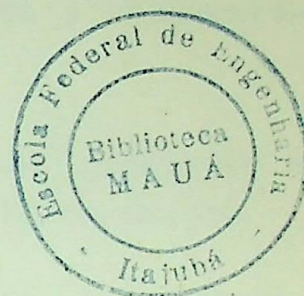


09-02-94

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO



"ANÁLISE PREDITIVA DO COMPORTAMENTO OPERACIONAL
DE MANCAIS RADIAIS DE DESLIZAMENTO"

PAULO FERNANDES SILVA

ORIENTADOR:

PROF. Ph.D. VILMAR ARTHUR SCHWARZ

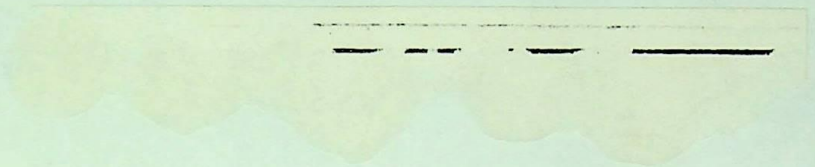
CO_ORIENTADOR:

PROF. DR. GENÉSIO JOSÉ MENON

ITAJUBÁ - MG

1993

CLASS
DUTT. 5586 a
735



AGRADECIMENTOS

Aos orientadores Vilmar Arthur Schwarz e Genésio José Menon, pelo incentivo e orientação prestada durante a elaboração deste trabalho.

Ao Professor Américo Tetuo Miyazima, pelo incentivo e apoio prestado durante a realização da pesquisa bibliográfica.

À todos os professores e funcionários da EFEI que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

À Messias Tadeu Salgado, pela confecção dos desenhos.

À Matilde B. Pereira, pela excelente datilografia nas figuras.

No presente trabalho é apresentado um modelo teórico para determinar a temperatura crítica de uma de Al₂O₃ e sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, outras propriedades de atividade térmica em sistemas de equilíbrio de fases de Al₂O₃.

Este trabalho apresenta a teoria de atividade térmica de Al₂O₃ e sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, outras propriedades de atividade térmica em sistemas de equilíbrio de fases de Al₂O₃.

Este trabalho apresenta a teoria de atividade térmica de Al₂O₃ e sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, outras propriedades de atividade térmica em sistemas de equilíbrio de fases de Al₂O₃.

Este trabalho apresenta a teoria de atividade térmica de Al₂O₃ e sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, outras propriedades de atividade térmica em sistemas de equilíbrio de fases de Al₂O₃.

Este trabalho apresenta a teoria de atividade térmica de Al₂O₃ e sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, outras propriedades de atividade térmica em sistemas de equilíbrio de fases de Al₂O₃.

Aos meus pais
Ana e Benedito
Aos meus filhos
Paulo Henrique e João Marcos
À minha esposa
Marise

RESUMO

No presente trabalho é apresentado um modelo teórico para determinar a temperatura efetiva do filme de óleo e a sua viscosidade efetiva correspondente, bem como, vários outros parâmetros importantes na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Nesse modelo aplica-se a teoria isotérmica da lubrificação hidrodinâmica, ou seja, resolve-se a equação clássica de Reynolds através de um processo iterativo, cujo critério de parada é a convergência da perda de potência e consequentemente a convergência da temperatura efetiva do filme de óleo.

Os efeitos das temperaturas do óleo lubrificante de suprimento e de recirculação são considerados no modelo teórico.

Desenvolve-se também no presente trabalho um modelo computacional para simular o comportamento operacional de mancais radiais finitos. A ferramenta matemática utilizada para desenvolver o modelo computacional foi o método de elementos finitos, usando-se o elemento triangular linear na discretização do domínio de solução.

Simulou-se computacionalmente uma faixa relativamente ampla de relações L/D . Verificada a boa concordância dos resultados obtidos no presente trabalho com relação aos obtidos por outros pesquisadores, elaborou-se uma série de tabelas e/ou gráficos que possibilitam a análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

ABSTRACT

A theoretical model is presented for the calculation of the oil film effective temperature and the corresponding effective working viscosity. Other fundamental parameters for the predictive analysis of journal bearing behaviour are also calculated in this work.

The isothermal hydrodynamic lubrication theory is applied in the analytical model, i.e, the classical Reynolds equation is solved by an iterative method, whose stopping criterion is the convergency of friction power loss and, consequently, the convergency of the effective operating temperature of the journal bearing oil film.

The significant effects of the inlet and the recirculating lubricant temperatures are taken into account in the theoretical model.

Finally, a computational model was developed for the prediction of the journal bearing working behaviour. The finite element method was applied, with the linear triangular element being used for the discretization of the solution domain.

A good correlation was obtained relative to the present results and those of other researchers, for various L/D ratios. Therefore, a series of tables and/or graphs were elaborated for helping any designer in the predictive analysis of the operating behaviour of journal bearings.

CONTEÚDO

	Página
RESUMO.....	i
ABSTRACT.....	ii
CONTEÚDO.....	iii
SIMBOLOGIA.....	v
ÍNDICE DE FIGURAS.....	xi
ÍNDICE DE TABELAS.....	xiii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	
1.1 - Generalidades.....	1
1.2 - Revisão Bibliográfica.....	1
1.3 - Objetivos Deste Trabalho.....	5
1.4 - Delineamento Deste Trabalho.....	6
CAPÍTULO 2 - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	
2.1 - Modelo Físico.....	9
2.2 - Equações Governantes e Condições de Contorno.....	11
2.3 - Procedimento Iterativo Adotado para Obtenção dos Parâmetros Resultantes.....	13
CAPÍTULO 3 - MÉTODO DE SOLUÇÃO	
3.1 - Método de Elementos Finitos.....	18
3.2 - Obtenção e Resolução das Equações Algébricas.....	21
3.3 - Funções de Interpolação e Integrais Características.....	28
3.4 - Cálculo dos Parâmetros Resultantes.....	31

	Página
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS	
4.1 - Introdução.....	47
4.2 - Definição do Domínio Computacional.....	47
4.3 - Análise Comparativa dos Resultados.....	51
4.4 - Resultados do Presente Trabalho.....	64
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	
5.1 - Conclusões.....	96
5.2 - Sugestões para Trabalhos Futuros.....	97
APÊNDICE A1 - Dedução da Equação de Reynolds.....	98
APÊNDICE A2 - Método de Rayleigh-Ritz.....	102
APÊNDICE A3 - Teorema de Green-Gauss.....	105
APÊNDICE A4 - Funções de Interpolação e Integrais Características.....	106
APÊNDICE A5 - Processo de União das Matrizes de Fluidez dos Elementos para Obter a Matriz de Fluidez Global do Sistema..	110
APÊNDICE A6 - Introdução das Condições de Contorno.	111
APÊNDICE A7 - Estrutura do Programa Computacional..	113
APÊNDICE A8 - Parâmetros Independentes.....	116
REFERÊNCIAS.....	117

SIMBOLOGIA

CARACTERES LATINOS

Símbolo	Descrição	Página
a_1	coeficiente da função de interpolação	107
A	área do elemento triângulo-linear	31
b_1	coeficiente da função de interpolação	28
c	folga radial construtiva	9
CC	centroide do elemento	33
c_1	coeficiente da função de interpolação	28
C_p	calor específico do óleo lubrificante	44
CP	centro de pressão do elemento	33
d	diâmetro do eixo	9
D	diâmetro da bucha	9
D	domínio de solução	18
e	excentricidade	9
f	coeficiente de atrito	11
F	capacidade de carga	9
\bar{F}	capacidade de carga adimensional	34
F_a	força de atrito	40
$F_{a(e)}$	força de atrito no elemento	40
$F_{(e)}$	capacidade de carga do elemento	32
F_r	componente radial da capacidade de carga	10
F_t	componente tangencial da capacidade de carga	10
h	espessura do filme de óleo	11
h_0	espessura mínima do filme de óleo	9
h_1	espessura do filme de óleo no nó 1 do elemento	24
h_{max}	espessura máxima do filme de óleo	10
h_{med}	espessura média do filme no elemento	42
I	funcional variacional	102
$I(P)$	princípio variacional da equação de Reynolds	18
$I(P)^{(e)}$..	princípio variacional no elemento	24
$K_{pij}^{(e)}$..	coeficientes da matriz de fluidez local do elemento	27

	Página	
$KU_{ij}^{(e)}$..	coeficientes da matriz de fluidez local do elemento	27
L	comprimento axial da bucha	9
L1,L2 e L3	coordenadas naturais	106
L/D	relação comprimento axial da bucha e diâmetro nominal do eixo	3
M_i	funções de interpolação global	20
n	número de iterações	15
nn	número de nós do sistema	29
N	velocidade de rotação do eixo	9
N_i	funções de interpolação local	20
$N_i^{(e)}$	função de interpolação local do elemento	103
N_e	número de elementos do sistema	27
P	pressão hidrodinâmica no filme de óleo	11
\bar{P}	pressão hidrodinâmica adimensional	35
p	pressão específica	31
P_i	pressões nodais	24
P_{max}	pressão máxima no filme de óleo	9
\bar{P}_{max}	pressão máxima adimensional	35
$PM^{(e)}$	pressão média no elemento	32
q	vazão de lubrificante por unidade de comprimento	23
$q_i^{(e)}$	coeficientes da matriz de contorno	27
Q	vazão de lubrificante	22
Q_t	vazão total	11
\bar{Q}_t	vazão total adimensional	39
Q_l	vazão lateral	9
\bar{Q}_l	vazão lateral adimensional	39
Q_{rec}	vazão de recirculação	11
\bar{Q}_{rec}	vazão de recirculação adimensional	39
Q_s	vazão de suprimento	11
\bar{Q}_s	vazão de suprimento adimensional	39
r	número de nós do elemento	20
R	raio do eixo	31
S	número de Sommerfeld	31
S	contorno do domínio	22

	Página
Sp	contorno onde a pressão é especificada 23
Sq	contorno onde o fluxo é especificado 23
T	temperatura absoluta do óleo lubrificante 13
T _{ef}	temperatura efetiva do óleo lubrificante 11
T _l	temperatura do óleo de vazão lateral 38
T _{mist}	temperatura da mistura 15
T _{rec}	temperatura do óleo de recirculação 15
T _s	temperatura do óleo de suprimento 9
u, v e w .	componentes de velocidade respectivamente nas direções X, Y e Z 98
U	velocidade superficial na direção x 11
U ₁	velocidade superficial no nó do elemento 24
U _{med}	velocidade superficial média do elemento 42
X	coordenada circunferencial na direção da rotação 11
Y	coordenada radial medida a partir da superfície do eixo 25
Z	coordenada axial medida a partir da linha de centro do mancal 11
XC(e)	coordenada do centro de pressão do elemento 32
ZC(e)	coordenada do centro de pressão do elemento 34

CARACTERES GREGOS

Símbolo	Descrição	Página
α, β e γ ..	constantes	108
δ	diferencial	22
ΔP_{pot}	perda de potência	11
$\overline{\Delta P_{\text{pot}}}$	perda de potência adimensional	43
ΔT	elevação de temperatura	11
$\overline{\Delta T}$	elevação de temperatura adimensional	45
ε	excentricidade específica	9
μ	viscosidade absoluta	9

		Página
μ_{ef}	viscosidade efetiva	11
θ	ângulo de posição da pressão	10
θ'	ângulo de posição do fim da região de pressão positiva, medido a partir de $\theta = 180^\circ$	10
θ_{max}	ângulo da posição de pressão máxima medido a partir da linha de centros $\overline{OO'}$	35
$\theta_{p_{max}}$...	ângulo de posição da pressão máxima medido a partir da linha de ação de carga	9
λ	constante empírica	15
π	número irracional 3,141592654	10
ρ	peso específico	44
τ	tensão de cisalhamento do filme de óleo	40
ϕ	ângulo de posição da espessura mínima do filme de óleo, medido a partir da linha de ação de carga	9
ω	velocidade angular	34
Ω	variável qualquer	18
Ω_i	variável nodal qualquer	20

INDICES

Símbolo	Descrição	Página
e	elemento	24
i	ponto nodal	24
j	ponto nodal	41
k	ponto nodal	41

OPERADORES

Símbolo	Descrição	Página
d	diferencial total	22
∂	diferencial parcial	11

ÍNDICES DAS FIGURAS

Figuras	Página
2.1 - Mancal radial de deslizamento	10
2.2 - (a) Distribuição de pressão no plano médio do mancal $Z=0$	12
2.2 - (b) Condições de contorno de pressão no plano $Z-\theta$	12
2.3 - Diagrama de blocos	17
3.1 - Domínio discretizado	19
3.2 - Domínio e condições de contorno	25
3.3 - Região do mancal a ser discretizada	25
3.4 - Domínio físico e domínio computacional utilizado na simulação de um mancal radial de deslizamento	26
3.5 - Condições de contorno no domínio computacional Ω (N X M)	30
3.6 - Decomposição da carga	34
3.7 - Centro de pressão do elemento triangular linear	34
3.8 - Distribuição de pressão no plano transversal médio $Z = 0$	36
3.9 - Componente da vazão de lubrificante e temperaturas correspondentes	38
3.10- Interpretação dos fluxos nodais no contorno do domínio computacional	41
3.11- Escoamento viscoso	41
4.1 - Comportamento dos parâmetros S , \bar{F} e $\bar{\Delta T}$ em função do número de elementos do domínio computacional	48
4.2 - Comportamento do tempo de CPU em função do número de elementos do domínio computacional	49
4.3 - Análise comparativa de \bar{F} versus ϵ para $L/D = 1$	53

	Página
4.4 - Análise comparativa de S versus ε para $L/D = 1$	54
4.5 - Análise comparativa de ϕ versus ε para $L/D = 1$	55
4.6 - Análise comparativa de \bar{Q}_t versus ε para $L/D = 1$	56
4.7 - Análise comparativa de \bar{Q}_l versus ε para $L/D = 1$	57
4.8 - Análise comparativa de Q_l/Q_t versus ε para $L/D = 1$	58
4.9 - Análise comparativa de $\theta_{p_{\max}}$ versus ε para $L/D = 1$	59
4.10- Análise comparativa de P_{\max}/p versus ε para $L/D = 1$	60
4.11- Análise comparativa de p/P_{\max} versus ε para $L/D = 1$	61
4.12- Análise comparativa de $f(R/c)$ versus ε para $L/D = 1$	62
4.13- Análise comparativa de $\bar{\Delta T}$ versus ε para $L/D = 1$	63
4.14- Comportamento de \bar{F} versus ε	74
4.15- Comportamento de S versus ε	75
4.16- Comportamento de ϕ versus ε	76
4.17- Comportamento de θ_{\max} versus ε	77
4.18- Comportamento de $\theta_{p_{\max}}$ versus ε	78
4.19- Comportamento de \bar{P} versus θ no plano médio do mancal para $\varepsilon = 0.5$	79
4.20- Comportamento de \bar{P} versus θ no plano médio do mancal para $L/D = 1$	80
4.21- Comportamento de \bar{P}_{\max} versus ε	81
4.22- Comportamento de P_{\max}/p versus ε	82
4.23- Comportamento de \bar{Q}_t versus ε	83
4.24- Comportamento de \bar{Q}_l versus ε	84
4.25- Comportamento de \bar{Q}_{rec} versus ε	85
4.26- Comportamento de Q_l/Q_t versus ε	86
4.27- Comportamento de $f(R/c)$ versus ε	87

	Página
4.28- Comportamento de $\overline{\Delta P_{ot}}$ versus ε	88
4.29- Comportamento de $\overline{\Delta T}$ versus ε	89
4.30- Comportamento de T_{ef} versus ε	90
4.31- Comportamento de μ_{ef} versus ε	91
4.32- Comportamento de T_{rec} versus ε	92
4.33- Comportamento de T_{mist} versus ε	93
4.34- Comportamento de T_{ef} versus ε para várias rotações	94
4.35- Comportamento de T_{ef} versus ε para vários tipos de óleos	95
A1.1- Superfícies em movimento relativo	98
A4.1- Ponto qualquer P(X,Y) no interior de um elemento triangular linear	106
A7.1- Estrutura do programa computacional	115
A4.1- Integrais de coordenadas de área	107

ÍNDICES DAS TABELAS

Tabelas	Página
4.1 - Domínio computacional adotado	50
4.2 - Variação da capacidade de carga , \bar{F} , em função da relação L/D e do ângulo θ	51
4.3 - Desvio máximo entre os "parâmetros resultantes" obtidos no presente trabalho e em outros trabalhos	52
4.4 - Parâmetros resultantes para L/D = 1/4	65
4.5 - Parâmetros resultantes para L/D = 1/2	66
4.6 - Parâmetros resultantes para L/D = 1	67
4.7 - Parâmetros resultantes para L/D = 2	68
A4.1- Integrais de coordenadas de área	109

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - GENERALIDADES

O principal objetivo da lubrificação hidrodinâmica é separar superfícies metálicas em movimento relativo através da interposição de um filme lubrificante, cuja espessura mínima não possibilite o contato entre as superfícies, minimizando-se assim o desgaste das mesmas.

O filme de óleo lubrificante é cisalhado e o atrito viscoso causa uma geração de calor que deve ser minimizada e de alguma forma dissipada para o ambiente. Essa geração de calor causa uma elevação na temperatura do filme de óleo lubrificante e devido a grande dependência viscosidade-temperatura, a viscosidade do óleo sofre uma sensível diminuição.

No caso específico da lubrificação hidrodinâmica a grande consequência desta dependência está relacionada a uma diminuição apreciável na capacidade de carga do mancal.

Portanto, os efeitos térmicos na lubrificação hidrodinâmica não devem ser desprezados e a determinação da temperatura efetiva do filme de óleo lubrificante durante operação em regime é de importância fundamental no projeto e análise preditiva do comportamento operacional de mancais.

1.2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A influência dos efeitos térmicos na lubrificação hidrodinâmica, principalmente sobre a viscosidade dos óleos lubrificantes, é reconhecida como um fator muito importante desde

os primeiros trabalhos nesta área.

Um dos primeiros pesquisadores a se preocupar com a elevação de temperatura do filme de óleo lubrificante foi Hirn em 1854. Em seu trabalho o torque de atrito e a elevação de temperatura foram medidos para vários tipos de lubrificantes, tais como óleos animais, óleos vegetais, óleos minerais, água e ar. Hirn descobriu o efeito do "amaciamento" sobre o atrito e sugeriu que um mancal lubrificado deve girar continuamente durante um certo tempo até que se estabeleça um torque de atrito constante, menor que o valor inicial.

Em 1883, Petroff apresentou um conjunto de resultados experimentais sobre a temperatura média do filme de óleo de um mancal radial de deslizamento para várias velocidades diferentes. Mediante análise desses resultados ele propôs em seu trabalho um método gráfico para calcular o atrito e a temperatura média do filme de óleo para diferentes velocidades, temperaturas ambientes e lubrificantes. O trabalho de atrito era calculado pela aplicação da sua equação de força de atrito para mancais concêntricos e das curvas de variação da viscosidade dos diferentes lubrificantes com a temperatura.

Em 1886, Reynolds [01], publicou seu trabalho clássico onde ele estabeleceu os princípios físicos e matemáticos básicos da lubrificação hidrodinâmica. Ele também se preocupou com os efeitos térmicos, tanto que, mediu a viscosidade do óleo de oliva para diferentes temperaturas.

Em 1933, Kingsbury [02], apresentou os resultados de um estudo teórico e experimental realizado em um viscosímetro de Couette. Ele escreveu "como a força que pode ser suportada por um mancal tem uma certa proporcionalidade com a tensão de cisalhamento do fluido, é evidente que o aquecimento interno do filme de óleo é um fator importante que limita a capacidade de carga".

Devido a uma crescente preocupação com relação aos efeitos térmicos no comportamento operacional de mancais

hidrodinâmicos foram desenvolvidas várias teorias. Uma boa revisão dos aspectos históricos e atuais destas teorias pode ser visto em Fillon at alli [03], Pinkus [04] e Khonsari [05]. Entre esses trabalhos teóricos e experimentais estão alguns dos conceitos usados para desenvolver o presente trabalho:

- O método proposto por Swift [06], em 1937 , sobre o cálculo da temperatura efetiva do filme de óleo e a correspondente viscosidade efetiva, através de um processo iterativo, até a convergência da potência dissipada;

- A teoria adiabática proposta por Cope [07], em 1949 , ou seja, a hipótese da superfície interna da bucha ser adiabática. Essa hipótese propicia soluções conservativas, muito usadas em projetos práticos de mancais hidrodinâmicos;

- a comprovação experimental de Dowson [08], em 1966, de que a variação cíclica na temperatura do eixo é pequena. Portanto, o eixo pode ser considerado como um elemento isotérmico e a temperatura do mesmo é aproximadamente igual a temperatura média da bucha;

- Considerações sobre o efeito da temperatura do óleo de suprimento e de recirculação, feitas independentemente por Boncompain e Frêne [09], em 1978 e por Mitsui et alli [10], em 1983.

Quanto aos métodos numéricos aplicados na lubrificação hidrodinâmica pode-se citar os trabalhos a seguir.

Em 1949, Cameron e Wood [11], usando o método de relaxação de Southwell, apresentaram soluções para mancais radiais com $L/D = 1$ até ∞ .

Em 1954, Sassenfeld e Walter [12], apresentaram soluções para mancais radiais completos, e parcial, com arco de 180° .

Tanto as soluções de Cameron e Wood como as de Sassenfeld e Walter envolvem uma quantidade excessiva de cálculos, mas seus

métodos podem ser considerados como precursores na aplicação de métodos numéricos para formular modelos computacionais, para solucionar a equação de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica.

Em 1956, Pinkus [13], usou pela primeira vez um computador na solução da equação de Reynolds, usando o método de diferenças finitas. Ele simulou o comportamento operacional de mancais radiais com relações $L/D = 1/4, 1/2$ e 1 .

Em 1958, Raimondi e Boyd [14], apresentaram resultados em forma de tabelas e/ou gráficos para mancais radiais parciais com arcos de $60^\circ, 120^\circ$ e 180° , e para mancais completos, com relações $L/D = 1/4, 1/2, 1$ e ∞ .

Em 1982, Frêne [15], apresentou resultados em forma de tabelas para mancais radiais de deslizamento com relações $L/D = 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2$ e 4 ; simulações estas feitas através do método de diferenças finitas.

Em 1959, Hays [16], aplicou o método variacional na solução da equação de Reynolds para mancais radiais finitos.

Em 1969, Reddi [17], e em 1972, Booker e Huebner [18], os pioneiros na aplicação do método de elementos finitos na lubrificação hidrodinâmica usaram em seu modelo computacional o elemento triangular linear.

Em 1985, Allaire et alli [19], apresentaram um modelo computacional para a solução da equação de Reynolds através do método de elementos finitos, usando o elemento triangular linear. Na região de maiores gradientes de pressão a malha de elementos finitos foi refinada.

Em 1986, Gero e Ettles [20], apresentaram um estudo comparativo do comportamento de modelos computacionais para solucionar a equação de Reynolds. O método de diferenças finitas com precisão de segunda e quarta ordem e o método de elementos finitos usando elementos lineares, quadráticos e cúbicos foram avaliados em termos de precisão, complexidade computacional e

custo.

Em 1988, McIVOR et alli [21], apresentaram um estudo do comportamento da precisão da solução e do tempo de CPU ao usar elementos com oito nós quadrilaterais, em vez de elementos triangulares lineares.

1.3 - OBJETIVOS DESTE TRABALHO

a)- Apresentar um modelo teórico para determinar a temperatura efetiva do filme de óleo, bem como a correspondente viscosidade efetiva do óleo durante operação em regime de um mancal radial de deslizamento.

b)- Aplicar o método de elementos finitos na lubrificação hidrodinâmica de mancais radiais de deslizamento, mostrando passo a passo, a transformação da equação diferencial de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica em um sistema de equações algébricas.

c)- Desenvolver um modelo computacional para simular o comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento, através do qual será possível analisar a influência de determinados parâmetros físicos e geométricos.

d)- Verificar a validade do modelo apresentado neste trabalho através de comparações com resultados obtidos por outros pesquisadores.

e)- Simular uma faixa relativamente ampla de relações L/D e apresentar os respectivos "parâmetros resultantes" em tabelas e/ou gráficos que possibilitem a análise preditiva do comportamento operacional de mancais.

1.4 - DELINEAMENTO DESTE TRABALHO

Para atingir os objetivos citados no item anterior da

forma mais clara e precisa possível, os capítulos deste trabalho foram desenvolvidos da seguinte maneira:

Capítulo 2 - Formulação do Problema

Neste capítulo será definido o modelo físico a ser estudado e os vários parâmetros envolvidos na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Em seguida apresenta-se a equação governante do problema, ou seja, a equação isotérmica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica e as condições de contorno.

Finalizando, apresenta-se o procedimento iterativo adotado na obtenção dos parâmetros utilizados na análise.

Capítulo 3 - Método de Solução

Neste capítulo será apresentado de forma sucinta a teoria da aplicação do método de elementos finitos, na solução da equação isotérmica de Reynolds, a qual é uma equação diferencial governante de problemas de valores no contorno. O objetivo final da aplicação desta teoria é transformar a equação diferencial governante da lubrificação hidrodinâmica em um sistema de equações algébricas, o qual será resolvido pelo método de eliminação de Gauss.

Constam também neste capítulo os procedimentos de cálculo dos "parâmetros resultantes" envolvidos na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Capítulo 4 - Resultados

Este capítulo apresenta primeiramente um estudo para a definição do domínio computacional sobre o qual a equação de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica será resolvida, através do método de elementos finitos.

Definido o domínio computacional, simulou-se o

comportamento operacional de mancais com as relações $L/D = 1/4, 1/2, 1$ e 2 . Os parâmetros resultantes desta simulação são comparados através de gráficos com os resultados obtidos por Raimondi e Boyd [14], Frêne [15], Cameron [22] e Pinkus [23].

Verificada a validade dos resultados obtidos no presente trabalho, estes foram colocados em tabelas e uma série de gráficos foram elaborados, para a análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Capítulo 5 - Conclusões e Sugestões

Neste capítulo apresentam-se as conclusões mais importantes do presente trabalho e algumas sugestões para trabalhos futuros.

Apêndices

O apêndice A1 apresenta a dedução da equação isotérmica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica, a qual é deduzida a partir da equação da continuidade e das equações de Navier-Stokes.

O apêndice A2 apresenta o método de Rayleigh-Ritz, método este utilizado para transformar as equações governantes de um problema em um sistema de equações algébricas em cada elemento finito.

O apêndice A3 apresenta o teorema de Green-Gauss, o qual relaciona integrais de superfície e integrais de volume.

O apêndice A4 apresenta o conceito de coordenadas naturais, o qual foi usado na obtenção das funções de interpolação e na resolução das integrais características.

O apêndice A5 apresenta a sequência usada na obtenção da matriz de fluidez global do sistema a partir da matriz de fluidez local do elemento.

O apêndice A6 apresenta o processo usado pelo programa computacional na introdução das condições de contorno.

O apêndice A7 apresenta a estrutura do programa computacional desenvolvido neste trabalho e a descrição da função de cada subrotina.

O apêndice A8 apresenta os valores dos "parâmetros independentes" usados como dados de entrada na simulação computacional.

Os parâmetros independentes são chamados de parâmetros independentes e são relacionados a seguir:

- Raio de eixo, R_0 ;
- Raio do eixo, d ;
- Raio radial, $r = R_0 + d$;
- Comprimento axial da bucha, L ;
- Viscosidade absoluta do óleo lubrificante, μ ;
- Temperatura do óleo lubrificante de suprimento, T_0 ;
- Velocidade de rotação do eixo, N ;
- Capacidade de carga, F .

A análise preditiva do comportamento vibracional do eixo é feita com base nos seguintes "parâmetros resultantes", também chamados de parâmetros dependentes:

- Excentricidade específica, $e = \frac{R_0}{R_0 + d}$;
- Espessura mínima do filme, $h = R_0 + d - r$;
- Pressão hidrodinâmica máxima, P_{max} ;
- Posição angular da pressão hidrodinâmica máxima, θ_{max} .

- Posição angular de máxima espessura do filme de óleo, θ_{min} ;
- Pressão hidrodinâmica mínima, P_{min} ;
- Vazão lateral, Q .

CAPÍTULO 2

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

2.1 - MODELO FÍSICO

A figura 2.1 apresenta os parâmetros geométricos e físicos de um mancal radial de deslizamento em operação. No projeto de um mancal, o projetista conhece previamente estes parâmetros os quais serão chamados de parâmetros independentes e são relacionados a seguir:

- Diâmetro da bucha, D ;
- Diâmetro do eixo, d ;
- Folga radial, $c = 0,5(D - d)$;
- Comprimento axial da bucha, L ;
- Viscosidade absoluta do óleo lubrificante, μ ;
- Temperatura do óleo lubrificante de suprimento, T_s ;
- Velocidade de rotação do eixo, N ;
- Capacidade de carga, F .

A análise preditiva do comportamento operacional do mancal é feita com base nos seguintes "parâmetros resultantes", também chamados de parâmetros dependentes:

- Excentricidade específica, $\varepsilon = \frac{e}{c}$;
- Espessura mínima do filme, $h_0 = c (1 - \varepsilon)$;
- Pressão hidrodinâmica máxima, P_{max} ;
- Posição angular da pressão hidrodinâmica máxima, $\theta_{P_{max}}$;
- Posição angular da espessura mínima do filme de óleo lubrificante medida a partir da linha de ação da carga, ϕ ;
- Vazão lateral, Q_1 ;

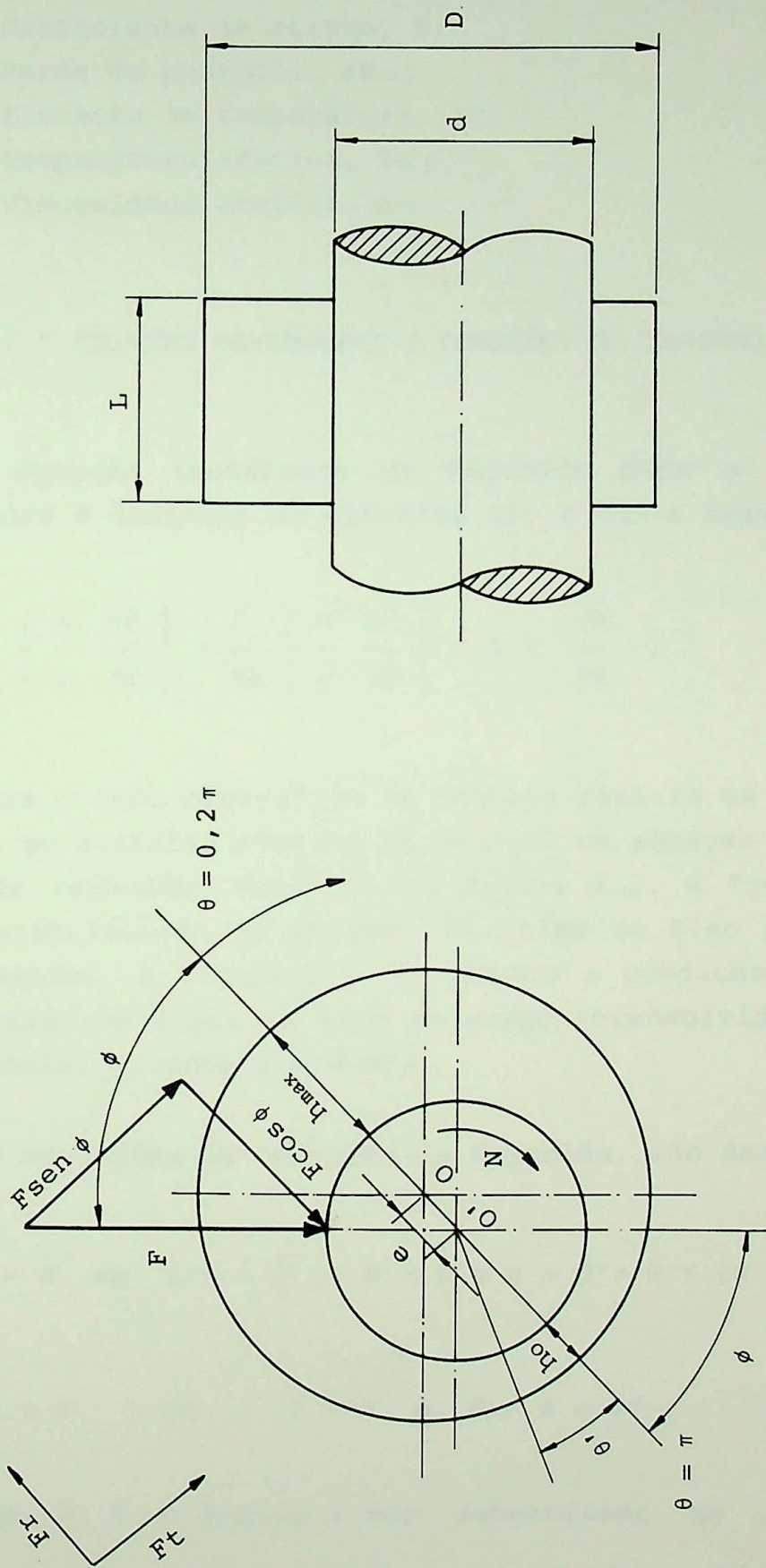


Figura 2.1 - Mancal radial de deslizamento

- Vazão total, Q_t ;
- Vazão de recirculação, Q_{rec} ;
- Vazão de suprimento, Q_s ;
- Coeficiente de atrito, f ;
- Perda de potência, ΔP_{ot} ;
- Elevação de temperatura, ΔT ;
- Temperatura efetiva, T_{ef} ;
- Viscosidade efetiva, μ_{ef} .

2.2 - EQUAÇÕES GOVERNANTES E CONDIÇÕES DE CONTORNO.

A equação isotérmica de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica é deduzida no apêndice A1, e tem a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 U \frac{\partial h}{\partial X} . \quad (2.1)$$

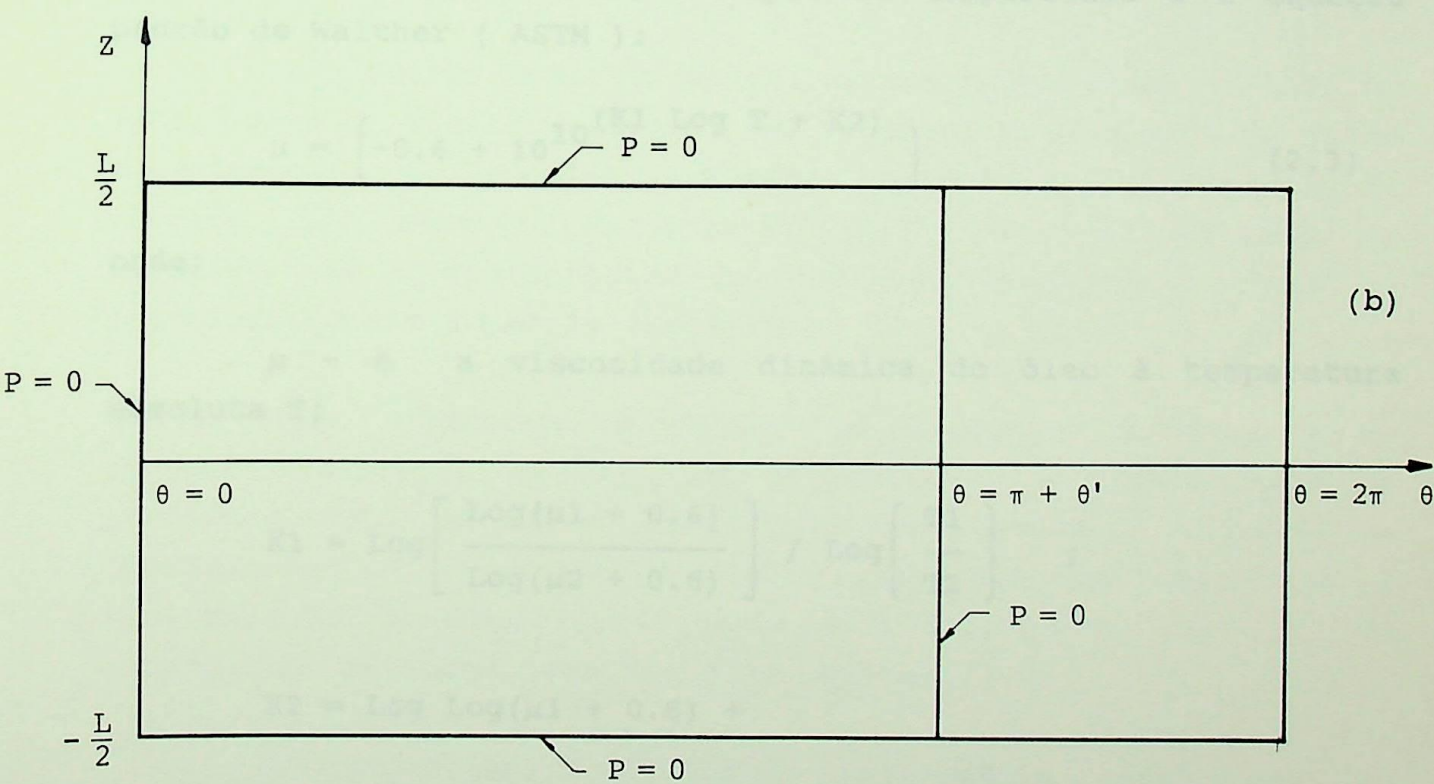
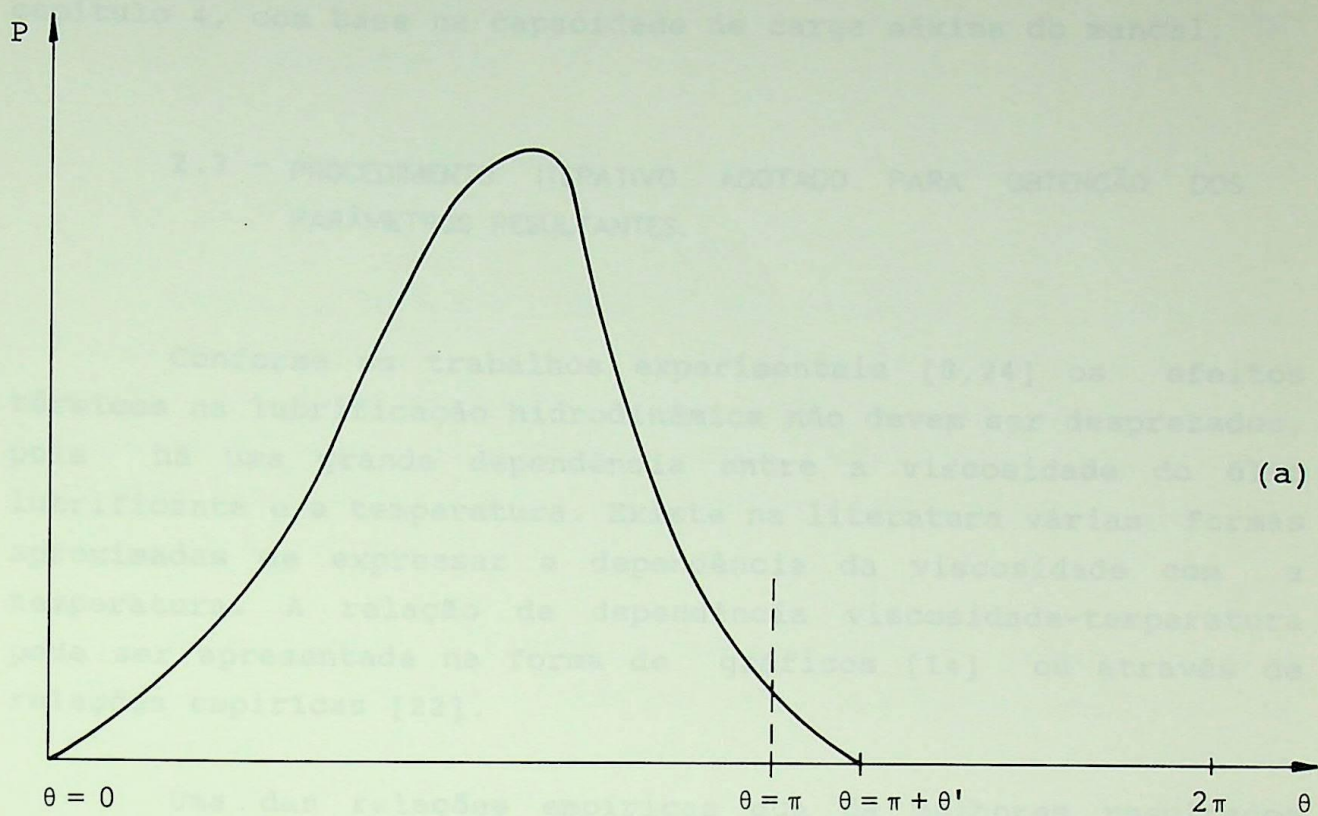
Para o caso específico de mancais radiais de deslizamento a condição de contorno adotada na solução da equação (2.1) é a condição de Reynolds, mostrada na figura 2.2. A figura 2.2 (a) mostra a distribuição de pressão no filme de óleo para o plano médio do mancal. A figura 2.2 (b) mostra a condição de contorno para a pressão no filme de óleo no plano desenvolvido na direção circunferencial θ , onde $X = \theta d/2$.

As condições de contorno de Reynolds, são dadas por:

$$P = 0 \quad \text{em} \quad Z = \pm \frac{L}{2}, \quad \theta = 0 \quad \text{e} \quad \pi + \theta' \leq \theta \leq 2\pi ; \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0 \quad \text{em} \quad \theta = 0 \quad \text{e} \quad \theta = \pi + \theta' \quad (2.2b)$$

Onde θ' é um ângulo a ser determinado no item 4.2 do



Figuras 2.2 - (a) Distribuição de pressão no plano médio do mancal $Z = 0$
 - (b) Condições de contorno de pressão no plano $Z-\theta$

capítulo 4, com base na capacidade de carga máxima do mancal.

2.3 - PROCEDIMENTO ITERATIVO ADOTADO PARA OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS RESULTANTES.

Conforme os trabalhos experimentais [8,24] os efeitos térmicos na lubrificação hidrodinâmica não devem ser desprezados, pois há uma grande dependência entre a viscosidade do óleo lubrificante e a temperatura. Existe na literatura várias formas aproximadas de expressar a dependência da viscosidade com a temperatura. A relação de dependência viscosidade-temperatura pode ser apresentada na forma de gráficos [14] ou através de relações empíricas [22].

Uma das relações empíricas que dá melhores resultados para uma faixa relativamente ampla de temperatura é a equação padrão de Walther (ASTM):

$$\mu = \left(-0.6 + 10^{10(K1 \text{ Log } T + K2)} \right) \quad (2.3)$$

onde:

μ - é a viscosidade dinâmica do óleo à temperatura absoluta T;

$$K1 = \text{Log} \left[\frac{\text{Log}(\mu_1 + 0.6)}{\text{Log}(\mu_2 + 0.6)} \right] / \text{Log} \left(\frac{T_1}{T_2} \right) ;$$

$$K2 = \text{Log} \text{Log}(\mu_1 + 0.6) +$$

$$- \left\{ \text{Log} \left[\frac{\text{Log}(\mu_1 + 0.6)}{\text{Log}(\mu_2 + 0.6)} \right] / \text{Log} \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \right\} \cdot \text{Log } T_1$$

μ_1 - é a viscosidade dinâmica do óleo à temperatura absoluta T_1 ;

μ_2 - é a viscosidade dinâmica do óleo à temperatura absoluta T_2 .

Assim, a equação clássica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica, equação (2.1), é insuficiente para prever com precisão o comportamento hidrodinâmico de mancais de deslizamento, principalmente nos casos onde o óleo lubrificante sofre uma variação substancial de temperatura durante operação até atingir o regime.

Para tanto, diferentes métodos foram propostos para considerar os efeitos térmicos na análise preditiva do comportamento hidrodinâmico de mancais de deslizamento, sendo que o mais simples e eficiente método foi o proposto por Swift [06] em 1937; o qual é a base do método utilizado neste trabalho.

Este método consiste em adotar uma temperatura efetiva ou equivalente de trabalho inicial, se possível proveniente de dados experimentais e, em função desta, determinar a viscosidade efetiva μ_{ef} , através da equação (2.3). Tal procedimento é repetido até a convergência da potência dissipada, a qual é calculada usando a teoria isotérmica.

Pela aplicação do Método de Elementos Finitos e da equação isotérmica de Reynolds determina-se a distribuição de pressão e todos os outros parâmetros resultantes. A elevação de temperatura, ΔT , do filme de óleo é calculada considerando-se a recirculação de óleo lubrificante e a temperatura do óleo de suprimento, conforme item 3.4.9 do capítulo 3.

A equação para o cálculo da temperatura efetiva de um mancal operando em regime foi obtida através de um balanço de energia conforme Raimondi e Boyd [14], a qual tem a seguinte forma:

$$T_{ef}^{(n+1)} = T_{mist}^{(n+1)} + \lambda \cdot \Delta T^{(n)} \quad (2.4)$$

onde:

λ = constante empírica que define a parcela do calor gerado que é retirado pelo óleo lubrificante;

$\Delta T^{(n)}$ = elevação da temperatura na iteração n ,

$T_{ef}^{(n+1)}$ = temperatura efetiva na iteração $n+1$,

$T_{mist}^{(n+1)}$ = temperatura da mistura de óleo lubrificante na posição $\theta = -\phi$, na iteração $n+1$.

Segundo Raimondi e Boyd [14], $\lambda = 0.5$ e segundo Cameron [22], $\lambda = 0.8$; no entanto, resultados experimentais evidenciam que λ varia para cada mancal específico e é bastante influenciado pela velocidade de rotação e pela folga construtiva do mancal. Neste trabalho será adotado $\lambda = 0.5$.

A temperatura de mistura, T_{mist} , é resultante da mistura do óleo de suprimento com o óleo de recirculação e é dada pelas seguintes relações:

$$T_{rec}^{(n)} = T_{mist}^{(n+1)} + \Delta T^{(n)} \quad (2.5)$$

$$T_{mist}^{(n+1)} = \frac{Q_{rec} T_{rec}^{(n)} + Q_l T_s}{Q_t} \quad (2.6)$$

onde:

T_{rec} = temperatura do óleo de recirculação,

T_s = temperatura do óleo de suprimento,

Q_{rec} = vazão de recirculação,

- Q_l = vazão lateral ou axial de óleo,
 Q_t = vazão total de óleo lubrificante.

O procedimento iterativo adotado neste trabalho e caracterizado pelas equações (2.4), (2.5) e (2.6), esta mostrado na figura 2.3, com a seguinte sequência de cálculo:

Bloco 1 : admite-se um valor inicial para T_{ef} e para T_{mist} , se possível com base em dados experimentais;

Bloco 2 : calcula-se a μ_{ef} correspondente através da equação (2.3);

Bloco 3 : calcula-se a distribuição de pressão, $P = P(X,Z)$, através das equações de elementos finitos desenvolvidas no capítulo 3;

Bloco 4 : calcula-se a elevação de temperatura ΔT , através da equação (3.64) mostrada no capítulo 3;

Bloco 5 : calcula-se a T_{rec} , T_{mist} e T_{ef} respectivamente pelas equações (2.5), (2.6) e (2.4);

Bloco 6 : realiza o teste de convergência de T_{ef} ;

Bloco 7 : faz a atualização de T_{ef} para reiniciar o processo iterativo;

Bloco 8 : calcula-se os outros "parâmetros resultantes" necessários na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

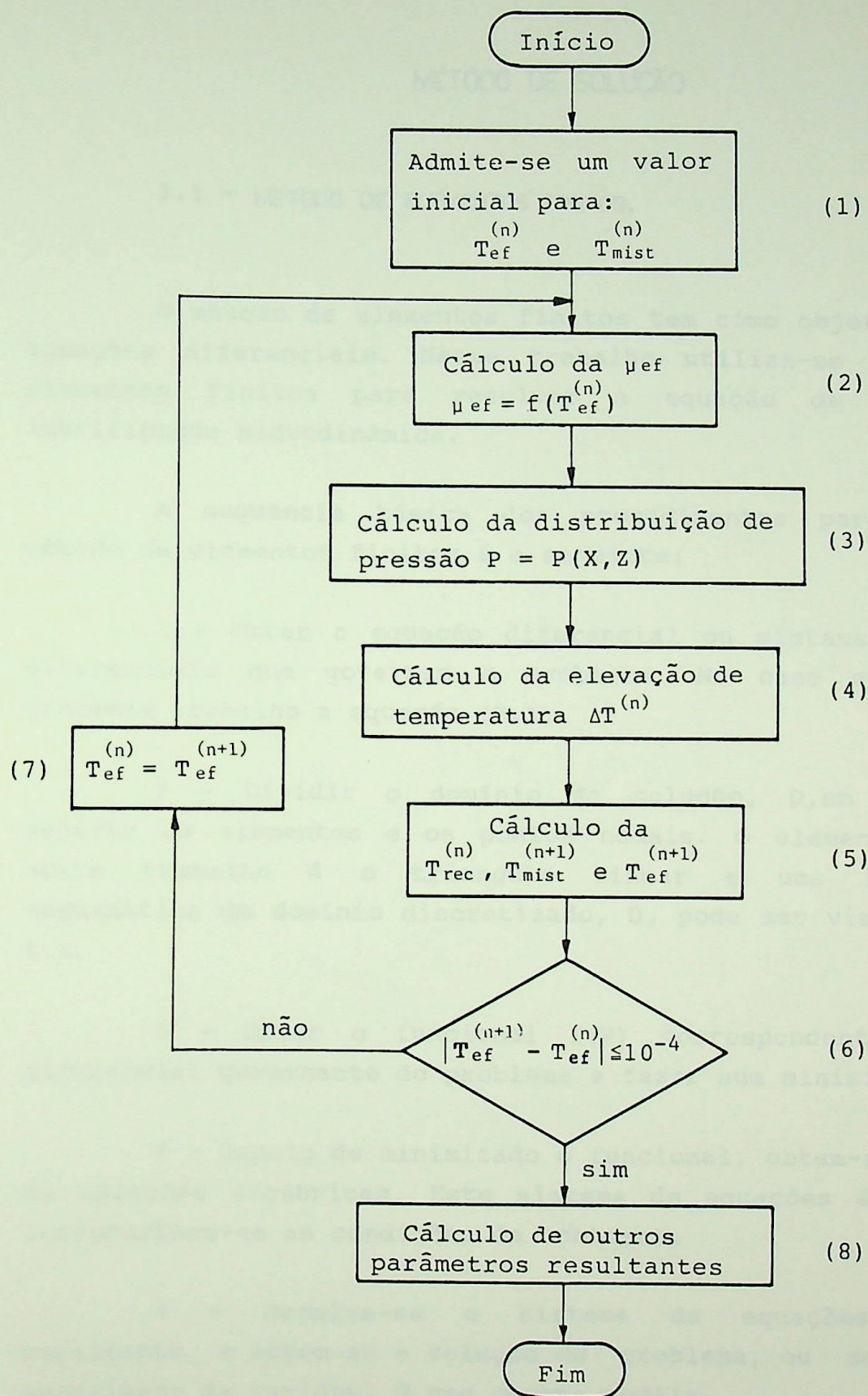


Figura 2.3 - Diagrama de blocos

CAPÍTULO 3

MÉTODO DE SOLUÇÃO

3.1 - MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS.

O método de elementos finitos tem como objetivo resolver equações diferenciais. Neste trabalho utiliza-se o método de elementos finitos para resolver a equação de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica.

A sequência básica dos procedimentos para aplicar o método de elementos finitos é a seguinte:

1 - Obter a equação diferencial ou sistema de equações diferenciais que governam o problema. No caso específico do presente trabalho a equação (2.1).

2 - Dividir o domínio de solução, D , em elementos e numerar os elementos e os pontos nodais. O elemento utilizado neste trabalho é o triângulo linear e uma representação esquemática do domínio discretizado, D , pode ser visto na figura 3.1.

3 - Obter o funcional $I(P)$ correspondente à equação diferencial governante do problema e fazer sua minimização.

4 - Depois de minimizado o funcional, obtem-se um sistema de equações algébricas. Este sistema de equações é modificado, introduzindo-se as condições de contorno.

5 - Resolve-se o sistema de equações algébricas resultante, e obtem-se a solução do problema, ou seja, o valor aproximado da variável Ω nos pontos nodais.

A variável Ω da equação diferencial é obtida por uma

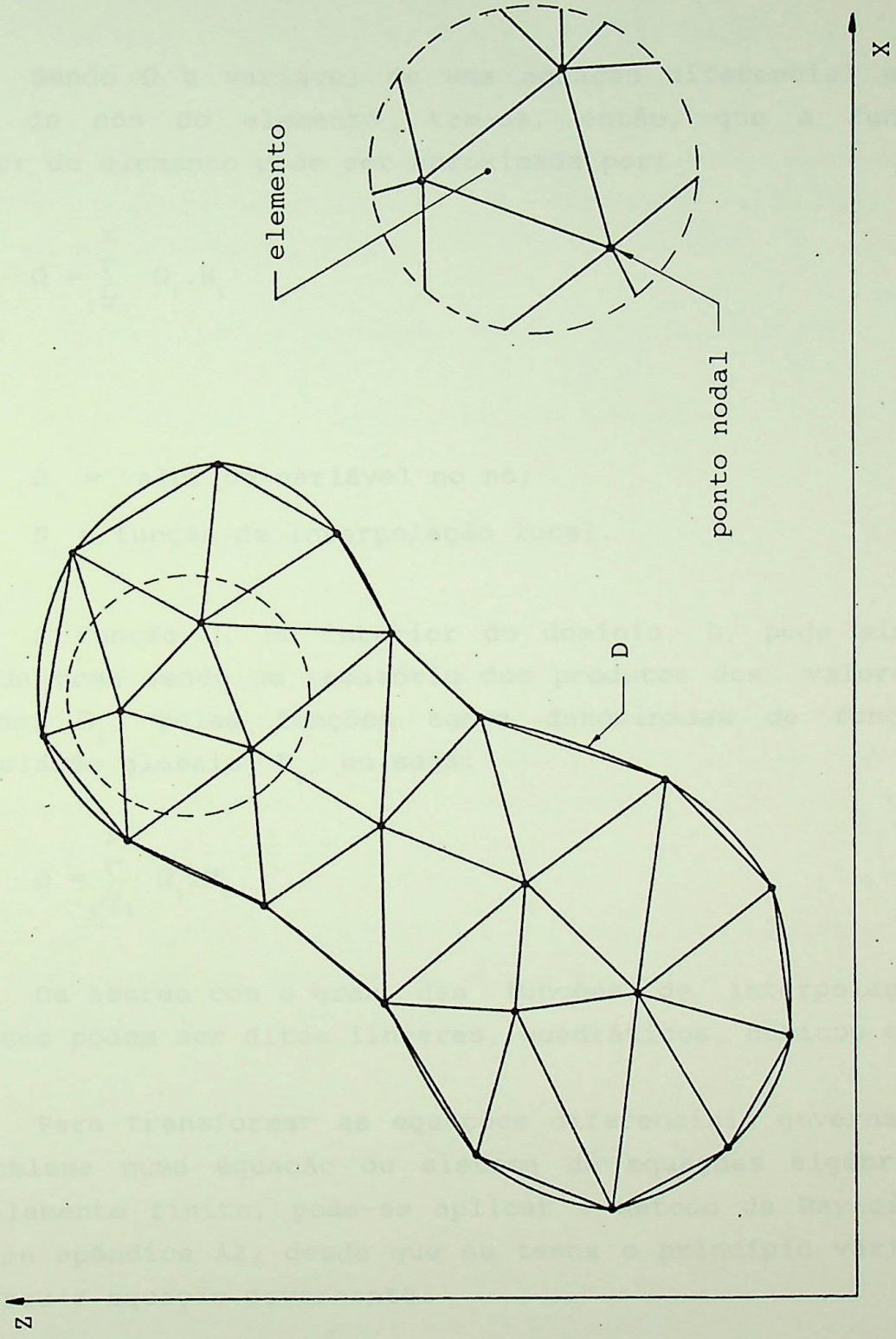


Figura 3.1 - Domínio discretizado

combinação linear de funções conhecidas N_i e dos valores das variáveis Ω_i nos nós. As funções N_i são denominadas de funções de interpolação locais e têm a importante propriedade de possuírem definição somente no interior de cada elemento, anulando-se fora do mesmo.

Sendo Ω a variável de uma equação diferencial e 'r' o número de nós do elemento, tem-se, então, que a função no interior do elemento pode ser aproximada por:

$$\Omega = \sum_{i=1}^r \Omega_i \cdot N_i \quad , \quad (3.1)$$

Onde:

Ω_i = valor da variável no nó;

N_i = função de interpolação local.

A função Ω , no interior do domínio, D, pode ainda ser definida como sendo um somatório dos produtos dos valores de Ω nos nós, Ω_i , pelas funções agora denominadas de funções de interpolação globais, M_i , ou seja:

$$\Omega = \sum_{i=1}^r \Omega_i \cdot M_i \quad . \quad (3.2)$$

De acordo com o grau das funções de interpolação, os elementos podem ser ditos lineares, quadráticos, cúbicos etc.

Para transformar as equações diferenciais governantes de um problema numa equação ou sistema de equações algébricas em cada elemento finito, pode-se aplicar o método de Rayleigh-Ritz conforme apêndice A2, desde que se tenha o princípio variacional que gerou a equação governante.

Após esta transformação, as equações algébricas de cada elemento são "unidas" para formar um único sistema de equações. A

esse sistema resultante, chamado sistema global, aplicam-se as condições de contorno do problema.

O resultado deste processo é um sistema de equações algébricas, cujas variáveis são seus valores nodais. A solução deste sistema algébrico é a solução aproximada da equação diferencial governante do problema estudado.

O método de elementos finitos possui uma série de vantagens, quando comparado com outros métodos numéricos, como o método de diferenças finitas.

Algumas dessas vantagens estão relacionadas com:

- a relativa facilidade de adaptação à geometrias complexas;

- a relativa facilidade de aplicação das condições de contorno;

- o método de elementos finitos permite uma discretização seletiva, possibilitando concentrar um número maior de elementos nas regiões de maiores gradientes das grandezas envolvidas, melhorando a precisão dos resultados, sem aumento das dificuldades de aplicação do método.

Neste trabalho é utilizado o elemento triangular linear, na discretização do domínio de solução mostrado na figura 3.1, devido a facilidade de utilização.

3.2 - OBTENÇÃO E RESOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES ALGÉBRICAS.

Neste item serão apresentadas as transformações que ocorrem na equação governante da lubrificação hidrodinâmica desde a sua forma diferencial até a forma de equação de elementos finitos, através do método de Rayleigh-Ritz, mostrado no apêndice A2.

Reescrevendo a equação (2.1) na sua forma conservativa tem-se:

$$\nabla \cdot \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P \right) - \nabla \cdot \left(h \frac{U}{2} \right) = 0 \quad (3.3)$$

Como o método de Rayleigh-Ritz apresentado no Apêndice A2 exige que se conheça o princípio variacional que gerou a equação diferencial governante do problema, deve-se ter que:

$$\delta I(P) = \iint_D (\text{Eq. Dif.}) \delta(P) dD = 0, \quad (3.4)$$

onde D é o domínio e (Eq. Dif.) é o lado esquerdo da equação equação (3.3).

Sendo $\delta(P)$ um valor arbitrário implica em que deve-se ter (Eq. Dif.) = 0, recaindo na equação (3.3).

Para encontrar o princípio variacional $I(P)$, procede-se de maneira inversa, assim, tem-se que:

$$\delta I(P) = \iint_D \left[\nabla \cdot \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P \right) - \nabla \cdot \left(h \frac{U}{2} \right) \right] \delta(P) dD = 0 \quad (3.5)$$

Aplicando-se o teorema de Green-Gauss conforme apêndice A3 tem-se que:

$$\begin{aligned} \delta I(P) = & \int_S \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \cdot \hat{n} \delta P dS + \\ & - \iint_D \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \delta(\nabla P) dD \end{aligned} \quad (3.6)$$

fazendo;

$$\left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \cdot \hat{n} = - Q \quad (3.7)$$

tem-se que:

$$\delta I(P) = \int_S -Q \delta P \, dS + \iint_D \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \delta(\nabla P) \, dD \quad (3.8)$$

ou

$$\delta I(P) = \delta \left[- \int_S Q P \, dS + \iint_D \left(\frac{h^3}{24 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \nabla P \, dD \right] \quad (3.9)$$

finalmente;

$$I(P) = \iint_D \left(\frac{h^3}{24 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \nabla P \, dD + \int_S Q P \, dS \quad (3.10)$$

Onde $I(P)$ é o princípio variacional que gera a equação diferencial (3.3), quando minimizado.

Se o domínio D , sobre o qual deseja-se determinar a distribuição de pressão e outros parâmetros, tem o seu contorno, S , dividido em S_p e S_q , tal que $S_p \cup S_q = S$, $S_p \cap S_q = \{ \emptyset \}$ e \hat{n} é o vetor unitário normal a S ; assim, conforme mostra a figura 3.2, as condições de contorno tomam a seguinte forma geral:

$$\begin{aligned} P &= P(X, Z) && \text{em } S_p \\ Q &= q \hat{n} = \left(\frac{h^3}{12 \mu} \nabla P - h \frac{U}{2} \right) \hat{n} && \text{em } S_q \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde:

S_p = contorno onde a pressão é especificada;
 S_q = contorno onde a vazão é especificada.

A distribuição de pressão que minimiza o funcional, dado pela equação (3.10), deve satisfazer as condições de contorno estabelecidas em (3.11).

No caso específico da lubrificação hidrodinâmica de mancais radiais o domínio a ser discretizado é o plano (X,Z) da figura 3.3 desenvolvido sob sua direção circunferencial, X , a partir de $\theta = 0$ até $\theta = \pi + \theta'$ conforme condições de contorno definidas em (2.2). O valor do ângulo θ' foi determinado com base na capacidade de carga máxima, conforme item 4.2 do capítulo 4.

Por questões de simetria relativamente ao eixo Z , discretizou-se apenas a metade da região de pressão positiva, utilizando-se o elemento triangular linear, conforme mostra a figura 3.4.

O perfil de pressão no interior de um elemento é dado, aproximadamente, em função do valor da pressão especificada nos nós e das funções de interpolação locais, pela seguinte equação:

$$P(X,Z) = \sum_{i=1}^r N_i P_i = [N_i] \{ P_i \} \quad . \quad (3.12)$$

Analogamente, as velocidades e as espessuras de filme de óleo são dadas, respectivamente, por:

$$U = \sum_{i=1}^r N_i U_i = [N_i] \{ U_i \} \quad ; \quad (3.13)$$

$$h = \sum_{i=1}^r N_i h_i = [N_i] \{ h_i \} \quad .$$

Substituindo-se as equações (3.12) e (3.13) em (3.10) obtém-se, através de uma manipulação adequada:

$$I(P)^{(e)} = \frac{1}{2} [P] [Kp] \{ P \} + [P] \{ q \} + \\ - [P] \{ KU \} \{ U \} \quad . \quad (3.14)$$

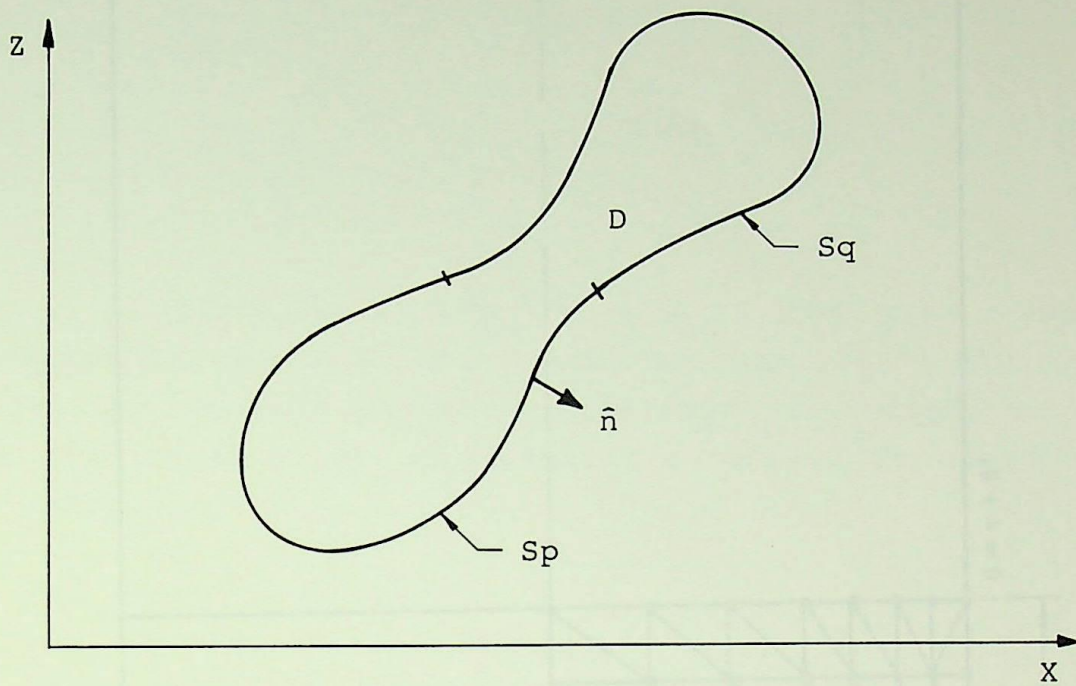


Figura 3.2 - Domínio e condições de contorno

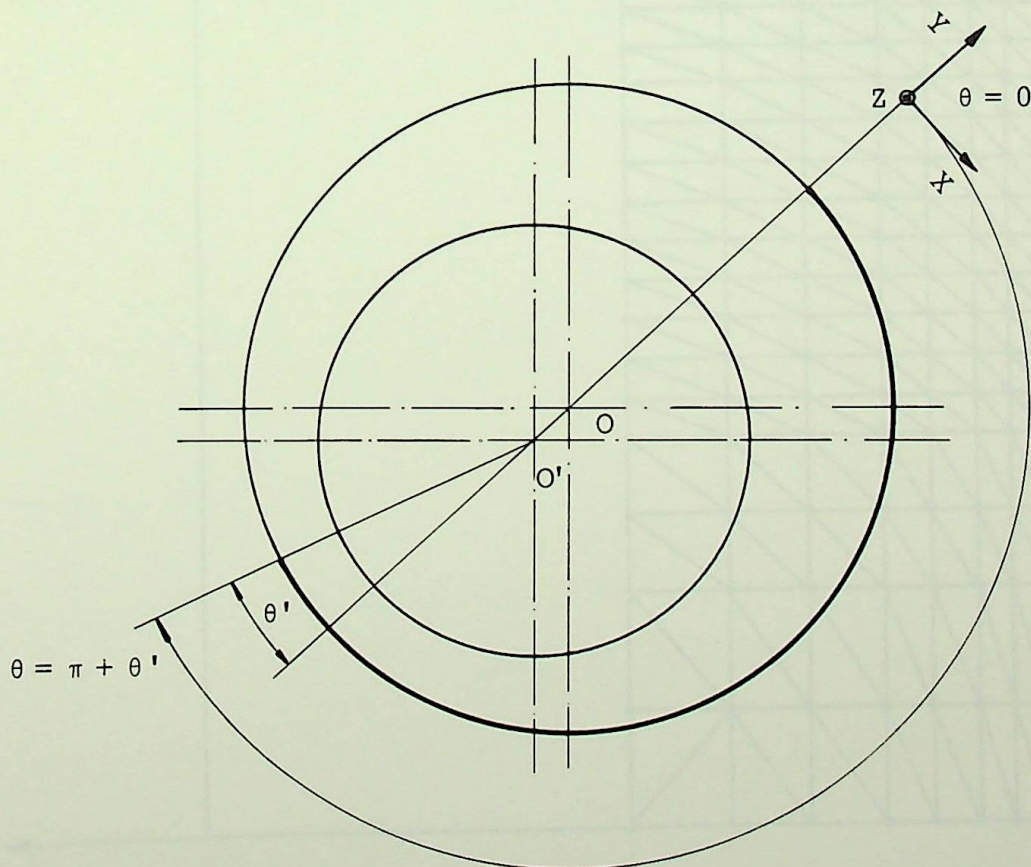


Figura 3.3 - Região do mancal a ser discretizada

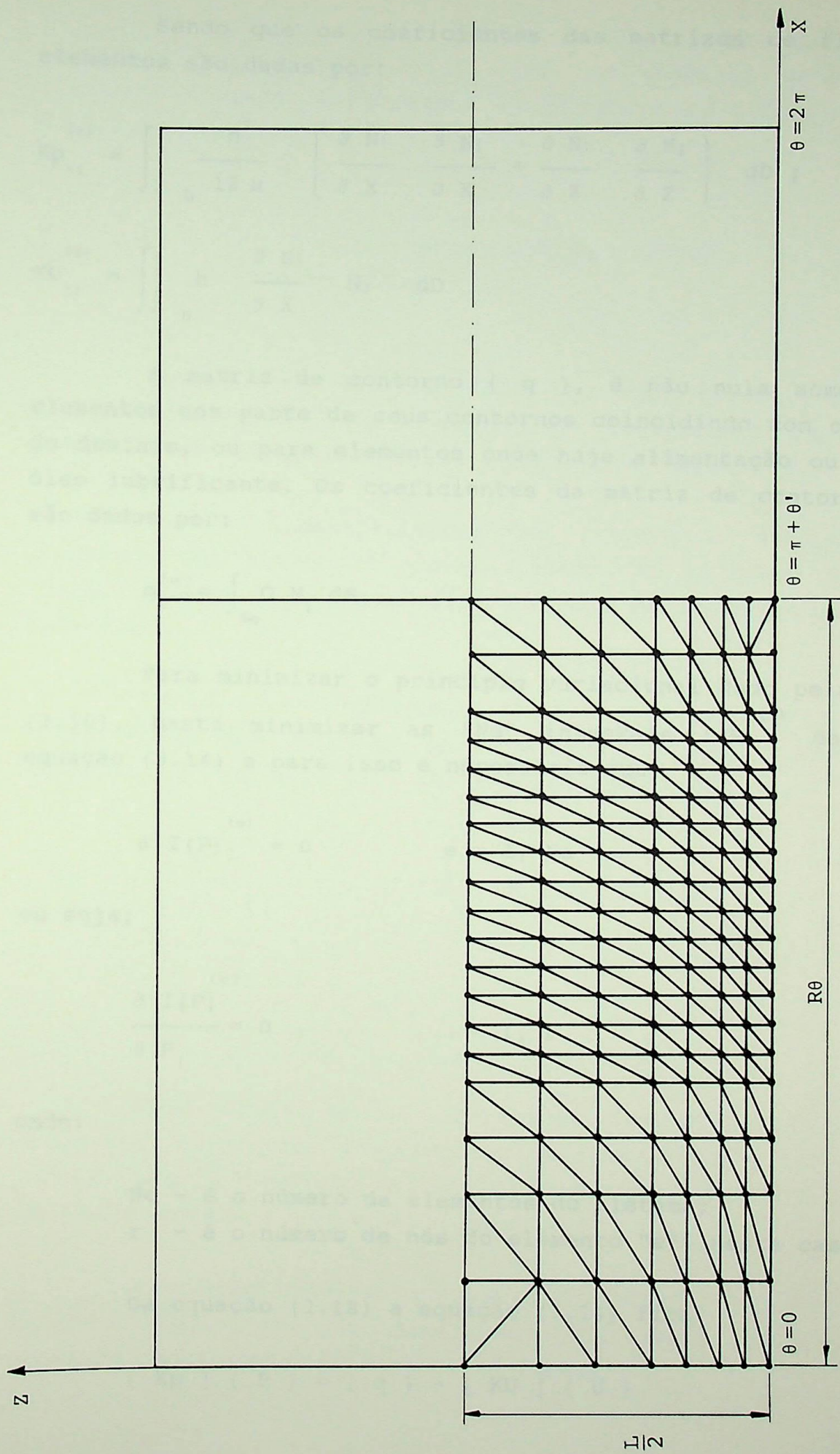


Figura 3.4 - Domínio físico e domínio computacional utilizado na simulação de um mancal radial de deslizamento

Sendo que os coeficientes das matrizes de fluidez dos elementos são dadas por:

$$Kp_{ij}^{(e)} = \iint_D \frac{h^3}{12\mu} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \quad \frac{\partial N_j}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Z} \quad \frac{\partial N_j}{\partial Z} \right) dD ; \quad (3.15a)$$

$$KU_{ij}^{(e)} = \iint_D h \frac{\partial N_i}{\partial X} N_j dD . \quad (3.15b)$$

A matriz de contorno $\{ q \}$, é não nula somente para elementos com parte de seus contornos coincidindo com o contorno do domínio, ou para elementos onde haja alimentação ou saída de óleo lubrificante. Os coeficientes da matriz de contorno $\{ q \}$ são dados por:

$$q_i^{(e)} = \int_{S_q} Q N_i dS . \quad (3.16)$$

Para minimizar o princípio variacional dado pela equação (3.10), basta minimizar as "Ne" integrais $I(P)^{(e)}$ dadas pela equação (3.14) e para isso é necessário que:

$$\delta I(P)^{(e)} = 0 \quad e = 1, Ne \quad (3.17)$$

ou seja;

$$\frac{\partial I(P)^{(e)}}{\partial P_i} = 0 \quad i = 1, r \quad (3.18)$$

onde:

Ne - é o número de elementos do sistema;

r - é o número de nós do elemento "e", neste caso $r = 3$.

Da equação (3.18) a equação (3.14) fica:

$$[Kp] \{ P \} = \{ q \} - [KU] \{ U \} . \quad (3.19)$$

As equações (3.15), (3.16) e (3.19), juntamente com as condições de contorno (3.11), dão uma completa definição, em elementos finitos, do problema da lubrificação hidrodinâmica sob o aspecto isotérmico.

3.3 - FUNÇÕES DE INTERPOLAÇÃO E INTEGRAIS CARACTERÍSTICAS.

Devido a sua versatilidade, bem como, devido à facilidade de integração de suas funções de interpolação o elemento escolhido na discretização foi o triangular linear.

Para o desenvolvimento das funções de interpolação e resolução das integrais características do elemento triangular linear usou-se o conceito de coordenadas naturais apresentado no apêndice A4.

Assim, das equações (3.13), (A4.9) e (A4.10) os coeficientes das matrizes de fluidez $Kp_{1j}^{(e)}$ e $KU_{1j}^{(e)}$ dadas pelas equações (3.15a) e (3.15b) tomam a seguinte forma:

$$Kp_{1j}^{(e)} = \frac{\{ h_l \}^3}{480 \mu A} \left([b_i] [b_j] + [c_i] [c_j] \right), \quad (3.20a)$$

$$KU_{1j}^{(e)} = \frac{\{ h_l \} [b_i]}{24}. \quad (3.20b)$$

Após determinar as matrizes de fluidez locais dos "Ne" elementos, o programa computacional realiza a união das matrizes locais, para a obtenção da matriz de fluidez global do sistema, conforme sequência apresentada no apêndice A5.

A equação resultante dessa superposição é um conjunto de equações algébricas, cujo número de incógnitas é igual ao número de nós do sistema e tem a seguinte forma:

$$[K] \{ P \} = \{ Q \} \quad (3.21)$$

onde:

$[K]$ - é a matriz de fluidez global do sistema (nn x nn);

$\{ P \}$ - é o vetor das pressões nos nós do sistema (nn x 1);

$\{ Q \}$ - é o vetor dos fluxos globais do sistema (nn x 1).

O sistema algébrico representado pela equação (3.21) possui infinitas soluções, ou seja, a matriz de fluidez global $[K]$ é uma matriz do tipo banda, simétrica e "singular". Para que o sistema possua uma única solução deve-se eliminar esta singularidade e para isso se faz necessário a introdução das condições de contorno de pressão e fluxo, definidos de forma geral em (3.11).

Para o caso específico do domínio computacional definido na Figura 3.4 é necessário introduzir as condições de pressão especificada nos nós do contorno externo do domínio computacional e os fluxos globais especificados nos nós internos, conforme figura 3.5, ou seja:

$$\begin{aligned} P &= P(I,J) = 0 && \text{para } J = 1 \text{ e } I = 1 \text{ a } I = M \\ P &= P(I,J) = 0 && \text{para } I = 1 \text{ e } J = 2 \text{ a } J = N \\ P &= P(I,J) = 0 && \text{para } I = M \text{ e } J = 2 \text{ a } J = N \\ Q &= Q(I,J) = 0 && \text{para } I = 2 \text{ a } I = M-1 \text{ e } J = 2 \text{ a } J = N \end{aligned} \quad (3.21a)$$

Como podemos observar em todos os nós do sistema são conhecidas as pressões ou os fluxos globais, mas em nenhum nó são conhecidas, previamente, as pressões e os fluxos globais simultaneamente.

O processo usado no programa computacional para introduzir essas condições de contorno é uma das proposições de Huebner [25] e está desenvolvido no apêndice A6.

Após a introdução das condições definidas em (3.21a) o

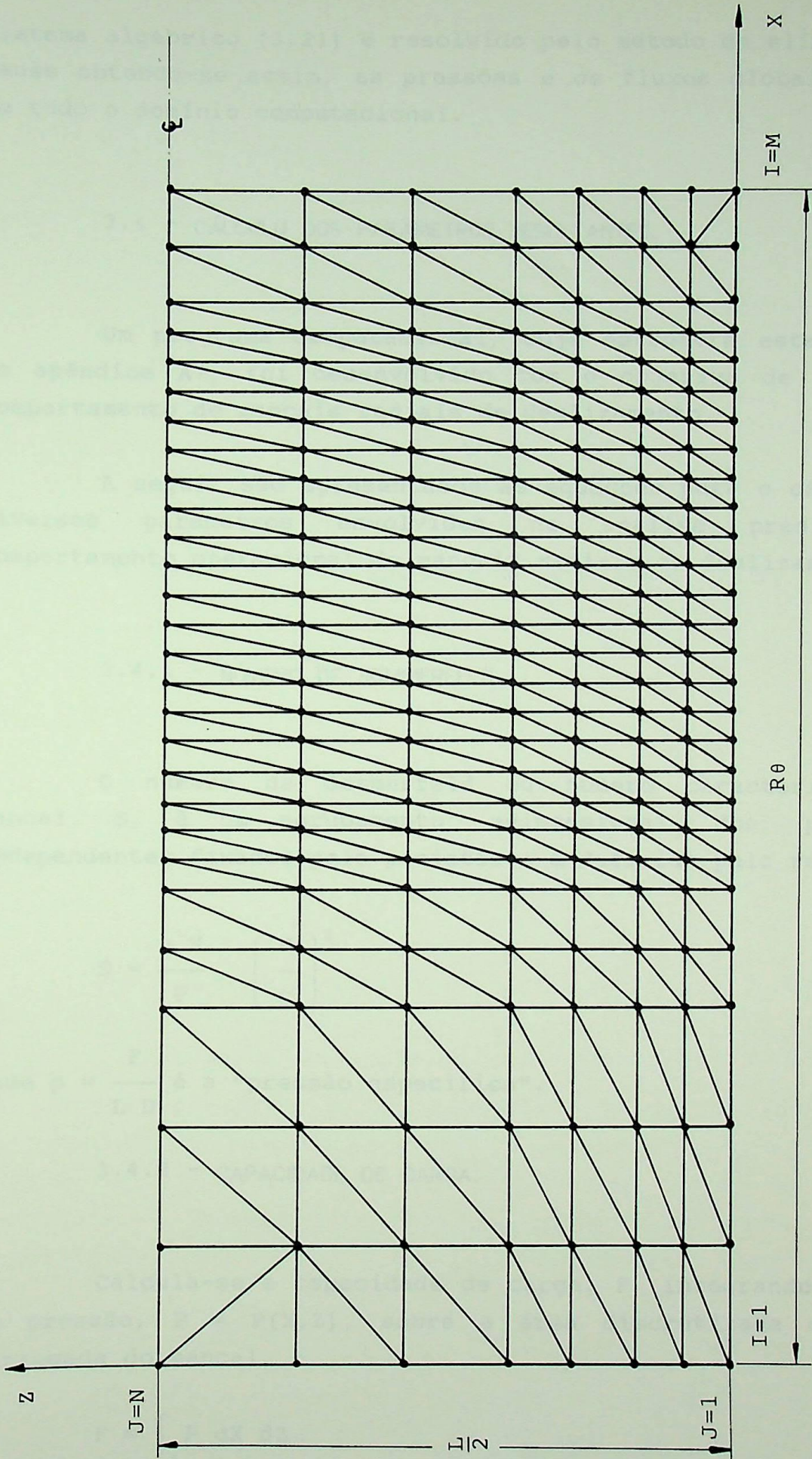


Figura 3.5 - Condições de contorno no domínio computacional Ω ($N \times M$)

sistema algébrico (3.21) é resolvido pelo método de eliminação de Gauss obtendo-se assim, as pressões e os fluxos globais nos nós de todo o domínio computacional.

3.4 - CÁLCULO DOS PARÂMETROS RESULTANTES.

Um programa computacional, cuja estrutura esta mostrada no apêndice A7, foi desenvolvido com o objetivo de simular o comportamento de mancais radiais de deslizamento.

A seguir são apresentados as equações para o cálculo dos diversos parâmetros envolvidos na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

3.4.1 - NÚMERO DE SOMMERFELD.

O número de Sommerfeld ou número característico do mancal, S , é um agrupamento adimensional dos parâmetros independentes fixados pelo projetista e definido pela relação:

$$S = \frac{\mu N}{P} \left(\frac{R}{c} \right)^2 \quad (3.22)$$

onde $p = \frac{F}{L D}$ é a "pressão específica".

3.4.2 - CAPACIDADE DE CARGA.

Cálcula-se a capacidade de carga, F , integrando o perfil de pressão, $P = P(X, Z)$, sobre a área discretizada ou região carregada do mancal.

$$F = \int_A P \, dX \, dZ \quad (3.23)$$

ou

$$F = \sum_{e=1}^{N_e} F_{(e)} \quad (3.24)$$

onde:

$F_{(e)}$ - é a capacidade de carga de cada elemento;
 N_e - é o número de elementos do sistema.

Da equação (3.12) a equação (3.23) fica:

$$F_{(e)} = \int_A [N_i] \{P_i\} dX dZ \quad (3.25)$$

Da tabela A4.1 do apêndice A4 a equação (3.25) fica:

$$F_{(e)} = PM_{(e)} A \quad (3.26)$$

onde:

$PM_{(e)} = \frac{P_1 + P_2 + P_3}{3}$ é a pressão média em cada elemento, sendo P_1 , P_2 e P_3 a pressão nos pontos nodais do elemento;

A - é a área do elemento.

A capacidade de carga de cada elemento é decomposta em uma componente radial, $F_{r(e)}$, paralela a linha de centros $\overline{OO'}$ e uma componente tangencial, $F_{t(e)}$, perpendicular a linha de centros $\overline{OO'}$ conforme figura 3.6. Para isso necessita-se determinar o centro de cada elemento que, numa primeira aproximação, coincide com o centroide do elemento conforme figura 3.7.

$$XC_{(e)} = \frac{X_1 + X_2 + X_3}{3} \quad (3.27a)$$

$$ZC(e) = \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{3} \quad (3.27b)$$

Com o valor da capacidade de carga, $F(e)$, e das coordenadas do centro de pressão $XC(e)$ e $ZC(e)$ determinam-se as componentes radial e tangencial da capacidade de carga, através da seguinte expressão:

$$F_r = \sum_e F(e) \cos \left(\frac{XC(e)}{R} \right) \quad (3.28)$$

$$F_t = \sum_e F(e) \operatorname{sen} \left(\frac{XC(e)}{R} \right)$$

onde:

F_r - é a componente radial da capacidade de carga;

F_t - é a componente tangencial da capacidade de carga.

Assim, a capacidade de carga de um mancal radial é dada pela seguinte equação:

$$F = \sqrt{F_r^2 + F_t^2} \quad (3.29)$$

Pode-se definir a capacidade de carga adimensional, \bar{F} , pela seguinte relação:

$$\bar{F} = \frac{F}{\omega \mu \left(\frac{R}{C} \right)^2 L R} \quad (3.30)$$

Da equação (3.22) e sendo $\omega = 2.\pi.N$ a equação (3.30) fica:

$$\bar{F} = \frac{1}{\pi S} \quad (3.31)$$

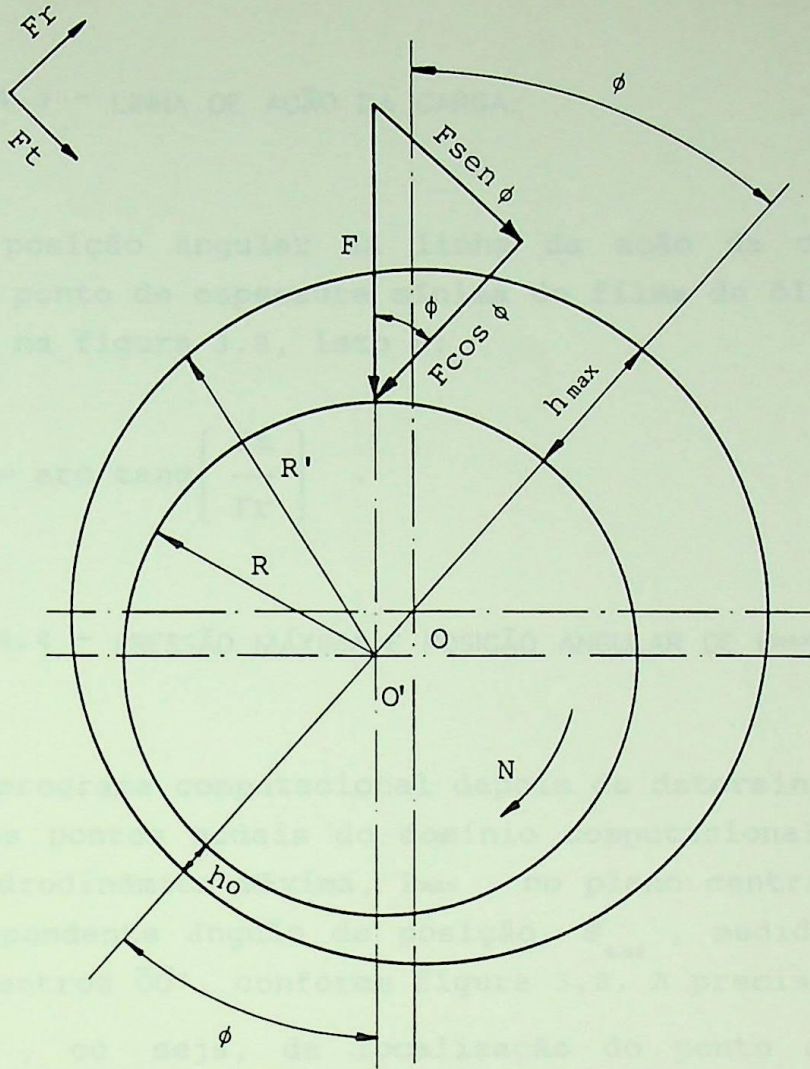


Figura 3.6 - Decomposição da carga

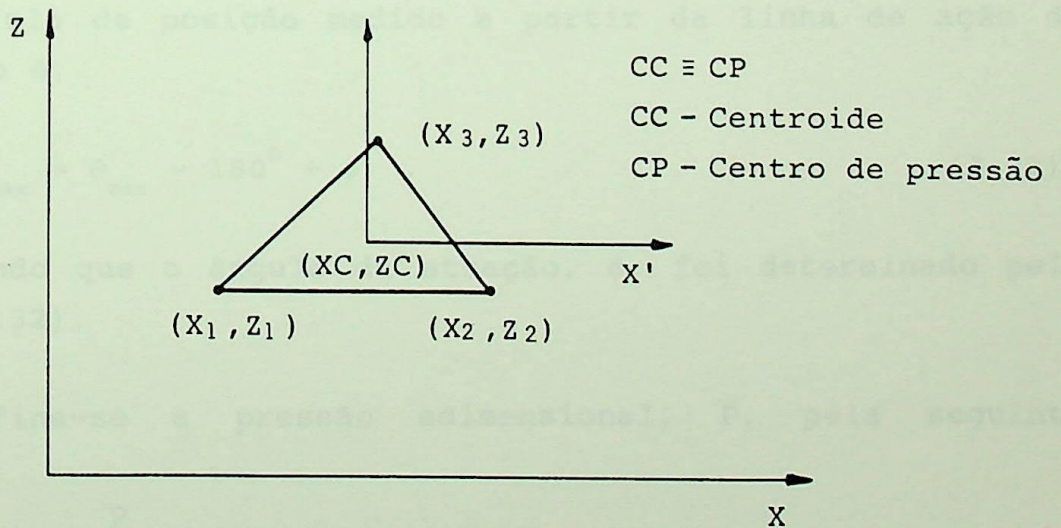


Figura 3.7 - Centro de pressão do elemento triangular linear

3.4.3 - LINHA DE AÇÃO DA CARGA.

A posição angular da linha de ação da carga F , com relação ao ponto de espessura mínima do filme de óleo, é o ângulo ϕ mostrado na figura 3.8, isto é:

$$\phi = \text{arc tang} \left(\frac{Ft}{Fr} \right) . \quad (3.32)$$

3.4.4 - PRESSÃO MÁXIMA E POSIÇÃO ANGULAR DE P_{\max} .

O programa computacional depois de determinar as pressões em todos os pontos nodais do domínio computacional, determina a pressão hidrodinâmica máxima, P_{\max} , no plano central do mancal e seu correspondente ângulo de posição, θ_{\max} , medido a partir da linha de centros $\overline{OO'}$, conforme figura 3.8. A precisão do valor de P_{\max} e θ_{\max} , ou seja, da localização do ponto onde $\frac{dP}{d\theta} = 0$ está relacionada com o grau de refinamento do domínio computacional.

De posse dos valores de P_{\max} e θ_{\max} calcula-se o valor de $\theta_{P_{\max}}$, ângulo de posição medido a partir da linha de ação da carga, isto é:

$$\theta_{P_{\max}} = \theta_{\max} - 180^{\circ} + \phi . \quad (3.33)$$

Sendo que o ângulo de atuação, ϕ , foi determinado pela equação (3.32).

Define-se a pressão adimensional, \bar{P} , pela seguinte relação:

$$\bar{P} = \frac{P}{\omega \mu \left(\frac{R}{c} \right)^2} . \quad (3.34)$$

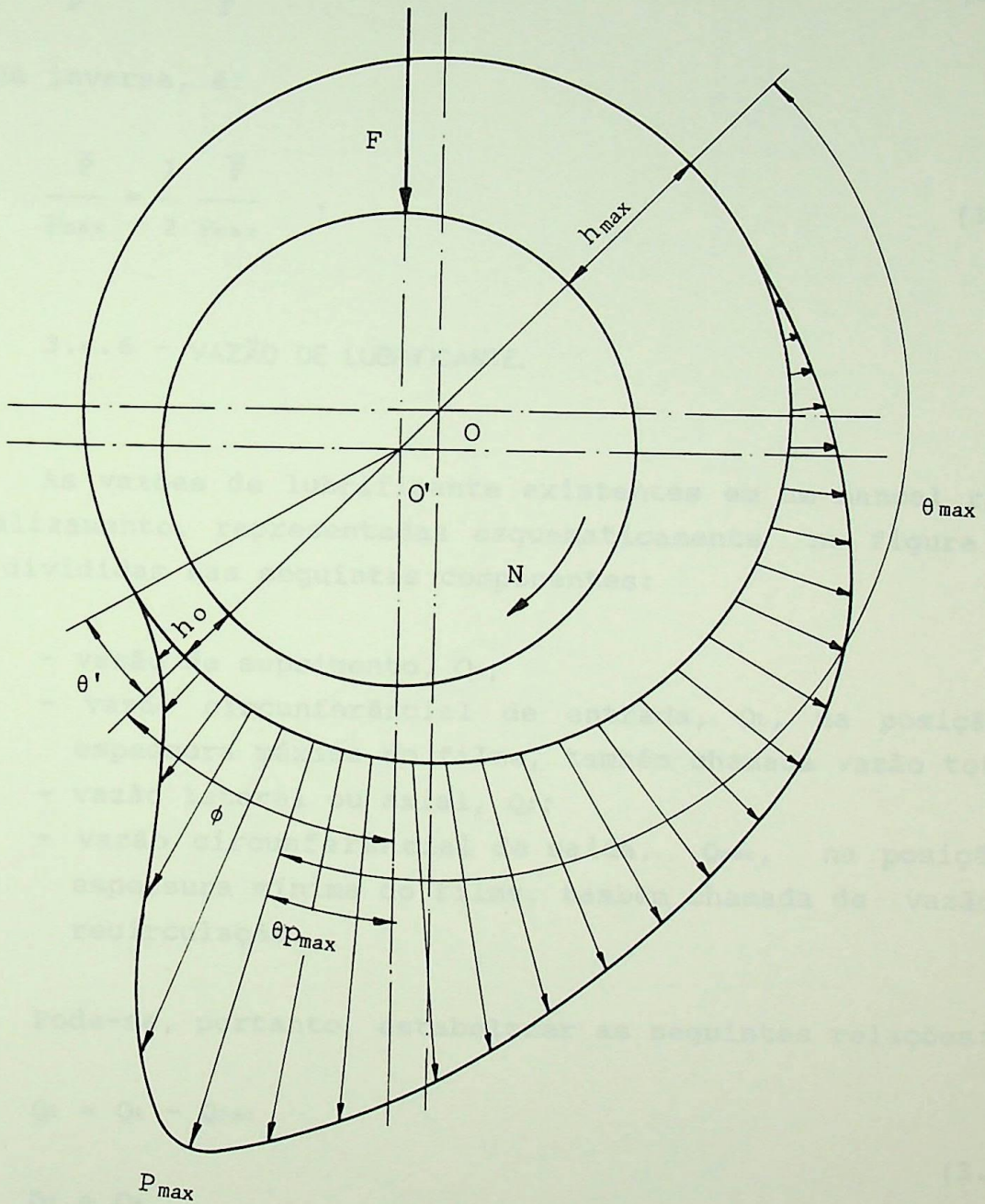


Figura 3.8 - Distribuição de pressão no plano transversal médio $Z = 0$

3.4.5 - RELAÇÃO DE PRESSÕES.

Pode-se demonstrar facilmente, através das equações (3.30) e (3.34) que a relação de pressão P_{max}/\bar{p} é dada por:

$$\frac{P_{max}}{\bar{P}} = 2 \frac{P_{max}}{\bar{F}} \quad (3.35)$$

e a sua inversa, é:

$$\frac{\bar{P}}{P_{max}} = \frac{1}{2} \frac{\bar{F}}{P_{max}} \quad (3.36)$$

3.4.6 - VAZÃO DE LUBRIFICANTE.

As vazões de lubrificante existentes em um mancal radial de deslizamento, representadas esquematicamente na figura 3.9, estão divididas nas seguintes componentes:

- vazão de suprimento, Q_s ;
- vazão circunferencial de entrada, Q_t , na posição de espessura máxima do filme, também chamada vazão total;
- vazão lateral ou axial, Q_l ;
- vazão circunferencial de saída, Q_{rec} , na posição de espessura mínima do filme, também chamada de vazão de recirculação.

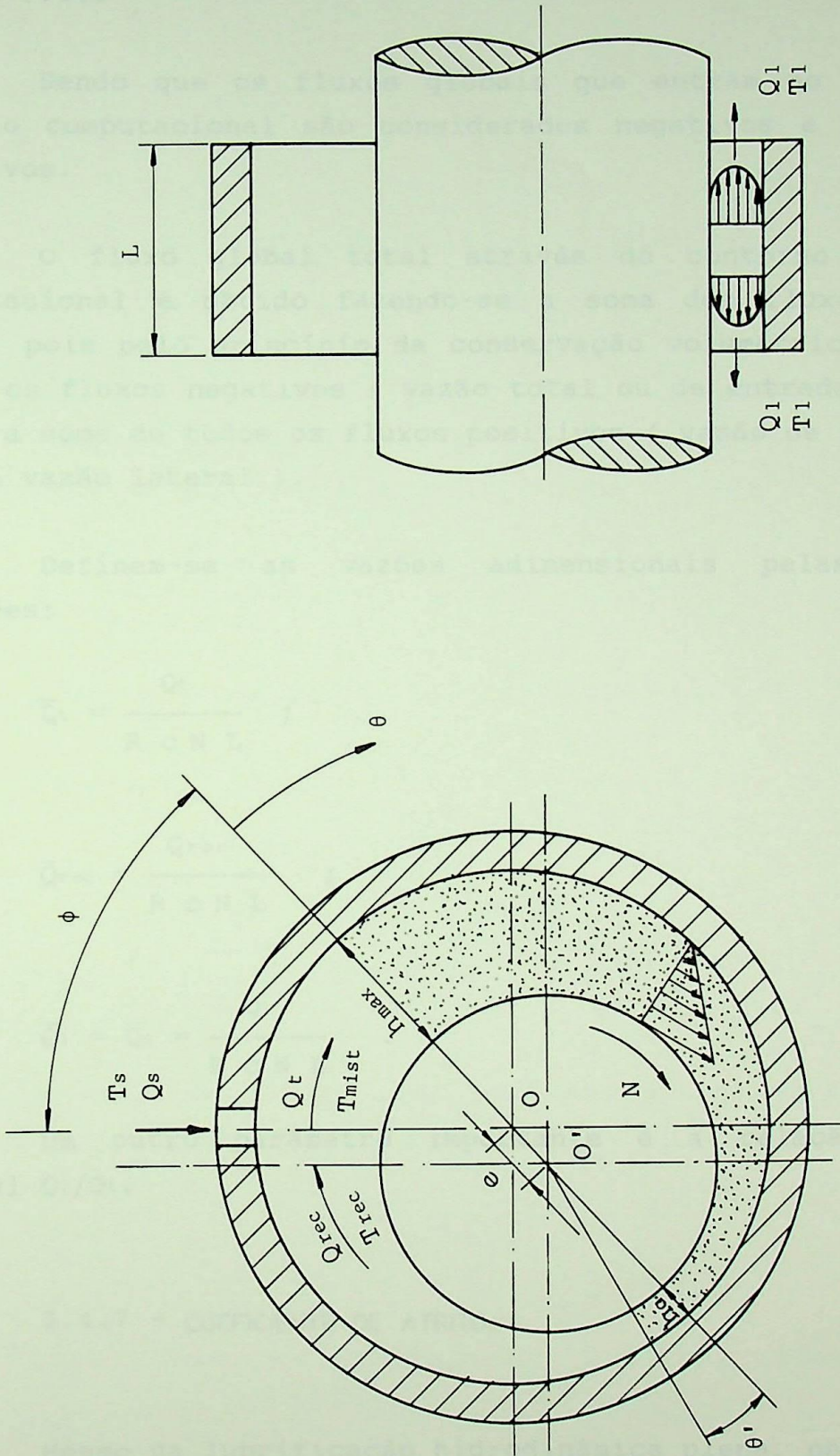
Pode-se, portanto, estabelecer as seguintes relações:

$$Q_l = Q_t - Q_{rec} \quad (3.37)$$

e

$$Q_l = Q_s .$$

O valor das vazões, ou seja, dos fluxos globais, Q_l , em cada nó do contorno do domínio computacional é determinado pela equação (3.21), como sendo o fluxo que entra (ou sai)



Figuras 3.9 - Componentes da vazão de lubrificante e temperaturas correspondentes

através do elemento de área, S_i , o qual corresponde à soma das metades dos lados adjacentes ao nó em questão, conforme mostra a figura 3.10.

Sendo que os fluxos globais que entram no contorno do domínio computacional são considerados negativos e os que saem positivos.

O fluxo global total através do contorno do domínio computacional é obtido fazendo-se a soma dos fluxos de mesmo sinal, pois pelo princípio da conservação volumétrica a soma de todos os fluxos negativos (vazão total ou de entrada) deve ser igual a soma de todos os fluxos positivos (vazão de recirculação mais a vazão lateral).

Definem-se as vazões adimensionais pelas seguintes relações:

$$\bar{Q}_t = \frac{Q_t}{R \cdot c \cdot N \cdot L} ; \quad (3.38)$$

$$\bar{Q}_{rec} = \frac{Q_{rec}}{R \cdot c \cdot N \cdot L} ; \quad (3.39)$$

$$\bar{Q}_l = \bar{Q}_s = \frac{Q_l}{R \cdot c \cdot N \cdot L} . \quad (3.40)$$

Um outro parâmetro importante é a relação de vazão lateral Q_l/Q_t .

3.4.7 - COEFICIENTE DE ATRITO.

Mesmo na lubrificação hidrodinâmica plena, na qual ocorre a separação total entre as superfícies do eixo e da bucha, há uma resistência à rotação do eixo, devido ao cisalhamento da película de óleo lubrificante entre as superfícies em questão.

Segundo a lei de Newton para o escoamento viscoso, esquematizado na figura 3.11, a tensão de cisalhamento na película de óleo lubrificante é dada por:

$$\tau = \frac{F_a}{A} = \mu \frac{\partial u}{\partial Y} \quad . \quad (3.41)$$

Derivando a equação (A1.6) em Y obtém-se:

$$\frac{\partial u}{\partial Y} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial X} \left(Y - \frac{h}{2} \right) + \frac{U}{h} \quad . \quad (3.42)$$

Substituindo-se a equação (3.42) em (3.41), a tensão de cisalhamento na superfície do eixo, ou seja, para $Y = h$, resulta:

$$\tau = \frac{F_a}{A} = \frac{h}{2} \frac{\partial P}{\partial X} + \mu \frac{U}{h} \quad . \quad (3.43)$$

Logo, a força de atrito, F_a , é dada por:

$$F_a = \tau A \quad (3.44)$$

ou

$$F_a = \int_A \left(\frac{h}{2} \frac{\partial P}{\partial X} + \mu \frac{U}{h} \right) dA \quad . \quad (3.45)$$

A força de atrito, F_a , pode ser obtida através da soma das forças de atrito em cada elemento, $F_{a(e)}$, da seguinte forma:

$$F_a = \sum_{e=1}^{N_e} F_{a(e)} \quad . \quad (3.46)$$

Onde a força de atrito, $F_{a(e)}$, em cada elemento é dada por:

$$F_{a(e)} = \int_{A(e)} \left(\frac{h}{2} \frac{\partial P}{\partial X} + \mu \frac{U}{h} \right) dA \quad . \quad (3.47)$$

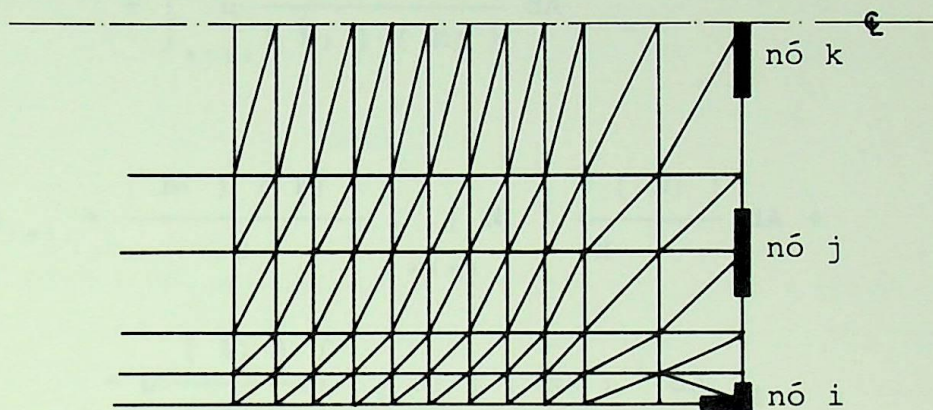


Figura 3.10 - Interpretação dos fluxos nodais no contorno do domínio computacional

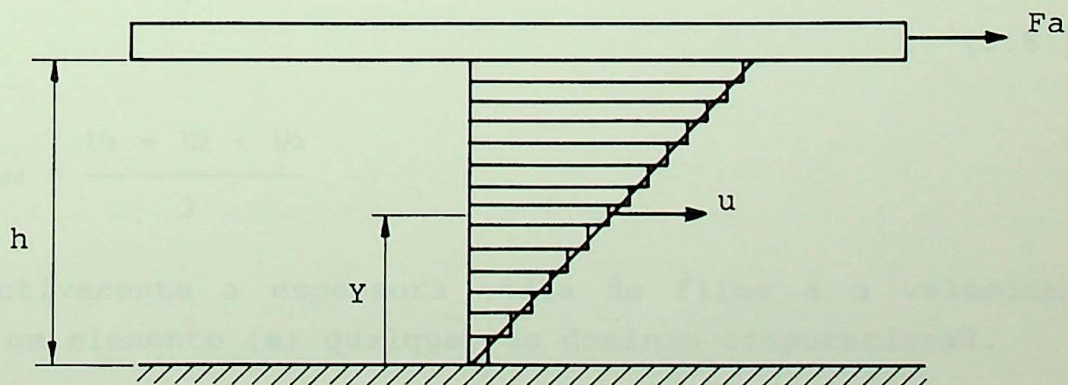


Figura 3.11 - Escoamento viscoso

Aplicando-se as equações (3.12) e (3.13), a equação (3.47) fica.

$$F_{a(e)} = \int_{A(e)} \frac{[N_i] \{h_i\}}{2} \frac{\partial [N_j]}{\partial X} \{P_j\} dA + \int_{A(e)} \mu \frac{[N_i] \{U_i\}}{[N_j] \{h_j\}} dA \quad (3.48)$$

ou

$$F_{a(e)} = \frac{\{h_i\} \{P_j\}}{2} \int_{A(e)} [N_i] \frac{\partial [N_j]}{\partial X} dA + \mu \frac{\{U_i\}}{\{h_j\}} \int_{A(e)} [N_i] [N_j]^{-1} dA \quad (3.49)$$

Da equação (A4.9) e (A4.10) a equação (3.49) fica.

$$F_{a(e)} = \frac{[b_i] \{P_j\} h_{med}}{4} + \mu \frac{U_{med}}{h_{med}} A \quad (3.50)$$

Sendo que:

$$h_{med} = \frac{h_1 + h_2 + h_3}{3} \quad (3.51)$$

e

$$U_{med} = \frac{U_1 + U_2 + U_3}{3} ,$$

são respectivamente a espessura média do filme e a velocidade média, em um elemento (e) qualquer do domínio computacional.

Portanto, da definição básica de coeficiente de atrito, ou seja, coeficiente de atrito é a relação direta e unívoca entre a força de atrito, F_a , e a carga, F , aplicada no mancal.

$$f = \frac{Fa}{F} \quad (3.52)$$

Para o caso de lubrificação plena o coeficiente de atrito, f , é da ordem de 0.001. Por questões de escala de representação gráfica, costuma-se multiplicar, f , por $\left(\frac{R}{C}\right)$ que em geral é da ordem de 10^3 , obtendo-se:

$$f\left(\frac{R}{C}\right) = \left(\frac{R}{C}\right) \frac{Fa}{F} \quad (3.53)$$

3.4.8 - PERDA DE POTÊNCIA.

A perda de potência por atrito ou calor gerado no mancal devido ao atrito fluido é igual ao produto da força de atrito, equação (3.46), pela velocidade tangencial, U , isto é:

$$\Delta P_{ot.} = U.Fa \quad (3.54)$$

Pode-se definir a perda de potência adimensional, $\overline{\Delta P_{ot.}}$, pela seguinte relação:

$$\overline{\Delta P_{ot.}} = \frac{\Delta P_{ot.} C}{2 \pi \mu \omega^2 L R^3} \quad (3.55)$$

3.4.9 - ELEVAÇÃO DE TEMPERATURA DO ÓLEO LUBRIFICANTE.

Para determinar a elevação de temperatura, ΔT , do óleo lubrificante, desde a posição $\theta=0$ até $\theta=2\pi$, fez-se uso da teoria adiabática de Coop [07], ou seja, admitiu-se que o calor gerado no mancal pelo atrito fluido é totalmente transferido para o óleo lubrificante e é retirado por este através da vazão lateral; conforme figura 3.9.

A hipótese de um mancal com superfícies adiabáticas

proporciona um caráter conservativo à solução de problemas de lubrificação hidrodinâmica, pois, nos fluidos incompressíveis a viscosidade é inversamente proporcional à temperatura, o que resulta em uma viscosidade inferior à viscosidade efetiva (real) do filme de óleo lubrificante e, como consequência, a capacidade de carga é também subestimada.

A elevação de temperatura é calculada em função do trabalho realizado sobre o filme de óleo lubrificante, ou seja, fazendo-se um balanço de energia no mancal mostrado na figura 3.11, e obtendo-se:

$$\Delta P_{ot} + Q_t \rho C_p T_{mist} = Q_{rec} \rho C_p T_{rec} + Q_1 \rho C_p T_1 \quad . \quad (3.56)$$

Sendo a temperatura T_1 do óleo lubrificante que sai pela lateral igual à temperatura efetiva do filme de óleo, T_{ef} , dada pela equação (2.4), obtém-se, para $\lambda = 0.5$:

$$T_{ef} = T_{mist} + \frac{\Delta T}{2} \quad (3.57)$$

A elevação de temperatura ΔT e a temperatura de mistura T_{mist} são dadas respectivamente pelas equações (2.5) e (2.6).

Da equação (2.5) tem-se:

$$\Delta T = T_{rec} - T_{mist} \quad . \quad (3.58)$$

Substituindo-se a equação (3.58) na equação (3.57) obtém-se:

$$T_{ef} = T_{mist} + \frac{1}{2} (T_{rec} - T_{mist}) \quad (3.59)$$

e da equação (3.37) tem-se:

$$Q_{rec} = Q_t - Q_1 \quad . \quad (3.60)$$

$$\overline{\Delta T} = \frac{\rho C_p \Delta T}{P} = \frac{f \left(\frac{R}{C} \right)}{\frac{Q_t}{R C N L} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{Q_1}{Q_t} \right)} \cdot \frac{4\pi}{1} \quad (3.66)$$

$$Q_t = \rho C_p \left(\frac{T_{out} - T_{in}}{2} \right) \quad (3.67)$$

Reagrupando os termos, obtém-se:

$$\Delta P = Q_t \rho C_p (T_{out} - T_{in}) \quad (3.68)$$

$$Q_t = \rho C_p \left(\frac{T_{out} - T_{in}}{2} \right) \quad (3.69)$$

Substituindo a eq. (3.69) na eq. (3.68), tem-se:

$$\Delta P = \rho C_p \left(\frac{T_{out} - T_{in}}{2} \right) (T_{out} - T_{in}) \quad (3.70)$$

Portanto, a elevação de temperatura, ΔT , é dada por:

$$\Delta T = \frac{\Delta P}{\rho C_p (T_{out} - T_{in})} \quad (3.71)$$

Como $\Delta P = \frac{f \rho V^2 L}{2R} = \frac{f \rho V^2 L}{2R} = \frac{f \rho V^2 L}{2R}$ e $V = \frac{Q_t}{\rho C_p (T_{out} - T_{in})}$, pode-se definir a elevação de temperatura adimensional pela seguinte relação:

$$\frac{\Delta T}{T_{in}} = \frac{f \rho V^2 L}{2R \rho C_p (T_{out} - T_{in})} = \frac{f \rho V^2 L}{2R \rho C_p (T_{out} - T_{in})} \quad (3.72)$$

Reagrupando os termos, obtém-se:

Substituindo-se as equações (3.59) e (3.60) em (3.56) resulta:

$$\Delta P_{ot} + Q_t \rho C_p T_{mist} = (Q_t - Q_l) \rho C_p T_{rec} + Q_l \rho C_p \left(\frac{T_{mist} + T_{rec}}{2} \right) \quad (3.61)$$

Reagrupando os termos, obtém-se:

$$\Delta P_{ot} = Q_t \rho C_p (T_{rec} - T_{mist}) + Q_l \rho C_p \left(\frac{T_{mist} - T_{rec}}{2} \right) \quad (3.62)$$

Considerando-se a equação (3.58), a equação (3.62) fica:

$$\Delta P_{ot} = Q_t \rho C_p \Delta T - Q_l \rho C_p \frac{\Delta T}{2} \quad (3.63)$$

Portanto, a elevação de temperatura, ΔT , é dada por:

$$\Delta T = \frac{\Delta P_{ot}}{\rho C_p Q_t \left(1 - \frac{1}{2} \frac{Q_l}{Q_t} \right)} \quad (3.64)$$

Sendo $\Delta P_{ot} = U F_a$ onde; $U = 2 \pi R N$ e $F_a = f F = f P L D$ pode-se definir a elevação de temperatura adimensional pela seguinte relação:

$$\overline{\Delta T} = \frac{\rho C_p \Delta T}{P} = \frac{f 2 R L 2 \pi R N}{Q_t \left(1 - \frac{1}{2} \frac{Q_l}{Q_t} \right)} \quad (3.65)$$

reagrupando os termos, obtém-se:

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

4.1 - INTRODUÇÃO

Este capítulo apresenta inicialmente um estudo da definição do domínio computacional para as relações $L/D = 1/4$, $1/2$, 1 e 2 a serem simuladas pelo programa computacional e analisadas neste trabalho.

Definido o domínio computacional faz-se a simulação definitiva obtendo-se assim os parâmetros resultantes envolvidos na análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Verificada a validade dos resultados obtidos no presente trabalho através de comparações com os resultados obtidos por outros pesquisadores, elaborou-se uma série de tabelas e gráficos para a análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

4.2 - DEFINIÇÃO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL

Antes da simulação computacional definitiva foi feito um estudo do comportamento dos parâmetros resultantes e do tempo de CPU com relação ao número de elementos, N_e , do domínio computacional.

As figuras 4.1 e 4.2 mostram o comportamento de alguns parâmetros resultantes e do tempo de CPU com relação ao número de elementos do domínio computacional.

Analisando as figuras 4.1 e 4.2 pode-se notar que a

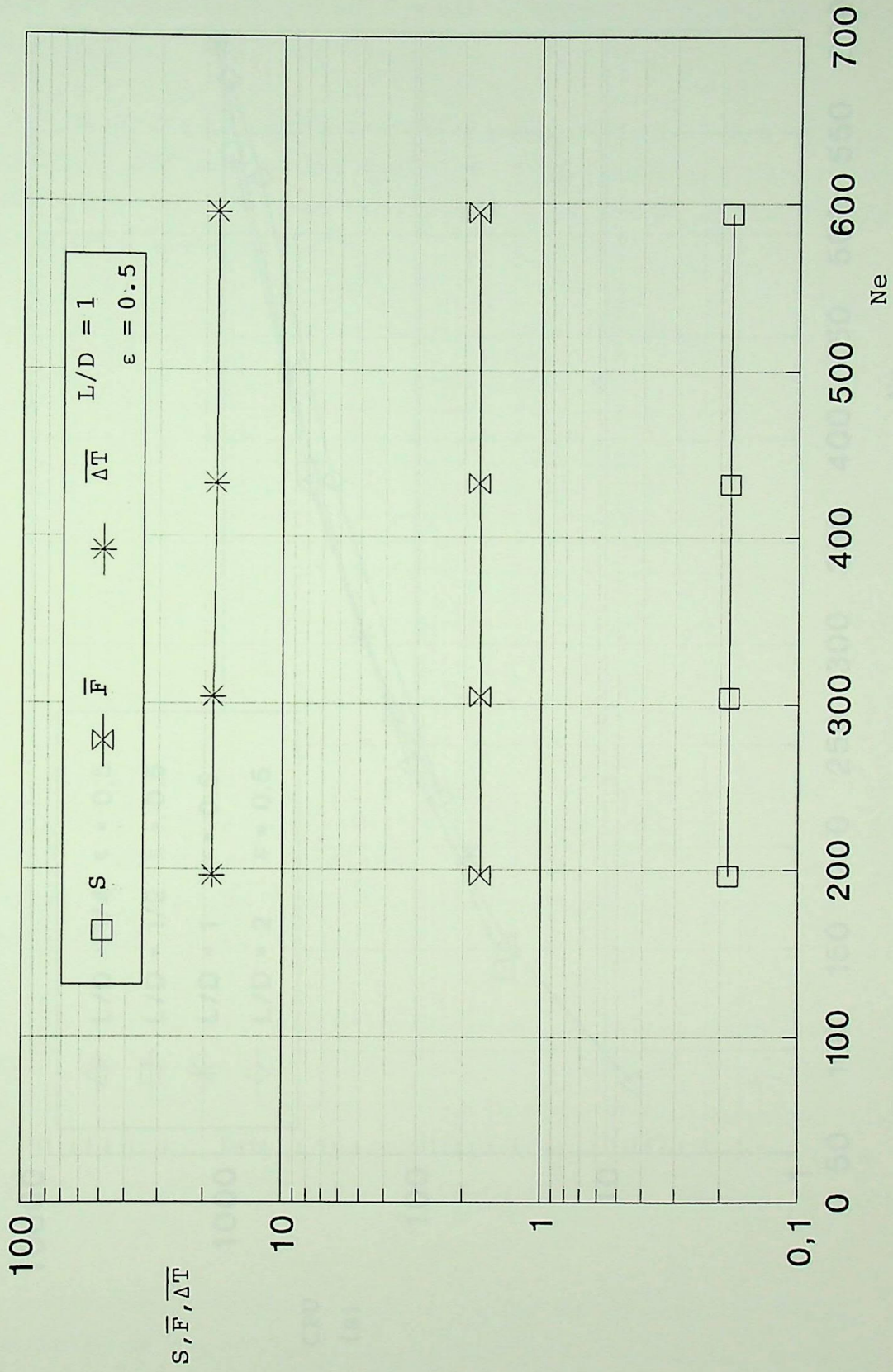


Figura 4.1 - Comportamento dos parâmetros S , \bar{F} e $\overline{\Delta T}$ em função do número de elementos do domínio computacional

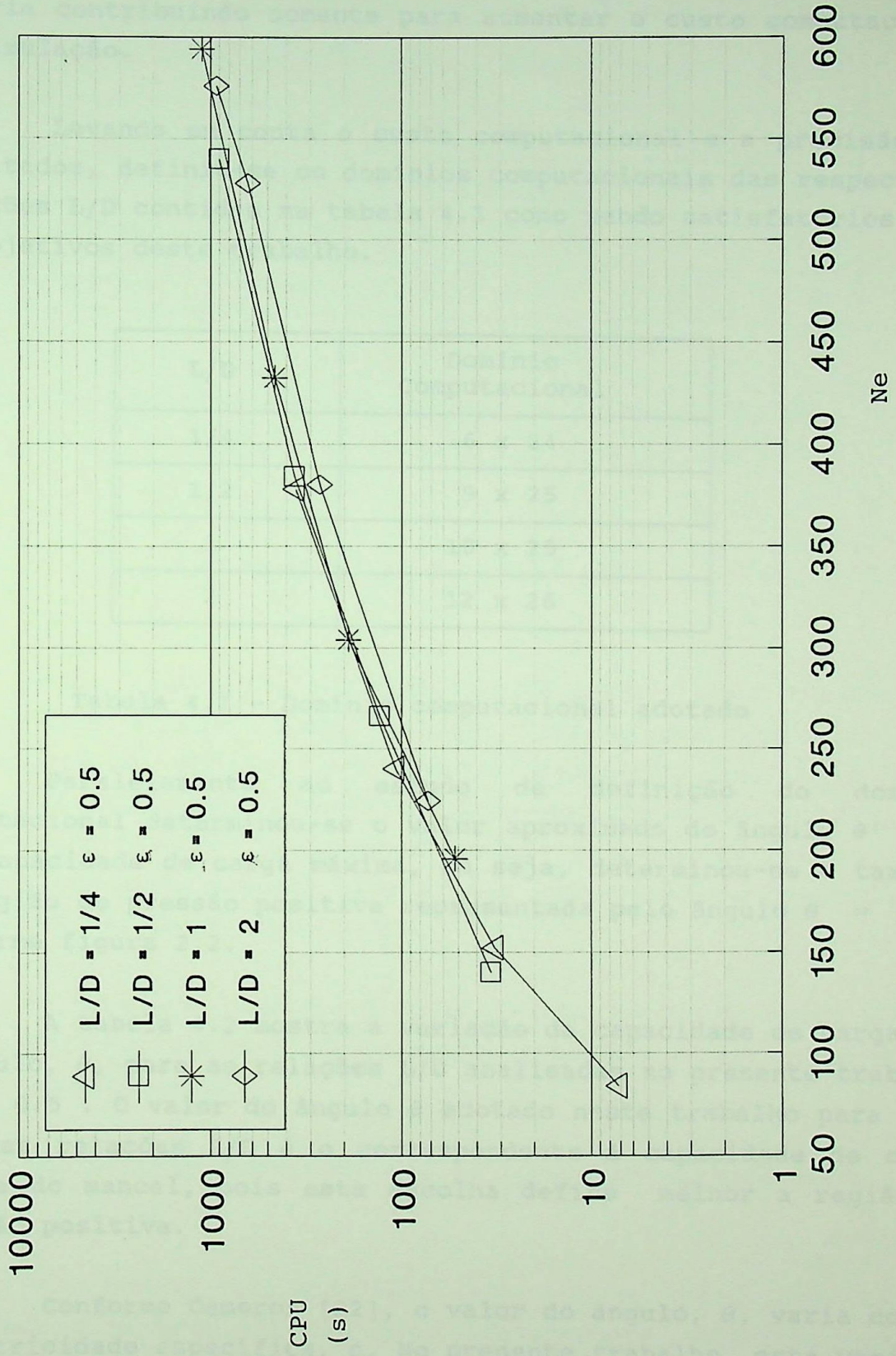


Figura 4.2 - Comportamento do tempo de CPU em função do número de elementos do domínio computacional

partir de um determinado número de elementos a variação dos parâmetros resultantes é mínima em relação a variação sofrida pelo tempo de CPU. Portanto, o aumento do número de elementos estaria contribuindo somente para aumentar o custo computacional da simulação.

Levando em conta o custo computacional e a precisão dos resultados, definiu-se os domínios computacionais das respectivas relações L/D contidas na tabela 4.1 como sendo satisfatórios para os objetivos deste trabalho.

L/D	Domínio Computacional
1/4	6 x 24
1/2	9 x 25
1	10 x 25
2	12 x 26

Tabela 4.1 - Domínio computacional adotado

Paralelamente ao estudo de definição do domínio computacional determinou-se o valor aproximado do ângulo θ' para uma capacidade de carga máxima, ou seja, determinou-se o tamanho da região de pressão positiva representada pelo ângulo $\theta = \pi + \theta'$ conforme figura 2.2.

A tabela 4.2 mostra a variação da capacidade de carga com o ângulo, θ , para as relações L/D analisadas no presente trabalho e $\epsilon = 0.5$. O valor do ângulo θ adotado neste trabalho para cada uma das relações L/D é o correspondente à capacidade de carga máxima do mancal, pois esta escolha define melhor a região de pressão positiva.

Conforme Cameron [22], o valor do ângulo, θ , varia com a excentricidade específica, ϵ . No presente trabalho, esta variação não aparece, devido ao grau de refinamento da malha usada na

simulação computacional.

	$\theta'=0^{\circ}$ $\theta=180^{\circ}$	$\theta'=10^{\circ}$ $\theta=190$	$\theta'=20^{\circ}$ $\theta=200^{\circ}$	$\theta'=30^{\circ}$ $\theta=210^{\circ}$	$\theta'=40^{\circ}$ $\theta=220^{\circ}$
L/D = 1/4	0.170	0.173	0.171	0.170	0.170
L/D = 1/2	0.582	0.610	0.612	0.604	0.596
L/D = 1	1.565	1.687	1.744	1.742	1.713
L/D = 2	2.967	3.257	3.346	3.504	3.489

Tabela 4.2 - Variação da capacidade de carga, \bar{F} , em função da relação L/D e do ângulo θ

4.3 - ANÁLISE COMPARATIVA DOS RESULTADOS

Para efeito de avaliação da validade dos "parâmetros resultantes" obtidos neste trabalho, fez-se uma comparação com os resultados obtidos por outros pesquisadores, tais como Raimondi e Boyd [14], Frêne [15], Cameron [22] e Pinkus [23]. As figuras 4.3 a 4.13 apresentam essas comparações em forma de gráficos, de onde pode-se observar que houve uma boa concordância do comportamento dos resultados.

A tabela 4.3 mostra o desvio máximo ocorrido entre alguns dos resultados obtidos no presente trabalho e os obtidos por outros pesquisadores.

Os desvios ocorridos são na sua totalidade devido aos seguintes aspectos:

- o modelo teórico usado pelos outros pesquisadores não considera a recirculação de óleo lubrificante, não considerando portanto, a influência de parâmetros como a temperatura do óleo de suprimento, a temperatura do óleo de recirculação e a

temperatura de mistura;

- o modelo computacional, ou seja, a ferramenta matemática usada na solução da equação de Reynolds. No caso específico do presente trabalho é o método de elementos finitos;

- para o caso dos "parâmetros resultantes" $\theta_{p_{max}}$, P_{max} , P_{max}/p e p/P_{max} os desvios são bastante sensíveis ao grau de refinamento da malha.

Parâmetros Resultantes L/D = 1	Figura	Desvio Máximo em %			
		Ref. [14]	Ref. [15]	Ref. [22]	Ref. [23]
\bar{F}	4.3			-5.56	
S	4.4	6.00	7.50	6.00	5.00
ϕ	4.5	4.36	5.99		9.60
\bar{Q}_t	4.6	-1.56			
\bar{Q}_1	4.7	-1.70	1.21		2.46
Q_1/Q_t	4.8	-1.45			
$\theta_{p_{max}}$	4.9	32.85			
P_{max}/p	4.10			3.16	3.16
p/P_{max}	4.11	-1.68			
$f(R/c)$	4.12	-9.83	12.65	-11.75	-10.88
$\Delta\bar{T}$	4.13	-8.81			

Tabela 4.3 - Desvio máximo entre os "parâmetros resultantes" obtidos no presente trabalho e em outros trabalhos.

No geral se observa na tabela 4.3 que os desvios máximos do presente trabalho são pequenos. O maior desvio ocorreu para $\theta_{p_{max}}$. A explicação para esta diferença reside principalmente no refinamento da malha utilizada no cálculo.

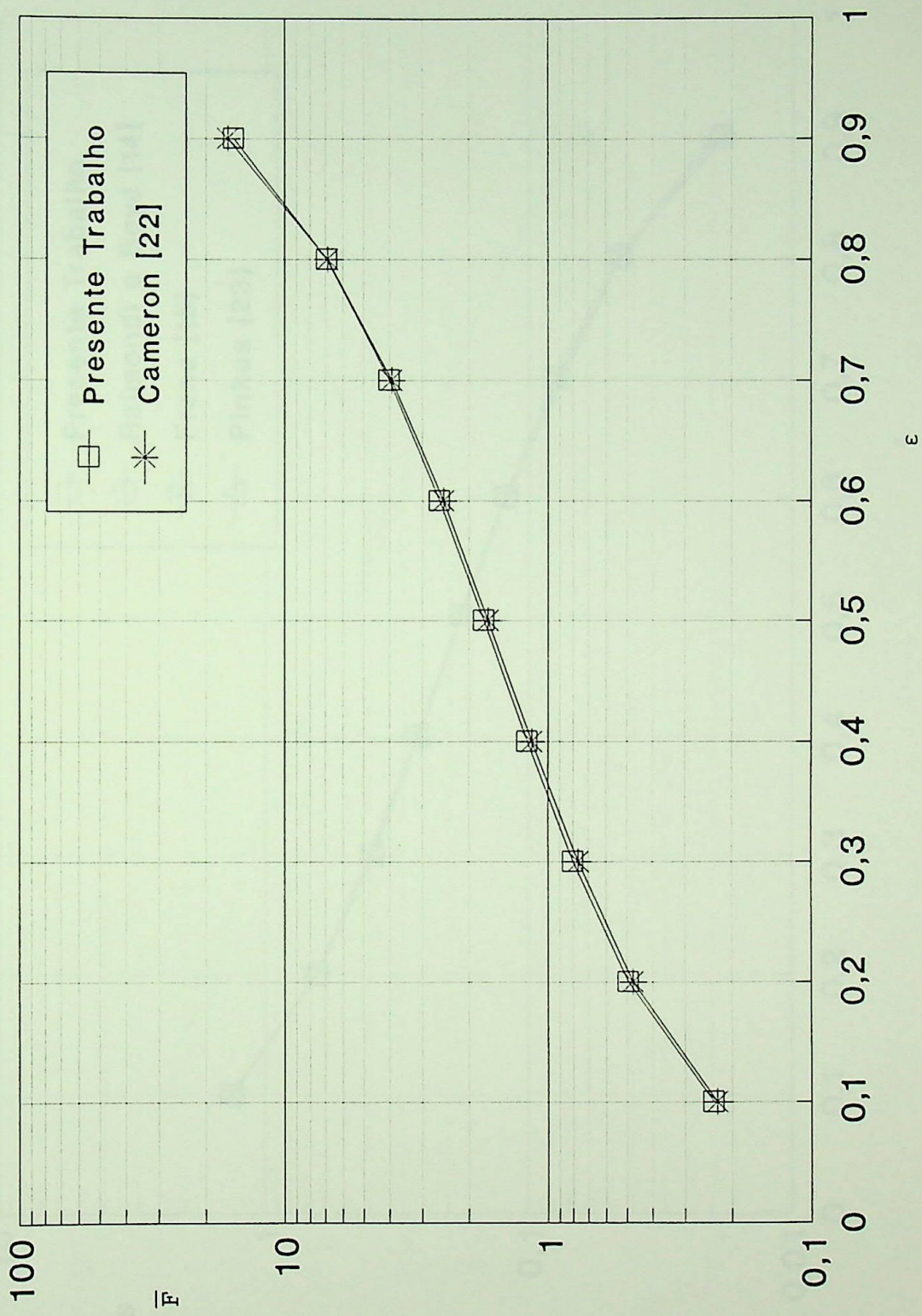


Figura 4.3 - Análise comparativa de \bar{F} versus ϵ para $L/D = 1$

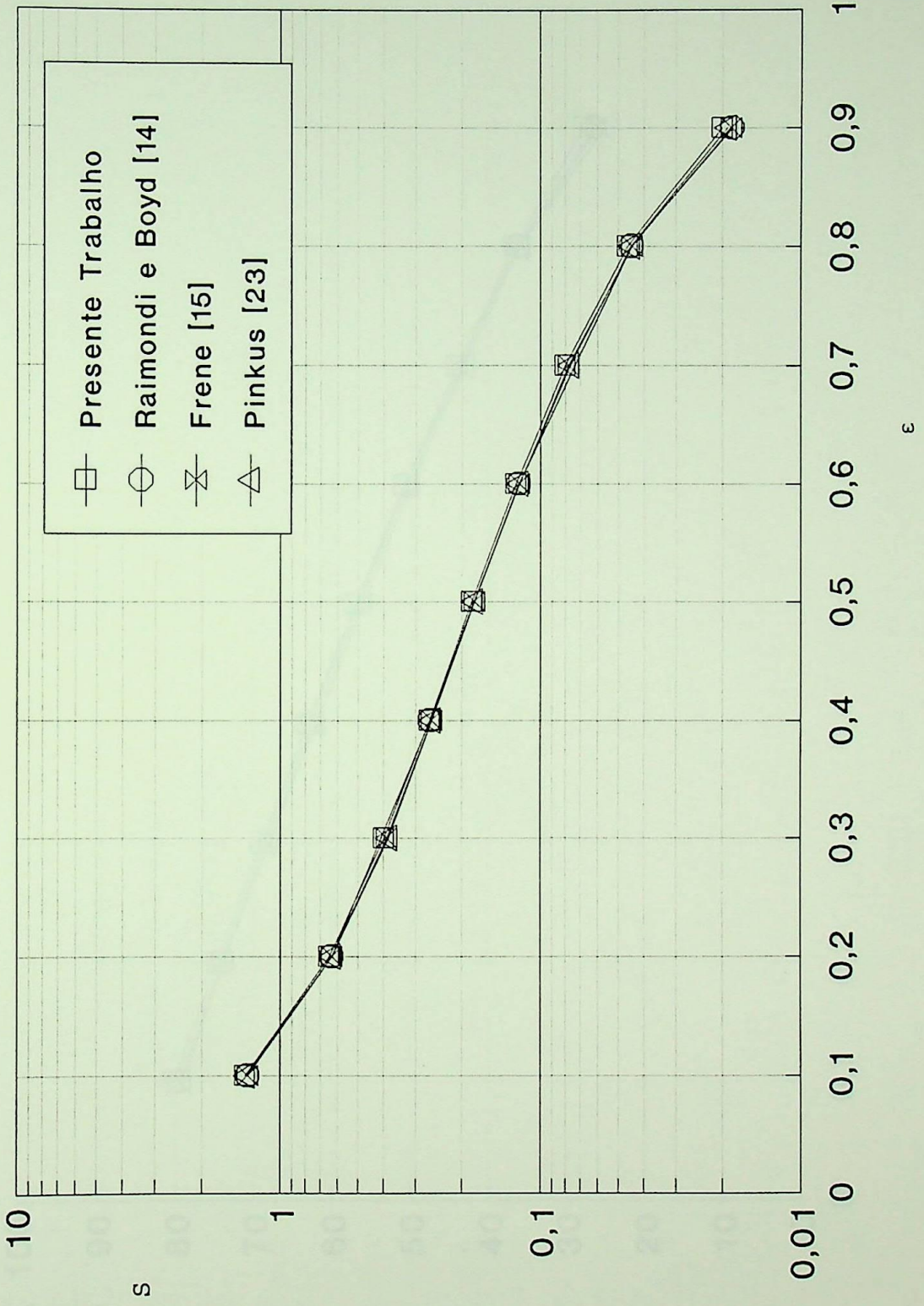


Figura 4.4 - Análise comparativa de S versus ϵ para $L/D = 1$

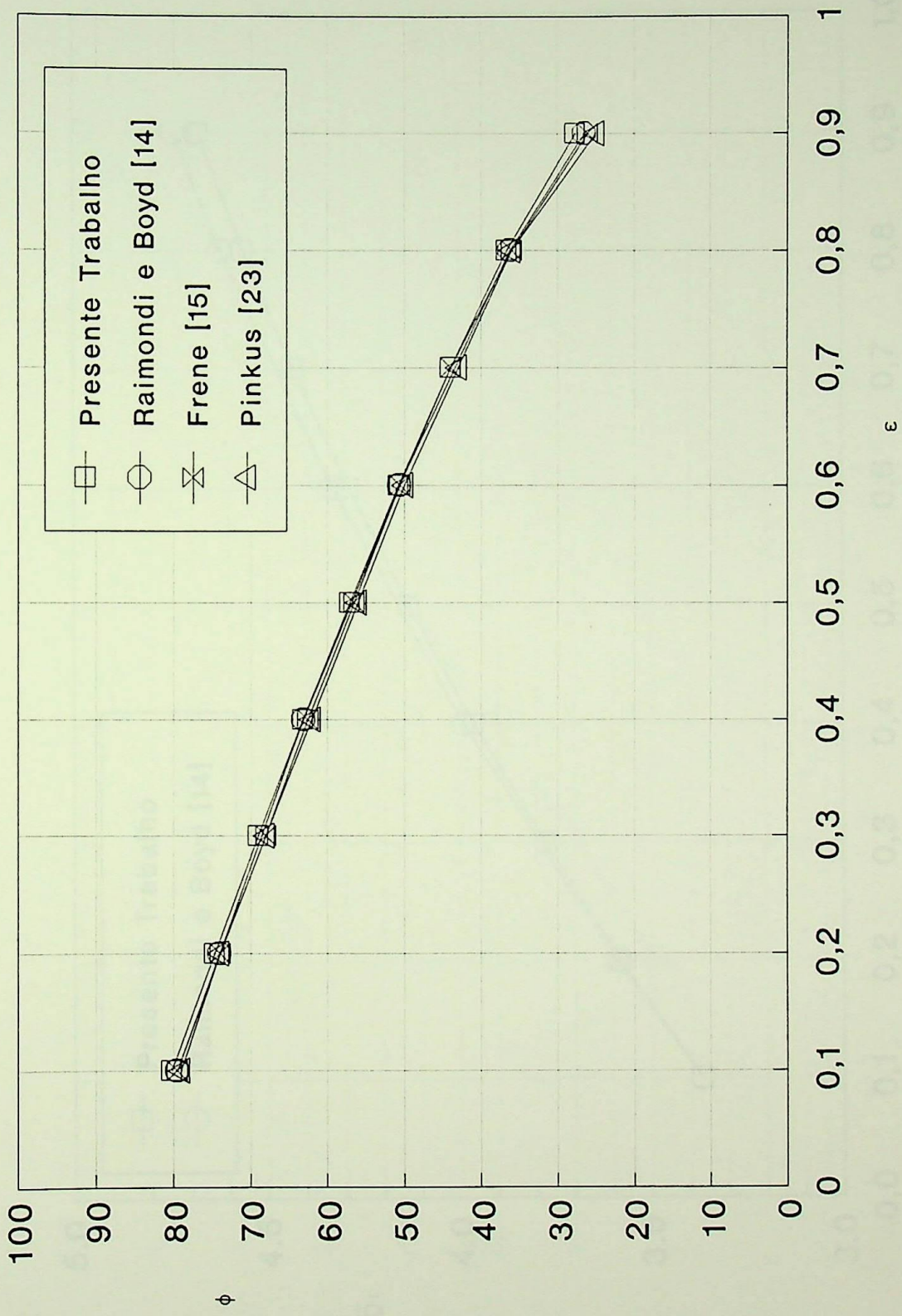


Figura 4.5 - Análise comparativa de ϕ versus ϵ para $L/D = 1$

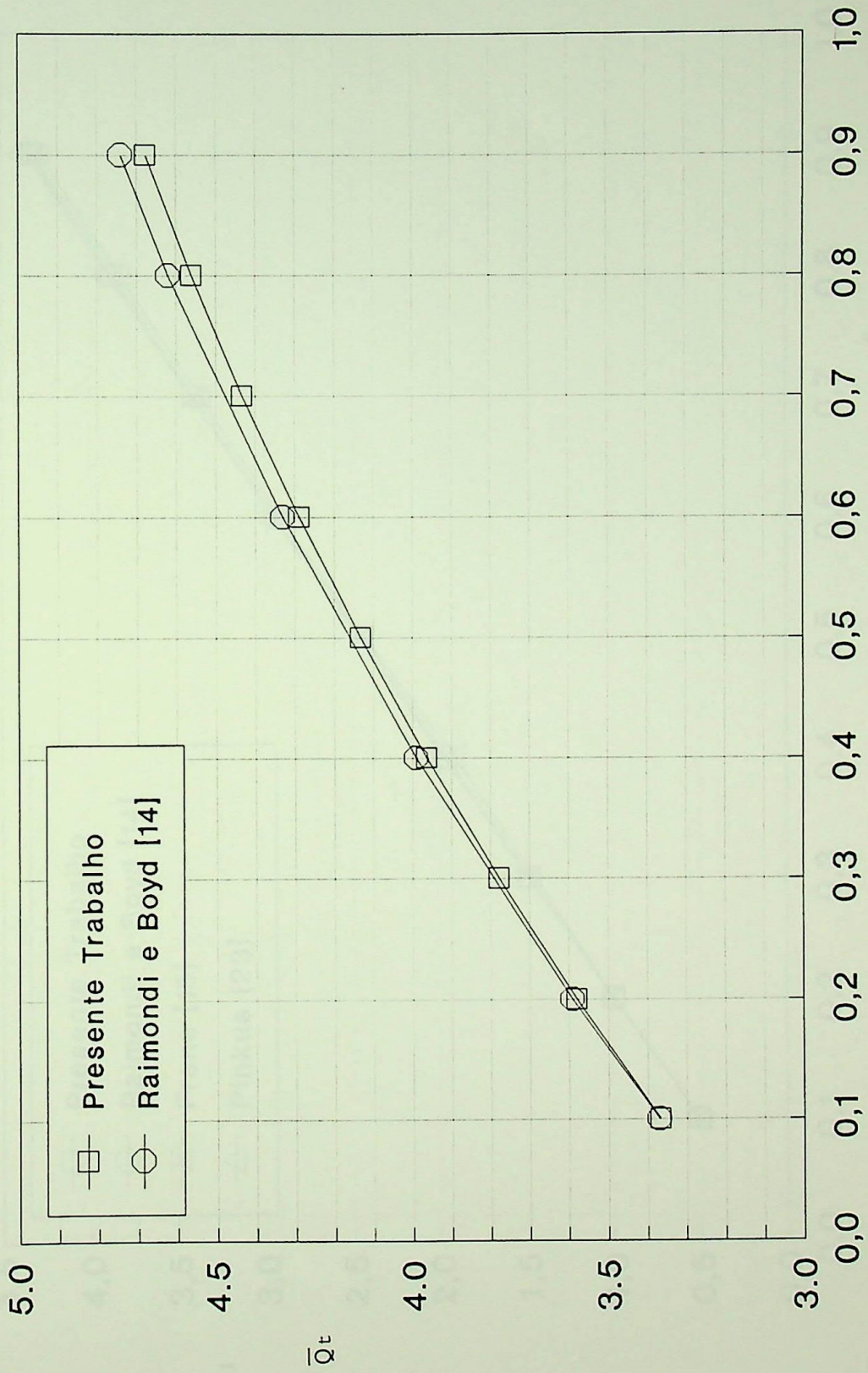


Figura 4.6 - Análise comparativa de \bar{Q}_t versus ϵ para $L/D = 1$

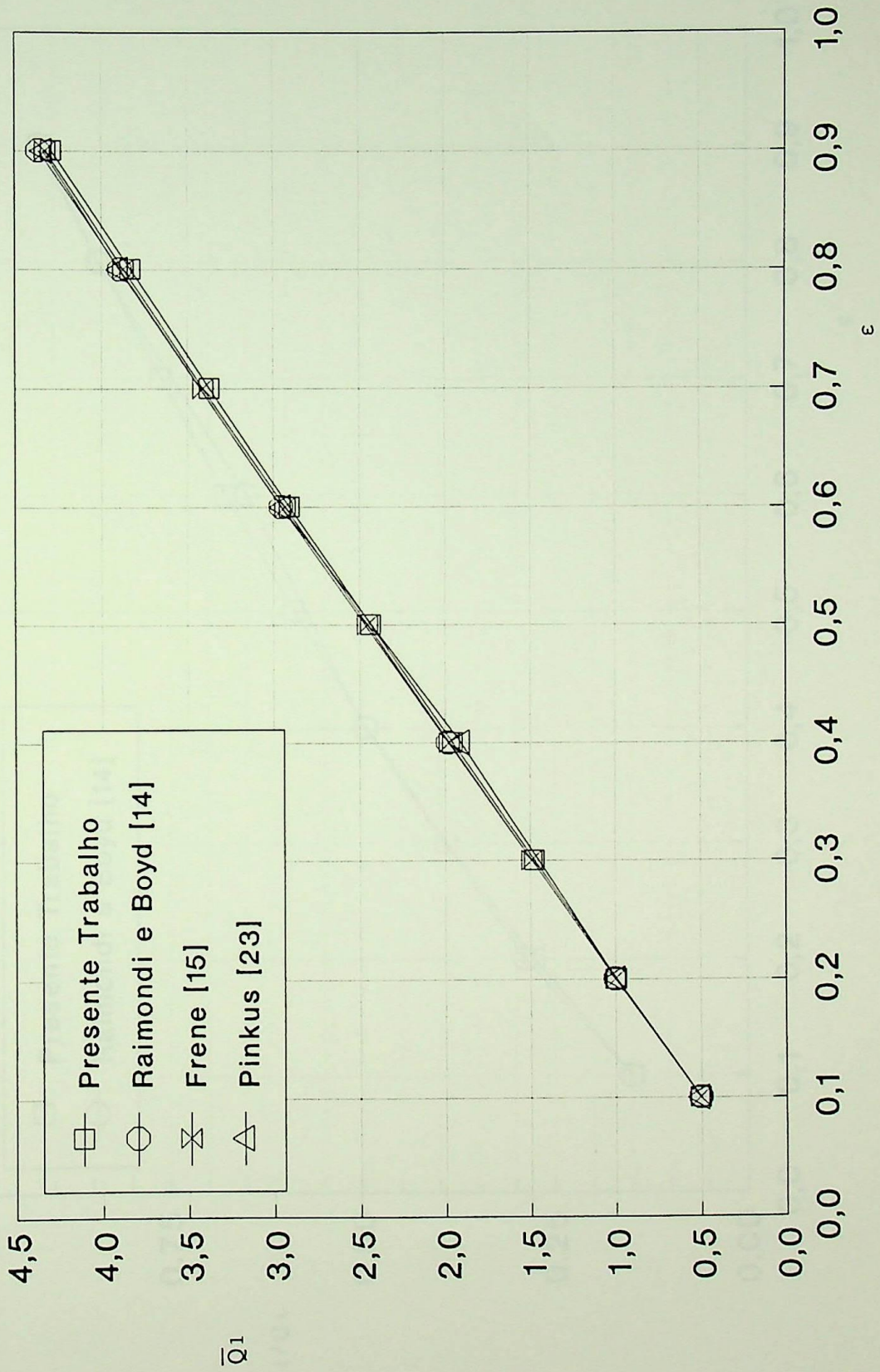


Figura 4.7 - Análise comparativa de \bar{Q}_1 versus ϵ para $L/D = 1$

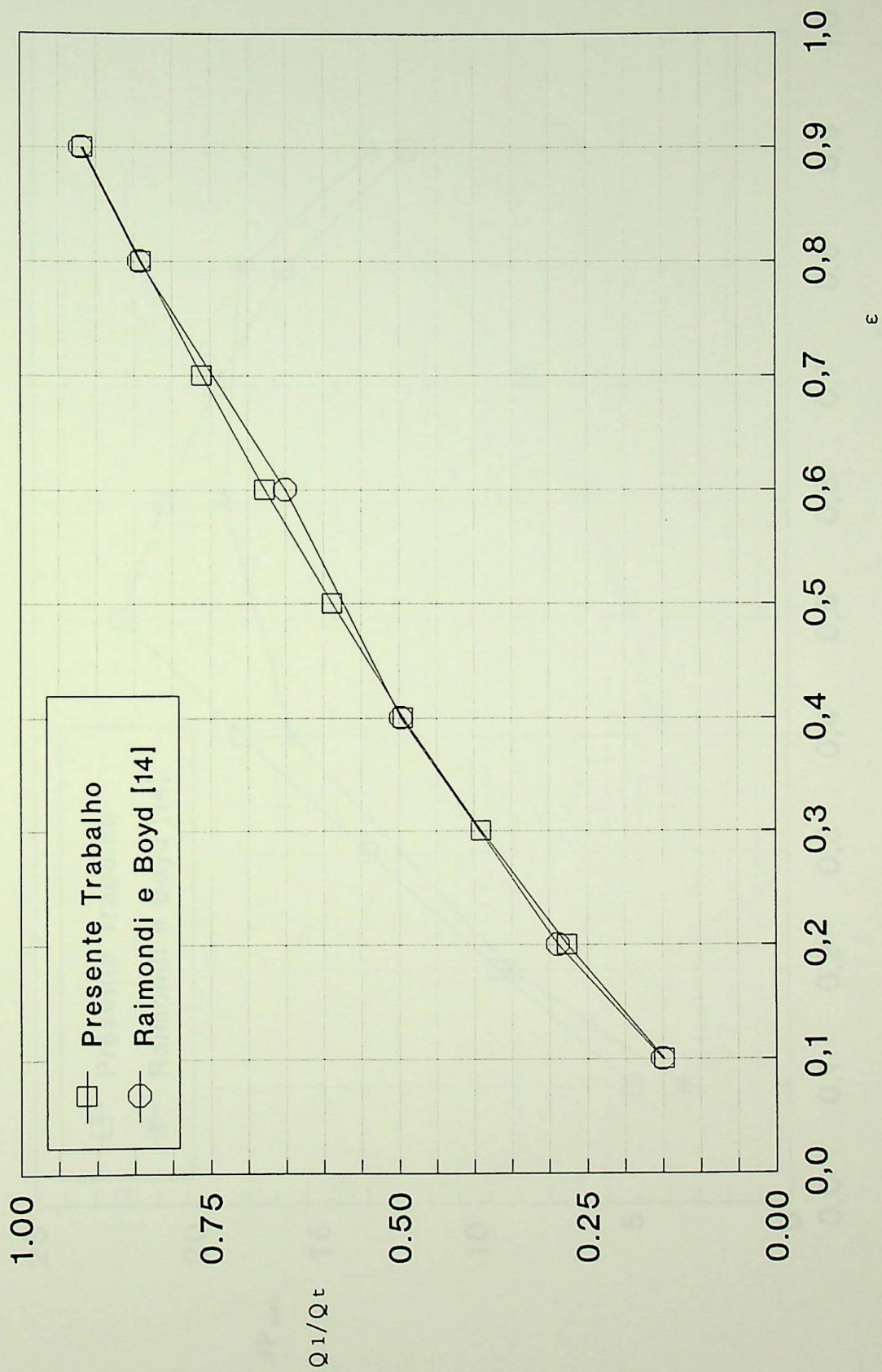


Figura 4.8 - Análise comparativa de Q_1/Q_t versus ϵ para $L/D = 1$

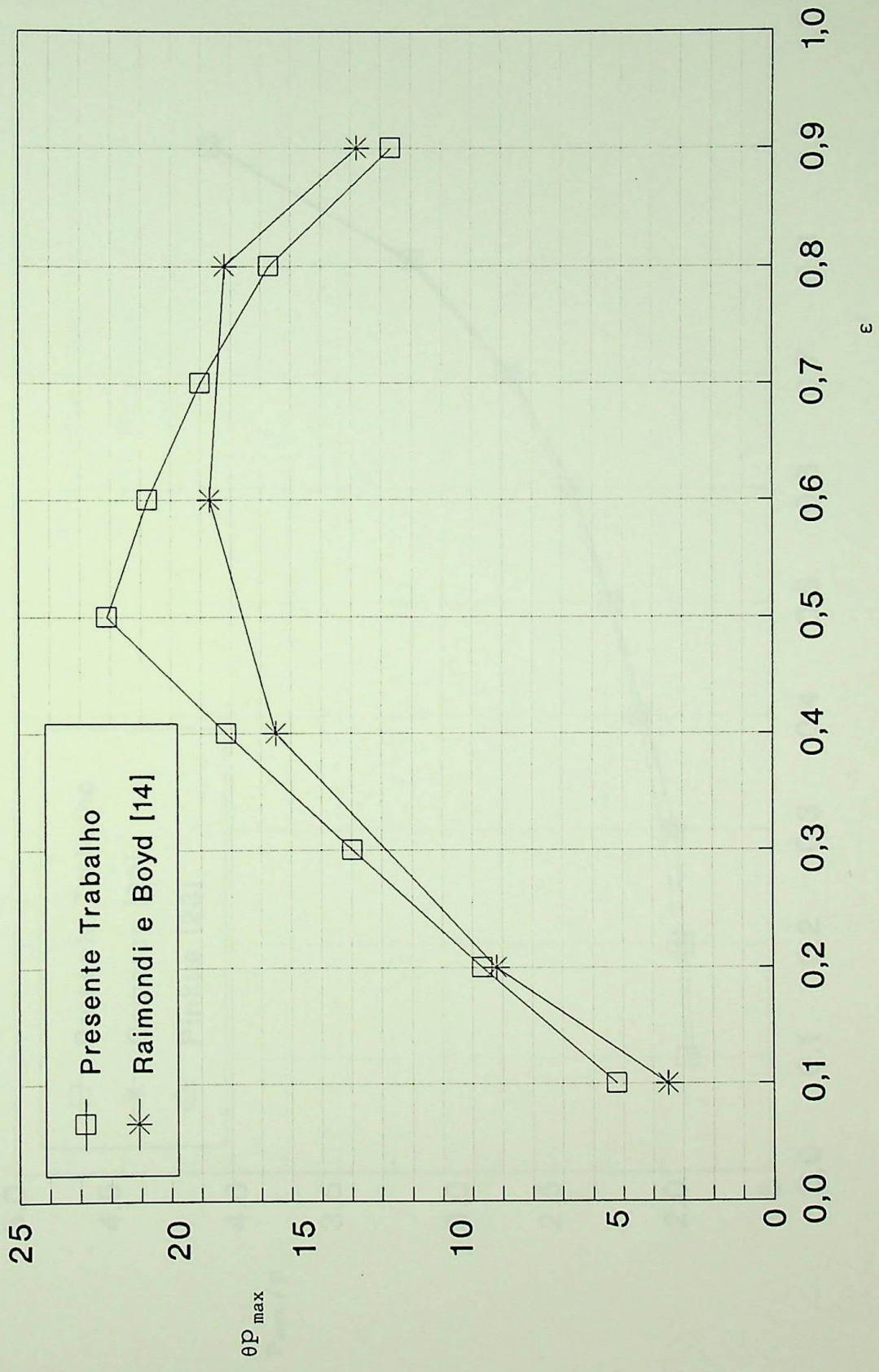


Figura 4.9 - Análise comparativa de θP_{\max} versus ϵ para $L/D = 1$

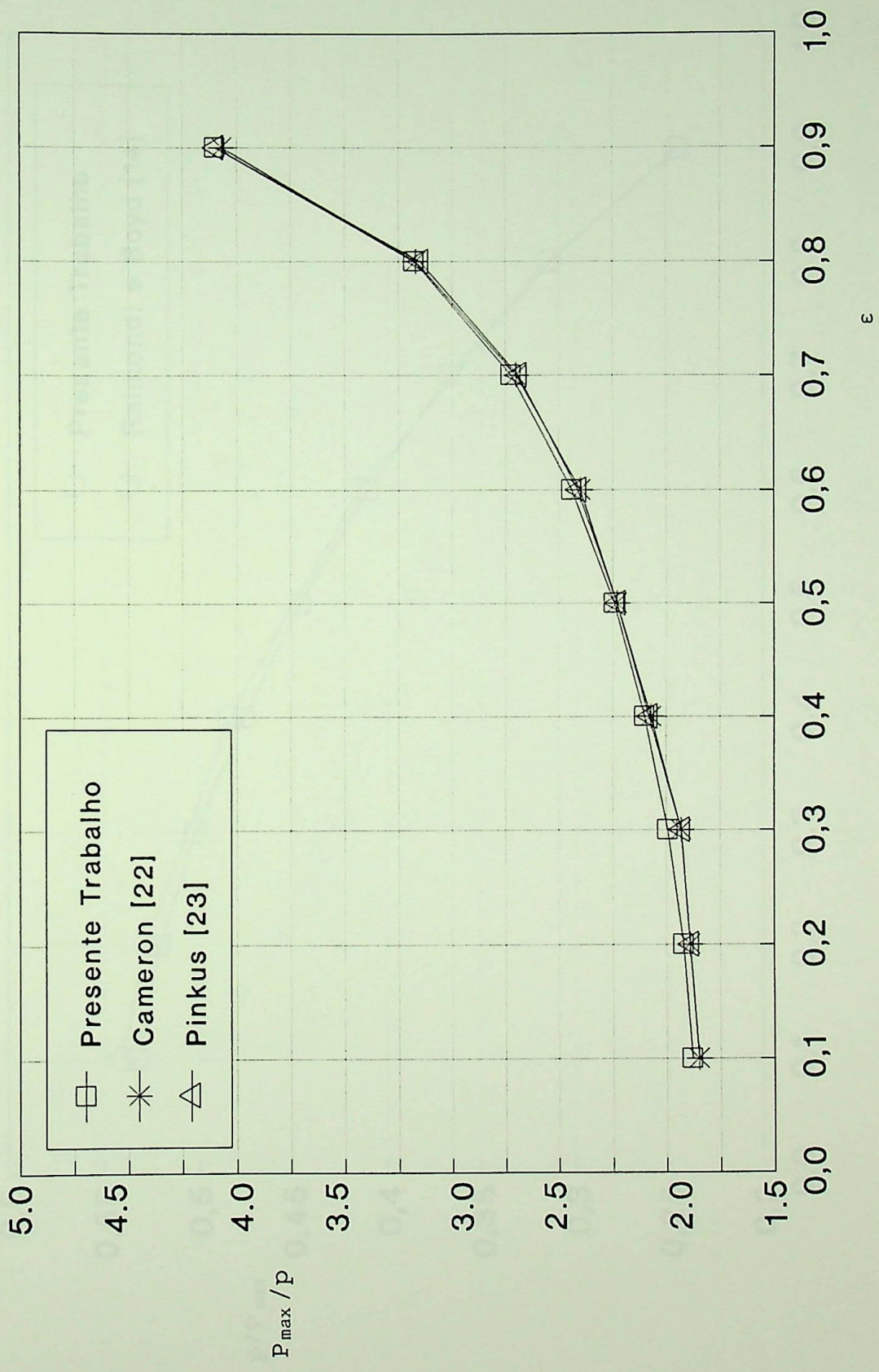


Figura 4.10 - Análise comparativa de P_{max}/p versus ϵ para $L/D = 1$

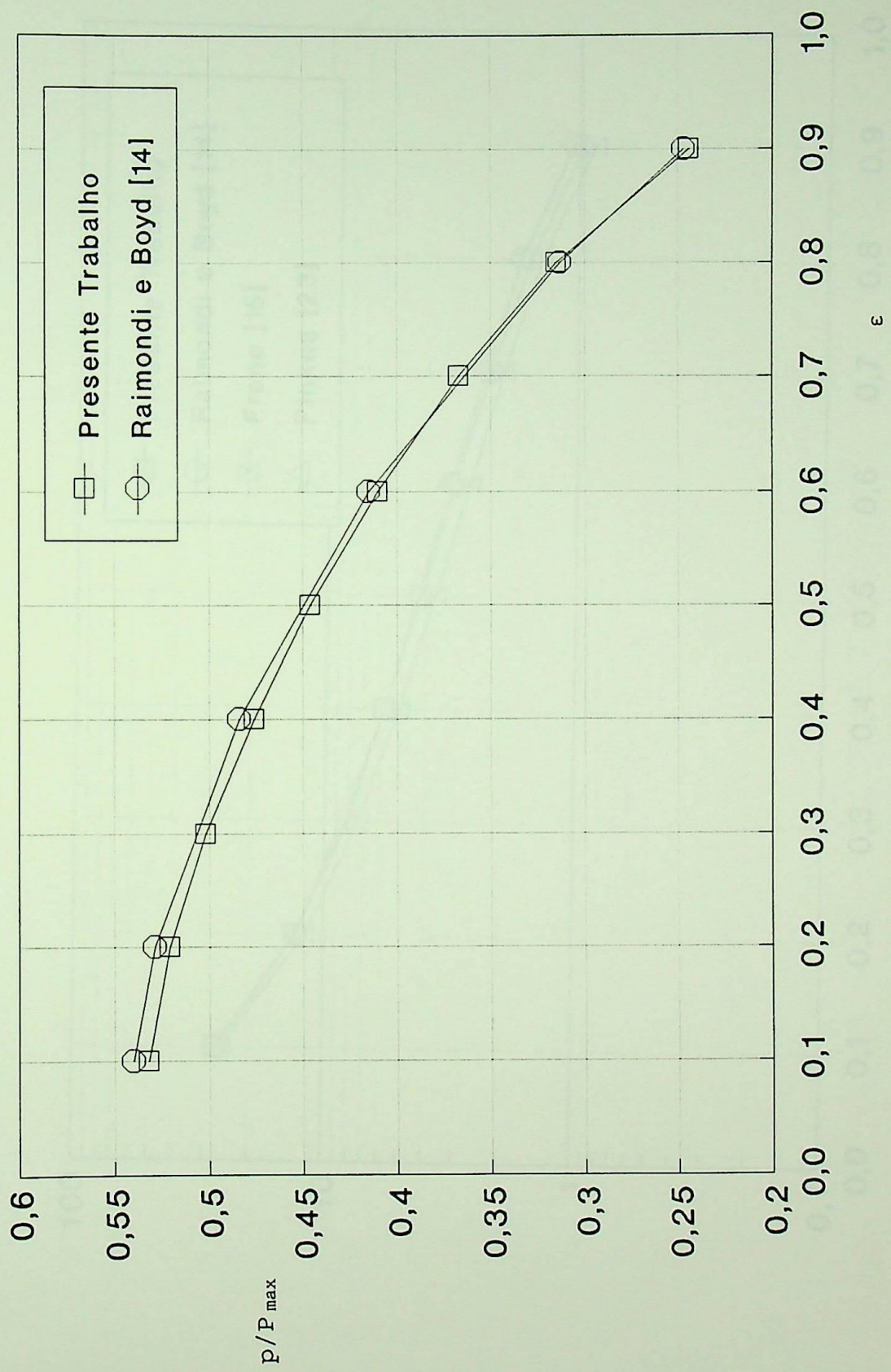


Figura 4.11 - Análise comparativa de p/P_{max} versus ϵ para $L/D = 1$

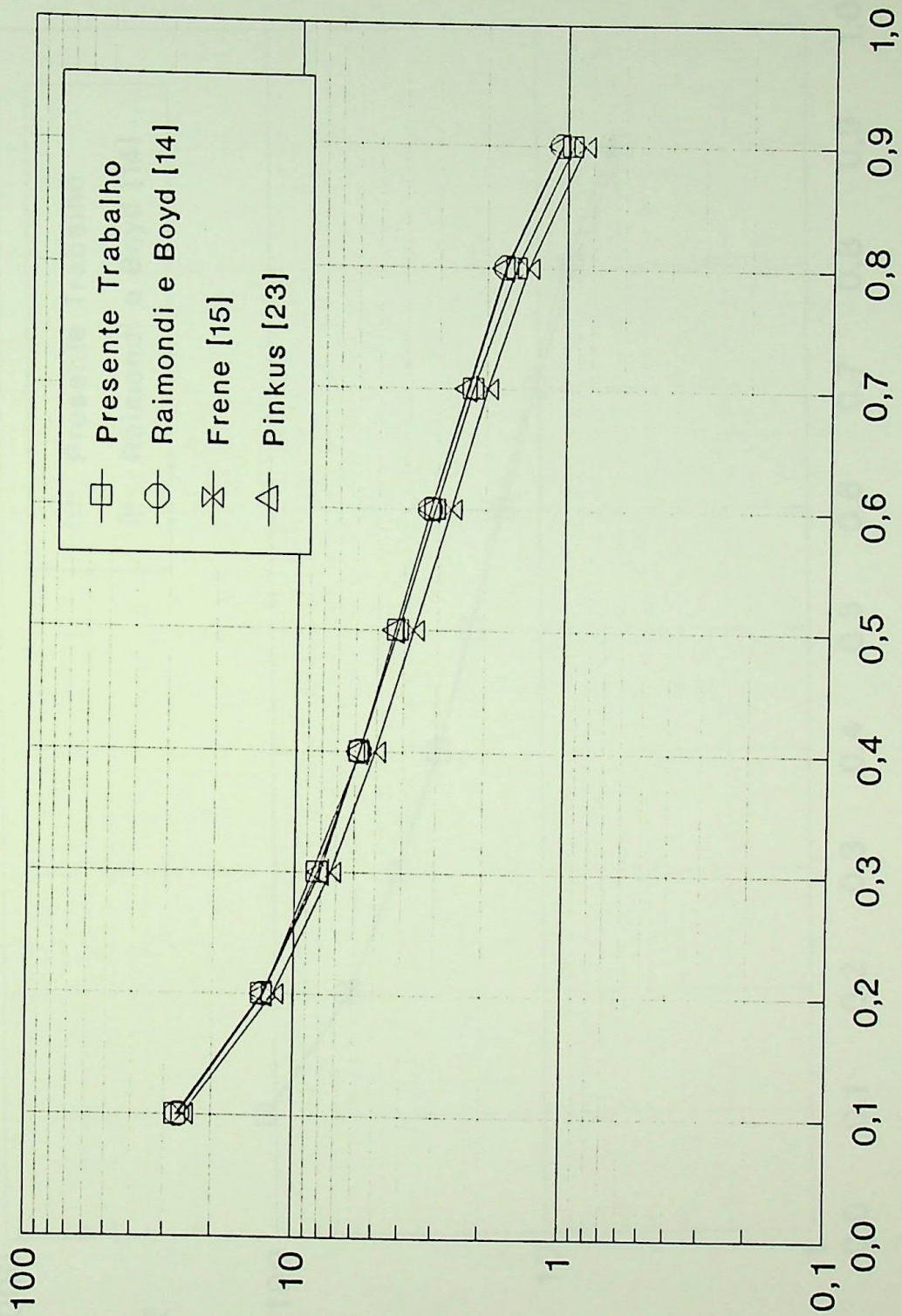


Figura 4.12 - Análise comparativa de $f(R/c)$ versus ϵ para $L/D = 1$

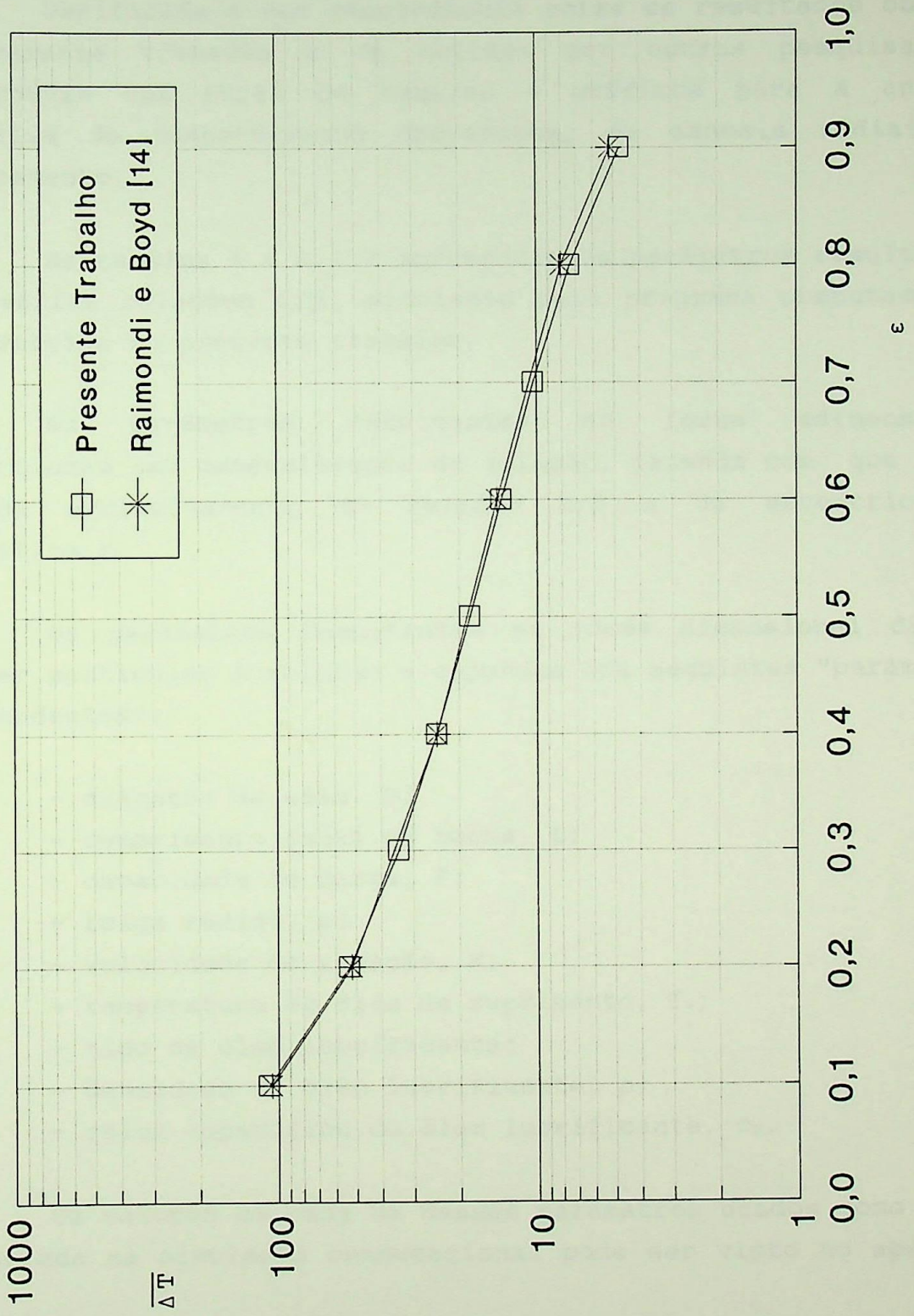


Figura 4.13 - Análise comparativa de $\overline{\Delta T}$ versus ϵ para $L/D = 1$

4.4 - RESULTADOS DO PRESENTE TRABALHO

Verificada a boa concordância entre os resultados obtidos no presente trabalho e os obtidos por outros pesquisadores elaborou-se uma série de tabelas e gráficos para a análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

As tabelas 4.4 a 4.7 apresentam os parâmetros resultantes para várias relações L/D , simuladas pelo programa computacional desenvolvido no presente trabalho.

Os parâmetros resultantes na forma adimensional proporcionam uma generalização da solução, fazendo com que esta dependa exclusivamente da relação L/D e da excentricidade específica ε .

Os parâmetros resultantes na forma dimensional dão um caráter particular à solução e dependem dos seguintes "parâmetros independentes":

- diâmetro do eixo, D ;
- comprimento axial da bucha, L ;
- capacidade de carga, F ;
- folga radial, c ;
- velocidade de rotação, N ;
- temperatura do óleo de suprimento, T_s ;
- tipo de óleo lubrificante;
- densidade do óleo lubrificante, ρ ;
- calor específico do óleo lubrificante, c_p .

Os valores de cada um desses parâmetros usados como dados de entrada na simulação computacional pode ser visto no apêndice A8.

Para uma melhor visualização do comportamento dos "parâmetros resultantes" mostrados nas tabelas 4.4 a 4.7, construíram-se as figuras 4.14 a 4.35.

ε	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Parâmetros Adimensionais									
ho/c	0.900	0.800	0.700	0.600	0.500	0.400	0.300	0.200	0.100
S	16.716	7.798	4.624	2.921	1.841	1.109	0.605	0.273	0.079
\bar{F}	0.019	0.041	0.069	0.109	0.173	0.287	0.526	1.165	4.046
ϕ	82.410	75.407	68.363	61.285	54.159	46.929	39.465	31.486	22.301
\bar{Q}_t	3.440	3.739	4.037	4.335	4.633	4.930	5.228	5.525	5.823
\bar{Q}_l	0.609	1.217	1.826	2.434	3.042	3.651	4.260	4.870	5.481
\bar{Q}_{rec}	2.832	2.521	2.211	1.901	1.590	1.279	0.968	0.656	0.341
Q_l/Q_t	0.177	0.326	0.452	0.561	0.657	0.741	0.815	0.881	0.941
θ_{max}	105.000	120.000	130.004	135.000	145.004	150.000	154.996	160.050	165.000
θ_{pmax}	7.410	15.407	18.367	16.285	19.163	16.929	14.462	11.536	7.301
\bar{P}_{max}	0.019	0.043	0.078	0.134	0.236	0.441	0.931	2.481	11.425
P_{max}/P	2.006	2.099	2.257	2.460	2.730	3.073	3.540	4.260	5.648
P/P_{max}	0.498	0.476	0.443	0.407	0.366	0.325	0.282	0.235	0.177
f(R/c)	331.715	157.192	95.768	62.979	42.039	27.419	16.792	9.037	3.599
ΔP_{ot}	1.005	1.021	1.049	1.092	1.157	1.253	1.405	1.676	2.318
$\Delta \bar{T}$	1329.267	631.087	385.226	253.837	169.785	110.972	68.116	36.746	14.675
Parâmetros Dimensionais									
T_{ef} [°C]	85.053	72.165	66.266	62.856	60.750	59.523	59.062	59.556	62.083
$\mu_{ef} \cdot 10^3$ [Pa.s]	6.1	8.6	10.3	11.5	12.3	12.8	13.0	12.8	11.8
T_{mist} [°C]	80.680	65.911	58.591	53.934	50.605	48.044	45.956	44.149	42.446
T_{rec} [°C]	89.425	78.419	73.941	71.777	70.895	71.001	72.168	74.963	81.720

Tabela 4.4 - Parâmetros Resultantes para L/D = 1/4
- Domínio Computacional 6 X 24

ϵ	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Parâmetros Adimensionais									
ho/c	0.900	0.800	0.700	0.600	0.500	0.400	0.300	0.200	0.100
S	4.408	2.069	1.242	0.801	0.520	0.327	0.191	0.096	0.035
\bar{F}	0.072	0.154	0.256	0.397	0.612	0.972	1.665	3.307	9.207
ϕ	81.731	75.197	68.616	61.985	55.289	48.477	41.400	33.755	25.016
\bar{Q}_t	3.423	3.701	3.978	4.253	4.526	4.798	5.068	5.336	5.602
\bar{Q}_l	0.581	1.160	1.739	2.316	2.894	3.471	4.049	4.630	5.217
\bar{Q}_{rec}	2.842	2.541	2.240	1.937	1.633	1.327	1.018	0.706	0.385
Q_l/Q_t	0.170	0.313	0.427	0.545	0.639	0.723	0.799	0.868	0.931
θ_{max}	105.000	115.004	124.996	135.000	145.004	150.000	154.996	160.050	165.000
θ_{pmax}	6.731	10.201	13.612	16.985	20.292	18.477	16.396	13.804	10.016
\bar{P}_{max}	0.070	0.155	0.273	0.456	0.764	1.349	2.623	6.170	22.541
P_{max}/P	1.942	2.012	2.130	2.295	2.498	2.775	3.152	3.731	4.897
P/P_{max}	0.515	0.497	0.469	0.436	0.400	0.360	0.317	0.268	0.204
f(R/c)	87.492	41.719	25.743	17.280	11.892	8.112	5.316	3.193	1.585
$\overline{\Delta P}_{Pot}$	1.005	1.021	1.050	1.093	1.158	1.255	1.408	1.681	2.323
$\overline{\Delta T}$	351.021	167.962	104.054	70.159	48.527	33.289	21.951	13.285	6.655

Parâmetros Dimensionais

T_{ef} [$^{\circ}C$]	86.075	72.980	66.986	63.523	61.386	60.142	59.681	60.192	62.755
$\mu_{ef} \cdot 10^3$ [Pa.s]	6.0	8.4	10.1	11.2	12.0	12.5	12.7	12.5	11.5
T_{mist} [$^{\circ}C$]	81.803	66.850	59.439	54.721	51.338	48.727	46.586	44.718	42.929
T_{rec} [$^{\circ}C$]	90.346	78.109	74.531	72.325	71.433	71.558	72.776	75.667	82.580

Tabela 4.5 - Parâmetros Resultantes para L/D = 1/2
- Domínio Computacional 9 X 25

ε	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Parâmetros Adimensionais									
ho/c	0.900	0.800	0.700	0.600	0.500	0.400	0.300	0.200	0.100
S	1.359	0.646	0.398	0.266	0.183	0.124	0.080	0.046	0.020
\bar{F}	0.234	0.493	0.801	1.196	1.744	2.577	4.000	6.909	15.631
ϕ	80.212	74.649	68.981	63.156	57.111	50.764	44.005	36.661	27.656
\bar{Q}_t	3.367	3.579	3.777	3.962	4.132	4.289	4.432	4.561	4.677
\bar{Q}_l	0.497	0.988	1.474	1.955	2.431	2.902	3.368	3.829	4.287
\bar{Q}_{rec}	2.870	2.591	2.303	2.006	1.701	1.387	1.064	0.732	0.390
Q_l/Q_t	0.148	0.276	0.390	0.494	0.588	0.677	0.760	0.840	0.917
θ_{max}	105.000	115.004	124.996	135.000	145.004	150.000	154.996	160.050	165.000
θ_{pmax}	5.212	9.652	13.977	18.156	22.115	20.764	19.002	16.711	12.656
\bar{P}_{max}	0.220	0.473	0.798	1.255	1.955	3.141	5.444	10.972	32.030
P_{max}/P	1.880	1.920	1.993	2.100	2.243	2.439	2.722	3.176	4.098
P/P_{max}	0.532	0.521	0.502	0.476	0.446	0.410	0.367	0.315	0.244
f(R/c)	26.982	13.034	8.255	5.769	4.201	3.091	2.243	1.557	0.956
ΔP_{Pot}	1.006	1.022	1.052	1.098	1.166	1.267	1.428	1.712	2.379
$\Delta \bar{T}$	108.713	53.091	34.122	24.296	18.099	13.687	10.258	7.394	4.742
Parâmetros Dimensionais									
T_{ef} [$^{\circ}C$]	89.543	75.815	69.535	65.929	63.734	62.500	62.118	62.809	65.761
$\mu_{ef} \cdot 10^3$ [Pa.s]	5.5	7.8	9.3	10.4	11.1	11.6	11.7	11.5	10.4
T_{mist} [$^{\circ}C$]	85.643	70.079	62.373	57.432	53.841	50.995	48.563	46.308	43.965
T_{rec} [$^{\circ}C$]	93.543	81.552	76.697	74.425	73.627	74.006	75.674	79.309	87.558

Tabela 4.6 - Parâmetros Resultantes para L/D = 1
- Domínio Computacional 10 X 25

ϵ	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Parâmetros Adimensionais									
h ₀ /c	0.900	0.800	0.700	0.600	0.500	0.400	0.300	0.200	0.100
S	0.575	0.278	0.177	0.124	0.091	0.067	0.048	0.032	0.016
\bar{F}	0.554	1.114	1.798	2.560	3.504	4.770	6.667	10.079	19.402
ϕ	76.999	72.471	67.874	63.146	58.226	53.056	47.518	41.085	31.787
\bar{Q}_t	3.261	3.338	3.376	3.376	3.444	3.283	3.199	3.097	2.980
\bar{Q}_l	0.336	0.658	0.967	1.262	1.543	1.812	2.069	2.317	2.562
\bar{Q}_{rec}	2.925	2.680	2.409	2.114	1.800	1.471	1.130	0.780	0.419
Q_l/Q_t	0.103	0.197	0.286	0.374	0.462	0.552	0.647	0.748	0.860
θ_{max}	105.000	115.004	124.996	135.000	145.004	150.000	154.996	160.050	165.000
θ_{pmax}	1.999	7.474	12.870	18.146	23.230	23.056	22.514	21.134	16.787
\bar{P}_{max}	0.493	1.030	1.657	2.441	3.508	5.095	7.852	13.788	34.616
P/P_{max}	1.779	1.801	1.843	1.907	2.002	2.136	2.355	2.736	3.568
P/P_{max}	0.562	0.555	0.543	0.524	0.500	0.468	0.425	0.366	0.280
f (R/c)	11.411	5.622	3.683	2.703	2.100	1.679	1.354	1.073	0.771
ΔP_{pot}	1.006	1.023	1.054	1.101	1.171	1.275	1.437	1.721	2.380
ΔT	46.357	23.475	16.004	12.374	10.261	8.878	7.861	6.953	5.700

Parâmetros Dimensionais

T_{ef} [°C]	99.371	83.773	76.771	72.833	70.520	69.319	69.114	70.171	73.908
$\mu_{ef} \cdot 10^3$ [Pa.s]	4.5	6.3	7.6	8.5	9.1	9.4	9.4	9.1	8.2
T_{mist} [°C]	96.151	78.987	70.625	65.287	61.364	58.147	55.203	52.142	48.353
T_{rec} [°C]	102.591	88.559	82.918	80.380	79.676	80.492	83.026	88.201	99.463

Tabela 4.7 - Parâmetros Resultantes para L/D = 2
- Domínio Computacional 12 X 26

A figura 4.14 mostra o comportamento da capacidade de carga adimensional, \bar{F} , em função da excentricidade específica, ϵ . Pode-se observar que a capacidade de carga aumenta com o aumento da relação L/D e da excentricidade. Em um projeto real acontece de forma inversa, conhecendo-se a carga a ser aplicada ao mancal define-se o perfil do filme e conseqüentemente todos os outros parâmetros resultantes. Por esta razão a figura 4.14 deve ser a primeira figura a ser consultada na realização de uma análise.

A Prática recomenda a seguinte faixa de excentricidade específica de trabalho, $0.3 \leq \epsilon \leq 0.7$, para mancais radiais de deslizamento. Essa recomendação prática decorre dos seguintes problemas:

- desalinhamento na montagem do eixo;
- deflexão do eixo;
- contato metálico na região de espessura mínima do filme de óleo;
- altas temperaturas efetivas de operação.

Um outro parâmetro importante e muito usado pelos pesquisadores como elemento base na análise preditiva de mancais é o número de Sommerfeld, S. A figura 4.15 mostra o comportamento do número de Sommerfeld, de onde pode-se observar que este decresce com o aumento da relação L/D e da excentricidade.

O ângulo, ϕ , parâmetro importante que localiza o ponto de espessura mínima do filme de óleo tem o seu comportamento mostrado na figura 4.16, de onde pode-se observar que este diminui com o aumento da excentricidade. Para excentricidade maior que 0.4, o ângulo ϕ aumenta com o aumento da relação L/D. Para excentricidade menor que 0.3, ocorre o inverso.

Os ângulos, θ_{\max} e $\theta_{p_{\max}}$, são importantes na localização do ponto de máxima pressão no mancal. O comportamento de θ_{\max} e $\theta_{p_{\max}}$ são mostrados respectivamente nas figuras 4.17 e 4.18. Pode-se observar na figura 4.17 que o ângulo θ_{\max} aumenta com a excentricidade e permanece constante com a variação da relação L/D, exeto para $\epsilon = 0.2$ e 0.3 . Na figura 4.18 observa-se que o

ângulo $\theta_{p_{\max}}$ aumenta até um determinado valor e depois decresce com o aumento da excentricidade. Para $L/D = 1/4$ o valor máximo de $\theta_{p_{\max}}$ ocorre para $\varepsilon = 0.4$. Para as outras relações L/D o valor máximo ocorre para $\varepsilon = 0.5$.

É bom observar que a precisão dos ângulos θ_{\max} e $\theta_{p_{\max}}$, no presente trabalho são muito dependentes do grau de refinamento da malha adotada.

As figuras 4.19 e 4.20 mostram o comportamento da distribuição de pressão adimensional, \bar{P} , no plano médio do mancal em função da sua direção circunferencial, θ , respectivamente para várias relações L/D e $\varepsilon = 0.5$ e para várias excentricidades e $L/D = 1$. Pode-se observar através da figura 4.19 que a pressão adimensional aumenta com o aumento da relação L/D e através da figura 4.20 que com o aumento da excentricidade há uma maior concentração de pressão, o que poderia causar danos no revestimento do mancal.

A figura 4.21 mostra o comportamento da pressão máxima adimensional, \bar{P}_{\max} , na qual observa-se que esta aumenta com o aumento da relação L/D e da excentricidade.

Resultados experimentais tem comprovado que a pressão hidrodinâmica máxima, P_{\max} , não deve ultrapassar em três vezes a pressão específica, p , pois isso poderia proporcionar a ocorrência de falhas prematuras do revestimento de babbitt do mancal.

O comportamento da relação de pressão P_{\max}/p é mostrado na figura 4.22, de onde se observa que esta aumenta com o aumento da excentricidade e com a diminuição da relação L/D .

As figuras 4.23 a 4.26 mostram o comportamento das componentes adimensionais da vazão de lubrificante existente em um mancal radial. O conhecimento dessas componentes de vazão são de grande importância para o sistema de suprimento de óleo e para o dimensionamento de sistemas de resfriamento deste.

Na figura 4.23 pode-se observar que a vazão total adimensional, \bar{Q}_t , diminui com o aumento da relação L/D e aumenta com o aumento da excentricidade, exceto para L/D = 2. Observa-se também que a vazão total tende a inverter seu comportamento em função da excentricidade a partir da relação L/D = 2, ou seja, diminuir com o aumento da excentricidade. Isso confirma a hipótese de que quando L/D tende para ∞ a vazão lateral tende para zero.

Na figura 4.24 pode-se observar que a vazão adimensional lateral, \bar{Q}_l , aumenta com o aumento da excentricidade e diminui com o aumento da relação L/D, ou seja, a vazão lateral tende para zero a medida que a relação L/D aumenta, confirmando a hipótese de vazão lateral igual a zero para L/D = ∞ .

Na figura 4.25 pode-se observar que a vazão adimensional de recirculação, \bar{Q}_{rec} , diminui com a relação L/D e com o aumento da excentricidade.

Na figura 4.26 pode-se observar que a relação de vazão lateral, Q_l/Q_t , ou seja, a porcentagem da vazão total que sai pela lateral do mancal, aumenta com a diminuição da relação L/D e com o aumento da excentricidade.

As figuras 4.27 a 4.31 mostram o comportamento de um grupo de variáveis, acopladas não linearmente, muito importante na determinação das características térmicas de um mancal.

A figura 4.27 mostra o comportamento do coeficiente de atrito, $f(R/c)$, parâmetro este muito importante na determinação da perda de potência. Pode-se observar na figura 4.27 que o coeficiente de atrito diminui com o aumento da excentricidade e da relação L/D.

A figura 4.28 mostra o comportamento da perda de potência adimensional, $\Delta\bar{P}_{ot}$, parâmetro este muito importante na determinação da elevação de temperatura. Pode-se observar na figura 4.28 que a perda de potência adimensional aumenta com o aumento da excentricidade e que praticamente não varia com a relação L/D.

A perda de potência deve ser sempre que possível minimizada. Uma das maneiras de se minimizar a perda de potência está relacionada com a escolha correta do óleo lubrificante, o qual deve ser o menos viscoso possível, sem comprometer a espessura mínima do filme de óleo.

A figura 4.29 mostra o comportamento da elevação de temperatura adimensional, $\Delta\bar{T}$, parâmetro este muito importante na determinação da temperatura efetiva do filme de óleo. Pode-se observar na figura 4.29 que a elevação de temperatura adimensional diminui com o aumento da excentricidade e diminui com o aumento da relação L/D exceto para ϵ maior que 0.8 e relação L/D = 2.

A figura 4.30 mostra o comportamento da temperatura efetiva, T_{ef} , parâmetro este muito importante na determinação da viscosidade efetiva do filme de óleo e na especificação do lubrificante mais adequado. Pode-se observar na figura 4.30 que a temperatura efetiva diminui até um certo valor e depois aumenta com o aumento da excentricidade. Quanto à relação L/D, a temperatura efetiva diminui com a diminuição desta e apresenta uma tendência de convergência do comportamento a medida que a relação L/D diminui.

A temperatura efetiva do óleo geralmente é limitada pelo tipo de óleo lubrificante e pelo material do mancal. Os óleos minerais e os mancais com revestimento de babbitt admitem temperaturas de até 120°C. Pois, para valores maiores que esse os óleos ficam sujeitos a oxidação e com isso ocorre a formação de ácidos que atacam as partes metálicas do mancal.

A figura 4.31 mostra o comportamento da viscosidade efetiva, μ_{ef} , parâmetro este muito importante na determinação do coeficiente de atrito, fechando-se o ciclo de acoplamento. Pode-se observar na figura 4.31 que a viscosidade efetiva aumenta até um certo valor e depois diminui com o aumento da excentricidade. Quanto a relação L/D, a viscosidade efetiva aumenta com a diminuição desta e apresenta uma tendência de convergência de comportamento à medida que a relação L/D diminui.

As figuras 4.32 a 4.33 mostram respectivamente o comportamento da temperatura do óleo de recirculação, T_{rec} , e da temperatura de mistura, T_{mist} . O conhecimento destas temperaturas são de grande importância no controle e determinação da temperatura do óleo de suprimento.

Pode-se observar nas figuras 4.32 e 4.33 que tanto a temperatura de recirculação como a de mistura diminuem com a diminuição da relação L/D e que apresentam uma tendência de convergência do comportamento a medida que a relação L/D diminui. Quanto ao comportamento em relação à excentricidade a temperatura de recirculação diminui até um certo valor e depois aumenta com o aumento da excentricidade. Já a temperatura de mistura diminui com o aumento da excentricidade.

Sabe-se que a especificação correta do óleo lubrificante é de fundamental importância para o bom funcionamento de um mancal de deslizamento. Para tanto, normalmente, procede-se da seguinte maneira:

- usa-se um óleo de baixa viscosidade quando se tem um mancal trabalhando à alta velocidade e baixa carga;

- usa-se um óleo de alta viscosidade quando se tem um mancal trabalhando à baixa velocidade e alta carga.

Os procedimentos citados acima se devem a seguinte orientação básica: A perda de potência deve ser minimizada sempre que possível.

Portanto, simulou-se o comportamento da temperatura efetiva do filme de óleo de um mancal operando à diferentes velocidades e com diferentes óleos lubrificantes.

As figuras 4.34 e 4.35 mostram o resultado destas simulações. Pode-se observar respectivamente na figura 4.34 e 4.35 que a temperatura efetiva, T_{ef} , para uma mesma excentricidade, aumenta a medida que a rotação e a viscosidade absoluta do óleo lubrificante aumentam.

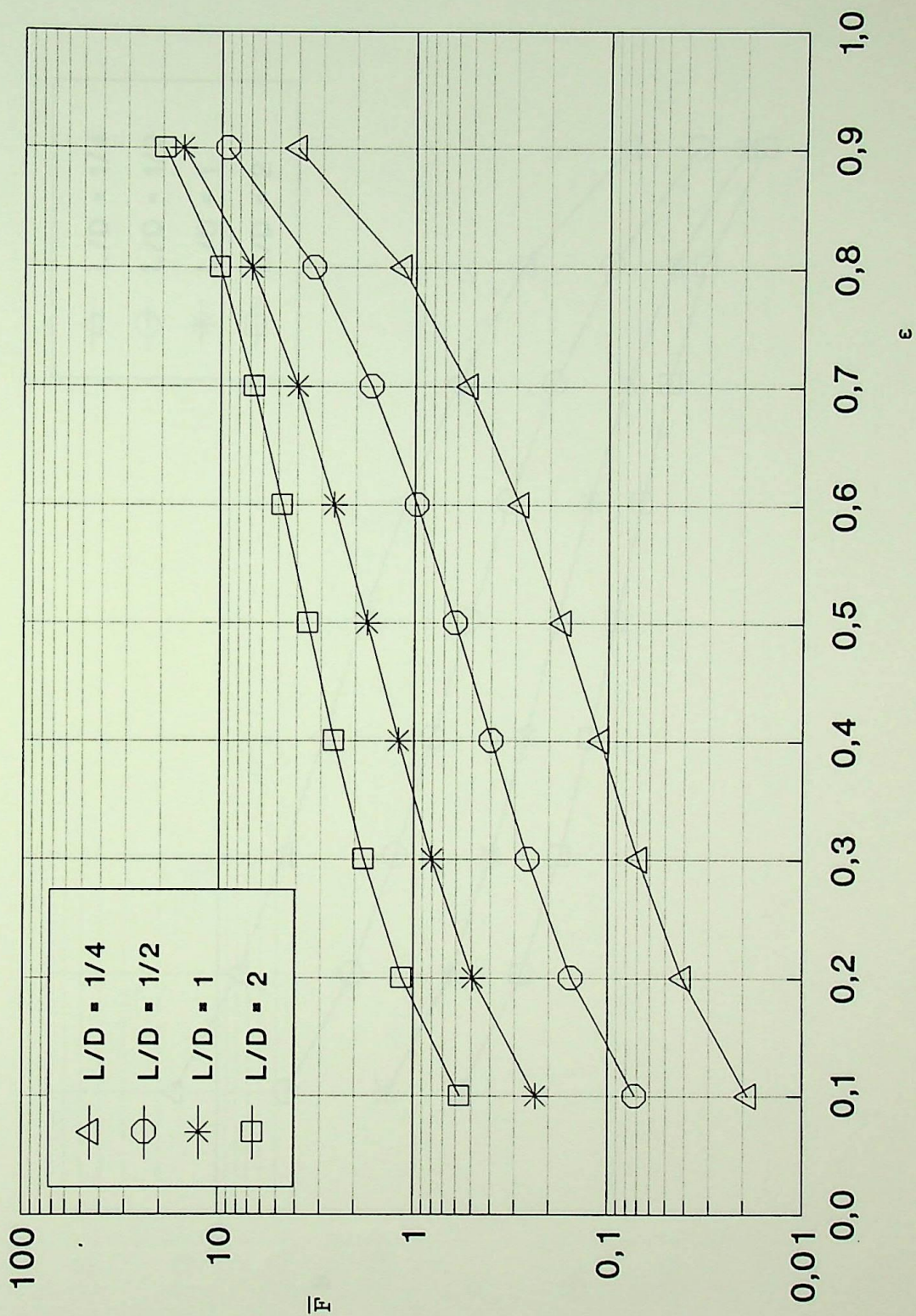


Figura 4.14 - Comportamento de \bar{F} versus ϵ

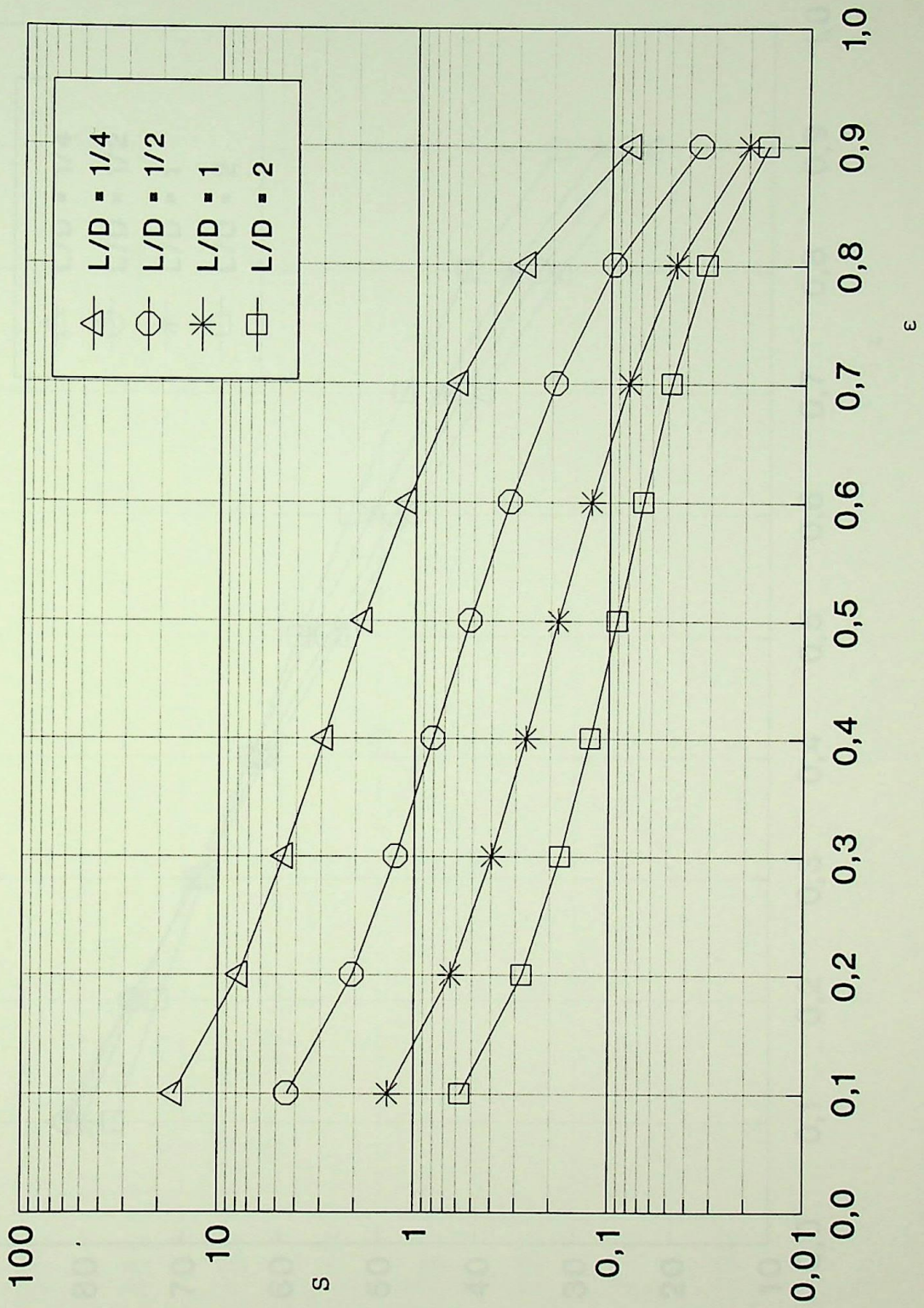


Figura 4.15 - Comportamento de S versus ϵ

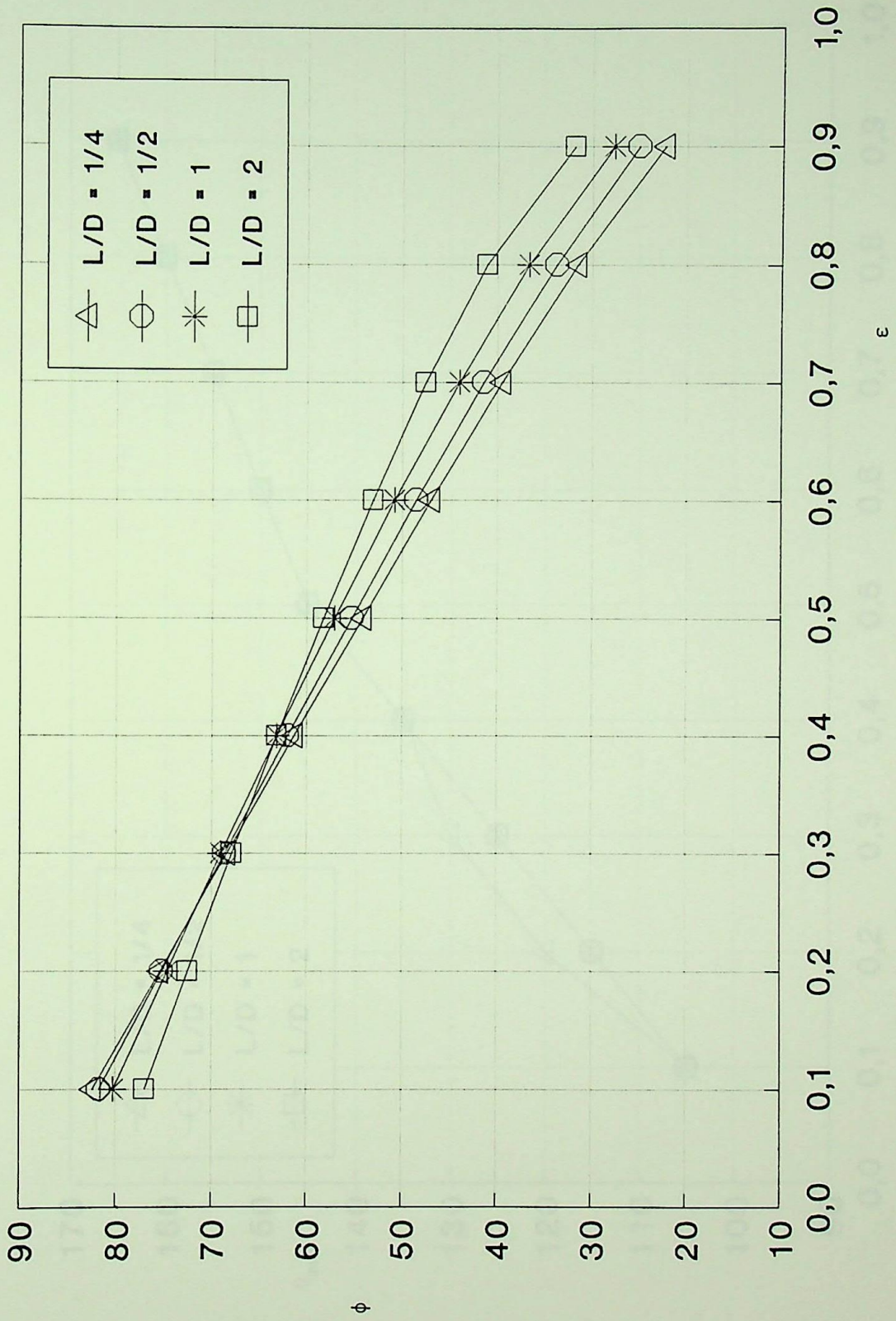


Figura 4.16 - Comportamento de ϕ versus ϵ

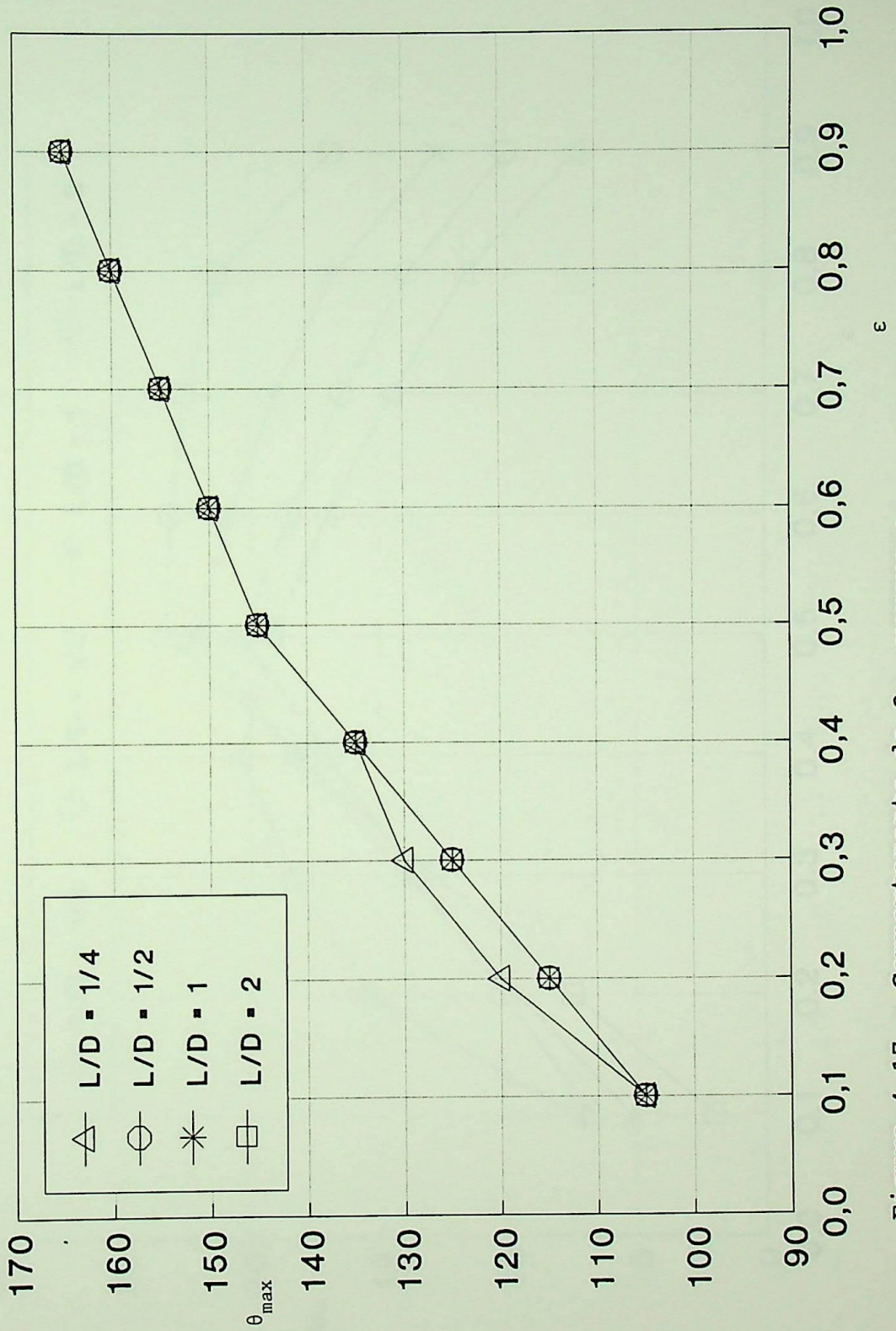


Figura 4.17 - Comportamento de θ_{\max} versus ϵ

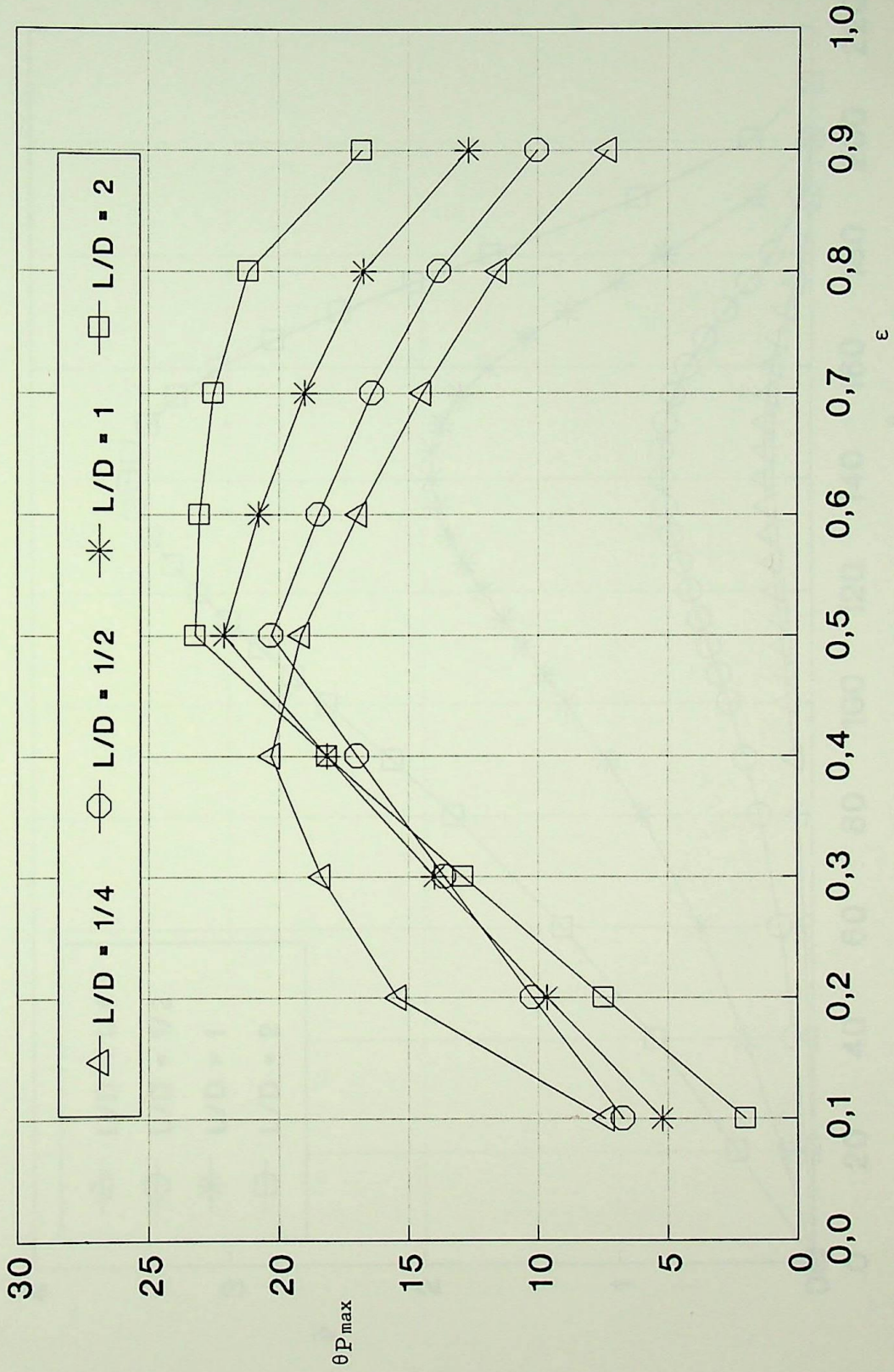


Figura 4.18 - Comportamento de θP_{\max} versus ϵ

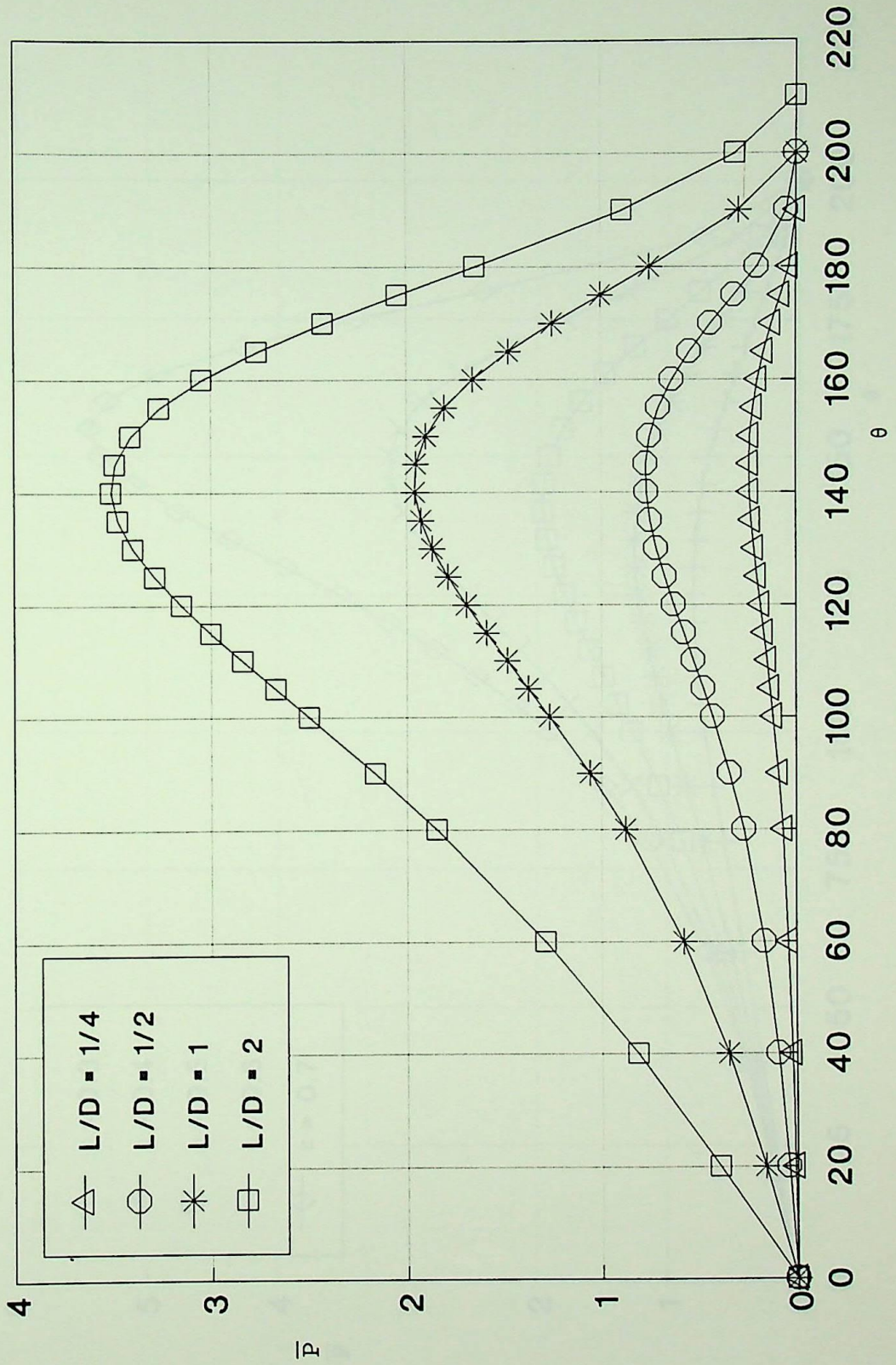


Figura 4.19 - Comportamento de \bar{P} versus θ no plano médio do mancal para $\epsilon = 0.5$

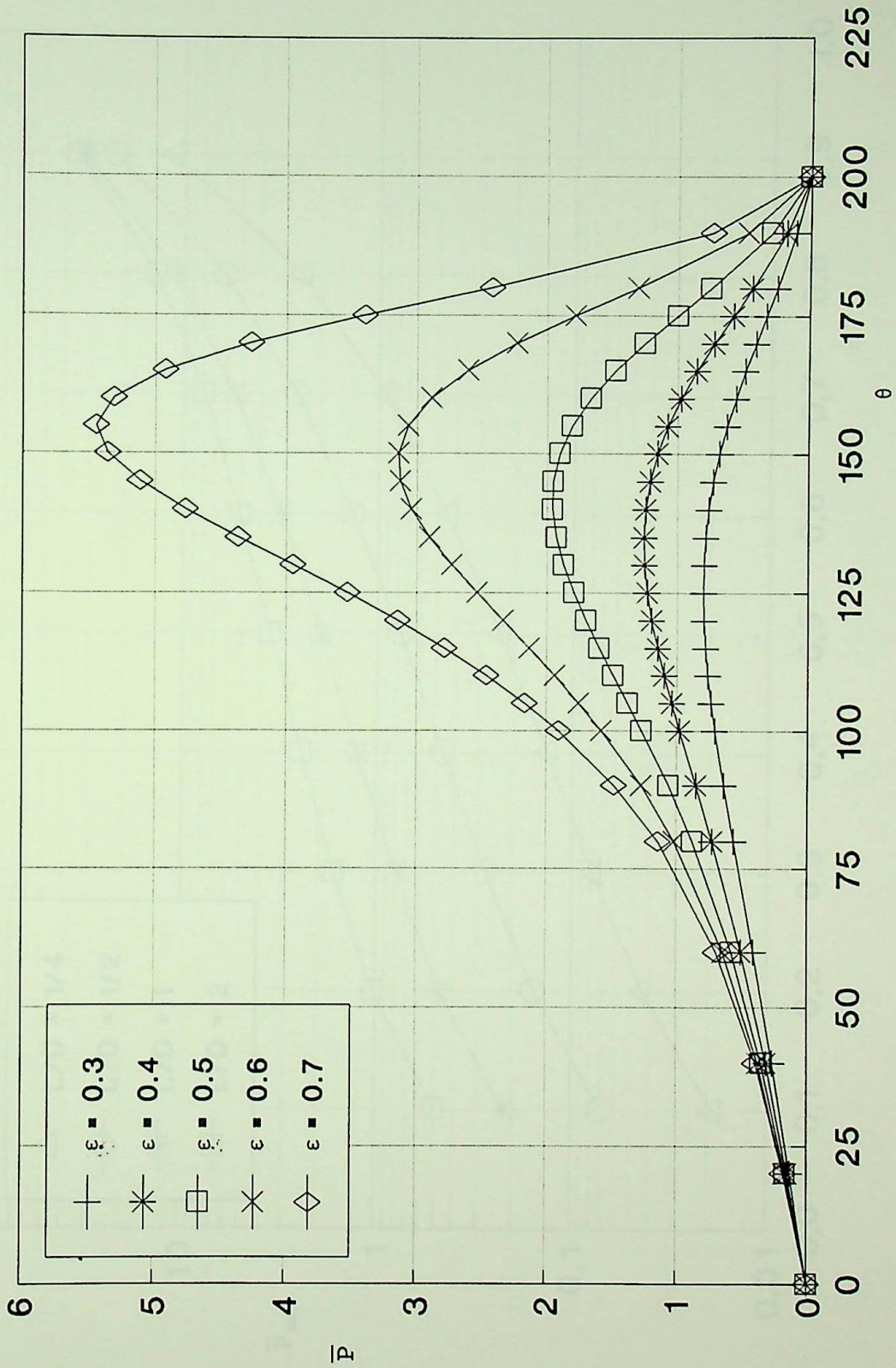


Figura 4.20 - Comportamento de \bar{P} versus θ no plano médio do mancal para $L/D = 1$

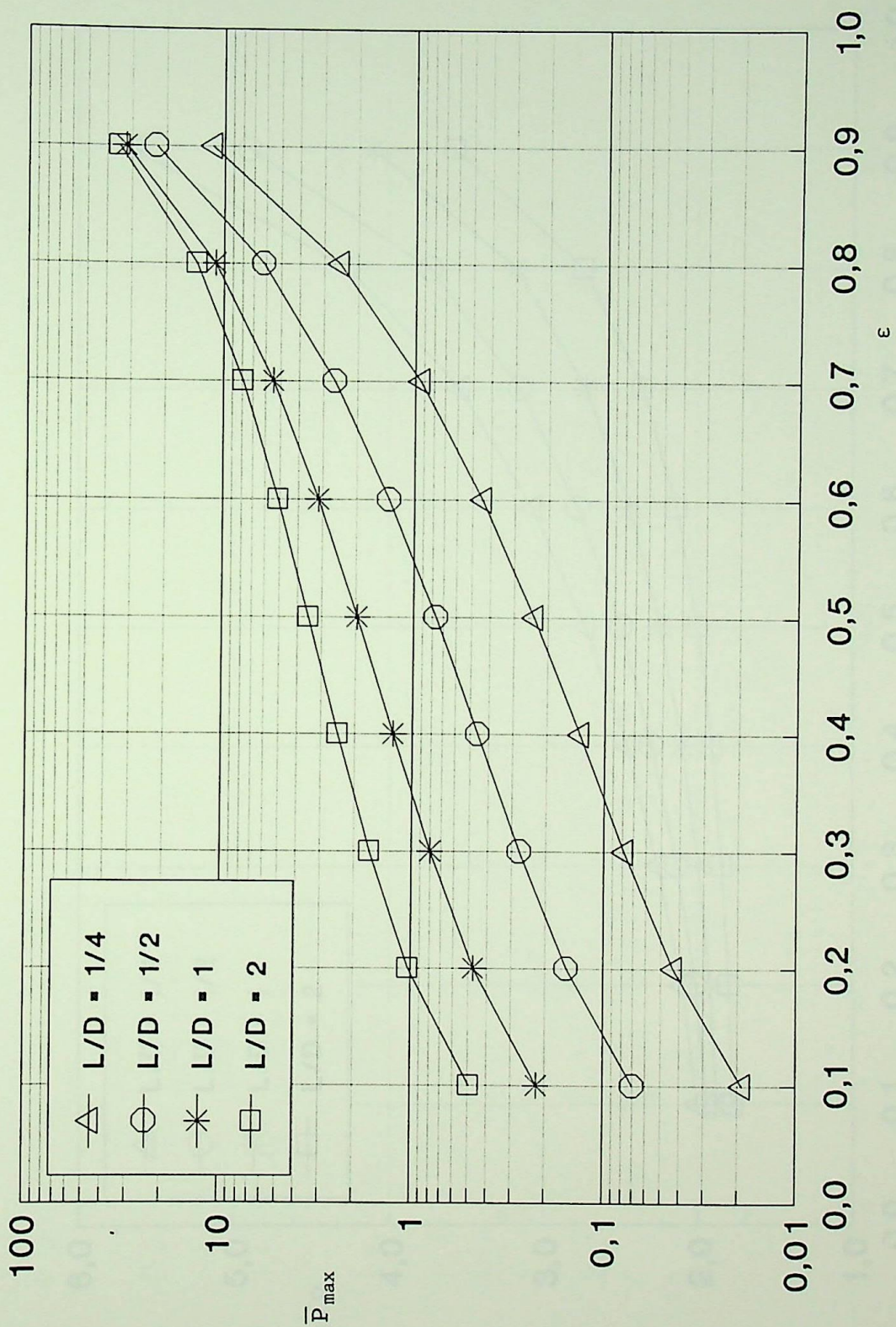


Figura 4.21 - Comportamento de \bar{P}_{max} versus ϵ

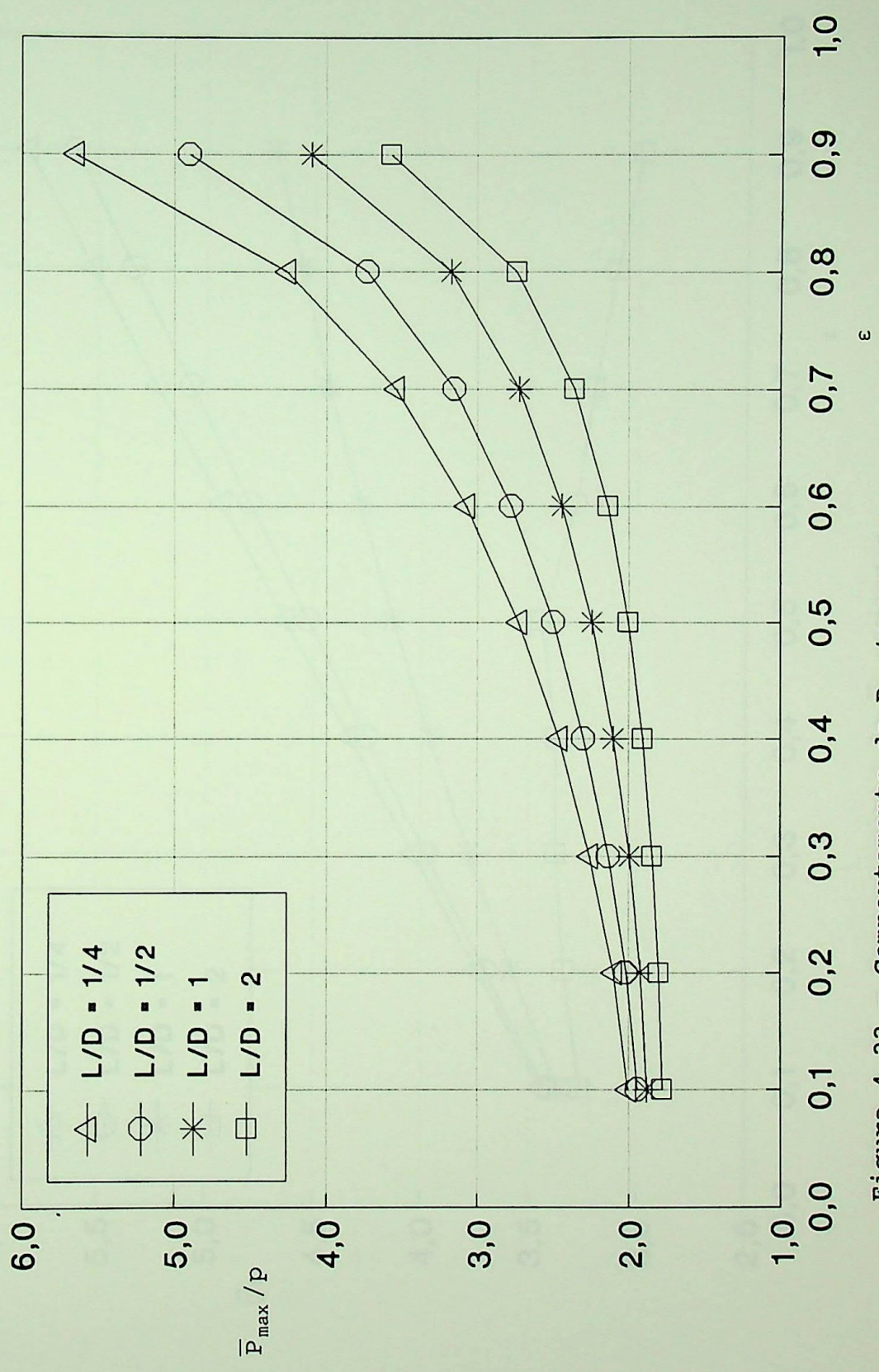


Figura 4.22 - Comportamento de P_{max}/p versus ϵ

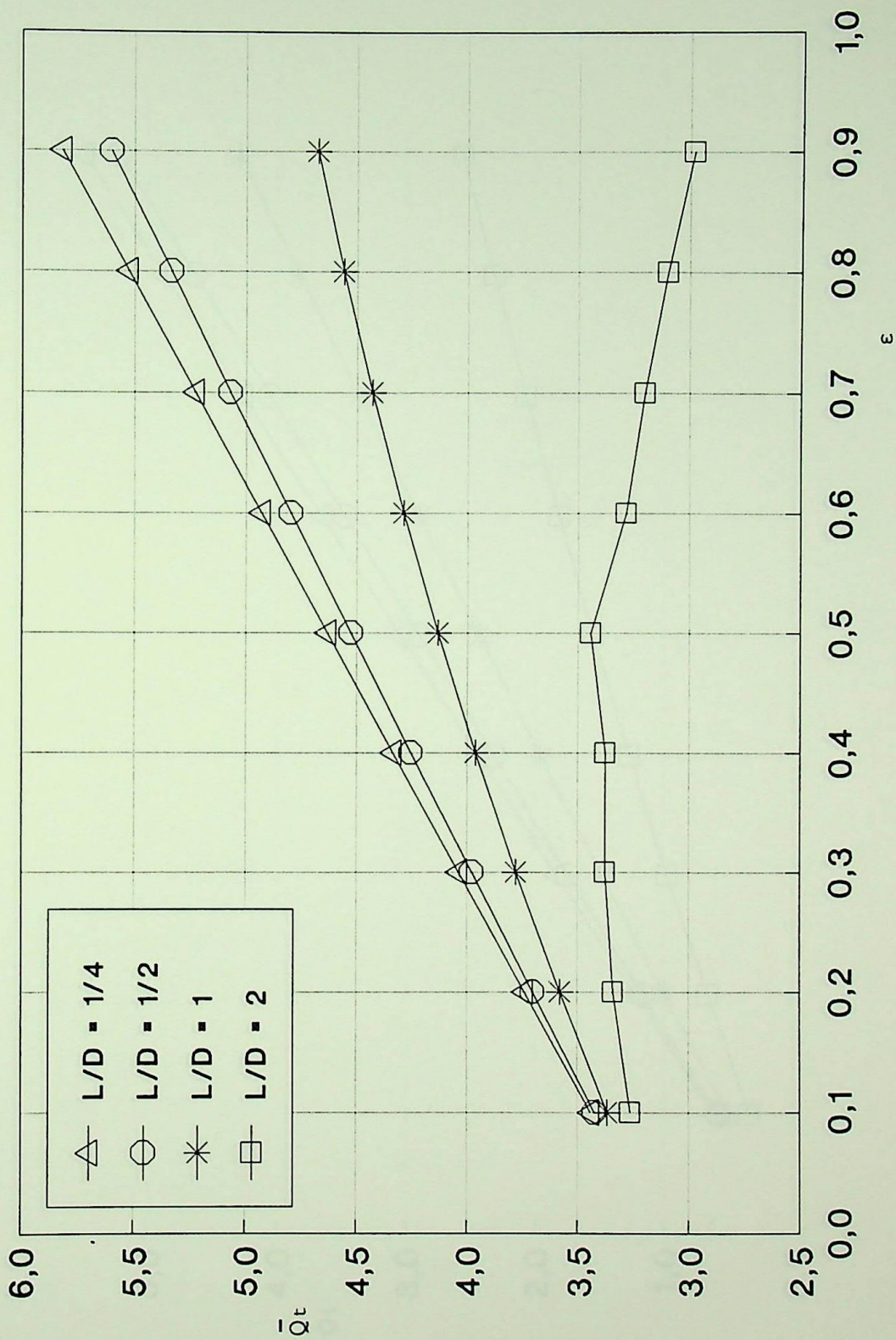


Figura 4.23 - Comportamento de \bar{Q}_t versus ϵ

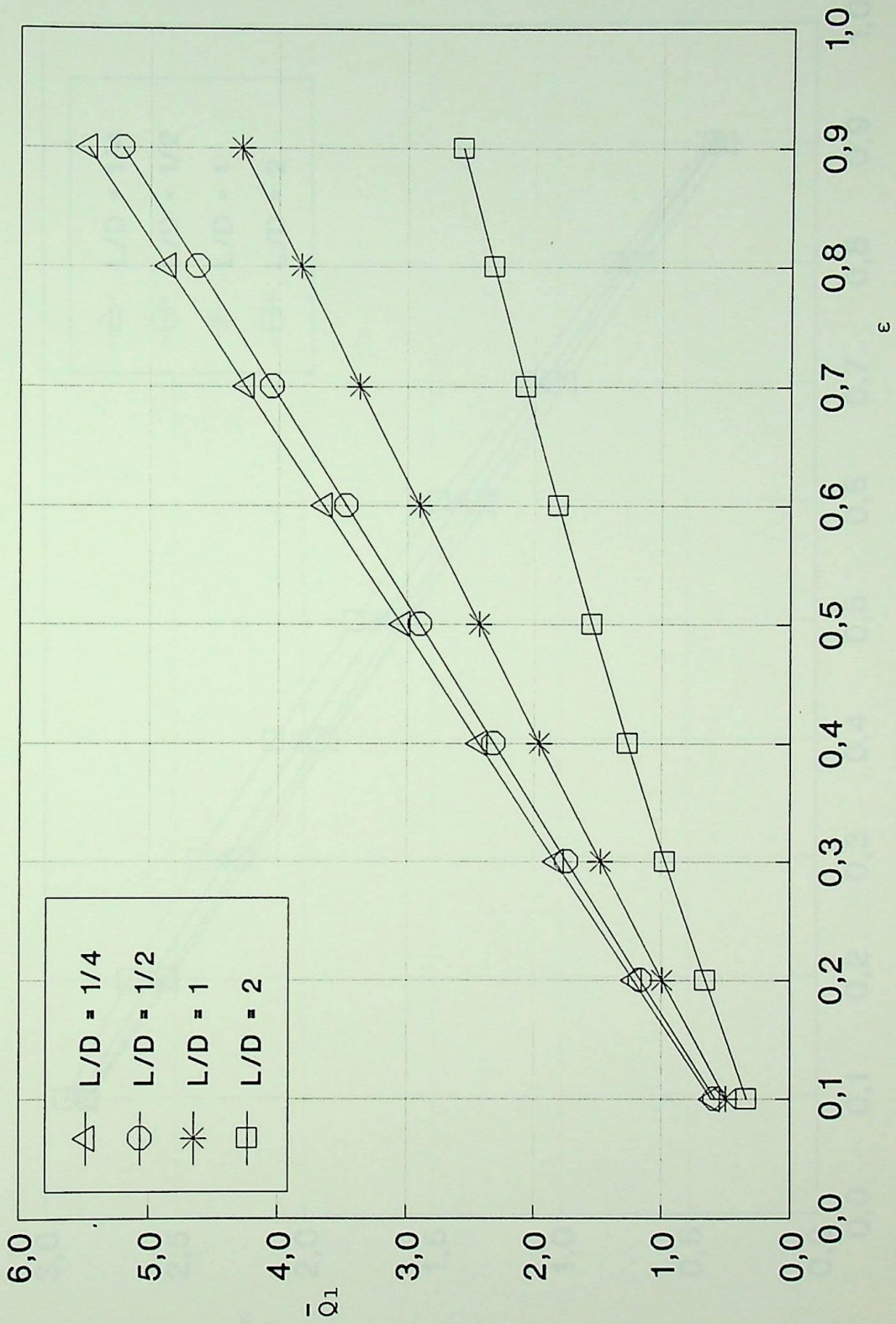


Figura 4.24 - Comportamento de \bar{Q}_1 versus ϵ

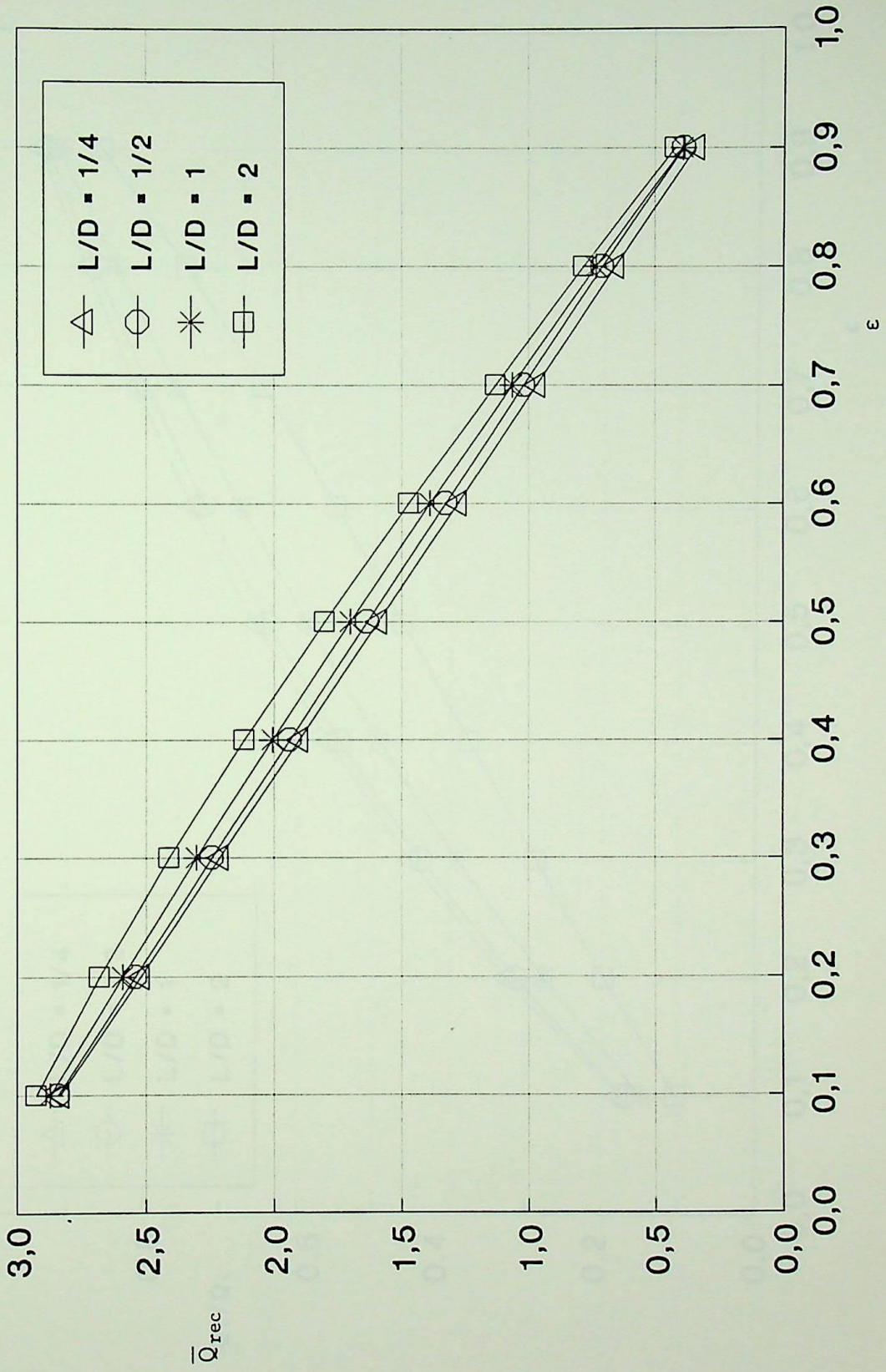


Figura 4.25 - Comportamento de \bar{Q}_{rec} versus ϵ

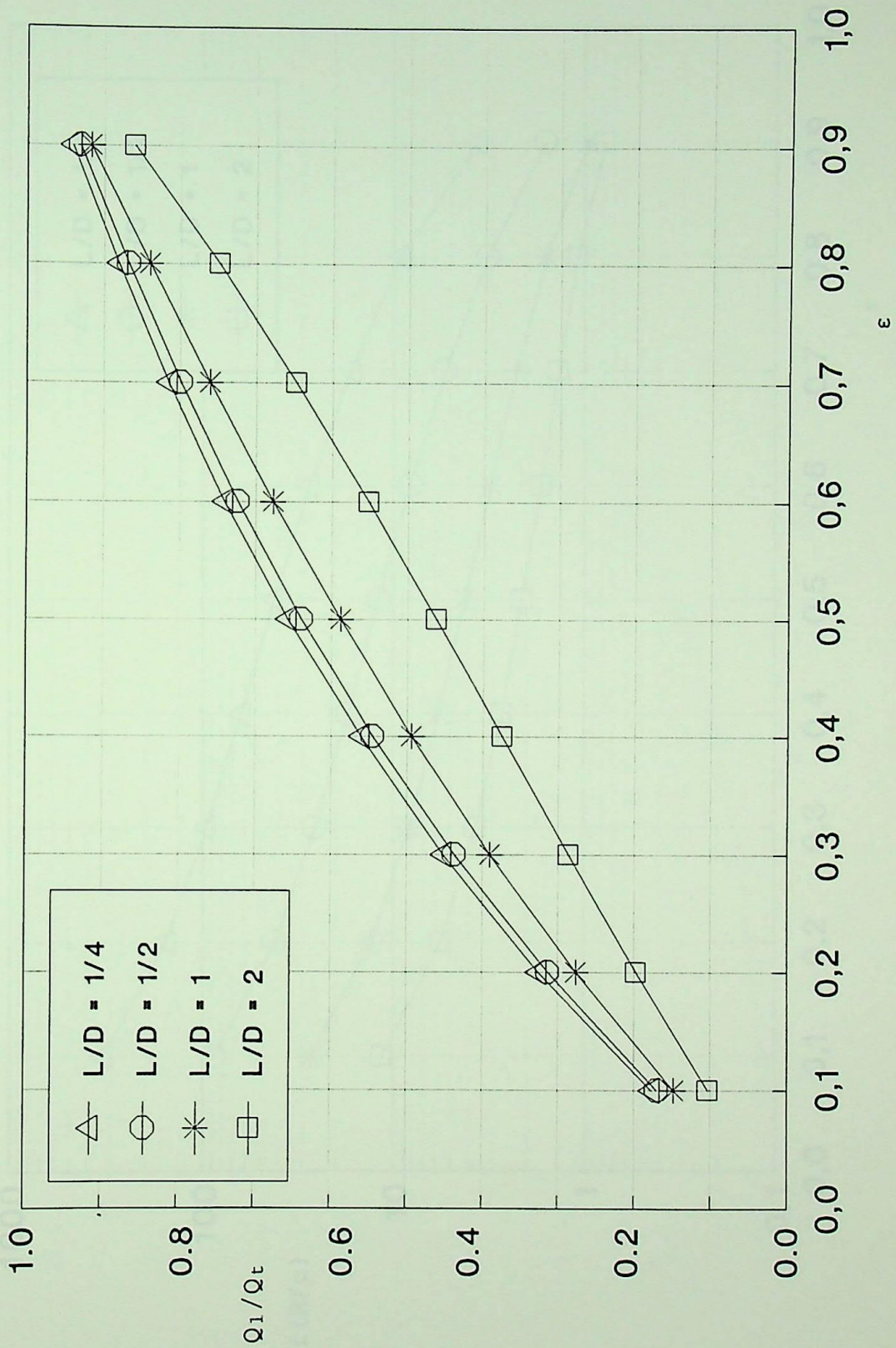


Figura 4.26 - Comportamento de Q_1/Q_t versus ϵ

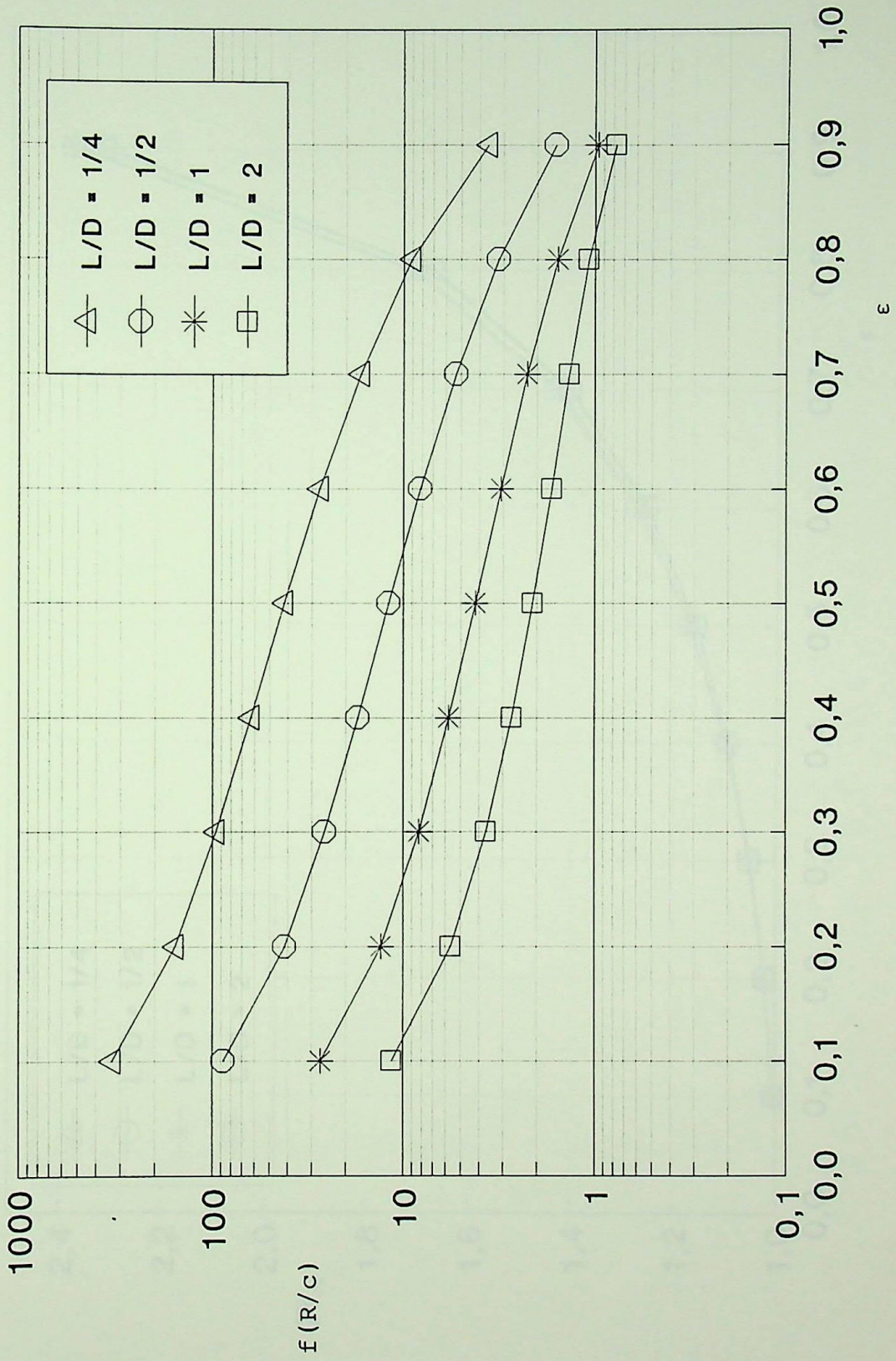


Figura 4.27 - Comportamento de $f(R/c)$ versus ϵ

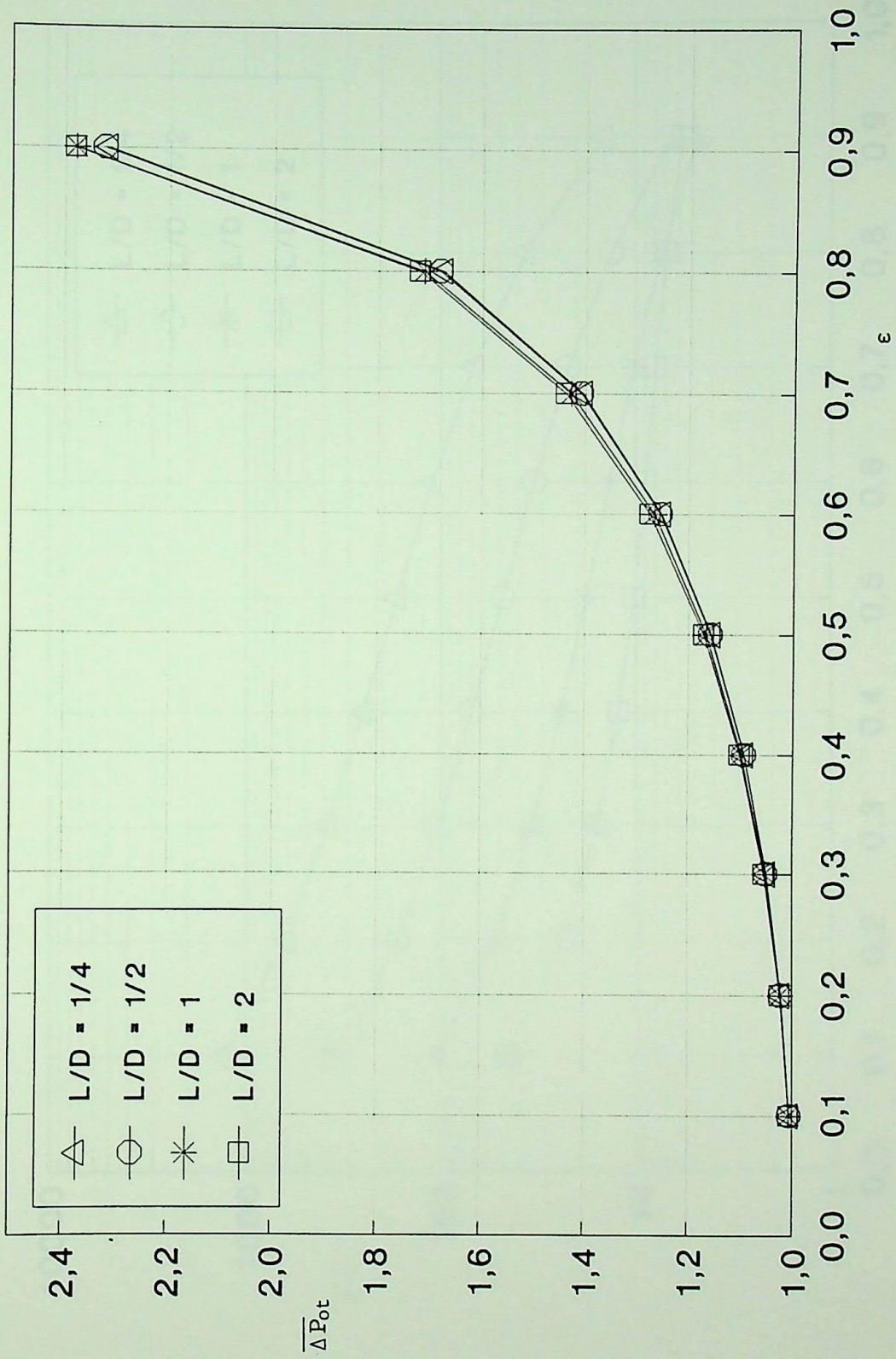


Figura 4.28 - Comportamento de $\overline{\Delta P_{ot}}$ versus ϵ

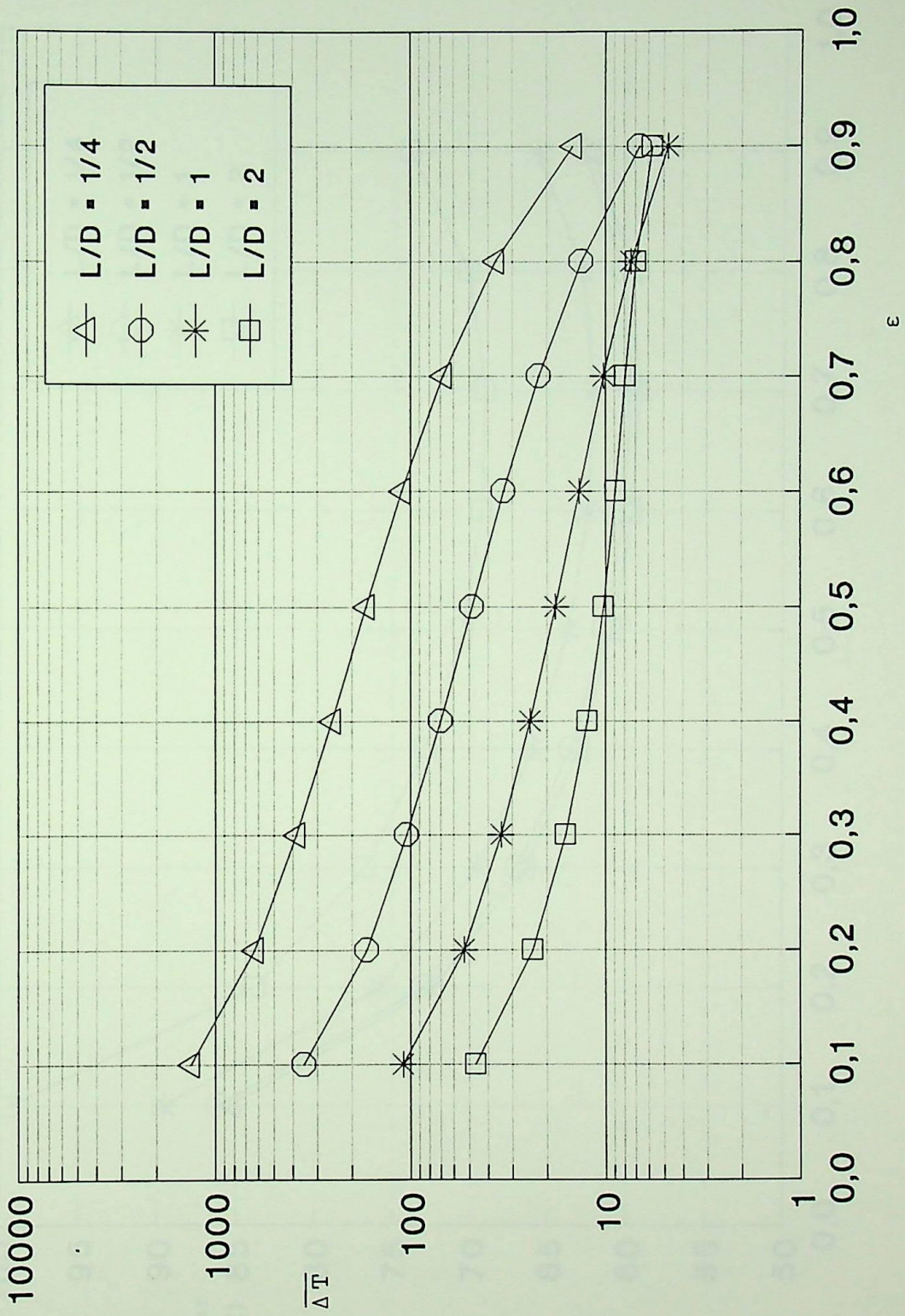


Figura 4.29 - Comportamento de $\overline{\Delta T}$ versus ϵ

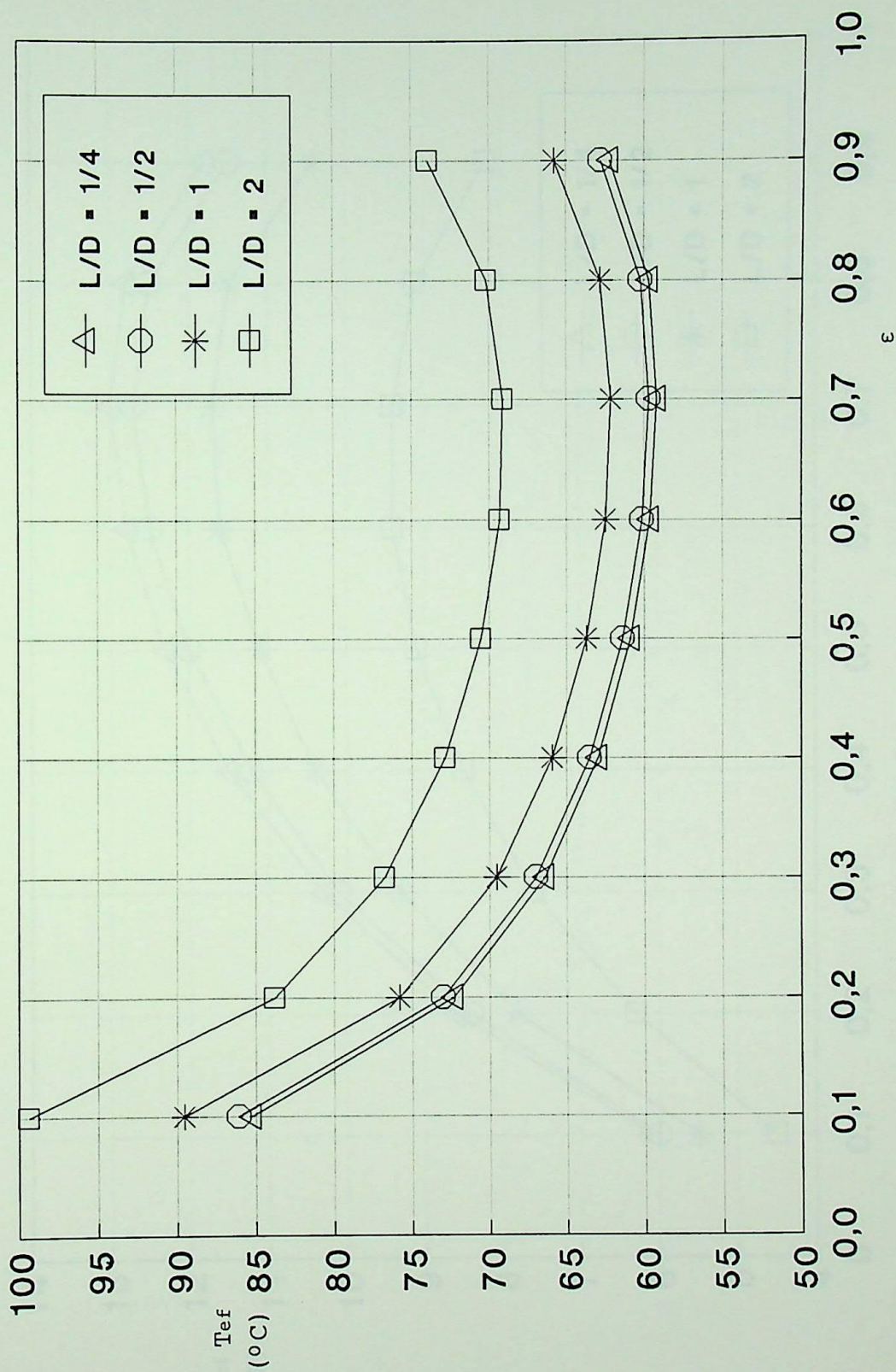


Figura 4.30 - Comportamento de T_{ef} versus ϵ

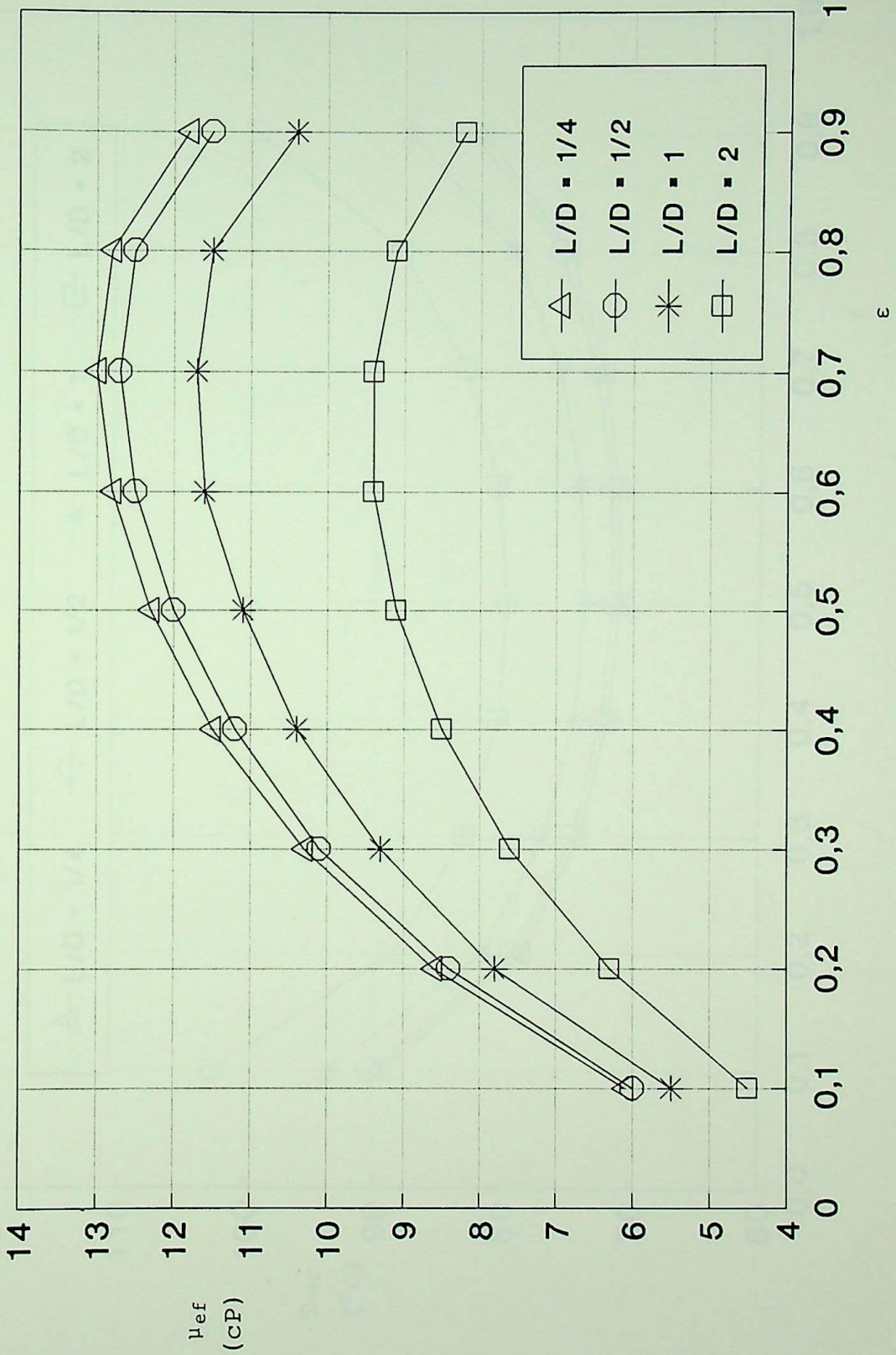


Figura 4.31 - Comportamento de μ_{ef} versus ϵ

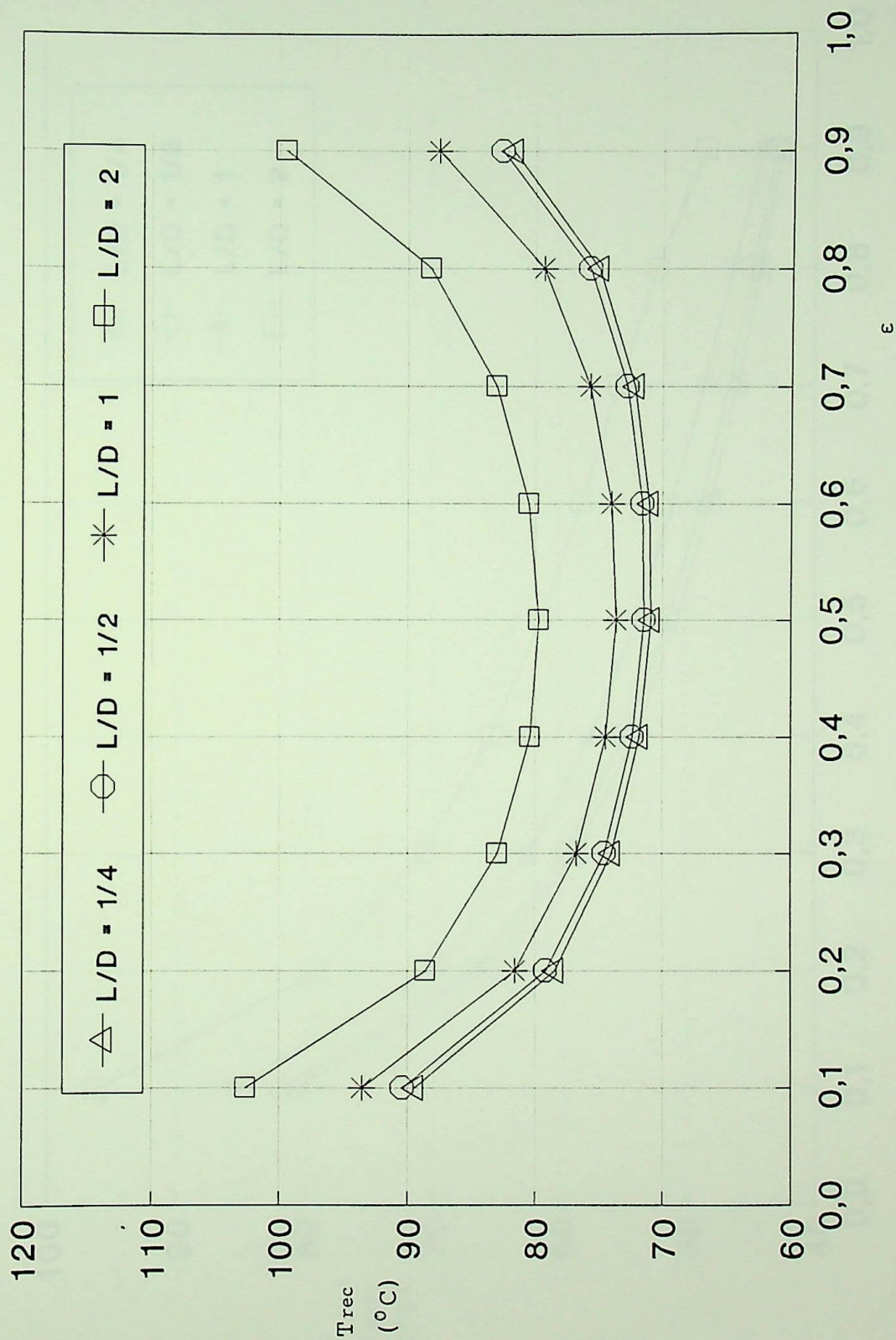


Figura 4.32 - Comportamento de T_{rec} versus ϵ

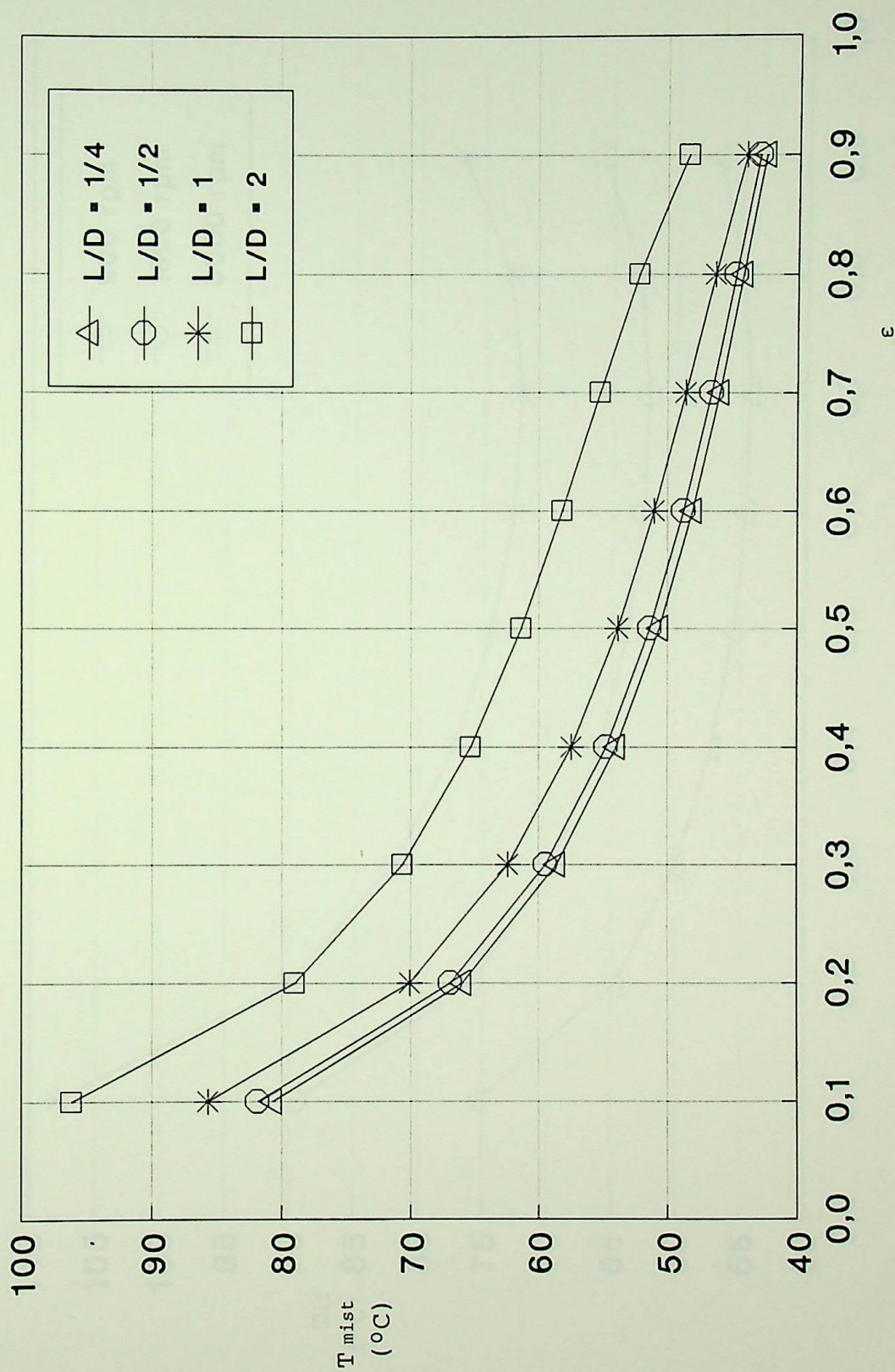


Figura 4.33 - Comportamento de T_{mist} versus ϵ

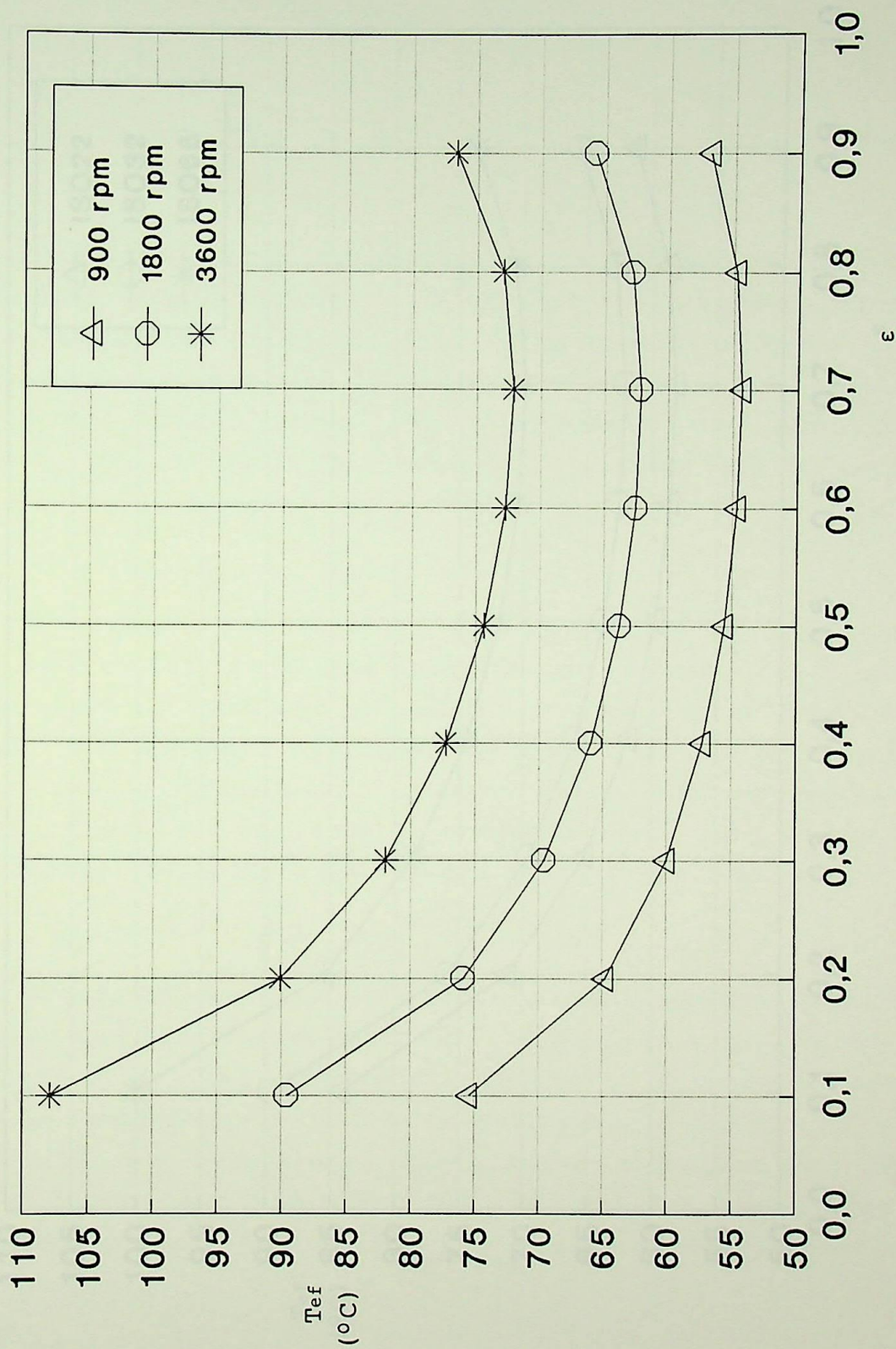


Figura 4.34 - Comportamento de T_{ef} versus ϵ para várias rotações

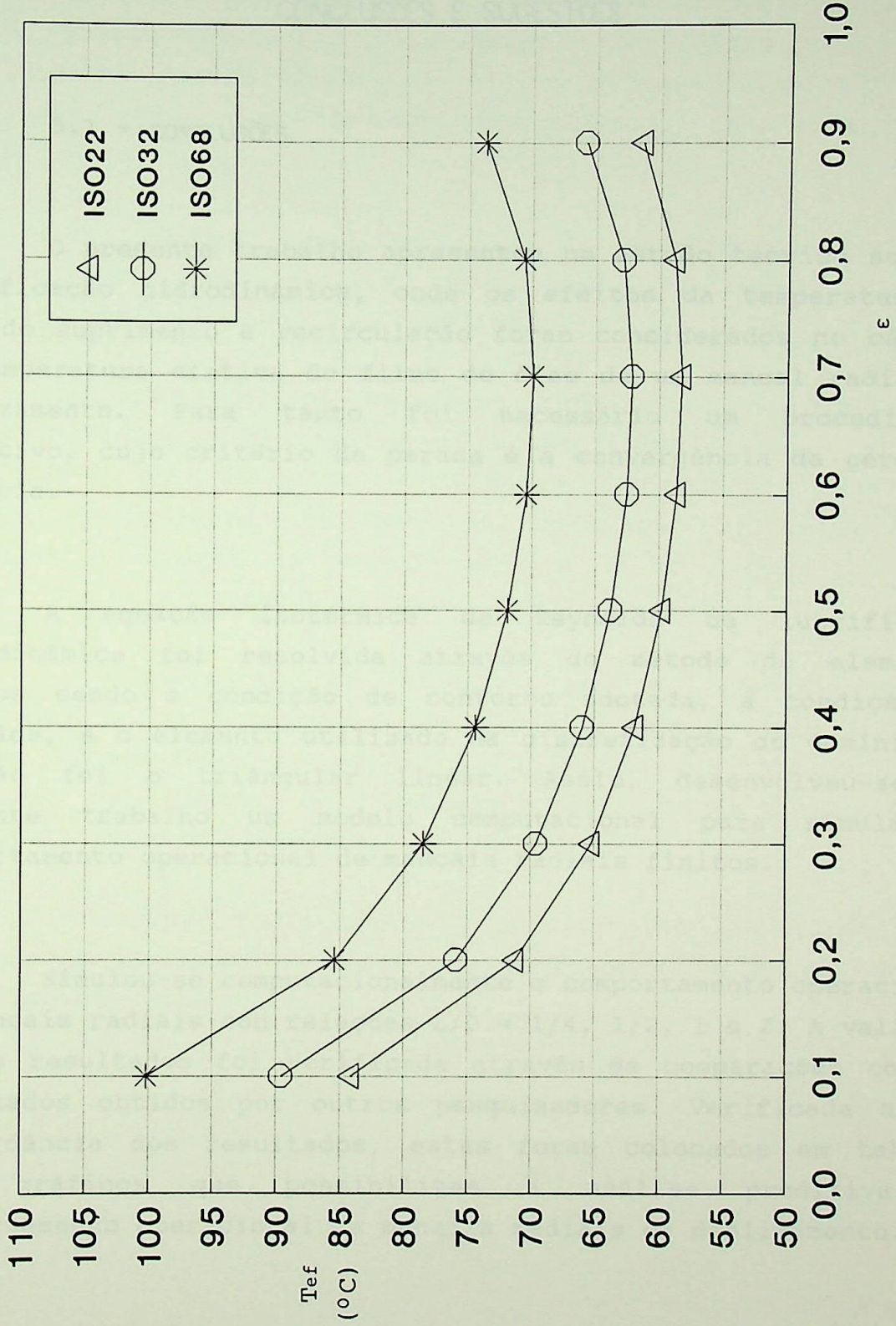


Figura 4.35 - Comportamento de T_{ef} versus ϵ para vários tipos de óleos

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5.1 - CONCLUSÕES

O presente trabalho apresentou um estudo teórico sobre a lubrificação hidrodinâmica, onde os efeitos da temperatura do óleo de suprimento e recirculação foram considerados no cálculo da temperatura efetiva do filme de óleo de um mancal radial de deslizamento. Para tanto foi necessário um procedimento iterativo, cujo critério de parada é a convergência da perda de potência.

A equação isotérmica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica foi resolvida através do método de elementos finitos sendo a condição de contorno adotada, a condição de Reynolds, e o elemento utilizado na discretização do domínio de solução foi o triangular linear. Assim, desenvolveu-se no presente trabalho um modelo computacional para simular o comportamento operacional de mancais radiais finitos.

Simulou-se computacionalmente o comportamento operacional de mancais radiais com relações $L/D = 1/4, 1/2, 1$ e 2 . A validade desses resultados foi verificada através de comparações com os resultados obtidos por outros pesquisadores. Verificada a boa concordância dos resultados, estes foram colocados em tabelas e/ou gráficos que possibilitam a análise preditiva do comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

Na apresentação dos resultados discutiu-se a importância de cada parâmetro resultante e a influência destes na performance do mancal.

5.2 - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Devido a necessidade atual de projetos de máquinas de grande precisão e altas velocidades, os efeitos térmicos na lubrificação hidrodinâmica são de fundamental importância na simulação do comportamento operacional de mancais de deslizamento.

No sentido de aprimorar a modelagem teórica e computacional de mancais sugerem-se a seguir algumas considerações para trabalhos futuros.

- Considerar na modelagem teórica e computacional a variação bidimensional da temperatura do filme de óleo, ou seja, ao longo e através deste. Para tanto é necessário resolver a equação generalizada de Reynolds, proposta por Dowson [26], acoplada à equação da energia para o filme fluido (domínio fluido) e para o eixo e a bucha (domínio sólido).

- Considerar os efeitos das dilatações térmicas diferenciais na performance do mancal. Isso possibilitará um melhor conhecimento do perfil do filme de óleo de um mancal operando em regime e, portanto, uma previsão de folgas construtivas mais adequadas.

- Estudar teoricamente a lubrificação hidrodinâmica de mancais de deslizamento utilizando o método de elementos finitos com elemento quadráticos e cúbicos.

APÊNDICE A1

DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE REYNOLDS

Seja o sistema de eixos em coordenadas cartesianas mostrado na figura A1.1 onde duas superfícies quaisquer A e B separadas por um filme fluido de espessura $h = h(X, Z)$ movimentam-se uma sobre a outra.

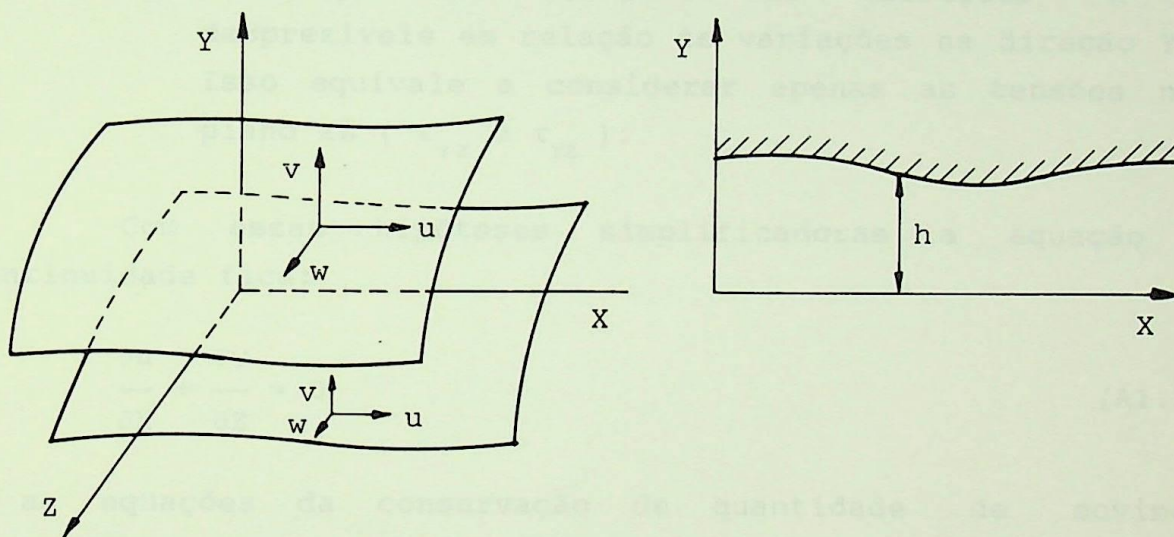


Figura A1.1 - Superfícies em movimento relativo.

Sendo P a pressão hidrodinâmica gerada pelo filme de óleo lubrificante e u, v, w as componentes de velocidade respectivamente nas direções X, Y, Z .

As condições de contorno consideradas são:

$$Y = 0 : \quad u = U, \quad v = 0, \quad w = 0 ,$$

e

$$Y = h : \quad u = 0, \quad v = 0, \quad w = 0 .$$

(A1.1)

Para deduzir a equação isotérmica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica, algumas hipóteses simplificadoras são necessárias:

- 1 - Escoamento laminar, incompressível, permanente de um fluido Newtoniano, com viscosidade absoluta, μ , constante;
- 2 - Força de inércia e de campo são desprezadas;
- 3 - Componente de velocidade ao longo da espessura do filme, v , desprezível em relação as demais (u e w);
- 4 - Variações de velocidade nas direções X e Z desprezíveis em relação às variações na direção Y . Isso equivale a considerar apenas as tensões no plano XZ (τ_{yx} e τ_{yz}).

Com essas hipóteses simplificadoras a equação da continuidade fica:

$$\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{\partial w}{\partial Z} = 0 \quad , \quad (A1.2)$$

e as equações da conservação de quantidade de movimento (equações de Navier-Stokes) ficam:

$$\text{na direção } X \quad \frac{\partial P}{\partial X} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} \quad , \quad (A1.3)$$

$$\text{na direção } Y \quad \frac{\partial P}{\partial Y} = 0 \quad , \quad (A1.4)$$

$$\text{na direção } Z \quad \frac{\partial P}{\partial Z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial Y^2} \quad . \quad (A1.5)$$

A equação (A1.4) indica que a pressão depende apenas de X e Z , isto é, $P = P(X,Z)$.

Integrando duas vezes as equações (A1.3) e (A1.5) e considerando as condições de contorno (A1.1) obtem-se:

$$u = \frac{1}{2 \mu} \frac{\partial P}{\partial X} (Y^2 - Y h) + U \left(\frac{h - Y}{h} \right) , \quad (\text{A1.6})$$

$$w = \frac{1}{2 \mu} \frac{\partial P}{\partial Z} (Y^2 - Y h) . \quad (\text{A1.7})$$

Definindo-se os fluxos por unidade de comprimento como:

$$q_x = \int_0^h u \, dY , \quad (\text{A1.8})$$

$$q_z = \int_0^h w \, dY . \quad (\text{A1.9})$$

Substituindo-se a equação (A1.6) e (A1.7) respectivamente em (A1.8) e (A1.9); fazendo a integração, obtem-se:

$$q_x = - \frac{h^3}{12 \mu} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{U h}{2} , \quad (\text{A1.10})$$

$$q_z = - \frac{h^3}{12 \mu} \frac{\partial P}{\partial Z} . \quad (\text{A1.11})$$

Integrando a equação da continuidade em Y, de 0 a h obtem-se:

$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial X} \, dY + \int_0^h \frac{\partial w}{\partial Z} \, dY = 0 . \quad (\text{A1.12})$$

Aplicando-se a regra de Leibnitz em cada um dos termos da equação (A1.12), tem-se:

$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial X} \, dY = \frac{\partial}{\partial X} \int_0^h u \, dY - u(h) \frac{\partial h}{\partial X} = \frac{\partial q_x}{\partial X} , \quad (\text{A1.13})$$

$$\int_0^h \frac{\partial w}{\partial Z} dY = \frac{\partial}{\partial Z} \int_0^h w dY - w(h) \frac{\partial h}{\partial Z} = \frac{\partial q_Z}{\partial Z} \quad . \quad (A1.14)$$

Conforme as condições de contorno definidas em A(1.1) $u(h) = 0$ e $w(h) = 0$ a equação da continuidade fica:

$$\frac{\partial q_X}{\partial X} + \frac{\partial q_Z}{\partial Z} = 0 \quad . \quad (A1.15)$$

Finalmente, substituindo as equações (A1.10) e (A1.11) em (A1.15) obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 U \frac{\partial h}{\partial X} \quad , \quad (A1.16)$$

que é a forma clássica da equação isotérmica de Reynolds da lubrificação hidrodinâmica.

Ao aplicar a equação (A1.16) no caso específico de mancal radial despreza-se a influência da curvatura da superfície do mancal, hipótese essa permitida devido a pequena relação h/r , sendo que a Figura A1.1 representa as superfícies do desenvolvimento cilíndrico da bucha e do eixo.

APÊNDICE A2

MÉTODO DE RAYLEIGH-RITZ

Várias leis físicas podem ser deduzidas a partir de princípios matemáticos, e uma das maneiras de deduzir algumas destas leis é fazer com que certas integrais, cujos integrandos contem funções desconhecidas, se tornem extremas em certo domínio.

O problema de tornar tais integrais extremas (mínimas, máximas ou estacionárias) pertence ao cálculo variacional.

Para um domínio bidimensional certas equações diferenciais podem ser obtidas fazendo-se com que integrais do tipo;

$$I = \iint_D F \left(X, Y, \Omega, \frac{\partial \Omega}{\partial X}, \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right) dD \quad , \quad (A2.1)$$

se tornem extremas dentro do domínio, D , onde I , é chamado de "funcional variacional".

O método de Rayleigh-Ritz consiste em se admitir que dentro do princípio, tal como, o representado pela equação (A2.1), a variável Ω seja aproximada por uma combinação linear de certas funções N_i previamente determinadas.

Seja Ω a variável desejada e Ω' a solução aproximada, logo:

$$\Omega \cong N_i c_i = \Omega' \quad , \quad (A2.2)$$

onde c_i são constantes a serem determinadas e N_i são funções previamente escolhidas, ou seja, funções de interpolação.

Substituindo-se (A2.2) em (A2.1) tem-se que:

$$I(c_i) = \iint_D F \left(X, Y, \Omega', \frac{\partial \Omega}{\partial X}, \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right) dD \quad . \quad (A2.3)$$

A condição para que Ω' torne o princípio variacional extremo (mínimo, máximo, ou estacionário) é dada por:

$$\delta I = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial I}{\partial c_i} \delta c_i = 0 \quad , \quad (A2.4)$$

o que implica em;

$$\frac{\partial I}{\partial c_i} = 0 \quad . \quad (A2.5)$$

Da equação (A2.5) obtem-se as constantes c_i e, em consequência, a solução aproximada.

Para o caso particular do método de elementos finitos tem-se:

$$\Omega' = \sum_{i=1}^{nn} \Omega_i M_i \quad , \quad (A2.6)$$

onde:

M_i - são as funções de interpolação globais;

Ω_i - são os valores da variável nos nós;

nn - é o número de nós do sistema.

Considerando-se que o domínio é dividido em ' Ne ' elementos tem-se que:

$$\Omega' = \sum_{e=1}^{Ne} N_i^{(e)} \Omega_i^{(e)} \quad , \quad i = 1, r \quad (A2.7)$$

e

$$I = \sum_{e=1}^{Ne} I^{(e)} \quad , \quad (A2.8)$$

onde:

$N_i^{(e)}$ - são as funções de interpolação locais;
 r - é o número de nós em um elemento.

Da equação (A2.4) e (A2.8) tem-se que:

$$\delta I = \delta \left(\sum_{e=1}^{Ne} I^{(e)} \right) = 0 \quad . \quad (A2.9)$$

Com as funções de interpolação N_i são linearmente independentes e definidas somente no interior de cada elemento, para tornar extrema a integral, I , basta tornar extremas as integrais, $I^{(e)}$, individualmente para cada elemento, logo:

$$\delta I^{(e)} = 0 \quad , \quad (A2.10)$$

ou

$$\frac{\partial I^{(e)}}{\partial \Omega_i^{(e)}} = 0 \quad . \quad (A2.11)$$

As equações (A2.11), quando devidamente acopladas, fornecem um sistema de equações algébricas que junto com as condições de contorno geram os valores da variável Ω_i nos nós, e em consequência, da equação (A2.7) a solução aproximada Ω' .

APÊNDICE A3

TEOREMA DE GREEN-GAUSS

O teorema de Green-Gauss relaciona integrais de superfície e integrais de volume da seguinte forma:

$$\int_S \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS = \iiint_D \nabla \cdot \mathbf{v} \, dD \quad , \quad (\text{A3.1})$$

onde:

\mathbf{v} - é um vetor representativo de fluxo, velocidade, etc;

$\hat{\mathbf{n}}$ - é o vetor normal à superfície S ;

dS - é um área infinitesimal;

dD - é um volume infinitesimal.

Substituindo-se $\mathbf{v} = v_{(i)} \cdot i_{(i)}$ e $\mathbf{n} = n_{(i)} \cdot i_{(i)}$ em (A3.1), tem-se que:

$$\int_S v_i \cdot n_i \, dS = \iiint_D \nabla_i \cdot v_{i,i} \, dD \quad , \quad (\text{A3.2})$$

onde a virgula na equação (A3.2) representa derivação. Se o vetor é multiplicado por um escalar α , tem-se que:

$$\begin{aligned} \int_S \alpha \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, dS &= \iiint_D \nabla \cdot (\alpha \mathbf{v}) \, dD = \\ &= \iiint_D \alpha \nabla \cdot \mathbf{v} \, dD + \iiint_D \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha \, dD \quad , \quad (\text{A3.3}) \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} \int_S \alpha v_i \cdot n_i \, dS &= \iiint_D (\alpha v_i)_{,i} \, dD = \\ &= \iiint_D \alpha v_{i,i} \, dD + \iiint_D v_i \alpha_{,i} \, dD \quad , \quad (\text{A3.4}) \end{aligned}$$

finalmente:

$$\iiint_D \alpha v_{i,i} \, dD = \int \alpha v_i n_i \, dS - \iiint_D v_i \alpha_{,i} \, dD \quad . \quad (\text{A3.5})$$

APÊNDICE A4

FUNÇÕES DE INTERPOLAÇÃO E INTEGRAIS CARACTERÍSTICAS.

As coordenadas naturais L_1 , L_2 , L_3 , de um ponto qualquer no interior de um elemento triângulo-linear, Figura A4.1, são tais que, as coordenadas cartesianas deste ponto podem ser linearmente relacionadas com este novo sistema de coordenadas pelas seguintes equações:

$$X = L_1X_1 + L_2X_2 + L_3X_3 \quad , \quad (A4.1)$$

$$Z = L_1Z_1 + L_2Z_2 + L_3Z_3$$

e as coordenadas L_1 , L_2 , L_3 devem, ainda, obedecer a seguinte relação:

$$L_1 + L_2 + L_3 = 1 \quad . \quad (A4.2)$$

Pode-se notar pela equação (A4.2) que somente duas coordenadas são linearmente independentes, assim como no sistema cartesiano original.

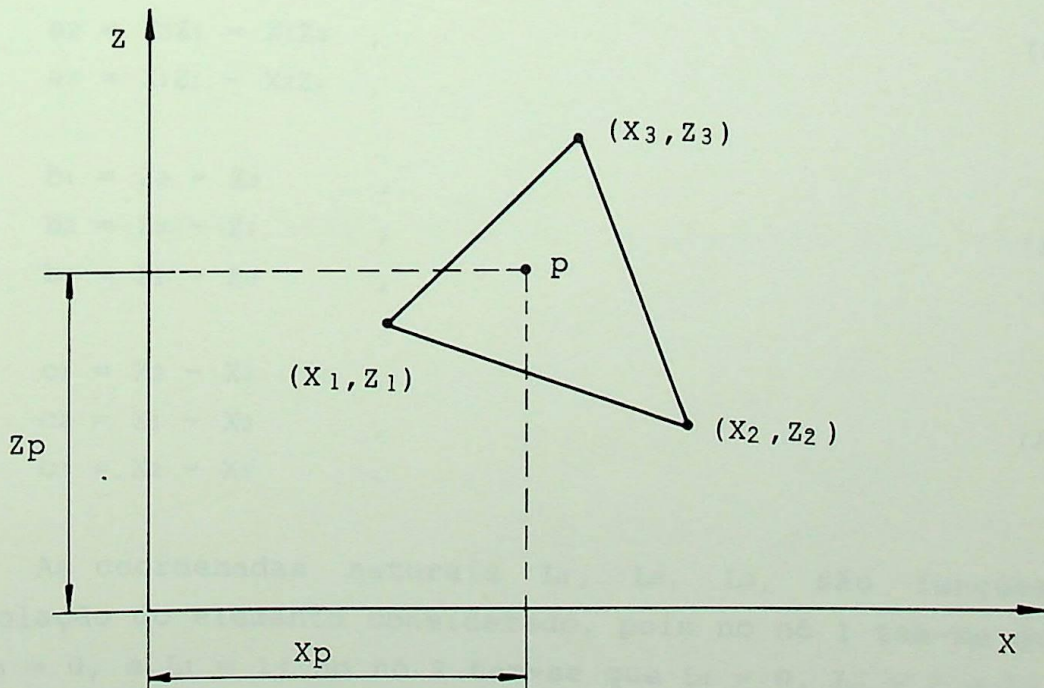


Figura A4.1 - Ponto qualquer $P(X,Z)$ no interior de um elemento triângulo-linear.

Isolando os termos L_1 , L_2 , L_3 das equações (A4.1) e (A4.2) tem-se que:

$$\begin{aligned} L_1 &= \frac{1}{2A} (a_1 + b_1X + c_1Z) , \\ L_2 &= \frac{1}{2A} (a_2 + b_2X + c_2Z) , \\ L_3 &= \frac{1}{2A} (a_3 + b_3X + c_3Z) . \end{aligned} \tag{A4.3}$$

Onde A é a área do elemento triangular , dada por:

$$A = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & X_1 & Z_1 \\ 1 & X_2 & Z_2 \\ 1 & X_3 & Z_3 \end{vmatrix} . \tag{A4.4}$$

E as constantes das funções de interpolação locais a_i , b_i e c_i são dadas por:

$$\begin{aligned} a_1 &= X_2Z_3 - X_3Z_2 , \\ a_2 &= X_3Z_1 - X_1Z_3 , \\ a_3 &= X_1Z_2 - X_2Z_1 , \end{aligned} \tag{A4.5}$$

$$\begin{aligned} b_1 &= Z_2 - Z_3 , \\ b_2 &= Z_3 - Z_1 , \\ b_3 &= Z_1 - Z_2 , \end{aligned} \tag{A4.6}$$

$$\begin{aligned} c_1 &= X_3 - X_2 , \\ c_2 &= X_1 - X_3 , \\ c_3 &= X_2 - X_1 . \end{aligned} \tag{A4.7}$$

As coordenadas naturais L_1 , L_2 , L_3 , são funções de interpolação do elemento considerado, pois no nó 1 tem-se que $L_2 = 0$, $L_3 = 0$, e $L_1 = 1$; no nó 2 tem-se que $L_1 = 0$, $L_3 = 0$ e $L_2 = 1$ e no nó 3 $L_1 = 0$, $L_2 = 0$ e $L_3 = 1$.

Interpretando-se uma função ϕ , como função de L_1 , L_2 e L_3 , ao invés de X , Z , a diferenciação desta função é tal que:

$$\frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{\partial \phi}{\partial L_1} \frac{\partial L_1}{\partial X} + \frac{\partial \phi}{\partial L_2} \frac{\partial L_2}{\partial X} + \frac{\partial \phi}{\partial L_3} \frac{\partial L_3}{\partial X} \quad , \quad (A4.8)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} = \frac{\partial \phi}{\partial L_1} \frac{\partial L_1}{\partial Z} + \frac{\partial \phi}{\partial L_2} \frac{\partial L_2}{\partial Z} + \frac{\partial \phi}{\partial L_3} \frac{\partial L_3}{\partial Z} \quad ,$$

onde;

$$\frac{\partial L_i}{\partial X} = \frac{b_i}{2A} \quad , \quad (A4.9)$$

$$\frac{\partial L_i}{\partial Z} = \frac{c_i}{2A} \quad ,$$

sendo que $i = 1, 2, 3$.

Para integração das coordenadas de área sobre o domínio do elemento triângulo-linear pode ser usada a seguinte equação [25]:

$$\int_A \begin{matrix} \alpha & \beta & \gamma \\ L_1 & L_2 & L_3 \end{matrix} dA = \frac{\alpha! \beta! \gamma!}{(\alpha + \beta + \gamma)!} 2A \quad . \quad (A4.10)$$

A equação (A4.10) pode ser colocada na forma da Tabela (A4.1) a seguir:

Tabela A4.1 - Integração de Coordenadas de Área

$$\frac{1}{A} \cdot \int L_1^\alpha \cdot L_2^\beta \cdot L_3^\gamma dA = \frac{A^*}{B^*}$$

$\alpha+\beta+\gamma$	α	β	γ	A^*	B^*
0	0	0	0	1	1
1	1	0	0	1	3
2	2	0	0	2	12
2	1	1	0	1	12
3	3	0	0	6	60
3	2	1	0	2	60
3	1	1	1	1	60
4	4	0	0	12	180
4	3	1	0	3	180
4	2	2	0	2	180
4	2	1	1	1	180
5	5	0	0	60	1260
5	4	1	0	12	1260
5	3	2	0	6	1260
5	3	1	1	3	1260
5	2	2	1	2	1260

Tabela A4.1 - Integrais de coordenadas de área

APÊNDICE A5

PROCESSO DE REUNIÃO DAS MATRIZES DE FLUIDEZ DOS ELEMENTOS, PARA OBTER A MATRIZ DE FLUIDEZ GLOBAL DO SISTEMA.

A seguir são apresentados os passos necessários para a formação das matrizes globais a partir das matrizes dos elementos.

- 1 - Estabelecer uma matriz $n_n \times n_n$, nula para matriz de fluidez global $[K]$, e um vetor $n_n \times 1$, nulo para os fluxos globais $\{ Q \}$, onde n_n , é o número total de nós do sistema.
- 2 - Iniciar com o primeiro elemento e transformar as equações dos elementos do sistema de coordenadas local para o sistema de coordenadas global, caso estes dois sistemas não sejam coincidentes.
- 3 - Usando a correspondência entre a numeração local e global, topologia do sistema, substituir a indexação local pela global, tanto na matriz de fluidez $[K]$ como no vetor de fluxo $\{ Q \}$.
- 4 - Inserir os termos das matrizes do elemento nos correspondentes locais das matrizes nulas definidas no item 1.
- 5 - Retornar ao passo 2 repetindo o procedimento, elemento a elemento, até que todos os elementos sejam adicionados nas posições onde mais de um elemento possui termos. Os termos oriundos de cada elemento devem ser somados, o resultado deste processo de união é a matriz de fluidez global $[K]$ e o vetor de fluxos globais $\{ Q \}$

APÊNDICE A6

INTRODUÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO.

Para um melhor entendimento do processo de introdução das condições de contorno, será considerado um caso com 6 pontos nodais, o que equivale a um sistema com 6 incognitas, na seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} & K_{14} & K_{15} & K_{16} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} & K_{24} & K_{25} & K_{26} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} & K_{34} & K_{35} & K_{36} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} & K_{44} & K_{45} & K_{46} \\ K_{51} & K_{52} & K_{53} & K_{54} & K_{55} & K_{56} \\ K_{61} & K_{62} & K_{63} & K_{64} & K_{65} & K_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ P_4 \\ P_5 \\ P_6 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \\ Q_4 \\ Q_5 \\ Q_6 \end{Bmatrix} \quad (A6.1)$$

Um meio de modificar a equação (A6.1), de maneira à introduzir as condições de contorno de pressão e fluxo, pode ser efetuado modificando alguns termos da diagonal principal da matriz $[K_{ij}]$ e do vetor $\{ Q_i \}$.

Considera-se conhecidas as pressões nos nós 1, 3, e 5, assim;

$$\begin{aligned} P_1 &= P_1^* \\ P_2 &= P_2^* \\ P_3 &= P_3^* \end{aligned} \quad (A6.2)$$

De acordo com o método, os elementos da diagonal principal da matriz $[K_{ij}]$, associados com as pressões nodais conhecidas, devem ser multiplicados por um número β bastante grande, por exemplo, $\beta = 1.10^{20}$, e os termos associados do vetor $\{ Q_i \}$ devem ser substituídos pelo produto da pressão

conhecida, por $K_{11} \cdot \beta$, assim, da equação (A6.1) e das condições de contorno (A6.2), obtem-se:

$$\begin{bmatrix} K_{11} \cdot \beta & K_{12} & K_{13} & K_{14} & K_{15} & K_{16} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} & K_{24} & K_{25} & K_{26} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \cdot \beta & K_{34} & K_{35} & K_{36} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} & K_{44} & K_{45} & K_{46} \\ K_{51} & K_{52} & K_{53} & K_{54} & K_{55} \cdot \beta & K_{56} \\ K_{61} & K_{62} & K_{63} & K_{64} & K_{65} & K_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ P_4 \\ P_5 \\ P_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1^* \cdot K_{11} \cdot \beta \\ Q_2 \\ P_3^* \cdot K_{33} \cdot \beta \\ Q_4 \\ P_5^* \cdot K_{55} \cdot \beta \\ Q_6 \end{pmatrix} \quad . \quad (A6.3)$$

Montando a primeira equação resultante do sistema de equações (A6.3), verifica-se, que a condição de contorno definida em (A6.2) foi introduzida:

$$K_{11} \cdot \beta \cdot P_1 + K_{12} \cdot P_2 + K_{13} \cdot P_3 + K_{14} \cdot P_4 + K_{15} \cdot P_5 + K_{16} \cdot P_6 = P_1^* \cdot K_{11} \cdot \beta \quad . \quad (A6.4)$$

Como $K_{11} \cdot \beta \gg K_{1j}$ para $j = 2, 3, 4, 5, 6$; $P_1 = P_1^*$ confirmando a condição de contorno definida em (A6.2).

Através da solução do sistema de equações modificado A(6.3), obtém-se as pressões nodais desconhecidas. Para o cálculo dos fluxos globais deve-se voltar à equações originais resultantes de (A6.1).

APÊNDICE A7

ESTRUTURA DO PROGRAMA COMPUTACIONAL

A figura A7.1 mostra a estrutura do programa computacional desenvolvido no presente trabalho para simular o comportamento operacional de mancais radiais de deslizamento.

A função de cada subrotina do programa principal é descrita a seguir:

CALL DADOS - subrotina de leitura dos dados de entrada, ou seja, leitura dos "parâmetros independentes";

CALL COORD - subrotina que realiza a geração das coordenadas nodais;

CALL TOPOL - subrotina que realiza a geração da topologia do sistema;

CALL CONDPRE - subrotina que realiza o estabelecimento das condições de contorno de pressão, ou seja, determina os pontos nodais com pressão conhecida;

CALL CONDFLU - subrotina que realiza o estabelecimento das condições de contorno de fluxo, ou seja, determina os pontos nodais com fluxo conhecido;

CALL IMPRIDE - subrotina para imprimir os dados de entrada;

CALL VISCOEF - subrotina que realiza o cálculo da viscosidade efetiva;

CALL MFLUI - subrotina que realiza o cálculo dos coeficientes das matrizes de fluidez Kp_{ij} e KU_{ij} ;

CALL CTAE - subrotina que realiza o cálculo dos coeficientes da função de interpolação a_i , b_i , c_i e as áreas de cada elemento;

CALL SOL - subrotina que realiza a solução do sistema global através do método de eliminação de Gauss;

CALL CAPCAR - subrotina que realiza o cálculo da capacidade de carga F e da posição angular da linha de ação da carga ϕ ;

CALL PRESSÃO - subrotina que realiza o cálculo da pressão máxima no plano médio do mancal P_{max} e ângulos desta posição θ_{max} e $\theta_{p_{max}}$;

CALL NSOMMER - subrotina que realiza o cálculo do número de sommerfeld;

CALL ETEMP - subrotina que realiza o cálculo do coeficiente de atrito $f(R/c)$, da perda de potência ΔP_{ot} e da elevação de temperatura ΔT ;

CALL RESULT - subrotina para imprimir os resultados da simulação, ou seja, os "parâmetros resultantes" na forma dimensional;

CALL ADIMEN - subrotina que realiza a adimensionalização dos "parâmetros resultantes";

CALL IMPRIMA - subrotina para imprimir os "parâmetros resultantes" na forma adimensional.

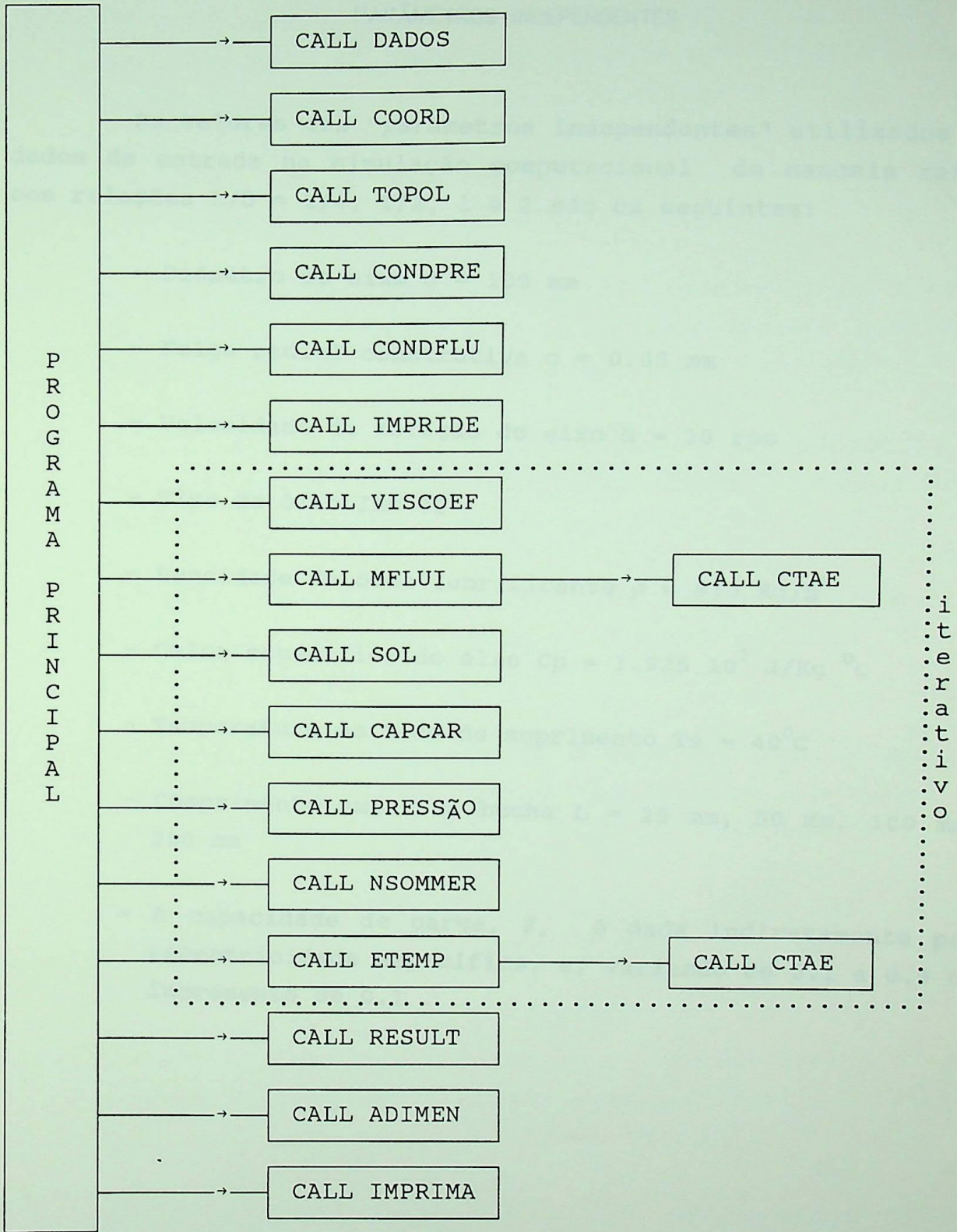


Figura A7.1 - Estrutura do programa computacional

APÊNDICE A8

PARÂMETROS INDEPENDENTES

Os valores dos "parâmetros independentes" utilizados como dados de entrada na simulação computacional de mancais radiais com relações $L/D = 1/4, 1/2, 1$ e 2 são os seguintes:

- Diâmetro do eixo $d = 100$ mm
- Folga radial construtiva $c = 0.05$ mm
- Velocidade de rotação do eixo $N = 30$ rps
- Tipo de óleo ISO 32
- Densidade do óleo lubrificante $\rho = 870$ Kg/m³
- Calor específico do óleo $C_p = 1.925 \cdot 10^3$ J/Kg °C
- Temperatura do óleo de suprimento $T_s = 40^{\circ}\text{C}$
- Comprimento axial da bucha $L = 25$ mm, 50 mm, 100 mm e 200 mm
- A capacidade de carga, F , é dada indiretamente pela excentricidade específica, ϵ , variando de 0.1 a 0.9 com incremento de 0.1 .

REFERÊNCIAS

- [01] REYNOLDS, O., On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments, Phil. Trans. Roy. Soc., A177, 157, 234, 1886.
- [02] KINGSBURY, A., Heat effects in lubrication films, Mechanical Engineering, N^o 55, pp. 685-688, 1933.
- [03] FILLON, M., et alli Historical aspects and present development on thermal effects in hydrodynamic bearings, Proc. 13th Leeds - Lyon Symposium, pp. 27-47, 1979.
- [04] PINKUS, O., The Reynolds centesimal: A brief history of the theory of hydrodynamic lubrication, Trans. ASME, Journal of Tribology. 109(1): pp. 1-20, jan. 1987.
- [05] KHONSARI, M. M., A Review of thermal effects in hydrodynamic bearings, Part 2: Journal bearings. Trans. ASLE, Vol. 30, pp. 26-33, jan., 1987.
- [06] SWIFT, H. W., Theory and experiment applied to journal bearing design, Proc. IME of the General Discussion on Lubrications and Lubricants, N^o 1, pp. 309-316, 1937.
- [07] COPE, W. F., The hydrodynamical theory of films lubrication, Proc. Roy. Soc. London, 197, pp. 201-217, 1949.
- [08] DOWSON, D., et alli An experimental investigation of the thermal equilibrium of steadily loaded journal bearings, Proc. IME, 181, Pt 3B, pp. 70-80, 1966.
- [09] BONCOMPAIN, R., and FRÊNE, J., Modification de la portance due a l'effet thermique dans les paliers lisses, determination des carts de temperature, Mecanique,

Materiaux, Eletricite, Revue du GAMI, N^o 347-348, pp. 465-474, 1978.

- [10] MITISUI, J. et alli, Thermohydrodynamic analysis of cooling effect of supply oil in circular journal bearing, ASME, Journ., Lub. Tech., 105, pp. 414-421, 1983.
- [11] CAMERON, A., and WOOD, W. L., The full journal bearing, Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol. 161, pp. 59-72, 1949.
- [12] SASSENFELD, H., and WALTHER, A., Journal bearing calculations, VDI Forschungsheft 411,ausgabe B, Band 20, 1954.
- [13] PINKUS, O., Analysis of elliptical bearings, Trans. ASME, Vol. 78, pp. 965- 73, jul., 1956.
- [14] RAIMONDI, A. A., and BOYD, J., A solution for the finite journal bearing and its aplication to analys and desing, Part 1, 2 and 3. Trans. ASLE, Vol. 1, pp. 159-209, apr., 1958.
- [15] FRÊNE, J., Paliers lisses cylindriques, Techniques de l'ingenieur, Vol. B5-11, pp. B671, 1-4, 1982.
- [16] HAYS, D. F., A variational approach to lubrication problems and the solution of the finite journal bearing, Trans. ASME, Vol. 81, mar, pp. 13-23, 1959.
- [17] REDDI, M. M., Finite element solution of the incompressible lubrication problem, Trans. ASME, july, pp. 524-533, 1969.
- [18] BOOKER, J. F., and HUEBNER, K. H., Application of finite element methods to lubrication: An engineering approach, Trans. ASME, october, pp. 313-323, 1972.

- [19] ALLAIRE, P.E. et alli, A Pressure-parameter method for finite-element solutions of Reynolds equation, Trans. ASLE, Vol. 28, 2, pp. 150-58, 1985.
- [20] GERO, L. R. and ETTLES, C. M. McC., An evaluation of finite difference and finite element methods for the solution of the Reynolds equation, Trans. ASLE, Vol. 29, 2, pp. 166-72, 1986.
- [21] McIVOR, J. D. C. et alli, An evaluation of eight-node quadrilateral finite elements for the analysis of a dynamically loaded hydrodynamic journal bearing, Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 202, No C2, pp. 95-101, 1988.
- [22] CAMERON, A., The principles of lubrication. London, Longmans Press, 1966.
- [23] PINKUS, O., and STERLICHT, B., Theory of hidrodynamic lubrication, McGraw-Hill, 1961.
- [24] TONNESEN, J., and HANSEN, P. K., Some experiments on the steady-state characteristics of a cylindrical fluid-film bearing considering thermal effects, Trans. ASME, journal of lubrication technology, Vol. 103, pp. 7-14, 1981.
- [25] HUEBNER, K. H., The finite element method for engineers, John Wiley & Sons. Inc., 1975.
- [26] DOWSON, D., A generalized Reynolds equation for fluid film lubrication, Int. J. Mech. Sc., Pergamon Press Ltd., Vol. 4, pp. 159-170, 1962.

