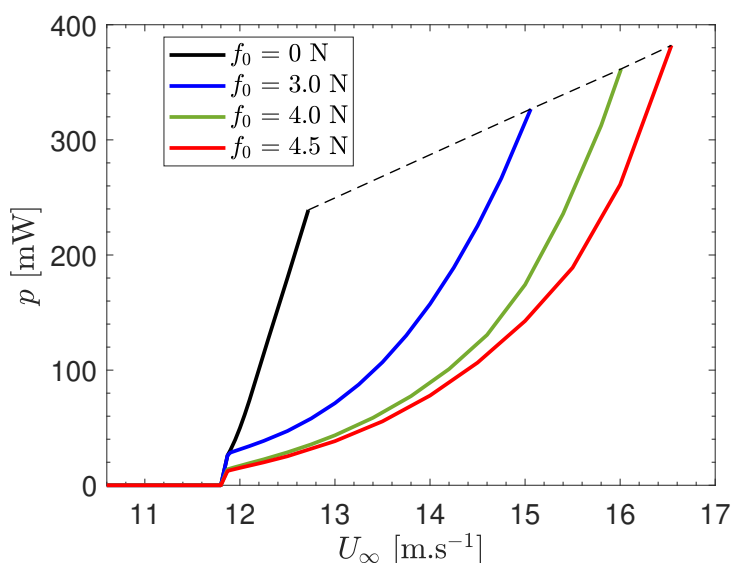
As Figura 6.43 e Figura 6.44 trazem os diagramas de bifurcação da tensão e da potência elétricas respectivamente, para diferentes pré-cargas.

Figura 6.43 – Diagrama de bifurcação da tensão elétrica para diferentes pré-cargas.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.44 – Diagrama de bifurcação da potência elétrica para diferentes pré-cargas.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Entre os intervalos $f_0 = 3,0$ N até $f_0 = 4,5$ N a tensão elétrica apresentou pouca variação, passando de 190,15 V (quando $f_0 = 3,0$ N) para 195,47 V (quando $f_0 = 4,5$ N), o que garante uma entrega de tensão elétrica quase constante no intervalo de 15,00 a 16,54 m/s.

A partir de 12,70 m/s a potência elétrica mantém-se acima dos 230 mW quando considerada a velocidade máxima do escoamento para a respectiva pré-carga. O crescimento da entrega de potência apresenta comportamento linear à medida em que se eleva gradualmente a pré-carga (curva tracejada), permitindo a previsão da potência dentro do envelope operacional do sistema.

7 CONCLUSÃO

O modelo eletro-aeroelástico proposto neste trabalho apresentou um envelope operacional que vai de $U_{\infty} = 11,87$ m/s a $U_{\infty} = 16,54$ m/s antes da ocorrência do estol dinâmico, quando ainda permanece em regime de *LCOs* de baixa amplitude. Em (SOUSA; MARQUI, 2015) esse intervalo foi de $U_{\infty} = 11,85$ m/s a $U_{\infty} = 13,87$ m/s. Ou seja, a combinação das não-linearidades estruturais das molas com liga de memória de forma e aerodinâmicas advindas do modelo de Beddoes-Leishman permitiu a ampliação do intervalo de colheita de energia em 130%. A potência elétrica máxima obtida foi de 382 mW, um ganho expressivo frente aos cerca de 91 mW de (SOUSA; MARQUI, 2015).

Os efeitos da pré-carga mostraram ter efeito contrário antes e após a ocorrência do estol dinâmico: antes de sua ocorrência a elevação da pré-carga para uma mesma velocidade de escoamento provoca a redução das amplitudes dos deslocamentos e redução dos esforços aerodinâmicos. Após a ocorrência do estol dinâmico, a elevação da pré-carga para uma mesma velocidade de escoamento provoca a elevação das amplitudes dos deslocamentos e dos esforços aerodinâmicos, porém somente até o valor da pré-carga ser suficiente para trazer a resposta do sistema novamente para o regime de *LCOs* de baixa amplitude (antes da ocorrência do estol dinâmico).

A ocorrência do estol dinâmico provoca aumento considerável no valor das contribuições não-lineares que constituem os coeficientes dos esforços aerodinâmicos no modelo de Beddoes-Leishman. Essa elevação dos coeficientes provoca um aumento controlado das amplitudes dos deslocamentos, o que é interessante para dispositivos de colheita de energia, uma vez que o acoplamento eletromecânico é realizado sobre o vínculo do deslocamento vertical. Apesar do aumento das tensões de cisalhamento atuantes nas molas em liga de memória de forma não ter sofrido expressivo aumento após a ocorrência do estol dinâmico, a deflexão da mola sofre grandes aumentos, mas ainda assim os valores das deformações foram aceitáveis para uma liga de memória de forma.

No caso particular do coeficiente de momento aerodinâmico, as contribuições não-lineares antes do estol dinâmico tendem a aumentar o valor do coeficiente quando em ângulos de ataque positivos e a reduzi-lo quando em ângulos de ataque negativos. Porém, após a ocorrência do estol dinâmico, verifica-se uma mudança de comportamento, e as contribuições não-lineares, além de aumentarem em relação ao valor total, passam a ter um caráter restaurador, contribuindo para aumento do coeficiente quando em ângulos de ataque negativos e a reduzi-lo quando em ângulos de ataque positivos. Isso ajuda a manter as amplitudes dos deslocamentos controladas em estol dinâmico.

Para melhor exploração do regime de *LCOs* de grande amplitude é necessária a implementação de modelos não-lineares de acoplamento piezelétrico para que os resultados obtidos tenham maior exatidão.

8 TRABALHOS FUTUROS

Identifica-se a possibilidade de continuação e complementação deste trabalho através das seguintes propostas:

1. Substituição do acoplamento piezoelétrico por um modelo não-linear, de forma a permitir a exploração do regime de *LCOs* de grande amplitude com resultados mais exatos de tensão e potência elétricas.
2. Verificação experimental dos resultados obtidos e execução de ajustes nas constantes empíricas do modelo de Beddoes-Leishman de acordo com o envelope de aplicação do modelo apresentado neste trabalho.
3. Inclusão de outras não-linearidades estruturais: enrijecimento da mola do eixo de translação vertical (lei de Duffing), ou até mesmo inclusão de mola SMA nesse vínculo.
4. Alteração da configuração do par antagônico de molas em liga de memória de forma que faz o vínculo de rotação para redução das deflexões.
5. Substituição do modelo original de Beddoes-Leishman pelo modelo IAG para permitir a verificação dos efeitos dos vórtices de 2ª ordem e utilização de aerofólios com diferentes perfis.

REFERÊNCIAS

- ADEODATO, A. et al. Dynamics of a piezoelectric vibration energy harvester with a pseudoelastic sma spring. **AIP Advances**, v. 14, 2024.
- BADIEI, D.; SADR, M. H.; SHAMS, S. Nonlinear aeroelasticity of h-type vertical axis wind turbine blade. **Journal of Wind Engineering Industrial Aerodynamics**, v. 246, 2024.
- BAE, J.-S.; INMAN, D. J. Aeroelastic characteristics of linear and nonlinear piezo-aeroelastic energy harvester. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, v. 119, 2013.
- BANGGA, G.; PARKINSON, S.; COLLIER, W. Development and validation of the iag dynamic stall model in state-space representation for wind turbines airfoils. **Energies**, v. 16, 2023.
- BASILIO, S. J. M. **Projeto, modelagem e análise experimental de um motor rotativo acionado por molas de liga com memória de forma**. João Pessoa, Paraíba - Brasil: [s.n.], 2020.
- BEDDOES, T. S. Onset of leading edge separation effects under dynamic conditions and low mach number. 1978.
- BEDDOES, T. S. A qualitative discussion of dynamic stall. **AGARD Special Course On Unsteady Aerodynamics**, AGARD Report, 1979.
- BEDDOES, T. S. Practical computation of unsteady lift. **8th European Rotorcraft and Powered Lift Aircraft Forum**, Volume 7, 1983.
- BENACCHIO, S.; GIRAUD-AUDINE, C.; THOMAS, O. Effect of dry-friction on a parametric nonlinear oscillator. **Nonlinear Dynamics**, v. 108, p. 1005–1026, 2022.
- BRINSON, L. C. One-dimensional constitutive behavior of shape memory alloys: Thermomechanical derivation with non-constant material functions and redefined martensite internal variable. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, Volume 4, p. 229–242, 1993.
- BROWN, C. et al. Convolution/volterra reduced-order modeling for nonlinear aeroelastic limit cycle oscillation analysis and control. **AIAA Journal**, v. 60, 2022.
- CARR, L. W.; MCALLISTER, K. W.; MCCROSKEY, W. J. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. **NASA**, TN D-8382, 1977.
- CARTA, F. O. Analysis of oscillatory pressure data including dynamic stall effects. **NASA**, CR-2394, 1974.
- CHANTHARASENAWONG, C. **Nonlinear aeroelastic behaviour of aerofoils under dynamic stall**. Tese (Doutorado) — University of London, South Kensington, London - UK, 2007. Ph.D. thesis.
- DAI, H. L.; ABDELKEFI, A.; WANG, L. Theoretical modeling and nonlinear analysis of piezoelectric energy harvesting from vortex-induced vibrations. **Journal Of Intelligent Material Systems and Structures**, v. 25, 2014.
- DELGADO, F. M. A. et al. Combining viscoelastic damping and nonlinearities to widen the operational speed range of flutter energy harvesting. 2024.
- DIAS, J. A. de C. et al. Nonlinear piezoelectric plate framework for aeroelastic energy harvesting and actuation applications. **Smart Materials and Structures**, v. 29, 2020.

- DIGREGORIO, G.; REDOUTE, J. M. Electromagnetic energy harvester targeting wearable and biomedical applications. **Sensors**, v. 24, 2024.
- ERTURK, A.; INMAN, D. J. **Piezoelectric energy harvesting**. Chichester, UK: John Wiley and Sons Ltd., 2011.
- IMANI, F. Experimentally investigating the effect of viscoelastic joint of a cantilever beam containing piezoelectric patch on the harvested energy. **AIP Advances**, v. 12, 2022.
- JANI, J. M. et al. A review of shape memory alloy research, applications and opportunities. **Materials and Design**, Volume 56, p. 1078–1113, 2014.
- JAVED, U.; ABDELKEFI, A. Characteristics and comparative analysis of piezoelectric-electromagnetic energy harvesters from vortex-induced oscillations. **Nonlinear Dyn**, 2019.
- KIM, Y. et al. Experimental investigation on energy harvesting performance of regenerative hybrid electrodynamic damper. **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 334, 2022.
- KOWALCZYK, M.; NIZANKOWSKI, C. Comparative analysis of machinability of nitinol alloy using weighted radar diagram. **Management and Production Engineering Review**, Volume 8, p. 74–81, 2017.
- LEISHMAN, J. G.; BEDDOES, T. S. A generalized model for airfoil unsteady aerodynamic behavior and dynamic stall using indicial method. 1986.
- LEISHMAN, J. G.; BEDDOES, T. S. A semi-empirical model for dynamic stall. **Journal of the American Helicopter Society**, Volume 34, p. 3–17, 1989.
- LEISHMAN, J. G.; CROUSE, G. L. State-space model for unsteady airfoil behavior and dynamic stall. **AAIA**, v. 89, p. 1372–1383, 1989.
- LEISHMAN, J. G.; CROUSE, G. L. A state-space model of unsteady aerodynamics in a compressible flow for flutter analyses. **Aerospace Sciences Meeting**, 1989.
- LIANG, C.; ROGERS, C. A. Design of shape memory alloy springs with applications in vibration control. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, Volume 8, p. 303–313, 1997.
- LOMAX, H. et al. Two and three dimensional unsteady lift problems in high speed flight. **NACA Report**, v. 1077, 1952.
- MA, J.; KARAMAN, I.; NOEBE, R. D. High temperature shape memory alloys. **International Materials Reviews**, Volume 55, p. 257–315, 2013.
- MALHER, A.; DOARÉ, O.; TOUZÉ, C. Passive control of the flutter instability on a two-degrees-of-freedom system with pseudoelastic shape-memory alloy springs. **MATEC Web of Conferences**, v. 16, 2014.
- MALHER, A.; DOARÉ, O.; TOUZÉ, C. Influence of a hysteretic damper on the flutter instability. **Journal of Fluids and Structures**, v. 68, p. 356–369, 2017.
- MASUDA, A. Analysis and design of power and bandwidth of nonlinear vibration energy harvesters with hardening restoring forces. **Journal of Sound and Vibration**, v. 553, 2023.
- MELANI, P. F. et al. The Beddoes-Leishman dynamic stall model: Critical aspects in implementation and calibration. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, Volume 202, 2024.

- MIOTTO, R. et al. Analysis of the onset and evolution of a dynamic stall vortex on a periodic plunging aerofoil. **Journal Of Fluid Mechanics**, v. 938, 2022.
- MUSCAT, A.; BHATTACHARYA, S.; ZHU, Y. Electromagnetic vibrational energy harvesters: A review. **Sensors**, v. 22, 2022.
- PETOT, D. Modelisation du décrochage dynamique par équations différentielles. **La Reche, Aérospatiale**, p. 59–72, 1989.
- POPLAVKO, Y.; YAKYMENKO, Y. **Functional Dielectrics for Eletronics - Fundamentals of Conversion Properties**. [S.l.]: Elsevier, 2020.
- QING, W.; WEIQI, Q.; KAIFENG, H. Unsteady aerodynamic modeling at high angles of attack using support vector machines. **Chinese Journal Of Aeronautics**, v. 28, p. 659–668, 2015.
- SANTOS, C. R. dos; MARQUES, F. D.; HAJJ, M. R. The effects of structural and aerodynamic nonlinearities on the energy harvesting from airfoil stall-induced oscillations. **Journal of Vibration and Control**, Volume 25, p. 1991–2007, 2019.
- SANTOS, C. R. dos; PEREIRA, D. A.; MARQUES, F. D. On limit cycle oscillations of typical aeroelastic section with different preset angles of incidence at low airspeeds. **Journal of Fluids and Structures**, Volume 74, p. 19–34, 2017.
- SAUNDERS, E. B. et al. Bifurcation analysis of a duffing oscillator with a multi-segmented freeplay nonlinearity. **Second International Nonlinear Dynamics Conference - NODYCON 2021**, 2021.
- SOUSA, V. C.; MARQUI, J. C. D. Effect of pseudoelastic hysteresis of shape memory alloy springs on the aeroelastic behavior of a typical airfoil section. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, Volume 27, p. 117–133, 2014.
- SOUSA, V. C.; MARQUI, J. C. D. Airfoil-based piezoelectric energy harvesting by exploiting the pseudoelastic hysteresis of shape memory alloy springs. **Smart Materials and Structures**, Volume 24, p. 125–014, 2015.
- SOUSA, V. C.; MARQUI, J. C. D.; ELAHINIA, M. H. Effect of constitutive model parameters on the aeroelastic behavior of an airfoil with shape memory alloy springs. **Journal of Vibration and Control**, 2016.
- SOUSA, V. C. de; MARQUI, J. C. D. Modeling and analysis of a broadband piezoaeroelastic energy harvester. **Proceedings of COBEM 2011**, 2011.
- SOUSA, V. C. de; SILVA, T. M. P. da; MARQUI, J. C. D. Aeroelastic flutter enhancement by exploiting the combined use of shape memory alloys and nonlinear piezoelectric circuits. **Journal of Sound and Vibration**, Volume 407, p. 46–62, 2017.
- TAWFIK, M.; RO, J.-J.; MEI, C. Thermal post-buckling and aeroelastic behaviour of shape memory alloy reinforced plates. **Smart Material and Structures**, v. 11, p. 297–307, 2022.
- THEODORSEN, T. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, v. 496, 1935.
- TIAN, H. et al. Enhanced performance of airfoil-based piezoaeroelastic energy harvester: numerical simulation and experimental verification. **Mechanical Systems and Signal Processing**, v. 162, 2022.
- TOUSIF, S. M.; BUTLER, Z. Çelik. Mems wideband energy harvesting usin array of linear and nonlinear generators. **IEEE Sensors**, 2019.

- VASCONCELLOS, R. M. G.; PEREIRA, D. A.; MARQUES, F. D. Characterization of nonlinear behavior of an airfoil under under stall-induced pitching oscillations. **Journal Of Sound and Vibration**, v. 372, p. 283–298, 2016.
- WANG, P. et al. Wind-induced vibration energy harvesters under based excitation: Analytical and numerical analysis. **International Journal of Non-Linear Mechanics**, v. 165, 2024.
- WAYHS-LOPES, L. D.; DOWELL, E. H.; BUENO, D. D. A new look at the equivalent linearization technique to predict lco in aeroelastic systems with discrete nonlinearities. **Journal of Fluids and Structures**, v. 119, 2023.
- WOODS, L. C. **The Theory of Subsonic Plane Flow**. Cambridge, England: Cambridge University Press, 1961.
- XIANG, Z. Y. et al. Friction-induced vibration energy harvesting via a piezoelectric cantilever vibration energy collector. **Tribology International**, v. 189, 2024.
- YANG, Y.-G. et al. Stochastic analysis of a hybrid energy harvester with viscoelastic material. **Mechanical Systems and Signal Processing**, v. 186, 2023.
- YANG, Y.-G. et al. Dynamic responses of an energy harvesting system based on piezoelectric and magnetic mechanisms under colored noise. **Chinese Physics B**, v. 32, 2023.