

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

**MODELAGEM E ANÁLISE COMPUTACIONAL DA LUBRIFICAÇÃO DO
CONJUNTO EIXO, BIELA E PISTÃO EM COMPRESSORES ALTERNATIVOS**

Dissertação submetida à

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

para a obtenção do grau de

MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

Huang Chieh

Florianópolis, fevereiro de 2007

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

**MODELAGEM E ANÁLISE COMPUTACIONAL DA LUBRIFICAÇÃO DO
CONJUNTO EIXO, BIELA E PISTÃO EM COMPRESSORES ALTERNATIVOS**

HUANG CHIEH

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA

**ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA
sendo aprovada em sua forma final.**

Prof. Alvaro Toubes Prata, Ph. D. - Orientador

Prof. Fernando Cabral, Ph. D. – Coordenador do Curso

Banca Examinadora

Prof. César José Deschamps, Ph. D. - Presidente

Prof. Eduardo Alberto Fancello, D. Sc.

Eng. Francisco Frederico dos Santos Matos, D. Eng.

**"Without the bitter, baby,
the sweet ain't as sweet."
Alejandro Amenábar**

**"Uma vida não-suscetível de exame
não vale a pena ser vivida."
Aristóteles**

**"Que os nossos esforços desafiem as impossibilidades.
Lembra-vos de que as grandes proezas foram
conquistas do que parecia impossível."
Charles Chaplin**

À minha avó

AGRADECIMENTOS

Ao todo povo brasileiro, que por intermédio do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), financiou meus estudos e tornou possível este trabalho.

Ao Prof. Alvaro Toubes Prata, pela competente orientação e dedicação, cuja contribuição transcende este trabalho.

Ao Eng. Paulo Rogério Carrara Couto, pelas preciosas contribuições dadas a este trabalho, da qual foram essenciais para a conclusão do mesmo.

À Embraco – Empresa Brasileira de Compressores, pelo suporte técnico e financeiro, na pessoa de Eng. Francisco Frederico dos Santos Matos.

À WEG S.A., por ceder tempos preciosos que contribuíram com a conclusão deste trabalho.

À minha família, em especial à minha avó e à minha mãe, pelo amor e carinho em todos os momentos e pelos ensinamentos de lutar honestamente e vencer com dignidade.

À UFSC e ao Departamento de Engenharia Mecânica, por me acolher em todos esses anos de vida, proporcionando-me inúmeras lembranças e recordações, além do crescimento pessoal e intelectual.

À todos os professores, pela nobre tarefa de ensinar e por me inspirar na busca de conhecimentos e crescimento profissional.

Aos amigos “irmãos”, Alberto R. Gomes, Allan F. C. E. Godinho, Felipe T. B. de Macedo e Paulo G. B. Gonçalves, pela convivência e companhias nos momentos agradáveis e difíceis, com quais sempre contei presença e apoio.

Aos grandes amigos e colegas dos cursos de Graduação e de Pós-Graduação, Evandro, Gisele, Kremer, Juliano, Moisés, Thiago, Simone, Larissa, Emerson, Jackson, Gilberto, Bruno, Aline, Watanabe, Monique, pela amizade e companheirismo, pelos indispensáveis momentos de descontração e pelas dicas valiosas na solução de problemas relativos ao trabalho.

A todos que, de alguma forma, contribuíram com a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	VIII
LISTA DE TABELAS	XI
SIMBOLOGIA	XII
RESUMO	XV
ABSTRACT	XVI
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1. GENERALIDADES	1
1.2. APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA	2
1.3. MOTIVAÇÃO E JUSTIFICATIVA	4
1.4. ENFOQUE A SER UTILIZADO	5
1.5. DESCRIÇÃO DO CONTEÚDO DA DISSERTAÇÃO	7
CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	9
2.1. MECANISMO ALTERNATIVO	10
2.2. MANCAIS RADIAIS EM CARREGAMENTO DINÂMICO	10
2.3. DINÂMICA DE ROTORES	13
2.4. CARACTERIZAÇÃO DOS OBJETIVOS DO TRABALHO	16
CAPÍTULO 3 - CINEMÁTICA E DINÂMICA DO CONJUNTO	17
3.1. CARACTERIZAÇÃO GEOMÉTRICA	18
3.2. CINEMÁTICA DO SISTEMA	20
3.3. DINÂMICA DO SISTEMA	24
3.4. MÉTODO TRADICIONAL E MÉTODO MULTICORPOS	27
CAPÍTULO 4 - MODELOS DE MANCALIZAÇÃO E DE FLEXÃO	31
4.1. MODELOS DE MANCALIZAÇÃO	31
4.1.1. EQUAÇÃO DE REYNOLDS	33
4.1.2. PARÂMETROS OPERACIONAIS	39
4.2. MODELOS DE FLEXÃO DA BIELA	41
4.2.1. DEFORMAÇÃO LINEAR DA BIELA	42
4.2.2. FLEXÃO DA BIELA	42
CAPÍTULO 5 - METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	45
5.1. CINEMÁTICA E DINÂMICA DO SISTEMA	46
5.2. DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS	46

5.2.1. MANCAL FINITO.....	47
5.2.2. MANCAL CURTO	49
5.2.3. PRESSÃO DE CAVITAÇÃO	51
5.2.4. PARÂMETROS OPERACIONAIS	51
5.3. CÁLCULO DAS ÓRBITAS	52
5.4. FLEXÃO DA BIELA	56
5.5. ALGORITMO NUMÉRICO	56
5.6. ORGANIZAÇÃO DO CÓDIGO COMPUTACIONAL	61
CAPÍTULO 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES	62
6.1. COMPARAÇÃO DO MÉTODO TRADICIONAL E MÉTODO MULTICORPOS PARA ANÁLISE DA DINÂMICA DO SISTEMA	63
6.2. VALIDAÇÃO DOS MODELOS FÍSICO E MATEMÁTICO DE MANCAL.....	71
6.2.1. CARREGAMENTO ESTÁTICO.....	72
6.2.2. DESALINHAMENTO	73
6.2.3. CARREGAMENTO DINÂMICO.....	79
6.2.4. MANCAL GUIA DO PISTÃO.....	85
6.3. ANÁLISE DE UM COMPRESSOR HERMÉTICO ALTERNATIVO DE PEQUENO PORTE	87
CAPÍTULO 7 CONCLUSÕES	102
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105
APÊNDICES	109
APÊNDICE 1	
DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS	110
APÊNDICE 2	
DEDUÇÃO DA EXPRESSÃO PARA A FOLGA RADIAL COM EIXO INCLINADO	113
APÊNDICE 3	
DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO PARA A FLEXÃO DA BIELA.....	116

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 – REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DE UM SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO PADRÃO QUE OPERA EM CICLO RANKINE.....	2
FIGURA 1.2 – CURVA CARACTERÍSTICO DE UM DIAGRAMA INDICADO PARA UM COMPRESSOR ALTERNATIVO.	3
FIGURA 1.3 – REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO MECANISMO EM UM COMPRESSOR ALTERNATIVO.....	4
FIGURA 1.4 – EFEITO DE FILME ESPREMIADO E EFEITO CUNHA.	6
FIGURA 3.1 – SISTEMA DE COORDENADA REFERENCIAL.	18
FIGURA 3.2 – CARACTERIZAÇÃO GEOMÉTRICA DO EIXO.	19
FIGURA 3.3 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DA BIELA.	20
FIGURA 3.4 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO PISTÃO.	20
FIGURA 3.5 – SISTEMAS DE REFERÊNCIA PARA CÁLCULO DA CINEMÁTICA.	21
FIGURA 3.6 – DIAGRAMA DE CORPO LIVRE DO PISTÃO.....	25
FIGURA 3.7 – DIAGRAMA DE CORPO LIVRE DA BIELA.	26
FIGURA 3.8 – DIAGRAMA DE CORPO LIVRE DO EIXO.	27
FIGURA 4.1 – SISTEMA DE MANCAIS HIDRODINÂMICOS.	32
FIGURA 4.2 – GEOMETRIA DO FILME DE ÓLEO EM COORDENADA CARTESIANO.	33
FIGURA 4.3 – PERFIS DE PRESSÃO AO LONGO DAS LINHAS DE CENTRO EM UM MANCAL.	35
FIGURA 4.4 – VELOCIDADES DE ROTAÇÃO NO MANCAL PRINCIPAL E SECUNDÁRIO.	36
FIGURA 4.5 – VELOCIDADES DE ROTAÇÃO NO MANCAL DO EXCÊNTRICO.	37
FIGURA 4.6 – VELOCIDADES DE ROTAÇÃO NO MANCAL DO PINO.	38
FIGURA 4.7 – VELOCIDADE AXIAL NO MANCAL DO PISTÃO.....	38
FIGURA 4.8 – DETALHES DA INTEGRAÇÃO DO CAMPO DE PRESSÃO.....	40
FIGURA 4.9 – ANÁLISE DE FLEXÃO DA BIELA NOS PLANOS X'y' e X'z'.	43
FIGURA 5.1 – DOMÍNIO DISCRETIZADO PARA SOLUÇÃO DA PRESSÃO.	47
FIGURA 5.2 – EXCENTRICIDADE DO TOPO E DA BASE E COMPONENTES DE VELOCIDADES DO MANCAL.	53
FIGURA 5.3 – FLUXOGRAMA DA METODOLOGIA DE SOLUÇÃO IMPLANTADO NO CÓDIGO COMPUTACIONAL.....	60
FIGURA 6.1 – CURVA DE PRESSÃO DO COMPRESSOR USADO POR WISBECK (2000).	63
FIGURA 6.2 – COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DA DINÂMICA PARA A FORÇA E O MOMENTO QUE ATUA NO CENTRO DE MASSA DO EIXO OBTIDOS PELA METODOLOGIA DO PRESENTE TRABALHO E CALCULADO POR WISBECK (2000).	64
FIGURA 6.3 – CURVA DE PRESSÃO DO COMPRESSOR.	65
FIGURA 6.4 – CINEMÁTICA DO PISTÃO PARA O COMPRESSOR.....	66
FIGURA 6.5 – ACELERAÇÃO DA BIELA PARA O COMPRESSOR.	66
FIGURA 6.6 – FORÇAS ATUANDO SOBRE O PISTÃO.	67
FIGURA 6.7 – COMPONENTES DA FORÇA QUE O PISTÃO EXERCE SOBRE A BIELA.	67
FIGURA 6.8 – COMPONENTES DA FORÇA QUE A BIELA EXERCE SOBRE O CENTRO DE MASSA DO EXCÊNTRICO.	68
FIGURA 6.9 – COMPONENTES DA FORÇA QUE ATUA SOBRE O CENTRO DE MASSA DO EIXO.....	68

FIGURA 6.10 – DIAGRAMA DE FORÇA SOBRE O CENTRO DE MASSA DO PINO, PONTO A, DE ACORDO COM A FIG. 3.5.	69
FIGURA 6.11 – DIAGRAMA DE FORÇAS SOBRE O CENTRO DE MASSA DO EXCÊNTRICO, PONTO B, DE ACORDO COM A FIG. 3.5.	70
FIGURA 6.12 – DIAGRAMA DE FORÇAS SOBRE O CENTRO DE MASSA DO EIXO, PONTO O, DE ACORDO COM A FIG. 3.5.	70
FIGURA 6.13 – CONFIGURAÇÃO UTILIZADA NAS SIMULAÇÕES PARA O DESALINHAMENTO.	74
FIGURA 6.14 – RESULTADO DE CAPACIDADE DE CARGA ADIMENSIONAL E ÂNGULO DE ATUAÇÃO EM FUNÇÃO DO GRAU DE DESALINHAMENTO DO EIXO PARA $\epsilon=0,5$	77
FIGURA 6.15 – RESULTADOS CAPACIDADE DE CARGA ADIMENSIONAL E ÂNGULO DE ATUAÇÃO EM FUNÇÃO DO GRAU DE DESALINHAMENTO DO EIXO PARA $\epsilon=0,8$	77
FIGURA 6.16 – RESULTADOS DOS COMPONENTES DO MOMENTO ADIMENSIONAL EM FUNÇÃO DO GRAU DE DESALINHAMENTO DO EIXO PARA $\epsilon=0,5$	78
FIGURA 6.17 – RESULTADOS DOS COMPONENTES DO MOMENTO ADIMENSIONAL EM FUNÇÃO DO GRAU DE DESALINHAMENTO DO EIXO PARA $\epsilon=0,8$	78
FIGURA 6.18 – RESULTADO DA ÓRBITA OBTIDA NO CASO 1 PARA UMA CARGA FIXA ABRUPTAMENTE APLICADA AO EIXO.	80
FIGURA 6.19 – RESULTADO DA ÓRBITA OBTIDA NO CASO 2 PARA UMA CARGA FIXA ABRUPTAMENTE APLICADA AO EIXO.	80
FIGURA 6.20 – RESULTADO DA ÓRBITA OBTIDA NO CARREGAMENTO DE JONES (1982).	82
FIGURA 6.21 – RESULTADO DA ÓRBITA OBTIDA NO CARREGAMENTO DE CAMPBELL.	83
FIGURA 6.22 – ÓRBITA DO MANCAL SUPERIOR DO COMPRESSOR UTILIZADO POR WISBECK (2000).	84
FIGURA 6.23 – ÓRBITA DO MANCAL INFERIOR DO COMPRESSOR UTILIZADO POR WISBECK (2000).	84
FIGURA 6.24 – PRESSÃO NA CÂMARA DO COMPRESSOR FGSC040, PARA VALIDAÇÃO DO MODELO DE MANCAL GUIA.	85
FIGURA 6.25 – VAZÃO DE ÓLEO E POTÊNCIA DISSIPADA NO MANCAL DO PISTÃO PARA O PISTÃO CENTRADO.	86
FIGURA 6.26 – COMPARAÇÃO ENTRE POTÊNCIAS DISSIPADAS NO MANCAL DO PISTÃO, PARA EXCENTRICIDADES FIXAS.	87
FIGURA 6.27 – CARREGAMENTO E ÓRBITA DO MANCAL SUPERIOR PARA O COMPRESSOR.	88
FIGURA 6.28 – ÓRBITA DO MANCAL INFERIOR PARA O COMPRESSOR.	90
FIGURA 6.29 – ÓRBITA DO MANCAL DO EXCÊNTRICO SEM INCLINAÇÃO DO EIXO PARA O COMPRESSOR.	91
FIGURA 6.30 – ÓRBITA DO MANCAL CURTO DO EXCÊNTRICO COM INCLINAÇÃO DO EIXO PARA O COMPRESSOR.	91
FIGURA 6.31 – DEFLEXÃO DA BIELA PARA O COMPRESSOR.	93
FIGURA 6.32 – ÓRBITA DO MANCAL DO PINO PARA O COMPRESSOR.	94
FIGURA 6.33 – CARREGAMENTO SOBRE PISTÃO NA FORMULAÇÃO DE MANCAL CURTO PARA O COMPRESSOR.	96
FIGURA 6.34 – CARREGAMENTO SOBRE PISTÃO NA FORMULAÇÃO DE MANCAL FINITO PARA O COMPRESSOR.	96
FIGURA 6.35 – ÓRBITA DO TOPO E DA BASE DO MANCAL DO PISTÃO PARA O COMPRESSOR.	97
FIGURA 6.36 – VOLUME DA CÂMARA E DESLOCAMENTO DO PISTÃO EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO ALINHADO PARA O COMPRESSOR.	99
FIGURA 6.37 – DIAGRAMA DE MOMENTO SOBRE O MANCAL DO PISTÃO PARA O COMPRESSOR.	100
FIGURA 6.38 – ÓRBITA DO MANCAL DO PISTÃO SOB INFLUÊNCIA DE DEFLEXÃO DA BIELA PARA O COMPRESSOR.	100

FIGURA 6.39 – EXCENTRICIDADE DO TOPO E DA BASE DO PISTÃO EM FUNÇÃO DO ÂNGULO DA MANIVELA.....	101
FIGURA A.1 – GEOMETRIA PARA DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS.....	110
FIGURA B.1 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DA ESPESSURA LOCAL DO ÓLEO.....	113
FIGURA B.2 – CARACTERIZAÇÃO GEOMÉTRICO DO EIXO DESALINHADO.....	114
FIGURA C.1 – MODELO DE VIGA DA BIELA NO PLANO $X'Y'$	116
FIGURA C.2 – SEGMENTOS DE VIGA PARA ANÁLISE DE DEFLEXÃO NO PLANO $X'Y'$	117
FIGURA C.3 – MODELO DE VIGA DA BIELA NO PLANO $X'Z'$	120
FIGURA C.4 – SEGMENTO DE VIGA PARA ANÁLISE DE FLEXÃO NO PLANO $X'Z'$	121

LISTA DE TABELAS

TABELA 6.1 – PARÂMETROS OPERACIONAIS COMPRESSOR REFERÊNCIA, WISBECK (2000).....	63
TABELA 6.2 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO COMPRESSOR REFERÊNCIA, WISBECK (2000).....	64
TABELA 6.3 – PARÂMETROS OPERACIONAIS DO COMPRESSOR.....	65
TABELA 6.4 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO COMPRESSOR.....	65
TABELA 6.5 – COMPARAÇÃO DOS DIAGRAMAS DE FORÇAS ENTRE O MODELO TRADICIONAL E DE MULTI-CORPOS.	71
TABELA 6.6 – RESULTADOS COMPARATIVOS DO CARREGAMENTO ESTÁTICO.	73
TABELA 6.7 – RESULTADO DA CAPACIDADE DE CARGA ADIMENSIONAL PARA EIXO DESALINHADO COM $\epsilon=0,50$	75
TABELA 6.8 – RESULTADO DA CAPACIDADE DE CARGA ADIMENSIONAL PARA EIXO DESALINHADO COM $\epsilon=0,80$	75
TABELA 6.9 – RESULTADO DO MOMENTO ADIMENSIONAL PARA $\epsilon=0,50$	76
TABELA 6.10 – RESULTADO DO MOMENTO ADIMENSIONAL PARA $\epsilon=0,80$	76
TABELA 6.11 – CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS DOS CASOS PARA VALIDAÇÃO DO MODELO EM CARREGAMENTO DINÂMICO.	79
TABELA 6.12 – CARREGAMENTO UTILIZADO POR JONES (1982).	81
TABELA 6.13 – CARREGAMENTO UTILIZADO PELO CAMPBELL ET AL. (1967).	82
TABELA 6.14 – GEOMETRIA DOS MANCAIS DO COMPRESSOR UTILIZADO POR WISBECK (2000).....	83
TABELA 6.15 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO COMPRESSOR FGSC040 UTILIZADO PARA VALIDAÇÃO DO MODELO DE MANCAL GUIA.	85
TABELA 6.16 – PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DOS MANCAIS PARA O COMPRESSOR.....	88
TABELA 6.17 – CARREGAMENTO E ÓRBITA DO MANCAL SUPERIOR PARA O COMPRESSOR.	89
TABELA 6.18 – CARREGAMENTO E ÓRBITA DO MANCAL INFERIOR PARA O COMPRESSOR.	90
TABELA 6.19 – CARREGAMENTO E ÓRBITA DO MANCAL DO EXCÊNTRICO PARA O COMPRESSOR.	92
TABELA 6.20 – FORÇAS E DEFLEXÕES DA BIELA PARA O COMPRESSOR.....	93
TABELA 6.21 – CARREGAMENTO E ÓRBITA DO MANCAL DO PINO PARA O COMPRESSOR.....	95
TABELA 6.22 – RELAÇÃO DE EXCENTRICIDADE DO TOPO E DA BASE DO MANCAL DO PISTÃO PARA O COMPRESSOR.	98
TABELA 6.23 – POTÊNCIAS DISSIPADAS NOS MANCAIS DO SISTEMA PARA O COMPRESSOR.	99
TABELA 6.24 – POTÊNCIA DISSIPADA NO PISTÃO PARA DIFERENTES EXCENTRICIDADES DO OLHAL MAIOR DA BIELA, PARA O COMPRESSOR.	101

SIMBOLOGIA

Alfabeto Latino

A	Posição do excêntrico, Fig. 3.5	
$A_p, A_e, A_w, A_n,$ A_s	Coeficientes usados no método de volumes finitos, Eq. 5.4	
a_{bie}	Comprimento do olhal maior até o centro de massa, Fig. 4.9	[m]
B	Posição do pino, Fig. 3.5	
B_{bie}	Comprimento da base da seção transversal da biela, Fig. 3.3	[m]
b_{bie}	Comprimento do olhal menor até o centro de massa, Fig. 4.9	[m]
C	Posição do centro de massa da biela, Fig. 3.5	
$c_{ms}, c_{mi}, c_{me},$ c_{mp}, c_{mt}	Folga radial do mancal, Fig. 3.2, 3.4	[m]
$C_1, C_2, C_3, C_4,$ C_5, C_6	Coeficientes da dedução das equações de deflexão, Eq. C.8, C.12, C.22	
D	Diâmetro do mancal	[m]
D_m	Grau de desalinhamento, Eq. 6.3	
D_{pcm}	Distância entre o pino e o centro de massa do pistão, Fig. 3.4	[m]
d	Reversibilidade, Fig. 3.1	[m]
E	Módulo de elasticidade, Eq. 4.18, 4.21	[N/m ²]
E_{oma}	Excentricidade do olhal maior da biela, Fig. 3.3	[m]
E_{ome}	Excentricidade do olhal menor da biela, Fig. 3.3	[m]
e	Excentricidade do mancal, Eq. B.2	[m]
F_{bie}	Força da biela, Eq. 3.26	[N]
F_{eix}	Força inercial do eixo, Eq. 3.29	[N]
F_{exc}	Força do excêntrico, Eq. 3.27, 3.29	[N]
F_{ibi}	Força inercial da biela, Eq. C.2	[N]
F_{ipi}	Força inercial do pistão, Fig. 3.6	[N]
F_{mi}	Força sobre mancal inferior, Eq. 3.29	[N]
F_{ms}	Força sobre mancal superior, Eq. 3.29	[N]
F_{mt}	Rebaixo do pistão, Fig. 3.4	[m]
F_O	Balanço de força no ponto O, Eq. 3.36	[N]
F_{pbi}	Força peso da biela, Fig. 3.6	[N]
F_{pis}	Força do pistão, Fig. 3.7	[N]
F_{ppi}	Força peso do pistão	[N]
F_{pre}	Força de pressão sobre o pistão, Eq. 3.24	[N]
F_{vis}	Força viscosa do pistão, Eq. 3.24	[N]
g	Aceleração gravitacional, Fig. 3.2	[m/s ²]
H_{bie}	Altura da seção transversal da biela, Fig. 3.3	[m]
h	Espessura local do filme de óleo, Fig. 4.2	[m]
I	Momento de inércia da biela, Eq. 4.21	[kg/m ²]
L	Comprimento do mancal na direção axial, Fig. 4.2	[m]
L_{bie}	Comprimento da biela, Fig. 3.3, 4.9	[m]
L_{cm-e}	Comprimento do centro de massa ao excêntrico sobre o comprimento total da biela, Fig. 3.3	[m]
$L_{ms}, L_{mi}, L_{me},$ L_{mp}	Comprimento do mancal, Fig. 3.2	[m]
L_{mpb}	Comprimento do mancal inferior do pistão, Fig. 3.4	[m]
L_{mps}	Comprimento do mancal superior do pistão, Fig. 3.4	[m]

L_{mpt}	Comprimento total do pistão, Fig. 3.4	[m]
\bar{M}	Momento adimensional, Fig. 6.5	
M_{bie}	Massa da biela, Eq. 3.24	[kg]
M_{eix}	Massa do eixo, Eq. 3.28	[kg]
M_{pin}	Massa do pino, Eq. 3.24	[kg]
M_{pis}	Massa do pistão, Eq. 3.24	[kg]
M_x, M_y	Momento hidrodinâmico do mancal, Eq. 4.13, 5.14	[N.m]
O	Posição de referência, Fig. 3.5	
p	Pressão no ponto nodal, Eq. 4.1, Fig. 5.1	[Pa]
P_{cil}	Pressão do cilindro, Fig. 3.4	[Pa]
Pot	Potência dissipada no mancal, Eq. 4.14, 4.15, 5.15, 5.16, 6.6	[W]
P_{suc}	Pressão de sucção, Fig. 3.4	[Pa]
P_{zex}	Posição axial do excêntrico, Fig. 3.2	[m]
P_{zms}	Posição axial do mancal superior, Fig. 3.2	[m]
P_{zmi}	Posição axial do mancal inferior, Fig. 3.2	[m]
Q	Vazão total do óleo no mancal, Eq. 4.16, 4.17, 5.17, 5.18, 6.7	[kg/s]
\bar{Q}	Vazão lateral do óleo adimensional, Eq. 6.2	
q	Balanço de massa do óleo, Eq. A.12	[kg/s]
R_A	Reação no apoio A, Fig. C.1	[N]
R_B	Reação no apoio B, Fig. C.2	[N]
R_{pis}	Raio do pistão, Fig. 3.4	[m]
R_{ei}	Raio equivalente do eixo, Fig. 3.2	[m]
R_{exc}	Raio equivalente do excêntrico, Fig. 3.2	[m]
$R_{ms}, R_{mi}, R_{me},$ R_{mp}, R_{mt}	Raio do mancal, Fig. 3.2, 3.4	[m]
R_{pis}	Raio do pistão, Fig. 3.4	[m]
\vec{r}_{AB}	Posição vetorial da posição B em relação ao ponto A, Fig. 3.5	
\vec{r}_{AC}	Posição vetorial da posição C em relação ao ponto A, Fig. 3.5	
\vec{r}_{OA}	Posição vetorial da posição A em relação a origem, Fig. 3.5	
\vec{r}_{OB}	Posição vetorial da posição B em relação a origem, Fig. 3.5	
\vec{r}_{OC}	Posição vetorial da posição C em relação a origem, Fig. 3.5	
S	Termo fonte, Eq. 5.4	
t	Tempo, Eq. 3.1	[s]
tol	Tolerância do critério de convergência, Eq. 5.12	
U_1, U_2	Velocidade circunferencial do mancal, Eq. 4.1	[m/s]
u	Velocidade da direção X na dedução da equação de Reynolds, Eq. A.3, A.8	[m/s]
V_1, V_2	Velocidade axial do mancal, Eq. 4.1	[m/s]
v	Velocidade da direção Y na dedução da equação de Reynolds, Eq. A.3, A.9	[m/s]
W	Comprimento do mancal na direção circunferencial, Fig. 4.2	[m]
\bar{W}	Capacidade de carga adimensional, Eq. 6.1	
W_x, W_y	Força hidrodinâmica do mancal, Eq. 4.12, 5.13	[N]
x_b	Posição do centro de massa da biela em x, Eq. 3.19	[m]
\ddot{x}_b	Aceleração do centro de massa da biela em x, Eq. 3.21	[m/s ²]
\ddot{x}'_b	Aceleração do centro de massa da biela em x no sistema de coordenadas local, Eq. 3.21	[m/s ²]
x_{max}	Posição em que ocorrerá a máxima deflexão, Eq. 4.20, C.19	[m]
y_b	Posição do centro de massa da biela em y, Eq. 3.20	[m]

\ddot{y}_b	Aceleração do centro de massa da biela em y , Eq. 3.22	[m/s ²]
\ddot{y}'_b	Aceleração do centro de massa da biela em y no sistema de coordenadas local, Eq. 3.22	[m/s ²]
y_p	Posição do pino em y , Eq. 3.6	[m]
\dot{y}_p	Velocidade do pino em y , Eq. 3.9	[m/s]
\ddot{y}_p	Aceleração do pino em y , Eq. 3.10	[m/s ²]

Alfabeto Grego

α	Ângulo da manivela, Fig. 3.1	[rad]
β	Inclinação do eixo no plano yz , Fig. B.2	[rad]
Δx	Deformação linear da biela, Eq. 4.18	[m]
δ	Ângulo de desalinhamento do eixo sobre o mancal, Fig. 6.4	[rad]
$\varepsilon_x, \varepsilon_y$	Relação de excentricidade do mancal, Fig. 5.2	
$\dot{\varepsilon}_x, \dot{\varepsilon}_y$	Velocidade da relação de excentricidade, Fig. 5.2	
ε'	Magnitude da projeção da linha de centro sobre o plano médio, Eq. 6.3	
ϕ	Ângulo entre a ordenada com a biela, Fig. 3.1	[rad]
γ	Inclinação do eixo no plano xz , Fig. B.2	[rad]
λ	Parâmetro adimensional da dedução da deflexão, Eq. 4.19, C.6	
μ	Viscosidade do óleo, Eq. 4.1	[Pa.s]
θ	Posição angular sobre os mancais, Eq. 4.2	[rad]
ρ	Densidade do óleo, Eq. A.1	[g/m ³]
σ	Tensão sobre a biela, Eq. 4.18	[N/m ²]
u_A, u_B, u_C	Deflexão da biela, Eq. 4.19, 4.21, C.3, C.10, C.20	[m]
ω_1, ω_2	Velocidade angular do eixo, Eq. 3.1	[rad/s]
ξ	Posição axial sobre os mancais, Eq. 4.3	
ψ	Ângulo de atuação, Fig. 5.17	[rad]

Índices

bie	Biela
me	Mancal do excêntrico
mi	Mancal inferior
mp	Mancal do pino
ms	Mancal superior
mt	Mancal do pistão
pin	Pino
pis	Pistão

Sistema de Coordenadas

xyz	Sistema de coordenadas global, Fig. 3.1
XYZ	Sistema de coordenadas local do mancal, Fig. 4.2
$x'y'z'$	Sistema de coordenadas local da biela, Fig. 3.5

RESUMO

Esta dissertação trata da solução do sistema dinâmico mancalizado de um compressor alternativo. O sistema é composto por eixo, biela e pistão, sustentados por mancais hidrodinâmicos. Sendo assim, o sistema é passível a desalinhamentos e deflexões, resultando em perdas mecânicas e termodinâmicas.

Modelos de dinâmica foram estudados e comparados, bem como os modelos de mancalização. A resolução do problema de mancalização baseia-se na obtenção do campo de pressão a partir da Equação de Reynolds para lubrificação, tendo como volumes finitos a metodologia de solução. Tanto modelos de mancal curto como de mancal finito foram adotados neste trabalho, verificando-se vantagens e desvantagens associadas à utilização de ambos modelos. Na dinâmica do mecanismo foi incorporada a deflexão da biela e a sua influência no sistema foi analisada.

Os resultados permitiram uma compreensão melhor do mecanismo de compressão. O comportamento dinâmico é apresentado através das órbitas dos mancais, das potências dissipadas e dos efeitos de flexão e de desalinhamento. Verificou-se a importância da análise do sistema em conjunto e de como os movimentos secundários das partes móveis pode afetar o ciclo de compressão que, por sua vez, afeta as eficiências termodinâmica e mecânica do compressor.

Palavras chave: compressor alternativo, análise de lubrificação, desalinhamento.

ABSTRACT

The present work is concerned with the solution of a bearing dynamic system in a reciprocating compressor. The mobile system is composed by a crankshaft, a connecting rod and a piston, supported through fluid film bearings. Therefore, the system is subjected to misalignments and to deflections, resulting in mechanicals and thermodynamics lost.

Dynamic models have been proposed and compared, as well as bearings models. This solution is based on the calculation of the pressure field in each bearing through the Reynolds lubrication equation, employing a finite volume methodology. Short bearing and finite bearing approximations are proposed, verifying the advantages and the disadvantages of each one. Deflection of the connecting-rod is resolved by a analytical model and its influence in the compressor performance is analyzed.

The results allowed a better comprehension of the compression phenomenon. The dynamics behavior was presented and explored by bearing orbits, power losses and deflection and misalignment effects. It has been verified the importance of analyzing the system considering all its parts interconnected, to better understand and consider how the kinematics and the dynamics affect the compression cycle and the thermodynamic efficiency of the compressor.

Keywords: reciprocating compressor, lubrication analysis, misalignment.

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

1.1. Generalidades

Sistemas de refrigeração e de condicionamento de ar são utilizados em diversas aplicações tanto no uso doméstico como industrial. Um sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapor operando em um ciclo Rankine é basicamente formado por quatro componentes: evaporador, compressor, condensador e dispositivo de expansão, conforme ilustrado na Fig. 1.1.

No sistema é inserido um fluido refrigerante volátil que é responsável pelas trocas de calor do sistema com o meio. No evaporador, o fluido está a uma temperatura menor que a temperatura ambiente, resultando na sua evaporação através da absorção de calor do meio. Em seguida, o fluido tem sua pressão aumentada no compressor, de forma que possa se condensar a uma temperatura acima da ambiente, perdendo calor para o mesmo. Após o condensador o fluido refrigerante passa pelo processo de expansão, através do dispositivo de expansão, que interliga a linha de baixa pressão do evaporador e a de alta pressão do condensador.

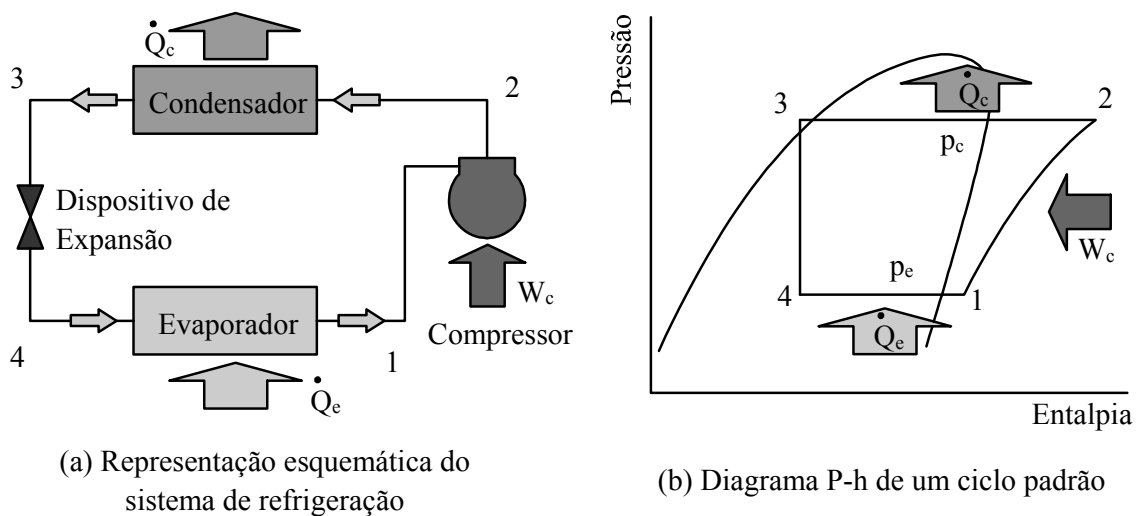


Figura 1.1 – Representação esquemática de um sistema de refrigeração padrão que opera em ciclo Rankine.

Conforme explorado, o compressor é responsável pelo movimento do fluido através dos componentes. Sua função é tanto circular o fluido refrigerante como elevar a pressão do mesmo a partir da saída do evaporador. Os principais tipos de compressores para aplicação em sistemas de refrigeração são: alternativo, pistão rolante, parafuso, espiral (scroll), centrífugo e de palhetas deslizantes. Destes, o compressor alternativo é o tipo mais amplamente utilizado na área da refrigeração, principalmente em aplicações domésticas.

1.2. Apresentação do Problema

O mecanismo de um compressor alternativo responsável pela circulação do gás refrigerante é formado, basicamente, por eixo, biela e pistão. O curso do pistão consiste no movimento alternado entre o ponto morto superior (PMS) e o ponto morto inferior (PMI).

Estes dois pontos correspondem aos volumes da câmara máximo e o mínimo, respectivamente. A biela tem a função de interligar o eixo com o pistão e, conseqüentemente, transforma o movimento rotativo do eixo em alternativo do pistão. O eixo, por sua vez, efetua o movimento de rotação, acionado por um motor, geralmente de indução.

Através do movimento alternado do pistão no interior de um cilindro, auxiliado pelas válvulas de sucção e de descarga, o compressor realiza a sucção e a descarga do fluido refrigerante. Durante a sucção, gás refrigerante é aspirado para o cilindro através da válvula de sucção até que a pressão da câmara se equilibre com a pressão de sucção quando então a válvula de sucção se fecha. Na seqüência o pistão comprime o refrigerante até que sua pressão seja superior ao da câmara de descarga, quando a válvula de descarga se abre permitindo o escoamento do fluido para o condensador. Após a descarga do fluido, a válvula de descarga volta a se fechar e estando o pistão no ponto morto superior o ciclo se repete. Este processo periódico é repetido continuamente, permitindo a circulação do fluido refrigerante e a refrigeração do ambiente desejado. O processo de compressão e de expansão é usualmente representado pela curva de pressão em função do volume da câmara, também conhecida como diagrama indicado (Fig. 1.2).

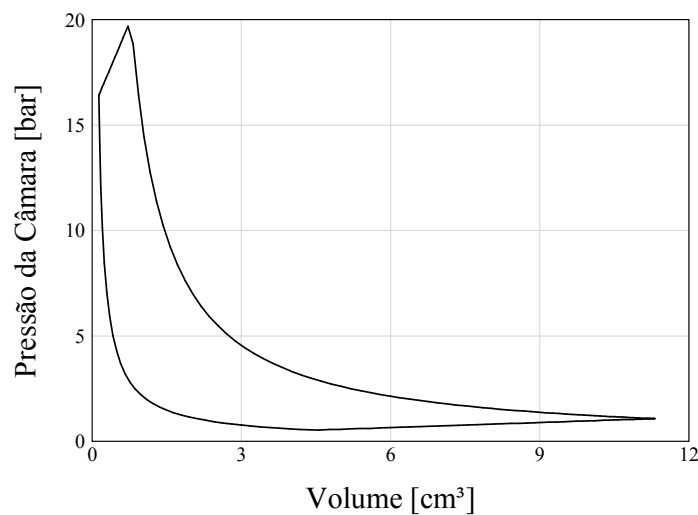


Figura 1.2 – Curva característico de um diagrama indicado para um compressor alternativo.

As partes móveis do compressor são interligadas entre si através de mancais hidrodinâmicos de forma a minimizar a potência mecânica dissipada por atrito. No eixo de acionamento, é fixada uma bomba de deslocamento positivo que através do movimento de

rotação do motor alimenta os mancais com óleo lubrificante. Este óleo é conduzido pelo eixo através de um sistema de ranhuras e desta forma alimenta os mancais. Os principais elementos que compõem um compressor alternativo podem ser vistos na Fig. 1.3.

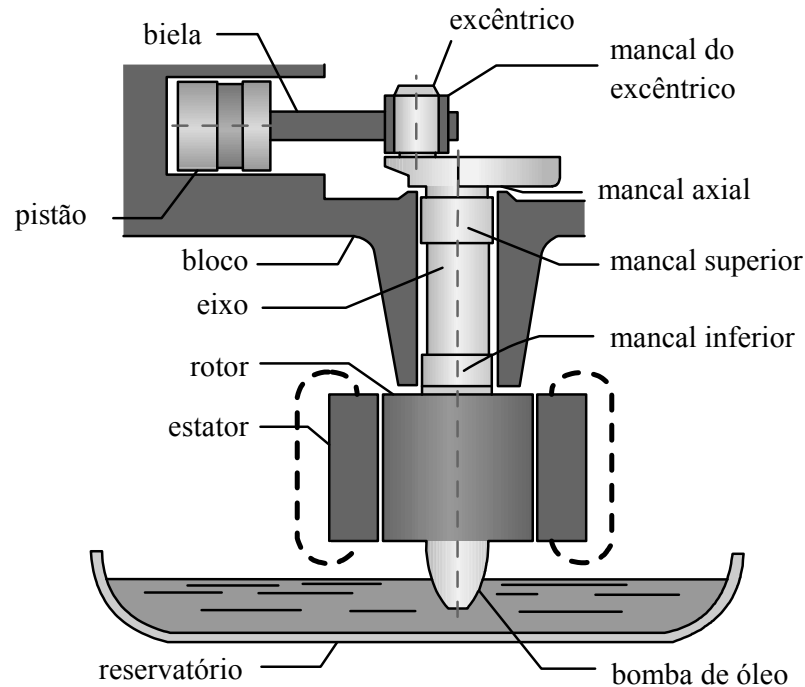


Figura 1.3 – Representação esquemática do mecanismo em um compressor alternativo.

Diversos fenômenos afetam o desempenho do compressor. Pode-se, basicamente, separá-los em três grupos: as perdas termodinâmicas, as perdas mecânicas e as perdas elétricas. Perdas de pressão nas válvulas, vazamentos através das válvulas e aquecimentos indesejáveis do fluido refrigerante são alguns exemplos de perdas termodinâmicas. Dentre as perdas mecânicas, pode-se citar o atrito viscoso nos mancais, e efeitos de flexão do eixo e da biela.

1.3. Motivação e Justificativa

O uso comum de refrigeradores, devido a necessidade de refrigeração e conservação de alimentos, faz com que estes estejam na maioria das residências. Estima-se que refrigeradores se encontrem em 90% dos lares brasileiros, o que torna a refrigeração responsável por aproximadamente 1/3 do consumo total de energia elétrica nas residências (Pereira, 2006).

Dada a importância dos refrigeradores domésticos na matrix energética, a busca por compressores herméticos mais eficientes de forma a reduzir o consumo elétrico dos refrigeradores é foco de permanente pesquisa e desenvolvimento. Além da busca por compressores mais eficientes o desenvolvimento dos mesmos objetiva ainda a redução de tamanho, a redução dos custos de fabricação, o aumento de vida útil, e uma maior confiabilidade. Dada a importância dos mancais no projeto dos compressores herméticos, o desenvolvimento dos mesmos é de crucial importância. É neste contexto que o presente trabalho se insere. Um melhor conhecimento da dinâmica do sistema de mancais possibilita uma maior confiabilidade no projeto do compressor bem como o desenvolvimento de plataformas mais competitivas e eficientes.

1.4. Enfoque a Ser Utilizado

O mancal hidrodinâmico é um elemento de máquina que tem como função sustentar um eixo girante sob carregamento que muitas vezes varia em orientação e magnitude. A geometria do mancal consiste de uma luva (bucha do mancal) onde é inserido um eixo que se deseja sustentar. A folga radial entre a luva e o eixo possui dimensões reduzidas e é preenchida com fluido lubrificante permitindo a livre movimentação do munhão. O papel do fluido lubrificante é impedir o contato direto do eixo com a luva, aumentando a durabilidade dos componentes e diminuindo tanto o consumo de energia por atrito como o nível de ruído. Em compressores herméticos do tipo explorado no presente trabalho o fluido lubrificante tem ainda o papel de transferir calor entre as partes sólidas e a carcaça do compressor. Tal aspecto, no entanto, não será explorado no desenvolvimento que se segue. Para uma discussão do papel do lubrificante na transferência de calor em compressores herméticos uma referência é feita ao trabalho de Pizarro (2007). Aspectos relacionados ao bombeamento do óleo são elaborados em Alves (2007).

A lubrificação hidrodinâmica se baseia em dois mecanismos de sustentação de carga: o efeito cunha e o efeito de filme espremido, ambos representados na Fig. 1.4. O primeiro efeito se refere ao escoamento do fluido lubrificante entre duas superfícies convergentes entre si, e que apresentam um movimento tangencial relativo. Devido à diminuição da secção transversal disponível para o escoamento do lubrificante, a pressão é elevada causando o efeito de sustentação da carga. O segundo efeito ocorre quando duas superfícies separadas por um fluido viscoso são forçadas a se aproximarem. Devido à dificuldade do lubrificante escoar lateralmente, um gradiente de pressão é formado e este por sua vez proporciona uma força

hidrodinâmica perpendicular ao escoamento do fluido que por sua vez é capaz de suportar uma carga.

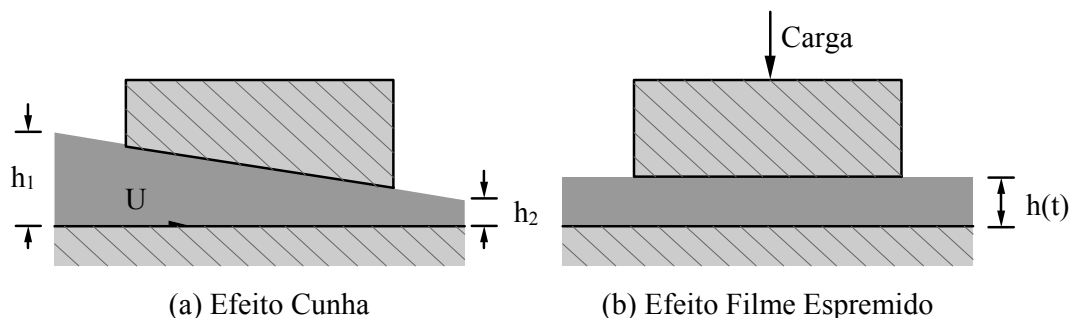


Figura 1.4 – Efeito de filme espremido e efeito cunha.

É comum encontrar aplicações em que os mancais estão sob a ação de carregamento dinâmico, ou seja, as forças que atuam sobre o eixo variam em amplitude e direção. Nos mancais hidrodinâmicos sob carregamento dinâmico, tanto o efeito de filme espremido quanto o efeito cunha estão presentes. Adicionalmente, em carregamento dinâmico o centro do eixo possui uma velocidade de translação em relação ao centro do mancal e a precisa localização da órbita do eixo é requerida para o cálculo dos efeitos cunha e de filme espremido.

A equação da lubrificação hidrodinâmica, também conhecida como a equação de Reynolds (Cameron, 1976), contempla o efeito cunha e o efeito de filme espremido. A solução desta equação consiste na obtenção do campo de pressão no filme de óleo que preenche a folga entre as superfícies do eixo e do mancal. Os gradientes de pressão induzidos no óleo devido ao movimento relativo entre as superfícies não paralelas, são responsáveis pelo equilíbrio de força e momento associados à sustentação hidrodinâmica e ao carregamento externo imposto no mancal.

É natural observar o que se denomina de efeito de cavitação nestes tipos de mancais (Prata, 1992). Tal efeito surge em virtude da região de folga divergente entre o mancal e o eixo, e dá origem à formação de estrias (Wisbeck, 2000). O início da estria é conhecido como fronteira de cavitação e o seu término, como fronteira de recuperação. Vale ressaltar que nesta região de estrias não há sustentação de carga pelo mancal.

Existem três formas principais de lidar matematicamente com o domínio do óleo no mancal, sendo elas (Manke, 1991):

1. Condição de Sommerfeld onde todo domínio é supostamente preenchido por óleo e contribuí na sustentação do carregamento; sob esta condição pressões sub-

ambientes elevadas são obtidas da equação de Reynolds, tornando os resultados não realísticos em parte do mancal.

2. Condição de meio Sommerfeld: desconsidera a região de pressão negativa na condição anterior, limitando o domínio do início do mancal até a posição onde a pressão é igual do ambiente.
3. Condição de Reynolds: considera os efeitos de cavitação presente nos mancais, e, portanto, é a mais realística das três. Esta condição incorpora o balanço de massa a partir da posição convergente do mancal, determinando com precisão a fronteira de cavitação.

Devido ao menor custo computacional e à boa aproximação verificada com resultados experimentais uso será feito aqui da condição de meio Sommerfeld.

O presente trabalho baseia-se na resolução da equação de Reynolds utilizando o método de volumes finitos. Para isto o domínio do mancal é discretizado de forma que se obtenha a variação de pressão nas direções circunferencial e axial do mancal. Entretanto, quanto menor o comprimento do mancal em relação ao seu diâmetro, menor o gradiente de pressão na direção circunferencial, prevalecendo o gradiente na direção axial. Tal aproximação de mancal curto será explorada na presente dissertação, em virtude da economia de tempo computacional proporcionada pela mesma.

1.5. Descrição do Conteúdo da Dissertação

O objetivo deste trabalho consiste em estudar o sistema de compressão de forma integrada, incluindo efeitos de desalinhamento e flexão das partes. Primeiramente é avaliado os modelos da cinemática e da dinâmica do sistema. Em seguida, modelos de mancais são analisados e comparados. A partir disto, o sistema dinâmico é integrado junto com modelo de mancalização, considerando efeitos de flexão e de desalinhamento, verificando a influência de cada fenômeno sobre o comportamento do sistema.

No capítulo 2 será feito um levantamento dos estudos já realizados nesta área, a partir de uma revisão bibliográfica dos principais trabalhos existentes e suas contribuições na dinâmica de rotores e na lubrificação.

No capítulo 3, será descrito o comportamento cinemático e dinâmico do sistema eixo/biela/pistão, analisando e comparando modelos de dinâmica.

Em seguida, no capítulo 4, um estudo dos modelos de mancalização hidrodinâmica é feito. Adicionalmente, um modelo de flexão da biela é descrito, junto com as hipóteses e limitações adotadas.

A metodologia de solução é descrita no capítulo 5, detalhando-se a discretização da equação de Reynolds, o algoritmo numérico e a organização computacional do código desenvolvido.

No capítulo 6, é realizada a análise dos modelos estudados, comparando-os e validando-os com a literatura. Neste mesmo capítulo, são mostrados resultados do modelo aplicado em um compressor com o intuito de avaliar tanto o modelo como o compressor.

Por fim, no capítulo 7, expõem-se os avanços alcançados, as limitações do modelo e as principais conclusões e sugestões para futuros trabalhos.

CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Pesquisas e desenvolvimento na área de sistemas dinâmicos e de mancais hidrodinâmicos objetivam a melhor compreensão dos fenômenos, motivados pelo aperfeiçoamento de melhores modelos e otimização no uso destes. Com isso, torna-se possível melhorar projetos em relação a fatores de atrito, níveis de ruído, vibração, consumo de óleo, desgaste de componentes, entre outros. A seguir, serão revisados os trabalhos publicados sobre comportamento de mecanismos alternativos e mancais hidrodinâmicos mais relevantes para a presente dissertação.

2.1. Mecanismo Alternativo

Em Mabie e Ocvirk (1980) é descrito a formulação da cinemática e da dinâmica de diversos tipos de mecanismos, inclusive os alternativos. Na literatura, as duas principais metodologias empregadas são a dinâmica tradicional e a de multi-corpos. Os autores Ussyk (1984), Fernandes (1996), Wisbeck (2000) e Rodrigues (2003), contemplam o uso da metodologia dinâmica tradicional. Enquanto que o primeiro dos autores mencionados focaliza o estudo do ciclo termodinâmico, Fernandes (1996) e Wisbeck (2000) exploram os aspectos de tribologia e Rodrigues (2003) explora os aspectos de vibração. Já o trabalho de Gerardin (2005), analisa e compara as duas metodologias, explorando o mecanismo alternativo acoplado a mancais hidrodinâmicos.

2.2. Mancais Radiais em Carregamento Dinâmico

Campbell (1967) fez uma revisão dos métodos experimentais e numéricos na área de mancais radiais sob carregamento dinâmico em máquinas alternativas. O foco do trabalho foi a simulação do mancal na junção da biela com o virabrequim de um motor diesel 6 VEB-X Mk III, e os ensaios experimentais foram feitos nas máquinas de ensaios do Glacier Metal Co. Ltd.

Uma revisão do modelo de mobilidade foi feito pelo Booker (1971), avaliando o mancal sob carregamento dinâmico. Esta metodologia foi modificada por Vicent *et al.* (1996, 1997), considerando efeitos de cavitação e de temperatura, verificando que a metodologia atende para a maioria das aplicações de engenharia.

De forma similar, as principais metodologias de solução de mancais hidrodinâmicos, considerando ou não sapata, foram revistas e comparadas por Jones *et al.* (1982). Este levantamento condiz com os avanços de pesquisa nessa área, principalmente em virtude da necessidade de conservação de energia e otimização dos mancais.

Jones (1982) fez o estudo de caso de um motor de combustão interna, utilizando a análise de mancal finito, considerando a influência de sapatas e alimentação do óleo. Sua principal contribuição foi verificar a importância do balanço de massa do óleo e a necessidade de prever a alimentação do mancal, controlando efeitos de cavitação.

Mais tarde, Martin (1983) novamente revisa avanços neste área, em virtude dos progressos computacionais, que permitiram a simulação de modelos mais complexos e

realísticos. Este progresso permitiu simular e comparar modelos de mancal do virabrequim de motores de combustão.

O trabalho de Hashimoto *et al.* (1987) comparou o modelo de mancal curto analítico com mancal finito, considerando efeitos de turbulência. Para isso, foi considerado primeiramente o modelo de massa-mola-amortecimento e, posteriormente, através do método de Euler, foi analisado o comportamento do mancal em regime transiente. Verificou-se que efeitos de turbulência tornam significantes conforme o aumento de velocidade do mancal, podendo ser errôneo a utilização de modelo laminar. Ao mesmo tempo, foi mostrado que o modelo de mancal curto apresenta boa concordância com o modelo de mancal finito, principalmente para razão de L/D igual ou inferior a 0,25, apresentando a vantagem de menor tempo computacional.

A simulação numérica de mancais radiais finitos sob carregamentos dinâmicos foi apresentada por Manke (1991). Os resultados obtidos através na análise de volumes finitos foram comparados com a solução de mancal curto analítico, tanto em escoamento laminar quanto turbulento. Além disto, também foi analisada a influência da massa do eixo no comportamento dinâmico do mancal e de como esta afeta a relação de excentricidade.

Em Prata *et al.* (1992), foi estudado o modelo de mancal finito sob carregamento dinâmico, comparando o modelo de cavitação com a condição de meio Sommerfeld. A solução de Reynolds foi feita a partir de uma metodologia em volumes finitos, monitorando o início e o fim da fronteira de cavitação através dos balanços de massa do óleo.

A modelação do movimento do pistão dentro do cilindro, tanto axialmente quanto radialmente, foi estudado por Fernandes (1996). Neste trabalho, pela primeira vez foi descrito o movimento secundário do pistão. Por simplificação, foi considerada uma viscosidade constante e todos os sólidos foram adotados como rígidos. Dentre outros resultados, foi verificada a influência da posição do pino no pistão, o tamanho da folga radial e a viscosidade do óleo lubrificante sobre a oscilação do pistão. Os resultados mostraram que estes três parâmetros influenciam consideravelmente a estabilidade do pistão e, conseqüentemente, a potência consumida e o vazamento do gás refrigerante através da folga entre pistão e cilindro.

De forma similar, De Lucca (1998) analisou os efeitos do batimento do pistão (*piston-slap*) numericamente e experimentalmente. Seu trabalho se baseou em máquinas de combustão interna e teve o foco no controle de vibração e ruído.

No trabalho de Czolczynski (1999) foi descrita a modelagem de mancais a gás, cujo fluido lubrificante apresenta densidade variável. Foram apresentadas formas de modelagem

matemática do mancal sob fluido compressível, métodos de estimar os coeficientes de rigidez e de amortecimento, e formas de controlar as vibrações do sistema.

O trabalho de Wisbeck (2000) apresentou uma metodologia de solução de mancais radiais acoplados a um eixo passível de inclinação e sob carregamento dinâmico. Isto compreende uma nova forma de compor as equações governantes e também uma nova maneira de resolvê-las. O estudo focou na solução dos mancais do eixo de um compressor hermético alternativo, incluindo efeitos de contato e de desgaste.

Lahmar *et al.* (2000) reavaliaram a teoria de mancal curto otimizado. O modelo adotado se baseou na separação de variáveis de pressão e no fato de que a distribuição axial de pressão pode ser aproximada por um perfil parabólico. Concluiu-se que o modelo apresentou vantagens computacionais na análise de rotores sem perdas significantes em comparação com o modelo de mancal finito.

Yu e Sawicki (2002) compararam o método de mobilidade com a metodologia de mancal finito modificado, considerando efeitos de cavitação. Concluíram que o método de mobilidade superestima a excentricidade mínima e, portanto, subestima parâmetros como vazão do óleo e potência dissipada, principalmente sob efeitos de cavitação e carregamentos dinâmicos.

Uma metodologia de linearização da equação de Reynolds foi apresentada por Sawicki e Rao (2004). Na análise, os coeficientes de rigidez e de amortecimento são descritos em função dos deslocamentos e das velocidades do mancal. Resultados indicaram que a não-linearidade do filme de óleo se torna importante para altos números de Sommerfeld, com grande variação dos coeficientes de rigidez e de amortecimento.

Análise de fluido micropolar, ou seja, filme de óleo com aditivos e contaminantes, foi feita por Sukumaran e Prabhakaran (2004). A equação de Reynolds modificada, incluindo efeito de transferência de massa foi resolvida através de elementos finitos. Verificou-se que a capacidade de carga cresce com o aumento de aditivos para qualquer relação de excentricidade, enquanto que o ângulo de atuação e a fricção aumentam com o aumento da taxa de transferência de massa.

De forma similar, Chiang *et al.* (2004) analisaram a influência de partículas sólidas dispersas no lubrificante e da rugosidade no mancal. Verificaram que a presença de partículas pode aumentar a pressão do fluido, melhorando a capacidade de carga, especialmente para altas excentricidades. Já a rugosidade, é dominante principalmente no mancal longo, devido à maior área de contato e maior potência dissipada.

Sun e Changlin (2004) estudaram a influência da deflexão do eixo sobre o mancal hidrodinâmico. Os resultados ilustram a forma como o desalinhamento do eixo afeta as características operacionais do mancal, ou seja, o campo de pressão, a excentricidade e o momento hidrodinâmico. Observou-se que com o aumento do desalinhamento, a pressão máxima tende a se deslocar para a extremidade axial do mancal. No entanto, o efeito causou pouca influência sobre a capacidade de carga, ângulo de atuação e perda mecânica.

Cho e Moon (2004) usaram o modelo de diferenças finitas no mancal do pistão para resolver a deformação estrutural da câmara de compressão. Esta deformação foi resolvida através de uma metodologia de elementos finitos fazendo uso do campo de pressão gerado pelo movimento secundário do pistão. Foi verificada a importância desta deformação na variação da folga entre o pistão e o cilindro, afetando a potência dissipada e a vazão de óleo.

Kim *et al.* (2004) analisaram os mancais do eixo e do pistão, comparando as metodologias de mancal curto e finito. Foi estudada a influência da variação da folga radial, da viscosidade, da massa e do momento de inércia no comportamento dinâmico do sistema, bem como na potência dissipada e no comportamento do filme lubrificante. Verificou-se que o modelo de mancal finito apresentou trajetórias maiores que o de mancal curto, pelo fato deste ignorar o gradiente de pressão circunferencial, e portanto assumir campos de pressão mais elevados. Em consequência, o modelo de mancal finito apresentou também maiores valores de potência dissipada.

2.3. Dinâmica de Rotores

A teoria da dinâmica do sistema rotor-mancal é abordada por Goodwin (1989), de forma didática e eficiente. O autor inicialmente faz um levantamento dos tipos de mancais mais comuns existentes. Em seguida aborda a dinâmica do rotor com apenas um grau de liberdade, modelando o mancal como um sistema mola ou mola-amortecimento. Posteriormente, a abordagem é sofisticada com o aumento de graus de liberdade do rotor, incluindo também efeitos de flexão e de torção. Por fim, o autor menciona formas de balanceamento do eixo e efeitos de instabilidade nas máquinas rotativas.

O mesmo autor apresentou metodologias experimentais de obtenção dos coeficientes de rigidez e amortecimento de mancais hidrodinâmicos. Os métodos incluídos são os da força estática, da receptância complexa, da multifrequência, e de forças centrífugas e transientes. Ressalta-se que mancais hidrodinâmicos excitados dinamicamente têm características

altamente não lineares, desta forma as respostas do eixo a excitação é fortemente dependente da amplitude da perturbação.

Lund (1996) apresentou um método numérico para cálculo de rigidez e de amortecimento para mancais hidrodinâmicos. A equação de Reynolds foi resolvida pelo método de diferenças finitas para distribuição de pressão estacionária e não-estacionária. Para expressar a parte dinâmica da força de reação, Lund utilizou uma expansão em série de Taylor de primeira ordem em torno da posição de equilíbrio estático. Dados referentes aos quatro coeficientes de rigidez e amortecimento são fornecidos ao longo da rotação para mancais de duas ranhuras axiais, mancais elípticos, de três lóbulos e mancais com deslocamento cilíndrico.

O comportamento dinâmico do virabrequim em motores a combustão foi descrito por Mourelatos (2001). O modelo acopla a análise estrutural do virabrequim e do bloco do motor com mancais hidrodinâmicos. Verificou-se a importância de desalinhamento proveniente do mancal e da deformação do bloco sobre o virabrequim, sendo essencial nos projetos de otimização.

Metodologias de solução de rotor flexível suportados por mancais a óleo foram estudados por Zhu *et al* (2002). As metodologias estudadas foram: método de órbita centrada síncrona, método de integração numérica e método de pequenas acelerações. O primeiro não é adequado para solução de problemas que inclui fenômenos como a gravidade, enquanto que o segundo requer alto custo computacional, apesar de apresentar soluções mais realísticas. O processo mais adequado consiste em analisar o problema primeiramente com a metodologia de pequenas acelerações e, posteriormente, estudar os detalhes com a metodologia mais detalhada, que é aquela associada ao método de integração numérica

Smalley (2003) e Gunter (2003) referenciam Jorgen Lund, pelas suas importantes contribuições em soluções de problemas de dinâmica de rotor mancalizado. Indicam que os estudos deste influenciaram as publicações de artigos, softwares, manuais e notas de aula, abrangendo áreas de dinâmica de rotores sustentados por mancais hidrodinâmicos ou a gás, bem como efeitos de instabilidade e balanceamento de rotores.

Rodrigues (2003) estudou o controle de ruído e vibrações do compressor alternativo, causado principalmente pela forças originadas pelo fenômeno de compressão do gás. Por simplicidade, o mancal foi modelado através de coeficientes de rigidez e amortecimento. Inicialmente, no entanto, o problema foi analisado para mancais pinados, com o intuito de introduzir o método proposto de solução. Posteriormente, foi promovido um avanço gradativo de dificuldade, incrementando graus de liberdade nos mancais.

A viga sob compressão de uma força constante foi analisada através do modelo de corpo pseudo-rígido por Boyle *et al.* (2003). A equação de flexão da viga apresentou boa concordância com resultados experimentais, principalmente pelo fato do modelo não ser afetado significativamente pela distribuição da massa da viga.

Hu *et al.* (2003) estudaram o comportamento dinâmico do rotor sustentado por estruturas flexíveis. Elas são conectadas através de um modelo de molas de coeficientes não-lineares distribuídos ao longo dos mancais. A análise demonstrou bons resultados utilizando uma modelagem em elementos finitos.

O trabalho do Steffen e Assis (2004) ilustra as pesquisas recentes realizadas na área de dinâmica de máquinas rotativas pelo Grupo de Dinâmica de Sistemas Mecânicos da Universidade Federal de Uberlândia. Na primeira parte são abordadas técnicas de otimização para solução de problemas diretos e inversos em máquinas rotativas, como balanceamento sem massas de teste, identificação de falhas e o uso de meta-modelos estatísticos para solucionar problemas complexos. Num segundo momento, o trabalho ilustra o estudo de técnicas de controle passivo e ativo voltadas para a atenuação de vibrações, sendo que um dos métodos citados foi o uso de materiais viscoelásticos.

Jiang Ping *et al.* (2004) analisaram o comportamento não-linear da dinâmica do rotor, com ênfase nos fenômenos de “oil whip” e “oil whirl”. Verificou que o método de integração direta apresenta resultados mais exatos e práticos do que o método de superposição. Entretanto, para uma solução mais exata, deve-se considerar a distribuição de massa do rotor, pois esta afeta diretamente no comportamento não-linear do mesmo.

Zhao *et al.* (2005) analisaram a estabilidade de um rotor flexível simétrico sustentado por mancais hidrodinâmicos. Foi comparada a solução linear com a solução não-linear, concluindo que as metodologias apresentam boa concordância para pequenos desbalanceamentos. Entretanto, com o aumento da amplitude do desbalanceamento, a solução linear passa a apresentar erros relevantes.

Por fim, Gerardin (2005) estudou o sistema dinâmico manivela-biela-pistão acoplados por mancais hidrodinâmicos em um motor a combustão interna. A equação de Reynolds foi resolvida pelo método de elementos finitos, enquanto que no sistema dinâmico foi utilizado o método iterativo de Newton-Raphson para cada passo de interação no tempo. A análise foi comparada com simulação do programa comercial AVL/Excite, obtendo boa concordância de resultados.

2.4. Caracterização dos Objetivos do Trabalho

O objetivo principal deste trabalho é apresentar uma descrição completa do comportamento do sistema alternativo de um compressor alternativo de refrigeração, considerando efeitos de flexão e de desalinhamento. Isso compreende uma análise integral do sistema explorando como cada elemento afeta o outro, e permitindo formas mais eficazes e adequadas de otimização para o projeto de compressores alternativos. Conseqüentemente, a presente metodologia é mais precisa para minimizar o ruído, o desgaste por atrito, a potência consumida e o vazamento de gás através da folga radial durante a compressão.

CAPÍTULO 3 - CINEMÁTICA E DINÂMICA DO CONJUNTO

O mecanismo responsável pela compressão do fluido em um compressor alternativo é formado por eixo, biela e pistão, similar a motores de combustão interna. Seu acionamento é através de um motor de indução fixo no eixo. A rotação do eixo transforma, através da biela, o movimento rotativo em um movimento alternativo linear do pistão, permitindo a sucção, a compressão e a descarga do fluido refrigerante no cilindro.

Neste capítulo serão desenvolvidas as equações que governam a cinemática das partes móveis do compressor (pistão, biela e eixo), bem como a determinação dos esforços envolvidos durante a compressão do gás em cada um dos corpos.

3.1. Caracterização Geométrica

Inicialmente, um sistema cartesiano de coordenadas é escolhido, com origem centrada no plano xy pertencente ao plano que contém o centro de massa do eixo, conforme ilustra a Fig. 3.1. Deve-se notar, no entanto, que o centro de massa não pertence à origem do sistema de coordenadas, ou seja, está levemente deslocado no quadrante oposto ao excêntrico devido à massa do contrapeso.

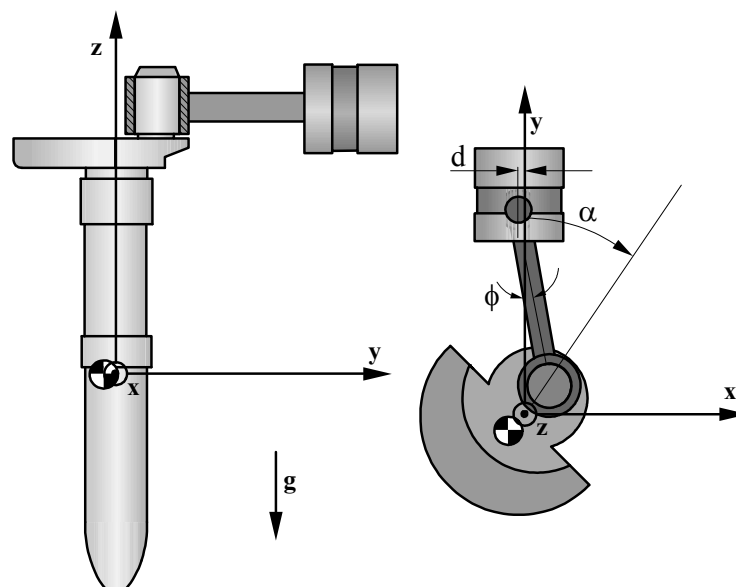


Figura 3.1 – Sistema de coordenada referencial.

Sendo o principal movimento do eixo a rotação, o parâmetro α é introduzido, representando a posição angular do excêntrico com o eixo y positivo do sistema de coordenadas. Associado a este, tem-se o ângulo ϕ , formado pela inclinação da biela com o eixo y . A distância d , usualmente chamada de reversibilidade, é a distância entre o eixo em questão e o eixo do cilindro.

O centro de massa do eixo-excêntrico é deslocado da origem de uma distância denominada de Re_{ei} , conforme ilustrado na Fig. 3.2. O raio da posição do centro do excêntrico

com a origem é chamado de R_{exc} . Este eixo é sustentado por quatro mancais, sendo três deles radiais e um axial, o qual não será considerado neste trabalho. Os mancais radiais são denominados de: mancal superior, mancal inferior e mancal do excêntrico, recebendo os índices ms , mi e me , respectivamente. Os dois primeiros interligam o eixo com o bloco e o último, com a biela. Para cada mancal tem-se os seguintes parâmetros geométricos: L , R e c , correspondendo ao comprimento do mancal, ao raio do mancal e à folga radial. Além disto, o parâmetro Pz representa a posição ao longo da coordenada z do centro do mancal em relação à origem, conforme a Fig. 3.2.

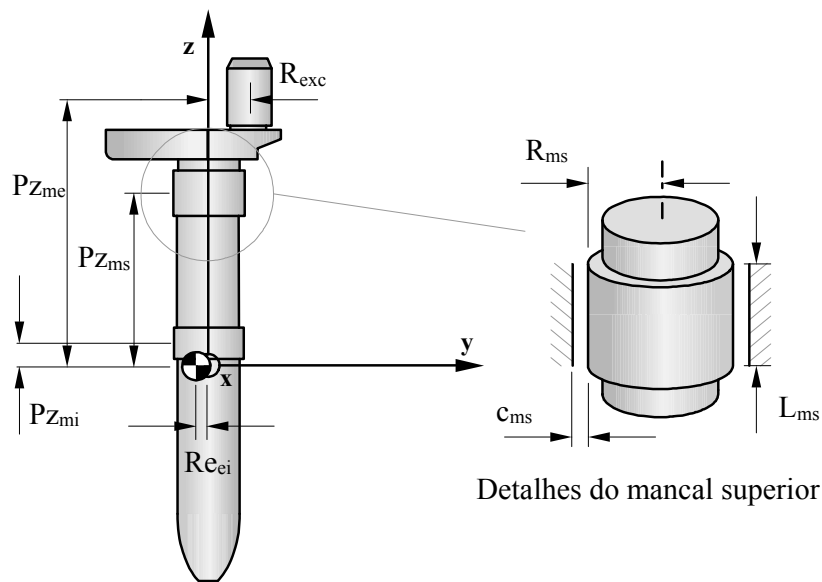


Figura 3.2 – Caracterização geométrica do eixo.

A biela interliga o eixo com o pistão e é responsável por converter o movimento de rotação em translação do pistão. No olhal maior se encontra o mancal do excêntrico e no olhal menor, o mancal do pino. O parâmetro L_{bie} representa o comprimento da biela (a distância entre os eixos dos olhais maior e menor), enquanto que o L_{cm-e} é a distância do centro de massa da biela até o eixo do excêntrico. Os parâmetros E_{oma} e E_{ome} correspondem às excentricidades do olhal maior e menor, respectivamente. Essas excentricidades consistem nas distâncias entre a linha de eixo do centro de massa e o centro de cada um dos mancais. Na secção transversal da biela, é indicado o comprimento da base (B_{bie}) e a altura da secção (H_{bie}). Detalhes podem ser vistos na Fig. 3.3. Os mesmo parâmetros geométricos do mancal do excêntrico, ou seja, comprimento, raio e folga do mancal, são válidos para o mancal do pino, recebendo o índice mp .

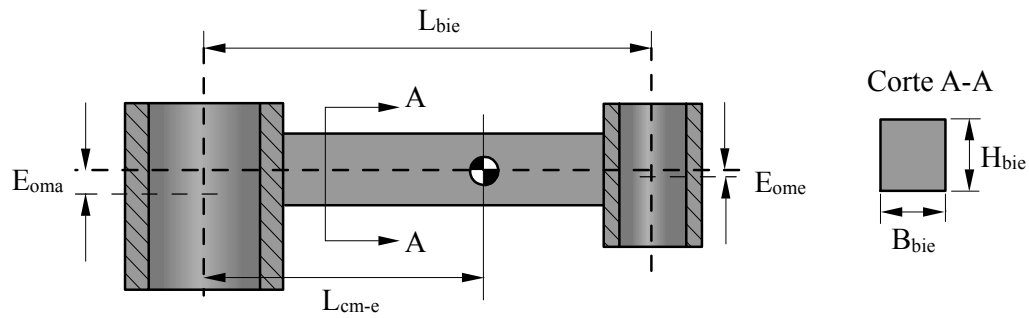


Figura 3.3 – Parâmetros geométricos da biela.

Os parâmetros geométricos do pistão estão indicados na Fig. 3.4. Conforme mostrado na figura, no topo do pistão, a pressão é P_{cil} , que varia em função do tempo. Na base a pressão é a da carcaça, que corresponde à pressão de sucção (P_{suc}), que é mantida fixa para todo o ciclo. Os parâmetros geométricos do pistão são raio do pistão (R_{pis}), comprimento total do pistão (L_{mpt}) e a distância do pino ao centro de massa (D_{pcm}). Para o mancal do pistão, há o raio do mancal (R_{mt}), que é o mesmo do raio do pistão, o comprimento do mancal no topo (L_{mps}), o comprimento do mancal na base (L_{mpb}), a folga radial (C_{mt}) e o rebaixo (F_{mt}), caso exista.

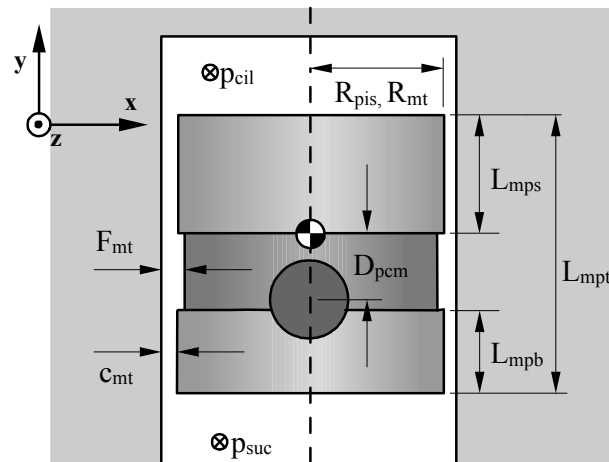


Figura 3.4 – Parâmetros geométricos do pistão.

3.2. Cinemática do Sistema

A cinemática das partes móveis é que proporciona a variação da pressão no interior do cilindro. É através do movimento alternativo do pistão que se realiza o trabalho de compressão do gás refrigerante. A seguir será discutida a formulação da cinemática do

movimento do pistão, biela e eixo, tendo como base os trabalhos de Fernandes (1996) e Wisbeck (2000).

Inicialmente, assume-se que o eixo gira em uma dada frequência angular ω constante, sendo positiva no sentido horário, quando eixo é visto pela sua parte superior. Assim, pode-se relacionar o tempo t com o ângulo de giro α , conforme a seguinte equação,

$$\alpha = \omega t \quad (3.1)$$

Além do movimento de giro, há também movimentos transversais do eixo. Os movimentos transversais é que determinam o desempenho do mancal. Desta forma, o eixo apresenta quatro graus de liberdade: pode transladar e rotacionar nos planos xz , e yz . Em virtude desses deslocamentos serem de grandeza muito inferior à rotação, os mesmos serão desprezados na análise da cinemática.

O mesmo é válido para o pistão, ou seja, para a formulação do problema cinemático, os movimentos na direção radial são desprezados, considerando-se somente o movimento axial. Com isso define-se a posição da origem, O, a posição do excêntrico, A, a posição do centro do pino, B, e a posição do centro de massa da biela, C, como pode ser visto na Fig. 3.5.

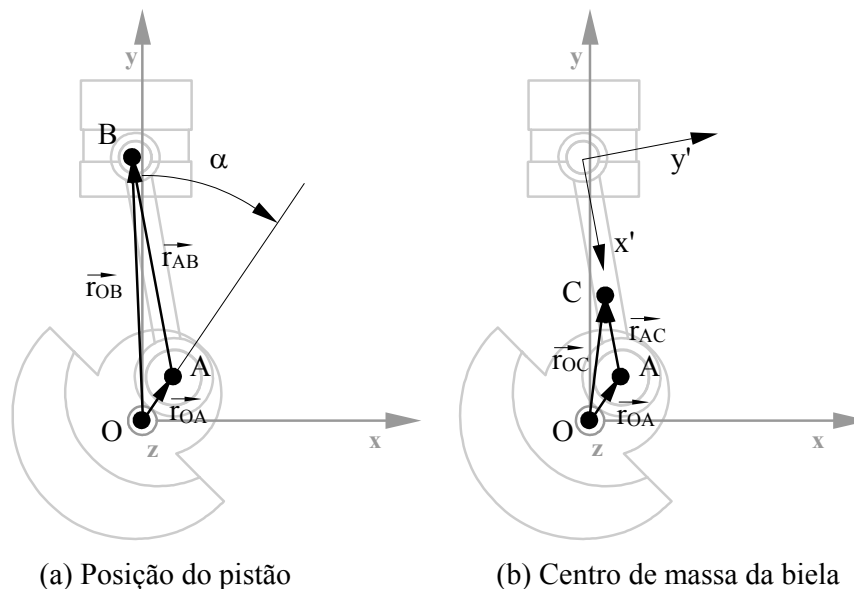


Figura 3.5 – Sistemas de referência para cálculo da cinemática.

A partir das posições indicadas a posição do pistão pode ser dada pela seguinte soma vetorial,

$$\vec{r}_{OB} = \vec{r}_{OA} + \vec{r}_{AB} \quad (3.2)$$

onde \vec{r}_{OB} é a posição vetorial do centro do eixo até o centro do pino, \vec{r}_{OA} é a posição vetorial do centro do eixo até o centro do excêntrico e \vec{r}_{AB} é a posição vetorial do centro do excêntrico até o centro do pino.

Fazendo a decomposição dos vetores \vec{r}_{OB} , \vec{r}_{OA} e \vec{r}_{AB} , resulta em

$$\vec{r}_{OB} = -d\hat{i} + y_p\hat{j} \quad (3.3)$$

$$\vec{r}_{OA} = R_{exc} (\text{sen}\alpha\hat{i} + \text{cos}\alpha\hat{j}) \quad (3.4)$$

$$\vec{r}_{AB} = L_{bie} (-\text{sen}\phi\hat{i} + \text{cos}\phi\hat{j}) \quad (3.5)$$

onde y_p é a posição do pistão em relação a origem, medida em relação ao eixo y , e d é a reversibilidade do conjunto.

Fazendo a soma vetorial, tem-se as seguintes equações:

$$y_p = L_{bie} \text{cos}\phi + R_{exc} \text{cos}\alpha \quad (3.6)$$

$$d = -R_{exc} \text{sen}\alpha + L_{bie} \text{sen}\phi \quad (3.7)$$

Com isso, chega-se na seguinte equação para a posição axial do pistão,

$$y_p = R_{exc} \text{cos}\alpha + \sqrt{L_{bie}^2 - (R_{exc} \text{sen}\alpha + d)^2} \quad (3.8)$$

Como α é função do tempo, pode-se derivar a equação anterior em relação ao tempo, obtendo a velocidade (\dot{y}_p) para derivada primeira e aceleração (\ddot{y}_p), para derivada segunda, resultando nas seguintes equações:

$$\dot{y}_p = -R_{exc} \omega \text{sen} \alpha + \frac{(R_{exc} \text{sen} \alpha + d)^2 R_{exc} \omega \cos \alpha}{\sqrt{L_{bie}^2 - (R_{exc} \text{sen} \alpha + d)^2}} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \ddot{y}_p = & -R_{exc} \omega^2 \cos \alpha - \frac{[(R_{exc} \text{sen} \alpha + d) R_{exc} \omega \cos \alpha]^2}{\sqrt[3]{2} \sqrt{L_{bie}^2 - (R_{exc} \text{sen} \alpha + d)^2}} \\ & - \frac{(R_{exc} \omega \cos \alpha)^2}{\sqrt{L_{bie}^2 - (R_{exc} \text{sen} \alpha + d)^2}} + \frac{(R_{exc} \text{sen} \alpha + d) R_{exc} \omega^2 \text{sen} \alpha}{\sqrt{L_{bie}^2 - (R_{exc} \text{sen} \alpha + d)^2}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde foi assumido que $\alpha = \omega \cdot t$ e $d\alpha/dt = \omega$.

O mesmo procedimento é feito para o centro de massa da biela. Entretanto, neste caso é necessário transformar as grandezas para novo sistema de referência $x'y'$, fixo no olhal menor da biela, conforme mostra a Fig. 3.5.

Novamente,

$$\vec{r}_{OC} = \vec{r}_{OA} + \vec{r}_{AC} \quad (3.11)$$

onde \vec{r}_{OC} é a posição vetorial do centro do eixo até o centro de massa da biela e \vec{r}_{AC} é a posição vetorial do centro do excêntrico até o centro do pino.

Fazendo a decomposição dos vetores \vec{r}_{OC} , \vec{r}_{OA} e \vec{r}_{AC} , tem-se:

$$\vec{r}_{OC} = -x_b \hat{i} + y_b \hat{j} \quad (3.12)$$

$$\vec{r}_{OA} = R_{exc} (\text{sen} \alpha \hat{i} + \cos \alpha \hat{j}) \quad (3.13)$$

$$\vec{r}_{AC} = L_{cm-e} (-\text{sen} \phi \hat{i} + \cos \phi \hat{j}) \quad (3.14)$$

Através da soma vetorial dos vetores posição, pode-se obter as seguintes equações:

$$x_b = R_{exc} \text{sen} \alpha - L_{cm-e} \text{sen} \phi \quad (3.15)$$

$$y_b = R_{exc} \cos \alpha - L_{cm-e} \cos \phi \quad (3.16)$$

A partir da dedução da cinemática do pistão, Eqs. 3.6 e 3.7, respectivamente, sabe-se que:

$$\text{sen}\phi = \frac{R_{\text{exc}} \text{sen}\alpha + d}{L_{\text{bie}}} \quad (3.17)$$

$$\text{cos}\phi = \frac{\sqrt{L_{\text{bie}}^2 - (R_{\text{exc}} \text{sen}\alpha + d)^2}}{L_{\text{bie}}} \quad (3.18)$$

Com isso, chega-se nas seguintes equações:

$$x_b = R_{\text{exc}} \text{sen}\alpha - \frac{L_{\text{cm-e}}}{L_{\text{bie}}} (R_{\text{exc}} \text{sen}\alpha + d) \quad (3.19)$$

$$y_b = R_{\text{exc}} \text{cos}\alpha + \frac{L_{\text{cm-e}}}{L_{\text{bie}}} \sqrt{L_{\text{bie}}^2 - (R_{\text{exc}} \text{sen}\alpha + d)^2} \quad (3.20)$$

Assim como foi feito pro pistão, as velocidades e as acelerações da biela são obtidas através das derivadas primeira e segunda, respectivamente, das coordenadas x_b e y_b . Com isso, as projeções das acelerações para o sistema de coordenada $x'y'$ fixo na biela é dado por:

$$\ddot{x}'_b = \ddot{x}_b \text{sen}\phi - \ddot{y}_b \text{cos}\phi \quad (3.21)$$

$$\ddot{y}'_b = \ddot{x}_b \text{cos}\phi - \ddot{y}_b \text{sen}\phi \quad (3.22)$$

3.3. Dinâmica do Sistema

A dinâmica é resolvida analisando os elementos individualmente, através dos diagramas de corpo livre correspondentes. Para isso, é feito um levantamento das forças consideradas em cada um dos corpos, como será visto a seguir.

Parte-se inicialmente do pistão, pois é admitido que as pressões em suas faces são conhecidas, sendo que a pressão da câmara (P_{cil}) é função do ângulo da manivela e a pressão de sucção (P_{suc}) é constante. As pressões P_{cil} e P_{suc} estão aplicadas no topo e na base do pistão, respectivamente, e são responsáveis pela força do gás, como é ilustrado na Fig. 3.6.

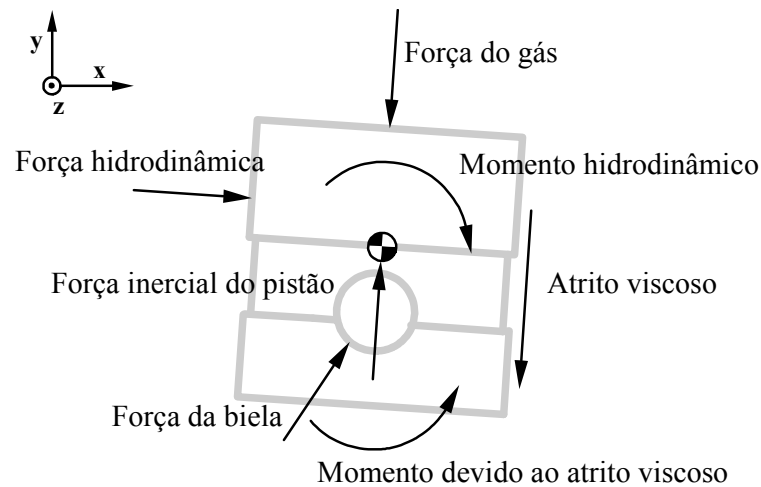


Figura 3.6 – Diagrama de corpo livre do pistão.

Admite-se que a força do gás atua sobre o eixo de simetria do pistão, e portanto não há momento devido a esta. As demais forças são a força inercial do pistão (F_{ipi}), força da biela sobre o pistão (F_{bie}), com componentes em x e em y , força hidrodinâmica (W_{mt}), momento hidrodinâmico (MW_{mt}), atrito viscoso (F_{vis}) e momento devido ao atrito viscoso (M_{pxy} e M_{pyz}), podendo ser no plano xy ou yz , respectivamente.

O movimento axial do pistão é responsável pela sucção e compressão do gás refrigerante. Entretanto, devido à existência da folga, o pistão executa também movimentos radiais, embora de amplitudes bem menores se comparados com o movimento axial. Esses movimentos são usualmente conhecidos como movimentos secundário e terciário do pistão e são de grande importância para o desempenho e confiabilidade do compressor. Em um projeto de mancal do pistão é desejável otimizar este movimento de forma que não ocorra choque com a parede da câmara e que a folga não seja demasiada, o que poderia afetar na eficiência volumétrica do compressor.

Além das propriedades do filme lubrificante e do mancal, a posição do pino no pistão também afeta o movimento radial. Isto é justificado, pois o seu posicionamento interfere diretamente no balanço de forças gerado pelo efeito cunha e de filme espremido, ocasionando reações e momentos sobre o pistão.

Na presente formulação admite-se que a força hidrodinâmica só apresenta componentes na direção radial, baseado nas pequenas inclinações do pistão no interior do cilindro. Além das forças mencionadas, há a força peso do pistão (F_{ppi}) e da biela (F_{pbi}), não mostradas na figura, que atua na direção z . Neste caso, é coerente assumir que o mancal do pistão suporta tanto o peso de si próprio como da biela, principalmente devido a sua rigidez se

comparado com o mancal do excêntrico. Portanto, serão essas as forças responsáveis pelo movimento terciário do pistão.

O procedimento básico adotado aqui consiste em estabelecer a cada instante de tempo o equilíbrio de forças no pistão devido à pressão no cilindro, e assim determinar o carregamento da biela sobre o pistão. Tendo o carregamento da biela sobre o pistão, e por conseguinte o carregamento do pistão sobre a biela, o diagrama de corpo livre da biela é analisado. A biela é formada por uma haste cujas extremidades apresentam um olhal ligado ao pistão e outro ligado ao excêntrico do eixo, sendo que ambas as ligações são realizadas através de mancais. A função da biela é transmitir os esforços originados pelo eixo para o pistão, resultando em deslocamento linear deste e, conseqüentemente, na compressão e na sucção do fluido refrigerante.

As forças consideradas são a força do pistão (F_{pis}), força do excêntrico (F_{exc}) e a força inercial da biela (F_{ibi}), como pode ser visto na Fig. 3.7. Além destas, como citado anteriormente, há a força peso que será sustentada pelo mancal do pistão.

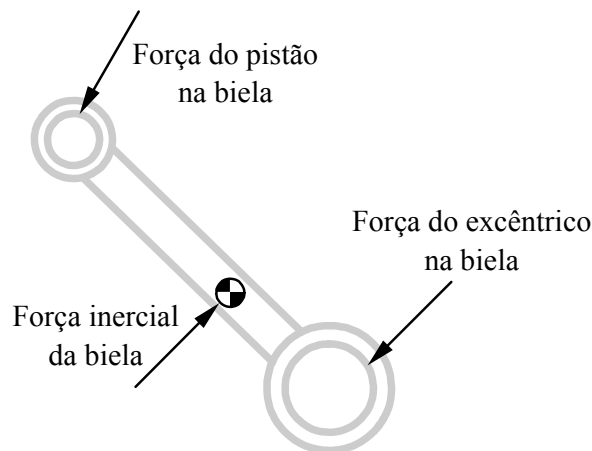


Figura 3.7 – Diagrama de corpo livre da biela.

O último corpo a ser analisado é o eixo, sendo este responsável pela transmissão de energia do rotor até a biela, por meio de seus componentes formados pelo rotor, eixo, contrapeso e excêntrico. O eixo de acionamento é acoplado radialmente com o bloco através dos mancais principal e secundário, e axialmente pelo mancal axial, e ligado com biela por um mancal radial, conforme ilustrado na Fig. 1.3. Convém observar que é o mancal axial que sustenta verticalmente o peso do eixo e do motor elétrico.

Embora a rotação em torno de si próprio seja o principal movimento do eixo, não é o único. Devido à rigidez dos mancais hidrodinâmicos, há movimentos lineares e angulares em

todas as direções. No atual trabalho, não será considerado movimentos axial do eixo, ou seja, o mancal axial não é levado em conta. Com isso, o eixo pode se deslocar apenas nas direções x e y , além de permitir pequenos giros nos planos, xz e yz . Considerando que a principal função do mancal axial é sustentar o peso do eixo e que este mancal não contribui para o desalinhamento do eixo em relação aos mancais principal e secundário, o estudo da dinâmica do mecanismo de compressão não é afetado por esta simplificação.

Amite-se que os deslocamentos das partes no interior dos mancais, por serem de ordem inferior, não são levados em consideração na análise da dinâmica e da cinemática do eixo. Com isso, as forças consideradas, conforme a Fig. 3.8, são força da biela sobre o excêntrico (F_{exc}), a reação dos mancais no eixo, e a força centrífuga (F_{eix}), devido à excentricidade do centro de massa do eixo.

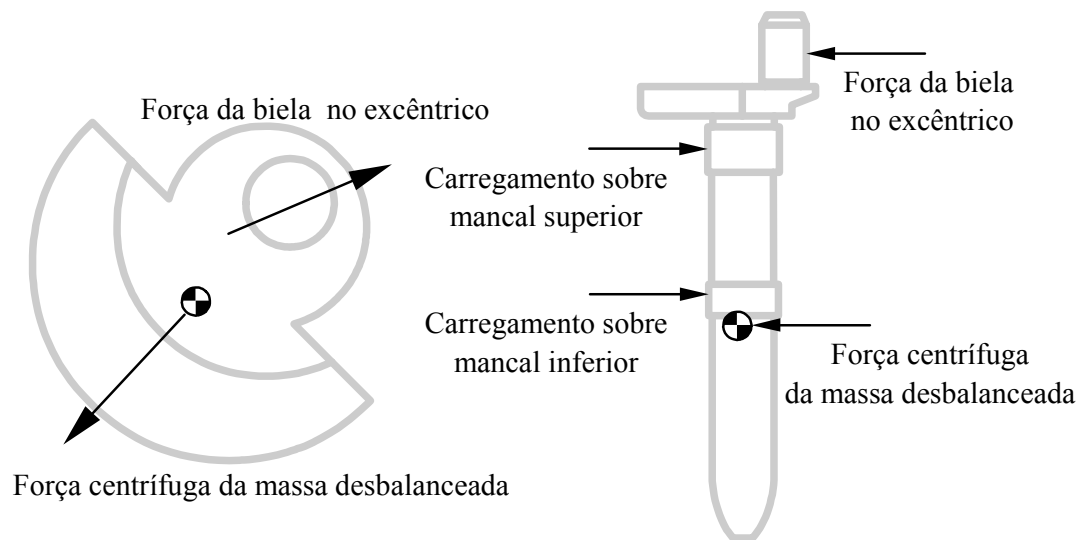


Figura 3.8 – Diagrama de corpo livre do eixo.

3.4. Método Tradicional e Método Multicorpos

Duas metodologias de dinâmica são estudadas e comparadas. A diferença entre ambas basicamente está na forma como é considerada a inércia da biela. A seguir, é mostrado o balanço de força através do diagrama de corpo livre para cada uma das metodologias.

Inicialmente, analisa-se o método tradicional de dinâmica, onde a massa da biela é distribuída uma parcela para o pistão e outra parcela para o excêntrico. O equilíbrio de força do pistão em y pode ser dado pela seguinte equação:

$$\sum F_y = M_{\text{equivalente}} \ddot{y}_p \quad (3.23)$$

ou

$$F_{\text{bie}_y} - F_{\text{pre}} - F_{\text{vis}} = (M_{\text{pis}} + M_{\text{pin}} + M_{\text{bie}_{\text{cm-p}}}) \ddot{y}_p \quad (3.24)$$

onde M_{pis} é a massa do pistão, M_{pin} é a massa do pino e $M_{\text{bie}_{\text{cm-p}}}$ é a parcela da massa da biela relativa ao segmento do centro de massa da biela até o pistão. A força de pressão devido ao gás é dada por:

$$F_{\text{pre}} = (P_{\text{cil}} - P_{\text{suc}}) \pi R_{\text{pis}}^2 \quad (3.25)$$

Com isso, a força da biela é obtida, sendo que a componente em x é determinada através da decomposição vetorial, de acordo com

$$F_{\text{bie}_x} = -F_{\text{bie}} \text{sen}\phi \quad (3.26)$$

A outra parcela da massa da biela é colocada no centro do excêntrico, acarretando uma força centrífuga devido ao movimento de rotação do eixo, conforme a seguir,

$$|F_{\text{exc}}| = M_{\text{bie}_{\text{cm-e}}} \omega^2 R_{\text{exc}} \quad (3.27)$$

Além desta parcela, a massa do eixo também apresenta força centrífuga, quando o centro de massa não coincide com o eixo z, e pode ser obtido por

$$|F_{\text{eix}}| = M_{\text{eix}} \omega^2 R_{\text{eix}} \quad (3.28)$$

Com isso, as reações dos mancais são obtidas pelo balanço de força e de momento nas direções x e y, conforme a seguir

$$F_{\text{ms}_x} + F_{\text{mi}_x} + F_{\text{eix}_x} + F_{\text{exc}_x} = F_{\text{bie}_x} \quad (3.29)$$

$$F_{\text{ms}_y} + F_{\text{mi}_y} + F_{\text{eix}_y} + F_{\text{exc}_y} = F_{\text{bie}_y} \quad (3.30)$$

$$F_{\text{ms}_x} P_{\text{zms}} + F_{\text{mi}_x} P_{\text{zmi}} = (F_{\text{exc}_x} + F_{\text{bie}_x}) P_{\text{zme}} \quad (3.31)$$

$$F_{ms_y} P_{zms} + F_{mi_y} P_{zmi} = (F_{exc_y} + F_{bie_y}) P_{zme} \quad (3.32)$$

As equações das forças mostradas anteriormente representam a metodologia tradicional da dinâmica, usado por autores como Fernandes (1996) e Wisbeck (2000). A seguir, é ilustrada a metodologia de multicorpos, onde a biela é analisada de forma isolada.

Mabie e Okvirk (1980) e Gerardin (2006) ilustram uma outra forma de deduzir a cinemática que contempla os pequenos deslocamentos existentes nos mancais além dos movimentos do próprio sistema. Por simplicidade, a metodologia apresentada anteriormente será mantida, e será comparado no presente trabalho, exclusivamente, os modelos de dinâmica.

Também para a metodologia de multicorpos o ponto de partida é o pistão. O equilíbrio de forças para o pistão é dado por,

$$F_{bie_y} - F_{pre} - F_{vis} = (M_{pis} + M_{pin}) \ddot{y}_p \quad (3.33)$$

que é similar à Eq. 3.24, sendo que a única diferença é que a massa da biela não é considerada.

A componente em y da força da biela é dada da mesma forma pela Eq. 3.24. Na seqüência pode-se analisar o diagrama de corpo livre da biela, conforme Fig. 3.7, resultando em

$$F_{exc_x} = M_{bie} \cdot \ddot{x}_b + F_{bie_x} \quad (3.34)$$

$$F_{exc_y} = M_{bie} \cdot \ddot{y}_b + F_{bie_y} \quad (3.35)$$

Convém observar novamente que a força que a biela exerce sobre o pistão é a mesma que o pistão exerce na biela, alterando apenas o sentido da mesma. Por fim, o diagrama de corpo livre do eixo é analisado, permitindo que se escreva

$$F_{O_x} = F_{exc_x} + F_{eix_x} \quad (3.36)$$

$$F_{O_y} = F_{exc_y} + F_{eix_y} \quad (3.37)$$

onde F_O é a força conjunta dos mancais aplicada sobre o ponto O, indicado na Fig. 3.5, com componentes em x e em y .

Deve-se ressaltar que a metodologia da dinâmica de multicorpos apresenta formas mais complexas de dedução, inclusive incluindo o movimento devido às excentricidades dos mancais nas equações da dinâmica. No entanto, tais níveis de precisão fogem ao escopo do presente trabalho.

Em ambas as metodologias as forças peso do sistema não foram mostradas. O peso do eixo não é considerado por não ser analisado o mancal axial, responsável pela sustentação deste. Já o peso do pistão e da biela, são sustentados pelo mancal do próprio pistão, ocasionando movimentos terciários deste. Sendo assim, o peso não afeta a cinemática do sistema, enquanto que na dinâmica são as únicas forças presentes na direção z , sustentados pelo mancal do pistão.

CAPÍTULO 4 - MODELOS DE MANCALIZAÇÃO E DE FLEXÃO

4.1. Modelos de Mancalização

A modelagem de mancais sob carregamento dinâmico requer balanços de força e de momento sobre o eixo a cada instante de tempo. Com tais balanços determina-se a trajetória do eixo no interior dos mancais, e, em conjunto com a distribuição de pressão no filme de óleo, calcula-se a potência consumida por atrito viscoso, a vazão de óleo necessário à alimentação dos mancais e a espessura mínima do filme de óleo. Vale ressaltar que, para o presente trabalho, a nomenclatura eixo define o elemento que está contido no mancal, tanto para o eixo-excêntrico como para o pistão.

Detalhes dos mancais existentes no sistema dinâmico a ser modelado podem ser vistos na Fig. 4.1. No eixo-excêntrico há quatro mancais hidrodinâmicos: dois mancais radiais – o mancal principal e o mancal secundário, responsáveis pelos carregamentos no plano xy – um mancal de escora – responsável pela sustentação das cargas na direção axial – e um mancal radial na união entre o excêntrico e a biela.

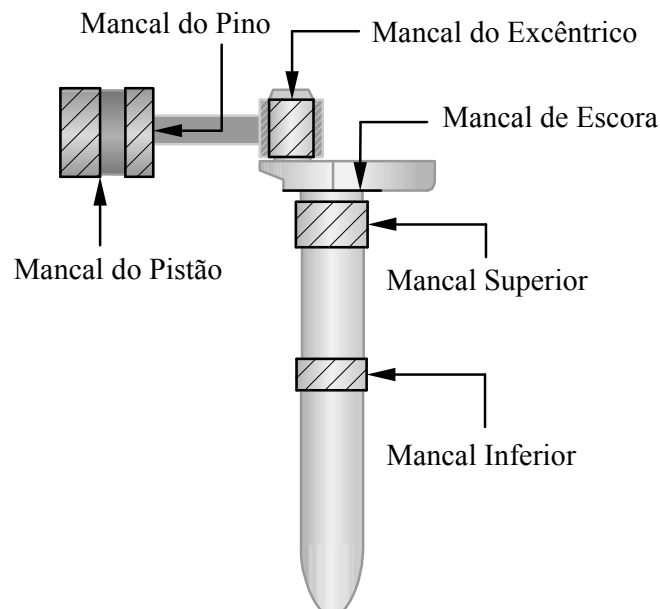


Figura 4.1 – Sistema de mancais hidrodinâmicos.

A biela, por sua vez, apresenta dois mancais radiais: uma no olhal maior, que está ligado com o excêntrico do eixo, e outra no olhal menor, acoplado com o pino do pistão. Este, por fim, apresenta o mancal guia, responsável pela sua sustentação na câmara de compressão. O comportamento do mancal do pistão, diferente dos outros, apresenta um movimento essencialmente axial, o que torna a equação de Reynolds para o mesmo diferente das demais, conforme será mostrado a seguir.

A geometria de um mancal hidrodinâmico é caracterizada pelo comprimento L , raio R , folga radial c e rebaixo, caso exista. (Fig. 4.2). A folga radial é definida como a distância entre as superfícies do eixo e do mancal, quando estes estão perfeitamente alinhados e concêntricos. Ainda, sendo a folga radial muito menor do que o raio, não se faz distinção entre o raio do eixo e o raio do mancal. Por fim, define-se ainda a espessura local do filme de

óleo h , que varia ao longo do filme de óleo, em resposta à excentricidade responsável pela sustentação das cargas.

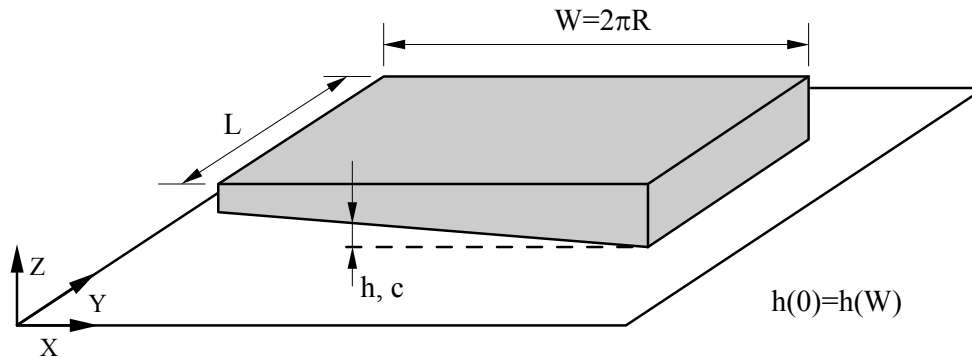


Figura 4.2 – Geometria do filme de óleo em coordenada cartesiano.

Observa-se que, embora não seja ilustrado na Fig. 4.2 por questões simplificativas, a espessura do óleo deve satisfazer a condição de contorno de continuidade, ou seja, a espessura do óleo $h(0)$ deve ser equivalente a $h(W)$.

4.1.1. Equação de Reynolds

A equação geral que descreve a lubrificação hidrodinâmica para as aplicações do presente trabalho, faz uso das seguintes aproximações:

1. As forças de corpo serão negligenciadas, ou seja, o fluido não é afetado por forças de campo, como a gravitacional.
2. A pressão é constante ao longo da espessura do filme de óleo local. Esta simplificação é justificada devido à ordem de grandeza da folga.
3. A folga radial c é muito pequena em relação ao comprimento L e ao raio R do mancal. Desta forma, velocidades e acelerações em resposta da variação do filme de óleo serão desprezadas na equação de Navier-Stokes.
4. Lubrificante é um fluido newtoniano.
5. Escoamento laminar.
6. Forças inerciais do fluido são pequenas se comparadas com as forças viscosas e serão desprezadas.
7. O pistão e o cilindro são rígidos, não sofrendo deformações de qualquer espécie.
8. O gás refrigerante e o óleo lubrificante são imiscíveis.

9. A densidade e a viscosidade do lubrificante são constantes.

A última hipótese é a mais difícil de ser justificada. Efeitos de dissipação viscosa sempre estarão presentes, tornando o problema não isotérmico e, conseqüentemente, afetando a viscosidade do fluido. Entretanto, a hipótese será mantida por simplicidade.

No Apêndice 1 é deduzida a equação de Reynolds a partir das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento linear. A equação de Reynolds da lubrificação completa obtida a partir das simplificações anteriores é dada pela expressão a seguir:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 12\mu \frac{\partial}{\partial X} \left[(U_1 + U_2) \frac{h}{2} \right] + 12\mu \frac{\partial}{\partial Y} \left[(V_1 + V_2) \frac{h}{2} \right] + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.1)$$

onde $\partial p/\partial X$ é o gradiente de pressão na direção circunferencial, $\partial p/\partial Y$ é o gradiente de pressão na direção axial, h é a espessura local do filme, $\partial h/\partial t$ é a variação local da espessura do filme com o tempo, U_1 é a velocidade circunferencial do eixo, U_2 é a velocidade circunferencial da bucha, V_1 é a velocidade axial do eixo, V_2 é a velocidade axial da bucha e μ é a viscosidade do óleo.

Vale ressaltar que as dimensões X e Y da equação não devem ser confundidas com as coordenadas x e y do sistema referencial do mecanismo. As dimensões X e Y são coordenadas associadas à geometria dos mancais, sendo que X corresponde à direção circunferencial e Y à direção axial. Desta forma, desconsiderando-se a curvatura do filme de óleo, pode-se escrever

$$X = \theta R \quad (4.2)$$

onde θ é a coordenada circunferencial. No caso de mancais finitos, é conveniente introduzir a coordenada adimensional axial, ξ , de acordo com

$$Y = \xi R \quad (4.3)$$

Com as novas coordenadas θ e ξ , a equação de Reynolds toma a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = 6\mu(\omega_1 + \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 + V_2)R \frac{\partial h}{\partial \xi} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.4)$$

onde ω_1 é a velocidade angular do eixo e ω_2 é a velocidade angular da bucha, dados por:

$$U = \omega R \quad (4.5)$$

No modelo de mancal curto o gradiente de pressão na direção X é muito menor do que na direção Y, ou seja, $\partial p / \partial X \ll \partial p / \partial Y$. Como é ilustrada na Fig. 4.3, na direção Y o gradiente $\partial p / \partial Y$ é da ordem de p/L e em X é da ordem de p/W . Para L muito menor do que W, $p/L \gg p/W$, e portanto $\partial p / \partial X \ll \partial p / \partial Y$.

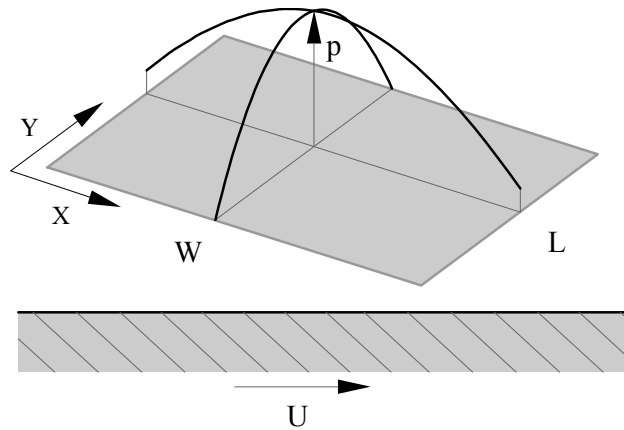


Figura 4.3 - Perfis de pressão ao longo das linhas de centro em um mancal.

Com isso, desprezando-se o primeiro termo da Eq. 4.1, chega-se na seguinte equação de Reynolds para mancal curto:

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 12\mu \frac{\partial}{\partial X} \left[(U_1 + U_2) \frac{h}{2} \right] + 12\mu \frac{\partial}{\partial Y} \left[(V_1 + V_2) \frac{h}{2} \right] + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.6)$$

Ainda, em coordenadas cilíndricas tem-se

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu(\omega_1 + \omega_2) \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 + V_2) \frac{\partial h}{\partial y} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.7)$$

A partir das Eqs. 4.6 e 4.7 serão adotadas condições de contorno para cada um dos mancais do sistema, conforme mostrado a seguir.

Mancalização do Eixo

A mesma formulação é válida para o mancal principal e para o mancal secundário. Assume-se que o bloco é fixo, e que a única velocidade é a de rotação do eixo (Fig. 4.4).

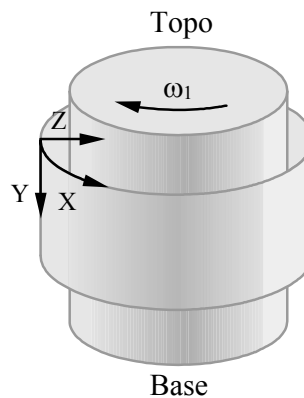


Figura 4.4 – Velocidades de rotação no mancal principal e secundário.

Ainda, como as velocidades na direção axial são desprezadas, as equações de Reynolds para as aproximações de mancal finito e curto tomam as seguintes formas, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = 6\mu\omega_1 R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.8a)$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu\omega_1 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.8b)$$

Mancalização do Excêntrico

No mancal do excêntrico, tanto o excêntrico como a biela estão em movimento, conforme ilustrado na Fig. 4.5. Enquanto o eixo realiza um movimento de rotação, a biela realiza um movimento alternado, similar a um pêndulo. Isto significa que, para o mancal, temos um eixo rotacionando numa velocidade constante e uma bucha rotacionando alternadamente.

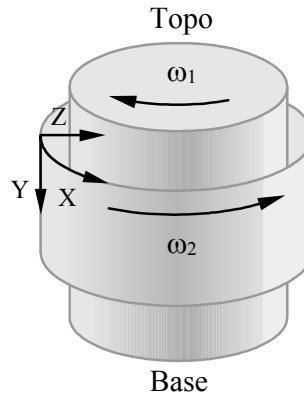


Figura 4.5 – Velocidades de rotação no mancal do excêntrico.

Com isso, tem-se as seguintes equações de Reynolds para as aproximações de mancal finito e mancal curto, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = 6\mu(\omega_1 + \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.9a)$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu(\omega_1 + \omega_2) \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.9b)$$

Como nos mancais principal e secundário do eixo, as velocidades na direção axial foram desprezadas.

Mancalização do Pino

O mancal do pino tem sua característica predominante de filme espremido, já que a única velocidade circunferencial é devida ao olhal menor da biela e não é constante (Fig. 4.6). Este mancal possui, em geral, uma melhor tolerância de fabricação, o que resulta em uma maior rigidez do fluido.

As equações de Reynolds para as aproximações de mancal finito e mancal curto, respectivamente, são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = 6\mu\omega_2 R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.10a)$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu\omega_2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.10b)$$

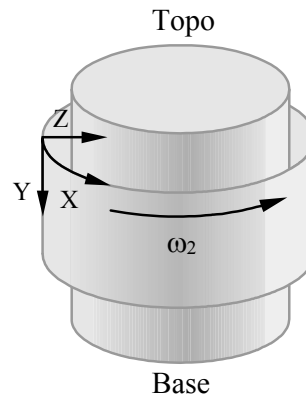


Figura 4.6 – Velocidades de rotação no mancal do pino.

Mancalização do Pistão

Este é o modelo de mancal que apresenta a forma mais diferenciada dos demais em virtude da cinemática do pistão que se baseia em movimentos axiais (Fig. 4.7). Além disto, o pistão pode ter um rebaixo na sua parte central (não indicado na figura), com o intuito de otimizar a dissipação viscosa..

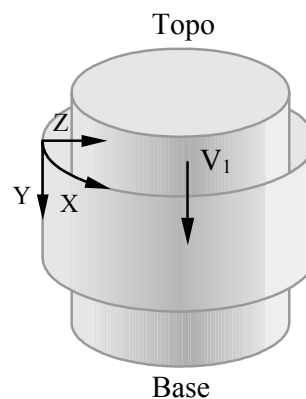


Figura 4.7 – Velocidade axial no mancal do pistão.

Para escrever a equação de Reynolds deste mancal, assume-se que translações, velocidades e acelerações na direção radial são bem menores que aquelas na direção axial. Assim sendo, para quaisquer pontos do pistão, as velocidades e acelerações na direção axial são as mesmas, e a equação de lubrificação adquire a seguinte forma

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = 6\mu V_1 R \frac{\partial h}{\partial \xi} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.11a)$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu V_1 \frac{\partial h}{\partial Y} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.11b)$$

sendo que a Eq. 4.11a representa o modelo de mancal finito e a Eq. 4.11b o modelo de mancal curto.

4.1.2. Parâmetros Operacionais

Quatro importantes resultados que o modelamento de mancais deve fornecer são: a espessura mínima do filme de óleo, a força hidrodinâmica, a potência consumida por atrito viscoso e a vazão lateral de óleo. O valor da espessura mínima do filme de óleo sugere o grau de segurança da mancalização. É através deste que se avalia a confiabilidade do mancal, evitando condições de choque entre as superfícies. A força hidrodinâmica consiste na integração do campo de pressão do filme de óleo, e é a responsável pela sustentação do mancal. A potência consumida por atrito permite verificar o consumo de energia no mancal, possibilitando a avaliação da viabilidade deste. Por fim, a vazão de óleo nas laterais dos mancais informa como deve ser a alimentação de óleo do mancal para que este opere adequadamente lubrificado.

Espessura mínima do filme de óleo

A espessura mínima do filme de óleo é obtida em resposta à condição do equilíbrio entre a força hidrodinâmica e o carregamento sobre o mancal. Ela é fornecida imediatamente pela observação da posição do eixo em relação à bucha. Para uma condição de carregamento dinâmico, a espessura é determinada a cada instante de tempo, resultando numa trajetória completa do eixo, também conhecida como a órbita do mancal.

Força e momento hidrodinâmico

As forças e os momentos hidrodinâmicos são determinados pela integração do campo de pressão fornecido pela solução da equação de Reynolds. Assim, uma vez de posse do campo de pressão, podem-se determinar as componentes da força hidrodinâmica, conforme as integrações a seguir:

$$W_x = \int_0^L \int_0^{2\pi} p_{i,j} R \cos\theta d\theta dY \quad (4.12a)$$

$$W_y = \int_0^L \int_0^{2\pi} p_{i,j} R \sin\theta d\theta dY \quad (4.12b)$$

Ressalta-se que o resultado da integração determina a força hidrodinâmica nas coordenadas globais utilizadas para a dinâmica do mecanismo (Fig. 3.1), enquanto que a integral em si é referente às pressões nas coordenadas locais do mancal (Fig. 4.8).

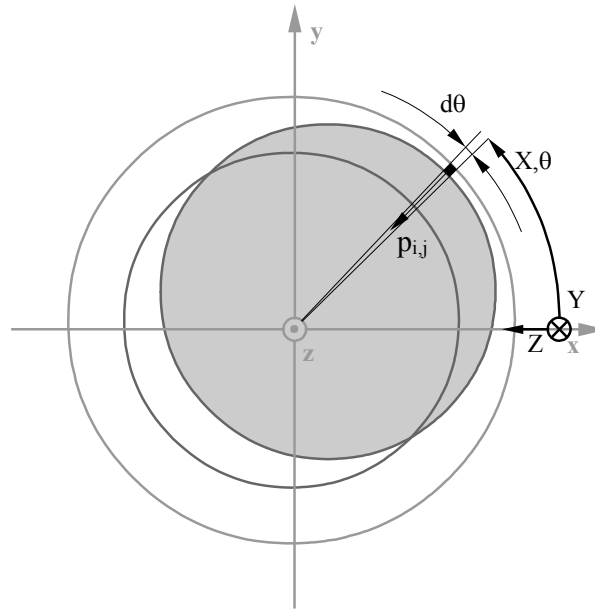


Figura 4.8 – Detalhes da integração do campo de pressão.

O momento hidrodinâmico é em resposta da ação viscosa do óleo. Sendo que ele pouco afeta na dinâmica dos mancais, exceto a dinâmica do pistão, a formulação seguinte será válida somente para este. Define-se que o momento é positivo se sentido horário e negativo no sentido anti-horário. O valor dos momentos nas direções x e y são, respectivamente,

$$M_x = \int_0^L \int_0^{2\pi} p_{i,j} R \sin\theta (Y_{cm} - Y) d\theta dY \quad (4.13a)$$

$$M_y = \int_0^L \int_0^{2\pi} p_{i,j} R \cos\theta (Y_{cm} - Y) d\theta dY \quad (4.13b)$$

Potência consumida por atrito

A potência devida ao atrito viscoso é definida como a velocidade periférica do eixo multiplicada pela força viscosa, que por sua vez é a integral da tensão cisalhante sobre a área do mancal. Com isso, a potência dissipada pode ser obtida através da integração numérica, conforme a seguir:

$$\text{Pot} = - \int_0^L \int_0^{2\pi} \left(\frac{h}{2R} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\mu \omega R}{h} \right) \omega R^2 d\theta dY \quad (4.14)$$

De forma similar, para o pistão, a potência dissipada apresenta a seguinte forma:

$$\text{Pot} = - \int_0^L \int_0^{2\pi} \left(\frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial Y} + \frac{\mu V_1}{h} \right) V_1 R^2 \Delta\theta \Delta Y \quad (4.15)$$

Vazão lateral de óleo

A vazão total de lubrificante nos mancais é dada pela integração da vazão local axial ao longo de toda a circunferência do mancal, da seguinte forma:

$$Q = 2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{h_1^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial Y} \Big|_{y=1} \right) R d\theta \quad (4.16)$$

E no pistão a vazão é dada por

$$Q = \int_0^{2\pi} \left(- \frac{h_{n_y}^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial Y} \Big|_{y=n_y} + V_1 \frac{h_{n_y}}{2} \right) R d\theta \quad (4.17)$$

4.2. Modelos de Flexão da biela

O modelo de flexão da biela consiste em definir a deformação desta sob ação de carregamentos num sistema dinâmico. A resolução se baseia no modelo analítico de viga, de acordo com as metodologias consagradas na área de Mecânica dos Sólidos.

No sistema dinâmico analisado, a biela está sob diversos carregamentos, sendo eles: a força que o excêntrico exerce sobre o olhal maior, a força que o pino do pistão exerce sobre o olhal menor, os momentos viscosos nos mancais do olhal maior e do olhal menor, os momentos devido às excentricidades existentes em ambos olhais no plano $x'z'$, a força inercial devido ao movimento alternado, e o peso da biela. Para efeitos de cálculo, os momentos devido às forças viscosas serão desprezados, por serem de ordem inferior aos demais, assim como o peso, que é sustentado pelo mancal do pistão.

Primeiramente, pode-se, a grosso modo, separar a biela em duas situações: a biela sob tração e a biela sob compressão. No primeiro caso, assume-se que a biela sofrerá uma deformação linear pura. E quando a biela estiver sobre compressão, ocorrerá deflexão nos planos $x'y'$ e $x'z'$ (Fig. 3.5).

Assume-se ainda a hipótese de que a biela é um material isotrópico homogêneo, ou seja, apresenta a mesma propriedade em todas as direções. A seguir, serão apresentadas as equações utilizadas no modelo de flexão da biela.

4.2.1. Deformação Linear da Biela

A deformação linear consiste em obter quanto a biela irá se deformar quando estiver sob força de tração ao longo do seu eixo x' . Desprezam-se as deformações que não sejam ao longo deste eixo e assume-se que o corpo respeita a lei de Hooke, ou seja

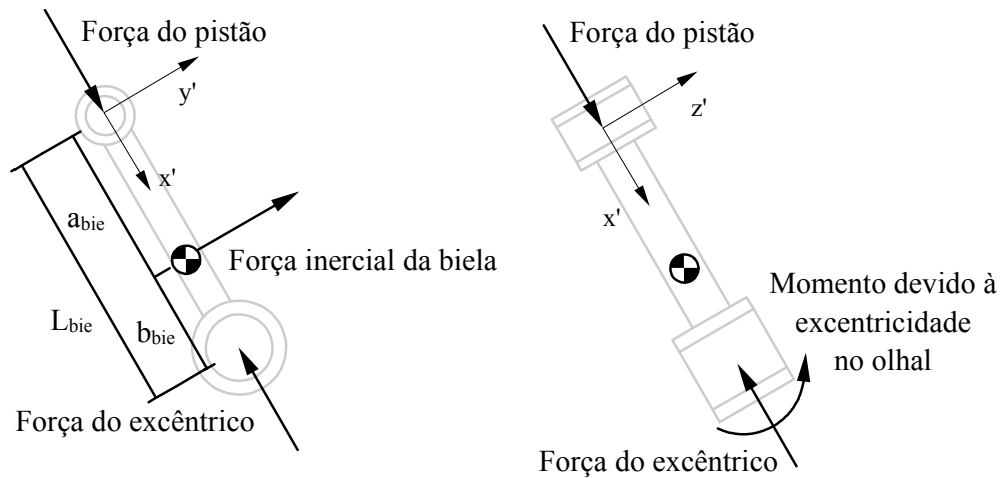
$$\sigma = E \Delta x \quad (4.18)$$

onde σ é a tensão, E é o módulo de elasticidade e Δx é a deformação.

4.2.2. Flexão da Biela

A abordagem aqui adotada é baseada em Popov (1992). A flexão da biela acontece em dois planos: $x'y'$ e $x'z'$, e o diagrama de corpo livre é ilustrado na Fig. 4.9.

A análise de flexão consiste, basicamente, em resolver a equação da deflexão de uma viga, apoiada nas duas extremidades por vínculos de segundo grau. A dedução da equação para a flexão da biela é apresentada no Apêndice 3.



(a) Modelo de flexão no plano x'y'

(b) Modelo de flexão no plano x'z'

Figura 4.9 – Análise de flexão da biela nos planos x'y' e x'z'.

Plano x'y'

No plano x'y' as forças atuantes sobre a biela são a força de compressão nos olhais e a força inercial, em virtude dos movimentos alternados da biela. A equação da linha elástica é dada pela seguinte expressão:

$$v_A = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{\sin(\lambda a_{bie})}{\lambda} \left[\cos(\lambda x') - \frac{\sin(\lambda x')}{\tan(\lambda L_{bie})} \right] + \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{a_{bie}}{L_{bie}} (x' - L_{bie}) \quad (4.19)$$

A máxima deflexão não se situa no centro da biela, pelo fato do centro de massa ser deslocado. Neste caso, é necessário definir a posição onde ocorrerá a máxima deflexão, que pode ser obtido através da derivação da equação anterior. Portanto, a máxima deflexão ocorrerá de acordo com

$$x'_{y' \max} = \frac{1}{\lambda} \arccos \left[\frac{b_{bie}}{L_{bie}} \frac{\tan(\lambda L_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie}) \cos(\lambda a_{bie}) - \sin(\lambda a_{bie})} \right] \quad (4.20)$$

Através da Eq. 4.20, obtêm-se a posição da máxima deflexão. E retornando à Eq. 4.19, pode-se determinar a flexão máxima da biela no plano x'y'.

Plano x'z'

No plano x'z', a força atuante é somente a força de compressão nos olhais. Entretanto, em virtude das excentricidades dos olhais, resultam momentos que contribuem com a flexão da biela. Este momento é o principal termo que contribui com a deflexão, e a equação da máxima deflexão é dada por

$$v_{C_{\max}} = E_{\text{oma}} \left[\sec \left(\sqrt{\frac{F_{\text{bic}}}{EI}} \frac{L_{\text{bic}}}{2} \right) - 1 \right] \quad (4.21)$$

onde o parâmetro E_{oma} é a maior excentricidade presente na biela.

Neste caso, a máxima deflexão ocorrerá no meio da viga devido à simetria das cargas.

CAPÍTULO 5 - METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

A solução do problema em pauta consiste em descrever o comportamento do sistema dinâmico dependente do desalinhamento dos elementos em virtude da rigidez dos mancais e da flexão da biela. Para isso, é necessário determinar a cinemática e as forças que atuam sobre os elementos para posteriormente determinar a trajetória das órbitas. Neste capítulo será descrito a metodologia pela qual a dinâmica do sistema será acoplada com a resolução das equações de lubrificação, bem como a metodologia computacional associada à integração das equações diferenciais.

5.1. Cinemática e Dinâmica do Sistema

A resolução do sistema consiste em resolver as equações anteriormente descritas a cada instante de tempo, tendo como dado de saída os carregamentos sobre os mancais. Primeiramente a cinemática é resolvida através das equações do pistão 3.8 a 3.10, com o intuito de se obter a aceleração do mesmo. Sendo esta função do ângulo da manivela, admite-se para a integração no tempo que o ponto inicial é o ponto morto superior. Observa-se ainda que na descrição da cinemática não é levado em consideração efeitos de desalinhamento das partes.

De posse da aceleração do pistão, parte-se para a resolução da dinâmica do sistema, através da análise dos corpos livres do pistão, da biela e do eixo-excêntrico. Admite-se que a pressão da câmara é conhecida e é função do ângulo da manivela, o que possibilita obter a dinâmica do pistão. Em seguida, resolve-se a dinâmica da biela e, por último, do eixo.

A metodologia tradicional e a de multi-corpos são resolvidas de forma similar. No primeiro caso, utiliza-se as Eqs. 3.24 a 3.32, e no segundo, as Eqs. 3.33 a 3.37.

5.2. Discretização da Equação de Reynolds

O campo de pressão do filme de óleo é obtido através do método dos volumes finitos, que consiste em discretizar o domínio de solução e relacionar cada ponto nodal com os seus vizinhos. Tendo como resultado a pressão dos pontos nodais, é possível obter as velocidades que caracterizam o deslocamento do eixo para cada instante de tempo, descrevendo-se assim a trajetória do mesmo.

O domínio discretizado de solução e um volume de controle genérico é ilustrado na Fig. 5.1.

Para o domínio de solução ilustrado, deve-se respeitar três condições de contorno, que serão descritas a seguir.

1. O campo de pressão é contínuo ao longo do domínio circunferencial, ou seja, os pontos nodais $p_{0,j}$ são vizinhos dos pontos nodais $p_{n_x,j}$, para todos os valores de j .
2. As pressões nas laterais inferior e superior do mancal são conhecidas e correspondem à pressão ambiente, ou seja, $p_{i,1} = p_{i,n_y} = p_0$.

3. Após a obtenção do campo de pressão, considera-se apenas os valores absolutos positivo, desprezando os valores negativos de pressão. Isso diz respeito à incapacidade do óleo de escoar continuamente na região divergente da folga radial, resultando em regiões de cavitação onde a pressão é inferior à pressão ambiente.

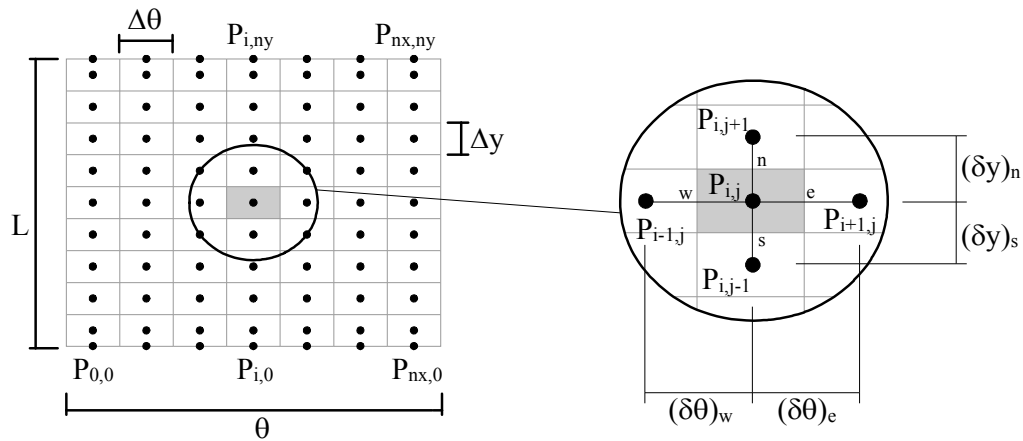


Figura 5.1 – Domínio discretizado para solução da pressão.

A diferença entre o modelo de mancal finito e o de mancal curto consiste no gradiente de pressão considerado nesta integração. Para o mancal finito, os gradientes de pressão nas direções θ e Y são ambos levados em consideração. Já no mancal curto, assume-se que o gradiente de pressão na direção θ é pequeno em relação àquele associado à direção Y , e que pode ser desprezado. Inúmeros estudos mostram que esta aproximação é válida para razões de comprimento por diâmetro do mancal inferiores a $1/4$, como mostra Manke (1991).

A simplificação de mancal curto resulta em uma grande economia de tempo computacional pois não necessita de ciclos iterativos para a convergência do campo de pressão. Para o mancal curto, resolve-se uma coluna do domínio de cada vez, sendo que os pontos nodais de cada coluna na direção Y não são afetados pelos seus vizinhos na direção de θ . A seguir, serão ilustrados os procedimentos para a discretização da equação de Reynolds.

5.2.1. Mancal Finito

Para o mancal finito tanto o gradiente na direção circunferencial quanto axial são relevantes. Tendo em vista o volume de controle genérico delimitado pelas faces norte, sul, leste e oeste, integra-se a equação de Reynolds neste volume, ilustrado na Fig. 5.1.

$$\begin{aligned}
& \int_s^e \int_w^c \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) d\theta d\xi + \int_s^e \int_w^c \frac{\partial}{\partial \xi} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) d\theta d\xi \\
& = \int_s^e \int_w^c \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2)R \frac{\partial h}{\partial \xi} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] d\theta d\xi
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Assim, procedendo-se a integração, surge

$$\begin{aligned}
& \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) \Big|_w^c \Delta \xi + \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) \Big|_w^c \Delta \theta \\
& = \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2)R \frac{\partial h}{\partial \xi} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] \Delta \theta \Delta \xi
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Aproximando-se os gradientes de pressão por diferenças centrais tem-se,

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} \Big|_e = \frac{p_E - p_P}{(\delta \theta)_e} \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} \Big|_w = \frac{p_P - p_W}{(\delta \theta)_w} \quad \frac{\partial p}{\partial \xi} \Big|_n = \frac{p_N - p_P}{(\delta \xi)_n} \quad \frac{\partial p}{\partial \xi} \Big|_s = \frac{p_P - p_S}{(\delta \xi)_s} \tag{5.3}$$

resultando então,

$$A_P p_P = A_e p_E + A_w p_W + A_n p_N + A_s p_S + S \tag{5.4}$$

no qual

$$\begin{aligned}
& A_p = A_n + A_s + A_w + A_e \\
& A_e = \frac{h_e^3 \Delta \xi}{(\delta \xi)_e} \quad A_w = \frac{h_w^3 \Delta \xi}{(\delta \xi)_w} \quad A_n = \frac{h_n^3 \Delta \theta}{(\delta \theta)_n} \quad A_s = \frac{h_s^3 \Delta \theta}{(\delta \theta)_s} \\
& S = \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2)R \frac{\partial h}{\partial \xi} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] \Delta \theta \Delta \xi
\end{aligned} \tag{5.5}$$

onde A_e , A_w , A_n , A_s são os coeficientes associados a cada ponto nodal vizinho e S corresponde ao termo fonte da equação que incorpora o efeito cunha e o efeito de filme espremido. O termo fonte adquire uma forma específica de acordo com o mancal em análise.

5.2.2. Mocal Curto

A simplificação do mocal curto, como foi dito anteriormente, assume que o gradiente de pressão na direção circunferencial pode ser desprezado na equação de Reynolds resultando na seguinte expressão

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = 6\mu(\omega_1 - \omega_2) \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2) \frac{\partial h}{\partial y} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (5.6)$$

A partir desta equação, o procedimento para a integração é o mesmo adotado para o mocal finito, partindo de um volume de controle genérico para obter

$$\int_s^e \int_w^n \frac{\partial}{\partial Y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) d\theta dY = \int_s^e \int_w^n \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2) R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2) R \frac{\partial h}{\partial Y} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] d\theta dY \quad (5.7)$$

Realizando a integração resulta em

$$\left(h^3 \frac{\partial p}{\partial Y} \right) \Big|_s^n \Delta\theta = \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2) R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2) R \frac{\partial h}{\partial Y} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] \Delta\theta \Delta Y \quad (5.8)$$

Aproximando-se novamente os gradientes de pressão por diferenças centrais tem-se,

$$\frac{\partial p}{\partial Y} \Big|_n = \frac{p_N - p_P}{(\delta Y)_n} \qquad \frac{\partial p}{\partial Y} \Big|_s = \frac{p_P - p_S}{(\delta Y)_s} \quad (5.9)$$

Com isso, a equação discretizada resulta em

$$A_p p_P = A_n p_N + A_s p_S + S \quad (5.10)$$

onde

$$\begin{aligned}
 A_n &= \frac{h_n^3 \Delta \theta}{(\delta \theta)_n} & A_s &= \frac{h_s^3 \Delta \theta}{(\delta \theta)_s} \\
 S &= \left[6\mu(\omega_1 - \omega_2)R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} + 6\mu(V_1 - V_2)R \frac{\partial h}{\partial Y} + 12\mu R^2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] \Delta \theta \Delta Y
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

sendo que $\partial h / \partial \theta$, $\partial h / \partial Y$ e $\partial h / \partial t$ são dados pelas Eqs. B.10, B.11 e B.12, respectivamente.

Novamente, o termo fonte assume diferentes formas de acordo com o mancal em análise.

Dependendo se o modelo a ser adotado é o de mancal finito ou curto, para cada ponto nodal no domínio discretizado escreve-se uma equação do tipo das Eqs. 5.4 ou 5.10, respectivamente. Obtem-se assim um sistema de n equações e n incógnitas, permitindo-se resolver o sistema e obter com isso o campo de pressão no filme de óleo.

Para ambos os modelos, na solução das equações algébricas para a pressão optou-se por usar o algoritmo TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm), cujos detalhes podem ser visto em Patankar (1980). Para o mancal finito, é necessário resolver o domínio de forma iterativa, e a metodologia adotado é a de linha por linha. O método consiste em resolver uma linha de pressão por vez, ou seja, ao se resolver uma determinada linha para p_i , admite-se que as pressão nos vizinhos leste e oeste são conhecidas e assumem o valor da interação anterior, sendo portanto, incorporadas ao termo fonte. Ao varrer todas as linhas, repete-se o processo e compara-se o campo de pressão anterior com o calculado, até que seja satisfeito o critério de convergência. Para isto, adota-se que o somatório do erro relativo das pressões nodais entre uma iteração e outra deve ser inferior a uma determinada tolerância. Portanto, considera-se convergido o campo de pressão se o somatório dos erros avaliados for inferior à tolerância. Assim, o critério de convergência é o seguinte:

$$\left| \sum_{j=1}^{n_y} \left(\sum_{i=1}^{n_x} \frac{p_{i,j}^k - p_{i,j}^{k-1}}{p_{i,j}^k} \right) \right| \leq \text{tol} \tag{5.12}$$

Para mancal curto, o algoritmo TDMA fornece a solução diretamente, sem a necessidade de iteração.

5.2.3. Pressão de cavitação

O fenômeno da cavitação em mancais ocorre quando as superfícies do eixo e do mancal formam um cunha divergente, ocasionando a formação de estrias. Nesta região ocorre uma carência de filme de óleo e a folga é preenchida ou por gás ambiente que adentra o mancal pelas suas laterais, ou por gás dissolvido que é liberado do lubrificante. Em virtude do primeiro fenômeno ser mais comum do que o segundo, para regiões onde a solução da equação de Reynolds resulta em pressões negativas, assume-se que a pressão é ambiente, correspondendo à pressão de cavitação.

5.2.4. Parâmetros operacionais

Tendo o campo de pressão do óleo, torna-se fácil calcular as forças e os momentos hidrodinâmicos para cada instante de tempo, assim como a potência dissipada e a vazão de óleo. Como o campo de pressão é uma solução discreta, os parâmetros operacionais são obtidos através do somatório ao longo do campo de integração.

A força hidrodinâmica se baseia na integração computacional das Eqs. 4.9a e 4.9b, através do somatório ao longo dos pontos nodais do domínio. Assim,

$$W_x = \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(\sum_{j=1}^{n=n_y} p_{i,j} R \cos\theta \Delta\theta \right) \Delta Y \quad (5.13a)$$

$$W_y = \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(\sum_{j=1}^{n=n_y} p_{i,j} R \sen\theta \Delta\theta \right) \Delta Y \quad (5.13b)$$

Nos somatórios anteriores, $p_{i,j}$ representa a pressão nos pontos nodais, onde i é o número de volumes ao longo da direção circunferencial e j da direção axial.

Forma similar é adotada para as Eqs. 4.9a e 4.9b, para a obtenção dos momentos hidrodinâmicos,

$$M_x = \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(\sum_{j=1}^{n=n_y} p_{i,j} R \sen\theta (y_p - y) \Delta\theta \right) \Delta Y \quad (5.14a)$$

$$M_y = \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(\sum_{j=1}^{n=n_y} p_{i,j} R \cos\theta (y_p - y) \Delta\theta \right) \Delta Y \quad (5.14b)$$

Para a potência dissipada nos mancais do eixo tem-se, da Eq. 4.16,

$$\text{Pot} = - \sum_{i=1}^{n=n_x} \sum_{j=1}^{n=n_y} \left[\frac{h}{2R} \left(\frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\Delta\theta} \right) + \frac{\mu \omega R}{h} \right] \omega R^2 \Delta\theta \Delta Y \quad (5.15)$$

e no caso do mancal do pistão, tem-se, da Eq. 4.17,

$$\text{Pot} = - \sum_{i=1}^{n=n_x} \sum_{j=1}^{n=n_y} \left[\frac{h}{2} \left(\frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta Y} \right) + \frac{\mu V_1}{h} \right] V_1 R^2 \Delta\theta \Delta Y \quad (5.16)$$

Por fim, a vazão do óleo nos mancais do eixo e do pino é dada por

$$Q = 2 \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(- \frac{h_{n_y}^3}{12\mu} \frac{p_{i,n_y} - p_{i,n_y-1}}{\Delta Y} \right) R \Delta\theta \quad (5.17)$$

e a vazão de óleo no pistão é dada por

$$Q = \sum_{i=1}^{n=n_x} \left(- \frac{h_{n_y}^3}{12\mu} \frac{p_{i,n_y} - p_{i,n_y-1}}{\Delta Y} + V_1 \frac{h_{n_y}}{2} \right) R \Delta\theta \quad (5.18)$$

5.3. Cálculo das Órbitas

A obtenção da órbita do mancal consiste na observação direta da excentricidade do eixo para o carregamento imposto. Isto consiste em determinar uma configuração cuja pressão do óleo suporta o carregamento para cada instante de tempo.

A resolução da equação de Reynolds resulta em campo de pressão para uma determinada excentricidade, que na ausência de efeitos inerciais equilibra o carregamento imposto. Os mecanismos responsáveis pela sustentação da carga são o efeito cunha, função da excentricidade, e o efeito de filme espremido, função da velocidade com que o eixo descreve sua órbita no interior do mancal. Há diversas formas de determinar as componentes de velocidades do eixo que resultam em um campo de pressão capaz de equilibrar o carregamento imposto ao mancal. A seguir será mostrado a metodologia utilizada no presente trabalho.

Um eixo desalinhado com o mancal efetua quatro deslocamentos relacionados com a excentricidade que são independentes entre si. Tanto o topo como a base do eixo podem se deslocar em x e em y de forma independente, como é ilustrado na Fig. 5.2. Quando ambas as extremidades do mancal possuem a mesma excentricidade, diz-se que o eixo está alinhado e o mancal possui simetria do seu campo de pressão em relação a Y. Entretanto, normalmente isto não é verdadeiro, o que significa que o topo e a base se deslocam de forma diferente, ocasionando efeitos de desalinhamento.

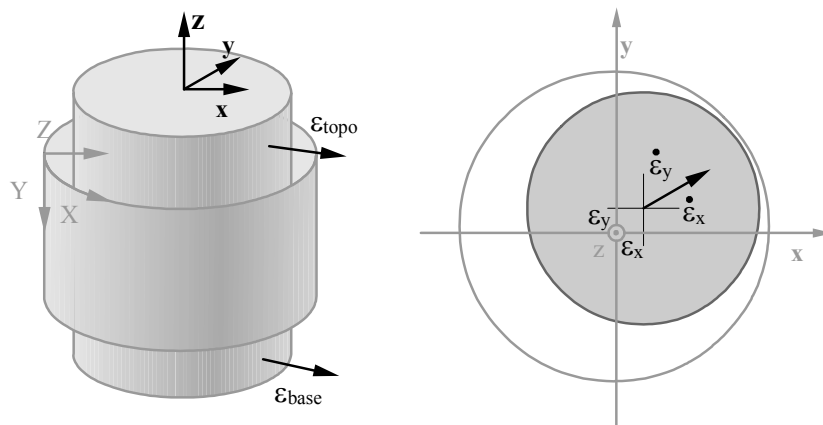


Figura 5.2 – Excentricidade do topo e da base e componentes de velocidades do mancal.

A partir da excentricidade conhecida em um dado instante de tempo, deseja-se obter as velocidades que fazem com que o mancal possa equilibrar a carga para este instante de tempo. A sua busca pode proceder de maneira interativa, ou seja, arbitram-se as quadro velocidades, obtém-se o campo de pressão e o integra. Se o resultado não coincidir com o carregamento imposto, corrigem-se as velocidades e repete o processo até a convergência.

Entretanto, sabe-se que há uma relação linear entre o carregamento e o momento hidrodinâmico com um determinado campo de pressão e as velocidades, conforme Freitas e Prata (1999). Isto se permite escrever a relação da seguinte maneira:

$$W_x, W_y = f(\dot{\epsilon}_{x_{\text{topo}}}, \dot{\epsilon}_{y_{\text{topo}}}, \dot{\epsilon}_{x_{\text{base}}}, \dot{\epsilon}_{y_{\text{base}}}) \quad (5.19)$$

$$M_x, M_y = f(\dot{\epsilon}_{x_{\text{topo}}}, \dot{\epsilon}_{y_{\text{topo}}}, \dot{\epsilon}_{x_{\text{base}}}, \dot{\epsilon}_{y_{\text{base}}}) \quad (5.20)$$

Em outras palavras, para cada instante de tempo, existem as seguintes funções:

$$W_x, W_y = X_1^i \dot{\epsilon}_{x_{topo}} + X_2^i \dot{\epsilon}_{y_{topo}} + X_3^i \dot{\epsilon}_{x_{base}} + X_4^i \dot{\epsilon}_{y_{base}} + X_5^i \quad (5.21)$$

$$M_x, M_y = X_1^i \dot{\epsilon}_{x_{topo}} + X_2^i \dot{\epsilon}_{y_{topo}} + X_3^i \dot{\epsilon}_{x_{base}} + X_4^i \dot{\epsilon}_{y_{base}} + X_5^i \quad (5.22)$$

Isto significa que existem quatro funções que ligam os componentes das forças e dos momentos hidrodinâmicos com as velocidades, e a interseção das quatro esferas de possibilidades resultará em $\dot{\epsilon}_{x_{topo}}$, $\dot{\epsilon}_{y_{topo}}$, $\dot{\epsilon}_{x_{base}}$ e $\dot{\epsilon}_{y_{base}}$ que equilibrarão as forças e os momentos submetidos ao eixo.

Para isso, inicialmente arbitram-se cinco pontos pertencentes as quatro superfícies em questão, construindo-se com isto a seguinte matriz $A_{5 \times 5}$:

$$[A]_{5 \times 5} = \begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_{x_{topo}} & \dot{\epsilon}_{y_{topo}} & \dot{\epsilon}_{x_{base}} & \dot{\epsilon}_{y_{base}} & 1 \\ \dot{\epsilon}_{x_{topo}} + d\dot{\epsilon}_{x_{topo}} & \dot{\epsilon}_{y_{topo}} & \dot{\epsilon}_{x_{base}} & \dot{\epsilon}_{y_{base}} & 1 \\ \dot{\epsilon}_{x_{topo}} & \dot{\epsilon}_{y_{topo}} + d\dot{\epsilon}_{y_{topo}} & \dot{\epsilon}_{x_{base}} & \dot{\epsilon}_{y_{base}} & 1 \\ \dot{\epsilon}_{x_{topo}} & \dot{\epsilon}_{y_{topo}} & \dot{\epsilon}_{x_{base}} + d\dot{\epsilon}_{x_{base}} & \dot{\epsilon}_{y_{base}} & 1 \\ \dot{\epsilon}_{x_{topo}} & \dot{\epsilon}_{y_{topo}} & \dot{\epsilon}_{x_{base}} & \dot{\epsilon}_{y_{base}} + d\dot{\epsilon}_{y_{base}} & 1 \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

Para cada linha, serão utilizadas as quatro velocidades para o cálculo do campo de pressão através do metodologia descrito na secção 5.2, obtendo-se assim duas forças e dois momentos hidrodinâmicos. Em outras palavras, para a primeira linha serão utilizadas as velocidades sem perturbação para calcular as forças e os momentos de óleo, resultando em F_{x1} , F_{y1} , M_{x1} e M_{y1} . O mesmo procedimento é realizado para as outras quatro linhas, totalizando cinco forças hidrodinâmicas em x, cinco em y, cinco momentos em x e cinco em y. Isto significa que as velocidades desejadas serão encontradas no universo formado por esses cinco pontos. Para isto, montam-se os vetores de forças do óleo, representados por $[B_1]_{5 \times 1}$, $[B_2]_{5 \times 1}$, $[B_3]_{5 \times 1}$ e $[B_4]_{5 \times 1}$, conforme a equação a seguir

$$[B_1]_{5 \times 1} = \begin{bmatrix} F_{x1} \\ F_{x2} \\ F_{x3} \\ F_{x4} \\ F_{x5} \end{bmatrix} \quad [B_2]_{5 \times 1} = \begin{bmatrix} F_{y1} \\ F_{y2} \\ F_{y3} \\ F_{y4} \\ F_{y5} \end{bmatrix} \quad [B_3]_{5 \times 1} = \begin{bmatrix} M_{x1} \\ M_{x2} \\ M_{x3} \\ M_{x4} \\ M_{x5} \end{bmatrix} \quad [B_4]_{5 \times 1} = \begin{bmatrix} M_{y1} \\ M_{y2} \\ M_{y3} \\ M_{y4} \\ M_{y5} \end{bmatrix} \quad (5.24)$$

Pode-se na seqüência montar os seguintes sistemas lineares de equações:

$$[A][X^I] = [B_1] \quad [A][X^{II}] = [B_2] \quad [A][X^{III}] = [B_3] \quad [A][X^{IV}] = [B_4]$$

Em seguida constrói-se a matriz $[T]_{4 \times 4}$ com os quatro primeiros componentes das matrizes $[X^I]_{5 \times 1}$, $[X^{II}]_{5 \times 1}$, $[X^{III}]_{5 \times 1}$ e $[X^{IV}]_{5 \times 1}$,

$$[T]_{4 \times 4} = \begin{bmatrix} X_1^I & X_2^I & X_3^I & X_4^I \\ X_1^{II} & X_2^{II} & X_3^{II} & X_4^{II} \\ X_1^{III} & X_2^{III} & X_3^{III} & X_4^{III} \\ X_1^{IV} & X_2^{IV} & X_3^{IV} & X_4^{IV} \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

Por fim, monta-se o seguinte sistema de equações lineares,

$$\begin{bmatrix} X_1^I & X_2^I & X_3^I & X_4^I \\ X_1^{II} & X_2^{II} & X_3^{II} & X_4^{II} \\ X_1^{III} & X_2^{III} & X_3^{III} & X_4^{III} \\ X_1^{IV} & X_2^{IV} & X_3^{IV} & X_4^{IV} \end{bmatrix} \cdot [V]_{4 \times 1} = \begin{bmatrix} F_{x1} - X_5^I \\ F_{y1} - X_5^{II} \\ M_{x1} - X_5^{III} \\ M_{y1} - X_5^{IV} \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

onde o vetor $[V]_{4 \times 1}$ contém as velocidades do eixo que equilibrarão o carregamento para um dado instante de tempo e é dado por,

$$[V]_{4 \times 1} = \begin{bmatrix} \dot{\varepsilon}_{x\text{topo}} \\ \dot{\varepsilon}_{y\text{topo}} \\ \dot{\varepsilon}_{x\text{base}} \\ \dot{\varepsilon}_{y\text{base}} \end{bmatrix} \quad (5.27)$$

Tendo obtido as velocidades do eixo para um instante de tempo, pode-se então determinar as excentricidades para o instante de tempo seguinte, $t+\Delta$, por Euler, a partir de

$$\varepsilon^{t+\Delta t} = \varepsilon^t + \dot{\varepsilon}^t \cdot \Delta t \quad (5.28)$$

onde Δt corresponde ao incremento de tempo e é função do ângulo da manivela.

O procedimento anterior é repetido para cada instante de tempo, permitindo traçar o movimento do eixo, descrevendo-se a órbita do mancal. Este mesmo procedimento é válido para todos os mancais em análise, inclusive o mancal do pistão.

5.4. Flexão da Biela

A deformação da biela é obtida através da resolução direta das equações analíticas descritas anteriormente na secção 4.2. Para isto, o primeiro passo consiste em determinar se a biela está sob tração ou sob compressão, o que é feito através da análise de corpo livre pelas equações da dinâmica. Quando a biela está sob tração, a sua deformação linear é dada pela Eq. 4.18. Quando a biela estiver sob compressão, ocorre deflexão nos dois planos: $x'y'$ e $x'z'$, e a flecha máxima é obtida pelas Eqs. 4.19 e 4.21, respectivamente. Entretanto, no plano $x'y'$ a flexão máxima não necessariamente ocorrerá no meio da biela, em virtude da força inercial ser deslocada do centro da biela. Para isso, tem-se a Eq. 4.20 para determinar a posição em x' onde ocorrerá a máxima flecha, e tendo está retorna-se à Eq. 4.19 para obter a máxima deflexão no plano $x'y'$.

5.5. Algoritmo Numérico

A solução do problema da dinâmica do sistema consiste em se determinar a órbita em regime periódico dos mancais analisados (principal, secundário, excêntrico, pino e guia do pistão).

A solução começa com a escolha das posições iniciais do sistema, as excentricidades dos mancais e a posição geométrica do pistão em função da sua trajetória. Assume-se que o pistão parte do ponto morto superior, quando $\alpha=0$ (ver Fig. 3.1), e que todas as excentricidades neste instante inicial são zero.

A partir disto, avança-se a ângulo de manivela em pequenos incrementos $\Delta\alpha$ pré-definidos, através de uma formulação explícita. Neste trabalho é utilizado um incremento de tempo de dois graus, embora este valor possa variar dependendo da precisão e do tempo computacional desejados.

Para o avanço do tempo, calcula-se primeiramente a cinemática do pistão e da biela, resultando em suas velocidades e acelerações a partir das Eqs. 3.8 a 3.10 para o pistão e 3.21 a 3.22 para a biela. De posse das forças inerciais do pistão, faz-se a análise dos corpos livres do pistão, da biela e do eixo, respectivamente, obtendo-se os carregamentos sobre os mancais.

O passo seguinte consiste em obter a órbita dos mancais sob os carregamentos impostos. Inicialmente, assume-se que os mancais principal e secundário apresentam um comportamento sem desalinhamento, ou seja, a órbita de um mancal não interfere no outro. Para cada mancal, calcula-se a órbita através do procedimento descrito na seção 5.3, obtendo as respectivas velocidades do eixo. Tendo as velocidades e a excentricidade é possível determinar os parâmetros operacionais como força viscosa, vazão de óleo e potência dissipada, bem como a excentricidade do eixo no instante seguinte.

Com as excentricidades dos mancais principal e secundário, determina-se a inclinação do eixo. Parte-se então para a resolução do mancal do excêntrico, assumindo-o inicialmente alinhado sob efeito da força da biela. De posse da excentricidade resultante, projeta-se a inclinação do eixo e determina-se os momentos hidrodinâmicos. Estes momentos afetarão o mancal do pino e, conseqüentemente, o mancal do pistão.

Na seqüência, determina-se a flexão da biela nos dois planos em análise através das Eqs. 4.18 a 4.21. A análise resultará em deflexões máximas da biela e também em momento gerados que, novamente, serão transferidos para o mancal do pino.

De posse dos momentos da biela e do excêntrico, calcula-se a órbita do mancal do pino pelo mesmo procedimento dos outros mancais considerando-o alinhado. Isso se deve à alta rigidez do mancal, fazendo com que os momentos serão integralmente repassados para o pistão. Por último, calcula-se o mancal guia do pistão sob efeito dos carregamentos e dos momentos gerados. Concluído isto, prossegue-se para um novo tempo avançando-se o ângulo de manivela.

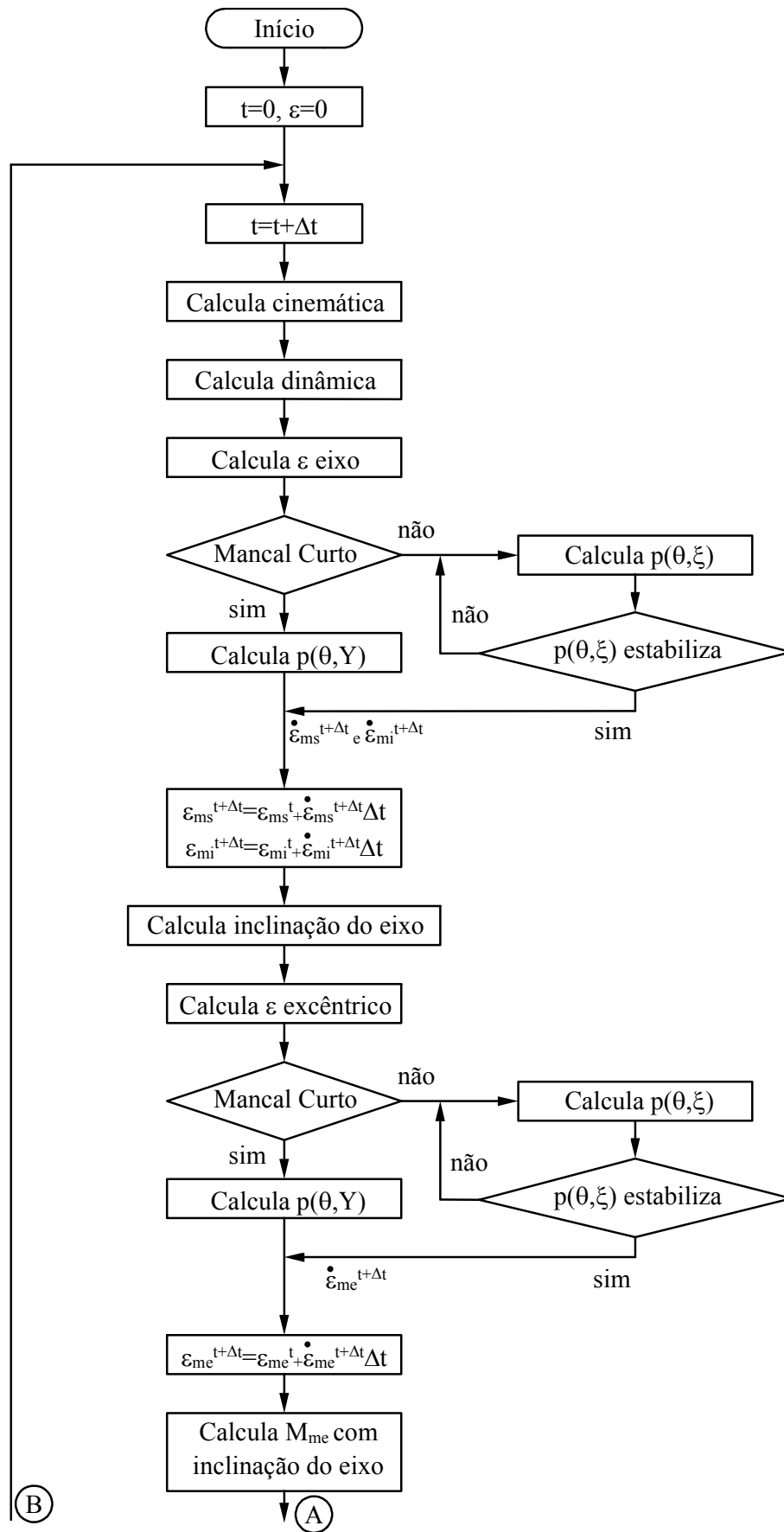
O procedimento é repetido até que as órbitas de todos os mancais convirjam, ou seja, entrem em regime periódico. Vale ressaltar que os mancais radiais atingem regime em torno de 2 a 3 ciclos, enquanto que o pistão necessita de 20 a 30 ciclos. O procedimento é válido tanto para modelo de mancal curto como finito, sendo que a diferença entre ambos os modelos consiste no procedimento descrito da seção 5.3, associado à forma adotada para a equação de Reynolds.

O procedimento completo para a solução dos mancais é resumido a seguir.

1. Inicia-se o processo com o ângulo de manivela $t=0$ e arbitra-se a posição inicial do eixo;
2. Avança-se o ângulo de manivela;
3. Calcula-se a cinemática do pistão;
4. Calcula-se a cinemática da biela;

5. Analisa o diagrama de corpo livre do pistão;
6. Analisa o diagrama de corpo livre da biela;
7. Analisa o diagrama de corpo livre do eixo;
8. Resolve-se o mancal principal e o secundário do eixo, não acoplados, determinando o campo de pressão e as velocidades $\dot{\varepsilon}_{ms}$ e $\dot{\varepsilon}_{mi}$ para cada mancal;
9. Atualiza-se as posições dos mancais principal e secundário segundo $\varepsilon^{t+\Delta t} = \varepsilon^t + \dot{\varepsilon}^{t+\Delta t} \Delta t$;
10. Determina-se a inclinação do eixo segundo o sistema de coordenadas global;
11. Resolve-se o mancal do excêntrico alinhado, determinando o campo de pressão e a velocidade $\dot{\varepsilon}_{me}$;
12. Projeta-se a inclinação do eixo sobre o mancal do excêntrico alinhado e determina o momento devido a isto;
13. Calcula-se as deflexões máximas da biela e os momentos gerados;
14. Resolve-se o mancal do pino alinhado, determinando o campo de pressão e a velocidade $\dot{\varepsilon}_{mp}$;
15. Resolve-se o mancal do pistão desalinhado, incluindo os momentos do mancal do excêntrico, devido a deflexão da biela e ao próprio peso, determinando o campo de pressão e a velocidade $\dot{\varepsilon}_{mt}$;
16. Calcula-se os parâmetros operacionais, como potência dissipada, folga mínima e vazão de óleo;
17. Retorna-se a etapa 2 e prossegue-se até que as trajetórias dos mancais para todo um ciclo se estabilizem, entrando o sistema em regime periódico.

O procedimento completo de solução é implementado computacionalmente conforme o fluxograma ilustrado na Fig. 5.3.



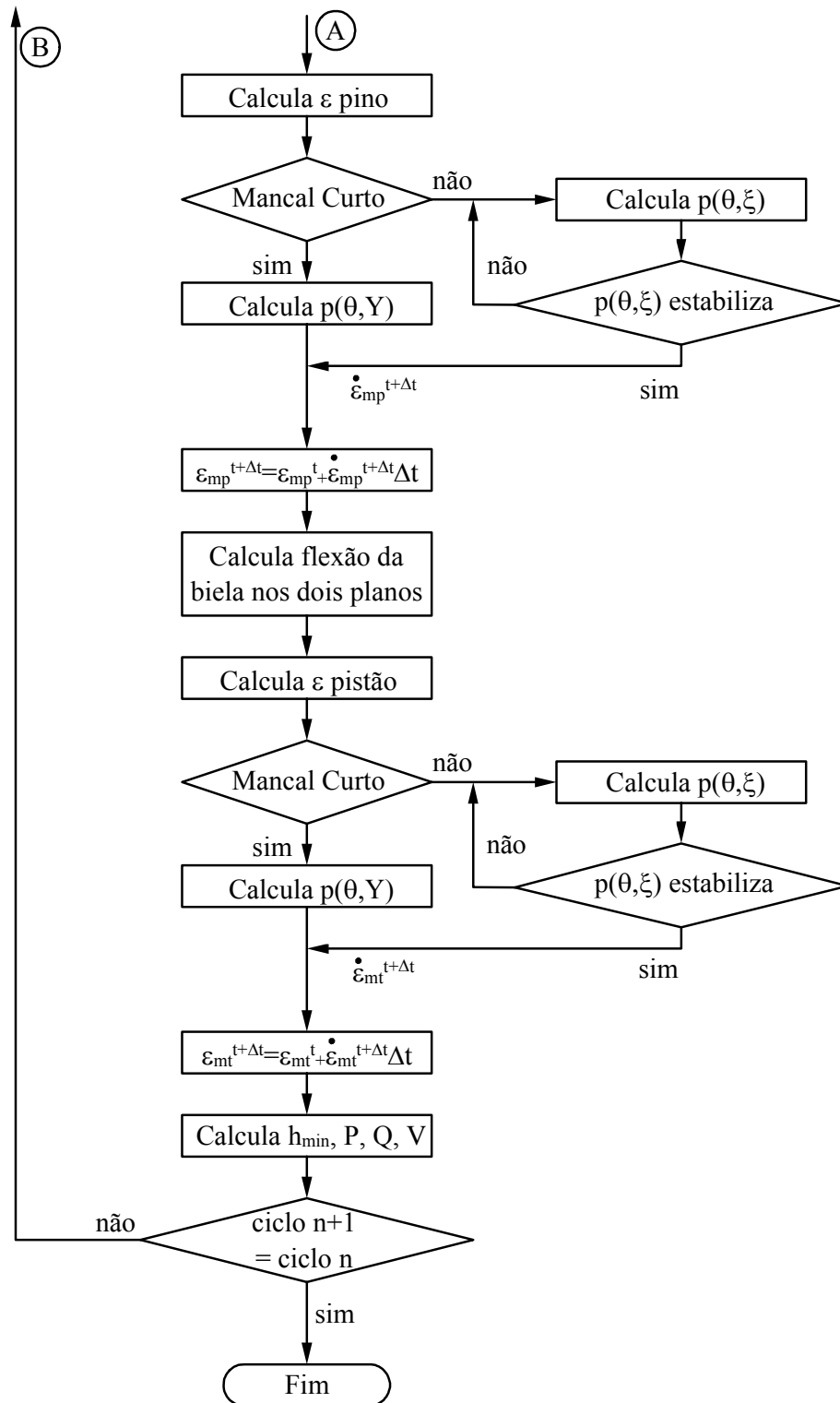


Figura 5.3 – Fluxograma da metodologia de solução implantado no código computacional.

5.6. Organização do Código Computacional

O código computacional é dividido em três partes: pré-processamento, processamento e pós-processamento. No pré-processamento são inseridos os dados de entrada do código, que compreendem os parâmetros geométricos do sistema, os dos mancais hidrodinâmicos, a pressão da câmara em função do ângulo da manivela, o número de ciclos a serem simulados e a discretização do domínio de solução de cada um dos mancais.

A parte do processamento é dividida em pequenos módulos gerenciado por um programa principal. É neste que o fluxograma apresentado define os passos a serem seguidos, iniciando-se pelo cálculo da cinemática e da dinâmica, separados em dois módulos. Em seqüência tem-se o módulo de mancal, que busca as informações do mancal em análise, introduzidas no pré-processamento, e define qual das metodologias será utilizada para a resolução do mancal, podendo ser de mancal curto ou finito. Estes sub-módulos de modelos de mancal são responsáveis pelo cálculo do campo de pressão através do algoritmo de TDMA, e pela resolução dos sistemas de equações lineares. De posse da resolução dos mancais prossegue-se para o módulo de flexão da biela e, posteriormente, retorna-se para os módulos iniciais. Este procedimento é repetido até que se entre em regime periódico.

Finalizado o processamento do problema, parte-se para a etapa do pós-processamento, composto pelo tratamento de dados e impressão dos resultados e gráficos.

CAPÍTULO 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Com objetivo de verificar tanto a metodologia como a implementação computacional, foram realizados teste comparativos com dados fornecidos pela literatura. Inicialmente serão comparadas as metodologias de dinâmica abordados no presente trabalho para depois efetuar a validação dos modelos de mancal. Esta etapa de validação será separada em quatro partes: mancal sob carregamento estático, mancal desalinhado, mancal sob carregamento dinâmico e mancal guia do pistão. Uma vez validado o modelo matemático e numérico, o código será utilizado para uma análise de um compressor com intuito de explorar as potencialidades do programa computacional desenvolvido.

6.1. Comparação do Método Tradicional e Método Multicorpos para Análise da Dinâmica do Sistema

Nesta seção serão comparados os modelos de dinâmica tradicional e o de multicorpos. Parte-se inicialmente da cinemática, ressaltando-se que o modelo para ambos os casos é o mesmo, embora a literatura apresente outras formas de deduzir as equações, que não aquela explorada aqui.

Baseia-se a validação do modelo de dinâmica nos dados apresentados por Wisbeck (2000). O compressor usado (Tab. 6.1) opera com pressão de sucção de 0,20 MPa, numa rotação de 3520 rpm e viscosidade de óleo de 2,2825 mPa.s. A pressão da câmara em função do ângulo da manivela e o diagrama indicado são apresentados na Fig. 6.1.

Tabela 6.1 – Parâmetros operacionais compressor referência, Wisbeck (2000).

Parâmetros Operacionais	
Pressão de Sucção	0,20 MPa
Rotação	3520 rpm
Viscosidade	2,2825 mPa.s

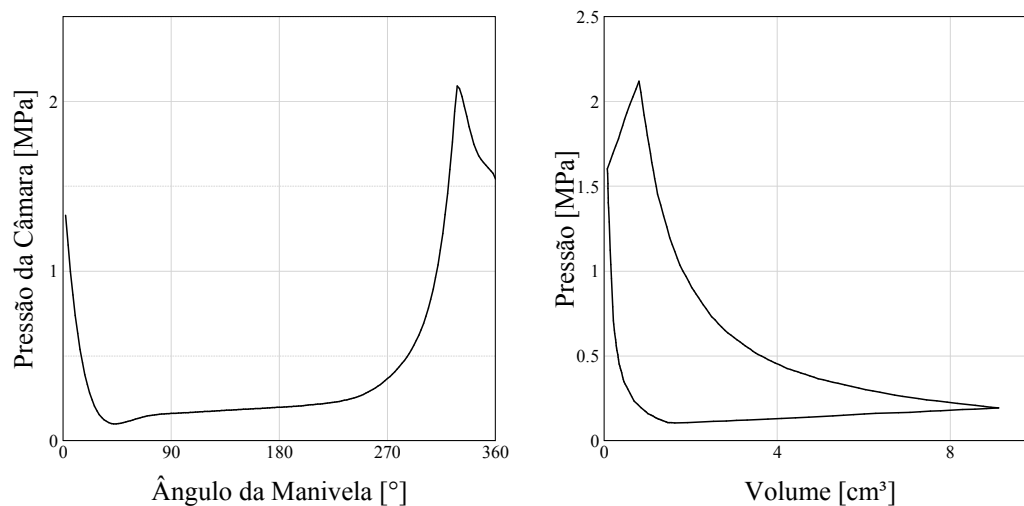


Figura 6.1 – Curva de pressão do compressor usado por Wisbeck (2000).

Os parâmetros geométricos do compressor em estudo são mostrados na Tab. 6.2.

Tabela 6.2 – Parâmetros geométricos do compressor referência, Wisbeck (2000).

Parâmetros Geométricos		
Pistão	Massa	42,40g
	Raio	12,00mm
	Reversibilidade	2,00mm
Biela	Massa	26,43g
	Fração de centro de massa ao olhal maior	0,38
	Comprimento	45,44mm
Eixo	Raio equivalente do excêntrico	10,00mm
	Massa do excêntrico e do contrapeso	96,68g
	Raio equivalente do contrapeso	16,00mm

O modelo desenvolvido na presente dissertação reproduziu com boa concordância os resultados de Wisbeck (2000). Na Fig. 6.2, são ilustrados os diagramas de força e momento que atuam sobre o centro de massa do eixo.

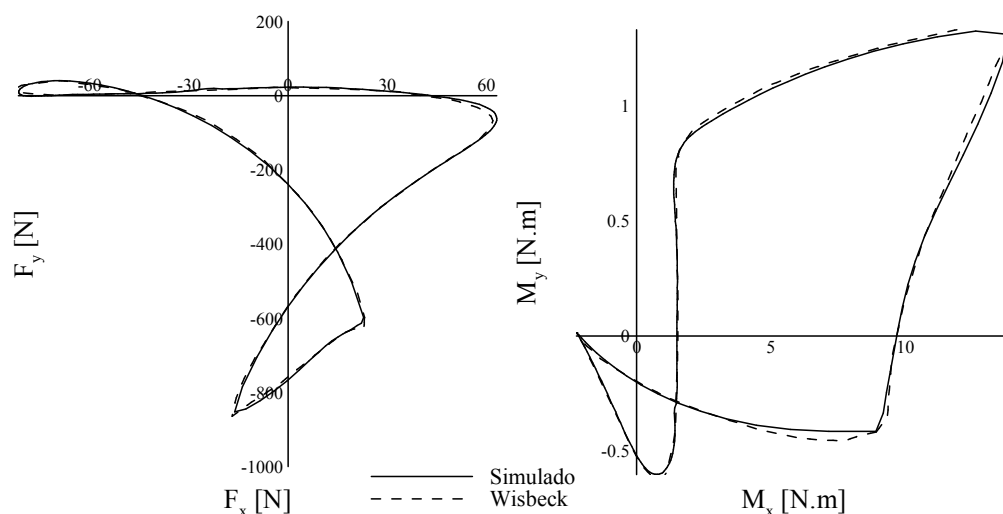


Figura 6.2 – Comparação dos resultados da dinâmica para a força e o momento que atua no centro de massa do eixo obtidos pela metodologia do presente trabalho e calculado por Wisbeck (2000).

Parte-se com isso, para a análise do compressor referência deste trabalho, que corresponde ao compressor da Whirlpool S.A. – Unidade Embraco. Este compressor opera na rotação de 2920rpm com pressão de sucção de 1,079 bar e viscosidade do óleo de 2,44mPa.s (Tab. 6.3). Novamente, a curva de pressão na câmara em função do ângulo de manivela e o diagrama indicado são ilustrados na Fig. 6.3.

Tabela 6.3 – Parâmetros operacionais do compressor.

Parâmetros Operacionais	
Pressão de Sucção	1,079bar
Rotação	2920rpm
Viscosidade	2,44mPa.s

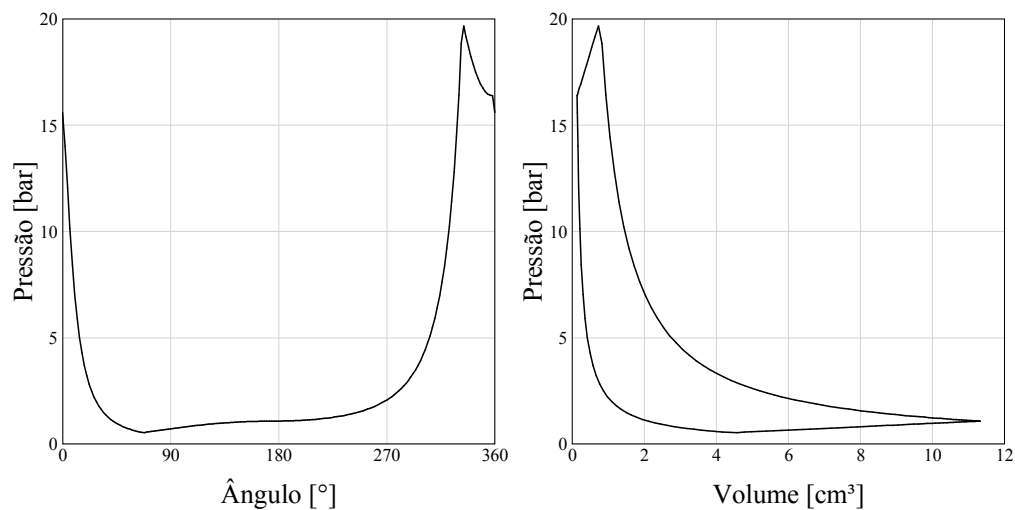


Figura 6.3 – Curva de pressão do compressor.

Na Tab. 6.4 são mostrados os parâmetros geométricos necessários para a obtenção da cinemática e da dinâmica.

Tabela 6.4 – Parâmetros geométricos do compressor.

Parâmetros Geométricos		
Pistão	Massa	45,38g
	Raio	13,00mm
	Reversibilidade	2,00mm
	Distância do centro de massa ao topo	5,55mm
	Distância do centro de massa a saia	6,14mm
	Distância do pino ao centro de massa	0,60mm
Biela	Massa	28,79g
	Fração de centro de massa ao olhal maior	0,34
	Comprimento	38,47mm
	Excentricidade do olhal maior	0,15mm
	Excentricidade do olhal menor	0,50mm
	Altura da secção transversal	6,00mm
	Comprimento da secção transversal	7,00mm
Módulo de elasticidade	2,1e5MPa	
Eixo	Raio do excêntrico	10,50mm
	Massa do eixo	997,95g
	Raio equivalente do excêntrico	-0,08mm

Nas Figs. 6.4 e 6.5 são apresentadas as cinemáticas do pistão e da biela, respectivamente. Na Fig. 6.4 é observada a trajetória do pistão, tendo o referencial no ponto morto superior (PMS). Observa-se que, devido a reversibilidade do sistema, o PMS não irá acontecer quanto α for zero, mas sim quando for 358° no sistema de coordenadas adotado. Vale também ressaltar que a aceleração é a grandeza em interesse, pois é a que irá afetar diretamente na dinâmica do sistema e, por sua vez, afetará na órbita dos mancais.

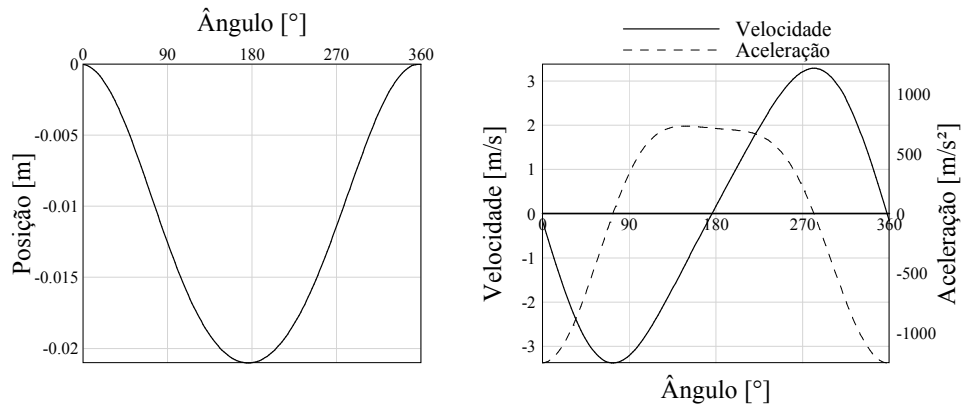


Figura 6.4 – Cinemática do pistão para o compressor.

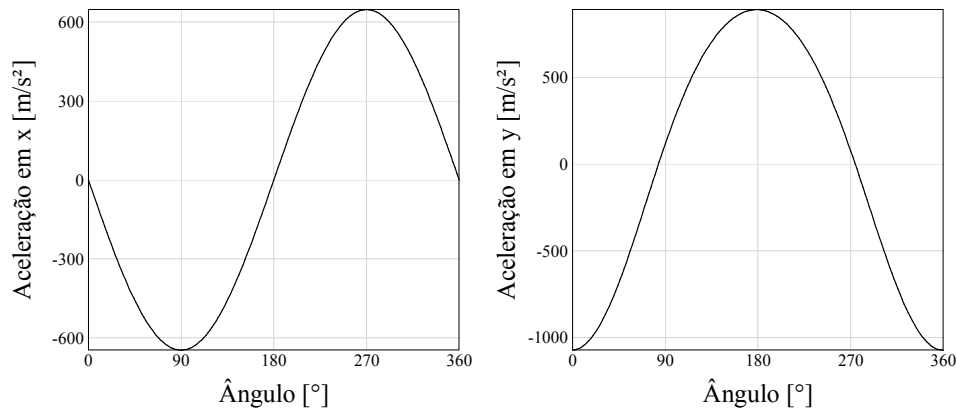


Figura 6.5 – Aceleração da biela para o compressor.

De posse da solução da cinemática, é possível analisar a dinâmica, partindo-se inicialmente do pistão. É neste ponto que o presente trabalho faz distinção entre os modelos de dinâmica utilizados, ambos ilustrados nos mesmos gráficos com o intuito de compará-los. Na Fig. 6.6 tem-se a força gás comum para ambos os modelos, e a força inercial do pistão. A diferença de amplitude na força inercial do pistão se deve à diferença de massa considerada

nos dois tipos de formulação, de acordo com as Eqs. 3.25 e 3.32. Observa-se que os desvios se acentuam à medida em que a aceleração aumenta, como seria esperado.

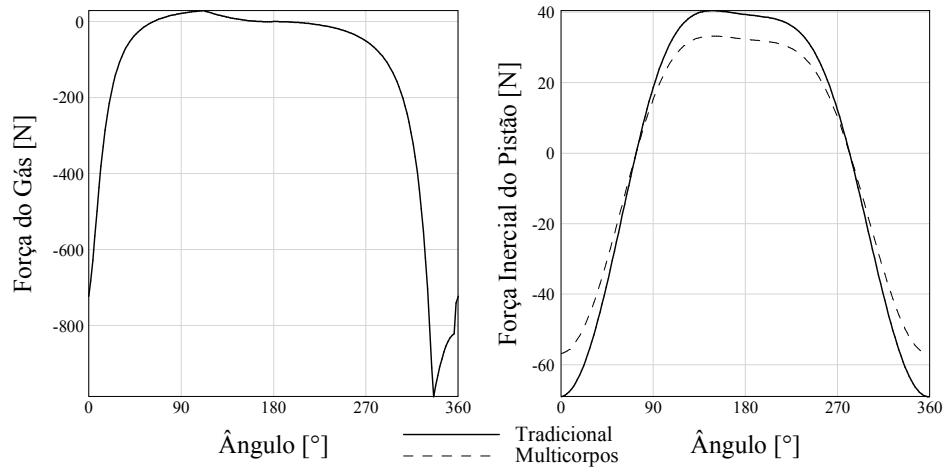


Figura 6.6 – Forças atuando sobre o pistão.

Na Fig. 6.7 tem-se as componentes da força que o pistão exerce sobre a biela. A diferença é observada é devido à diferença na força inercial do pistão, que depende diretamente da forma em que a massa é considerada nos dois modelos.

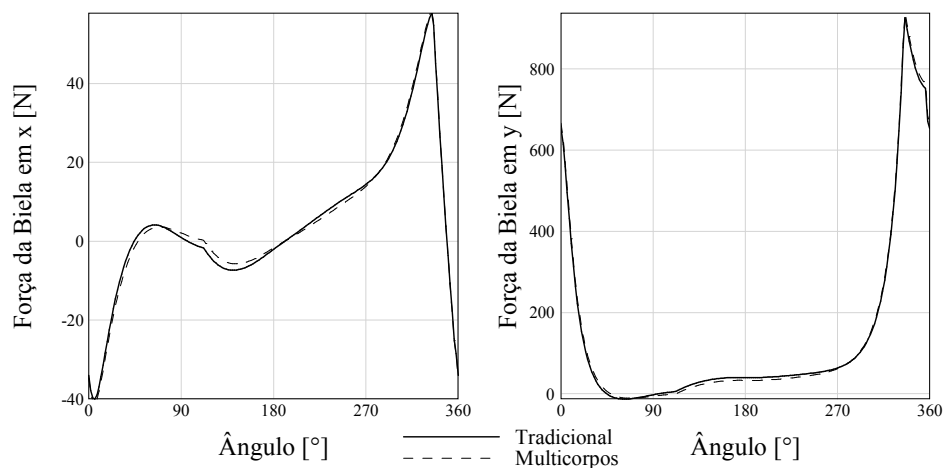


Figura 6.7 – Componentes da força que o pistão exerce sobre a biela.

Em seqüência, na Fig. 6.8 são apresentadas as componentes da força que a biela exerce sobre o centro de massa do excêntrico para ambos modelos de dinâmica. Conforme pode-se observar da figura, de uma maneira geral os modelos apresentam uma boa

concordância entre si. No entanto, para algumas posições do eixo de manivela, como por exemplo ângulos de 45° e 270° , maiores desvios podem ser observados. Essas diferenças provêm das forças inerciais consideradas em ambos modelos.

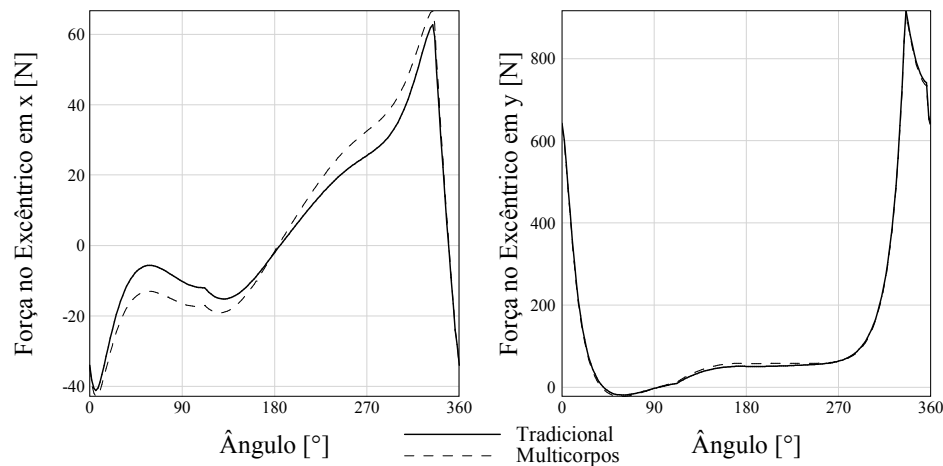


Figura 6.8 – Componentes da força que a biela exerce sobre o centro de massa do excêntrico.

As componentes da força que atuam sobre o centro de massa do eixo são mostradas na Fig. 6.9. É a partir desta força que são obtidas as parcelas que atuam sobre os mancais superior e inferior do eixo. Observa-se que a parcela da força em x é a que apresenta maiores diferenças entre si. Entretanto, a amplitude das componentes na direção de x são inferiores àquelas para a componente y , cujas duas metodologias de cálculo não apresentaram diferenças significativas.

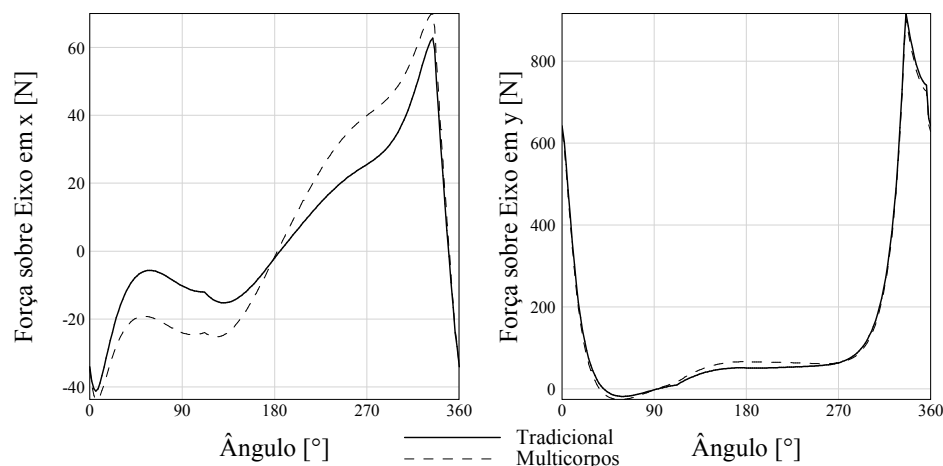


Figura 6.9 – Componentes da força que atua sobre o centro de massa do eixo.

Uma outra forma de apresentar o carregamento sobre um dado elemento do compressor é mostrada nas Fig. 6.10 a 6.12, que indicam as forças que atuam sobre o pino, o excêntrico e o eixo (pontos B, A e O, respectivamente, na Fig. 3.5). Verifica-se que a diferença entre os resultados obtidos pelos dois modelos de dinâmica aumenta de forma crescente do pistão para o eixo. Isto se deve à forma como a força inercial do pistão e da biela são consideradas, e ao fato do eixo ser o principal elemento responsável pela sustentação das cargas do sistema. Entretanto, sendo que a maior diferença apresentada é na componente em x e que esta é de grandeza inferior à da componente em y , a metodologia para o cálculo da dinâmica pouco afeta no comportamento do mancal.

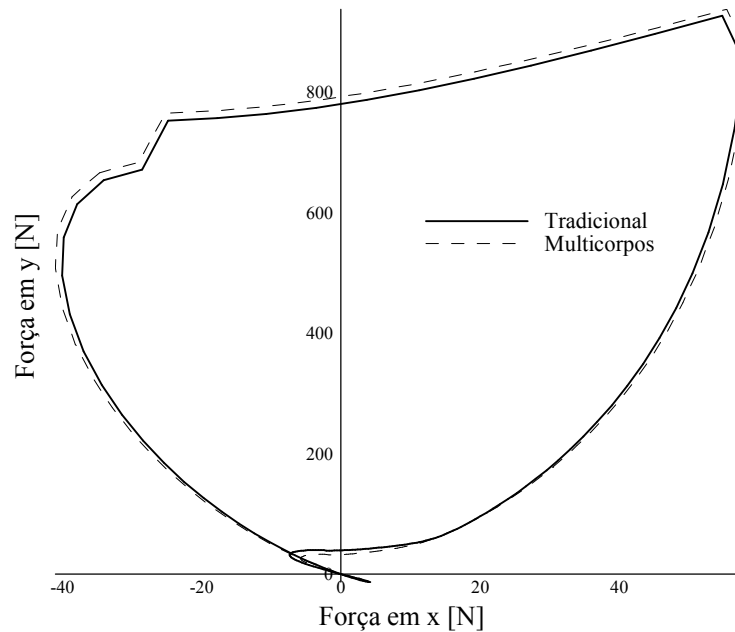


Figura 6.10 – Diagrama de força sobre o centro de massa do pino, ponto A, de acordo com a Fig. 3.5.

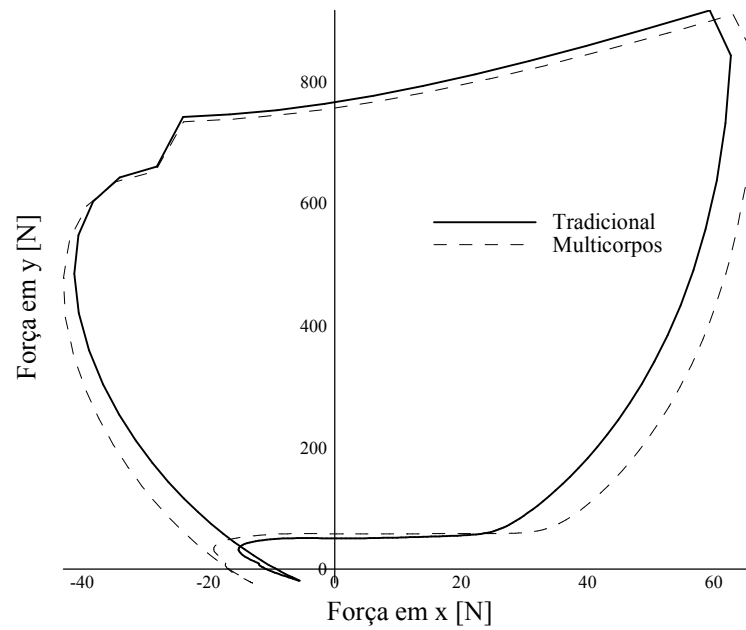


Figura 6.11 – Diagrama de forças sobre o centro de massa do excêntrico, ponto B, de acordo com a Fig. 3.5.

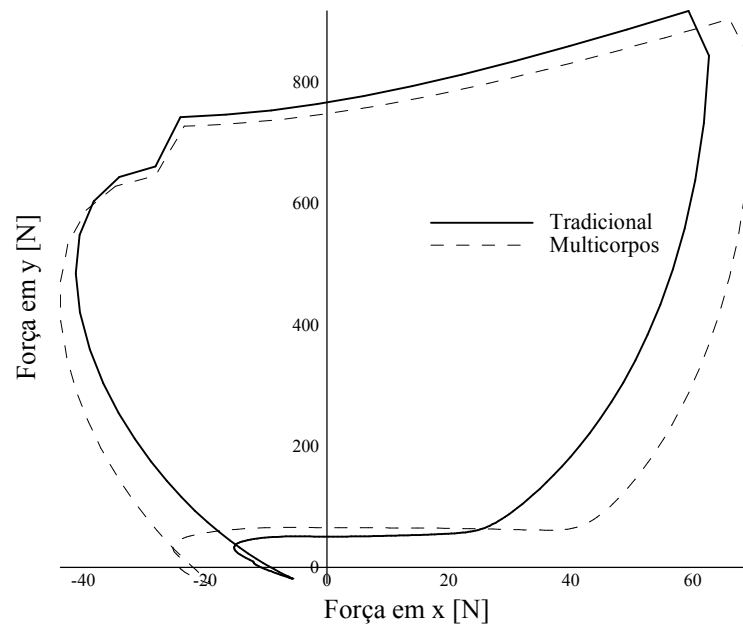


Figura 6.12 – Diagrama de forças sobre o centro de massa do eixo, ponto O, de acordo com a Fig. 3.5.

Na Tab. 6.5 são mostradas as diferenças de resultados entre o modelo adotado aqui e o modelo de multi-corpos. Verifica-se que o desvio atinge valores máximos em instantes em que a força é menor, tornando o resultado da divisão um valor elevado.

Tabela 6.5 – Comparação dos diagramas de forças entre o modelo tradicional e de multi-corpos.

α [°]	F_A			F_B			F_O		
	Tr.	MC	%	Tr.	MC	%	Tr.	MC	%
10	371.559	383.543	3.125	360.834	353.810	1.985	360.834	346.667	4.087
20	154.807	165.906	6.690	145.088	139.054	4.340	145.088	132.830	9.228
30	54.661	64.348	15.055	46.798	43.250	8.204	46.798	40.007	16.974
40	10.129	17.949	43.567	9.565	16.639	42.517	9.565	23.169	58.718
50	8.383	2.777	201.906	16.532	24.192	31.662	16.532	31.436	47.410
60	13.786	10.593	30.139	19.618	26.019	24.600	19.618	32.706	40.015
70	12.469	11.715	6.440	17.022	22.904	25.682	17.022	29.464	42.228
80	8.085	9.615	15.910	12.746	18.736	31.971	12.746	25.676	50.359
90	2.908	6.412	54.656	10.573	16.764	36.934	10.573	24.160	56.239
100	1.686	3.381	50.121	12.055	17.923	32.742	12.055	25.362	52.470
110	5.007	1.176	325.833	14.771	20.442	27.741	14.771	27.765	46.801
120	15.819	8.937	77.011	25.134	30.798	18.393	25.134	37.799	33.507
130	25.541	18.300	39.570	35.273	41.287	14.566	35.273	48.267	26.920
140	32.345	24.987	29.447	42.594	49.054	13.169	42.594	56.168	24.167
150	36.750	29.423	24.901	47.428	54.293	12.645	47.428	61.560	22.956
160	39.230	32.004	22.578	50.205	57.382	12.507	50.205	64.766	22.483
170	40.147	33.036	21.525	51.276	58.649	12.571	51.276	66.101	22.427
180	39.256	32.244	21.748	50.398	57.846	12.875	50.398	65.308	22.830
190	39.457	32.518	21.339	50.471	57.872	12.789	50.471	65.288	22.695
200	40.432	33.555	20.494	51.173	58.406	12.383	51.173	65.717	22.130
210	42.090	35.298	19.241	52.401	59.344	11.699	52.401	66.482	21.180
220	44.302	37.671	17.603	54.007	60.542	10.794	54.007	67.426	19.903
230	46.937	40.612	15.575	55.841	61.857	9.726	55.841	68.394	18.354
240	49.942	44.145	13.132	57.828	63.223	8.534	57.828	69.299	16.554
250	53.467	48.497	10.248	60.097	64.776	7.224	60.097	70.256	14.461
260	58.077	54.287	6.982	63.194	67.051	5.751	63.194	71.760	11.936
270	65.060	62.819	3.567	68.395	71.275	4.042	68.395	74.974	8.775
280	76.901	76.544	0.467	78.190	79.867	2.100	78.190	82.230	4.913
290	98.118	99.890	1.773	97.157	97.352	0.201	97.157	98.017	0.877
300	137.000	141.018	2.849	133.714	132.219	1.131	133.714	130.945	2.115
310	209.796	216.028	2.885	204.282	201.074	1.595	204.282	197.900	3.225
320	351.828	360.091	2.295	344.331	339.585	1.398	344.331	334.791	2.850
330	649.408	659.385	1.513	640.286	634.296	0.944	640.286	628.263	1.914
340	869.547	880.816	1.279	859.243	852.377	0.805	859.243	845.505	1.625
350	773.905	785.966	1.535	762.914	755.558	0.974	762.914	748.207	1.966
360	654.732	667.039	1.845	643.593	636.173	1.166	643.593	628.720	2.366

6.2. Validação dos Modelos Físico e Matemático de Mancal

Com o intuito de verificar os modelos de solução da equação de Reynolds (mancal curto e finito), foram realizados testes comparativos com resultados apresentados na bibliografia. Inicialmente a comparação foi feita para mancais alinhados e em carregamento estático, em seguida foi explorado o caso de eixo desalinhado também para carregamento estático e na seqüência foi estudado casos de carregamento dinâmico. Por último, foram feito alguns estudos comparativos do modelo de mancal guia do pistão.

6.2.1. Carregamento Estático

A etapa inicial da validação do modelo de mancal consiste em considerar um eixo perfeitamente alinhado com o mancal e uma carga fixa e constante atuando sobre o centro do mancal. As simulações a seguir correspondem a uma situação onde a excentricidade é conhecida e a solução numérica se limita a calcular o campo de pressão e os parâmetros operacionais.

Pinkus (1961) e Cameron (1983) conforme apresentado por Wisbeck (2000) apresentam resultados de mancais sob carregamento estático que serão explorados neste trabalho. Foram considerados três valores de razão entre comprimento por diâmetro do mancal, L/D , e para cada uma delas, três relações de excentricidades foram exploradas.

A malha utilizada tanto para mancal curto como finito corresponde a 20 pontos nodais na direção circunferencial e 20 na direção axial, totalizando uma malha de 400 pontos nodais. Esta malha foi escolhida baseado em trabalhos como Manke (2001), Fernandes (1996) e Wisbeck (2000), onde foi observado que aumentos de malha não representam ganhos significativos de precisão embora levem a um excessivo tempo computacional.

Os grupos adimensionais utilizados na comparação são: capacidade de carga adimensional \bar{W} , vazão lateral adimensional \bar{Q} , e ângulo de atuação da carga ψ , sendo que

$$\bar{W} = \frac{W}{\mu\omega RL} \left(\frac{C}{R} \right)^2 \quad (6.1)$$

$$\bar{Q} = \frac{Q}{\mu\omega RL} \quad (6.2)$$

Conforme apresentado na Tab. 6.6 os resultados do modelo de mancal finito indicam boa concordância com os dados apresentados por Cameron e Pinkus. Quanto ao modelo de mancal curto, verificou-se que os erros de concordância diminuem quando as relações de comprimento por diâmetro L/D diminuem, como já era o esperado. Entretanto, também foi verificado uma melhor concordância para baixas relações de excentricidade, sendo que o erro cresce com o aumento desta.

Tabela 6.6 – Resultados comparativos do carregamento estático.

L/D	ε	Capacidade de carga adimensional \bar{W}			
		Pinkus	Cameron	Curto	Finito
1	0,4	1,220	1,210	1,883	1,239
	0,6	2,650	2,630	5,172	2,658
	0,8	7,100	7,140	23,871	7,092
1/2	0,4	0,406	0,409	0,471	0,405
	0,6	0,995	0,998	1,293	0,998
	0,8	3,460	3,450	5,968	3,554
1/4	0,4	0,112	0,112	0,118	0,113
	0,6	0,298	0,298	0,323	0,300
	0,8	1,20	1,220	1,492	1,261
L/D	ε	Vazão lateral adimensional \bar{Q}			
		Pinkus	Cameron	Curto	Finito
1	0,4	0,304	0,315	0,402	0,346
	0,6	0,469	0,470	0,602	0,521
	0,8	0,620	0,619	0,803	0,701
1/2	0,4	0,375	0,377	0,402	0,382
	0,6	0,560	0,563	0,602	0,575
	0,8	0,750	0,753	0,803	0,771
1/4	0,4	0,391	0,395	0,402	0,367
	0,6	0,550	0,592	0,602	0,596
	0,8	0,780	0,788	0,803	0,795
L/D	ε	Ângulo de atuação ψ [°]			
		Pinkus	Cameron	Curto	Finito
1	0,4	62,0	63,1	60,6	64,8
	0,6	50,0	50,6	45,7	51,8
	0,8	36,0	36,2	29,3	37,8
1/2	0,4	62,0	61,5	60,5	62,9
	0,6	48,0	48,1	45,7	48,9
	0,8	33,0	33,3	29,3	33,0
1/4	0,4	61,0	60,9	60,6	61,1
	0,6	47,0	47,1	45,7	46,5
	0,8	31,0	31,4	29,3	30,5

6.2.2. Desalinhamento

A validação do eixo desalinhado se baseia em Wisbeck (2000) utilizando Vajayaraghavan (1990), e consiste em uma análise de mancal com $L/D=1$. A relação de excentricidade deste eixo é arbitrada nos valores de 0,5 e 0,8 e a inclinação sobre o plano médio é dada por δ .

Neste tipo de análise é comum utilizar os parâmetros mostrados na Fig. 6.13, sendo que ε' é a magnitude de projeção da linha de centros completa do eixo sobre o plano médio, e é dada pela relação

$$\varepsilon' = D_m \varepsilon'_{\max} \quad (6.3)$$

sendo que D_m é o grau de desalinhamento e ε'_{\max} é o valor máximo possível de ε' , para o qual ocorre a condição de contato entre eixo e mancal, obtido por

$$\varepsilon'_{\max} = 2(\sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \delta} - \varepsilon |\cos \delta|) \quad (6.4)$$

onde δ assumirá os valores de 90° e 180° .

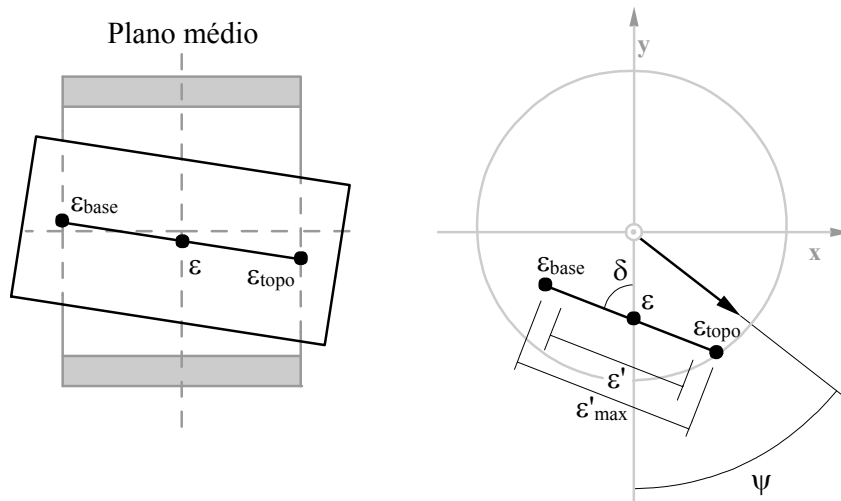


Figura 6.13 – Configuração utilizada nas simulações para o desalinhamento.

Resultados para a capacidade de carga adimensional e o ângulo de atuação são mostrados nas Tabs. 6.7 e 6.8 para $\varepsilon=0,50$ e $0,8$, respectivamente. Para $\varepsilon=0,50$, verifica-se uma boa concordância na capacidade de carga adimensional entre os resultados do presente trabalho e aqueles obtidos por Wisbeck (2000) para mancais finitos. Entretanto, o modelo de mancal curto apresentou uma divergência considerável nos resultados, como poderia ser antecipado pela relação $L/D=1$ considerada. Para o ângulo de atuação, ambos os modelos apresentaram boa concordância com os resultados de Wisbeck (2000) para baixo grau de desalinhamento, sendo que os desvios observados para o mancal curto cresce com o aumento do grau de desalinhamento.

Com o aumento da excentricidade média ($\varepsilon=0,80$), verificou-se um aumento nos desvios obtidos com o modelo de mancal curto, como era o esperado. Entretanto, novamente o modelo de mancal finito apresentou boa concordância com os resultados de Wisbeck (2000).

Tabela 6.7 – Resultado da capacidade de carga adimensional para eixo desalinhado com $\varepsilon=0,50$.

ε	δ	D_m	\bar{W}			Ψ		
			Wisbeck	Finito	Curto	Wisbeck	Finito	Curto
0,50	90	0,00	1,746	1,803	3,036	56,790	58,386	53,176
		0,20	1,750	1,807	3,017	56,834	58,599	53,861
		0,40	1,756	1,827	2,972	56,308	58,645	55,733
		0,50	1,764	1,847	2,953	55,829	58,405	56,837
		0,60	1,779	1,878	2,935	55,182	58,093	58,184
		0,80	1,894	1,994	2,943	52,819	56,012	60,723
		0,90	2,047	2,134	3,030	50,215	52,756	60,252
	180	0,00	1,742	1,803	3,036	56,398	58,386	53,176
		0,20	1,770	1,826	3,088	56,815	58,000	52,734
		0,40	1,833	1,902	3,258	55,594	56,771	51,358
		0,50	1,869	1,967	3,403	54,370	55,761	50,265
		0,60	1,926	2,059	3,605	52,735	54,376	48,836
		0,80	2,212	2,405	4,331	48,239	49,634	44,410
		0,90	2,523	2,806	5,103	45,376	44,964	40,523

Tabela 6.8 – Resultado da capacidade de carga adimensional para eixo desalinhado com $\varepsilon=0,80$.

ε	δ	D_m	\bar{W}			Ψ		
			Wisbeck	Finito	Curto	Wisbeck	Finito	Curto
0,80	90	0,00	7,135	7,092	23,871	36,611	37,845	29,344
		0,20	7,189	7,228	23,705	36,594	37,197	29,649
		0,40	7,360	7,468	23,193	36,303	36,388	30,633
		0,50	7,512	7,624	22,796	36,016	36,060	31,453
		0,60	7,731	7,846	22,373	35,559	35,707	32,440
		0,80	8,467	8,577	22,086	34,026	34,829	33,992
		0,90	9,225	9,370	22,107	32,197	32,453	34,720
	180	0,00	7,135	7,092	23,871	36,641	37,845	29,344
		0,20	7,224	7,192	24,224	36,445	37,537	29,158
		0,40	7,490	7,529	25,386	35,815	36,530	28,563
		0,50	7,719	7,821	26,380	35,255	35,714	28,075
		0,60	8,054	8,241	27,785	34,459	34,616	27,416
		0,80	9,173	9,873	32,977	32,048	31,003	25,248
		0,90	10,368	11,791	38,681	29,908	27,789	23,285

Uma das principais respostas procuradas em um desalinhamento do mancal consiste no momento restaurador gerado pelo desalinhamento. Define-se o momento adimensional como:

$$\bar{M} = \frac{M}{\mu\omega RL^2} \left(\frac{C}{R} \right)^2 \quad (6.5)$$

Os resultados para o momento adimensional são apresentados nas Tabs. 6.9 e 6.10, para $\varepsilon=0,50$ e $0,80$, respectivamente. Novamente, o modelo de mancal finito apresentou uma boa concordância com os resultados de Wisbeck (2000), enquanto que o modelo de mancal curto mostrou desvios consideráveis. Isso se deve, conforme visto anteriormente, à razão de comprimento por diâmetro do mancal que o tornam um mancal finito e prejudicam a aproximação de mancal curto.

Tabela 6.9 – Resultado do momento adimensional para $\varepsilon=0,50$.

ε	δ	Dm	\bar{M}_x			\bar{M}_y		
			Wisbeck	Finito	Curto	Wisbeck	Finito	Curto
0,50	90	0,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,20	-0,028	-0,024	-0,001	0,032	0,038	0,063
		0,40	-0,056	-0,052	-0,008	0,076	0,082	0,132
		0,50	-0,071	-0,070	-0,017	0,102	0,109	0,172
		0,60	-0,090	-0,091	-0,031	0,134	0,141	0,216
		0,80	-0,163	-0,160	-0,096	0,228	0,252	0,355
		0,90	-0,214	-0,228	-0,174	0,307	0,383	0,509
	180	0,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,20	0,032	0,044	0,073	0,027	0,031	0,051
		0,40	0,086	0,095	0,160	0,062	0,066	0,108
		0,50	0,117	0,127	0,217	0,081	0,087	0,142
		0,60	0,154	0,168	0,290	0,104	0,111	0,183
		0,80	0,291	0,314	0,545	0,169	0,180	0,302
		0,90	0,406	0,489	0,837	0,231	0,241	0,407

Tabela 6.10 – Resultado do momento adimensional para $\varepsilon=0,80$.

ε	δ	Dm	\bar{M}_x			\bar{M}_y		
			Wisbeck	Finito	Curto	Wisbeck	Finito	Curto
0,80	90	0,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,20	-0,023	0,003	0,258	0,093	0,107	0,299
		0,40	-0,050	-0,046	0,501	0,202	0,229	0,619
		0,50	-0,073	-0,075	0,612	0,267	0,301	0,796
		0,60	-0,102	-0,094	0,711	0,347	0,388	0,999
		0,80	-0,180	-0,130	0,831	0,581	0,647	1,575
		0,90	-0,284	-0,315	0,734	0,801	0,954	1,984
	180	0,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
		0,20	0,174	0,201	0,641	0,071	0,081	0,237
		0,40	0,390	0,439	1,394	0,149	0,170	0,501
		0,50	0,527	0,591	1,868	0,200	0,223	0,656
		0,60	0,695	0,786	2,462	0,254	0,285	0,837
		0,80	1,189	1,487	4,485	0,402	0,471	1,369
		0,90	1,692	2,311	6,734	0,530	0,649	1,859

Resultados do presente trabalho fazendo uso do modelo de mancal finito são comparados com os resultados de Wisbeck (2000) nas Figs. 6.14 a 6.17 tendo o grau de desalinhamento como abcissa e δ como parâmetro de curva.

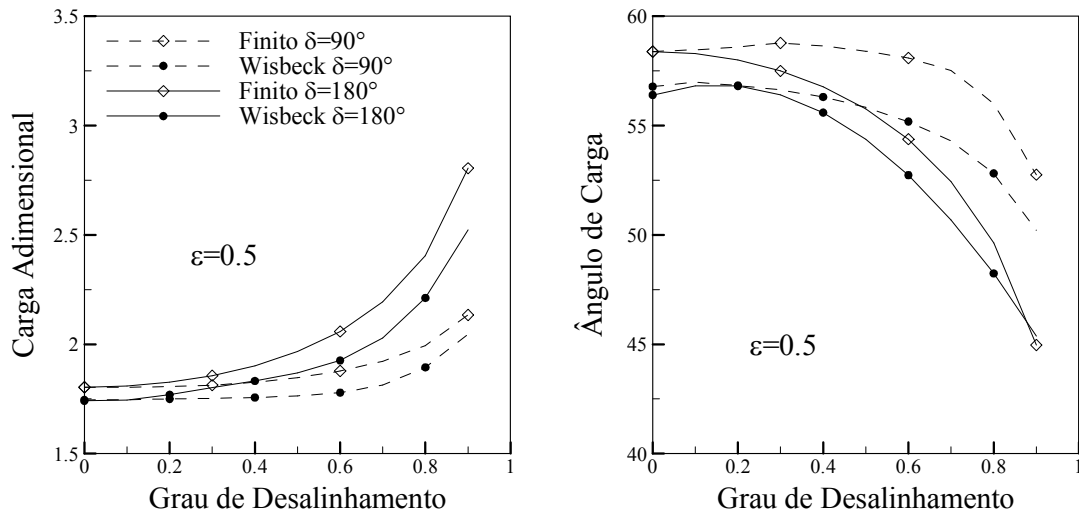


Figura 6.14 – Resultado de capacidade de carga adimensional e ângulo de atuação em função do grau de desalinhamento do eixo para $\epsilon=0,5$.

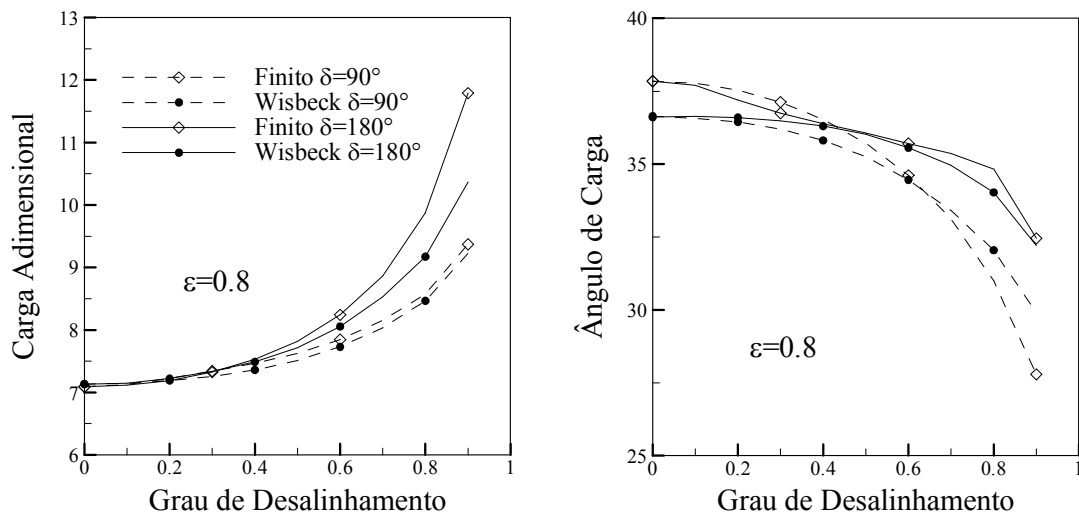


Figura 6.15 – Resultados capacidade de carga adimensional e ângulo de atuação em função do grau de desalinhamento do eixo para $\epsilon=0,8$.

É observado nas Figs. 6.14 e 6.15 que a diferença dos resultados aumenta com o grau de desalinhamento. A primeira impressão, essa discordância se deve pela diferença de malhas adotados nos trabalhos, requerendo maiores investigações para uma causa mais conclusiva.

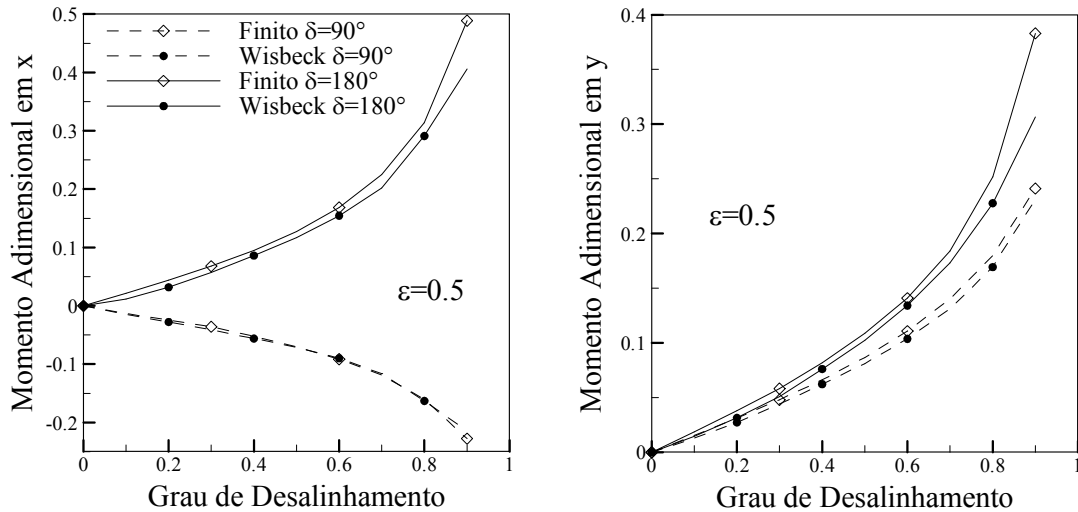


Figura 6.16 – Resultados dos componentes do momento adimensional em função do grau de desalinhamento do eixo para $\varepsilon=0,5$.

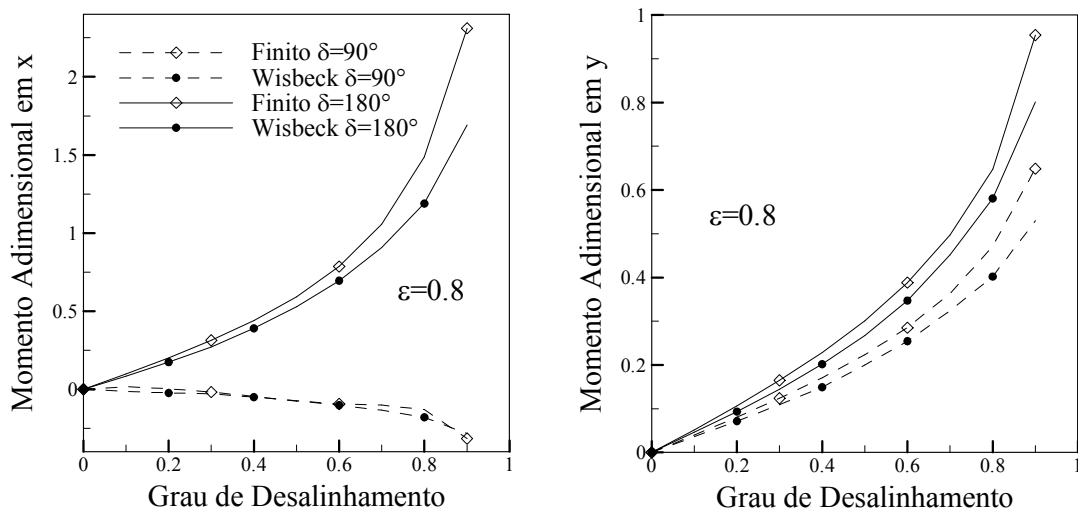


Figura 6.17 – Resultados dos componentes do momento adimensional em função do grau de desalinhamento do eixo para $\varepsilon=0,8$.

Conforme observado nas Figs. 6.12 a 6.17, os resultados obtidos aqui apresentam boa concordância com aqueles obtidos por Wisbeck (2000).

6.2.3. Carregamento Dinâmico

Tendo validado o modelo de mancal para carregamento estático, segue-se para validação com carga variando com tempo. Isso significa que o mancal está passível a se deslocar de um local pra outro em função de tempo, e a observação direta da variação de excentricidade resulta na órbita do mancal.

Para a validação do presente código computacional para carregamento dinâmico, inicialmente serão simuladas situações em que o carregamento é fixo, e é abruptamente colocado sobre o eixo que passa então a descrever uma órbita circular até atingir a posição de equilíbrio (casos 1 e 2 a serem estudados). Em seguida serão explorados carregamentos onde a carga varia tanto em intensidade como em direção de uma forma periódica (casos 3 e 4 a serem estudados) e nestes casos o eixo descreve uma órbita cíclica sem atingir uma posição de equilíbrio. Os parâmetros geométricos dos casos 1, 2 3 e 4 são mostrados na Tab. 6.11. Resultados para os casos 1 e 2 são apresentados nas Figs. 6.18 e 6.19.

Tabela 6.11 – Características geométricas dos casos para validação do modelo em carregamento dinâmico.

		Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
R	[m]	0,070	0,035	0,027	0,1016
L	[m]	0,035	0,035	0,0185	0,127
C	[μm]	25	250	28	82,55
μ	[mPa.s]	10	10	7	14,96
ω	[rpm]	3000	3000	4000	600
W	[N]	214000	26,5	variável	variável

O caso 1 apresenta uma relação entre comprimento e diâmetro do mancal de 1/4, o que justifica a melhor concordância entre os modelos do que no caso 2, onde $L/D=1/2$.

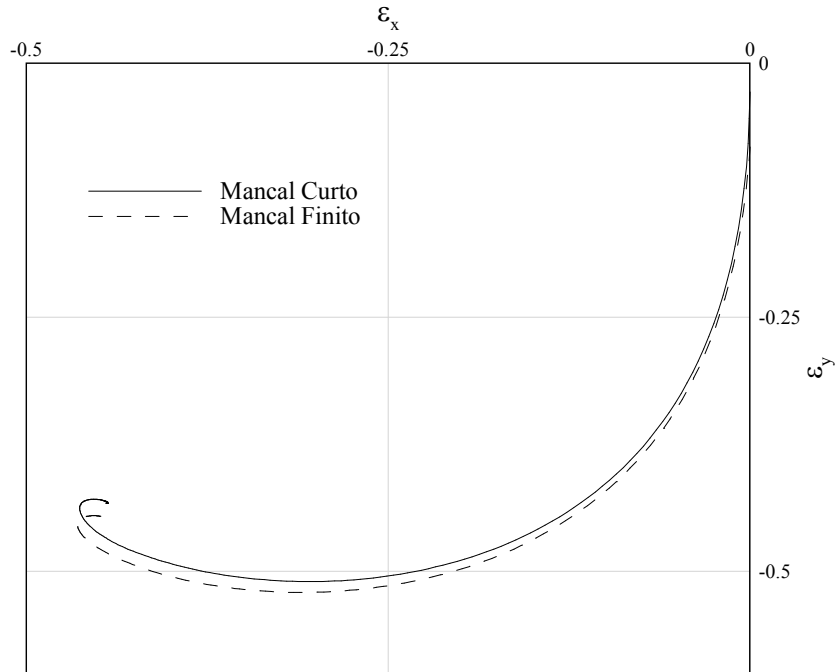


Figura 6.18 – Resultado da órbita obtida no Caso 1 para uma carga fixa abruptamente aplicada ao eixo.

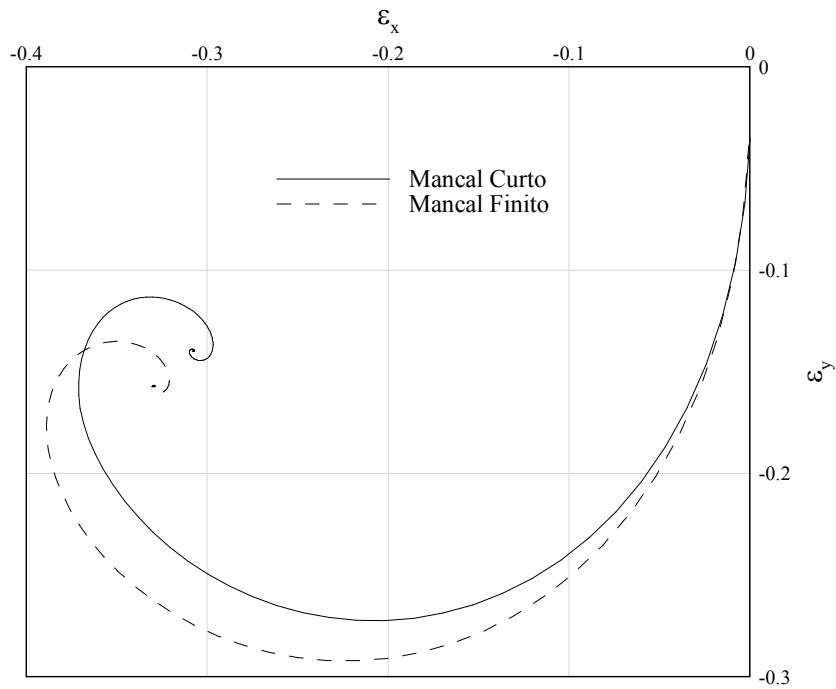


Figura 6.19 – Resultado da órbita obtida no Caso 2 para uma carga fixa abruptamente aplicada ao eixo.

O caso 3 é baseado no carregamento apresentado no artigo do Jones (1982), que faz uma investigação da influência do tipo de alimentação de óleo sobre o desempenho dos mancais. Os dados do carregamento são mostrados na Tab. 6.12 e na Fig. 6.20 enquanto que os parâmetros geométricos correspondem a um mancal intermediário de um motor a gasolina de 4 cilindros com 180cm³ de cilindrada.

Tabela 6.12 – Carregamento utilizado por Jones (1982).

α [°]	Força [N]		α [°]	Força [N]		α [°]	Força [N]		α [°]	Força [N]	
	x	y		x	y		x	y		x	y
0	0	-5412	180	0	1176	360	0	2000	540	0	-6000
10	88	-7000	190	-382	1118	370	-235	1706	550	88	-700
20	294	-8412	200	-647	912	380	-588	1265	560	294	-8412
30	235	-6824	210	-912	529	390	-765	824	570	59	-7000
40	147	-6000	220	-1000	0	400	-882	0	580	0	-6000
50	88	-4765	230	-971	-559	410	-824	-824	590	-59	-5000
60	100	-4471	240	-882	-118	420	-735	-1235	600	-88	-4647
70	206	-4118	250	-588	-1588	430	-647	-1706	610	0	-4353
80	429	-3912	260	-235	-1765	440	-206	-2000	620	176	-4147
90	676	-3588	270	0	-1765	450	0	-2147	630	353	-3941
100	812	-3194	280	235	-1588	460	118	-2147	640	500	-3647
110	1029	-2647	290	588	-1176	470	441	-2100	650	647	-3353
120	1147	-2059	300	765	-765	480	647	-1853	660	765	-2941
130	1176	-1294	310	882	0	490	706	-1735	670	765	-2588
140	1071	-765	320	882	412	500	588	-1735	680	629	-2500
150	824	0	330	765	794	510	471	-2000	690	412	-2588
160	588	471	340	588	1412	520	206	-2353	700	235	-3118
170	118	1000	350	235	1853	530	88	-4000	710	118	-4000

O resultado da órbita do mancal é apresentado no lado direito da Fig. 6.20, tanto para a formulação de mancal curto como a de mancal finito. Observa-se uma boa concordância entre as órbitas obtidas pelas duas formulações. Adicionalmente, os resultados numéricos calculados pelo código desenvolvido no presente trabalho concorda com os resultados obtidos por Jones (1982).

O caso 4 a ser explorado corresponde ao carregamento apresentado no trabalho de Campbell *et al.* (1967). O trabalho trata dos resultados obtidos para o mancal na junção da biela com o virabrequim de um motor diesel 6 VEB-X Mk III (Ruston & Hornsby). Além dos resultados numéricos, o trabalho também apresenta resultados experimentais obtidos diretamente do motor em funcionamento, através da máquina de simulação dinâmica na Glacier Metal Co. Ltd. O carregamento é ilustrado na Tab. 6.13 e na Fig. 6.21.

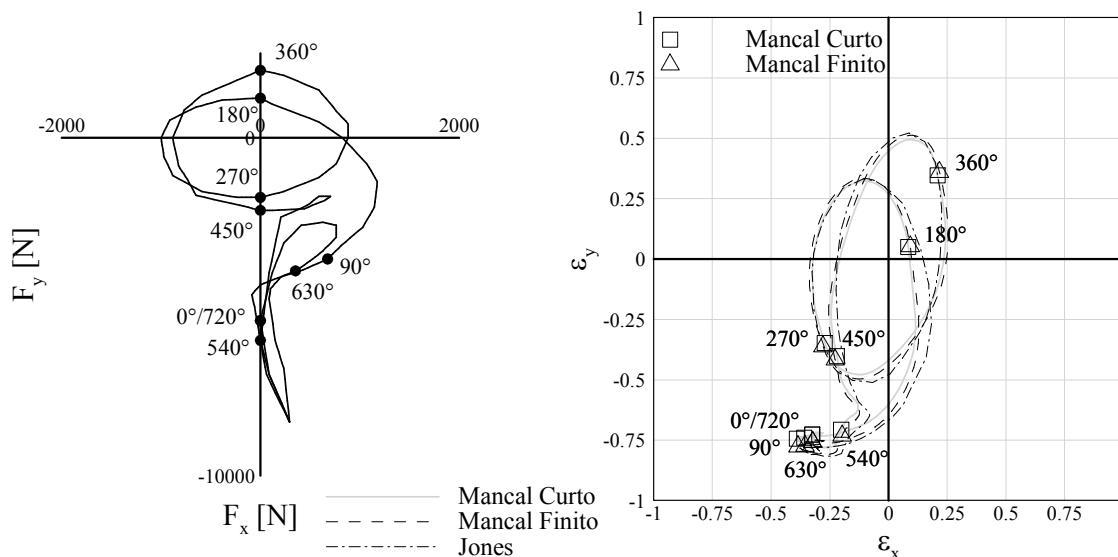


Figura 6.20 – Resultado da órbita obtida no carregamento de Jones (1982).

Tabela 6.13 – Carregamento utilizado pelo Campbell et al. (1967).

α	F [N]		α	F [N]		α	F [N]		α	F [N]	
	x	y		x	y		x	y		x	y
0	0	115342	180	0	110449	360	0	-130377	540	0	107514
10	-8785	207910	190	5316	108136	370	-8785	-127308	550	5316	107024
20	-17108	135004	200	10587	106312	380	-17108	-118189	560	10587	105556
30	-24541	76598	210	15760	102843	390	-24541	-103599	570	15760	102843
40	-30746	46484	220	20764	98439	400	-30746	-84383	580	20764	98439
50	-35497	34345	230	25511	91900	410	-35497	-61741	590	25511	93012
60	-38673	35150	240	29892	82648	420	-38673	-37023	600	29892	84917
70	-40271	44527	250	33758	70237	430	-40279	-11721	610	33758	73262
80	-40403	55514	260	36938	54357	440	-40403	12700	620	36938	59250
90	-39224	69971	270	39224	35016	450	-39224	35016	630	39224	41813
100	-36938	83760	280	40403	12700	460	-36938	54357	640	40403	23269
110	-33758	95815	290	40279	-11721	470	-33758	70237	650	40279	4088
120	-29892	105512	300	38673	-37023	480	-29892	82648	660	38673	-10400
130	-25511	112407	310	35497	-61741	490	-25511	91900	670	35497	-21445
140	-20764	117389	320	30746	-84383	500	-20764	98439	680	30746	-23874
150	-15760	118367	330	24541	-103599	510	-15760	102843	690	24541	-10271
160	-10587	115876	340	17108	-118189	520	-10587	105556	700	17108	17143
170	-5316	113652	350	8785	-127308	530	-5316	107024	710	8785	51777

A órbita do mancal tanto para a metodologia de mancal curto como finito é mostrado na Fig. 6.21. Observa-se que a metodologia de mancal curto aproxima com razoável precisão os resultados obtidos para a metodologia de mancal finito. Adicionalmente, os resultados calculados aqui reproduzem as órbitas apresentadas por Campbell *et al.* (1967).

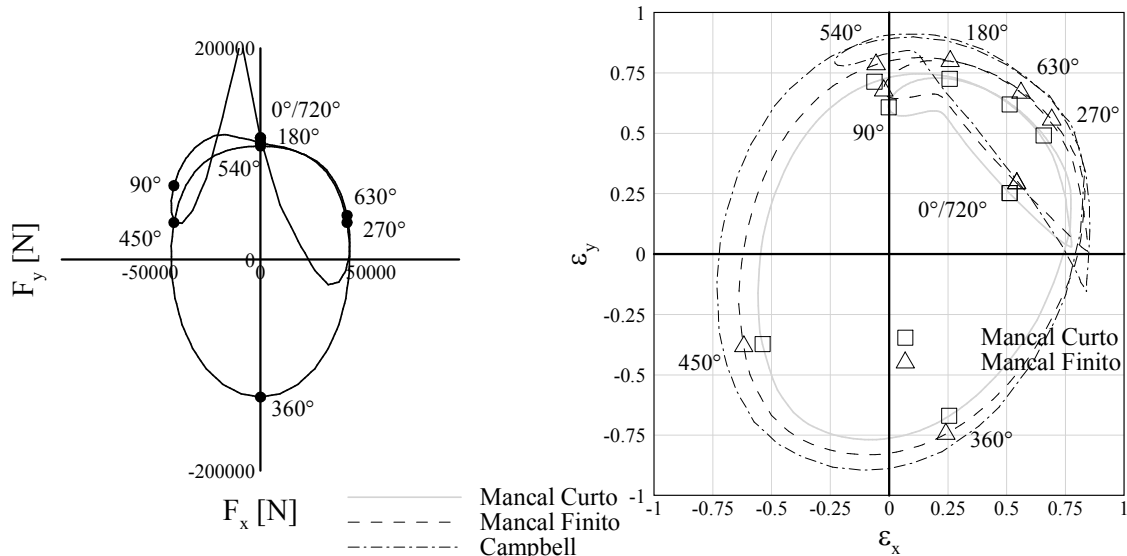


Figura 6.21 – Resultado da órbita obtida no carregamento de Campbell.

A próxima validação a ser realizada é para o compressor hermético alternativo usado no trabalho do Wisbeck (2000). Na Tab. 6.14 são mostrados os parâmetros geométricos dos mancais, sendo que a dinâmica já foi determinada anteriormente na secção 6.1.

Tabela 6.14 – Geometria dos mancais do compressor utilizado por Wisbeck (2000).

		Mancal Superior		Mancal Inferior
R	[mm]		9,5	
L	[mm]	14		7,5
C	[μm]		10	
μ	[mPa.s]		3,23	
ω	[rpm]		3520	
W	[N]		variável	

O carregamento e a órbita dos mancais superior e inferior são ilustrados nas Figs. 6.22 e 6.23, respectivamente. Ressalta-se que a diferença entre a presente formulação e aquela de Wisbeck (2000) é que nesse o mancal do eixo é considerado único, com um rebaixo separando os mancais superior e inferior. Já no presente trabalho, tanto para o modelo de mancal curto como de finito, cada mancal foi considerado isoladamente, com um não interferindo no outro. E outras palavras, o Wisbeck (2000) revolve o eixo desalinhado a passo que no presente trabalho foi resolvido a equação de Reynolds tratando o eixo alinhado. Conforme observado na Fig. 6.22, uma boa concordância prevalece na forma geral das órbitas. Desvios, no entanto são verificados, com a órbita prevista por Wisbeck (2000)

possuindo uma maior amplitude do que aquela obtida para mancal finito e curto. Isto se deve pelo fato do Wisbeck (2000) representar a órbita do topo e da base, enquanto que no presente trabalho, é ilustrado a órbita do centro de cada um dos mancais, tanto para o modelo de mancal curto quanto o finito.

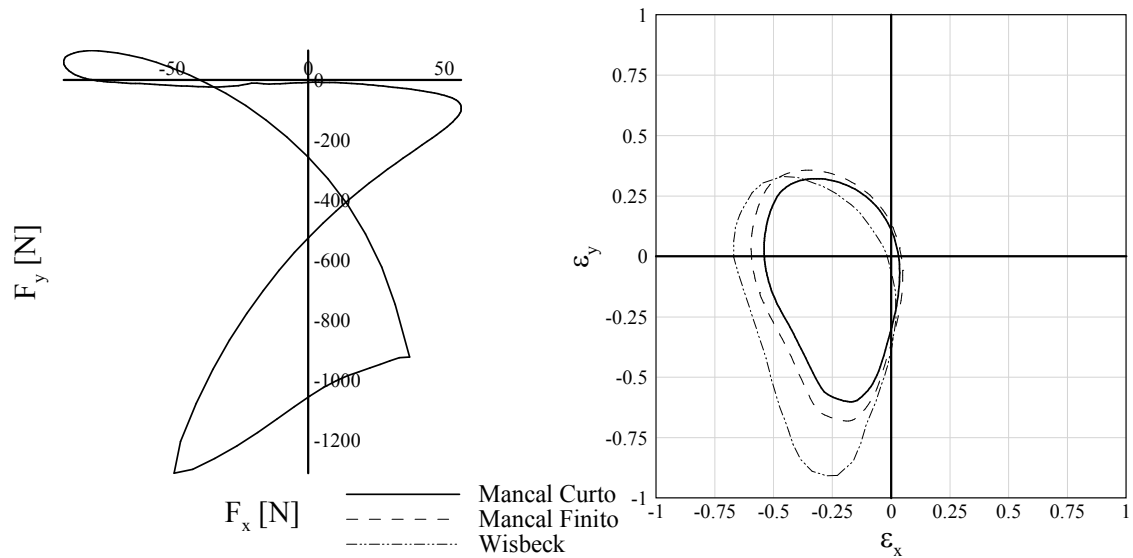


Figura 6.22 – Órbita do mancal superior do compressor utilizado por Wisbeck (2000).

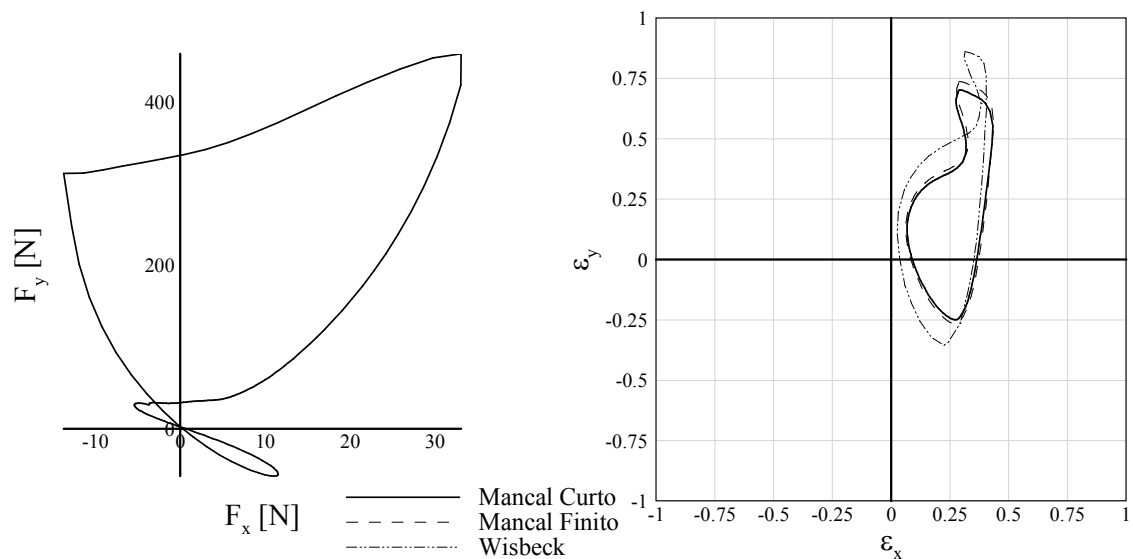


Figura 6.23 – Órbita do mancal inferior do compressor utilizado por Wisbeck (2000).

6.2.4. Mancal Guia do Pistão

Para validação do modelo de mancal do pistão, a configuração do compressor adotado será similar àquela apresentada por Fernandes (1996), um FGSC040 da EMBRACO. Em virtude do trabalho de Fernandes (1996) não apresentar o raio do pistão, arbitra-se este como sendo 13mm e, associado a este, a pressão de sucção é de 1,079bar. As demais propriedades do mancal são vistas na Tab. 6.15. Ressalta-se que nesta etapa o pistão não apresenta rebaixo, e, portanto, toda a lateral do pistão é responsável pela sustentação e potência dissipada.

Tabela 6.15 – Parâmetros geométricos do compressor FGSC040 utilizado para validação do modelo de mancal guia.

Parâmetros Geométricos	
L_{pis}/R_{pis}	1,867
C_{pis}/R_{pis}	$0,445 \cdot 10^{-3}$
d	0
ω	3492 rpm
μ	8,8305 cP
M_{pis}	36,3 g
R_{exc}/L_{bie}	0,247

Na Fig. 6.24 é mostrada a curva de pressão na câmara de compressão, conforme apresentado por Fernandes (1996).

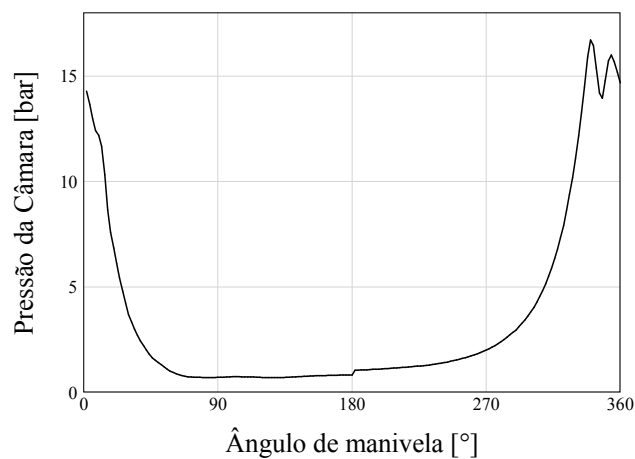


Figura 6.24 – Pressão na câmara do compressor FGSC040, para validação do modelo de mancal guia.

A primeira etapa da validação se baseia no pistão impedido de desalinhar-se, ou seja, a sua excentricidade será sempre mantida nula. Os resultados do mancal curto e finito são comparados com as equações analíticas de potência dissipada e vazão do óleo, dados pelas seguintes equações:

$$Pot = \pi R_{pis} \left[c_{pis} (P_{suc} - P_{cil}) + 2\mu V_1 \frac{L_{pis}}{c_{pis}} \right] V_1 \quad (6.6)$$

$$Q = \pi R_{pis} c_{pis} \left[V_1 - \frac{c_{pis}^2 (P_{suc} - P_{cil})}{6\mu L_{pis}} \right] \quad (6.7)$$

Na Fig. 6.25 estão ilustrados os resultados das simulações realizadas com o presente código computacional, apresentando uma ótima concordância entre os modelos de mancal curto e finito e a solução analítica.

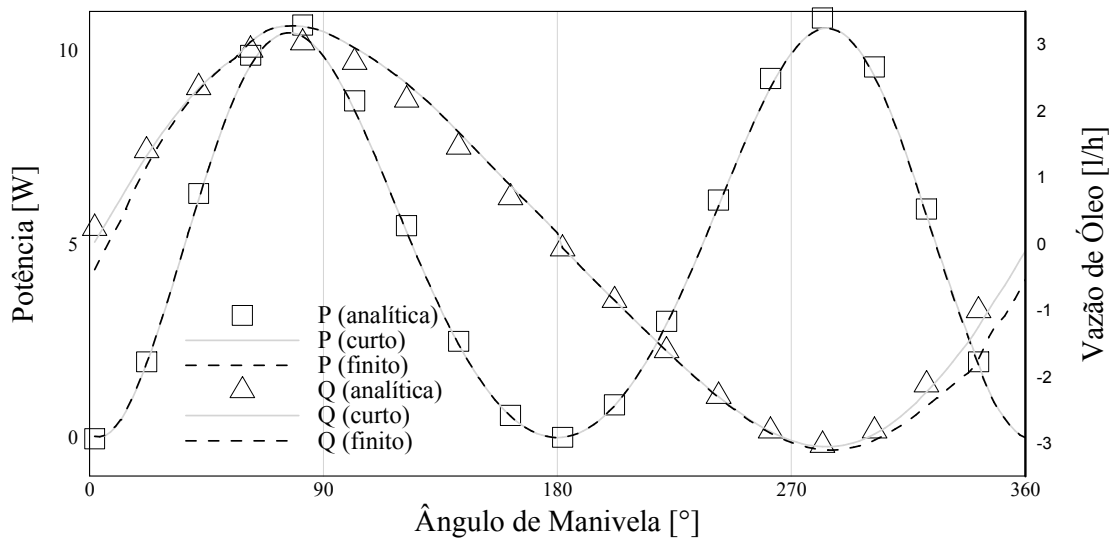


Figura 6.25 – Vazão de óleo e potência dissipada no mancal do pistão para o pistão centrado.

A validação seguinte consiste em prescrever o pistão com uma relação de excentricidade fixa de 0,40, mas mantendo o eixo do mesmo paralelo com o eixo do cilindro. Resultados para a potência dissipada são apresentados na Fig. 6.26. Para ambos os modelos de mancal investigados, observa-se um aumento na potência dissipada próximo dos ângulos de manivela 90 e 270°, quando a velocidade axial do pistão atinge seus valores máximos; o

aumento da relação de excentricidade aumenta a potência dissipada. Não são observados desvios significativos nos resultados de potência entre os dois modelos utilizados.

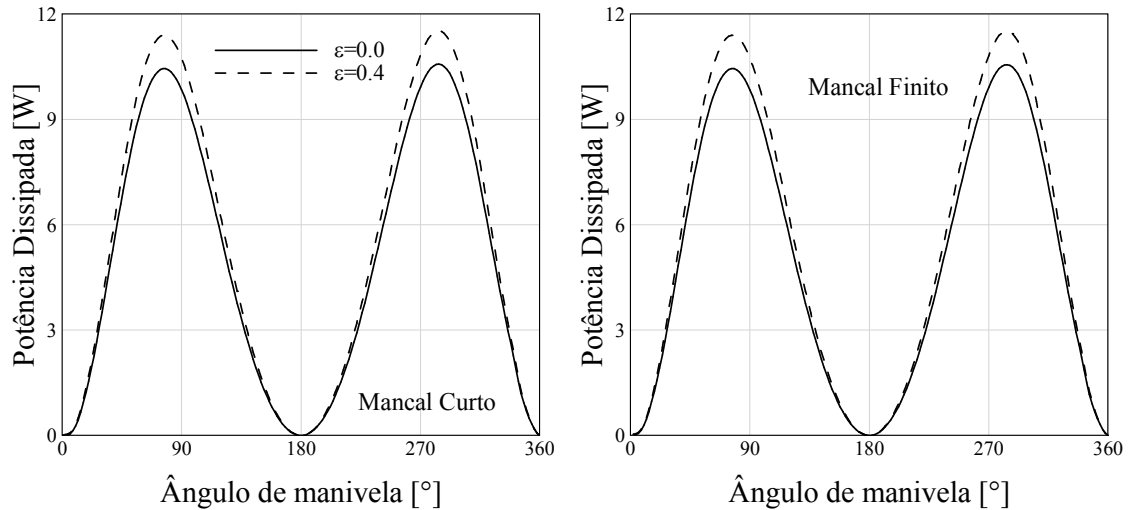


Figura 6.26 – Comparação entre potências dissipadas no mancal do pistão, para excentricidades fixas.

Observa-se que o mancal do pistão foi validado somente através da comparação de resultados para a vazão de óleo e potência dissipada. Isto é justificado pelo fato de serem estes os dois principais parâmetros operacionais em interesse, principalmente por ser este o mancal com a maior dissipação viscosa do sistema.

6.3. Análise de um Compressor Hermético Alternativo de Pequeno Porte

Tendo realizado as validações do código computacional conforme apresentado nas secções anteriores, prossegue-se para a simulação do compressor com os mancais acoplados, incluindo efeitos de desalinhamento e deflexão da biela. Conforme mencionado anteriormente, o compressor opera com uma rotação de 2920 rpm, com pressão de sucção de 1,079 bar e viscosidade de óleo de 2,44 mPa (Tab. 6.3). Os parâmetros geométricos podem ser vistos na Tab. 6.4. e os dados dos mancais são mostrados na Tab. 6.16.

De posse da solução da dinâmica, a solução dos mancais superior e inferior é inicialmente explorada. O carregamento e a órbita do mancal superior são mostrados na Fig. 6.27 e na Tab. 6.17. Observa-se da figura que embora a aproximação de mancal curto

subestime a relação de excentricidade máxima, as órbitas calculadas pelos modelos de mancal curto e mancal finito apresentam uma excelente concordância.

Tabela 6.16 – Parâmetros geométricos dos mancais para o compressor.

Parâmetros Geométricos dos Mancais		
Principal	Comprimento	9,20mm
	Raio	8,00mm
	Folga radial	13,50mm
	Posição axial	42,36mm
Secundário	Comprimento	6,25mm
	Raio	8,00mm
	Folga radial	13,50mm
	Posição axial	2,13mm
Excêntrico	Comprimento	10,40mm
	Raio	7,50mm
	Folga radial	15,50mm
	Posição axial	62,43mm
Pino	Comprimento	11,40mm
	Raio	3,75mm
	Folga radial	8,00mm
Pistão	Comprimento total	17,50mm
	Comprimento do mancal do topo	4,75mm
	Comprimento do mancal da saia	5,65mm
	Folga radial	5,00mm
	Rebaixo	0,15mm

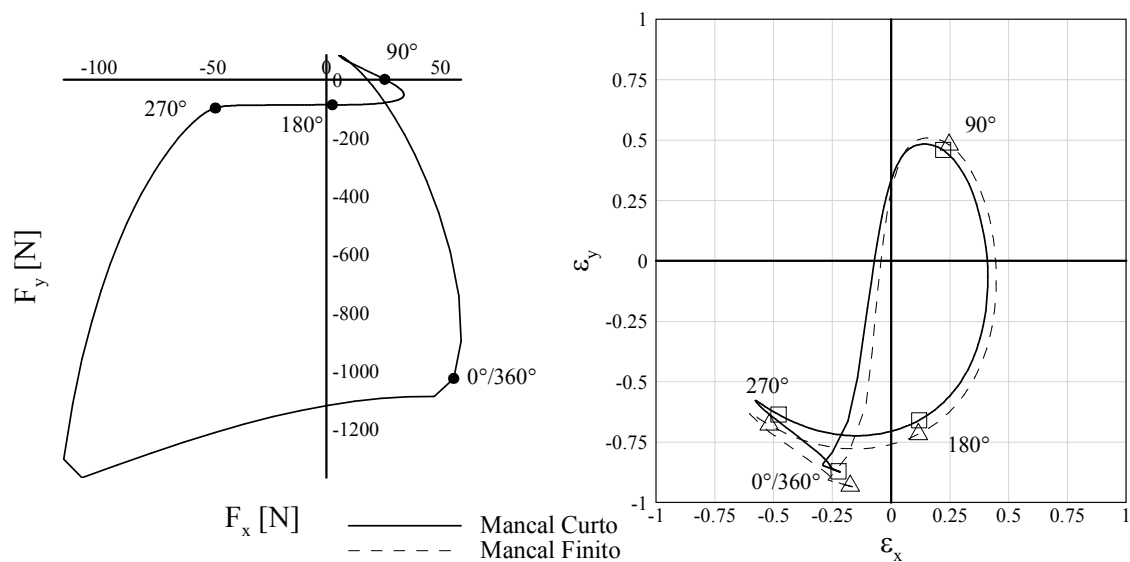


Figura 6.27 – Carregamento e órbita do mancal superior para o compressor.

Na Fig. 6.28 e na Tab. 6.18 são ilustrados o carregamento e a órbita do mancal inferior do eixo, tanto para modelo de mancal finito como curto. Conforme mostra a figura, embora o modelo de mancal curto consiga capturar todos os detalhes da órbita, com uma boa estimativa, inclusive, para a relação de excentricidade máxima, próximo do ângulo de 90° a órbita prevista pelo mancal curto apresenta uma grande distorção em relação àquela do mancal finito.

Tabela 6.17 – Carregamento e órbita do mancal superior para o compressor.

α [°]	Força [N]		Mancal Finito		Mancal Curto		Erro %
	F_x	F_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	
10	43,95	-347,21	-0,174	-0,932	-0,227	-0,870	5.221
20	23,14	-51,15	-0,218	-0,921	-0,268	-0,855	5.378
30	12,06	46,91	-0,257	-0,892	-0,184	-0,663	25.934
40	6,86	78,83	-0,054	-0,098	-0,072	-0,002	35.803
50	5,45	83,55	-0,008	0,252	-0,020	0,266	5.978
60	6,63	75,44	0,036	0,407	0,025	0,395	3.050
70	10,74	57,09	0,086	0,484	0,073	0,461	4.976
80	18,60	27,68	0,152	0,509	0,134	0,483	5.592
90	25,52	0,83	0,247	0,481	0,221	0,460	5.630
100	30,64	-22,45	0,365	0,325	0,331	0,320	5.916
110	33,45	-41,65	0,435	0,088	0,396	0,100	7.988
120	33,80	-56,77	0,446	-0,132	0,411	-0,103	8.832
130	31,89	-68,13	0,422	-0,305	0,392	-0,266	9.095
140	28,07	-76,28	0,378	-0,436	0,354	-0,390	8.780
150	22,80	-81,76	0,322	-0,537	0,306	-0,485	8.417
160	16,53	-85,07	0,258	-0,614	0,249	-0,559	8.157
170	9,66	-86,56	0,189	-0,673	0,186	-0,616	7.944
180	2,52	-86,43	0,116	-0,716	0,120	-0,659	7.768
190	-4,55	-86,56	0,041	-0,747	0,051	-0,689	7.618
200	-11,50	-86,76	-0,035	-0,766	-0,020	-0,710	7.487
210	-18,26	-87,10	-0,112	-0,776	-0,091	-0,720	7.370
220	-24,72	-87,46	-0,187	-0,776	-0,162	-0,723	7.261
230	-30,74	-87,78	-0,261	-0,769	-0,232	-0,717	7.160
240	-36,18	-88,13	-0,332	-0,754	-0,299	-0,705	7.064
250	-40,94	-88,94	-0,400	-0,733	-0,363	-0,686	6.972
260	-45,07	-91,29	-0,462	-0,707	-0,423	-0,663	6.882
270	-48,83	-97,38	-0,519	-0,677	-0,479	-0,635	6.793
280	-52,77	-111,34	-0,567	-0,649	-0,527	-0,607	6.694
290	-57,74	-140,63	-0,601	-0,628	-0,564	-0,584	6.566
300	-64,90	-199,28	-0,604	-0,629	-0,577	-0,578	6.338
310	-75,63	-316,06	-0,566	-0,666	-0,556	-0,603	6.157
320	-91,28	-558,22	-0,469	-0,742	-0,469	-0,672	6.647
330	-111,49	-1114,00	-0,328	-0,839	-0,343	-0,768	6.611
340	-62,72	-1245,12	-0,254	-0,897	-0,270	-0,833	6.095
350	0,57	-1118,12	-0,225	-0,917	-0,254	-0,857	5.383
360	55,80	-1025,94	-0,174	-0,931	-0,224	-0,871	5.090

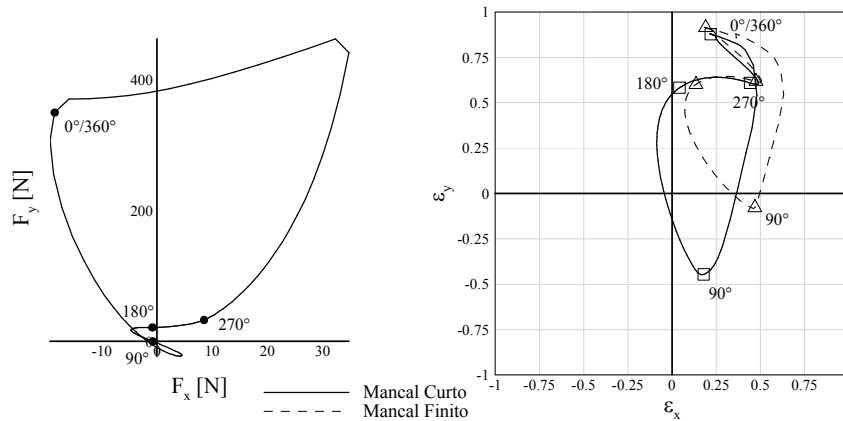


Figura 6.28 – Órbita do mancal inferior para o compressor.

Tabela 6.18 – Carregamento e órbita do mancal inferior para o compressor.

α [°]	Força [N]		Mancal Finito		Mancal Curto		Erro %
	F_x	F_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	
10	-13,29	123,19	0,194	0,913	0,224	0,877	3.106
20	-5,06	24,29	0,241	0,901	0,270	0,862	3.155
30	-0,15	-8,92	0,312	0,878	0,338	0,836	3.167
40	2,68	-20,32	0,378	0,874	0,460	0,706	11.407
50	4,11	-22,84	0,468	0,828	0,373	0,032	60.671
60	4,49	-21,25	0,559	0,766	0,305	-0,225	59.971
70	3,69	-16,36	0,574	0,282	0,261	-0,353	31.309
80	1,42	-7,87	0,499	0,011	0,222	-0,417	5.528
90	-0,77	-0,28	0,469	-0,078	0,179	-0,445	1.052
100	-2,59	6,13	0,383	-0,037	0,085	-0,342	8.382
110	-3,87	11,22	0,258	0,086	-0,009	-0,117	56.94
120	-4,56	15,03	0,162	0,218	-0,064	0,086	60.292
130	-4,69	17,71	0,105	0,329	-0,085	0,240	26.059
140	-4,37	19,47	0,077	0,416	-0,082	0,354	14.094
150	-3,73	20,52	0,073	0,483	-0,064	0,438	9.354
160	-2,86	21,05	0,083	0,534	-0,035	0,500	7.13
170	-1,87	21,20	0,106	0,572	0,001	0,547	5.94
180	-0,84	21,04	0,136	0,601	0,042	0,582	5.238
190	0,17	21,20	0,171	0,621	0,087	0,607	4.784
200	1,19	21,62	0,210	0,634	0,134	0,624	4.466
210	2,21	22,30	0,251	0,642	0,182	0,635	4.229
220	3,26	23,19	0,292	0,645	0,230	0,639	4.043
230	4,31	24,25	0,333	0,644	0,277	0,639	3.89
240	5,35	25,47	0,373	0,640	0,323	0,635	3.759
250	6,37	26,96	0,411	0,633	0,367	0,628	3.64
260	7,39	29,04	0,446	0,625	0,407	0,619	3.556
270	8,53	32,42	0,475	0,618	0,442	0,609	3.462
280	9,95	38,40	0,497	0,614	0,470	0,602	3.34
290	11,96	49,45	0,505	0,620	0,486	0,602	3.197
300	14,91	70,20	0,495	0,641	0,487	0,616	3.067
310	19,25	110,17	0,461	0,684	0,463	0,651	3.137
320	25,42	191,73	0,398	0,749	0,399	0,713	3.669
330	33,25	377,50	0,304	0,828	0,310	0,791	3.67
340	18,23	421,72	0,245	0,881	0,255	0,845	3.422
350	-1,53	379,79	0,228	0,901	0,251	0,866	3.022
360	-18,57	349,23	0,191	0,913	0,219	0,878	3.037

Inicialmente será explorada a análise do mancal do excêntrico sem considerar a inclinação do eixo. Na Fig. 6.29 e na Tab. 6.19 são mostrados o carregamento sobre o mancal, bem como a sua órbita, através do modelo de mancal curto e finito. Conforme ilustra a figura, a aproximação de mancal curto prevê com boa aproximação a órbita do eixo no interior do mancal, sendo que os maiores desvios são verificados durante o estágio de compressão e descarga do gás refrigerante.

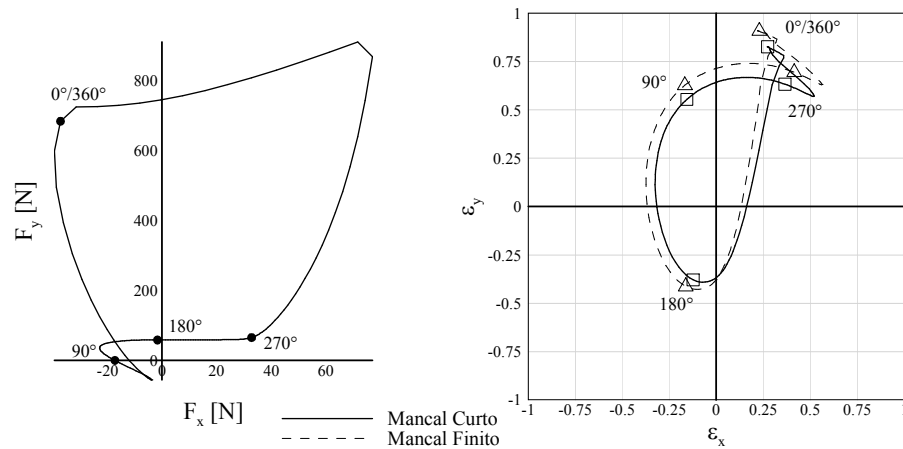


Figura 6.29 – Órbita do mancal do excêntrico sem inclinação do eixo para o compressor.

De posse da órbita do mancal, projeta-se a inclinação do eixo, resultando na órbita do mancal do excêntrico desalinhado. Na Fig. 6.30 é ilustrado este desalinhamento a partir do modelo de mancal curto.

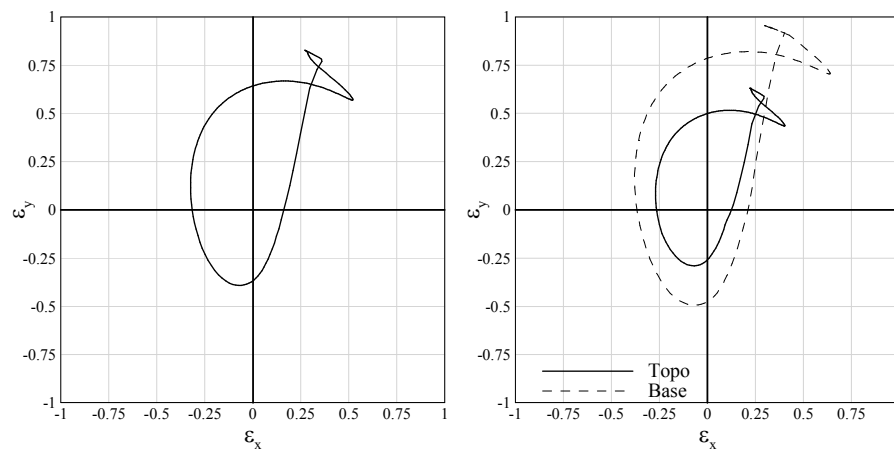


Figura 6.30 – Órbita do mancal curto do excêntrico com inclinação do eixo para o compressor.

Tabela 6.19 – Carregamento e órbita do mancal do excêntrico para o compressor.

α [°]	Força [N]		Mancal Finito		Mancal Curto		Erro
	F_x	F_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	%
10	-29,37	231,38	0,231	0,905	0,284	0,821	6.985
20	-15,53	33,87	0,282	0,885	0,333	0,796	7.138
30	-8,18	-31,53	0,276	0,779	0,296	0,630	15.700
40	-4,75	-52,79	0,164	0,159	0,192	0,126	0.587
50	-3,84	-55,91	0,098	-0,147	0,124	-0,137	4.327
60	-4,65	-50,46	0,043	-0,305	0,068	-0,277	7.354
70	-7,41	-38,17	-0,013	-0,392	0,015	-0,356	9.169
80	-12,67	-18,51	-0,078	-0,426	-0,045	-0,389	9.714
90	-17,29	-0,55	-0,163	-0,413	-0,123	-0,379	10.374
100	-20,70	15,02	-0,266	-0,308	-0,216	-0,288	11.562
110	-22,56	27,88	-0,340	-0,131	-0,286	-0,133	13.374
120	-22,78	38,00	-0,372	0,049	-0,319	0,027	14.552
130	-21,47	45,62	-0,370	0,204	-0,323	0,166	14.000
140	-18,90	51,09	-0,348	0,331	-0,308	0,281	13.218
150	-15,35	54,77	-0,314	0,431	-0,281	0,373	12.523
160	-11,12	57,00	-0,271	0,512	-0,245	0,447	11.979
170	-6,49	58,00	-0,221	0,576	-0,203	0,506	11.570
180	-1,68	57,93	-0,167	0,627	-0,156	0,554	11.248
190	3,08	58,01	-0,109	0,667	-0,106	0,592	10.985
200	7,77	58,13	-0,048	0,697	-0,052	0,622	10.764
210	12,31	58,34	0,016	0,720	0,004	0,644	10.571
220	16,66	58,55	0,082	0,734	0,062	0,658	10.395
230	20,71	58,73	0,149	0,740	0,122	0,666	10.233
240	24,36	58,93	0,217	0,739	0,183	0,668	10.082
250	27,56	59,42	0,284	0,731	0,245	0,662	9.939
260	30,33	60,95	0,351	0,715	0,306	0,650	9.799
270	32,84	64,97	0,415	0,694	0,366	0,633	9.662
280	35,46	74,23	0,475	0,669	0,423	0,610	9.519
290	38,77	93,73	0,527	0,644	0,474	0,587	9.355
300	43,53	132,82	0,560	0,630	0,511	0,571	9.121
310	50,66	210,69	0,552	0,646	0,519	0,577	8.745
320	61,07	372,21	0,492	0,706	0,482	0,621	8.587
330	74,51	742,96	0,369	0,802	0,379	0,711	8.780
340	41,94	830,42	0,284	0,871	0,302	0,784	8.372
350	-0,33	745,68	0,268	0,895	0,286	0,811	7.881
360	-37,23	684,18	0,229	0,908	0,274	0,826	7.023

O próximo passo na análise do mecanismo é explorar a deformação e a deflexão da biela. As deformações e as deflexões nos planos $x'y'$ e $x'z'$ são mostrados na Fig. 6.31 e na Tab.6.20. Verifica-se que a deformação linear é de amplitude inferior a deflexão, sendo que a deflexão máxima ocorre quando a força da biela é máxima, conforme esperado. Deformações de 2 μm próximas do ponto morto superior, como observadas, são significativas e afetam o volume morto da câmara de compressão, influenciando diretamente no rendimento volumétrico do compressor.

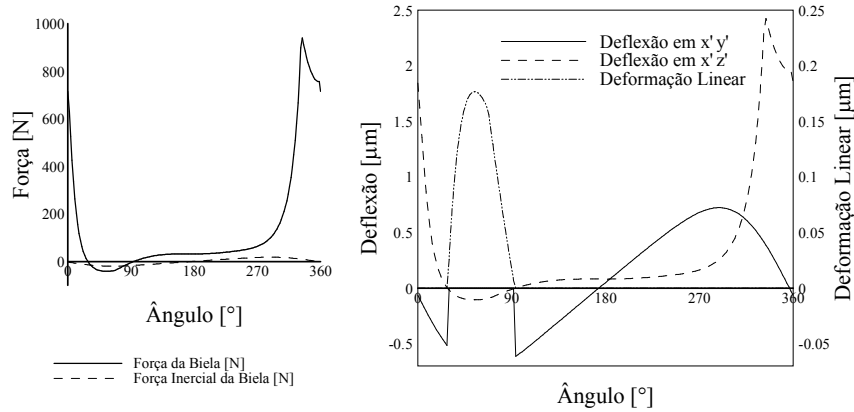


Figura 6.31 – Deflexão da biela para o compressor.

Tabela 6.20 – Forças e deflexões da biela para o compressor.

α [°]	Força da Biela [N]	Força Inercial da Biela [N]	Deflexão em x'y' [μm]	Deformação Linear [μm]	Deflexão em x'z' [μm]
10	262.94	-6.22	-0.240	0.000	0.676
20	63.02	-10.44	-0.403	0.000	0.162
30	-6.00	-13.97	0.000	0.026	-0.015
40	-31.74	-16.63	0.000	0.138	-0.082
50	-39.92	-18.31	0.000	0.174	-0.103
60	-39.78	-19.01	0.000	0.174	-0.102
70	-32.68	-18.83	0.000	0.143	-0.084
80	-17.66	-17.94	0.000	0.077	-0.045
90	-4.09	-16.53	0.000	0.018	-0.011
100	7.38	-14.79	-0.570	0.000	0.019
110	16.43	-12.86	-0.496	0.000	0.042
120	23.09	-10.85	-0.419	0.000	0.059
130	27.62	-8.82	-0.340	0.000	0.071
140	30.46	-6.78	-0.262	0.000	0.078
150	32.03	-4.75	-0.183	0.000	0.082
160	32.70	-2.72	-0.105	0.000	0.084
170	32.76	-0.69	-0.027	0.000	0.084
180	32.35	1.33	0.051	0.000	0.083
190	32.73	3.35	0.129	0.000	0.084
200	33.79	5.35	0.207	0.000	0.087
210	35.57	7.34	0.283	0.000	0.091
220	38.00	9.30	0.359	0.000	0.098
230	41.03	11.22	0.433	0.000	0.105
240	44.69	13.08	0.505	0.000	0.115
250	49.23	14.83	0.572	0.000	0.126
260	55.33	16.40	0.632	0.000	0.142
270	64.37	17.68	0.682	0.000	0.165
280	79.00	18.52	0.715	0.000	0.203
290	104.03	18.78	0.725	0.000	0.267
300	148.62	18.29	0.706	0.000	0.382
310	231.68	16.93	0.654	0.000	0.596
320	397.71	14.65	0.566	0.000	1.023
330	771.79	11.48	0.445	0.000	1.989
340	859.91	7.55	0.293	0.000	2.217
350	776.08	3.09	0.120	0.000	2.000
360	716.06	-1.61	-0.062	0.000	1.845

Devido à rigidez do mancal do pino, não são considerados momentos provenientes do mancal do excêntrico e da deflexão da biela. Assume-se que esses momentos são repassados para o mancal do pistão. O carregamento e a órbita do mancal do pino são mostrados na Fig. 6.32 e na Tab. 6.21. Observa-se que os resultados obtidos com os modelos de mancal curto e mancal finito apresentam boa concordância entre si, com a órbita do mancal finito se mostrando uma condição de choque, diferente do mancal curto. A excentricidade máxima ocorre próxima do ponto morto superior, conforme observado na Fig. 6.32.

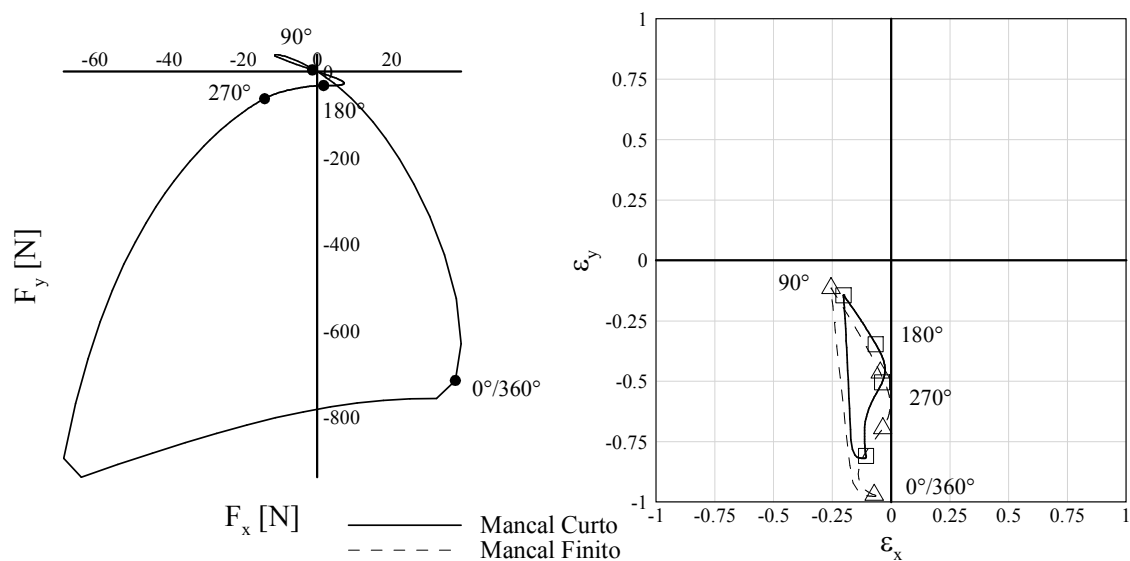


Figura 6.32 – Órbita do mancal do pino para o compressor.

O mancal do pistão apresenta os mesmos carregamentos do que o mancal do pino, mas difere no diagrama de momento de acordo com o modelo de mancal. Na Fig. 6.33 são mostrados os diagramas de força e de momento assumindo modelo de mancal curto, e na Fig. 6.34 são mostrados os mesmos diagramas assumindo modelo de mancal finito.

Tabela 6.21 – Carregamento e órbita do mancal do pino para o compressor.

α [°]	Força [N]		Mancal Finito		Mancal Curto		Erro
	F_x	F_y	ε_x	ε_y	ε_x	ε_y	%
10	26,13	-261,64	-0,066	-0,975	-0,110	-0,818	15.565
20	9,16	-62,35	-0,079	-0,975	-0,123	-0,818	15.432
30	-1,13	5,89	-0,098	-0,974	-0,140	-0,816	15.416
40	-7,22	30,91	-0,135	-0,962	-0,173	-0,699	25.849
50	-10,42	38,53	-0,199	-0,647	-0,183	-0,492	22.351
60	-11,47	38,09	-0,227	-0,396	-0,191	-0,333	15.831
70	-10,08	31,09	-0,244	-0,231	-0,197	-0,223	11.281
80	-5,67	16,73	-0,253	-0,145	-0,201	-0,165	10.704
90	-1,33	3,87	-0,256	-0,115	-0,203	-0,144	11.260
100	2,37	-6,99	-0,251	-0,122	-0,200	-0,148	10.918
110	5,07	-15,63	-0,231	-0,153	-0,188	-0,164	10.005
120	6,66	-22,10	-0,202	-0,198	-0,170	-0,188	10.339
130	7,21	-26,67	-0,170	-0,249	-0,150	-0,217	12.611
140	6,93	-29,66	-0,139	-0,300	-0,130	-0,246	15.853
150	6,04	-31,45	-0,111	-0,348	-0,111	-0,274	18.913
160	4,75	-32,35	-0,086	-0,391	-0,094	-0,301	21.345
170	3,26	-32,59	-0,064	-0,430	-0,079	-0,325	23.141
180	1,68	-32,31	-0,046	-0,464	-0,066	-0,346	24.421
190	0,15	-32,73	-0,031	-0,495	-0,054	-0,366	25.337
200	-1,40	-33,76	-0,020	-0,523	-0,045	-0,385	26.007
210	-3,01	-35,45	-0,011	-0,549	-0,037	-0,402	26.502
220	-4,69	-37,71	-0,006	-0,575	-0,031	-0,419	26.864
230	-6,44	-40,52	-0,004	-0,599	-0,027	-0,436	27.120
240	-8,24	-43,92	-0,006	-0,623	-0,026	-0,453	27.287
250	-10,07	-48,19	-0,012	-0,647	-0,027	-0,469	27.377
260	-12,00	-54,01	-0,022	-0,671	-0,031	-0,486	27.397
270	-14,22	-62,78	-0,036	-0,695	-0,038	-0,504	27.345
280	-17,13	-77,12	-0,053	-0,719	-0,048	-0,523	27.209
290	-21,27	-101,83	-0,074	-0,746	-0,060	-0,544	26.955
300	-27,40	-146,07	-0,097	-0,777	-0,074	-0,570	26.507
310	-36,40	-228,81	-0,119	-0,813	-0,090	-0,603	25.731
320	-49,10	-394,67	-0,136	-0,855	-0,105	-0,646	24.383
330	-65,20	-769,03	-0,137	-0,903	-0,113	-0,703	22.061
340	-35,57	-859,17	-0,120	-0,940	-0,113	-0,757	19.239
350	3,56	-776,07	-0,098	-0,958	-0,111	-0,788	17.375
360	37,23	-715,09	-0,072	-0,970	-0,107	-0,809	16.113

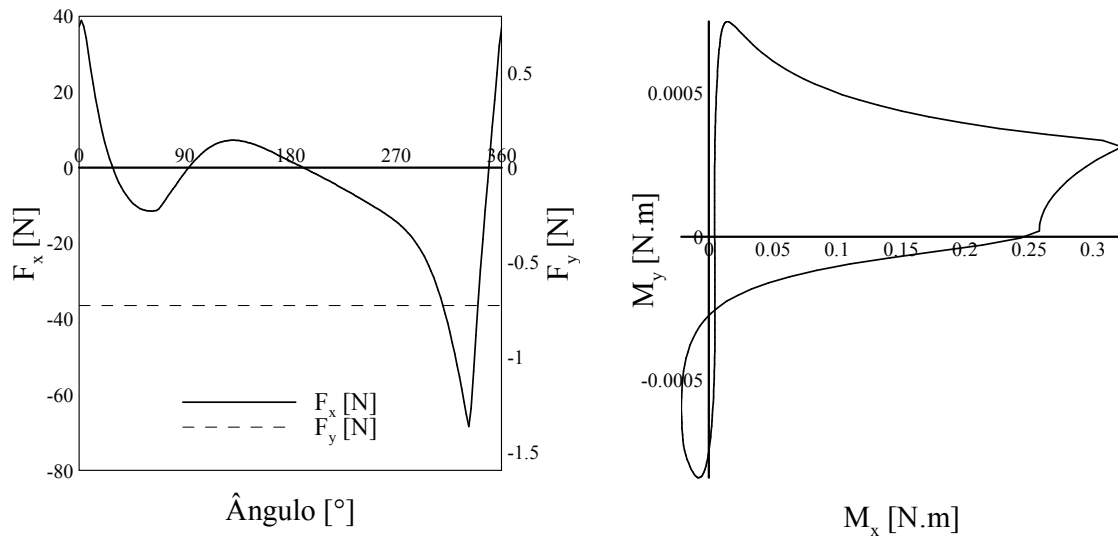


Figura 6.33 – Carregamento sobre pistão na formulação de mancal curto para o compressor.

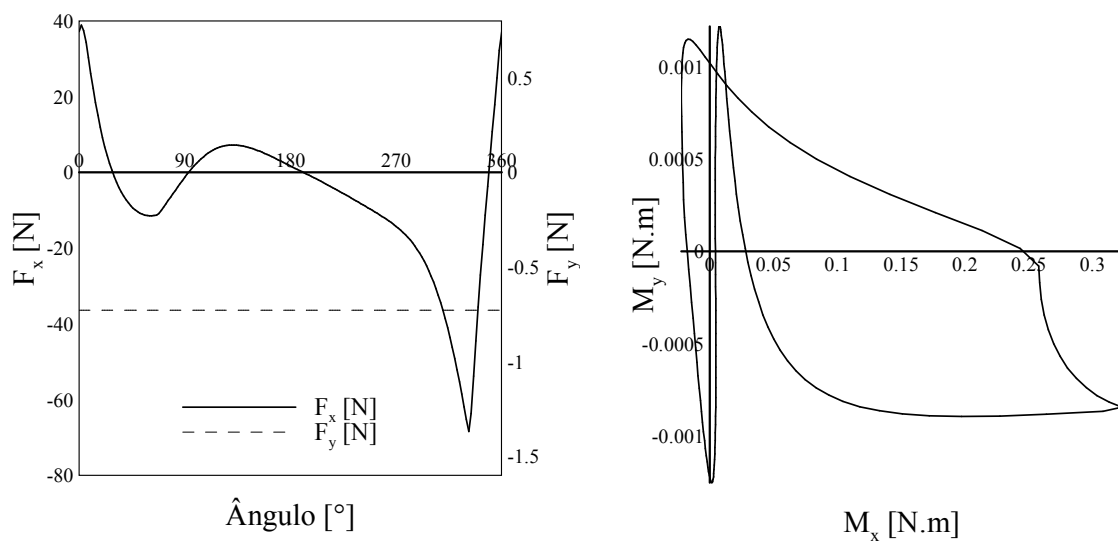


Figura 6.34 – Carregamento sobre pistão na formulação de mancal finito para o compressor.

A grande diferença no diagrama de momento entre os modelos de mancal curto e finito observada entre as Figs. 6.33 e 6.34, afeta sensivelmente o comportamento da órbita deste mancal, como pode ser visto na Fig.6.35 e na Tab. 6.22. Esta diferença é justificada pelas diferenças nas órbitas entre os modelos de mancal. Na Fig. 6.34 pode-se observar que as magnitudes do M_y são muito inferiores se comparado com o M_x , portanto pequenas diferenças nas órbitas podem afetar consideravelmente no diagrama de momento.

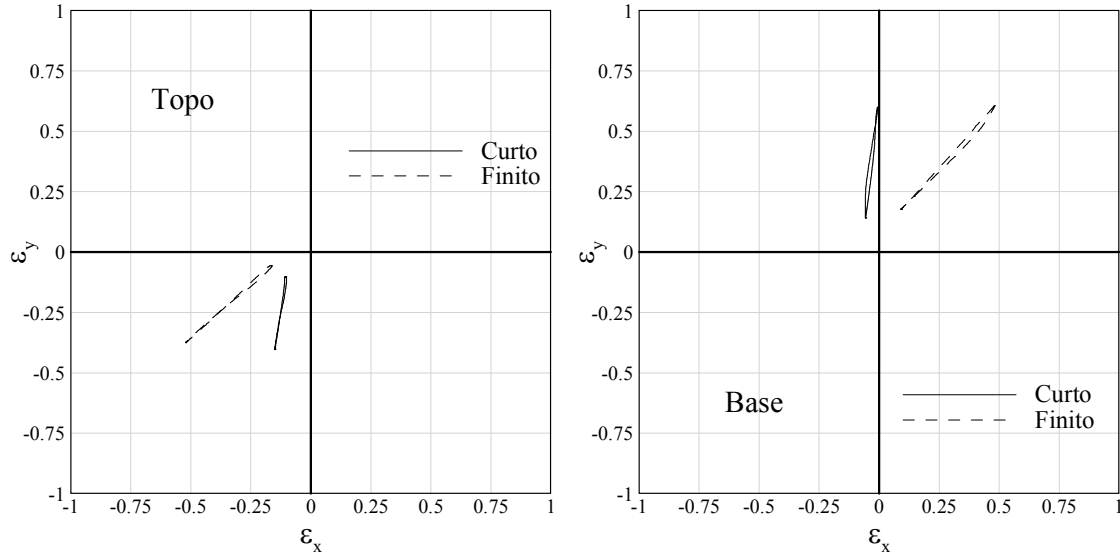


Figura 6.35 – Órbita do topo e da base do mancal do pistão para o compressor.

O comportamento do sistema operando em conjunto, permite a melhor compreensão dos fenômenos que regem a compressão do gás. Na Fig. 6.36 é ilustrado o volume total da câmara em um sistema alinhado. Nesta mesma figura é mostrado o total de deslocamento do pistão proveniente dos desalinhamentos e dos deslocamentos. Observa-se que este atinge um valor máximo próximo do PMI, com uma amplitude de $45\mu\text{m}$. De posse deste valor pode-se avaliar o quanto este termo afeta o volume da câmara e, conseqüentemente, a termodinâmica do sistema.

Na Tab. 6.23 é mostrada a potência dissipada em cada um dos mancais para os dois modelos de mancalização utilizados. Conforme observado, o modelo de mancal curto apresenta uma boa estimativa da potência consumida, e o seu uso se justifica principalmente em função do tempo computacional. Para mancais radiais ambos os modelos apresentam convergência da solução numérica em torno de dois a quatro ciclos, enquanto que o mancal do pistão requer até 20 ciclos para atingir o regime permanente. Sendo assim, o esforço computacional favorece o modelo de mancal curto. Recomenda-se desta forma que para o projeto do sistema de mancais a aproximação de mancal curto seja utilizada em uma primeira aproximação, e que na seqüência a análise da configuração adotada possa então ser realizada com o modelo de mancal finito.

Tabela 6.22 – Relação de excentricidade do topo e da base do mancal do pistão para o compressor.

α [°]	Topo				Base			
	Mancal Finito		Mancal Curto		Mancal Finito		Mancal Curto	
	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y
10	-0,164	-0,062	-0,101	-0,113	0,478	0,603	-0,006	0,599
20	-0,175	-0,075	-0,102	-0,128	0,466	0,590	-0,007	0,587
30	-0,196	-0,094	-0,104	-0,149	0,447	0,569	-0,010	0,565
40	-0,222	-0,119	-0,109	-0,176	0,422	0,542	-0,013	0,535
50	-0,254	-0,146	-0,112	-0,198	0,392	0,506	-0,022	0,489
60	-0,284	-0,169	-0,117	-0,217	0,346	0,454	-0,031	0,432
70	-0,315	-0,194	-0,122	-0,236	0,299	0,403	-0,041	0,375
80	-0,347	-0,219	-0,126	-0,257	0,257	0,356	-0,048	0,325
90	-0,378	-0,245	-0,131	-0,279	0,220	0,316	-0,054	0,281
100	-0,408	-0,270	-0,134	-0,301	0,190	0,282	-0,057	0,244
110	-0,436	-0,295	-0,138	-0,324	0,165	0,254	-0,057	0,215
120	-0,460	-0,316	-0,142	-0,345	0,143	0,231	-0,057	0,193
130	-0,480	-0,335	-0,145	-0,364	0,126	0,212	-0,057	0,175
140	-0,497	-0,350	-0,147	-0,379	0,111	0,197	-0,057	0,161
150	-0,509	-0,362	-0,149	-0,390	0,101	0,186	-0,057	0,150
160	-0,517	-0,370	-0,150	-0,398	0,094	0,180	-0,057	0,144
170	-0,521	-0,374	-0,150	-0,402	0,091	0,177	-0,057	0,141
180	-0,521	-0,375	-0,150	-0,403	0,091	0,177	-0,056	0,141
190	-0,517	-0,372	-0,149	-0,400	0,095	0,182	-0,056	0,146
200	-0,509	-0,365	-0,148	-0,393	0,104	0,190	-0,055	0,154
210	-0,497	-0,354	-0,146	-0,382	0,116	0,201	-0,053	0,165
220	-0,481	-0,340	-0,144	-0,368	0,131	0,217	-0,051	0,181
230	-0,461	-0,322	-0,141	-0,351	0,151	0,236	-0,048	0,199
240	-0,438	-0,301	-0,138	-0,330	0,174	0,258	-0,045	0,221
250	-0,411	-0,277	-0,134	-0,307	0,200	0,283	-0,042	0,246
260	-0,383	-0,251	-0,130	-0,281	0,230	0,312	-0,038	0,274
270	-0,352	-0,223	-0,126	-0,253	0,261	0,342	-0,034	0,304
280	-0,320	-0,193	-0,122	-0,224	0,294	0,375	-0,030	0,336
290	-0,289	-0,164	-0,118	-0,195	0,327	0,408	-0,026	0,369
300	-0,259	-0,135	-0,114	-0,168	0,360	0,441	-0,023	0,402
310	-0,232	-0,110	-0,111	-0,143	0,391	0,474	-0,020	0,436
320	-0,210	-0,088	-0,109	-0,123	0,419	0,507	-0,018	0,471
330	-0,192	-0,072	-0,109	-0,109	0,443	0,540	-0,016	0,508
340	-0,179	-0,062	-0,108	-0,104	0,463	0,572	-0,014	0,548
350	-0,168	-0,056	-0,106	-0,101	0,475	0,593	-0,011	0,577
360	-0,161	-0,056	-0,103	-0,105	0,480	0,604	-0,008	0,596

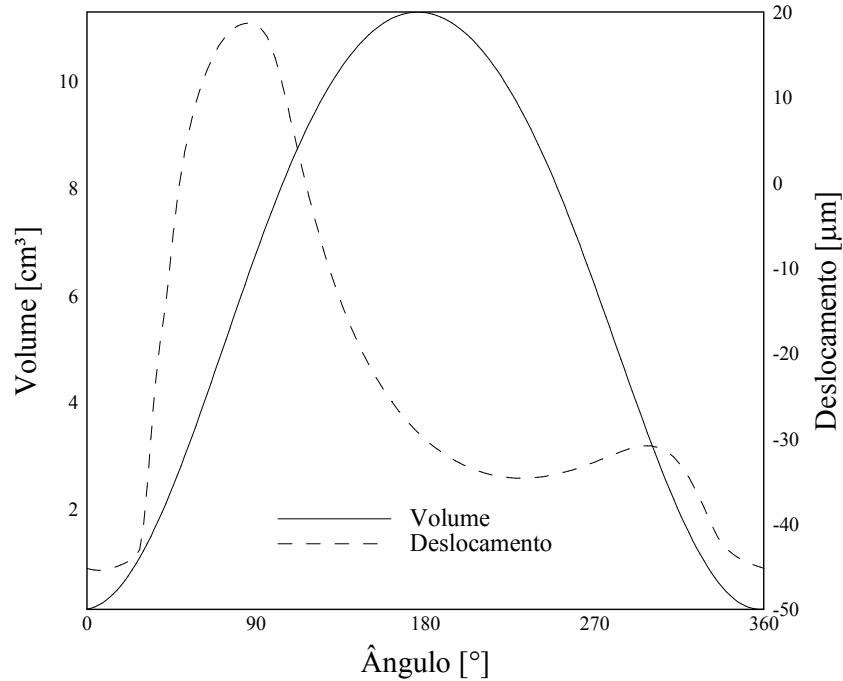


Figura 6.36 – Volume da câmara e deslocamento do pistão em função da posição alinhado para o compressor.

Tabela 6.23 – Potências dissipadas nos mancais do sistema para o compressor.

Potência Dissipada [W]	Mancal Curto	Mancal Finito
Mancal Superior	0,91	0,96
Mancal Inferior	0,54	0,79
Mancal do Excêntrico	0,78	0,80
Mancal do Pino	0,04	0,02
Mancal do Pistão	5,06	7,86
Total	7,33	10,43

É desejável ainda saber como a deflexão da biela afeta o comportamento do mancal do pistão, cuja principal influência consiste no momento transmitido da biela ao pistão. Como a máxima deflexão ocorre no plano $x'z'$ (Fig. 4.9), na seqüência será variada a excentricidade da biela, E_{oma} (conforme indicado na Fig. 3.3), analisando este efeito no momento M_y (de acordo com a Fig. 4.9), e nas órbitas do mancal do pistão, Figs. 6.37 e 6.38, respectivamente.

Na Fig. 6.37 é observado que, com o aumento das excentricidades da biela, cresce o momento M_x sobre o pistão, enquanto que o momento M_y é pouco influenciado.

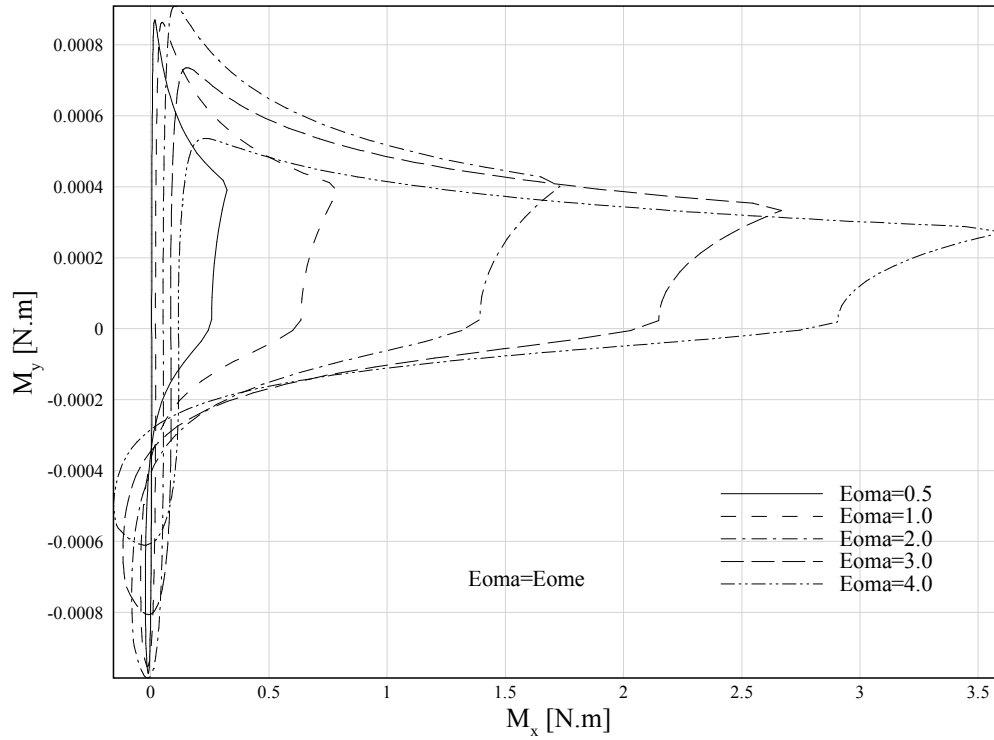


Figura 6.37 – Diagrama de momento sobre o mancal do pistão para o compressor.

Na Fig. 6.38 é visto que não houve variações significativas em amplitude na base do pistão, enquanto que o topo apresentou variações maiores tanto em amplitude como em comportamento.

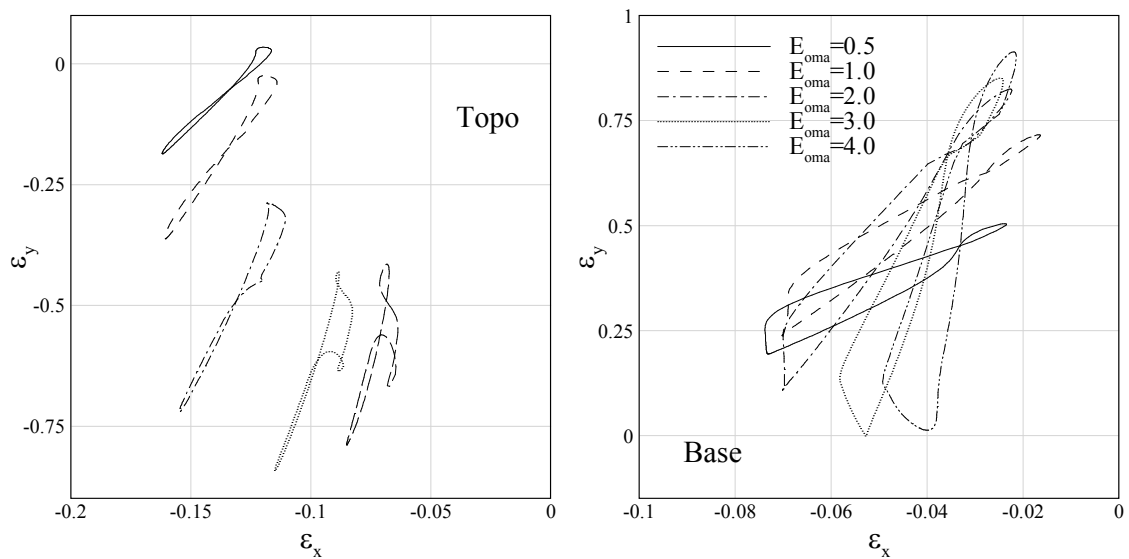


Figura 6.38 – Órbita do mancal do pistão sob influência de deflexão da biela para o compressor.

Uma forma alternativa de comparar as relações de excentricidades é mostrada na Fig. 6.39. Nela é ilustrada a amplitude das relações de excentricidade em função do ângulo de manivela. Novamente é observado que o aumento da excentricidade da biela afeta de forma mais expressiva o topo do pistão.

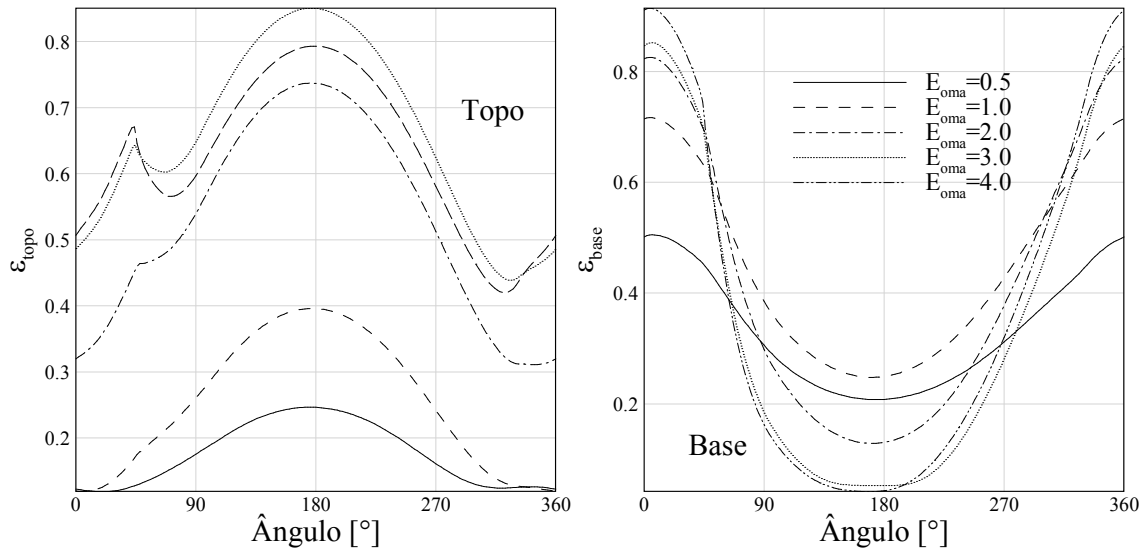


Figura 6.39 – Excentricidade do topo e da base do pistão em função do ângulo da manivela.

Na Tab. 6.24 são mostradas as potências dissipadas no pistão para diferentes excentricidades do olhal maior da biela, E_{oma} , assumindo o modelo de mancal curto. Com o aumento da excentricidade, aumenta a potência dissipada no pistão, conforme esperado. Conforme indica a tabela, é grande a dependência da potência dissipada com o valor da excentricidade.

Tabela 6.24 – Potência dissipada no pistão para diferentes excentricidades do olhal maior da biela, para o compressor.

Excentricidade, E_{oma} [mm]	Potência Dissipada [W]
0,5	5,06
1,0	6,19
2,0	9,53
3,0	11,04
4,0	12,58

CAPÍTULO 7 CONCLUSÕES

Neste trabalho, pela primeira vez, foi estudado o sistema dinâmico do compressor com todos os principais mancais existentes incluindo a flexão da biela. São apresentados resultados do comportamento dinâmico do sistema incluindo efeitos de desalinhamento provenientes dos mancais.

Os modelos de dinâmica tradicional e de multi-corpos foram estudados e comparados. Verifica-se uma pequena divergência de resultados em virtude da forma como as forças inerciais são consideradas. Enquanto que no modelo tradicional a massa da biela é distribuída entre o pistão e o eixo, no modelo de multi-corpos a biela é considerada como um corpo isolado.

Os modelos de mancal curto e finito utilizados se baseiam na integração do campo de pressão através da resolução da equação de Reynolds da lubrificação. Uma metodologia de volume finitos é adotada na discretização da equação de Reynolds, e as equações algébricas decorrentes são resolvidas pelo algoritmo da matriz tri-diagonal, TDMA.

Tanto o modelo de mancal curto como de finito foram explorados e comparados. Enquanto que o modelo de mancal finito necessita de ciclos de convergência para a resolução do campo de pressão, o modelo de mancal curto permite uma solução direta, em virtude da sua característica unidimensional. Os resultados do modelo de mancal curto apresentam boa concordância para relações de comprimento por diâmetro do mancal inferiores a $1/4$, justificando a sua utilização principalmente para estes casos. Para uma mesma relação de L/D , os desvios entre os modelos de mancal curto e finito crescem com o aumento da relação de excentricidade.

Não obstante a imprecisão associada ao modelo de mancal curto, a principal vantagem do mesmo sobre o modelo de mancal finito está no tempo computacional, com pequenos prejuízos nas órbitas dos mancais. Mancais radiais operando em carregamento dinâmico cíclico normalmente requerem em torno de dois a quatro ciclos para convergência da solução, independente do modelo de mancal utilizado. Já mancal guia do pistão necessita em torno de 20 a 30 ciclos. Objetivando a análise do sistema de forma integrada, o modelo de mancal curto é indicado para uma avaliação preliminar, e na seqüência é aconselhável o uso de mancal finito para resultados mais precisos, principalmente no que se refere à potência dissipada e a vazão de óleo.

Verificou-se que na análise do compressor padrão, a deflexão da biela em pouco afetou o comportamento do sistema. Entretanto, para diferentes configurações e materiais de biela, a sua deflexão e os momentos transmitidos para o pistão podem se tornar significativos, afetando principalmente a potência dissipada pelo mancal do pistão.

Uma das principais conseqüências da presente análise consiste na variação do volume da câmara, que é afetado tanto pelo desalinhamento dos componentes como pela deflexão dos

mesmos. Sendo que a alteração do volume da câmara afeta diretamente os processos de sucção e descarga, influenciando tanto no rendimento volumétrico como termodinâmico do sistema.

Com o objetivo de aumentar a abrangência da presente análise e aperfeiçoar as técnicas de simulação empregadas, sugerem-se as seguintes atividades em trabalhos futuros:

1. Melhorar os modelos de dinâmica de rotores, incluindo modelos de vibração, associando-os com o sistema de mancais;
2. Incluir efeitos de deflexão do eixo;
3. Melhorar os modelos de flexão utilizando cálculo dos mesmos por elementos finitos;
4. Incluir o mancal de escora no sistema;
5. Incluir modelos de contato sólido entre as partes;
6. Incluir a equação da energia e viscosidade variável no modelo de mancalização.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Beer, F. P., Johnston Jr, E. R., **Mecânica Vetorial para Engenheiros**, 5º Edição Revisada, Makron Books, São Paulo, SP, Brasil, 1994.

Booker, J. F., **Dynamically-Loaded Journal Bearings: Numerical Application of the Mobility Method**, Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, January, pp. 168-176, 1971.

Boyle, C., Howell, L. L., Magleby, S. P., Evans, M. S., **Dynamic Modeling of Compliant Constant-Force Compression Mechanisms**, Mechanism and Machine Theory, Vol. 38, pp. 1469-1487, 2003.

Cameron, A., **Basic Lubrication Theory**, 3^o Edition, John Wiley & Sons Inc., New York, EUA, 1983.

Campbell, J., Love, P. P., Martin, F. A., Rafique, S. O., **Bearings For Reciprocating Machinery: A Review of the Present State of Theoretical, Experimental and Service Knowledge**, Proc. Instn Mech Engrs, Vol. 182, Pt 3A, Paper 4, pp. 51-74, 1967.

Chinag, H., Hsu, C., Lin, J., **Lubrication Performance of Finite Journal Bearings Considering Effects of Couple Stresses and Surface Roughness**, Tribology International, Vol. 37, pp. 297-307, 2004.

Cho, J. R., Moon, S. J., **A Numerical Analysis of the Interaction Between the Piston Oil Film and the Component Deformation in a Reciprocating Compressor**, Tribology International, pp.1-10, 2004.

Crandall, S. H., Dahl, N. C., Lardner, T. J., **An Introduction to the Mechanics of Solids**, 2^o Edition, McGraw-Hill Book Co-Singapore, Singapore, 1978.

Czolczynski, K., **Rotordynamics of Gas-Lubricated Journal Bearing System**, Springer (Mechanical Engineering Series), New York, EUA, 1999.

De Luca, J. C., **Influência da Lubrificação do Cilindro no Pistão Slap**, Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1998.

Fernandes, J. R. S., **Modelo Dinâmico da Lubrificação do Pistão em Compressores Alternativos**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1996.

Freitas, D. S., Prata, A. T., **Mancal Esférico para Compressores Embraco**, Relatório Técnico, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1999.

Fox, R. W., McDonald, A. T., **Introdução à Mecânica dos Fluidos**, 5 Edição, LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2001.

Gerardin, R. C., **Modelo Dinâmico do Sistema Pistão-Biela-Manivela com Mancais Hidrodinâmicos**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Campinas, Campinas, SP, 2005.

- Goodwin, M. J., **Dynamics of Rotor-Bearing System**, Unwin Hyman, London, England, 1989.
- Grando, F. P., **Relatório de Estágio Profissional**, Embraco S.A., Joinville, 1999.
- Grando, F. P., Priest, M., Prata, A. T., **Lubrication in Refrigeration Systems: Numerical Model for Piston Dynamics Considering Oil-Refrigerant Interaction**, Proc. IMechE, Vol. 220, Part J: J. Engineering Tribology, 2006.
- Gunter, E. J., **Lund's Contribution to Rotor Stability: The Indispensable and Fundamental Basis of Modern Compressor Design**, Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 125, pp. 434-440, October, 2003.
- Harnoy, A., **Bearing Design in Machinery – Engineering Tribology and Lubrication**, Marcel Dekker, Inc., New York, EUA, 2003.
- Hashimoto, H., Wada, S., Ito, J., **Application of Short Bearing Theory to Dynamic Characteristic Problems of Turbulent Journal Bearings**, Journal of Tribology, April, Vol. 109, pp. 307-314, 1987.
- Hibbeler, R. C., **Resistência dos Materiais**, 3ª Edição, LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2000.
- Hu, K., Mourelatos, Z. P., Vlahopoulos, N., **Computational Analysis for Dynamics Response of a Rotating Shaft on Flexible Support Structure with Clearances**, Journal of Sound and Vibration, Vol. 267, pp. 1-28, 2003.
- Jianping, J., Guang, M., Yi, S., Songbo, X., **On The Non-Linear Dynamic Behavior of a Rotor-Bearing System**, Journal of Sound and Vibration, Vol. 274, pp. 1031-1044, 2004.
- Jones, G. J., **Crankshaft Bearings: Oil Film History**, Proceedings of the 9th Leeds-Lyon Symposium of Tribology, Paper IV, pp. 83-88, 1982.
- Jones, G. J., Lee, C. S., Martin, F. A., **Crankshaft Bearings: Advances in predictive Techniques Incorporating the Effects of Oil Holes and Grooving**, AE Symposium, April, Paper 1, 1982.
- Kim, T. J., Han, J. S., **Comparison of the Dynamic Behavior and Lubrication Characteristics of a Reciprocating Compressor Crankshaft in Both Finite and Short Bearing Models**, Tribology Transactions, Vol. 41, pp. 61-69, 2004.
- Kurka, P. R. G., **Análise de Sistemas Mecânicos/ Vibração e Processamento de Sinais**, Mini- Curso, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2005. (Notas de Aula)
- Lahmar, M., Haddad, A., Nicolas, D., **An Optimized Short Bearing Theory for Nonlinear Dynamic Analysis of Turbulent Journal Bearings**, Eur. J. Mech. A/Solids, Vol. 19, pp. 151-177, 2000.
- Lund, J. W., **Stability and Damped Critical Speeds of a Flexible Rotor in Fluid-Film Bearings**, ASME J. Ind., May, 1996.
- Mabie, H. H., Ocvirk, F. W., **Dinâmica das Máquinas**, 2ª Edição, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1980.
- Maliska, C. R., **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, 1ª Edição, LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1995.

- Manke, A. L., **Uma Metodologia de Cálculo para a Simulação de Mancais Radiais Submetidos a Carregamento Dinâmico**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1991.
- Martin, F. A., **Developments in Engine Bearing Design**, Tribology International, Vol. 16, N° 3, pp. 147-164, June, 1983.
- Mourelatos, Z. P., **A Crankshaft System Model for Structural Dynamic Analysis of Internal Combustion Engines**, Pergamon, Computers and Structural, Vol. 79, pp. 2009-2027, 2001.
- Patankar, S. V., **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere Publishing Corp., New York, EUA, 1980.
- Pereira, E. L. L., **Análise de Sistemas de Válvulas Automáticas de Compressores Alternativos**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2006.
- Pinkus, O., **Theory of Hydrodynamic Lubrication**, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, EUA, 1961.
- Pinkus, O., Bupara, S. S., **Analysis of Misaligned Grooved Journal Bearings**, Journal of Lubrication Technology, Vol. 101, pp. 503-509, October, 1979.
- Popov, E. O., **Introdução a Mecânica dos Sólidos**, 2ª Edição, Editora Edgard Blücher Ltda, São Paulo, SP, Brasil, 1992.
- Prata, A. T., **Lubrificação Hidrodinâmica**, Apostila utilizada no curso de Teoria da Lubrificação, Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1992.
- Prata, A. T., Ferreira, R. T. S., Lilie, D. E. B., Bortoli, M. G. D., **Dynamically Loaded Journal Bearings: Finite Volume Method Analysis**, Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue, Vol. I, pp. 34 – 41, July, 1988.
- Prata, A. T., Fernandes, J. R. S., **Dynamic Analysis of Piston Secondary Motion for Small Reciprocating Compressors**, Transactions of the ASME, Journal of Tribology, Vol. 122, pp. 752-760, October, 2000.
- Rodrigues, S. R., **Análise dos Esforços Dinâmicos Transmitidos pelo Eixo e Pistão ao Bloco de Compressores Herméticos**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2003.
- Sawicki, J. T., Rao, T. V. V. L. N., **A Nonlinear Model for Prediction of Dynamic Coefficients in a Hydrodynamic Journal Bearing**, International Journal of Rotating Machinery, Vol. 10, pp. 507-513, 2002.
- Smalley, A. J., **J Ørgen Lund: A Perspective on His Contributions to Modern Rotor Bearing Dynamics**, Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 125, pp. 434-440, October, 2003.
- Steffen Jr, V., Assis, E. G., **Aspectos do Comportamento Dinâmico de Rotores**, Anais do 3º Congresso Temático de Dinâmica e Controle da SBMAC (DINCON), UNESP, São Paulo, SP, 2004.

- Stoecker, W. F., Jones, J. W. **Refrigeração e Ar Condicionado**, 2ª Edição, Editora McGraw-Hill do Brasil Ltda, São Paulo, SP, 1985.
- Sukumaran Nair, V. P., Prabhakaran Nair, K., **Finite Element Analysis of Elastohydrodynamics Circular Journal Bearing with Micropolar Lubricants**, Finite elements in Analysis and Design, Vol. 41, pp. 75-89, 2004.
- Sun, J., Ghanglin, G., **Hydrodynamic Lubrication Analysis of Journal Bearing Considering Misalignment Caused by Shaft Deformation**, Tribology International, Vol. 37, pp. 841-848, 2004.
- Wisbeck, H. J., **Uma Nova Metodologia de Solução para Sistemas de Mancais Radiais em Carregamento Dinâmico Incluindo Atrito Sólido e Desgaste**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2000.
- Taylor, C. M., **Engine Tribology – Tribology Series**, Volume 26, Elsevier Science Publishers B. V., Netherlands, 1993.
- Ussyk, M. S., **Simulação Numérica do Desempenho de Compressores Herméticos Alternativos**, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1984.
- Vicent, B., Maspeyrot, P., Frere, J., **Cavitation in Noncircular Journal Bearings**, Elsevier, Wear 207, pp. 122-127, 1997.
- Vijayaraghavan, D., Keith Jr, T. G., **An Efficient, Robust, and Time Accurate Numerical Scheme Applied to a Cavitation Algorithm**, Transactions of the ASME, Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 44-51, January, 1990.
- Vijayaraghavan, D., Keith Jr, T. G., **Grid Transformation and Adaptation Techniques Applied in the Analysis of Cavitated Journal Bearings**, Transactions of the ASME, Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 52-59, January, 1990.
- Vijayaraghavan, D., Keith Jr, T. G., **Analysis of a Finite Grooved Misaligned Journal Bearing Considering Cavitation and Starvation Effects**, Transactions of the ASME, Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 60-67, January, 1990.
- Vicent, B., Maspeyrot, P., Frene, J., **Cavitation in Dynamically Loaded Journal Bearings Using Mobility Method**, Elsevier, Wear 193, pp. 155-162, 1996.
- Yu, B., Sawicki, J. T., **Comparison of Mobility Method and Mass Conservation Method in a Study of Dynamically Loaded Journal Bearings**, International Journal of Rotating Machinery, Vol. 8, pp. 71-79, 2002.
- Zhao, S., Xu, H., Meng, G., Zhu, J., **Stability and Response Analysis of Symmetrical Single-Disk Flexible Rotor-Bearing System**, Tribology International, Vol. 38, pp. 749-756, 2005.
- Zhu, C. S., Robb, D. A., Ewins, D. J., **Analysis of the Multiple-Solution Response of a Flexible Rotor Supported on Non-Linear Squeeze Film Dampers**, Journal of Sound and Vibration, Vol. 252(3), pp. 389-408, 2002.

APÊNDICES

APÊNDICE 1

DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS

Para a dedução da equação de Reynolds, considera-se que a folga radial c entre o eixo e o mancal (munhão e bucha, respectivamente) é muito menor do que o raio R do mancal. Portanto, podem-se ignorar os efeitos de curvatura e assumir coordenadas cartesianas. A distância entre as superfícies sólidas do munhão e da bucha é a espessura de lubrificante, h , e varia em função do tempo e da posição. Além disto, as superfícies que limitam o lubrificante podem ter movimentos tangenciais U_1, U_2, V_1 e V_2 , e movimentos normais ω_1 e ω_2 , conforme indicado na Fig. A.1.

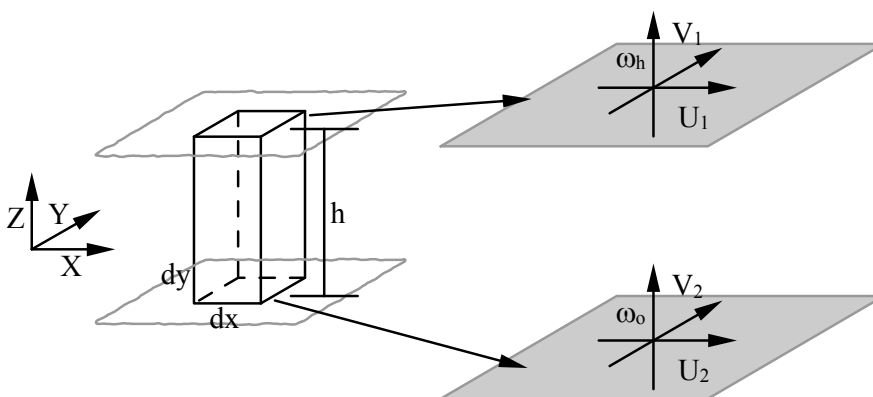


Figura A.1 – Geometria para dedução da equação de Reynolds.

Tome-se inicialmente a equação de Navier-Stokes para fluidos newtonianos, escrita da seguinte forma:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{U} + \rho \vec{g} \quad (\text{A.1})$$

Ignorando-se os efeitos de aceleração bem como as forças de campo, a equação de Navier-Stokes pode ser escrita como,

$$\nabla p = \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (\text{A.2})$$

Para a direção X, a equação de Navier-Stokes adquire a seguinte forma:

$$\frac{\partial p}{\partial X} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

onde u é a componente da velocidade ao longo de X.

Como a espessura h tem dimensões muito inferiores às dimensões do mancal nas orientações X e Y, os gradientes de velocidades nestas direções são desprezadas, resultando a seguinte equação:

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial X} = \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} \quad (\text{A.4})$$

Assumindo que a pressão p não muda com Z, pode-se integrar duas vezes a Eq. A.4 ao longo do Z, e obter,

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial X} \frac{Z^2}{2} + C_1 Z + C_2 \quad (\text{A.5})$$

Aplicando na equação anterior as seguintes condições de contorno,

$$Z = 0 \Rightarrow u = U_2 \quad (\text{A.6})$$

$$Z = h \Rightarrow u = U_1 \quad (\text{A.7})$$

resulta em,

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial X} (Z^2 - Zh) + (U_1 - U_2) \frac{Z}{h} + U_2 \quad (\text{A.8})$$

Da mesma forma, para a direção Y tem-se,

$$v = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial Y} (Z^2 - Zh) + (V_1 - V_2) \frac{Z}{h} + V_2 \quad (\text{A.9})$$

onde v é a componente da velocidade ao longo de Y .

Considerando agora a equação da conservação de massa para um fluido de densidade constante, tem-se,

$$\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{\partial v}{\partial Y} + \frac{\partial w}{\partial Z} = 0 \quad (\text{A.10})$$

Integrando a equação anterior ao longo da direção Z , resulta em,

$$\frac{\partial}{\partial X} \int_0^h u \, dZ + \frac{\partial}{\partial Y} \int_0^h v \, dZ + \int_0^h \frac{\partial w}{\partial Z} \, dZ = 0 \quad (\text{A.11})$$

que pode também ser escrita como,

$$\frac{\partial q_x}{\partial X} + \frac{\partial q_y}{\partial Y} + w_h - w_0 = 0 \quad (\text{A.12})$$

sendo que

$$q_x = \int_0^h u \, dZ = -\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial X} + (U_1 + U_2) \frac{h}{2} \quad (\text{A.13})$$

$$q_y = \int_0^h v \, dZ = -\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial Y} + (V_1 + V_2) \frac{h}{2} \quad (\text{A.14})$$

Com isso, a equação de Reynolds da lubrificação assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial Y} \right) = \frac{\partial}{\partial X} \left[(U_1 + U_2) \frac{h}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[(V_1 + V_2) \frac{h}{2} \right] + (w_h - w_0) \quad (\text{A.15})$$

APÊNDICE 2

DEDUÇÃO DA EXPRESSÃO PARA A FOLGA RADIAL COM EIXO INCLINADO

A espessura do filme de óleo, h , é função da posição no mancal, podendo variar tanto na direção circunferencial como a axial. Esta espessura pode ser obtida com boa aproximação através de relações trigonométricas, ou seja, para uma dada posição axial Z , é possível determinar a espessura do filme em função da excentricidade e da posição angular θ .

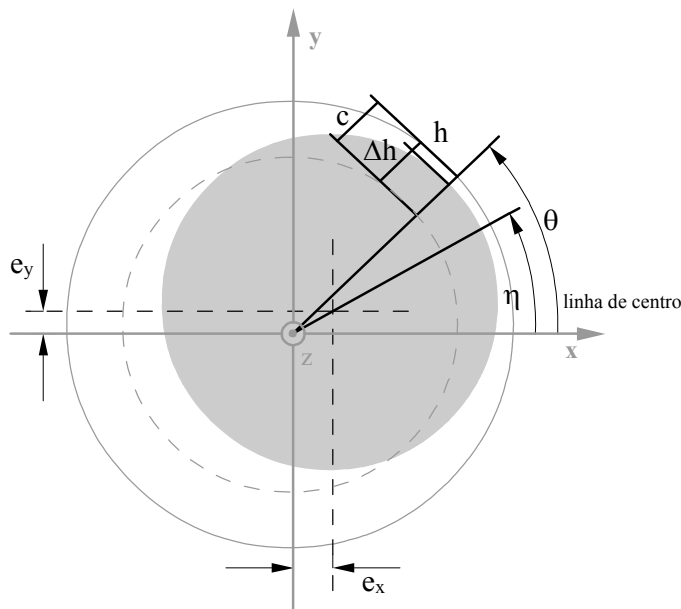


Figura B.1 – Parâmetros geométricos da espessura local do óleo.

De acordo com a Fig. B.1, a espessura do filme de óleo para uma posição angular θ é dada pela expressão:

$$h = c - \Delta h \quad (\text{B.1})$$

Ainda, a variação da espessura Δh pode ser escrita pela seguinte forma:

$$\Delta h = e \cos(\eta - \theta) \quad (\text{B.2})$$

que, pelas relações trigonométricas, pode ser reescrita como:

$$\Delta h = e(\cos \eta \cos \theta + \text{sen} \eta \text{sen} \theta) \quad (\text{B.3})$$

onde "e" é a magnitude da excentricidade.

Conforme ilustrado na Fig. B.2, a inclinação do eixo pode ser vista nos planos **xz** e **yz**, sendo β e γ os ângulos de desalinhamento em cada plano, respectivamente.

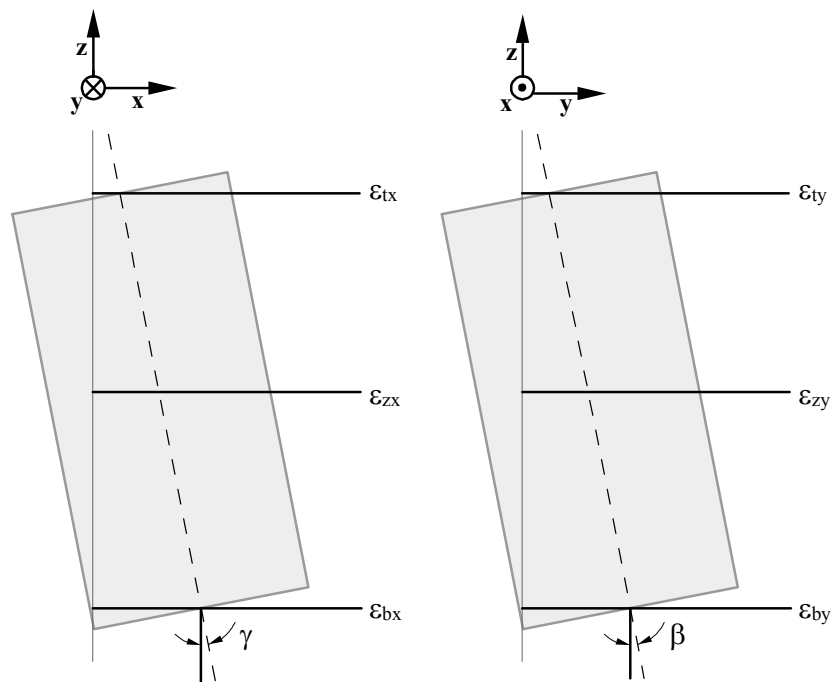


Figura B.2 – Caracterização geométrica do eixo desalinhado.

Através de relações trigonométricas, é se possível chegar às seguintes relações:

$$\text{sen} \gamma = \frac{e_{bx} - e_{tx}}{L} = \frac{e_{zx} - e_{tx}}{Y} \quad (\text{B.4})$$

$$\text{sen} \beta = \frac{e_{by} - e_{ty}}{L} = \frac{e_{zy} - e_{ty}}{Y} \quad (\text{B.5})$$

Retornando-se na Fig. B.1, verifica-se ainda as seguintes relações:

$$\operatorname{sen}\eta = \frac{e_y}{e} \quad (\text{B.6})$$

$$\operatorname{cos}\eta = \frac{e_x}{e} \quad (\text{B.7})$$

Com isso, a Eq. B.1 pode ser escrita da seguinte forma:

$$h = c - e_x \operatorname{cos}\theta - e_y \operatorname{sen}\theta \quad (\text{B.8})$$

Substituindo a Eq. B.4 e a Eq. B.5 na Eq. B.8 resulta em

$$h = c - c \left[\varepsilon_{tx} + (\varepsilon_{bx} - \varepsilon_{tx}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{cos}\theta - c \left[\varepsilon_{ty} + (\varepsilon_{by} - \varepsilon_{ty}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{sen}\theta \quad (\text{B.9})$$

A Eq. B.9 fornece a espessura do filme de óleo para qualquer posição do mancal e ela é função de Y e de θ . As variações de h ao longo das direções θ e z podem então ser calculadas através das seguintes equações, respectivamente,

$$\frac{\partial h}{\partial \theta} = c \left[\varepsilon_{tx} + (\varepsilon_{bx} - \varepsilon_{tx}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{sen}\theta - c \left[\varepsilon_{ty} + (\varepsilon_{by} - \varepsilon_{ty}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{cos}\theta \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial h}{\partial z} = -(\varepsilon_{bx} - \varepsilon_{tx}) \frac{c}{L} \operatorname{cos}\theta - (\varepsilon_{by} - \varepsilon_{ty}) \frac{c}{L} \operatorname{sen}\theta \quad (\text{B.11})$$

A espessura do filme de óleo também é função do tempo, e portanto

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -c \left[\dot{\varepsilon}_{tx} + (\dot{\varepsilon}_{bx} - \dot{\varepsilon}_{tx}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{cos}\theta - c \left[\dot{\varepsilon}_{ty} + (\dot{\varepsilon}_{by} - \dot{\varepsilon}_{ty}) \frac{Y}{L} \right] \operatorname{sen}\theta \quad (\text{B.9})$$

APÊNDICE 3

DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO PARA A FLEXÃO DA BIELA

O efeito de deflexão da biela ocorre nos planos $x'y'$ e $x'z'$ do sistema de coordenadas locais, quando o corpo estiver sobre forças de compressão. O modelo de viga para determinar a deflexão da biela no plano $x'y'$ é ilustrado na Fig. C.1.

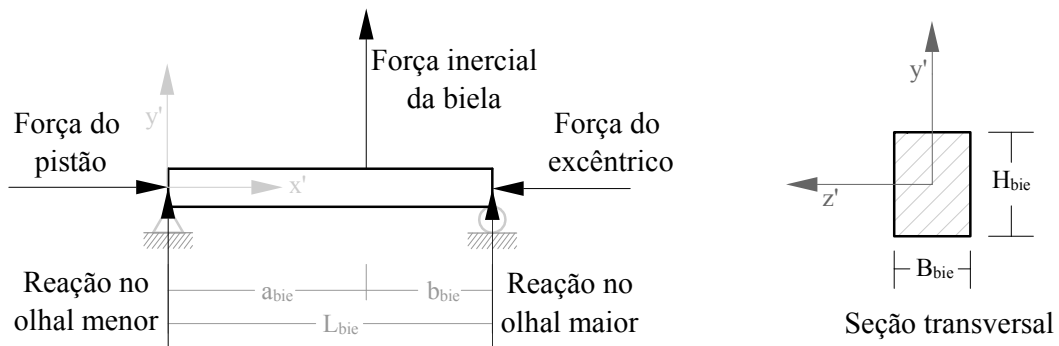


Figura C.1 – Modelo de viga da biela no plano $x'y'$.

O primeiro passo consiste em determinar a reação dos apoios, através do balanço de forças e de momentos, conforme

$$R_A + R_B = F_{ibi} \quad (C.1)$$

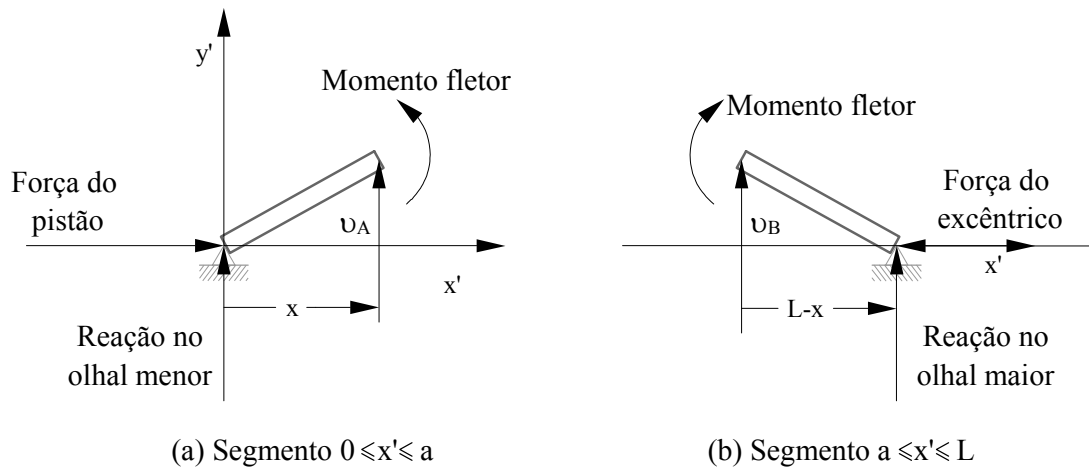
$$F_{ibi} \cdot a_{bie} = R_B \cdot L_{bie} \quad (C.2)$$

De posse das duas equações anteriores, tem-se duas incógnitas, resultando nas seguintes reações:

$$R_A = F_{ibi} \frac{b_{bie}}{L_{bie}}$$

$$R_B = F_{ibi} \frac{a_{bie}}{L_{bie}}$$

Para a análise de flexão, uso será feito da Fig. C.2.


 Figura C.2 – Segmentos de viga para análise de deflexão no plano $x'y'$.

O momento fletor do segmento $0 \leq x' \leq a$ é dado por:

$$M_{x'y'} = -F_{bie} v_A - F_{ibi} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.3)$$

Adicionalmente, a equação diferencial para a deflexão de uma viga elástica é dada por

$$\frac{d^2 v_A}{dx'^2} = \frac{M_{x'y'}}{EI} \quad (C.4)$$

Sendo assim, a equação diferencial da deflexão deste segmento $0 \leq x' \leq a$ pode ser escrita como

$$v_A'' + \frac{F_{bie}}{EI} v_A = -\frac{F_{bie}}{EI} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.5)$$

Fazendo

$$\lambda^2 = \frac{F_{bie}}{EI} \quad (C.6)$$

a Eq. C.5 se torna

$$\frac{d^2 v_A}{dx'^2} + \lambda^2 v_A = -\lambda^2 \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.7)$$

A solução homogênea para essa equação diferencial tem a forma conhecida daquela para o movimento harmônico simples. Desta forma, a solução completa pode ser dada por,

$$v_A(x') = C_1 \text{sen}(\lambda x') + C_2 \cos(\lambda x') - \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.8)$$

As constantes C_1 e C_2 decorrem da condição de contorno $v_A(0)=0$ e da condição de continuidade entre este segmento e o segmento seguinte, apresentando a mesma deflexão $v_A(a_{bie})=v_B(a_{bie})$ e a mesma inclinação $v'_A(a_{bie})=v'_B(a_{bie})$. A primeira condição fornece

$$v_A(0) = C_2 = 0$$

resultando na seguinte equação

$$v_A(x') = C_1 \text{sen}(\lambda x') + \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.9)$$

A resolução da linha elástica da biela é dada através da segunda condição de contorno, que depende da deflexão do segmento seguinte. Novamente, o momento fletor do segmento $a_{bie} \leq x' \leq L$ é dado por

$$M''_{x'y'} = -F_{bie} v_B - F_{ibi} \frac{a_{bie}}{L_{bie}} (L_{bie} - x') \quad (C.10)$$

e a equação diferencial correspondente consiste em

$$\frac{d^2 v_B}{dx'^2} + \lambda^2 v_B = \lambda^2 \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{a_{bie}}{L_{bie}} x' - \lambda^2 \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} a' \quad (C.11)$$

A solução completa da Eq. C.11 é

$$v_B(x') = C_3 \text{sen}(\lambda x') + C_4 \cos(\lambda x') + \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{a_{bie}}{L_{bie}} (x' - L_{bie}) \quad (C.12)$$

com a condição de contorno de $v_B(L_{bie})=0$ e a condição de continuidade na posição de $x'=a_{bie}$.

Aplicando as condições de contorno na Eq. C.11 resulta nas seguintes relações,

$$v_B(L_{bie}) = 0 \quad C_3 \text{sen}(\lambda L_{bie}) + C_4 \cos(\lambda L_{bie}) = 0 \quad (C.13)$$

$$v_A(a_{bie}) = v_B(a_{bie}) \quad C_1 \text{sen}(\lambda a_{bie}) - C_3 \text{sen}(\lambda a_{bie}) - C_4 \cos(\lambda a_{bie}) = 0 \quad (C.14)$$

$$v'_A(a_{bie}) = v'_B(a_{bie}) \quad C_1 \cos(\lambda a_{bie}) - C_3 \cos(\lambda a_{bie}) + C_4 \text{sen}(\lambda a_{bie}) = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{1}{y'} \quad (C.15)$$

Com o sistema de três equações e três incógnitas, é-se possível determinar as constantes,

$$C_1 = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{1}{\lambda} \left[\cos(\lambda a_{bie}) - \frac{\text{sen}(\lambda a_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie})} \right]$$

$$C_3 = -\frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{\text{sen}(\lambda a_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie})} \frac{1}{\lambda}$$

$$C_4 = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{\text{sen}(\lambda a_{bie})}{\lambda}$$

Com isso, a equação de deflexão da biela do segmento $0 \leq x' \leq a_{bie}$ é dada por:

$$v_A(x') = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{1}{\lambda} \left[\cos(\lambda a_{bie}) - \frac{\text{sen}(\lambda a_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie})} \right] \text{sen}(\lambda x') - \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} x' \quad (C.16)$$

e do segmento $a_{bie} \leq x' \leq L$, é dada por:

$$v_B(x') = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{1}{\lambda} \left[\cos(\lambda x') - \frac{\text{sen}(\lambda x')}{\tan(\lambda L_{bie})} \right] \text{sen}(\lambda a_{bie}) + \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{a_{bie}}{L_{bie}} (x' - L_{bie}) \quad (C.17)$$

Entretanto, sabe-se que a máxima deflexão não se apresentará no eixo de simetria da viga em virtude do centro de massa ser deslocado. Sabe-se que a distância "a" é maior do que b_{bie} , portanto a máxima deflexão ocorrerá no segmento $0 \leq x' \leq a_{bie}$. A derivada da equação de deflexão deste segmento resultará na posição em que ocorrerá a máxima deflexão:

$$\frac{dv_{\Lambda}}{dx}(x') = \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{1}{\lambda} \left[\cos(\lambda a_{bie}) - \frac{\text{sen}(\lambda a_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie})} \right] \cos(\lambda x') - \frac{F_{ibi}}{F_{bie}} \frac{b_{bie}}{L_{bie}} = 0 \quad (C.18)$$

Através de algumas manipulações pode-se obter,

$$x_{\max} = \frac{1}{\lambda} \arccos \left[\frac{b_{bie}}{L_{bie}} \frac{\tan(\lambda L_{bie})}{\tan(\lambda L_{bie}) \cos(\lambda a_{bie}) - \text{sen}(\lambda a_{bie})} \right] \quad (C.19)$$

A etapa seguinte consiste em determinar a deflexão do eixo no plano $x'z'$, sendo que o modelo de viga é mostrado na Fig. C.3.

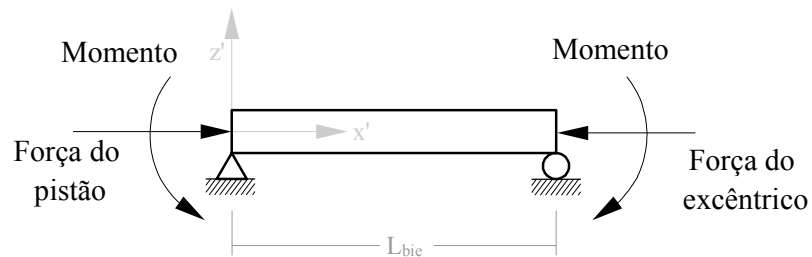


Figura C.3 – Modelo de viga da biela no plano $x'z'$.

Da mesma forma como foi feito no plano $x'y'$, parte-se inicialmente da análise do segmento de viga, conforme Fig. C.4.

O momento fletor é dado por:

$$M_{x'z'} = -F_{\text{bic}} (E_{\text{oma}} - v_C) \quad (\text{C.20})$$

e a equação diferencial da deflexão da biela no plano $x'z'$ é

$$\frac{d^2 v_C}{dx^2} + \lambda^2 v_C = -\lambda^2 E_{\text{oma}} \quad (\text{C.21})$$

onde E_{oma} é a excentricidade existente no olhal da biela.

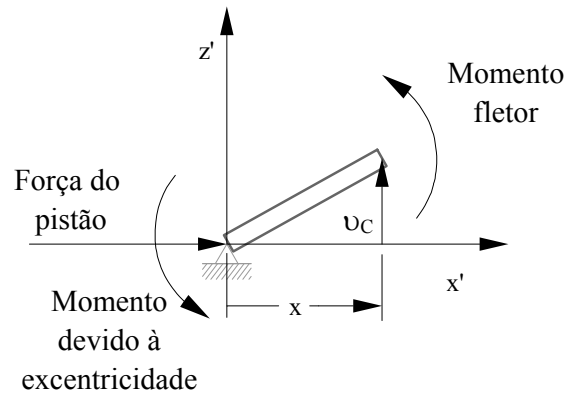


Figura C.4 – Segmento de viga para análise de flexão no plano $x'z'$.

A solução da equação diferencial resulta em

$$v_C(x') = C_5 \text{sen}(\lambda x') + C_6 \text{cos}(\lambda x') - E_{\text{oma}} \quad (\text{C.22})$$

As condições de contorno do problema são $v_C(0)=0$ e $v_C(L_{\text{bic}})=0$. A primeira condição resulta em $C_6=0$ e a segunda resulta em

$$C_5 = E_{\text{oma}} \left[\frac{1 - \text{cos}(\lambda L_{\text{bic}})}{\text{sen}(\lambda L_{\text{bic}})} \right]$$

que, com algumas manipulações trigonométricas, se torna

$$C_5 = E_{oma} \tan\left(\lambda \frac{L_{bie}}{2}\right)$$

Com isso, a equação de deflexão da biela no plano $x'z'$ pode ser escrita como

$$v_c(x') = E_{oma} \left[\tan\left(\lambda \frac{L_{bie}}{2}\right) \cdot \text{sen}(\lambda x') - 1 \right] \quad (C.23)$$

sendo que a máxima deflexão ocorrerá no meio da biela, ou seja, para $x'=L_{bie}/2$, o que resulta na seguinte equação

$$v_{c_{max}} = E_{oma} \left[\sec\left(\lambda \frac{L_{bie}}{2}\right) - 1 \right] \quad (C.23)$$