

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

DETERMINAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DE COEFICIENTES  
LOCAIS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM DIFUSORES RADIAIS

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

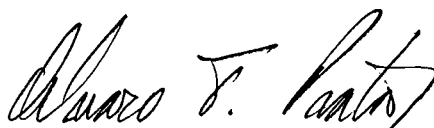
CLAUDIO DAVID MUÑOZ PILICHI

FLORIANÓPOLIS, JUNHO - 1990

DETERMINAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DE COEFICIENTES LOCAIS  
DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM DIFUSORES RADIAIS

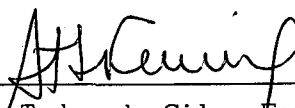
CLAUDIO DAVID MUÑOZ PILICHI

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
MESTRE EM ENGENHARIA  
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA, ÁREA DE CONCENTRAÇÃO CIÊNCIAS  
TÉRMICAS, E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO CURSO DE  
PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA



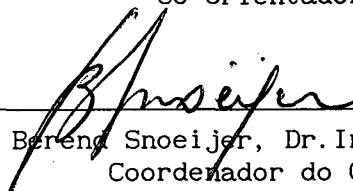
---

Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.  
Orientador



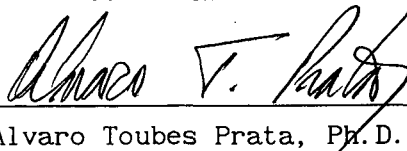
---

Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.  
Co-Orientador



---

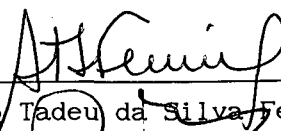
Prof. Berend Snoeijer, Dr. Ing.  
Coordenador do Curso



BANCA EXAMINADORA:

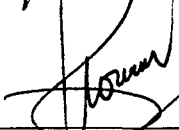
---

Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.  
Presidente



---

Prof. Rogério Tadeu da Silva Ferreira, Ph.D.



---

Prof. Clóvis Raimundo Maliska, Ph. D.



---

Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo, Ph.D.

À Alejandra, Daniela, Cristina e  
Francisca pelo amor e compreensão.

Aos meus pais pelo apoio  
constante.

## AGRADECIMENTOS

- Aos Professores Álvaro Toubes Prata e Rogério Tadeo da Silva Ferreira que orientaram o presente trabalho com inteligência e dedicação.
- À Universidade de Tarapacá pela oportunidade de realizar este trabalho.
- À EMBRACO (Empresa Brasileira de Compressores) pelo apoio financeiro e técnico.
- Ao Engenheiro da EMBRACO Rinaldo Puff pela colaboração no projeto da bancada experimental.
- Ao pessoal técnico do Laboratório de Ciências Térmicas, pela colaboração na montagem e construção de parte da bancada experimental.
- Aos Engenheiros e pessoal técnico do CERTI pela colaboração nas medições experimentais.
- Ao Engenheiro Daniel Freitas pelas sugestões para melhorar este trabalho.
- À CAPES pelo apoio financeiro durante todo o curso.

## ÍNDICE

	Pag.
RESUMO .....	i
ABSTRACT .....	iii
LISTA DE FIGURAS .....	v
LISTA DE TABELAS .....	ix
SIMBOLOGIA .....	x
CAPITULO 1: INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO 2: FORMULAÇÃO DO PROBLEMA .....	8
2.1 Introdução .....	8
2.2 Formulação do problema .....	9
2.3 Análise paramétrica .....	12
CAPÍTULO 3: BANCADA EXPERIMENTAL E INSTRUMENTAÇÃO .....	18
3.1 Introdução .....	18
3.2 Analogia entre transferência de massa e calor .....	18
3.3 Bancada experimental .....	20
3.4 Partes importantes da bancada experimental .....	23
a) Câmara de acrílico .....	24
b) Zona de testes .....	24
c) Ventilador .....	26
d) Sistema regulador de vazão de ar .....	27
3.5 Instrumentação .....	28
a) Medições de vazão .....	28
b) Medições de pressão .....	29
c) Medições de temperatura .....	30
d) Medições de umidade relativa .....	30
e) Medições de deslocamento .....	30
f) Medições de tempo .....	31

g) Medições de profundidade .....	31
3.6 Testes prévios sobre a bancada .....	32
a) Estanqueidade .....	32
b) Calibração da placa orifício .....	32
CAPÍTULO 4: PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E REDUÇÃO DE DADOS .....	33
4.1 Introdução .....	33
4.2 Regulagem da bancada .....	33
a) Regulagem do afastamento entre palheta e assento .....	33
b) Regulagem da vazão de ar .....	35
c) Correção do afastamento .....	36
4.3 Fundição do naftaleno .....	37
4.4 Medições do naftaleno sublimado .....	40
4.5 Procedimento experimental .....	43
4.6 Redução de dados .....	45
a) Cálculo de $Re_e$ .....	45
b) Cálculo do número de Schmidt ( $Sc$ ) .....	48
c) Cálculo do número de Nusselt ( $Nu$ ) .....	50
CAPÍTULO 5: SOLUÇÃO NUMÉRICA .....	51
5.1 Introdução .....	51
5.2 Formulação do problema para regime estável .....	51
5.3 Solução numérica .....	52
5.4 Malha utilizada .....	53
5.5 Cálculo do número de Nusselt .....	56
5.6 Testes de sensibilidade às condições de contorno .....	57
a) Sensibilidade à velocidade de entrada	
no orifício de passagem .....	57
b) Inclusão de uma fronteira isolada no	
domínio de solução .....	60
5.7 Inclusão de um chanfro no bordo de saída no orifício	

de passagem .....	60
5.8 Teste de convergência .....	63
5.9 Comparação da solução numérica com uma solução analítica .....	64
CAPÍTULO 6: RESULTADOS E DISCUSÕES .....	67
6.1 Introdução .....	67
6.2 Análise numérica .....	67
6.3 Comparações entre resultados numéricos e experimentais ..	78
CAPÍTULO 7: CONCLUSÕES .....	87
7.1 Conclusões associadas ao procedimento experimental .....	87
7.2 Conclusões associadas à solução numérica .....	88
7.3 Conclusões associadas aos resultados numéricos e experimentais .....	89
7.4 Conclusões gerais .....	90
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	92
APÊNDICE A: PROPRIEDADES FÍSICAS E DIMENSÕES IMPORTANTES .....	98
APÊNDICE B: CALIBRAÇÃO DA PLACA DE ORIFÍCIO .....	100
APÊNDICE C: ANÁLISE DA INCERTEZA ASSOCIADA AOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....	103
APÊNDICE D: EXEMPLO DE CÁLCULO .....	107



## RESUMO

O presente trabalho é uma investigação numérica e experimental de coeficientes locais de transferência de calor em difusores radiais. O escoamento entra no difusor em forma axial através de um orifício de passagem e, devido à presença de um disco frontal, é defletido e tornando-se radial. No presente trabalho só o disco frontal transfere calor ao escoamento. Todas as outras partes do difusor são mantidas isoladas. Para os cálculos numéricos usou-se o método dos volumes finitos e o acoplamento entre pressão e velocidade é feito através do algoritmo SIMPLER. As experiências de transferência de calor são desenvolvidas indiretamente através da analogia entre a transferência de calor e massa. A técnica da sublimação do naftaleno foi empregada para a determinação dos coeficientes locais de transferência de massa. Para baixas vazões e pequenos afastamentos entre os discos do difusor verificou-se uma boa concordância entre os dados experimentais e numéricos. Em geral o número de Nusselt local mostrou um patamar na região da palheta em frente ao orifício de passagem. Este comportamento deve-se à existência de uma região de estagnação nesse setor. Na região de entrada do difusor, onde o escoamento é defletido radialmente, a curva do número de Nusselt local apresenta um grande pico. Após este pico o número de Nusselt diminui monotonicamente à medida que

o escoamento ganha a saída do difusor. Aumentando as vazões, um pico secundário é observado nos resultados experimentais perto da saída do difusor. Este pico secundário aumenta em intensidade e desloca-se a montante à medida que o número de Reynolds aumenta. Surpreendentemente, o pico secundário não é observado na solução numérica, que foi obtida suprimindo os termos temporais nas equações de Navier Stokes e energia. Para um número de Reynolds fixo, o mesmo comportamento foi observado quando foi aumentado o afastamento entre os discos. Acredita-se que a existência do pico secundário esteja relacionada com a presença de oscilações auto-induzidas pelo escoamento associadas às instabilidades da camada viscosa.

## ABSTRACT

The present work deals with the numerical and experimental determination of local heat transfer coefficients in radial diffusers. The fluid entered the diffuser axially through a feeding orifice, and due to the presence of a frontal disk the flow is deflected and becomes radial. In the present investigation only the frontal disk transfers heat to the flowing fluid. All other parts of the diffuser were kept insulated. For the numerical calculations use is made of the finite volume methodology and the coupling between pressure and velocity is handled via the SIMPLER algorithm. The heat transfer experiments are performed indirectly through the existing analogy between heat and mass transfer. The naphthalene sublimation technique was employed for determining the local mass transfer coefficients. For low flow rates and small gaps between the diffuser disks, very good agreement prevailed between experiments and calculations. In general the local Nusselt number pattern showed a plateau just in front of the feeding orifice, and the behaviour is due to the existing stagnant region. As the fluid hit the frontal disk and deflected radially entering in the diffuser region, a high peak was observed in the local Nusselt number. After this peak, the Nusselt number decayed monotonically as the fluid proceeded towards the diffuser exit. Increasing the flow rates, a second peak started to appear in the experimental results. This secondary peak increased in magnitude and moved upstream as the Reynolds number was increased. Surprisingly, the secondary peak was not observed in the numerical results, which was performed suppressing the unsteady terms of the Navier Stokes and energy equations. For a fixed Reynolds number,

the same behaviour was observed as the gap between the disks was increased. It is believed that the existence of the secondary peak is due to self-sustained flow oscillations, related to instabilities of the separated shear layer.

## LISTA DE FIGURAS

	Pag.
Fig. (1.1) Esquema simplificado do sistema de sucção e descarga de um compressor .....	1
Fig. (1.2) Geometria do difusor radial com alimentação axial.....	3
Fig. (1.3) Geometria do difusor radial com alimentação radial.....	4
Fig. (1.4) Número de Nusselt local em um difusor radial com alimentação radial (resultado obtido em [01]) .....	5
Fig. (1.5) Número de Nusselt médio em função de $Re_e$ para $s/d=0,05$ em um difusor radial com alimentação axial (resultado obtido em [03]).....	6
Fig. (2.1) Difusor radial com alimentação axial	8
Fig. (2.2) Domínio do problema .....	9
Fig. (2.3) Setores do escoamento governados por escalas distintas .....	11
Fig. (2.4) Condições de contorno adimensionais.....	16
Fig. (3.1) Bancada experimental.....	21
Fig. (3.2) Dimensões principais da bancada experimental..	22
Fig. (3.3) Câmara de acrílico.....	23
Fig. (3.4) Zona de teste.....	24
Fig. (3.5) Sistema de posicionamento da palheta.....	25
Fig. (3.6) Transdutor de deslocamento.....	26
Fig. (3.7) Sistema regulador do fluxo.....	27
Fig. (3.8) Placa de orfício.....	28
Fig. (3.9) Micromanômetro.....	29

Fig. (3.10)	Máquina de medição por coordenadas .....	31
Fig. (4.1)	Assento.....	34
Fig. (4.2)	Palheta.....	35
Fig. (4.3)	Molde para deposição do naftaleno.....	38
Fig. (4.4)	Local para preparação dos moldes de naftaleno.	39
Fig. (4.5)	Sublimação sobre a superfície de naftaleno....	39
Fig. (4.6)	Profundidade sobre a superfície de naftaleno (z) antes e depois do teste .....	41
Fig. (4.7)	Desenho esquemático das medições do tempo ....	45
Fig. (5.1)	Malha utilizada na obtenção da solução numérica do escoamento .....	55
Fig. (5.2)	Comparação do número de Nusselt local para distintas malhas .....	56
Fig. (5.3)	Componente radial da velocidade de entrada no orifício de passagem .....	58
Fig. (5.4)	Influência da velocidade $V_e$ sobre o número de Nusselt local .....	59
Fig. (5.5)	Comparação entre soluções numéricas com e sem borda adiabática .....	60
Fig. (5.6)	Inclusão de um chanfro no modelo numérico.....	61
Fig. (5.7)	Influência do chanfro na borda de saída do orifício de passagem sobre o número de Nusselt	62
Fig. (5.8)	Comparação entre soluções numéricas com diferentes níveis de convergência .....	63
Fig. (5.9)	Esquema do problema resolvido analiticamente..	64
Fig. (5.10)	Comparação entre a solução numérica e analítica .....	65
Fig. (6.1)	Linhas de corrente para $Re_e=600$ e $2000$ com $s/d=0,07$ .....	68

Fig. (6.2)	Linhas de corrente para $Re_e=4000$ e $4595$ com $s/d=0,07$ .....	69
Fig. (6.3)	Oscilações do escoamento perpendiculares à posição média da superfície que limita a recirculação, ref. [24] .....	71
Fig. (6.4)	Pressão adimensional sobre a palheta para $Re_e=600$ e $s/d=0,07$ .....	73
Fig. (6.5)	Pressão adimensional sobre a palheta para $Re_e=4000$ e $s/d=0,07$ .....	73
Fig. (6.6)	Coefficiente de atrito local para $Re_e=4000$ e $s/d=0,07$ .....	74
Fig. (6.7)	Coefficiente de atrito local para $Re_e=600$ e $s/d=0,07$ .....	75
Fig. (6.8)	Isotermas para $Re_e=600$ e $4000$ com $Pr=2,6$ e $s/d=0,07$ .....	76
Fig. (6.9)	Número de Nusselt local para $Re_e=600$ , $Pr=2,6$ e $s/d=0,07$ .....	77
Fig. (6.10)	Número de Nusselt local para $Re_e=4000$ , $Pr=2,6$ e $s/d=0,07$ .....	77
Fig. (6.11)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=700$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,07$ .....	79
Fig. (6.12)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=1043$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,07$ .....	79
Fig. (6.13)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=1640$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,07$ .....	80
Fig. (6.14)	Comparações entre o número de Nusselt numérico	

	e experimental para $Re_e=2727$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,07$ .....	80
Fig. (6.15)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=4595$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,07$ .....	81
Fig. (6.16)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=1045$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,1$ .....	81
Fig. (6.17)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=1621$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,1$ .....	82
Fig. (6.18)	Comparações entre o número de Nusselt numérico e experimental para $Re_e=2728$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,1$ .....	82
Fig. (6.19)	Número de Nusselt experimental para $Re_e=5041$ , $Pr=2,60$ e $s/d=0,1$ .....	83
Fig. (6.20)	Relação entre $(r-d/2)/s$ e $Re_e(s/d)$ para o ponto de início da instabilidade .....	85
Fig. (B.1)	Curva de calibração do micromanômetro .....	101
Fig. (B.2)	Valores de $K_e$ em função do número de Reynolds no orifício medidor de vazão .....	102



## LISTA DE TABELAS

	Pag.
Tabela (C.1) Valores típicos das variáveis medidas no experimento e suas incertezas de medição .....	105
Tabela (C.2) Valores típicos dos parâmetros calculados e suas incertezas .....	106
Tabela (D.1) Dados típicos coletados em uma experiência ...	107
Tabela (D.2) Cálculo típico dos parâmetros necessários para obter $Re_e$ .....	108
Tabela (D.3) Cálculos iterativos típicos para obter $Re_o$ ...	109
Tabela (D.4) Cálculo típico do número de Nusselt e número de Prandtl .....	111

## SIMBOLOGIA

A	Superfície de transferência de massa ( $m^2$ )
$c_p$	Calor específico do ar a pressão constante (J/ kg K)
$c_v$	Calor específico do ar a volume constante (J/ kg K)
D	Diâmetro da palheta que troca calor (m)
d	Diâmetro do orifício de passagem (m)
$D_d$	Coefficiente de difusão do naftaleno no ar ( $m^2/s$ )
e	Comprimento de passagem (m)
f	Frequência (1/s)
h	Altura medida no micromanômetro (mm álcool)
K	Coefficiente de transferência de massa (kg/m s)
k	Condutividade térmica do ar (W/ m K)
$K_e$	Coefficiente de fluxo (-) eq. (4.10)
$\dot{m}$	Fluxo de ar (kg/s) eq. (4.5)
$\dot{m}_n$	Fluxo de naftaleno sublimado (kg/s) eq. (4.22)
Nu	Número de Nusselt local sobre a palheta eq. (4.18)
P	Pressão adimensional eq. (2.22)
p	Pressão ( $N/m^2$ )
$P_a$	Pressão do ambiente (mm Hg)
$P_s$	Pressão de saturação do vapor de naftaleno ( $N/m^2$ ) eq. (4.20)
$P_{sa}$	Pressão de saturação do vapor de água presente no ar ( $N/ m^2$ ) eq. (4.12)
Pr	Número de Prandtl eq. (2.14)
q	Fluxo de calor ( $W/ m^2$ )
R	Coordenada radial adimensional eq. (2.20)
r	Coordenada radial (m)
Re	Número de Reynolds eq. (2.11)
s	Afastamento entre palheta e assento (m)

Sc	Número de Schmidt eq. (3.2)
Sh	Número de Sherwood eq. (3.5)
St	Número de Strouhal eq. (2.16)
T	Temperatura (K)
t	Tempo (s)
$T_a$	Temperatura ambiente (K)
$t^*$	Tempo adimensional eq. (2.22)
U	Velocidade axial adimensional eq. (2.22)
u	Velocidade axial (m/s)
V	Velocidade radial adimensional eq. (2.22)
v	Velocidade radial (m/s)
W	Fração mássica (-)
X	Coordenada axial adimensional (-) eq. (2.22)
x	Coordenada axial (m)
$Y_e$	Coeficiente de expansão do ar (-) eq. (4.6)
z	Coordenada perpendicular à superfície da palheta ( $\mu\text{m}$ )
$\alpha$	Difusividade térmica ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\beta$	Relação de diâmetros (-) eq. (4.9)
$\phi$	Umidade relativa do ar (-)
$\Gamma$	Expoente adiabático (-) eq. (4.8)
$\nu$	Viscosidade cinemática do ar ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\rho$	Densidade do ar ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\rho_f$	Concentração mássica de naftaleno no ar ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) eq. (4.21)
$\rho_{ns}$	Densidade do naftaleno sólido ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\rho_m$	Densidade do fluido manométrico ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\rho_s$	Concentração mássica de naftaleno sobre a palheta ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\theta$	Temperatura adimensional eq. (2.20)
$\mu$	Viscosidade do ar ( $\text{N s}/\text{m}^2$ )
$\chi$	Relação de pressões (-) eq. (4.7)

## Sub-índices

- e Entrada ao orifício
- p Sobre a palheta
- o Na placa de orifício
- mo A montante da placa de orifício
- ju A jusante da placa de orifício
- op No orifício de passagem
- i Início da experiência
- f Fim da experiência
- d Tempo adicional que permite descontar o naftaleno sublimado  
fora do teste

## CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

A busca natural da eficiência dos equipamentos, motivada pela disputa de mercado, torna cada vez mais necessário o conhecimento detalhado dos fenômenos que determinam o funcionamento de tais equipamentos.

Em se tratando de compressores herméticos, é de grande importância para sua eficiência o projeto criterioso do sistema de válvulas.

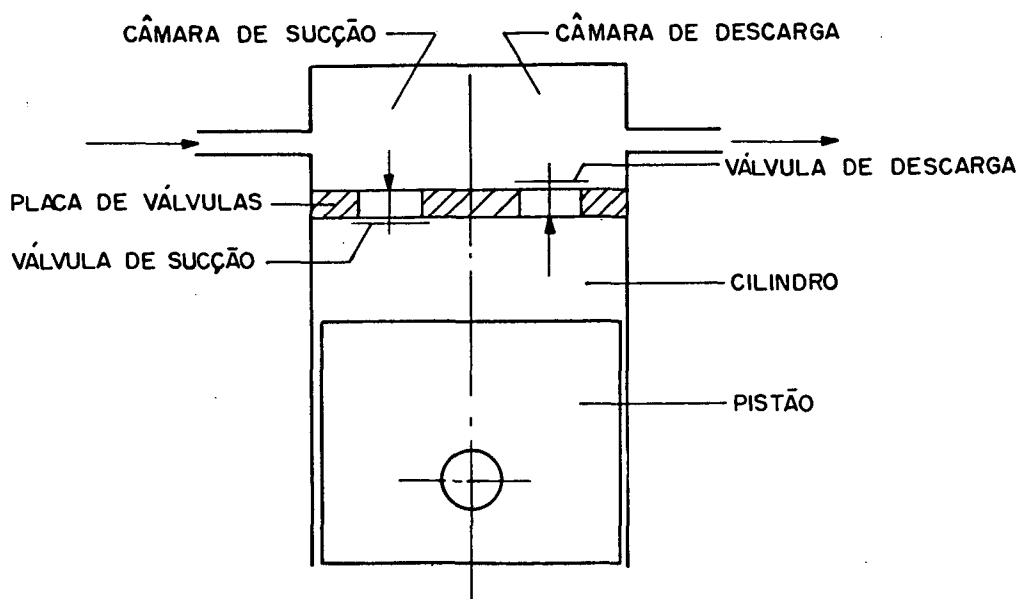


Fig. (1.1) Esquema simplificado do sistema de sucção e descarga de um compressor

A Fig. (1.1) apresenta uma vista esquemática do sistema de sucção e descarga de um compressor. Observa-se nesta figura as placas das válvulas de sucção e descarga. As válvulas controlam o fluxo de refrigerante que entra e sai do cilindro. São

confeccionadas com aço mola especial e são acionadas por diferença de pressão. O escoamento produz uma distribuição de pressão sobre a palheta, originando uma força hidrodinâmica que tende a abri-la. O balanço entre a força hidrodinâmica, resistência elástica e a aderência devida à presença de óleo, produz uma resultante responsável pelo movimento da palheta.

Um aspecto importante relacionado com o projeto das válvulas é a transferência de calor entre as paredes quentes e o fluido refrigerante frio, ou vice-versa. O pequeno afastamento existente entre a válvula e seu assento, associado à mudança de direção do escoamento, origina grandes gradientes de velocidade e conseqüentemente grandes coeficientes de transferência de calor.

O aumento da temperatura do fluido refrigerante a ser introduzido no cilindro causa uma diminuição da densidade do mesmo, e portanto uma diminuição da capacidade do compressor. Na válvula de descarga, o fluido refrigerante transfere calor para as paredes. Parte deste calor é entregue ao fluido refrigerante que está sendo succionado, gerando uma diminuição do rendimento do compressor.

A análise de escoamentos em válvulas de compressores, tais como são encontrados na realidade, é muito complexa. Desta forma, é conveniente investigar situações mais simples. Neste contexto, o escoamento em difusores radiais com alimentação axial, Fig. (1.2), constitui-se no problema básico para a análise do desempenho de válvulas tipo palheta. No difusor da figura o fluido ingressa axialmente e é obrigado a defletir-se para entrar no difusor. À medida que o raio aumenta, aumenta também a área de escoamento, o que acarreta diminuição da velocidade radial podendo conduzir a elevações da pressão estática.

A motivação deste trabalho é precisamente o estudo da transferência de calor em difusores radiais com alimentação axial, como uma simplificação do escoamento numa válvula de compressor.

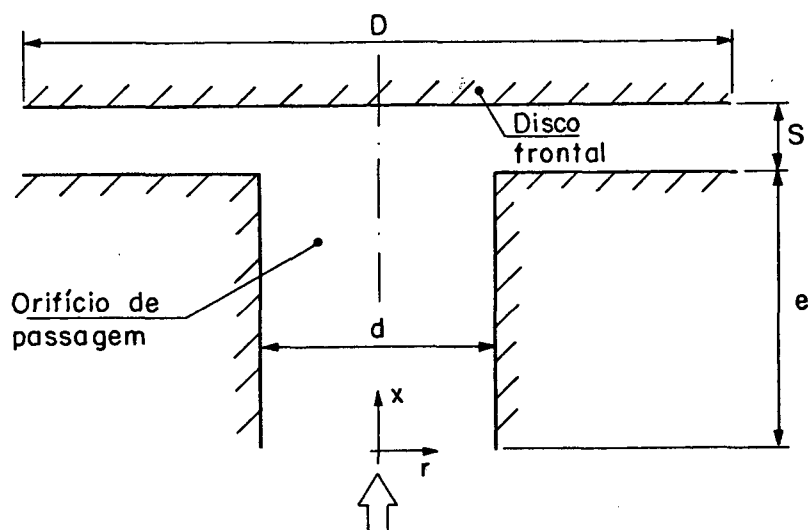


Fig. (1.2) Geometria do difusor radial com alimentação axial

Recentemente, o estudo dos difusores radiais tem recebido grandes contribuições. Dentre elas destaca-se o trabalho de Mochizuki e Yao, [01]. Neste trabalho estuda-se um difusor radial com alimentação radial, mostrado na Fig. (1.3). O fluido ao escoar radialmente, recebe calor das paredes do difusor que estão aquecidas através de um fluxo de calor constante ao longo do raio. Contrariando estudos analíticos e numéricos, [27] e [28], que assumindo regime permanente, identificaram a formação de uma bolha de separação anular causada pela existência de gradientes de pressão adverso, em [01] foi observado experimentalmente que o fenômeno de separação ocorre periodicamente e se alterna em ambas as paredes do difusor na mesma localização radial. Adicionalmente foi observado que o ponto de separação move-se a montante com o

aumento da vazão, e que à jusante do ponto de separação as camadas viscosas se desenvolvem em esteiras de vórtices, caracterizando um escoamento instável. Tais esteiras são similares àquelas observadas na ejeção periódica de vórtices que ocorrem em escoamentos ao redor de cilindros. As medições de [01] indicam ainda um drástico aumento na transferência de calor devida à existência da separação, conforme ilustrada na Fig. (1.4). Em [02], Mochizuki e Yang corroboram os resultados hidrodinâmicos de [01] através de experimentos adicionais e de uma solução numérica das equações do movimento em regime não-permanente.

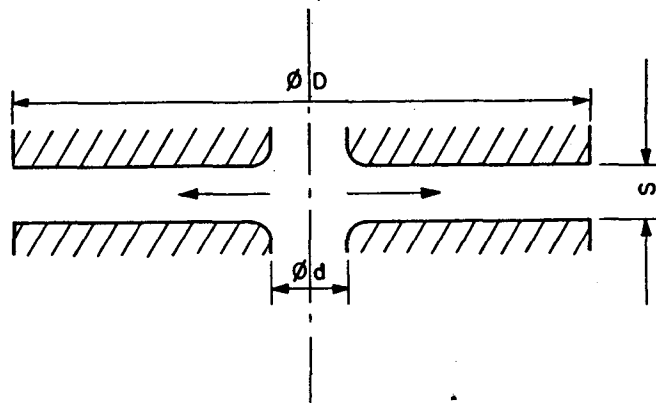


Fig.(1.3) Geometria do difusor radial com alimentação radial

Recentemente, Todescat, Prata e Ferreira [03], apresentaram resultados experimentais e numéricos para um difusor radial com alimentação axial, conforme geometria da Fig. (1.2). Diferentemente da situação anterior, mostrada na Fig. (1.3), onde todo o escoamento era radial, nesta situação o fluido que entrava no canal alimentador era inicialmente defletido e só então passava



a escoar radialmente. Neste trabalho estudou-se a transferência de calor tanto numérica como experimentalmente. Os resultados foram expressos em termos de um número de Nusselt médio, obtido usando a analogia entre transferência de calor e massa. O disco frontal foi mantido adiabático, enquanto que as paredes do orifício de passagem bem como o disco inferior indicado na Fig. (1.2) foram aquecidos a temperatura constante.

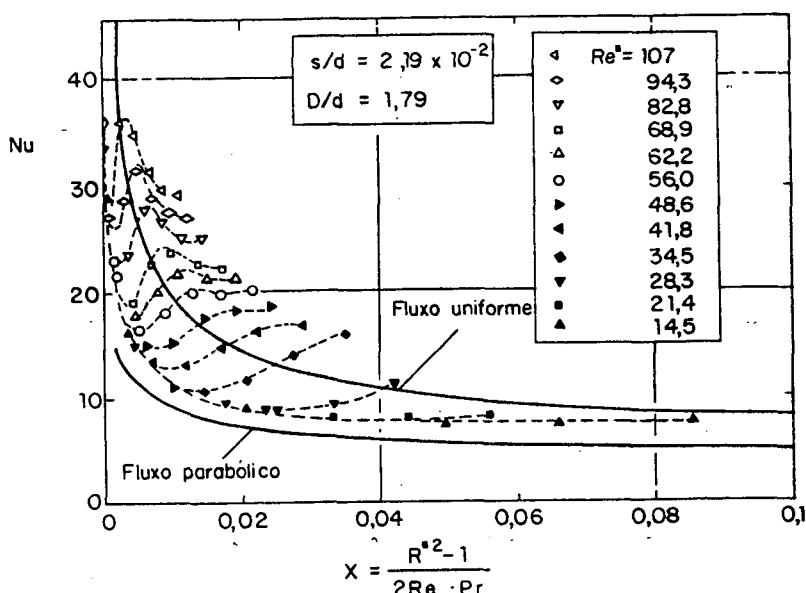


Fig. (1.4) Número de Nusselt local em um difusor radial com alimentação radial (resultado obtido em [01])

Os resultados obtidos em [03] mostraram que, em geral, para baixas vazões existia uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais. À medida que se aumentava a vazão, existia para cada afastamento entre os discos,  $s$ , um valor de vazão crítica, a partir da qual os valores experimentais eram consideravelmente maiores do que os resultados numéricos (ver por exemplo Fig. (1.5)). Prata et al., em [04], fazendo um análise do número de Reynolds crítico, a partir do qual os resultados

experimentais divergem dos resultados numéricos, propõem que a existência destes desvios esteja relacionada com oscilações da camada viscosa que está em contato com a região de recirculação na entrada do difusor, e não com os gradientes de pressões adversos. As conclusões de [04] se basearam nos resultados obtidos em [03]. Como em [03] só se dispõe de valores médios relacionados com a transferência de calor, informações sobre a transferência de calor local em difusores radiais com alimentação radial se fazem necessárias a fim de que as questões mencionadas anteriormente pudessem ser elaboradas mais criteriosamente. O objetivo do presente trabalho é estudar a presença de oscilações autoinduzidas pelo escoamento laminar e sua importância na transferência de calor em difusores radiais com alimentação axial. Para cumprir este objetivo é preciso medir a transferência de calor local.

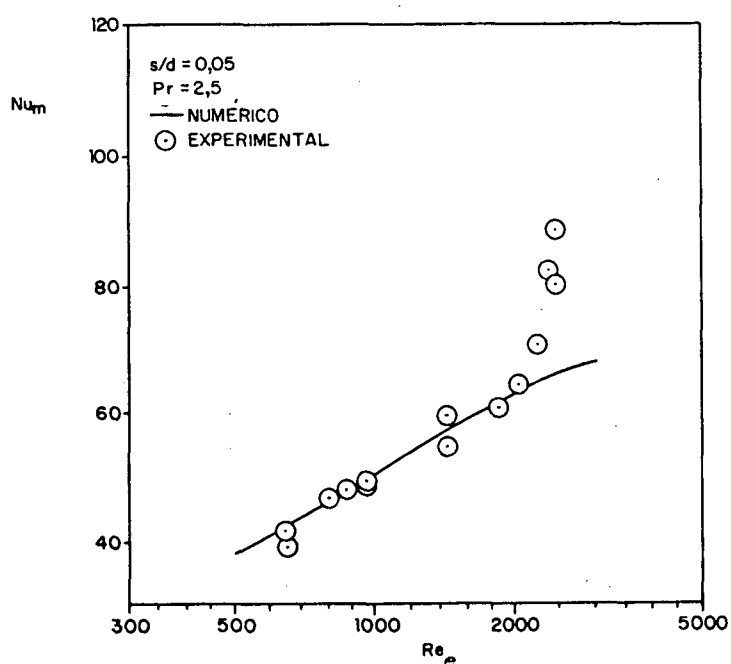


Fig. (1.5) Número de Nusselt médio em função de  $Re_e$  para  $s/d=0,05$  em um difusor radial com alimentação axial (resultado obtido em [03]).

Comparando estes resultados com a solução numérica em regime

permanente, é possível identificar as regiões instáveis. Neste trabalho, restringiu-se o estudo ao disco frontal indicado na Fig. (1.2), mantendo isoladas as demais paredes do difusor.

Nos capítulos seguintes formula-se o problema, detalha-se a bancada e a técnica experimental usada, e descreve-se o método numérico empregado.

## CAPÍTULO 2

## FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

## 2.1 Introdução

O problema a ser investigado será abordado tanto experimentalmente como numericamente. Em ambos os casos é preciso conhecer as variáveis ou números adimensionais que governam o fenômeno. Este é precisamente o objetivo deste capítulo.

Devido à relação deste trabalho com as válvulas dos compressores, mencionada no capítulo anterior, chamaremos palheta a superfície superior do difusor, assento a superfície inferior do difusor, e orifício o duto cilíndrico por onde entra o fluido, conforme indicado na Fig. (2.1).

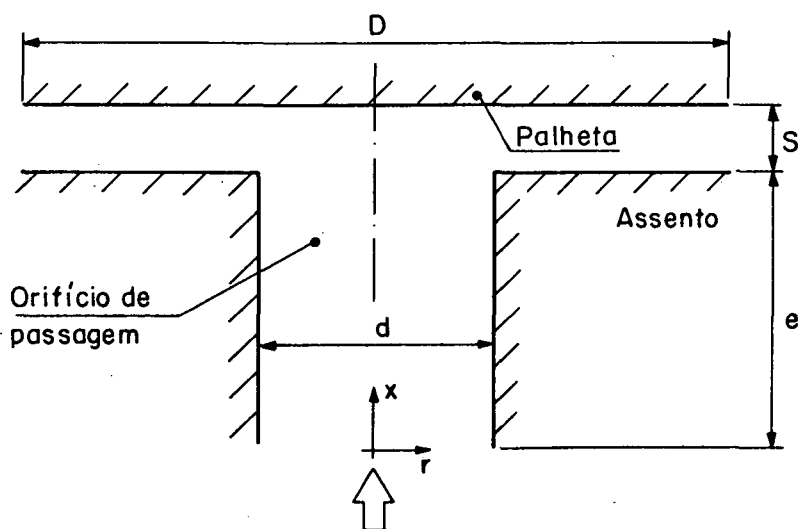


Fig. (2.1) Difusor radial com alimentação axial

## 2.2 Formulação do Problema

Dada à simetria axial existente, é possível estudar apenas um radiano ao longo da circunferência do difusor. Como  $s$  é muito pequeno em relação a  $d$ , gera-se uma região de estagnação no setor de entrada do difusor, obrigando o fluido que entra pelo orifício a escoar rente à região do assento. O fato de  $s$  ser muito menor do que  $d$  torna o presente problema independente das características do escoamento à montante do orifício de passagem, como é mostrado por Deschamps em [05]. Por esta razão, nosso estudo limita-se ao domínio mostrado na Fig. (2.2). Posteriormente, no capítulo 6 tal assunto será elaborado com maiores detalhes.

O regime é laminar, e o problema pode ser descrito pelas equações da continuidade, conservação de quantidade de movimento e energia, com propriedades constantes em coordenadas cilíndricas bidimensionais.

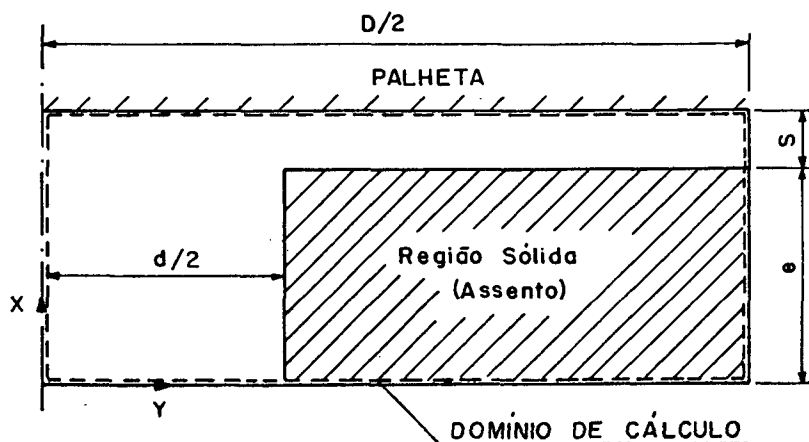


Fig. (2.2) Domínio do problema

a) Continuidade

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0 \quad (2.1)$$

b) Quantidade de movimento em x

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right) \quad (2.2)$$

c) Quantidade de movimento em r

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} - \frac{v}{r^2} \right) \quad (2.3)$$

d) Energia

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \quad (2.4)$$

onde  $u$  e  $v$  são respectivamente as componentes axial e radial da velocidade. As demais grandezas nas equações anteriores estão definidas na simbologia.

Observe-se que o termo temporal foi incluído nas equações anteriores, dada à possível presença de instabilidade em determinadas situações.

As condições de contorno que se impõem são:

◦ Na entrada do difusor,  $x=0$ ,

- Sobre a palheta,  $x=e+s$ ,

$$u=0, v=0, T=T_p$$

- Sobre as paredes do orifício e difusor,

$$u=0, v=0, \partial T/\partial r=0 \text{ (orifício)}, \partial T/\partial x=0 \text{ (difusor)}$$

- Na saída do difusor,  $r=D/2$ ,

$$\partial(rv)/\partial r=0, \partial u/\partial r=0, \partial T/\partial r=0$$

- Sobre o eixo de simetria,  $r=0$ ,

$$v=0, \partial u/\partial r=0, \partial T/\partial r=0$$

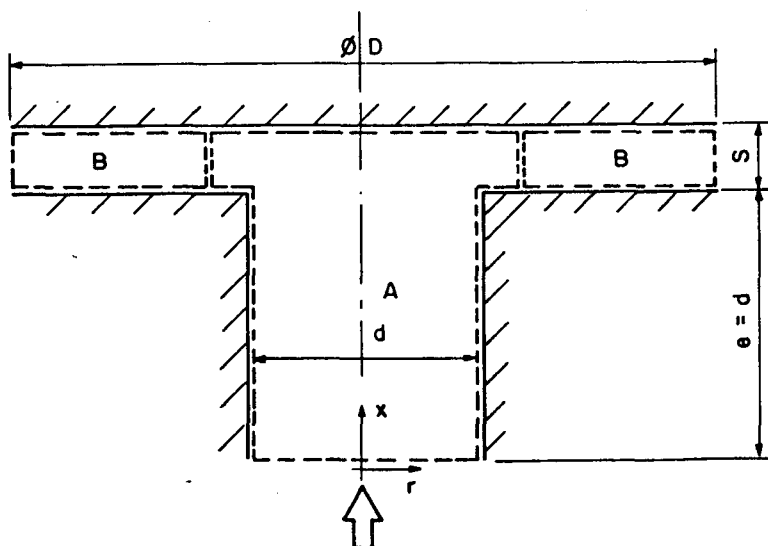


Fig. (2.3) Setores do escoamento governados por escalas distintas

relação às condições de contorno é apresentada no capítulo 5.

### 2.3 Análise paramétrica

Para uma análise paramétrica que permita conhecer os números adimensionais que governam o problema, é possível distinguir dois setores do escoamento com escalas diferentes:

#### a) Setor de entrada do fluido no difusor

Neste setor, indicado na Fig. (2.3) pela região A, pode-se escrever,

$$x \approx d$$

$$r \approx d$$

$$\partial u / \partial x \approx u / d \tag{2.5}$$

$$\partial v / \partial r \approx v / d$$

$$\partial T / \partial x \approx \Delta T / d \text{ em que } \Delta T = T_p - T_e$$

$$\partial T / \partial t \approx \Delta T / \Delta t$$

Da equação (2.1) obtém-se:

$$\frac{u}{d} = \frac{v}{d}$$

portanto,

$$u \approx v \tag{2.6}$$



Substituindo as equações (2.5) na equação (2.4) e definindo  $\Delta T_t$  como a variação temporal da temperatura em um período de tempo  $\Delta t$ ,

$$\frac{\Delta T_t}{\Delta t}, v \frac{\Delta T}{d}, u \frac{\Delta T}{d} = \alpha \left( \frac{\Delta T}{d^2}, \frac{\Delta T}{d^2} \right) \quad (2.7)$$

Se o calor trocado sobre a palheta é da ordem de .....

$$q \approx k \frac{\Delta T}{s} \quad (2.8)$$

e

$$Nu \approx \frac{q s}{\Delta T k} \quad (2.9)$$

Então, substituindo as relações anteriores na equação (2.7), e considerando que para o escoamento instável  $\Delta T \approx \Delta T_t$  obtém-se

$$\frac{s^2}{\Delta t \alpha}, \left( \frac{v s}{\nu} \right) \left( \frac{\nu}{\alpha} \right) \left( \frac{s}{d} \right) \approx \frac{q s}{\Delta T k} \left( \frac{s}{d} \right)^2 \quad (2.10)$$

Na equação (2.10) podem-se distinguir os seguintes números adimensionais:

$$Re = \frac{v s}{\nu} \quad (\text{Número de Reynolds}) \quad (2.11)$$

a velocidade  $v$ , está relacionada com a velocidade de entrada e a posição sobre a palheta, portanto:

$$Re = f(Re_e, r/s) \quad (2.12)$$

em que

$$Re_e = \frac{u_e d}{\nu} \quad (2.13)$$

Adicionalmente, tem-se na equação (2.10),

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{Número de Prandtl}) \quad (2.14)$$

$$St Re Pr = \frac{s^2}{\Delta t \alpha} \quad (2.15)$$

onde

$$St = \frac{s f}{v} \quad (\text{Número de Strouhal}) \quad (2.16)$$

e

$$f = \frac{1}{\Delta t} \quad (\text{frequência}) \quad (2.17)$$

Desta forma, para a região de entrada no difusor tem-se,

$$Nu = Nu (St Re Pr, Re_e, Pr, s/d, r/s) \quad (2.18)$$

b) Setor do Difusor

Na Fig. (2.3) mostra-se este setor indicado pela região

B. Usando o mesmo procedimento anterior tem-se:

$$x \approx s$$

$$r \approx D$$

$$\partial u / \partial x \approx u / s \quad (2.19)$$

$$\partial v / \partial r \approx v / D$$

$$\partial T / \partial x \approx \Delta T / s$$

$$\partial T / \partial r \approx \Delta T / D$$

$$\partial T / \partial t \approx \Delta T / \Delta t$$

Com as estimativas anteriores obtém-se, da equação da continuidade,

$$u \approx \frac{v s}{D} \quad (2.20)$$

substituindo a equação (2.20) na equação (2.4), como no caso anterior, podem-se distinguir os seguintes parâmetros:  $St$ ,  $Re$ ,  $Pr$ ,  $Re_e$ ,  $r/s$  e  $s/D$ . Desta forma para a região do difusor tem-se,

$$Nu = Nu (St, Re, Pr, Re_e, Pr, s/d, r/s, s/D) \quad (2.21)$$

Conclui-se então que os parâmetros que descrevem o problema são:  $Re_e$ ,  $Pr$ ,  $s/D$ . Na ausência de oscilações, o número de Strouhal é nulo e o parâmetro  $St$ ,  $Re$ ,  $Pr$  desaparece.

## 2.4 Adimensionalização do problema

Para a adimensionalização do problema, definem-se as seguintes variáveis adimensionais,

$$U = \frac{u s}{\nu}, \quad V = \frac{v s}{\nu}, \quad \theta = \frac{T - T_e}{T_p - T_e}, \quad P = \frac{p s^2}{\rho \nu^2} \quad (2.22)$$

$$X = \frac{x}{s}, \quad R = \frac{r}{s}, \quad t^* = \frac{\nu t}{s^2}$$

Substituindo nas equações (2.1), (2.2), (2.3) e (2.4), as equações (2.22) obté-se:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R} = 0 \quad (2.23)$$

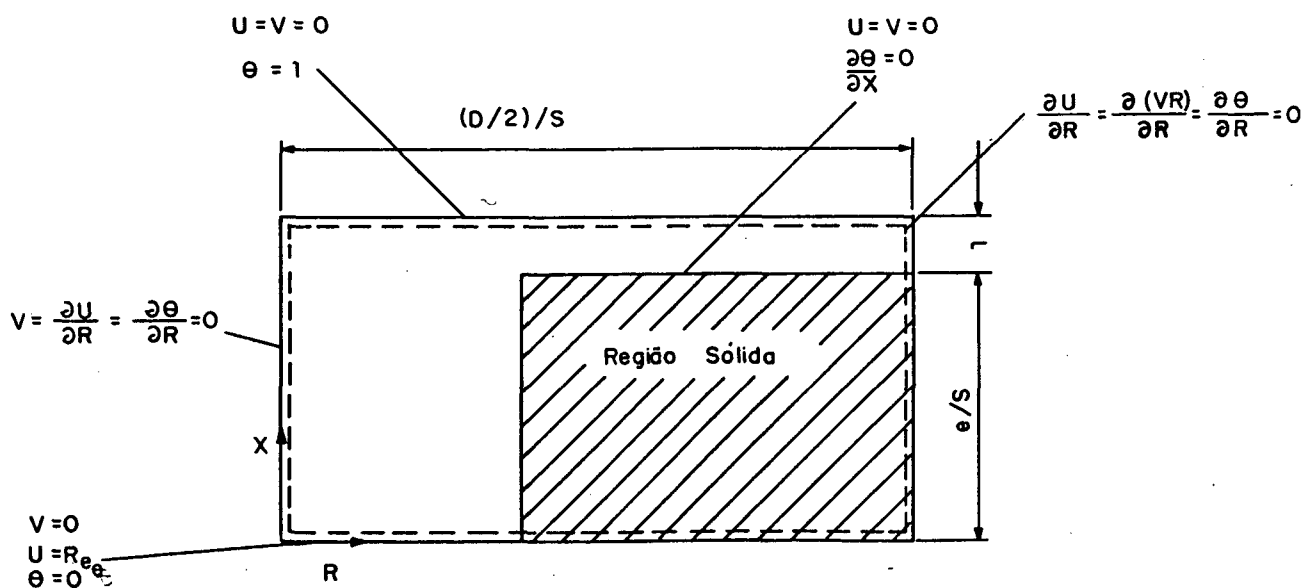


Fig. (2.4) Condições de contorno adimensionais

$$\frac{\partial U}{\partial t^*} + v \frac{\partial U}{\partial R} + U \frac{\partial U}{\partial X} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t^*} + v \frac{\partial V}{\partial R} + U \frac{\partial V}{\partial X} = - \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial R^2} - \frac{V}{R^2} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t^*} + v \frac{\partial \Theta}{\partial R} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} = \frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial R^2} \right) \quad (2.26)$$

onde  $Pr$  é o número de Prandtl definido na equação (2.14).

As condições de contorno adimensionais são mostradas na Fig. (2.4).

## CAPÍTULO 3

## BANCADA EXPERIMENTAL E INSTRUMENTAÇÃO

## 3.1 Introdução

Este capítulo trata da descrição do equipamento necessário para o estudo experimental associado à presente dissertação. Divide-se o aparato experimental na bancada propriamente dita e na instrumentação usada. Para uma compreensão melhor da bancada, apresenta-se inicialmente a analogia entre transferência de massa e calor, que define a técnica experimental usada.

## 3.2 Analogia entre transferência de massa e calor

Para calcular o número de Nusselt experimentalmente, quando se impõe uma temperatura na parede ( $T_p$ ), é preciso conhecer  $q$ , que por sua vez depende do gradiente de temperaturas na parede. Calcular este gradiente experimentalmente pode gerar grandes erros. Um modo alternativo de quantificar o calor trocado consiste em fornecer o calor mediante a condensação de um vapor e medir o volume condensado. Este procedimento induz a erros gerados pelas perdas de calor por condução e radiação, que dificilmente podem ser quantificadas, ref.[07].

Uma técnica muito usada em problemas semelhantes ao analisado aqui diz respeito à analogia entre transferência de massa e calor. Inicialmente considere-se o problema da transferência de massa da palheta para o fluido, com a mesma

geometria apresentada na Fig.(2.4). Como no problema térmico descrito anteriormente, o orifício e o assento não participam ativamente do problema mássico e são mantidos impermeáveis, enquanto que a palheta é mantida a uma concentração constante da espécie química a ser transferida. A equação de transporte para a espécie química pode ser escrita como,

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v \frac{\partial W}{\partial R} + v \frac{\partial W}{\partial X} = \frac{1}{Sc} \left( \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{\partial^2 W}{\partial R^2} \right) \quad (3.1)$$

em que  $W$  é a fração mássica e

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D_d} \quad (\text{Número de Schmidt}) \quad (3.2)$$

As condições de contorno são análogas àquelas apresentadas para  $\theta$  na Fig. (2.4). Se a quantidade de massa transferida da palheta é pequena comparada com a massa que escoar, a velocidade gerada pela massa que é transferida pode ser ignorada e existe então uma analogia entre o problema mássico e o térmico. Tal analogia pode ser verificada ao se comparar em as equações (3.1) e (2.26), juntamente com as condições de contorno.

O fluxo de massa transferido da superfície da palheta pode ser calculado por,

$$\dot{m}_n = K A (\rho_s - \rho_f) \quad (3.3)$$

onde  $A$  é a superfície de transferência da massa,  $\rho_s$  é a concentração mássica da substância transferida sobre a superfície

coeficiente de transferência de massa.

Note-se que  $K$  é equivalente ao coeficiente  $h$ , com unidades diferentes, num processo de transferência de calor. Do mesmo modo o Número de Sherwood ( $Sh$ ) que representa a transferência de massa adimensional, é dado por,

$$Sh = \frac{K s}{D_d} \quad (3.4)$$

e é equivalente ao número de Nusselt,  $Nu$ .

A substância que tem sido mais usada na transferência de massa com vista à transferência de calor é o naftaleno. Esta será a substância empregada no presente trabalho. As propriedades do naftaleno encontram-se tabuladas no Apêndice A.

Em geral, o procedimento experimental consiste em fundir naftaleno sobre as superfícies que trocam calor, e expor estas superfícies a um escoamento que possa sublimar parte do mesmo. Usando as equações (3.2), (3.3) e (3.4), e conhecendo a massa sublimada, é possível calcular  $Sc$  e  $Sh$ . Através da analogia entre calor e massa,  $Sh$  pode ser convertido em  $Nu$  se  $Sc$  é entendido como  $Pr$ .

### 3.3 Bancada experimental

As Figs. (3.1) e (3.2) mostram vistas da bancada experimental, onde inclui-se a nomenclatura empregada neste capítulo. O ar entra no cone regulador de vazão, aspirado pelo ventilador, passa pelo tubo principal e ingressa na câmara de acrílico, sublima o naftaleno depositado na palheta, e sai pelo



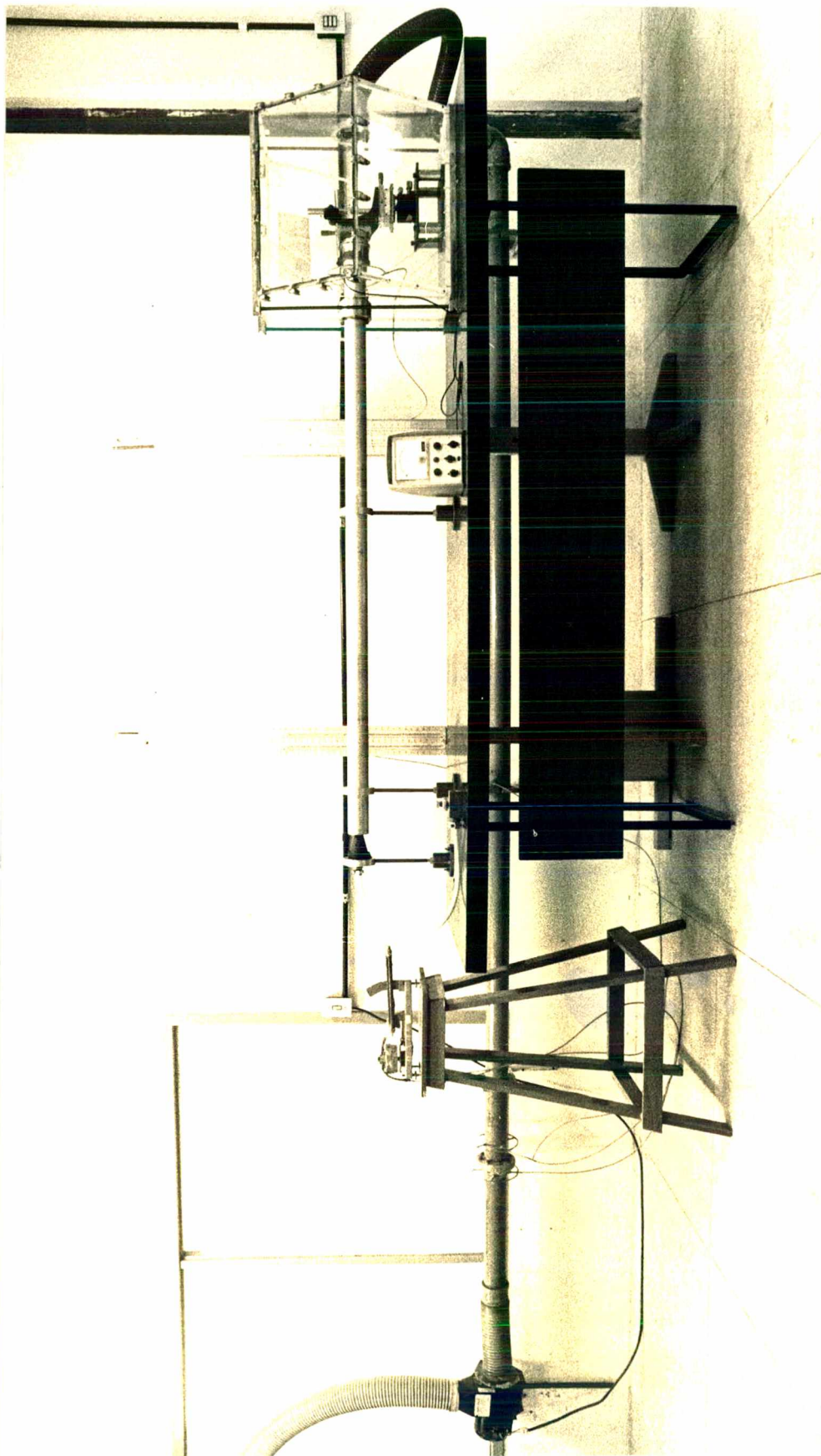


Fig. (3.1) Bancada experimental.



é descarregado pelo ventilador no exterior do laboratório.

Na Fig. (3.2) mostram-se as dimensões principais da bancada, além de detalhes construtivos gerais.

### 3.4 Partes importantes da bancada experimental

Na continuação, descrevem-se com detalhe as partes principais da bancada experimental:

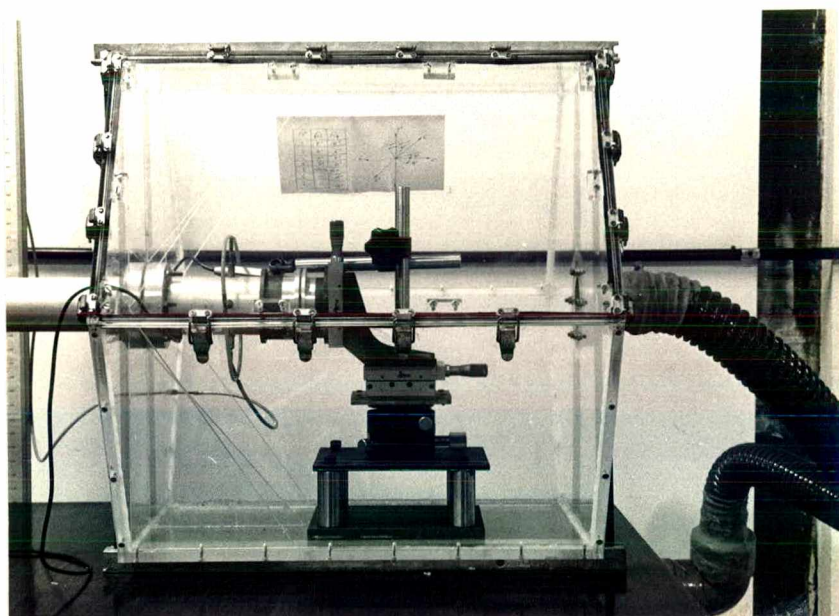


Fig.(3.3) Câmara de acrílico

#### a) Câmara de acrílico

Para manter o escoamento é preciso criar uma depressão na saída do difusor, e para tal utiliza-se uma câmara de acrílico, que permite ainda a visualização da zona de teste, Fig. (3.3). Esta deve ser perfeitamente hermética, e para tal é selada com silicone em todas as uniões parafusadas. A tampa que permite o acesso à zona de teste é selada com borracha e segura mediante

fechos. O tubo principal e o tubo secundário são unidos na caixa por meio de flanges com juntas de borracha.

Devido ao vácuo interno e às forças geradas pela fixação da tampa, a câmara se deforma. Para enrijecê-la colocaram-se cantoneiras de acrílico na parede ligada ao tubo principal. Adicionalmente incluiu-se uma estrutura externa que impede em parte as deformações. Não foi possível eliminar completamente as deformações. Estas no entanto foram controladas conforme descrito no capítulo 4.

#### b) Zona de testes

A Zona de testes é mostrada na Fig. (3.4). O tubo principal estende-se até o interior da câmara e suporta o orifício e assento; no outro lado oposto, a palheta é mantida na sua posição através de um sistema de posicionamento que permite o controle do paralelismo, concentricidade e afastamento com a precisão necessária.

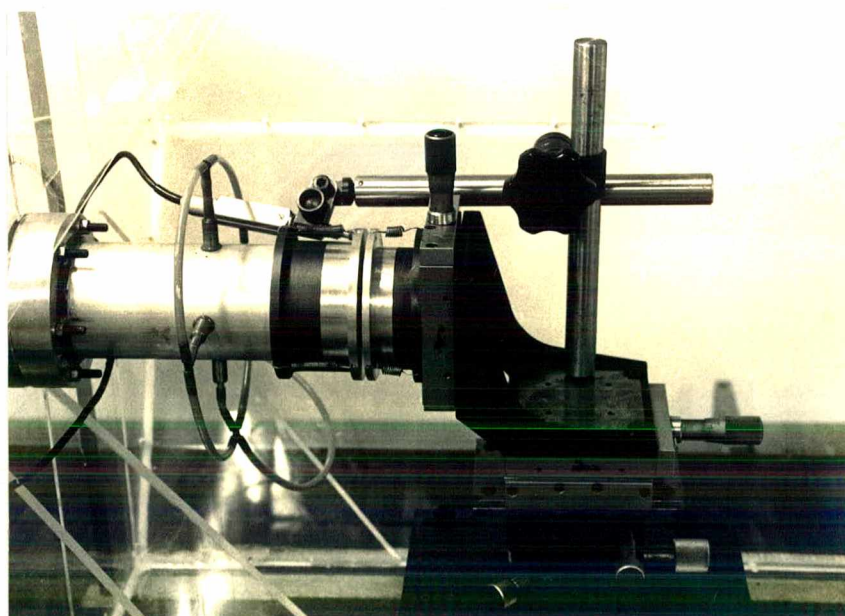


Fig. (3.4) Zona de teste

A Fig. (3.5) mostra o sistema de posicionamento da palheta. Basicamente, o sistema é composto de três mesas de deslocamento micrométrico e uma mesa de deslocamento angular.

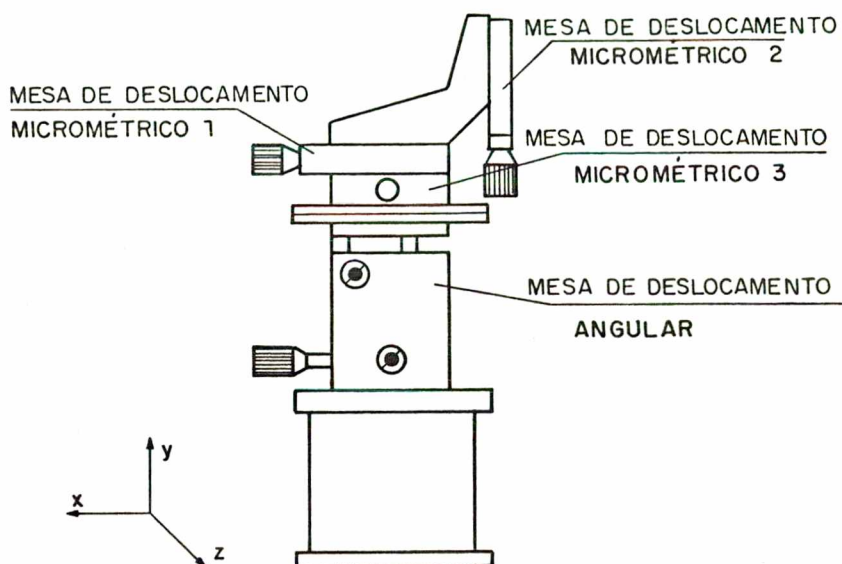


Fig. (3.5) Sistema de posicionamento da palheta

As mesas micrométricas 1, 2 e 3 permitem o deslocamento nos eixos x, y e z, respectivamente, enquanto a rotação em torno deles é fornecida pela mesa de deslocamento angular.

Uma característica muito importante do escoamento é sua sensibilidade ao afastamento entre palheta e assento, conforme mostrado em [08]. Como foi mencionado, o vácuo interno e a tampa deformam a câmara de acrílico variando o afastamento; é portanto de muita importância verificar o afastamento durante o experimento a fim de corrigir as alterações geradas.

O afastamento foi controlado através da instalação junto à secção de teste, de um transdutor de deslocamento, Fig. (3.6). O conjunto, fixado no sistema de posicionamento por meio de uma haste parafusada, posiciona o transdutor de deslocamento sobre a

peça que suporta o assento.

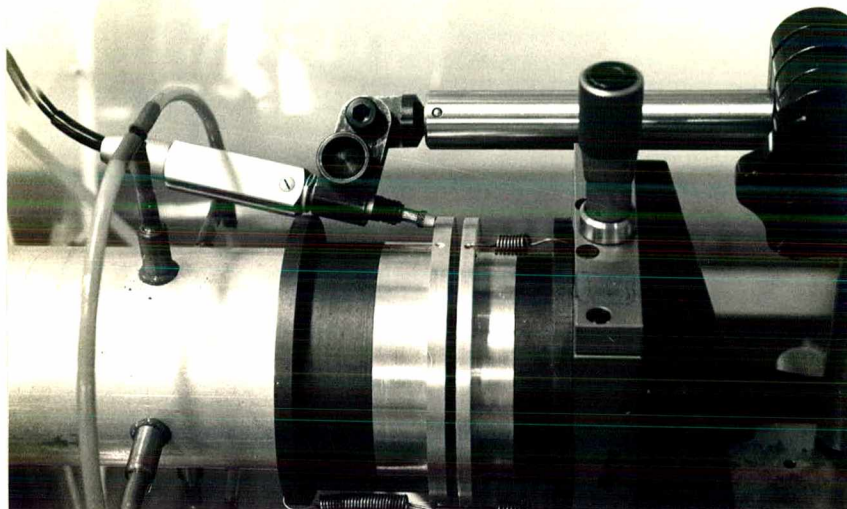


Fig.(3.6) Transdutor de deslocamento

O transdutor é ligado a um sistema analógico de leitura que fornece o valor da alteração do afastamento entre palheta e assento. Instalando outro transdutor, verificou-se que as variações do afastamento entre distintas posições diferiam em menos de  $5 \mu\text{m}$ , o que permite concluir que a alteração do paralelismo gerado pela deformação é desprezível.

#### c) Ventilador

O ventilador, marca Ventisilva, modelo Condor, é centrífugo, com rotor tipo siroco, com uma potência nominal de 150 watts, uma pressão máxima de 38 mm c.a. e um fluxo máximo de 120 lts/s. Decidiu-se colocar o ventilador depois da placa orifício, para evitar o erro gerado pelas fugas de ar pela carcaça. O acoplamento entre o ventilador e a tubulação da placa de orifício

foi feito com mangueira flexível, evitando transmissão de vibrações. O circuito opera com sucção do ar pelo ventilador. Se o ventilador estivesse soprando o ar para o circuito, variações de temperatura associadas ao aquecimento do motor elétrico do ventilador poderiam prejudicar o experimento.

d) Sistema regulador da vazão de ar

Na Fig. (3.7), mostra-se o sistema regulador da vazão de ar. O cone indicado na figura faz uma regulagem grosseira e a válvula de 1/2 polegada, marca Festo modelo G/R-1/2, faz a regulação fina. O cone assenta-se sobre uma base de alumínio que

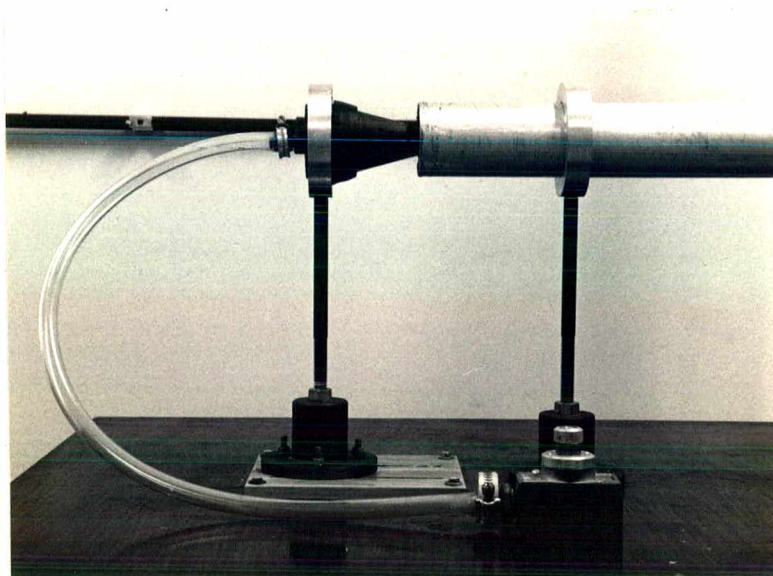


Fig. (3.7) Sistema regulador da vazão de ar

permite sua fixação numa determinada posição. O furo no eixo do cone permite a saída do ar que vêm da válvula reguladora de vazão.

### 3.5 Instrumentação

Como se detalha no próximo capítulo, o cálculo dos parâmetros experimentais requer medições de profundidade, vazão, tempo, pressão, temperatura, umidade relativa e deslocamento. Na seqüência descreve-se a instrumentação usada em cada tipo de medição.

#### a) Medições de vazão

A placa orifício usada para medir o fluxo é do tipo

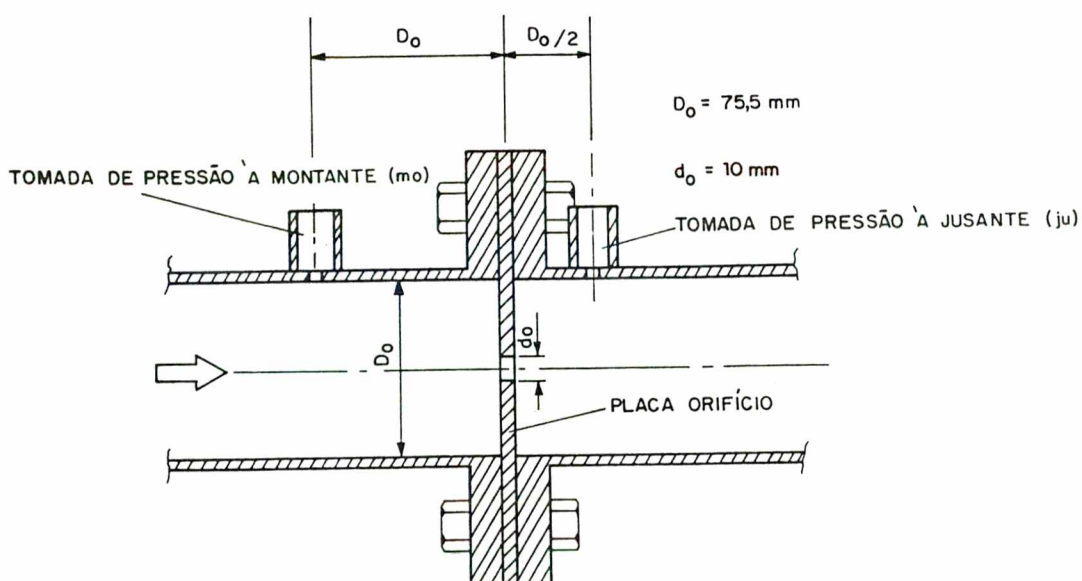


Fig. (3.8) Placa de orifício

Bordas Quadradas (Square Edges), com tomadas de pressão a 1 e 1/2, diâmetros do tubo de medição, à montante e à jusante respectivamente, Fig. (3.8). Escolheu-se um diâmetro de 10 mm para o orifício e 75,5 mm para o tubo. A fabricação e montagem da placa foi feita de acordo com as normas ASME, ref. [09]. Na Fig. (3.8) mostra-se um diagrama com as dimensões principais da placa e sua



montagem. A calibração do sistema medidor de vazão é descrita no apêndice B

b) Medições de pressão

Para medir as pressões a montante da placa de orifício e na entrada da seção de teste, Fig. (3.4), utilizam-se manômetros de coluna de água com uma resolução de 1 mm c.a. Para medir a diferença de pressão na placa de orifício utilizou-se um

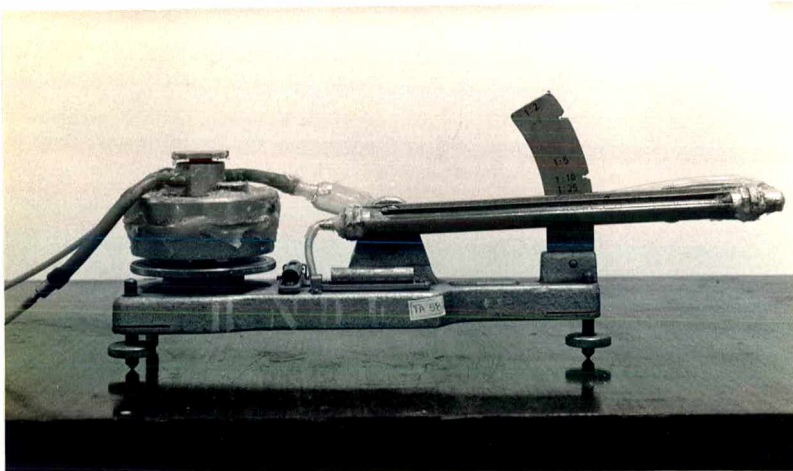


Fig. (3.9) Micromanômetro

micromanômetro de coluna inclinada marca Wilhelm Lambrecht, modelo 655. As inclinações variam entre 1:1 e 1:25, com resoluções que variam entre 1 mm e 0,04 mm respectivamente. O fluido manométrico utilizado foi álcool etílico com densidade  $804 \text{ kg/m}^3$ . Na Fig. (3.9) mostra-se o micromanômetro.

A pressão ambiente é medida com um barômetro de mercúrio marca Wilhelm Lambrecht modelo 604, cuja resolução é de 0,05 mm

Hg.

c) Medições de temperatura

É preciso medir a temperatura do ar ambiente e do ar que escoia sobre a superfície de naftaleno. Uma vez que na bancada não se transfere calor, verificou-se que ambas as temperaturas são iguais. Durante cada corrida experimental monitorava-se a temperatura no interior da câmara de acrílico. O termômetro usado é do tipo bulbo de mercúrio, marca Inco Herm, modelo 11708, cuja resolução é de 0,1 °C.

d) Medições da umidade relativa do ar

Para medir a umidade relativa do ar, usou-se um psicrômetro de bulbo úmido, marca Whirling, com uma resolução estimada de 2%.

e) Medições de deslocamento

O sistema de posicionamento da palheta é composto de uma mesa de posicionamento angular marca Spindler & Hoyerkg, modelo P080 e três mesas de deslocamento micrométrico da mesma marca, com faixa de operação até 25 mm e resolução de 0,01 mm. Completa ainda o sistema uma cantoneira em "L" marca Spindler & Hoyerkg, modelo EQ80.02.

O sistema para o controle de afastamento entre a palheta e o assento é composto de um transdutor indutivo de deslocamento com apalpador marca Tesa modelo GT17. A leitura do sinal do

transdutor é feita através de um sistema de medida de deslocamento com mostrador analógico marca Tesa, modelo GND.

f) Medições de tempo

Para medir o tempo, usou-se um cronômetro marca Casio modelo 237 com uma resolução de 0,1 s.

g) Medições de profundidade



Fig. (3.10) Máquina de medição por coordenadas

Para medir a variação da profundidade sobre a superfície de naftaleno antes e depois do teste, usou-se a máquina de medição por coordenadas marca Zeiss modelo ZMC 550, Fig. (3.10), totalmente computarizada. A incerteza desta máquina, associada às

medições de uma coordenada, são menores que  $1,35 \mu\text{m}$ . O apalpador usado é de rubi com ponta esférica de 8 mm. A força gerada por este apalpador é de 0,2 N, constante.

### 3.6 Testes prévios sobre a bancada

Para assegurar o bom funcionamento da bancada foram necessários os seguintes testes:

#### a) Estanqueidade

Foi testada a ausência de vazamentos em toda a bancada desde o cone regulador até a placa de orifício. Para isso foi preciso fechar a entrada e a saída da bancada e gerar uma pressão interna de 30 mm c.a. com ar comprimido. Usando-se espuma de sabão detectaram-se os vazamentos, que posteriormente foram eliminados.

#### b) Calibração da placa de orifício

Decidiu-se calibrar a placa de orifício, já que as equações propostas pela norma não permitem números de Reynolds no orifício, tão baixos quanto aqueles investigados no presente estudo. No Apêndice B detalha-se a calibração do orifício.

## CAPÍTULO 4

## PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E REDUÇÃO DE DADOS

## 4.1 Introdução

Neste capítulo descrevem-se as distintas etapas do procedimento experimental e sua seqüência em uma corrida experimental. Mostram-se ainda as equações usadas na redução dos dados. Ao se descreverem os diversos itens do procedimento experimental seguir-se-a mesma seqüência empregada quando da realização de uma corrida.

## 4.2 Regulagem da bancada

Antes de iniciar uma corrida experimental é preciso regular na bancada o escoamento de ar e o afastamento entre palheta e assento desejados.

Como foi mencionado anteriormente, estas duas variáveis encontram-se ligadas entre si. O escoamento gera um vácuo na câmara de acrílico que a deforma, variando o afastamento entre palheta e assento. Desta forma é preciso repetir o procedimento de regulagem em ambas as variáveis até obter os valores desejados.

## a) Regulagem do afastamento entre palheta e assento

A regulagem do afastamento entre palheta e assento é obtida através da mesa micrométrica descrita no capítulo 3. Uma

vez que ela não permite assegurar o paralelismo entre ambas as peças, é preciso usar um procedimento especial.

O assento mostrado na Fig. (4.1), e a palheta, Fig. (4.2), são de alumínio e são fixados com pequenas molas no tubo principal e mesa micrométrica, respectivamente. Uma vez fixas, ambas as peças são postas em contato, permitindo a regulagem da concentricidade e paralelismo.

Para uma regulagem fina do paralelismo, separam-se as peças e coloca-se entre ambas uma esfera padrão de aço, com diâmetro 3,960 mm, certificado pelo fabricante. A esfera é suspensa por meio de um fio de náilon colado à mesma.

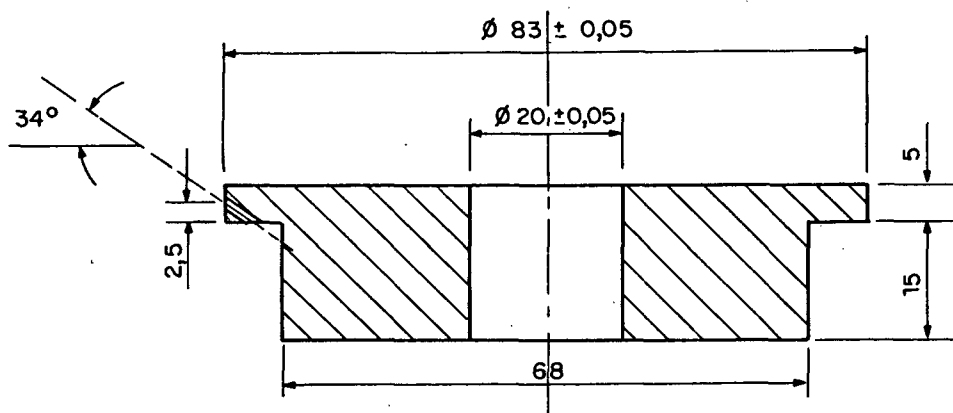


Fig. (4.1) Assento

Ajustando a mesa micrométrica é possível movimentar a esfera no interior do difusor. Com isto obtêm-se o paralelismo entre ambas as peças e um afastamento garantido de 3,960 mm. Estima-se que a incerteza na medição do afastamento associado a este procedimento seja de 0,03 mm. Considerando esta como posição

"zero", é possível conseguir agora qualquer afastamento, bastando para tal movimentar a mesa micrométrica somente na direção x, Fig. (3.5).

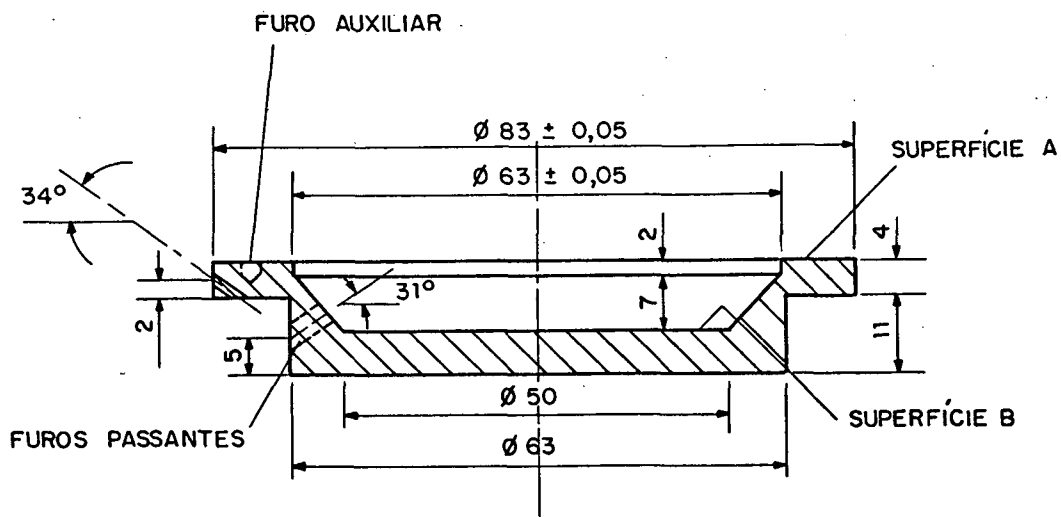


Fig. (4.2) Palheta

Uma vez posicionada a palheta no afastamento desejado, instala-se o transdutor de deslocamentos sobre a peça que suporta o assento, Fig. (3.6), de modo a obter uma leitura "zero" no medidor de deslocamentos. Desta forma tem-se a posição correta e qualquer variação sobre essa posição deve ser corrigida.

#### b) Regulagem da vazão de ar

A regulagem da vazão de ar, como descrito no capítulo 3, é feita por meio de um cone (regulagem grosseira) e de uma válvula (regulagem fina), Fig. (3.7). Para uma determinada vazão de ar desejada estima-se um comprimento da coluna de álcool no micromanômetro. Com este dado regula-se a vazão com o cone e

depois com a válvula até obter-se a leitura desejada no micromanômetro. O escoamento é muito dependente do afastamento palheta-assento, desta forma todo este procedimento deve ser realizado após a mesa micrométrica ter sido ajustada para o afastamento correspondente à corrida experimental desejada.

### c) Correção do afastamento

Conforme descrito no capítulo 3, pressões associadas ao escoamento e à tampa da câmara de acrílico geram deformações que alteram o afastamento entre palheta e assento. Desta forma é preciso corrigir o posicionamento da palheta uma vez fechada a câmara de acrílico e ligado o ventilador.

Para tal faz-se uso da leitura indicada pelo medidor de deslocamentos, que mostra as variações no afastamento entre ambas as peças. Corrige-se o afastamento incrementando ou diminuindo no sentido contrário à leitura no medidor de deslocamentos, fecha-se a tampa, liga-se o ventilador e lê-se o valor indicado pelo medidor de deslocamentos. Este proceso é repetido até obter uma variação menor que 5  $\mu\text{m}$ . Assegura-se com isso o afastamento e escoamento desejados.

Além dos fatores mencionados anteriormente, muitos outros podem afetar o posicionamento da palheta. Por exemplo, o simples toque na mesa que suporta a câmara de acrílico pode gerar variações maiores que 5  $\mu\text{m}$ . Tem-se assim uma ideia dos cuidados que devem ser tomados durante uma corrida experimental, e a precisão com que o experimento deve ser realizado.



### 4.3 Fundição do naftaleno

O naftaleno empregado no processo de fundição, descrito no apêndice A, é fornecido pela "Casa Americana de Artigos para Laboratorios Ltda." em São Paulo, e possui uma pureza de 98,5%.

Na Fig. (4.2) mostra-se a palheta com suas dimensões principais. O naftaleno é depositado no setor central, obtendo-se uma superfície plana lisa e circular de 63 mm de diâmetro. O acabamento superficial interior (superfície B) é o mais rugoso possível, permitindo assim uma melhor aderência entre naftaleno e alumínio. O canto interior de 2 mm impede a presença de uma camada muito delgada de naftaleno neste setor que poderia gerar desprendimentos de material durante a corrida experimental.

A superfície A, com um acabamento de 0,8  $\mu\text{m}$  tem dois objetivos: servir de suporte para as molas de fixação da palheta e permitir a regulagem do paralelismo entre palheta e assento, através de uma esfera de aço, conforme descrito na secção 4.2. A palheta tem dois furos passantes de 3 mm de diâmetro, que ligam o setor onde é depositado o naftaleno com o exterior. Um destes furos permite a entrada do naftaleno líquido durante o processo de fundição e o outro é um suspiro que permite a saída dos gases, à medida que o volume é ocupado com o naftaleno. O furo auxiliar também de 3 mm permite o posicionamento da palheta na Máquina de Medição por Coordenadas no processo de medição da superfície de naftaleno sublimada conforme será descrito em secção subsequente.

O molde montado para deposição do naftaleno é mostrado na Fig. (4.3). A superfície da tampa do molde em contato com o naftaleno é retificada e polida para dar um acabamento plano e liso. Estima-se que o acabamento superficial desta peça seja menor

que  $0,3 \mu\text{m}$ . O molde fica inclinado para facilitar a saída dos gases do interior, eliminando assim a presença de cavidades sobre a superfície exposta ao escoamento. A prensa assegura um contato perfeito entre palheta e tampa evitando vazamentos de naftaleno líquido.

O processo de fundição inicia-se com a limpeza da palheta e da tampa do molde com benzeno. Esta limpeza deve ser minuciosa, pois substâncias (gordura, vaselina, etc.) que ficam na tampa do molde podem ser depositadas na superfície de naftaleno, afetando a transferência de massa.

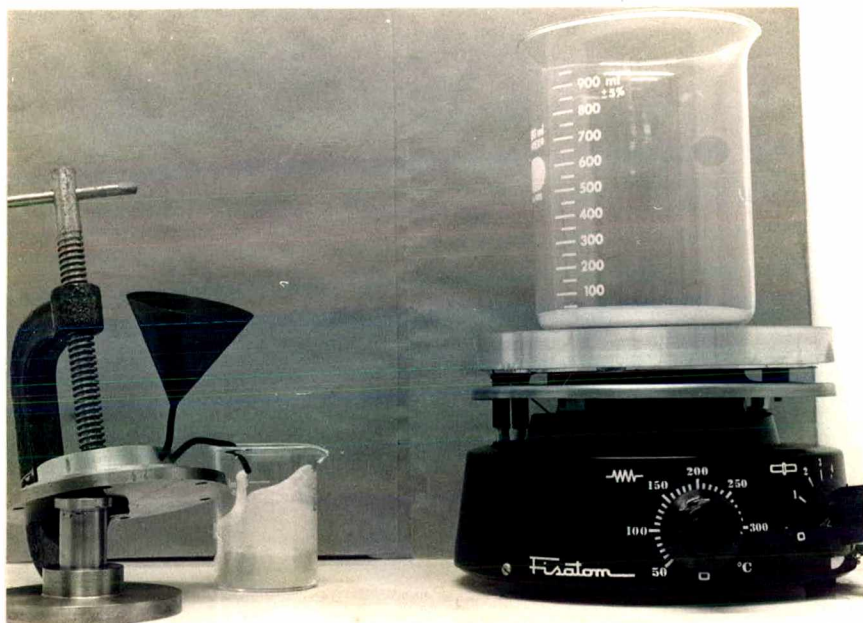


Fig. (4.3) Molde para deposição do naftaleno

Normalmente a palheta, o funil e o respiradouro encontram-se com restos de naftaleno sólido. Para retirá-lo esquentam-se as peças num Beaker de 1000 cc, por meio de um aquecedor elétrico alojado no interior de uma capela que permite a extração dos gases, como mostrado na Fig. (4.4). Se o naftaleno retirado encontra-se limpo, pode ser usado novamente, do contrário é substituído por novo. Para completar todo o processo de

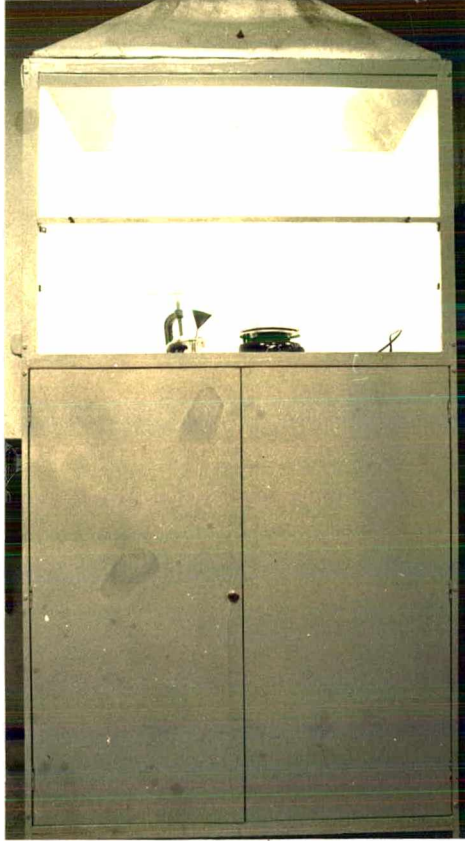


Fig. (4.4) Local para preparação dos moldes de naftaleno

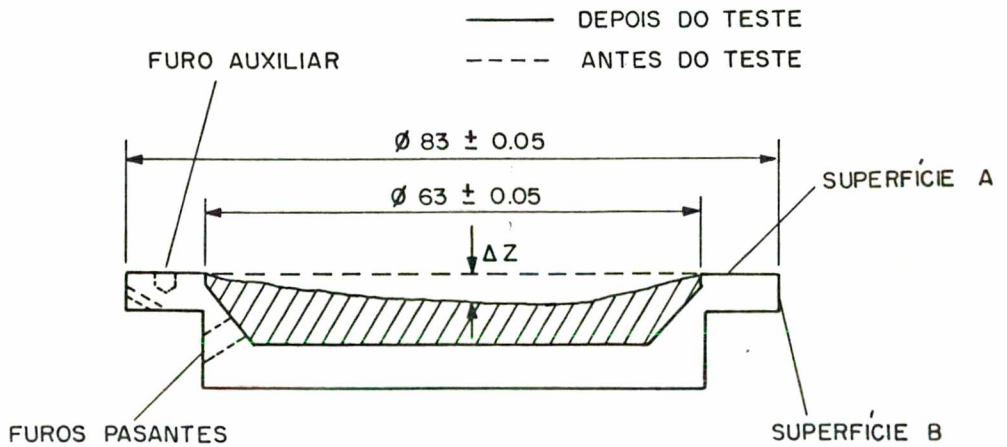


Fig.(4.5) Sublimação da superfície de naftaleno

fundição, são necessários 100 cc de naftaleno líquido.

Uma vez retiradas as peças do Beaker, monta-se o molde, como é mostrado na Fig. (4.3). O naftaleno fervente é retirado do aquecedor e deixado esfriar durante 2 minutos, para logo ser vertido no funil. Este processo deve ser lento e contínuo, evitando que o funil fique vazio. O naftaleno líquido sairá pelo respiradouro onde é coletado por um Beaker de 20 cc. Continua-se vertendo o naftaleno até que o respiradouro fique entupido pela solidificação do mesmo.

Depois de 30 minutos remove-se a tampa do molde, retirado-se a prensa. Se for preciso, bate-se a tampa com um martelo de borracha, para soltá-la.

A superfície de naftaleno obtida deve ser perfeitamente lisa, plana e não deve conter cavidades ou bolhas de ar. Com um pincel suave retiram-se os resíduos de naftaleno sobre a superfície e introduz-se a palheta num saquinho plástico hermético.

#### 4.4 Medições do naftaleno sublimado

Como detalha-se mais adiante, para calcular o número de Nusselt é preciso conhecer a variação local da profundidade da superfície de naftaleno, coordenada  $z$  na Fig. (4.5).

Para calcular  $\Delta z$ , mostrado na Fig. (4.5), é preciso medir a coordenada  $z$  nos mesmos pontos, antes e depois de realizado o teste. Como  $\Delta z$  é muito pequena, da ordem de 50  $\mu\text{m}$ , e a superfície de naftaleno é frágil, usou-se a máquina de medição por coordenadas marca Zeiss modelo ZMC 550., totalmente computadorizada. A incerteza associada a esta máquina, mostrada na

Fig. (3.12), pode ser calculada por, ref. [10],

$$\text{Incerteza} = 1,3 + \frac{L}{300} \quad (\mu\text{m}) \quad (4.1)$$

L é o comprimento medido em mm.

Se os valores de z são menores que 50  $\mu\text{m}$ , obtém-se uma incerteza de 1,3  $\mu\text{m}$ , que satisfaz plenamente as necessidades na presente investigação.

A força gerada pelo apalpador é de 0,2 N, constante. No presente caso usou-se um apalpador com ponta de rubi, esférica, de diâmetro 8 mm. Testes iniciais indicaram que a força do apalpador era pequena o suficiente para não marcar a superfície de naftaleno.

Como é preciso medir a profundidade  $\Delta z$  nos mesmos pontos na superfície, Fig. (4.5), a máquina precisa ter um ponto de referência, o que se obtém fazendo um orifício auxiliar sobre a

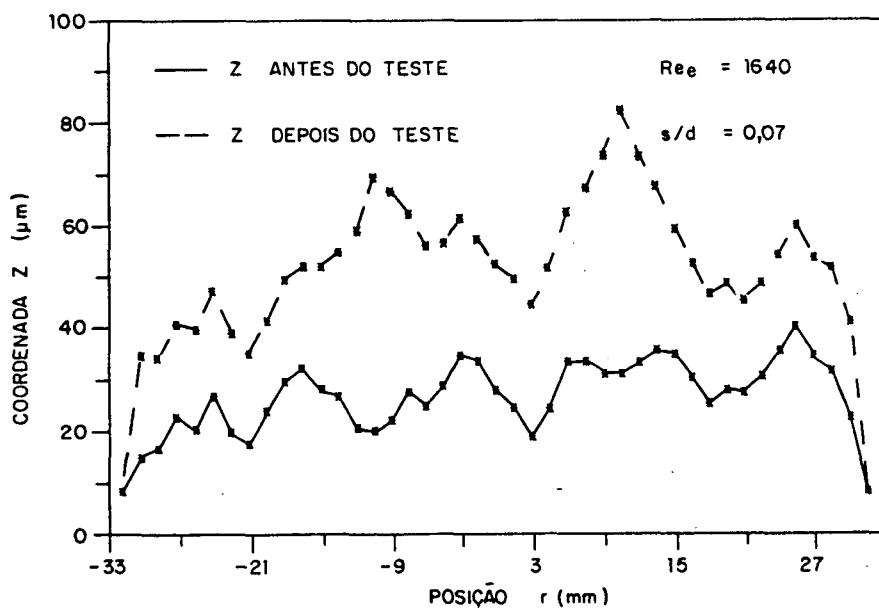


Fig. (4.6) Profundidade sobre a superfície de naftaleno (z) antes e depois do teste.

palheta (furo auxiliar na Fig. (4.5)).

Inicia-se o processo de medição com a fixação da peça na máquina de medição por coordenadas. A seguir tomam-se pontos de modo manual sobre a superfície A e a superfície B do bordo exterior, Fig. (4.5). Com esta informação a máquina encontra o centro da peça e o plano A. Com a localização do orifício auxiliar, tem-se a posição completa da peça.

Usando um programa em C N C repete-se todo este processo com a posição da peça obtida anteriormente. Assim os pontos de referência serão sempre os mesmos, assegurando que o centro e o plano A permanecem sempre os mesmos em cada medição. O programa mede a coordenada z em 40 pontos sobre uma reta que passa pelo orifício auxiliar e o centro da peça, tomando como origem para z o plano A. Os pontos são igualmente afastados de 1,5 mm, cobrindo um diâmetro completo do círculo de naftaleno.

Para obter  $\Delta z$  faz-se a diferença entre a coordenada z antes e depois do teste. A superfície de naftaleno fundida sobre a palheta, uma vez exposta ao meio ambiente, fica coberta de irregularidades impossíveis de serem evitadas, como é mostrado na Fig. (4.6) onde apresenta-se a profundidade da superfície de naftaleno (z) antes e depois do teste. Estas irregularidades impõem que z seja medido exatamente nos mesmos pontos sobre a superfície de naftaleno, antes e depois do teste. Portanto, o posicionamento da palheta na Máquina de Medições por Coordenadas é de grande importância para a obtenção de bons resultados. A incerteza no posicionamento da palheta na máquina, estima-se da ordem de 0,05 mm.

#### 4.5 Procedimento experimental

O procedimento experimental pode ser dividido nas seguintes partes:

- a) Limpeza da palheta, assento e lugares onde tais peças vão montadas.
- b) Regulagem da vazão de ar e posicionamento da palheta de acordo com o procedimento descrito na secção 4.2.
- c) Fundição de naftaleno sobre a palheta de acordo com o procedimento descrito na secção 4.3 e espera de pelo menos duas horas até obter o equilíbrio térmico palheta e ambiente onde se realiza o experimento.
- d) Translado da palheta ao laboratório de metrologia, onde está situada a Máquina de Medição por Coordenadas, numa caixa isolada termicamente e dentro de uma sacolinha plástica selada.
- e) Primeira medição da coordenada z sobre a palheta. O cronômetro é ligado quando o apalpador assenta na superfície de naftaleno no primeiro ponto. O tempo gasto para a medição da profundidade dos 40 pontos é de aproximadamente 180 segundos.
- f) Retorno à bancada experimental e montagem da palheta na mesa micrométrica, fechamento da câmara de acrílico e ligação do ventilador. O tempo até este instante é registrado para posteriormente ser descontada toda a sublimação de naftaleno

durante este período.

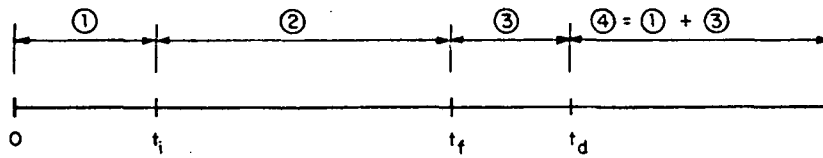
g) Medição de todas as variáveis mencionadas no capítulo 3. O tempo de exposição da palheta ao escoamento varia entre 1 e 2 horas, dependendo da vazão e do afastamento entre palheta e assento. Para detectar variações nas grandezas mais importantes, tomam-se três medições durante cada corrida experimental.

h) Desligamento do ventilador, registro do tempo e desmontagem da palheta.

i) Translado da palheta ao laboratório de metrologia, tomada da segunda medição da coordenada  $z$ , e registro do tempo até o instante em que o apalpador assenta na superfície de naftaleno no primeiro ponto.

j) Translado da palheta para o laboratório de ciências térmicas e repetição do processo de montagem e desmontagem da palheta, desta vez sem ligar o ventilador. Retorno da peça ao laboratório de metrologia para medição da coordenada  $z$ , de modo que a diferença entre o tempo registrado no item (i) e o momento em que o apalpador assenta sobre a superfície de naftaleno seja igual à soma entre o primeiro tempo registrado e a diferença entre o segundo e terceiro tempos. A variação de  $z$  durante este período deve ser descontada, pois ela representa naftaleno sublimado fora do teste. Na Fig. (4.7) mostra-se um desenho esquemático das medições do tempo.





- ① MEDIÇÃO INICIAL SOBRE A PALHETA E MONTAGEM DA PALHETA NA MESA MICROMÉTRICA
- ② EXPERIÊNCIA
- ③ DESMONTAGEM E TOMADA DA SEGUNDA MEDIÇÃO DA COORDENADA Z
- ④ REPETIÇÃO DO PROCESSO DE MONTAGEM E DESMONTAGEM E MEDIÇÃO DE Z

Fig. (4.7) Desenho esquemático das medições do tempo

#### 4.6 Redução de dados

Com os dados coletados no teste, é preciso calcular os seguintes parâmetros que interessam ao presente estudo: número de Reynolds na entrada do orifício alimentador do difusor ( $Re_e$ ), número de Nusselt local sobre a palheta ( $Nu$ ), e número de Prandtl

##### a) Cálculo do $Re_e$

Da equação (2.13), considerando que  $\dot{m} = \rho u_e \pi d^2/4$ , tem-se

$$Re_e = \frac{4 \dot{m}}{\mu \pi d} \quad (4.2)$$

Na placa orifício, Fig. (3.8)

$$Re_o = \frac{4 \dot{m}}{\mu \pi d_o} \quad (4.3)$$

Portanto:

$$Re_e = Re_o \left( \frac{d_o}{d} \right) \quad (4.4)$$

$Re_o$  pode ser calculado através da seguinte equação (ver [09]),

$$\dot{m} = 3,47575 K_e Y_e F_a d_o^2 \sqrt{(P_{mo} - P_{ju}) \rho_{mo}} \quad (4.5)$$

Os índices  $mo$  e  $ju$  referem-se às posições das tomadas de pressão indicadas na Fig. (3.8).  $Y_e$  é um fator que considera a expansão do ar que circula pela placa orifício,  $K_e$  é o coeficiente do fluxo e  $F_a$  é o fator que considera a expansão térmica do metal da placa e pode-se considerar como 1.

De [09] tem-se,

$$Y_e = 1 - (0,410 + 0,350 \beta^4) \frac{\chi}{\Gamma} \quad (4.6)$$

onde

$$\chi = 1 - \frac{P_{ju}}{P_{mo}} \quad (4.7)$$

$$\Gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (4.8)$$

$$\beta = \frac{d_o}{D_o} \quad (4.9)$$

O fator  $K_e$  pode ser calculado pela expressão obtida no apêndice B,

$$K_e = 0,1070055 \times 10^{-8} Re_o^2 - 0,1921076 \times 10^{-4} Re_o + 0,75404 \quad (4.10)$$

A densidade do ar  $\rho_{mo}$  varia com a pressão, temperatura e umidade, e pode ser estimada através da equação dos gases perfeitos:

$$\rho_{mo} = \frac{P_{mo} - \phi P_{sa}}{287,1 T_a} \quad (4.11)$$

Onde  $\phi$  é a umidade relativa do ar,  $P_{sa}$  é a pressão de saturação do vapor de água presente no ar. As pressões são fornecidas em  $N/m^2$ ,  $T_a$  em K e  $\rho_{mo}$  é obtido em  $(kg/m^3)$ . Da ref. [11]  $P_{sa}$  pode ser calculada através de

$$P_{sa} = 220,88 \times 10^5 \exp \left[ \frac{1000}{T_a} \times 10^5 (374,136 - T_a + 273,1) S \right] \quad (4.12)$$

em que

$$S = \sum_{i=1}^8 F_i \left[ 0,65 - 0,01 (T_a - 273,1) \right]^{i-1} \quad (4.13)$$

e

$F_1 = -741,9242$	$F_5 = 0,1094098$
$F_2 = -29,72100$	$F_6 = 0,439993$
$F_3 = -11,5586$	$F_7 = 0,2520658$
$F_4 = -0,8685635$	$F_8 = 0,05218684$

onde  $T_a$  é fornecido em K e  $p_{sa}$  é obtido em  $N/m^2$ .

A viscosidade do ar,  $\mu$  varia com  $T_a$  do seguinte modo, ref. [12],

$$\mu = (0,8723809571 + 7,028571429 \times 10^{-2} T_a - 3,80952381 \times 10^{-5} T_a^2) \times 10^{-6} \quad (4.14)$$

onde  $T_a$  é fornecido em K e  $\mu$  é obtido em  $N \text{ s/m}^2$ .

Podem-se então calcular  $Re_o$ , eq. (4.3), usando as equações (4.5) a (4.14). Como (4.10) é função do  $Re_o$ , é preciso fazer um processo iterativo. Atribui-se um valor para  $Re_o$ , calcula-se (4.10) e com as equações restantes recalcula-se  $Re_o$ . Compara-se com o valor atribuído, e uma vez que a diferença entre ambos seja menor que 0,01, considera-se o cálculo convergido. Com (4.4) calcula-se  $Re_e$ .

b) Cálculo do número de Schmidt (Sc)

Da equação (3.2)

$$Sc = \frac{\mu}{\rho_{op} D_d} \quad (4.15)$$

Em que  $D_d$  é o coeficiente de difusão para o naftaleno no ar. De [13] pode-se calcular com a relação,

$$D_d = \frac{Cte T_a^{1,75}}{P_{op}} \quad (4.16)$$

$P_{op}$  é a pressão do ar na entrada da seção de teste Fig. (3.4). Para calcular a constante Cte, usa-se a valor de  $D_d$  a 25 °C e uma atmosfera ( $6,11 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ , ref. [13]), obtendo-se

$$D_d = \frac{2,8964816 \times 10^{-5} T_a^{1,75}}{P_{op}} \quad (4.17)$$

onde  $T_a$  e  $P_{op}$  são fornecidos em K e  $N/m^2$ , respectivamente e  $D_d$  é obtido em  $m^2/s$ ;  $\mu$  e  $\rho_{op}$  são calculados com (4.14) e (4.11) respectivamente. Para o cálculo de  $\rho_{op}$  através da equação (4.11) utiliza-se em vez de  $P_{mo}$  a pressão  $P_{op}$ .

Na literatura consultada é sempre empregado  $Sc$  igual a 2,5, usando como referência o trabalho de Sogin [14]. Da equação (4.15)  $Sc$  varia entre 2,55 e 2,61 para umidades entre 0 e 100 %, respectivamente. Note-se que, se a umidade do ar é baixa, o valor 2,5 é uma boa aproximação. Em nosso caso o ar carrega uma grande quantidade de umidade, pelo que optou-se por utilizar em cada corrida experimental a equação (4.15) para o cálculo de  $Sc$ .

### c) Cálculo do número de Nusselt

De [15], pode-se calcular o número de Nusselt local na palheta com,

$$Nu = \frac{\rho_{ns} \Delta z s}{(\rho_s - \rho_f) \Delta t D_d} \quad (4.18)$$

Em que  $\rho_{ns}$  é a densidade do naftaleno sólido,  $1146 \text{ kg/m}^3$  conforme referência [13];  $\Delta z$  é a variação da coordenada  $z$ , Fig. (4.5), devido à sublimação do naftaleno;  $\Delta t$  é o tempo em que a palheta foi exposta à corrente de ar e  $\rho_s$  é a densidade do naftaleno sendo sublimado sobre a superfície. Da equação dos gases perfeitos, assumindo que o vapor de naftaleno sobre a superfície está

saturado tem-se,

$$\rho_s = 0,0153957 \frac{P_s}{T_a} \quad (4.19)$$

onde  $P_s$  e  $T_a$  são fornecidos em  $N/m^2$  e  $K$ , respectivamente, e  $\rho_s$  é obtido em  $kg/m^3$ . Na equação (4.19)  $P_s$  é a pressão de saturação do vapor de naftaleno, ref. [14],

$$P_s = 47,87504 \left[ 10^{(11,884 - 3729,444 / T_a)} \right] \quad (4.20)$$

onde  $T_a$  é fornecido em  $K$  e  $P_s$  é obtido em  $N/m^2$ .  $\rho_f$  é a concentração mássica de naftaleno no fluxo em  $kg/m^3$ ,

$$\rho_f = \frac{\rho \dot{m}_n}{\dot{m}} \quad (4.21)$$

em que  $\rho$  é a densidade do ar em  $kg/m^3$ ,  $\dot{m}$  é o fluxo de ar em  $kg/s$  e  $\dot{m}_n$  é calculado em  $kg/s$  com:

$$\dot{m}_n = \sum_{i=1}^{i_0} \rho_{ns} \pi (r_i^2 - r_{i-1}^2) \Delta z_i / \Delta t \quad (4.22)$$

$r_{i_0}$  é o raio em que o número de Nusselt é calculado.

## CAPÍTULO 5

## SOLUÇÃO NUMÉRICA

## 5.1 Introdução

Neste capítulo é apresentada a solução numérica do problema quando o regime do escoamento é estável, ou seja, na ausência de oscilações, conforme descrito na introdução do presente trabalho. Para o regime estável as variações temporais de  $u$ ,  $v$  e  $T$  são ignoradas.

A solução obtida servirá como comparação para os resultados experimentais apresentados no capítulo 6, o que permitirá obter conclusões sobre a estabilidade do escoamento.

Ainda neste capítulo, a solução numérica é testada e comparada com soluções analíticas.

## 5.2 Formulação do problema para regime estável

No capítulo 2 é apresentada a formulação geral do problema. Como só se estudará a solução estável, os termos associados às variações temporais das variáveis são ignorados nas equações que descrevem o escoamento. Portanto, das equações (2.23) a (2.26) obtém-se,

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R} = 0 \quad (5.1)$$

$$V \frac{\partial U}{\partial R} + U \frac{\partial U}{\partial X} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \quad (5.2)$$

$$V \frac{\partial V}{\partial R} + U \frac{\partial V}{\partial X} = - \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial R^2} - \frac{V}{R^2} \quad (5.3)$$

$$V \frac{\partial \Theta}{\partial R} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} = \frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial R^2} \right) \quad (5.4)$$

em que

$$\begin{aligned} U &= \frac{u s}{\nu} & V &= \frac{v s}{\nu} \\ X &= \frac{x}{s} & R &= \frac{r}{s} \\ \Theta &= \frac{T - T_e}{T_p - T_e} & P &= \frac{p s^2}{\rho \nu^2} \end{aligned} \quad (5.5)$$

e  $Pr$  é o número de Prandtl do fluido.

As condições de contorno analisadas no capítulo 2 são mostradas na Fig. (2.4), que é rerepresentada neste capítulo.

### 5.3 Solução numérica

As equações diferenciais (5.1) a (5.4) foram resolvidas numericamente pelo método dos volumes finitos. Uma rápida descrição deste método é apresentada a seguir. Informações adicionais sobre o método podem ser obtidas em [16].

Inicialmente o domínio de solução é dividido em pequenos volumes de controle. As equações diferenciais são então integradas em cada um destes volumes de controle. Desta integração resultam



equações algébricas que, quando resolvidas, fornecem os campos de velocidade, pressão e temperatura.

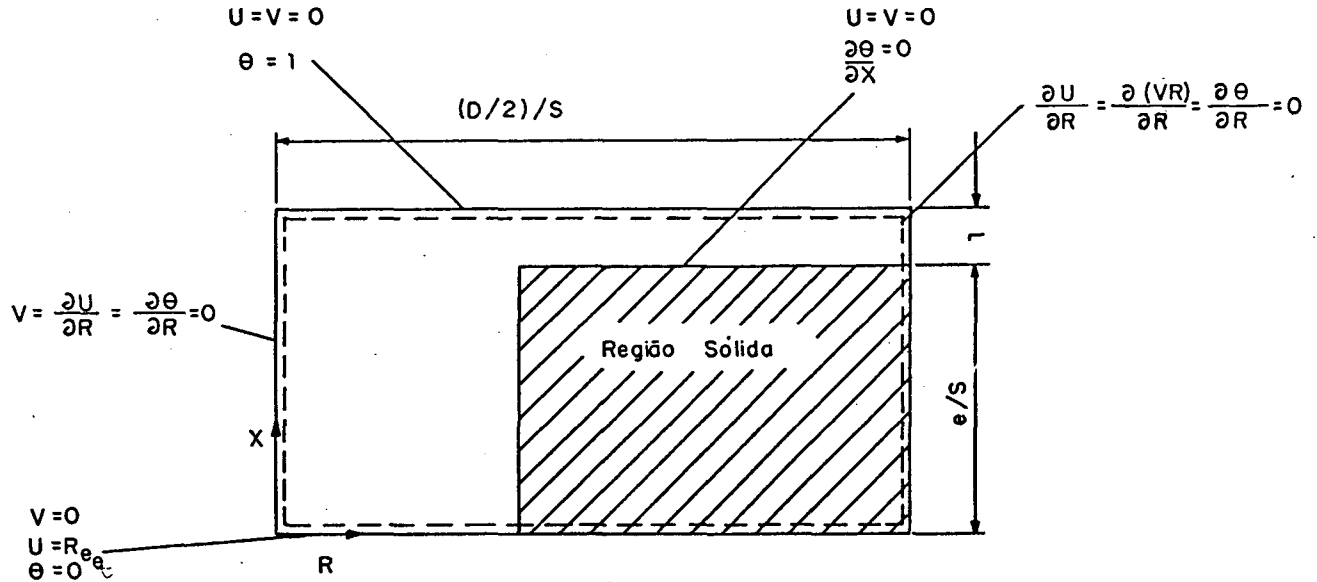


Fig. (2.4) Condições de contorno adimensionais

No acoplamento entre pressão e velocidade foi utilizado o algoritmo SIMPLER [17], um dos algoritmos mais empregados na solução de problemas associados ao escoamento de fluidos. Para acelerar a convergência na obtenção da solução, o algoritmo de correção em bloco, [18], foi implementado no programa computacional. Tal metodologia encontra-se em um programa de propósitos gerais escrito em coordenadas ortogonais e utilizado na presente investigação, conforme referências [20] e [21].

A região sólida do assento inclusa no domínio de cálculo, Fig. (2.4), foi tratada como se nela a viscosidade do fluido fosse infinita [19]. Tal técnica permite uma simplificação da geometria empregada no domínio de cálculo.

#### 5.4 Malha utilizada

Na determinação da malha a ser utilizada na integração das equações diferenciais alguns cuidados devem ser tomados. Tais cuidados estão relacionados com:

- i) existência de altos gradientes de velocidade no escoamento
- ii) tempo de CPU requerido para se obter uma solução convergida.

Quando há elevados gradientes de uma determinada variável numa região, a malha deve ser suficientemente refinada para capturá-los. Para pequenos afastamentos e altos números de Reynolds, ocorrem junto à parede na saída do orifício de passagem enormes gradientes de velocidade. Portanto, é preciso que um grande número de pontos nodais sejam colocados nesta região.

Por outro lado, a utilização de uma população elevada de pontos nodais passa a exigir maiores tempos de computação para se estabelecer uma solução convergida. Desta forma a escolha da malha deve representar um compromisso entre precisão e tempo computacional.

A malha adotada foi definida partindo-se daquela proposta por Deschamps [08], para a solução do problema hidrodinâmico num difusor radial. Esta malha foi definida por meio de um estudo da difusão falsa, sendo necessária a inclusão de grande quantidade de pontos no setor de entrada do difusor. Um total de 2710 pontos nodais foram empregados na região do escoamento, sendo 1120 na região do orifício de passagem e 1590 na região do difusor.

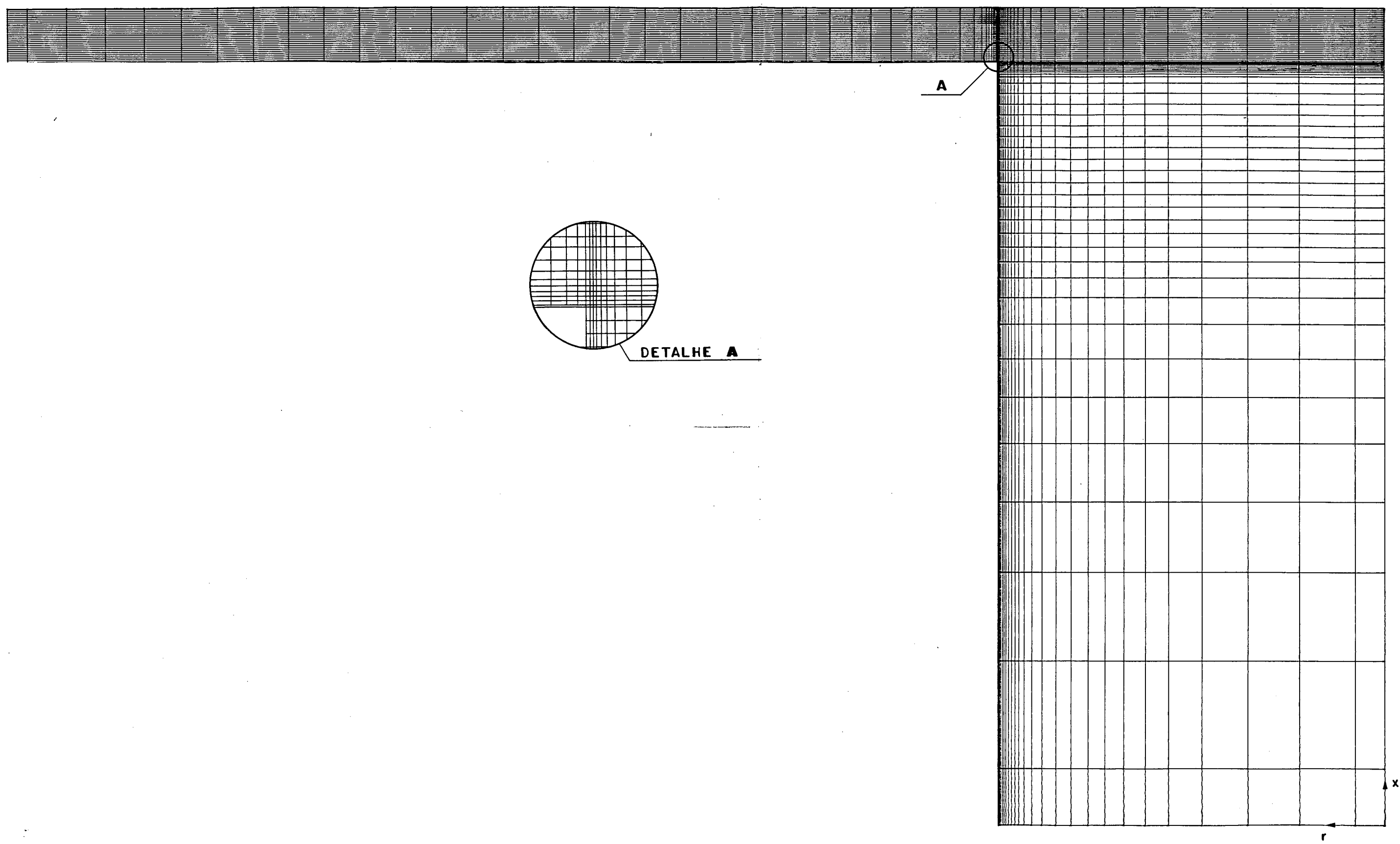


Fig. (5.1) - Malha utilizada na obtenção da solução numérica do escoamento.

Maiores detalhes encontram-se em [08].

Partindo desta malha incrementou-se o número de pontos nodais de 1590 para 2030 no setor do difusor. É precisamente nesta região onde encontram-se as maiores divergências entre resultados numéricos e os dados experimentais, como é mostrado no capítulo 6.

Na Fig. (5.1) apresenta-se a malha usada: são 2030 pontos no difusor e 2870 pontos no orifício de passagem e assento.

As relações geométricas  $s/d=1$  e  $D/d=3,15$  são mantidas constante em todos os resultados obtidos.

Na Fig. (5.2) é apresentada uma comparação dos resultados obtidos com ambas as malhas para  $Re_e=2000$ ,  $Pr=2,60$  e  $s/d=0,07$ . Não foi encontrada diferença alguma entre as curvas. Esta é uma confirmação da independência dos resultados com respeito à malha usada.

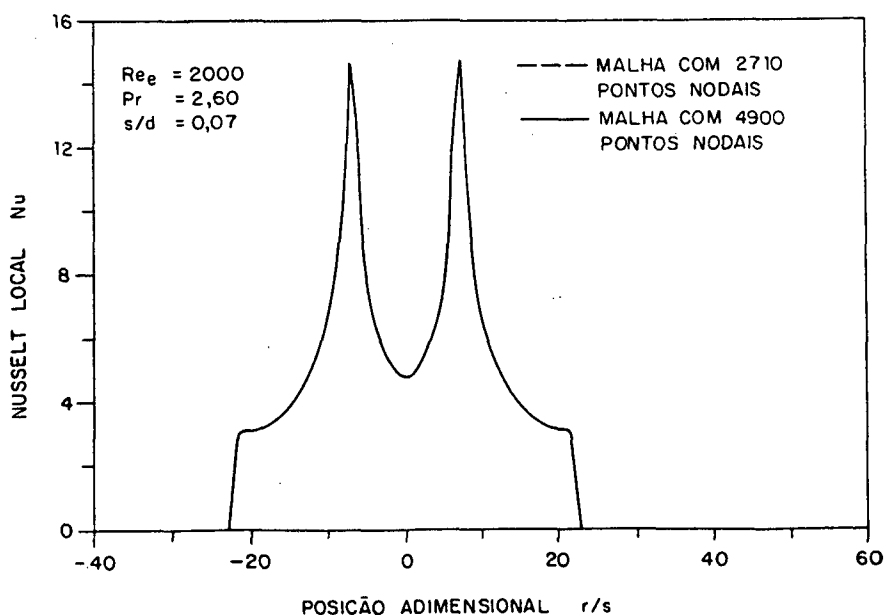


Fig. (5.2) Comparação do número de Nusselt local para distintas malhas

### 5.5 Cálculo do número de Nusselt

O número de Nusselt local (Nu) sobre a palheta é definido como,

$$\text{Nu} = \frac{q s}{(T_p - T_e) k} = \frac{s \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=e+s}}{(T_p - T_e)} \quad (5.6)$$

usando as variáveis adimensionais  $\theta$  e  $X$  obtém-se,

$$\text{Nu} = \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=1+e/s} \quad (5.7)$$

### 5.6 Testes de sensibilidade às condições de contorno

Conforme será observado no capítulo 6, os resultados obtidos indicam, para altas vazões, a presença de divergências entre a solução numérica e os dados experimentais para pontos localizados próximos à saída do difusor. Por este fato, considera-se necessário estudar a influência das condições de contorno sobre a solução obtida, afastando-se assim a possibilidade de serem estas as causas de tais divergências.

Foram analisadas as sensibilidades dos resultados numéricos a duas condições de contorno: a velocidade de entrada no orifício e a presença dum bordo metálico (isolado termicamente) na palheta. Este bordo é chamado: "superfície A", na Fig. (4.4).

a) Sensibilidade à velocidade de entrada no orifício de passagem.

O ar que escoar pelo tubo principal é forçado a entrar no orifício de passagem que possui um diâmetro menor do que o do tubo principal. Esta contração do domínio do escoamento gera uma componente radial da velocidade na condição de contorno de entrada no orifício, componente não considerada na presente formulação.

Em [05], estudou-se numericamente a importância desta contração do domínio sobre a pressão gerada pelo escoamento na palheta. Os resultados indicaram que, para afastamentos pequenos entre palheta e assento, a pressão não varia significativamente (menor que 1,0 %). Para afastamentos maiores ( $s/d > 0,1$ ) foi observado que a pressão na palheta "sentia" a contração do escoamento.

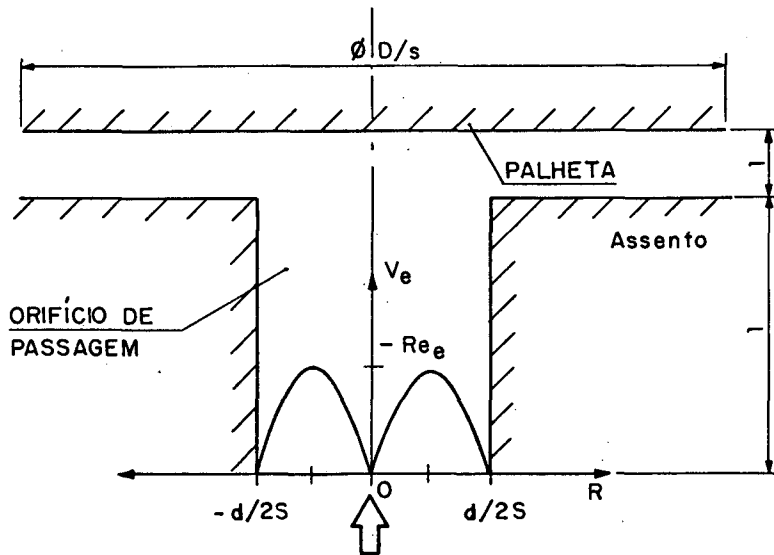


Fig. (5.3) Componente radial da velocidade de entrada no orifício de passagem

Quando o afastamento é pequeno ( $s/d < 0,1$ ), o fluido sente a palheta e tende a escoar muito próximo das paredes do orifício, gerando-se uma região de estagnação no setor central

deste, próximo à palheta. Este efeito tende a anular a componente radial da velocidade no domínio do orifício.

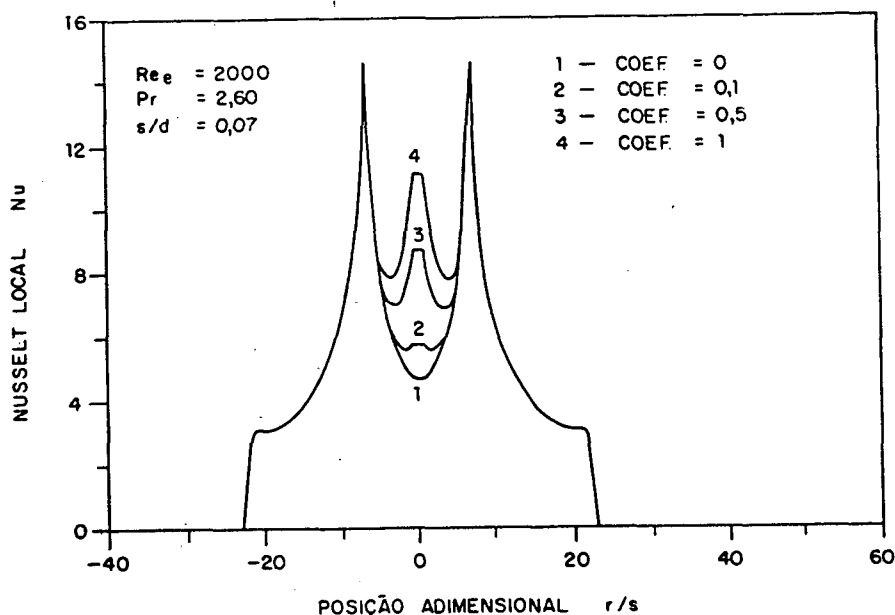


Fig. (5.4) Influência da velocidade  $V_e$  sobre o número de Nusselt sobre a palheta

A fim de investigar a influência da componente radial da velocidade na transferência de calor na palheta, a exemplo do que foi feito em [05] para o problema hidrodinâmico, incluiu-se uma velocidade radial fictícia  $V_e$  na condição de contorno na entrada do difusor. Atribuiu-se a  $V_e$  a seguinte expressão,

$$V_e = -\text{Coef} \cdot 8 \cdot Re_e \cdot (R - 2R^2) \quad (5.9)$$

$V_e$  varia em forma parabólica com  $R$ , Fig. (5.3), assumindo valor máximo em  $R=d/4s$  e sendo zero no centro e na parede do orifício. Note-se que embora na Fig. (5.3)  $V_e$  aponta na direção axial, esta é uma componente radial, e sendo negativa, está orientada da

periferia para o centro do orifício. Se Coef é um, o valor de  $V_e$  máximo é igual a  $U_e = Re_e$ .

Foram analisados três valores de Coef, 0,1; 0,5 e 1,0, para  $Re_e = 2000$ ,  $Pr = 2,60$ ,  $s/d = 0,07$ . Os resultados apresentam-se na Fig. (5.4). Observa-se que, aumentando-se negativamente a velocidade  $V_e$ , o número de Nusselt  $Nu$  no setor central do orifício aumenta. A transferência de calor no setor do difusor ( $r > d/2$ ) não é afetada pela velocidade  $V_e$ . Esta conclusão será de muita utilidade no próximo capítulo.

b) Inclusão de uma fronteira isolada no domínio de solução

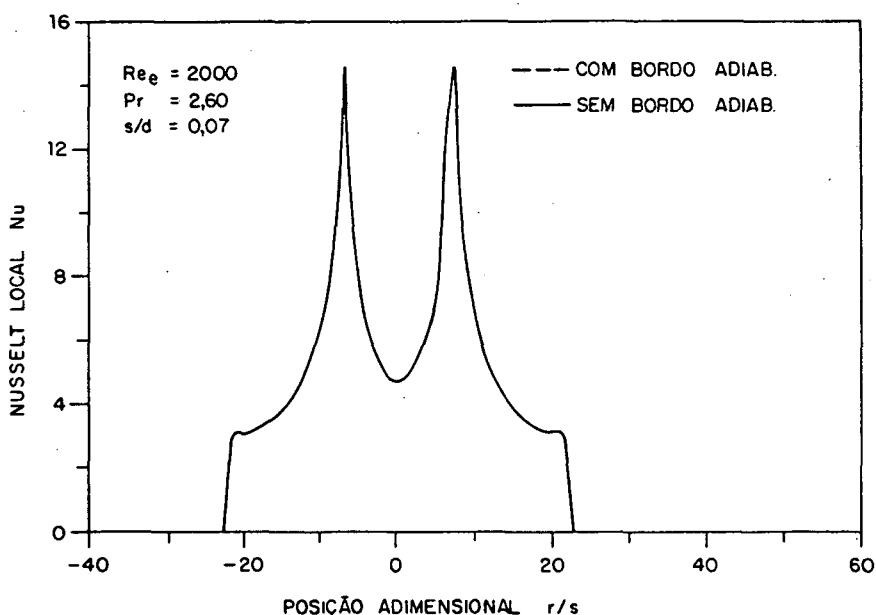


Fig. (5.5) Comparação entre soluções numéricas, com e sem borda adiabática

A palheta usada no experimento possui um bordo metálico, denominado "superfície A", Fig. (4.5). Como este bordo não transfere massa, ele representa uma região isolada termicamente. Para testar a influência desta região na solução numérica, incluiu-se na malha três volumes de controle sujeitos à condição



de contorno de fluxo nulo, diferentemente dos demais que estão sujeitos a condição de temperatura prescrita. Na Fig. (5.5) apresentam-se as duas soluções, com e sem bordo adiabático, para  $Re_e = 2000$ ,  $Pr = 2,59$  e  $s/d = 0,07$ . Não foi observada diferença alguma entre as soluções.

5.7 Inclusão de um chanfro no bordo de saída do orifício de passagem.

Deschamps [08] constatou que a existência de um pequeno chanfro no bordo da saída do orifício de passagem gerava uma variação significativa de pressão sobre a palheta. De forma qualitativa, sabe-se que a presença do chanfro faz com que a região de separação do escoamento diminua.

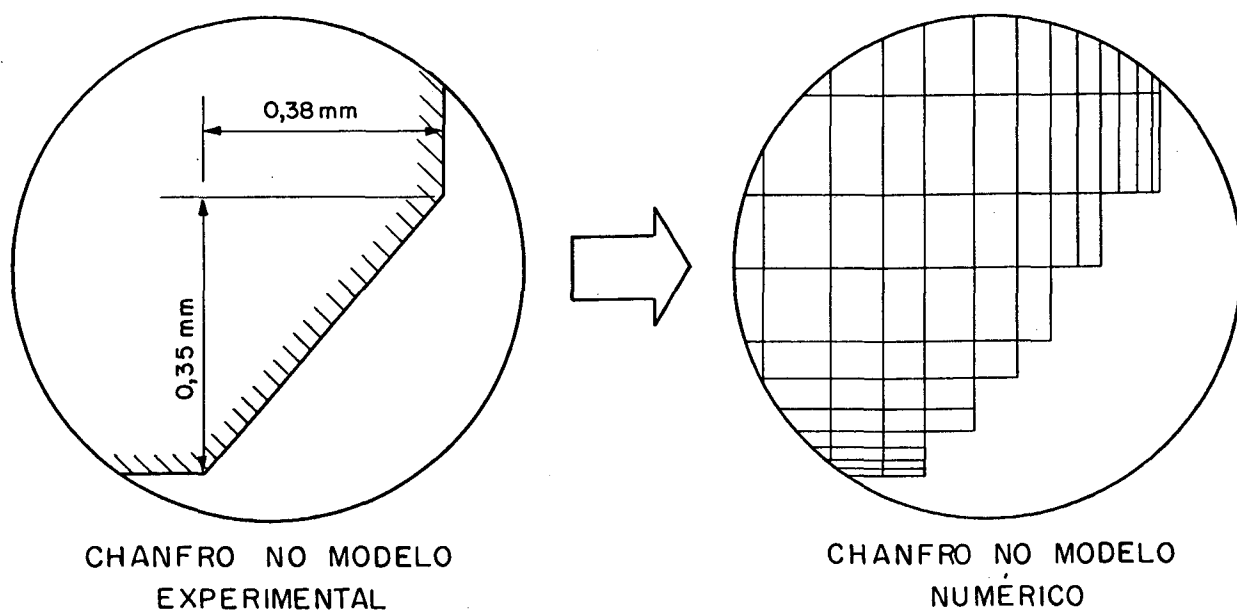


Fig. (5.6) Inclusão de um chanfro no modelo numérico

Em [08], mediu-se o chanfro existente no bordo de saída do orifício de passagem, usando um processo de moldagem. As

dimensões, mostradas na Fig (5.6), podem ser consideradas típicas de um chanfro deste tipo, usinado por um torno. Portanto, podem-se aproximar as dimensões do chanfro em nossa peça por aquelas mostradas na Fig. (5.6).

Para incluir o chanfro no modelo numérico, parte da região sólida do assento de bordas retas foi retirado. O procedimento utilizado foi mudar a viscosidade "infinita" daquela região para a viscosidade do fluido. Como observa-se na Fig. (5.6), a forma da discretização do domínio de cálculo não permite a obtenção de um chanfro reto.

A Fig. (5.7) mostra a variação causada no número de Nusselt, quando o chanfro é incluído no modelo numérico. Neste setor as linhas de corrente são "comprimidas" sobre a palheta pela recirculação, gerando-se um aumento da convecção. Na presença do chanfro tal efeito se torna mais suave e, conforme esperado, o

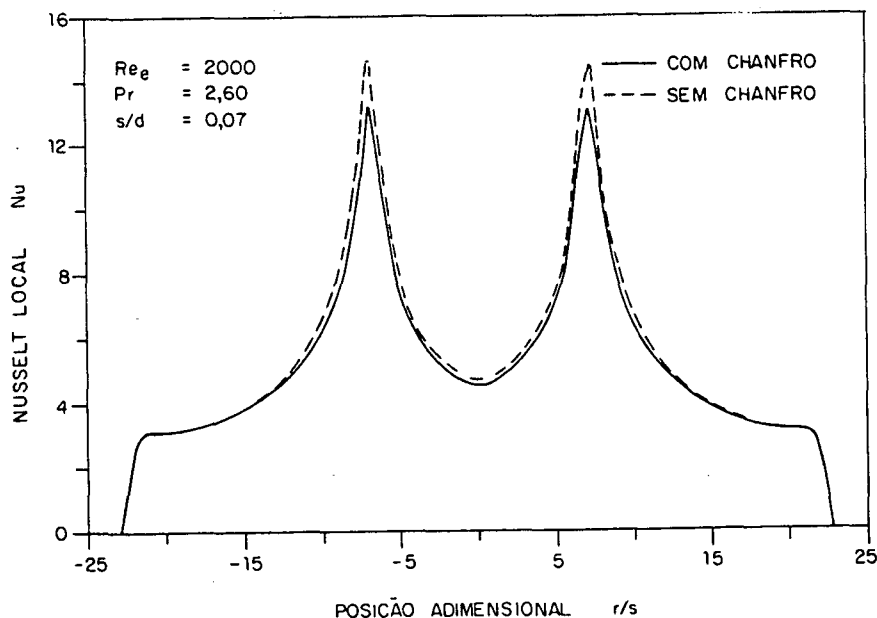


Fig. (5.7) Influência do chanfro na borda de saída do orifício de passagem sobre o número de Nusselt

valor máximo do número de Nusselt diminui.

### 5.8 Teste de convergência

O programa computacional calcula o balanço de massa em cada volume de controle. Como as equações diferenciais são integradas em cada um destes volumes, uma vez atingida a convergência da solução numérica estes balanços devem ser zero. É claro que nunca é possível obter uma solução totalmente convergida, porém é preciso definir um parâmetro que mostre o nível de convergência da solução. Neste caso foi usado o valor máximo do balanço de massa encontrado em cada um dos volumes de controle, denominado de SMAX.

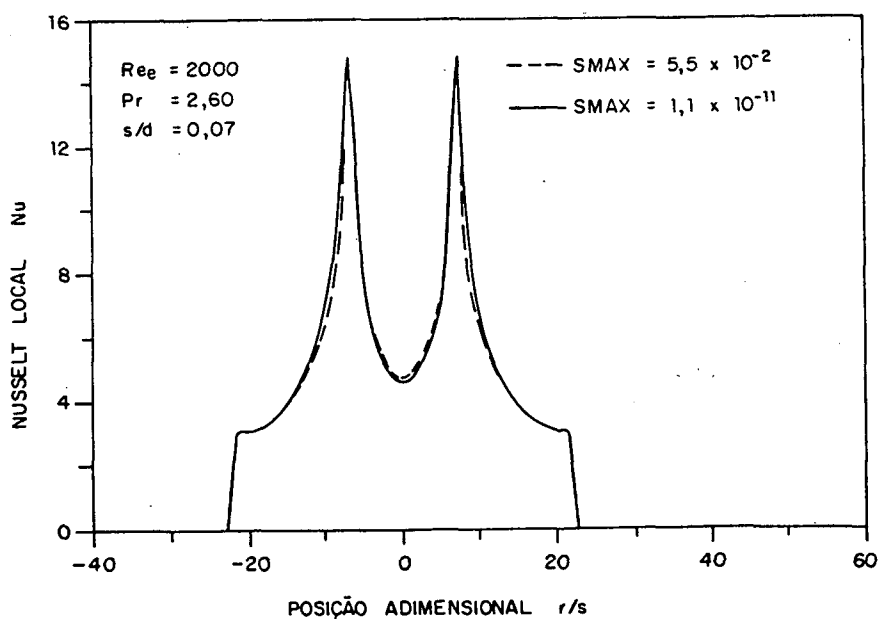


Fig. (5.8) Comparação entre soluções numéricas com diferentes níveis de convergência

O nível de convergência testado com SMAX pode gerar distintos erros em cada variável calculada. Para testar o grau de

convergência do número de Nusselt foram obtidas duas soluções para um mesmo caso,  $Re_e = 2000$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$ . Na primeira delas parou-se o programa computacional quando SMAX atingiu o valor de  $5,5 \times 10^{-2}$ , a segunda solução foi gerada a partir da primeira, com 450 iterações a mais, e parou-se o programa quando SMAX era  $1,1 \times 10^{-11}$ . Na Fig. (5.8), apresentam-se as duas soluções. Virtualmente não existe diferença alguma entre ambas as soluções. Portanto, mesmo para um valor de SMAX maior que  $1,1 \times 10^{-11}$ , podem-se assegurar valores de Nu independentes do nível de convergência.

### 5.9 Comparação da solução numérica com uma solução analítica

É possível obter soluções analíticas aproximadas para Nu, quando impõem-se as seguintes restrições ao escoamento:

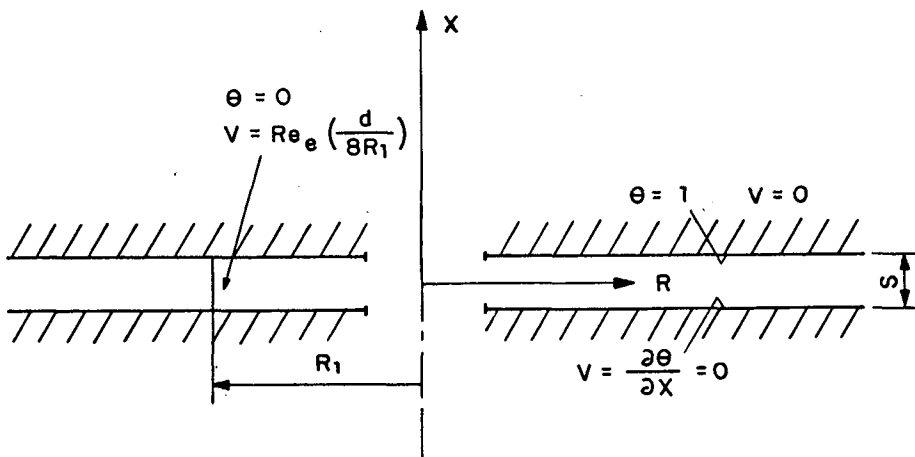


Fig. (5.9) Esquema do problema resolvido analiticamente

a) Escoamento só no difusor, ou seja, sem alimentação axial. Esta restrição permite comparar resultados somente para regiões

afastadas do orifício de entrada.

b) Escoamento plenamente desenvolvido,  $u=0$ . Novamente como no item anterior a comparação, é válida para regiões afastadas do orifício de passagem.

c) Termos difusivos na direção X possível de serem ignorados. Esta suposição é válida para afastamentos muito pequenos ( $s \ll D$ ).

d)  $Re_e$  grande. Se o  $Re_e$  é pequeno, a difusão em X não pode ser ignorada, já que o termo de inércia na equação (5.3) pode ser da ordem da difusão na direção X.

e) regime permanente

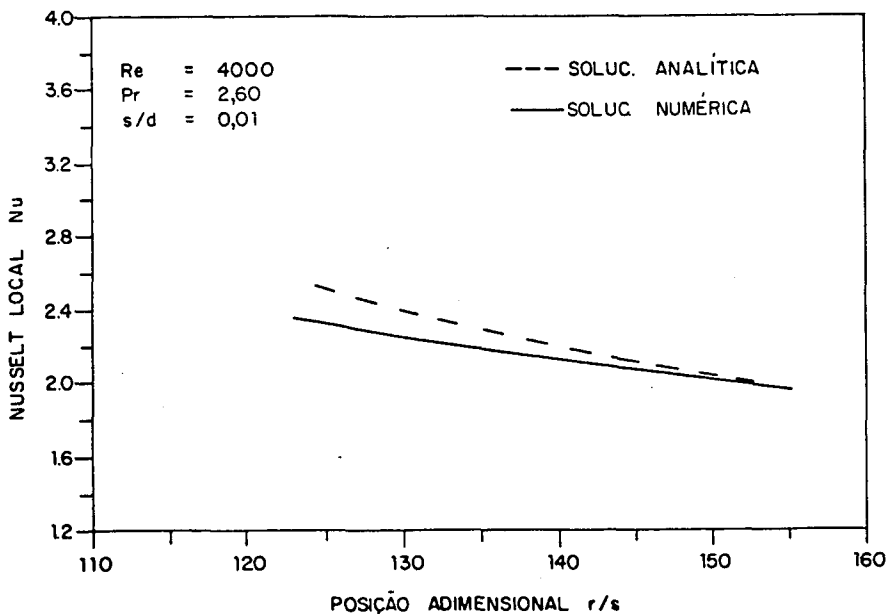


Fig. (5.10) Comparação entre solução numérica e analítica

Com estas suposições, é possível resolver as equações (5.1) e (5.4) usando o método de separação de variáveis. Com o

campo de temperaturas calculam-se o número de Nusselt sobre a palheta, obtendo-se,

$$\text{Nu} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{2(n+1)} \exp \left[ \frac{(2n+1)^2 \pi^2 s}{\text{Re}_e \text{Pr} d} (R^2 - R_1^2) \right] \quad (5.10)$$

em que,

$$R = \frac{r}{s} \qquad R_1 = \frac{r_1}{s} \quad (5.11)$$

Na Fig. (5.9) apresenta-se um esquema do problema resolvido analiticamente, assim como as condições de contorno usadas.

Na Fig. (5.10) comparam-se as soluções numérica e analítica para  $\text{Re}_e=4000$ ,  $\text{Pr}=2,60$  e  $s/d=0,01$ . A concordância entre ambas as soluções é boa. Note-se que a diferença entre as duas curvas tende a diminuir com  $r$ , fato este coerente com as restrições impostas.

## CAPÍTULO 6

## RESULTADOS E COMPARAÇÕES

## 6.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentados os resultados numéricos e experimentais obtidos, bem como a comparação entre eles. Primeiramente é apresentada uma análise numérica de dois casos limites da experiência,  $Re_e=600$  e  $Re_e=4000$ . Esta análise permite compreender como se desenvolve o escoamento nos diferentes setores do difusor. Baseado nos resultados numéricos e experimentais serão feitas considerações a respeito do escoamento.

Todos os resultados apresentados são para  $e/d=1$  e  $D/d=3, 15$ .

## 6.2 Análise numérica

Para compreender o comportamento do escoamento estável no difusor e usar esta informação na análise dos resultados experimentais, são apresentados e discutidos os mapas das linhas de corrente e das isoterms, as distribuições de pressão e os coeficientes de atrito local, e o número de Nusselt ao longo do difusor radial.

Nas Figuras (6.1) e (6.2) são mostradas as linhas de corrente para  $s/d=0,07$  e  $Re_e=600, 2000, 4000$  e  $4595$ . As escalas entre as dimensões apresentadas nas figuras foram mudadas para uma melhor visualização do escoamento no difusor. Conforme observado nas figuras, o fluido que ingressa pelo orifício de passagem é

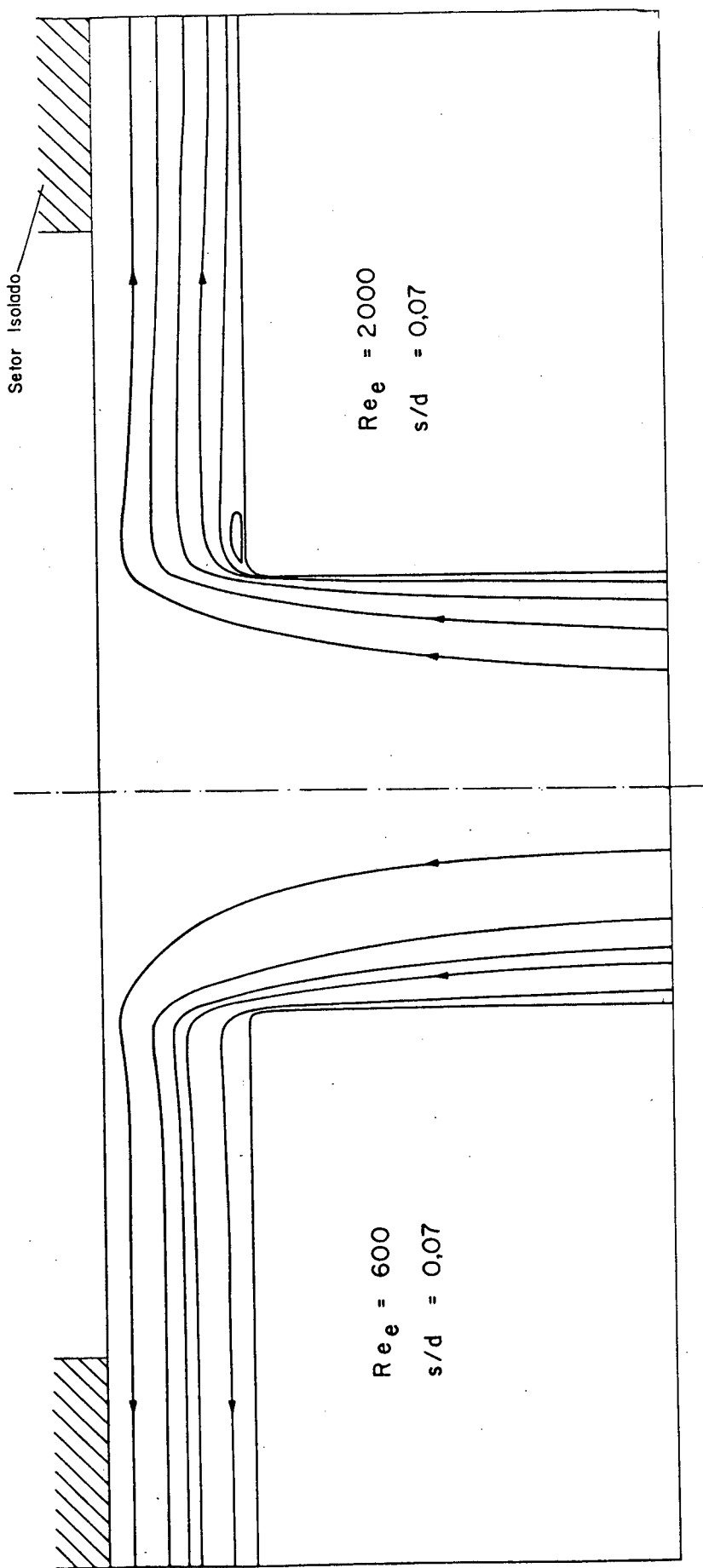


Fig.(6.1) Linhas de corrente para  $Re_e = 600$  e  $2000$  com  $s/d=0,07$



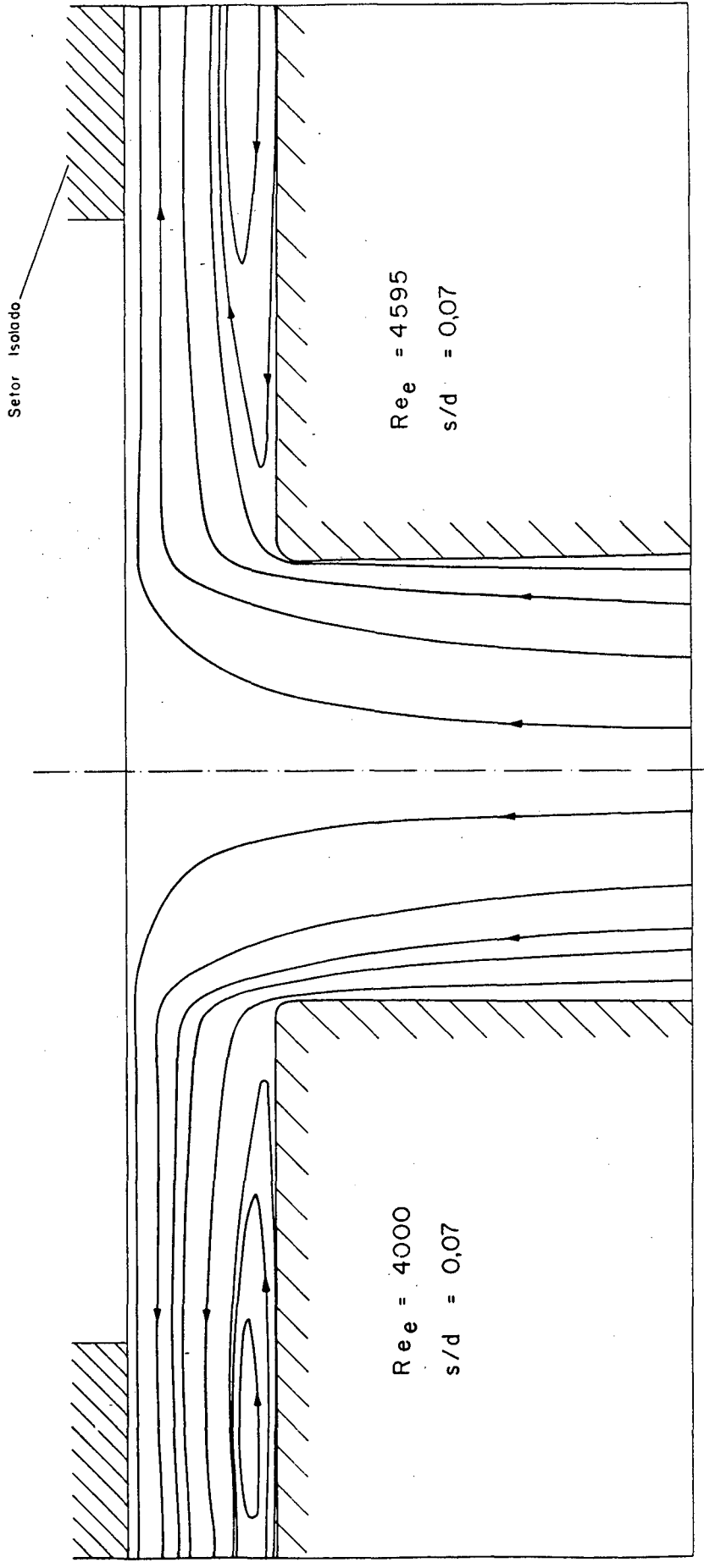


Fig. (6.2) Linhas de corrente para  $Re_e = 4000$  e  $4595$  com  $s/d=0,07$

defletido pela palheta e entra no difusor, escoando em forma radial.

Para  $Re_e=600$ , Fig. (6.1), não é observada recirculação alguma no assento. Este fato é confirmado pela Fig. (6.7), onde é apresentado o coeficiente de atrito local ( $\tau/\rho u_e^2$ ) sobre a palheta em função da posição adimensional ( $r/s$ ). O coeficiente mencionado não muda de sinal, indicando que as velocidades perto da palheta sempre mantêm a mesma direção radial positiva, e portanto não existe recirculação.

Quando  $Re_e$  é aumentado até 2000, Fig. (6.1), aparece uma pequena recirculação na entrada do difusor sobre o assento. O escoamento axial no orifício de passagem é forçado a se tornar radial ao passar do canal para o difusor. Devido à alta velocidade em que escoar, o fluido não consegue seguir o contorno da região sólida e se separa. Quando  $Re_e$  é incrementado até 4000, Fig. (6.2), a recirculação passa a ocupar todo o assento. O fluido que se separa do assento ao entrar na região do difusor, sai do domínio de solução sem voltar a reatar na parede deste. Tal fato é confirmado pela mudança de sinal no coeficiente de atrito local para  $Re_e=4000$ , Fig. (6.6). Para  $Re_e=4595$ , Fig. (6.2) a recirculação cresce ainda mais, ficando uma maior parte desta fora do domínio. Para  $Re_e=4000$  e 4595, em virtude da bolha de circulação não se fechar antes do término do difusor, fluido do ambiente é trazido para dentro do difusor.

Situações como aquelas apresentadas para  $Re_e=4000$  e 4595 tendem a ser instáveis em virtude da camada viscosa entre o fluido da corrente livre e aquele em recirculação. Cherdron et al. [24], por meio de uma visualização do escoamento e através de medições locais em um escoamento com expansão abrupta, conforme mostrado na

Fig. (6.3), observaram que a superfície que limita a recirculação (camada viscosa) oscila, e que à medida que a recirculação é maior, a amplitude desta oscilação aumenta, muito embora, independente do número de Reynolds. A região de circulação possui a dimensão de aproximadamente três comprimentos de onda das oscilações. Resultado similar foi observado por Sparrow e Kalejs [23], onde, em virtude da existência de quinas, o escoamento, que é forçado a entrar em um duto, oscila. De [24] e [23], verifica-se que oscilações geradas por quinas são de natureza instável. No entanto, quando o tamanho de tais recirculações é pequeno, as pequenas oscilações da superfície que limita a recirculação são amortecidas pelo escoamento, mantendo-se este "estável". Quando as recirculações são grandes, as oscilações da superfície que separam as recirculações do escoamento principal podem ser amplificadas tornando o escoamento instável. Nestes

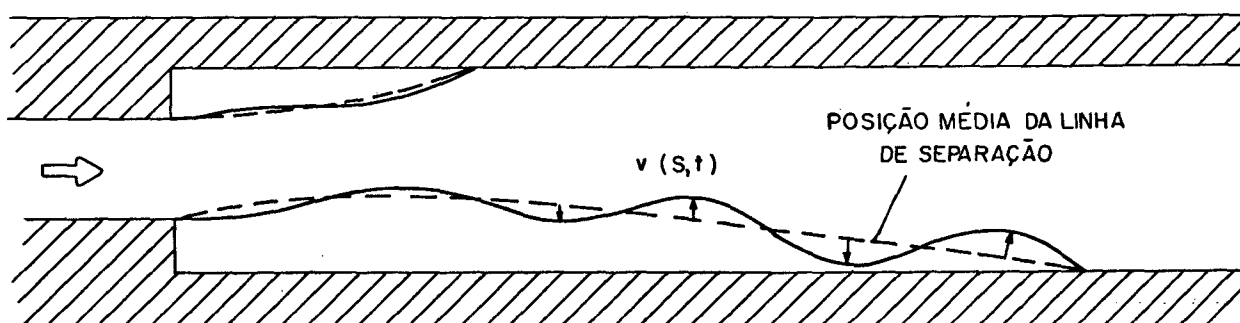


Fig. (6.3) Oscilações do escoamento perpendiculares à posição média da superfície que limita a recirculação, ref.

[24]

casos, as instabilidades são auto-geradas e auto mantidas pelo próprio escoamento.

Langer em [25], estudou numericamente o escoamento em um difusor radial com alimentação radial. Os resultados obtidos em [25] mostram que, antecedendo às instabilidades, o escoamento bifurca-se, podendo existir em diferentes configurações. A solução numérica de Langer para o regime permanente mostrou a presença de grandes recirculações, similares àquelas apresentadas na figuras (6.2).

Os trabalhos de Cherdron et al. [24], Sparrow e Kalejs [23] e Langer [25], fazem supor que as recirculações de grande tamanho mostradas na figura (6.2) representam soluções numéricas de situações altamente improváveis de ocorrer em regime permanente. Presentemente não é possível concluir a partir de que tamanho de recirculação o escoamento em consideração tornar-se ia instável, já que são as próprias condições do escoamento que definem esse tamanho.

Nas Figs. (6.4) e (6.5), é mostrada a pressão adimensional sobre a palheta, em função de  $r/s$ , para  $Re_e = 600$  e  $4000$ , respectivamente. As pressões maiores ocorrem no setor central do orifício, caracterizando a região de estagnação. A queda de pressão abrupta na entrada do difusor ( $r/s=7,1$ ) indica a presença de grandes velocidades neste setor. O fluido vem do orifício de passagem escoando perto das paredes deste e incide diretamente sobre a palheta onde é defletido, fato este concordante com as conclusões de Deschamps em [05].

O aumento da pressão no setor de entrada do difusor, depois da grande queda da pressão, mostra a predominância dos

efeitos de inércia sobre os viscosos em ambas as figuras. Para  $Re_e=4000$ , Fig. (6.5) esta predominância se mantém até a saída do difusor, o que não acontece para  $Re_e=600$ , Fig. (6.4), onde os

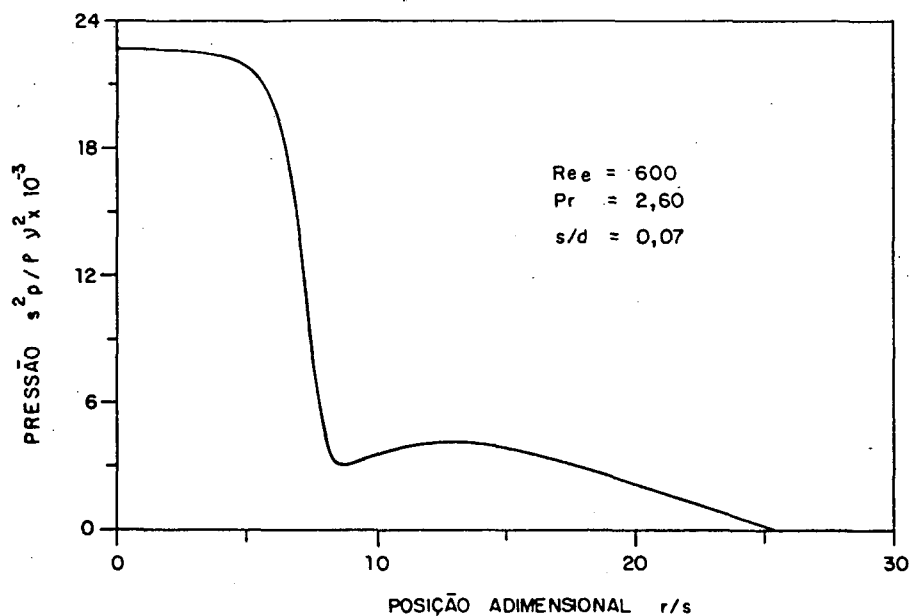


Fig. (6.4) Pressão adimensional sobre a palheta para  $Re_e=600$  e  $s/d=0,07$

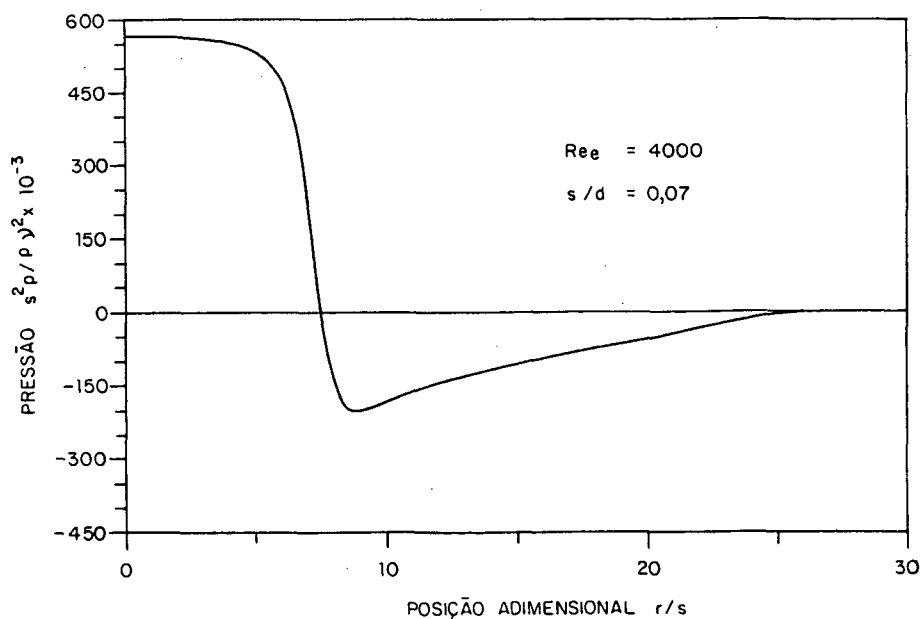


Fig. (6.5) Pressão adimensional sobre a palheta para  $Re_e=4000$  e  $s/d=0,07$

efeitos viscosos reduzem a pressão à medida que o número de Reynolds local diminui. Note-se que para  $Re_e = 4000$  a queda de pressão é tão acentuada que esta se torna negativa. Maiores detalhes da distribuição de pressão sobre a palheta podem ser encontrados em [08].

A atenção será agora voltada para a distribuição do coeficiente de atrito ao longo de ambas as paredes do difusor. O sinal negativo observado no coeficiente de atrito local ( $\tau/p u_e^2$ ) ao longo do assento, conforme mostrado na Fig. (6.6) para  $Re_e = 4000$ , confirma a presença de uma única grande recirculação no difusor. Do mesmo modo a ausência de recirculações para  $Re_e = 600$  é confirmada na Fig. (6.7), onde não é observada troca de sinal no coeficiente de atrito. Na Fig. (6.7) nota-se que as curvas para a palheta e para o difusor tendem a uma assíntota comum na saída do difusor, mostrando assim um perfil de velocidades plenamente desenvolvido neste setor. Na Fig. (6.6), para  $Re_e = 4000$  a

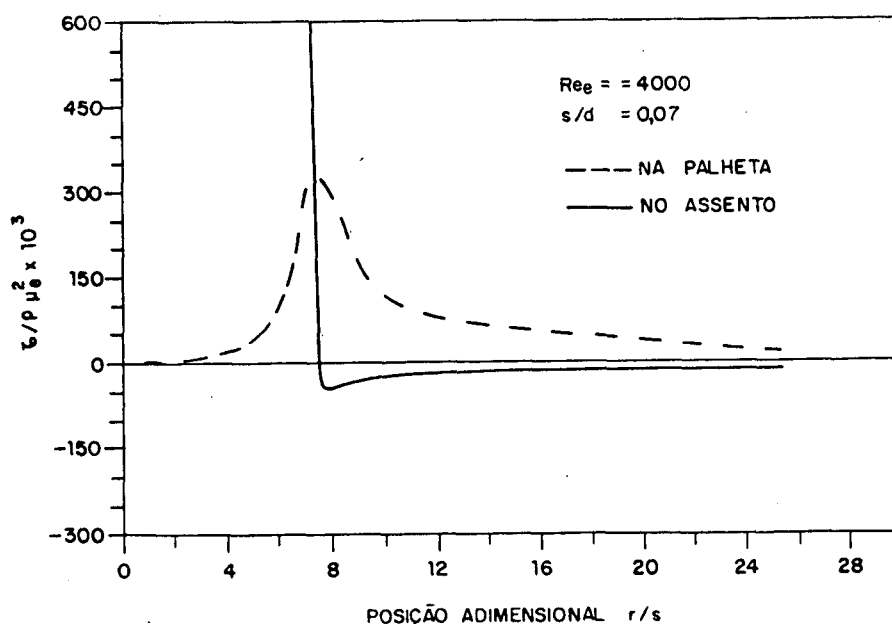


Fig. (6.6) Coeficiente de atrito local para  $Re_e = 4000$  e  $s/d = 0,07$

conclusão anterior não pode ser feita, já que a recirculação em todo o assento impede a formação de um escoamento plenamente desenvolvido. O grande valor do coeficiente de atrito local no assento, para  $r/s=7,1$ , nos dois casos estudados, deve-se ao fato de ser este um ponto onde a camada limite começa a se desenvolver e portanto é muito delgada, já que é aí que começa o assento.

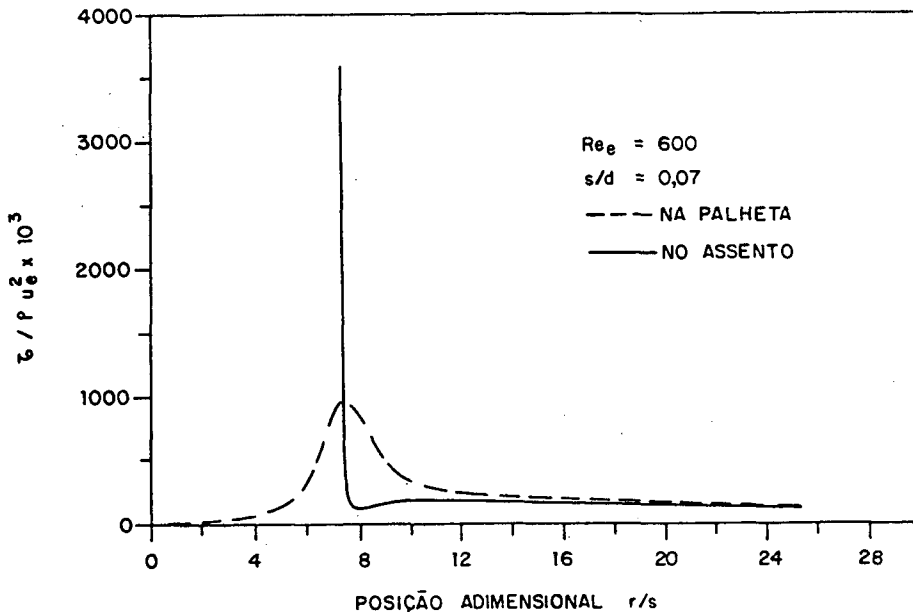


Fig. (6.7) Coeficiente de atrito local para  $Re_e=600$  e  $s/d=0,07$

Na Fig. (6.8) são mostrados os mapas das isotermas para  $Re_e=600$  e  $4000$ . Em ambos os casos  $s/d=0,07$ . Observa-se das figuras, a concentração das isotermas sobre a palheta no setor de entrada ao difusor, representando isto uma maior transferência de calor neste setor. As isotermas, no caso  $Re_e=4000$ , indicam uma maior troca de calor em relação àquelas correspondentes a  $Re_e=600$ . Conforme verificado na Fig. (6.8), as isotermas no setor de saída do difusor são perpendiculares à palheta uma vez que neste setor não existe transferência de calor (bordo adiabático).

Nas figuras (6.9) e (6.10), é apresentado o número de

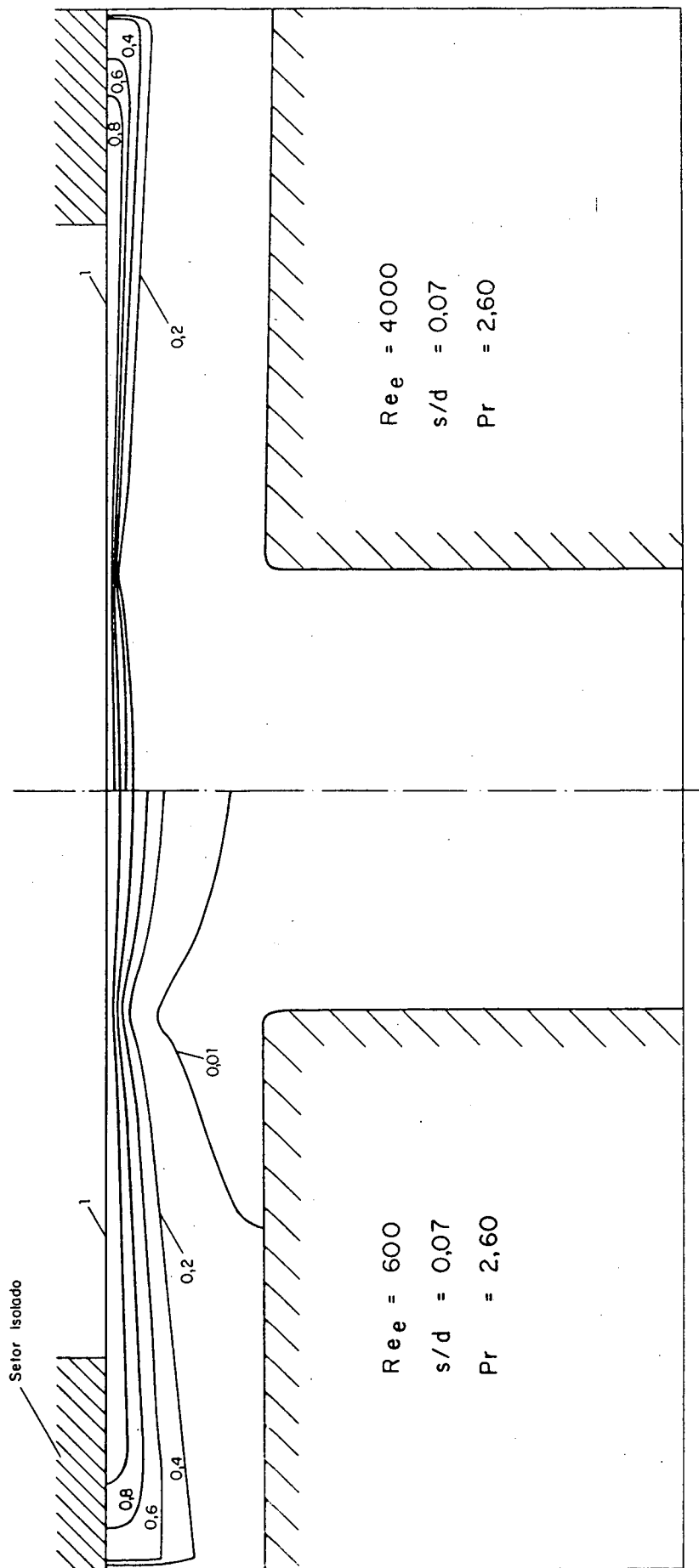


Fig. (6.8) Isothermas para  $Re_e = 600$  e  $4000$  com  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$



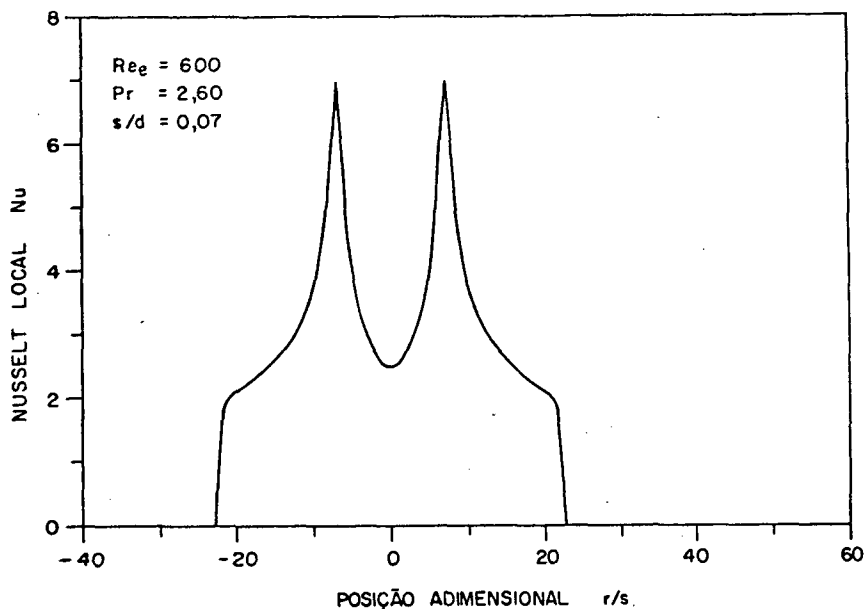


Fig. (6.9) Número de Nusselt local para  $Re_e = 600$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$

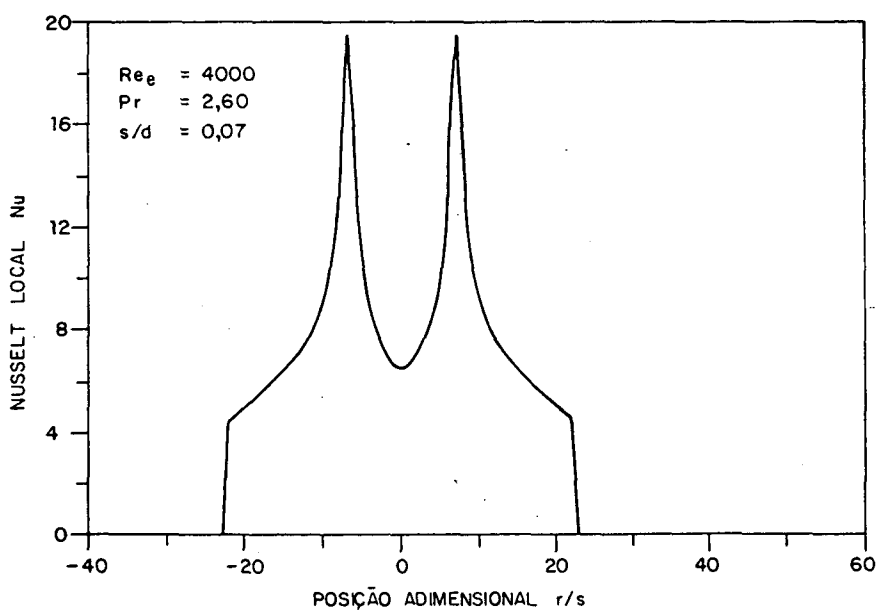


Fig. (6.10) Número de Nusselt local para  $Re_e = 4000$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$

Nusselt local em função da posição adimensional ( $r/s$ ) para  $Re_e = 600$  e 4000. Em ambos os casos  $s/d = 0,07$ . É observado um aumento acentuado no número de Nusselt, no setor de entrada ao difusor, para os dois casos apresentados nas figuras (6.9) e (6.10), este fato confirma a concentração das isotermas neste setor, como é

mostrado na Fig. (6.8). O número de Nusselt, para os dois casos apresentados, decresce com  $r/s$  no setor do difusor devido à diminuição da velocidade radial pelo incremento da área de fluxo. Em ambos os casos, na região de estagnação (setor central da palheta), encontram-se os menores valores do número de Nusselt.

### 6.3 Comparações entre resultados numéricos e experimentais

Nas figuras (6.11) a (6.19) é apresentada uma comparação do número de Nusselt local entre os dados experimentais e os resultados numéricos, sendo o número de Nusselt plotado em função da posição adimensional ( $r/s$ ). Foram estudados dois afastamentos,  $s/d=0,07$  e  $0,1$ . O  $Re_e$  foi variado entre 700 e 5041, o  $Pr$  foi mantido virtualmente constante em 2,60. Os parâmetros geométricos  $e/d=1$  e  $D/d=3,15$ , foram mantidos constantes. Os círculos representam os resultados experimentais e o diâmetro do círculo indica a incerteza associada ao cálculo do número de Nusselt, conforme é detalhado no apêndice C. Para uma melhor comparação dos resultados, as escalas usadas tanto na abcissa como na ordenada são iguais em todas as figuras.

Para  $s/d=0,07$ , e  $Re_e=700$  e  $1043$ , Figuras (6.11) e (6.12), respectivamente, observa-se que a tendência dos resultados experimentais e numéricos é a mesma. Observa-se ainda nestas figuras a simetria dos resultados experimentais em relação ao centro do difusor. Este fato confirma o paralelismo entre assento e palheta obtido na regulagem da bancada experimental. Os picos observados nas duas curvas estão relacionados com o fato do

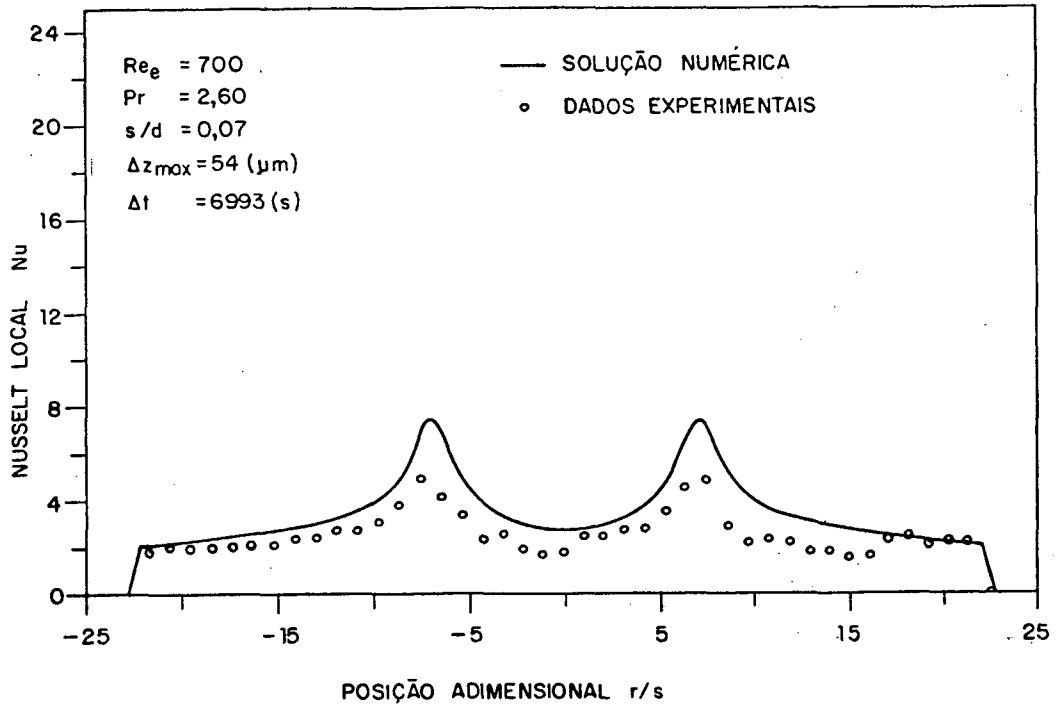


Fig. (6.11) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e = 700$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$

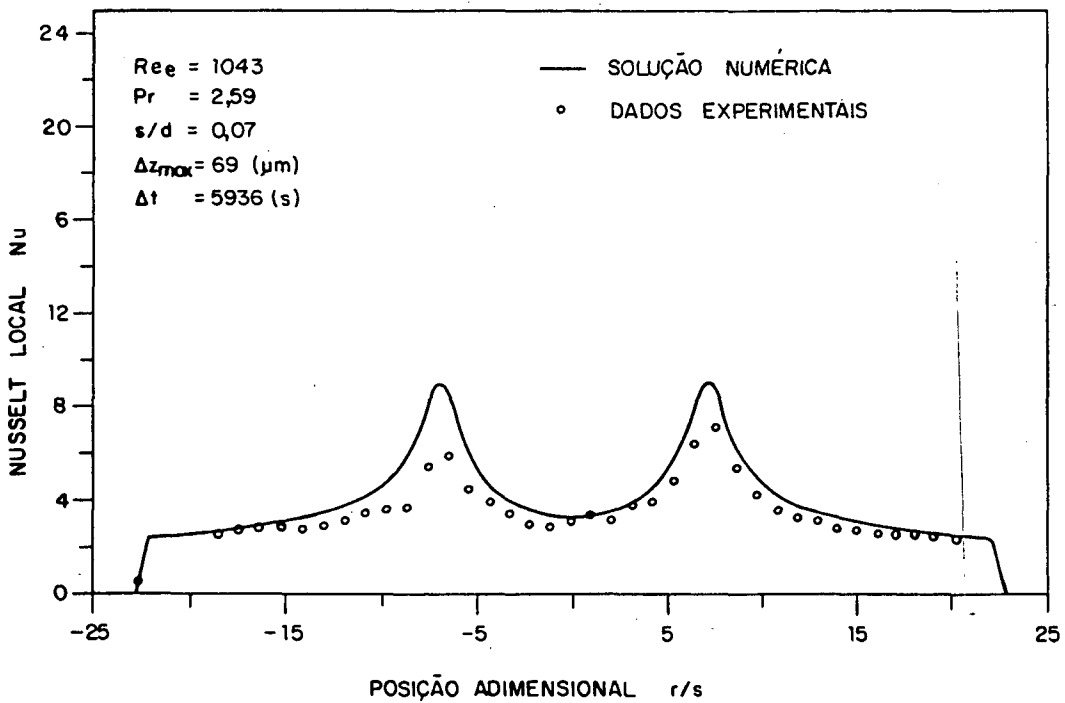


Fig. (6.12) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e = 1043$ ,  $Pr = 2,59$  e  $s/d = 0,07$

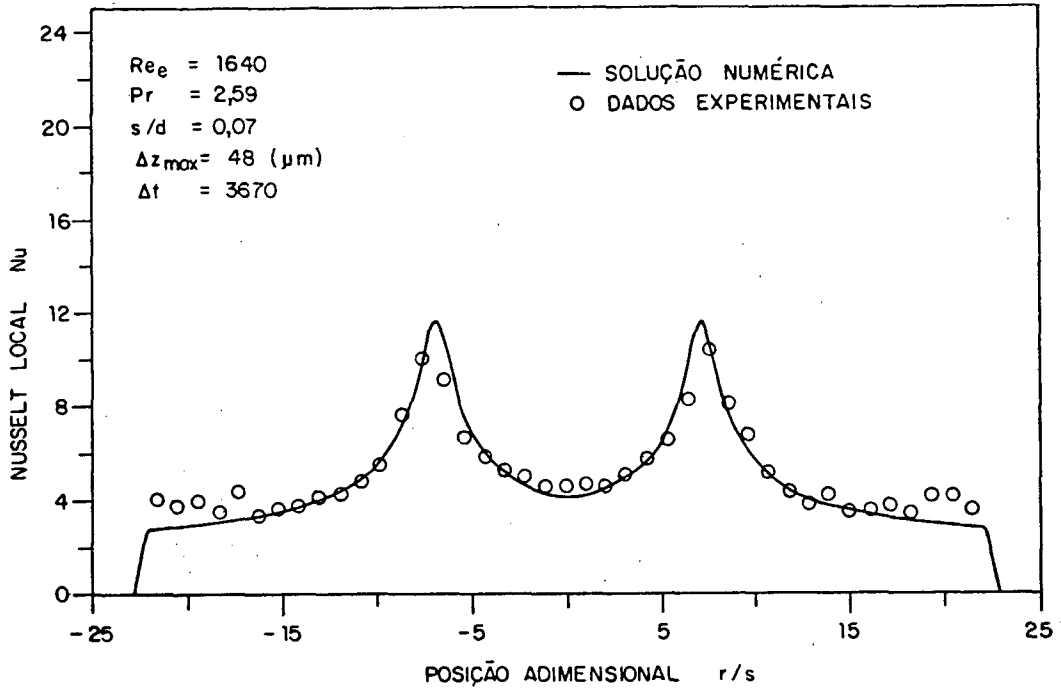


Fig. (6.13) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e=1640$ ,  $Pr=2,59$  e  $s/d=0,07$

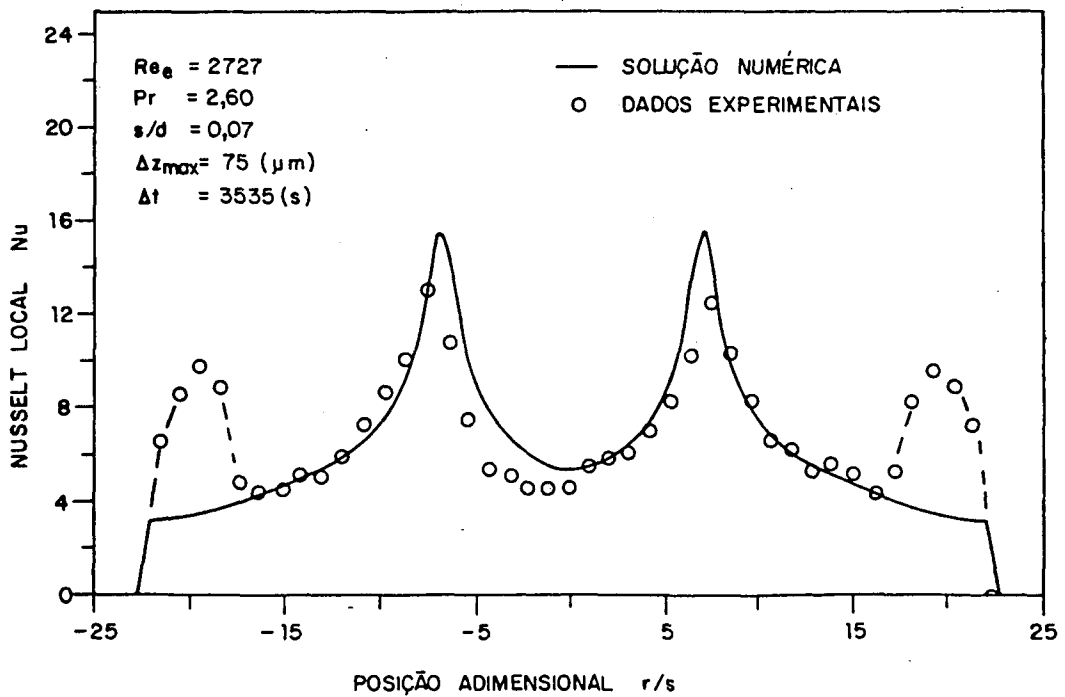


Fig. (6.14) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e=2727$ ,  $Pr=2,60$  e  $s/d=0,07$

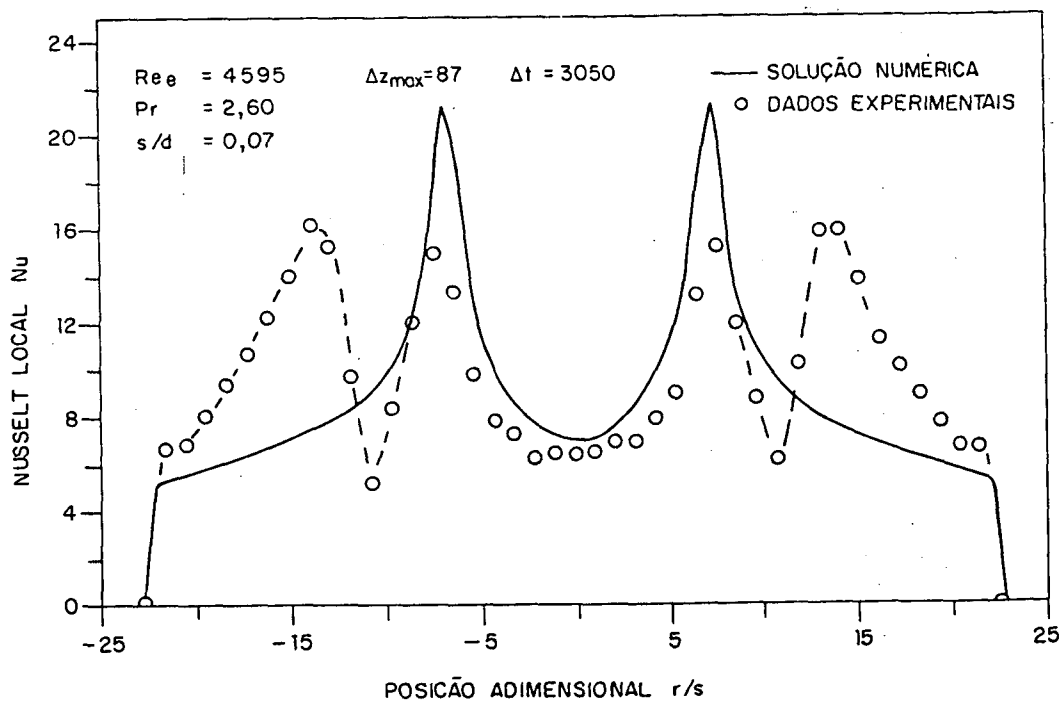


Fig. (6.15) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e = 4595$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,07$

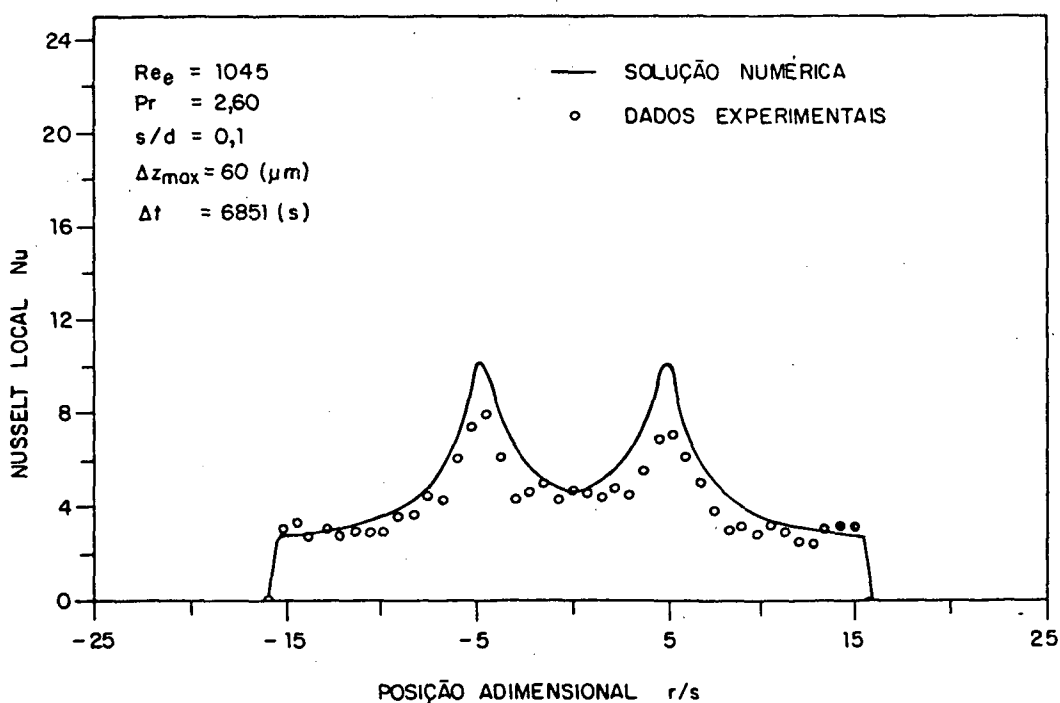


Fig. (6.16) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e = 1045$ ,  $Pr = 2,60$  e  $s/d = 0,1$

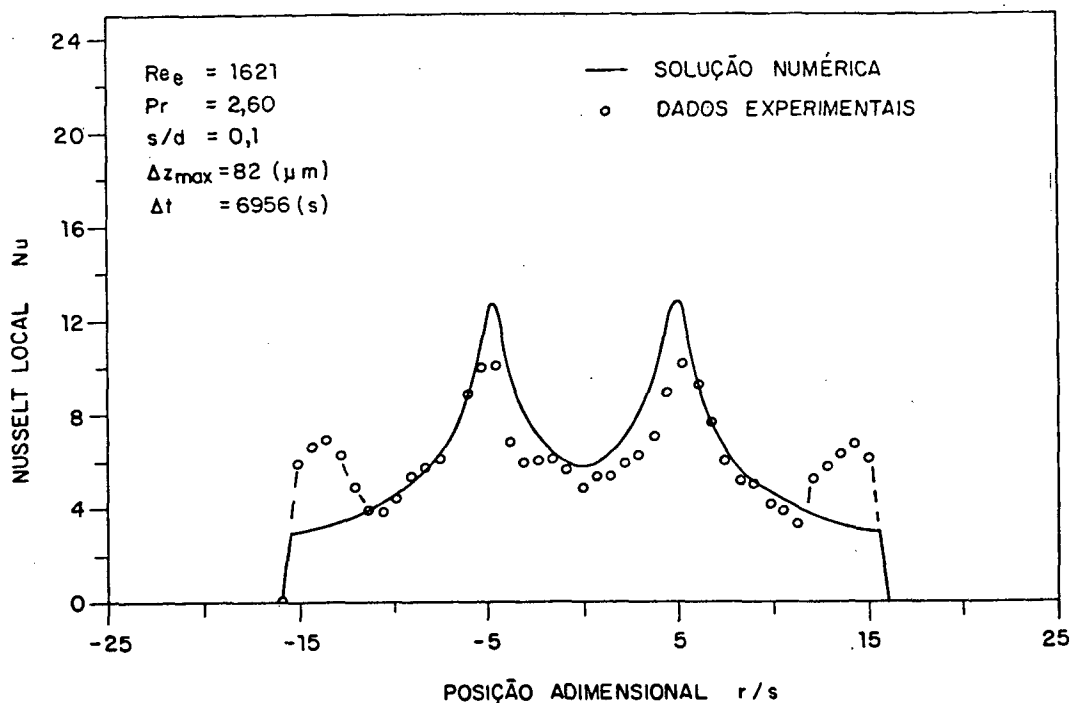


Fig. (6.17) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e=1621$ ,  $Pr=2,60$  e  $s/d=0,1$

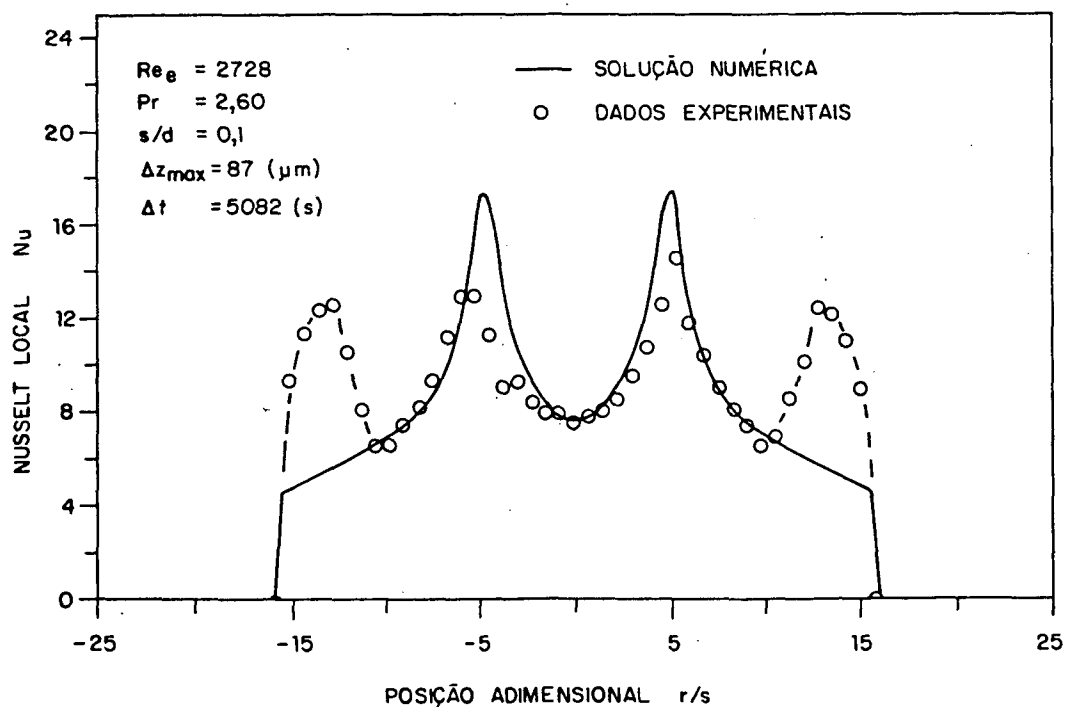


Fig. (6.18) Comparação entre o número de Nusselt numérico e experimental para  $Re_e=2728$ ,  $Pr=2,60$  e  $s/d=0,1$

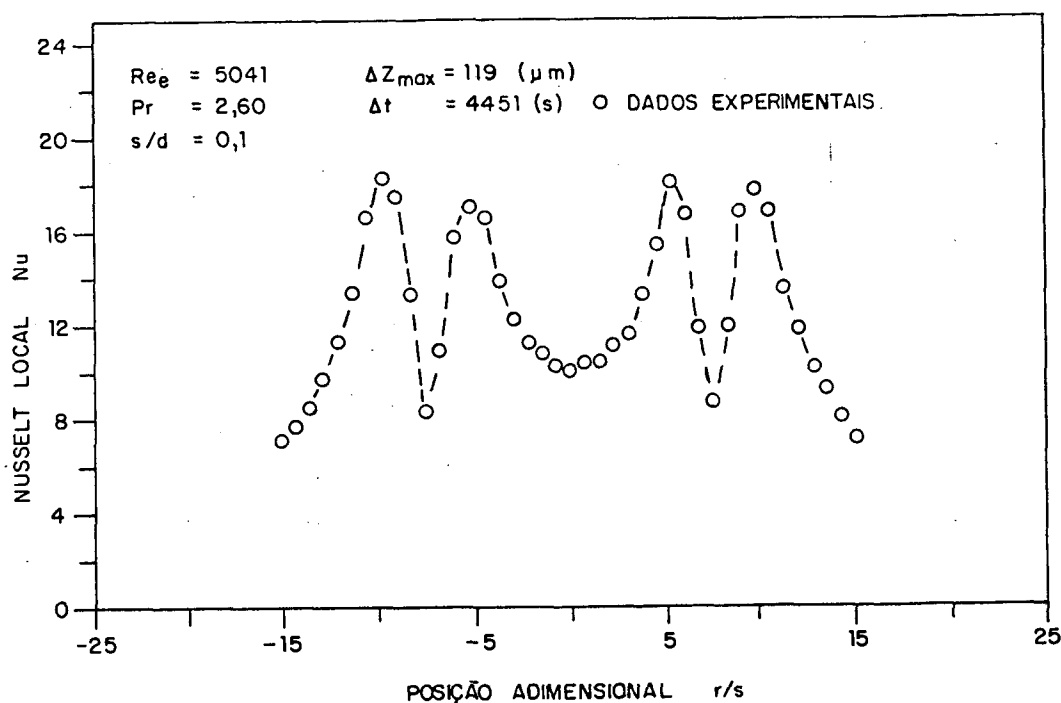


Fig. (6.19) Número de Nusselt experimental para  $Re_e=5041$ ,  
 $Pr=2,62$  e  $s/d=0,1$

escoamento incidir diretamente sobre a palheta neste ponto ( $r/s=7,1$ ), como foi explicado na secção (6.2).

Para  $Re_e=1640$  e  $s/d=0,07$ , Fig. (6.13), obtém-se uma excelente concordância entre dados experimentais e os resultados numéricos. Observa-se o aparecimento de um pequeno aumento do número de Nusselt experimental no setor de saída do difusor.

Para  $Re_e=2727$ , Fig. (6.14), o aumento do número de Nusselt experimental na saída do difusor cresce, mostrando uma grande diferença neste setor entre a solução numérica e os dados experimentais.

Para  $Re_e=4595$  e  $s/d=0,07$ , Fig(6.15), as divergências não atingem só o setor de saída do difusor, os picos movimentam-se na

direção do centro do difusor e aumentam de tamanho.

Nas figuras (6.16) a (6.19) apresenta-se o número de Nusselt local para  $Re_e$  entre 1045 e 5041 e  $s/d=0,1$ , onde repete-se o mesmo comportamento analisado para  $s/d=0,07$ , com a diferença de que, nestes casos, os valores do número de Nusselt para  $Re_e$  similares são menores. Isto é verificado porque as velocidades axiais diminuem quando aumenta  $s$ . Observa-se ainda, nestas figuras, uma menor concordância, no setor central da palheta, entre a solução numérica e os dados experimentais. Atribui-se este fato ao incremento de  $s/d$ , que origina uma dependência dos resultados numéricos com respeito à contração do escoamento na entrada do orifício de passagem, aspecto que não foi considerado nesta formulação. Maiores detalhes podem ser encontrados na secção (5.6) item a). Para  $Re_e=5041$  e  $s/d=0,1$ , Fig. (6.19), não foi possível obter uma solução numérica convergida, mesmo com coeficientes de relaxação muito pequenos (0,2) para todas as variáveis. Observou-se que na medida que  $Re_e$  aumenta a convergência da solução era mais difícil.

Na Fig. (6.20) é apresentada a posição adimensional no difusor,  $(r - d/2)/s$ , em função de  $Re_e(s/d)$  para o ponto em que o número de Nusselt começa a crescer, em virtude da instabilidade do escoamento. Os resultados mostram a dependência exclusiva destes dois parâmetros quando se define o ponto onde começa a instabilidade. Esta conclusão e a forma da curva são as mesmas obtidas por Mochizuki em [01], onde foram estudadas as instabilidades em um difusor radial com alimentação radial. Se os valores de  $(r-d/2)/s$  obtidos em [01] forem comparados com os valores apresentados na Fig. (6.20), será notado que estes últimos são significativamente menores, fato este também detectado por



Prata et al. em [04], quando foram comparados os valores de  $(r-d/2)/s$

obtidos em [01] com as curvas obtidas por Todescat em [03], descritas no capítulo 1. Desta forma, os desvios entre os resultados numéricos e experimentais parecem não estar vinculados às instabilidades hidrodinâmicas associadas à existência de gradientes adversos de pressão no difusor, estudados em [01].

Pela análise feita na secção anterior para as linhas de corrente, os resultados apresentados por Todescat em [29] e analisados no capítulo 1, assim como os resultados obtidos por Langer em [25] e as conclusões obtidas por Prata et al. em [04], acredita-se que a existência dos desvios entre os dados experimentais e solução numérica esteja relacionada com oscilações da camada viscosa que está em contato com a região de recirculação na entrada do difusor. Da interação entre a zona de recirculação e a corrente principal do fluido podem resultar oscilações auto mantidas pelo escoamento. Tais oscilações podem estar

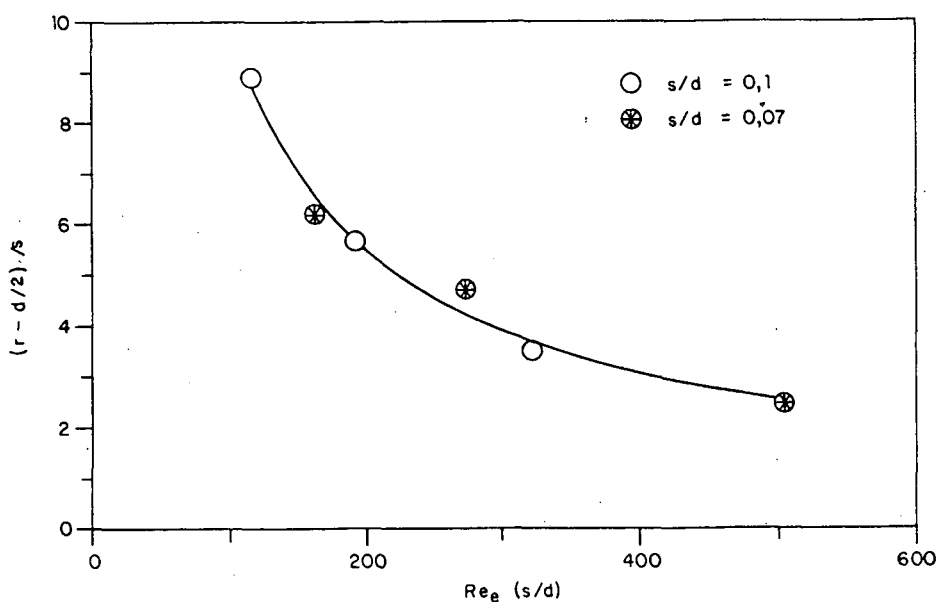


Fig. (6.20) Relação entre  $(r - d/2)/s$  e  $Re_e (s/d)$  para o ponto de início da instabilidade

relacionadas com as instabilidades inerentes das camadas viscosas, [23] e [24], ou mesmo com um desbalanceamento entre o fluido que sai para a corrente livre e o fluido da corrente livre que retorna para a região de recirculação através do ponto de reatamento da região de separação [26].

## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÕES

Neste capítulo são apresentadas as conclusões do trabalho que foram divididas em: conclusões associadas ao procedimento experimental, conclusões associadas à solução numérica, conclusões associadas aos resultados numéricos e experimentais e finalmente são apresentadas conclusões gerais.

#### 7.1 Conclusões associadas ao procedimento experimental

a) O experimento mostrou-se muito sensível ao afastamento entre palheta e assento, já que variações de  $s$  da ordem de 0,5 mm podem significar alterações importantes no número de Nusselt local. Especial cuidado deve ter-se com a falta de paralelismo que induz a uma assimetria na distribuição do escoamento e, portanto, a valores do número de Nusselt distorcidos.

b) As deformações na câmara de acrílico, geradas por forças hidrodinâmicas ou outro tipo de esforços, podem alterar sensivelmente o posicionamento da palheta em relação ao assento e, portanto, devem ser consideradas na regulagem da bancada.

c) A medição da profundidade sobre a superfície de naftaleno mostrou-se como um dos pontos mais críticos dentro da técnica

experimental usada. Faz-se, então, necessário usar equipamentos de alta precisão, não só na medição da profundidade sobre a superfície de naftaleno, como também nas outras coordenadas, já que, estando a superfície de naftaleno coberta de imperfeições, só a medição antes e depois do teste exatamente nos mesmos pontos pode garantir resultados corretos.

d) A utilização de grandes volumes de naftaleno sublimados ( $\Delta z > 50 \mu\text{m}$ ), garante melhores resultados sempre que estes volumes não alterem em forma significativa a geometria do problema.

e) O cálculo do número de Schmidt usando a umidade do ar em lugar de usar um valor estimado (2,5), é recomendado quando o ar tiver umidade relativa elevada.

f) O processo de fundição de naftaleno proposto mostrou-se muito eficiente e a quantidade de peças rejeitadas foi mínima.

## 7.2 Conclusões associadas à solução numérica

a) Para  $Re_e$  pequenos ( $Re_e < 2000$ ) o método numérico, assim como a malha usada, mostraram-se eficientes na obtenção da solução numérica, sendo necessárias não mais de 500 iterações para se obter o nível de convergência desejado. Para  $Re_e$  grandes ( $Re_e > 2000$ ) foi preciso usar fatores de relaxação maiores (0,3), aumentando-se assim o número de iterações necessários para se obter uma solução convergida. No caso  $Re_e = 5041$  e  $s/d = 0,1$  não foi possível obter a convergência.

b) A inclusão no modelo numérico de um pequeno chanfro no começo do assento, melhorou a concordância entre os dados experimentais e a solução numérica para  $Re_e$  pequenos.

c) Langer [25], observou que o tamanho da recirculação pode aumentar significativamente à medida que a malha é mais refinada. Portanto um refino de malhas em todo o difusor permitiria capturar, de uma melhor forma, as recirculações observadas.

### 7.3 Conclusões associadas aos resultados numéricos e experimentais

a) Os resultados numéricos e experimentais mostram uma concordância boa para valores de  $Re_e$  moderados. Para valores maiores de  $Re_e$ , observa-se a presença de um aumento do número de Nusselt local experimental no setor de saída do difusor, aumento este que não é captado pela solução numérica. Na região central da palheta a concordância é igualmente boa.

b) Os resultados numéricos mostram o crescimento da recirculação no assento, gerada pela mudança de direção do escoamento no setor de entrada ao difusor. Esta recirculação cresce à medida que  $Re_e$  aumenta, chegando a ocupar, para  $Re_e = 4000$ , todo o assento.

c) À medida que  $Re_e$  aumenta, o setor ocupado pelos desvios entre o número de Nusselt experimental e numérico aumenta, deslocando-se os picos no setor de saída do difusor na direção do centro da palheta.

d) Comparando-se o ponto em que começa a instabilidade entre os resultados apresentados por Mochizuki em [01] e os resultados obtidos neste trabalho, observa-se que estes últimos são sensivelmente menores que os apresentados neste trabalho, mantendo sim a mesma dependência exclusiva com o parâmetro  $Re_e(s/d)$ . Estes fatos permitem concluir que a natureza das instabilidades observadas neste trabalho é distinta da observada em [01].

e) Acredita-se que a existência dos desvios entre dados experimentais e solução numérica esteja relacionada com oscilações da camada viscosa que está em contato com a região de recirculação na entrada do difusor. Tais oscilações podem estar relacionadas com as instabilidades inerentes das camadas viscosas, [23] e [24], ou mesmo com um desbalanceamento entre o fluido que sai para a corrente livre e o fluido da corrente livre que retorna para a região de recirculação através do ponto de reatamento da região de separação [26].

#### 7.4 Conclusões gerais

a) Embora não tenha sido possível obter uma conclusão definitiva sobre a presença de oscilações auto-induzidas pelo escoamento, no problema estudado, todas as evidências numéricas e experimentais apresentadas indicam esta como a causa dos desvios encontrados entre dados numéricos e experimentais.

b) A montagem de uma experiência relacionada com a visualização do escoamento estudado, permitirá obter uma conclusão definitiva

sobre a presença de oscilações autoinduzidas pelo escoamento.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [01] - Mochizuki S., Yao, M., "Flow Separation and Heat Transfer in Radial Flows Between Two Parallel Disks", Trans. of Japan Society of Mechanical Engineers, Vol. 49, pp. 426-432, 1983.
- [02] - Mochizuki, S., Yang, W. J., "Self Sustained Radial Oscillating Flows Between Parallel Disks", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 154, pp. 337-397, 1985.
- [03] - Todescat, M. L., Prata, A. T., Ferreira, R. T. S., "Transferência de Calor Laminar em Válvulas de Compressores", Anais do 2º-ENCIT, pp. 255-258, Águas de Lindóia, São Paulo, Dezembro 1988.
- [04] - Prata, A. T., Ferreira, R. T. S., Todescat, M. L., Pilichi, C. M., "Intensificação da Transferência Convectiva de Calor Devido a Oscilações Auto-Induzidas pelo Escoamento", Anais do X COBEM, pp. 309-312, Rio de Janeiro, Dezembro 1989.
- [05] - Deschamps, C. J., Prata, A. T., Ferreira, R. T. S., "Análise da Influência do Comprimento do Orifício de Passagem no Escoamento em Difusores Radiais", Anais do IX COBEM, Florianópolis, 1987.
- [06] - Patankar, S. V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow",



Hemisphere, Washington, D. C., sec. 5.5.2, 1980.

- [07] - Mack, L. R., Hardee, H. C., "Natural Convection Between Concentric Spheres at Low Rayleigh Numbers", Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 11, pp. 387-396, 1968.
- [08] - Deschamps, C. J., "Escoamento Laminar Através de Válvulas de Compressores", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1987.
- [09] - Bean, H. S, "Fluid Meters - Their Theory and Application", 6<sup>th</sup> Ed., The American Society of Mechanical Engineers, 1971.
- [10] - Zeiss, "C N C Coordinate Measuring Machines with Universal 3D Probe Head", Carl Zeiss Geschäftsbereich Industrielle Meßtechnik, 1987.
- [11] - Keenan, H. J., Keyes, G. F., Hill, G. P., Moore, G. J., "Steam Tables Thermodynamic Properties of Water Including Vapor Liquid, and Solid Phases ( SI Units )", Ed. A. Wiley - Interscience Publication, 1969.
- [12] - Touloukian, Y. S., Makita, T., "Thermophysical Properties of Matter, Viscosity", Vol. 11 IFI / Plenum, New York, 1970.
- [13] - Chemical Engineers Handbook, 5<sup>th</sup> Ed., Perry H. R. / Chilton

C. H. Editors, Mc Graw Hill, New York, 1973.

- [14] - Sogin, H. H., "Sublimation from Disk to Air Streams Flowing Normal to their Surfaces", Trans. of the ASME, Vol. 80, pp. 61-71, 1958.
- [15] - Goldstein, R. J., Chyu, M. K., Hain, R. C., "Measurement of Local Mass Transfer on a Surface in the Region of the Base of a Protruding Cylinder with Computer Controlled Data Acquisition System", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 28, N<sup>o</sup> 5, pp. 977-985, 1985.
- [16] - Patankar, S. V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington, D. C., 1980.
- [17] - Patankar, S. V., "A Calculation Procedure for Two Dimensional Elliptic Situations", Numerical Heat Transfer, Vol. 4, pp. 409-425, 1981.
- [18] - Settari, A., Aziz, K., "A Generalization of the Additive Correction Methods for the Iterative Solution of Matrix Equations", SIAM J. Numerical Analysis, Vol. 10, pp. 506-521, 1973.
- [19] - Patankar, S. V., "A Numerical Method for Conduction in Composite Materials, Flow in Regular Geometries, and Conjugate Heat Transfer", Proc. 6<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, pp. 297-304, Toronto, 1978.

- [20] - Patankar, S. V., "A General-Purpose Computer Program for Two-Dimensional Elliptic Situations", Class Notes on Advanced Computation of Heat Transfer and Fluid Flow, University of Minnesota, Minneapolis, MN, Winter 1982.
- [21] - Prata, A.T., "Convecção Avançada", Notas de aula, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, Primeiro trimestre 1989.
- [22] - Moffat, R. J., "Contributions to the Theory of Single-Sample Uncertainty Analysis", Transactions of the ASME, Vol. 104, pp. 250-260, 1982.
- [23] - Sparrow, E. M., Kalejs, J. P., "Local Convective Transfer Coefficients in a Channel Downstream of a Partially Constricted Inlet", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 20, pp. 1241-1249, 1977.
- [24] - Cherdron, W., Durst, F., Whitelaw, J. H., "Asymmetric Flows and Instabilities in Symmetric Ducts with Sudden Expansions", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 84, pp. 13-31, 1978.
- [25] - Langer, C. A., "Separação, Bifurcação e Transferência de Calor em Difusores Radiais", Dissertação de Mestrado em andamento, Departamento de Eng. Mecânica-UFSC, 1987.
- [26] - Eaton, J. K., Johnston, J. P., "A Review of Reserch on

Subsonic Turbulent Flow Reattachment", AIAA Paper 80-1438, Snowmass, Colorado, July 1980.

- [27] - Ishizawa, S., "The Axi-Symmetric Laminar Flow in an Arbitrarily Shaped Narrow Gap (1st Report)", Bulletin of the JSME, Vol. 8, pp.353-367, 1965.
- [28] - Raal, J. D., "Radial Source Flow Between Parallel Disks", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, pp.401-416, 1978.
- [29] - Todescat, M. L., "Transferência de Calor em Válvulas de Compressores", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, 1988.

## A P Ê N D I C E

## A.- Propriedades físicas e dimensões importantes

## a) Propriedades físicas[13]

## a1.- Naftaleno

Fórmula química	$C_{10}H_8$
Grado de Pureza	98,5 %
Massa molecular	128,16
Ponto de fusão	253,45 K
Ponto de ebulição	490,65 K
Densidade do sólido	1146 kg/m <sup>3</sup>
Densidade do gás	eq. (4.19) kg/m <sup>3</sup>
Coef. de difusão no ar	eq. (4.16) m <sup>2</sup> /s

## a2.- Ar

Densidade ( $\rho$ )	eq. (4.11) kg/m <sup>3</sup>
Viscosidade ( $\mu$ )	eq. (4.14) Ns/m <sup>2</sup>

## a3.- Líquido manométrico (álcool)

Densidade ( $\rho_m$ )	804 kg/m <sup>3</sup>
------------------------	-----------------------

## b) Dimensões importantes

Diâmetro do orifício da placa de medição de vazão ( $d_o$ )	10,05 mm
---	----------

Diâmetro da canalização da placa orifício ( $D_o$ )	75,5 mm
Diâmetro do orifício de passagem (d)	20,0 mm
Diâmetro da palheta que transfere calor (D)	63,0 mm
Comprimento do orifício de passagem (e)	20,0 mm
Afastamento entre palheta e assento (s)	1,4 - 2,0 mm

## B.- Calibração da placa de orifício

A calibração da placa de orifício foi feita usando-se água e ar como um modo de verificar os resultados obtidos.

Na calibração com ar, instalou-se um fluxímetro tipo Coriolis na entrada do tubo secundário. Como a perda de pressão gerada pelo fluxímetro, é grande, foi preciso usar ar comprimido.

O fluxímetro, marca "Micro Motion", modelo D12, mede diretamente a vazão mássica usando um tubo curvo que detecta a força de Coriolis gerada. O sinal entregue pelo sensor é processado e emitido como um pulso elétrico, sendo estes pulsos processados por um contador que é desligado por um temporizador ajustável, de acordo com o fluxo medido. O número de pulsos dividido por 600 é a quantidade de gramas que passaram pelo fluxímetro no intervalo de tempo considerado.

O erro máximo deste aparelho é de 0,2 %, e foi calibrado em Setembro de 1989 de acordo com as normas ditadas pelo "National Bureau of Standards" americano.

A calibração da placa de orifício com água foi feita calculando-se a vazão a partir do método gravimétrico. Para manter-se a pressão constante, a água foi fornecida por um tanque de 200 l a 3,5 m do solo, cujo nível era mantido constante.

O micromanômetro, Fig. (3.9), usado na medição da diferença de pressões na placa de orifício, foi calibrado por um transdutor diferencial indutivo de pressão (Hottinger Baldwin Messtechnik), com valor de fundo de escala de 0,01 bar e frequência máxima de 300 Hz. O sinal do transdutor foi tratado com o auxílio de uma ponte amplificadora de sinal (HBM), modelo



KWS/6E-5. A curva de calibração apresenta-se na Fig. (B.1). Os desvios maiores encontram-se na escala com menor inclinação (1:25)

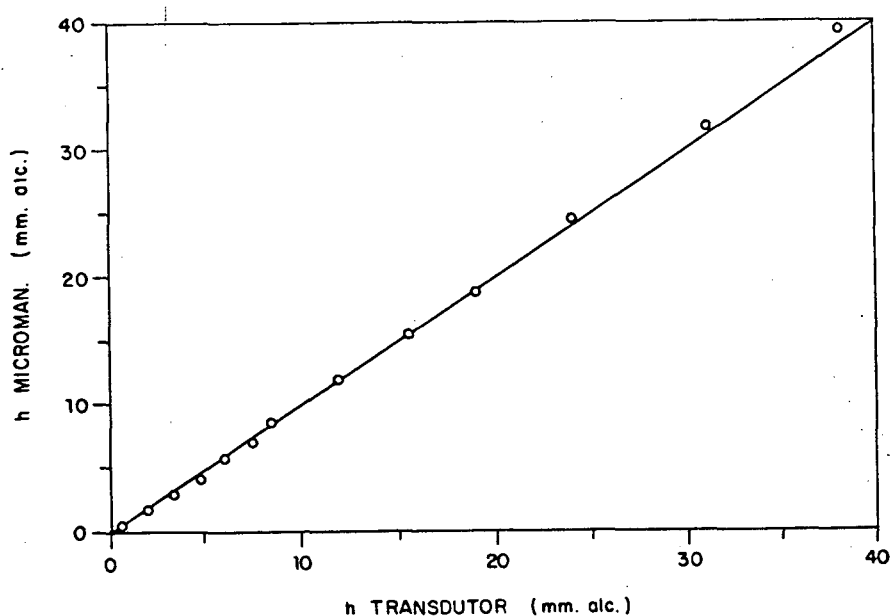


Fig. (B.1) Curva de calibração do micromanômetro

Com o fluxo mássico medido e as relações dadas em [09], é possível calcular o coeficiente de fluxo (  $Ke$  ),

$$Ke = \frac{\dot{m}}{3,47575 d_o^2 Y_e \sqrt{(P_{mo} - P_{ju}) \rho_{mo}}} \quad (B.1)$$

Na Fig. (B.2) são apresentados os valores de  $Ke$  obtidos com água e ar na faixa usada no presente estudo. Os resultados podem ser correlacionados pela seguinte expressão:

$$Ke = 0,1070055 \times 10^{-8} Re_o^2 - 0,1921076 \times 10^{-4} Re_o + 0,75404 \quad (B.2)$$

Comparando os valores obtidos para  $K_e$  com os valores recomendados pela ASME em [09], nota-se uma divergência de até 14 % para  $Re_o$  baixos. Isto pode ser atribuído ao fato de se trabalhar fora da faixa recomendada pela norma para  $Re_o$  e à existência de chanfros no orifício medidor de vazão.

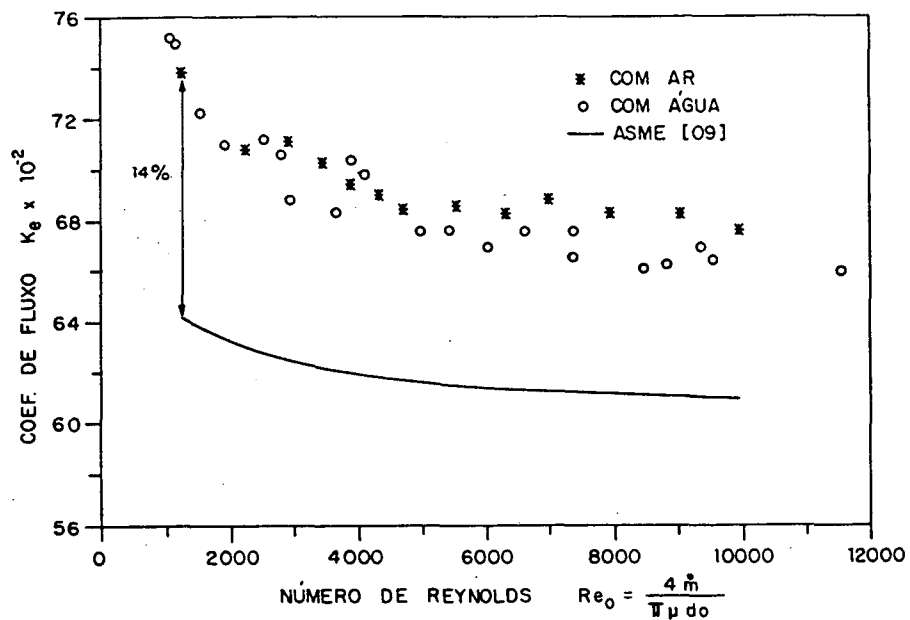


Fig. (B.2) Valores de  $K_e$  em função do número de Reynolds no orifício medidor de vazão.

### C.- Análise da incerteza associada aos resultados experimentais

Este apêndice mostra a análise de incerteza no cálculo dos principais parâmetros experimentais do problema. A metodologia aqui utilizada é aquela proposta por Moffat [22].

Em geral, se o parâmetro  $Y$  é função das variáveis  $x_1, x_2, \dots, x_n$ ,

$$Y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (\text{C.1})$$

a incerteza,  $dY$ , associada a  $Y$ , pode ser calculada por:

$$dY = \left[ \left( \frac{\partial Y}{\partial x_1} dx_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial Y}{\partial x_2} dx_2 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial Y}{\partial x_n} dx_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{C.2})$$

onde,  $dx_1$  é a incerteza associada à variável  $x_1$ .

O interesse centra-se em três parâmetros:  $Re_e$ ,  $Nu$ , e  $Pr$ . No cálculo destes parâmetros não existe uma função que ligue as variáveis, mas sim um processo de cálculo, descrito no capítulo 4 e apêndice D. Isto faz necessário aproximar a derivada do parâmetro por uma diferença discreta,

$$\frac{\partial Y}{\partial x_1} dx_1 = \frac{\Delta Y}{\Delta x_1} \Delta x_1 \quad (\text{C.3})$$

O valor de  $\Delta Y$  é obtido por meio do "Programa Redutor de Dados" que calcula o parâmetro  $Y$  em  $x_1 - \Delta x_1 / 2$  e  $x_1 + \Delta x_1 / 2$ . A diferença entre os dois resultados é  $\Delta Y$ .

Do apêndice D e do capítulo 4, pode-se concluir que:

$$Re_e = f( T_a, P_a, P_{mo}, P_{op}, d_o, D_o, \rho_m, h, d, \phi ) \quad (C.4)$$

$$Nu = f( p_{ns}, \Delta z, s, T_a, P_a, P_{op}, \Delta t ) \quad (C.5)$$

$$Pr = f( T_a, P_{op}, P_a, \phi ) \quad (C.6)$$

Valores típicos e as incertezas associadas a cada variável, já mencionadas no capítulo 4, são mostrados na Tabela (C.1). Na Tabela (C.2) mostram-se valores de  $Re_e$ ,  $Nu$  e  $Pr$  e suas incertezas calculadas.

Tabela (C.1).- Valores típicos das variáveis medidas no experimento e suas incertezas de medição

Variável	Valor Típico	Incerteza	Incerteza %
$T_a$ (°C)	21,4	0,1	0,47
$P_a$ (mm Hg)	765,40	0,05	0,007
$P_{mo}$ (mm H <sub>2</sub> O)	-38	1	2,63
$P_{op}$ (mm H <sub>2</sub> O)	-43	1	2,32
$d_o$ (mm)	10,05	0,05	0,49
$D_o$ (mm)	76	1	1,32
$\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	804	1	1,24
$h$ (mm)	0,76	0,06	7,89
$s$ (mm)	1,40	0,03	2,14
$\phi$ (—)	79	2	2,53
$\rho_{ns}$ (kg/m <sup>3</sup> )	1146	1	0,09
$\Delta z$ ( $\mu$ m)	30	1,5	5,0
$\Delta t$ (seg)	6993	2	0,03
$r$ (mm)	20	0,1	0,5
$D$ (mm)	63	0,05	0,08
$d$ (mm)	20	0,05	0,03

Tabela (C.2).- Valores típicos dos parâmetros calculados e suas incertezas

Parâmetro	Valor típico	Incerteza	Incerteza %
$Re_e$	700	52	7,8
Nu	2,23	0,30	13,5
Pr	2,598	0,003	0,1

## D.- Exemplo de cálculo

Neste apêndice são apresentados os cálculos necessários para a obtenção dos números adimensionais  $Re_e$  e  $Nu$ .

Na Tabela (D.1) apresentam-se os dados coletados na experiência. Só se inclui um dos 40 pontos medidos sobre a superfície de naftaleno.

Tabela (D.1).- Dados típicos coletados em uma experiência

$T_a$	= 21,4 °C
$P_a$	= 765 mm Hg
$P_{op}$	= -38 mm c.a.
$P_{mo}$	= -43 mm c.a.
$h$	= 0,76 mm c.a.
$t_i$	= 537 s
$t_f$	= 7530 s
$t_d$	= 8142 s
$\phi$	= 79 %
$d_o$	= 10,05 mm
$D_o$	= 75,5 mm
$r$	= 2,8561 mm
$z_i$	= 51,6 $\mu m$
$z_f$	= 81,1 $\mu m$
$z_d$	= 83,7 $\mu m$

A pressão a jusante da placa orifício,  $P_{ju}$ , é calculada

através de,

$$P_{ju} = P_{mo} - \frac{9,81 \rho_m h}{1000} \quad (D.1)$$

Tabela (D.2).- Cálculo típico dos parâmetros necessários para obter  $Re_e$

Parâmetro	Variáveis	Equação	Valor
$\beta$ (-)	$d_o$ (mm) $D_o$ (mm)	(4.9)	0,1332
$P_{ju}$ (N/m <sup>2</sup> )	$P_{mo}$ (N/m <sup>2</sup> ) $h$ (mm) $\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	(D.1)	101590
$\chi$ (-)	$P_{mo}$ (N/m <sup>2</sup> ) $P_{ju}$ (N/m <sup>2</sup> )	(4.7)	$0,504 \times 10^{-4}$
$\Gamma$ (-)	$c_p$ (J/kg K) $c_v$ (J/kg K)	(4.8)	1,4
$Y_e$ (-)	$\beta$ (-) $\chi$ (-) $\gamma$ (-)	(4.6)	0,9999
$\mu$ (N s/m <sup>2</sup> )	$T_a$ (K)	(4.14)	$0,1827 \times 10^{-4}$
$P_{sa}$ (N/m <sup>2</sup> )	$T_a$ (K)	(4.12)	2545,20
$\rho_{mo}$ (kg/m <sup>3</sup> )	$P_{mo}$ (N/m <sup>2</sup> ) $\phi$ (-) $P_{sa}$ (N/m <sup>2</sup> ) $T_a$ (K)	(4.11)	1,1777

Os sub-índices i e f referem-se ao início e fim da experiência. O sub-índice a está relacionado com o tempo adicional que permite descontar o naftaleno sublimado fora do teste.



a) Cálculo de  $Re_e$ 

Na Tabela (D.2) apresenta-se o cálculo dos parâmetros necessários para obter  $Re_e$ . Na primeira coluna encontra-se o parâmetro calculado, na segunda as variáveis usadas no cálculo, na terceira a equação e na quarta o valor obtido usando-se os valores da Tabela (D.1).

Para o cálculo de  $Re_e$ , estima-se inicialmente um valor para  $Re_e$  de 100; calcula-se  $K_e$  através da equação (4.10). Com as equações (4.5) e (4.3) é obtido  $\dot{m}$  e  $Re_e$  respectivamente. Com o novo valor de  $Re_e$  repete-se o processo até obter-se a convergência. Na Tabela (D.3) são apresentados estes cálculos.

Tabela (D.3).- Cálculos iterativos típicos para obter  $Re_e$ .

$Re_e$ (-)	$K_e$ (-)	$\dot{m}$ (kg/s x 10 <sup>3</sup> )
100	0,7521	0,2073
1437	0,7286	0,2007
1392	0,7294	0,2010
1394	0,7294	0,2110

Com o valor de  $Re_e$  e a equação (4.4) é calculado  $Re_e$ .

$$Re_e = \frac{1394 \times 10,05}{20}$$

$$Re_e = 700,5$$

b) Cálculo de Nu e Pr

Na Tabela (D.4) apresenta-se o cálculo do número de Nusselt e do número de Prandtl usando os valores mostrados na Tabela (D.1).

Tabela (D.4).- Cálculo típico do Número de Nusselt e número de Prandtl

Parâmetro	Variáveis	Equação	Valor
$D_d$ ( $m^2/s$ )	$P_{op}$ ( $N/m^2$ ) $T_a$ (K)	(4.17)	$0,5966 \times 10^{-5}$
$P_s$ ( $N/m^2$ )	$T_a$ (K)	(4.20)	7,9518
$\rho_s$ ( $kg/m^3$ )	$P_s$ ( $N/m^2$ ) $T_a$ (K)	(4.19)	$0,4157 \times 10^{-3}$
$\dot{m}_n$ (kg/s)	$\rho_{ns}$ ( $kg/m^3$ ) $r$ (m) $\Delta z$ (m) $\Delta t$ (s)	(4.22)	$1,1682 \times 10^{-10}$
$\rho_f$ ( $kg/m^3$ )	$\dot{m}_n$ (kg/s) $\rho$ ( $kg/m^3$ ) $\dot{m}$ (kg/s)	(4.21)	$0,6849 \times 10^{-6}$
$\rho_{op}$ ( $kg/m^3$ )	$P_{op}$ ( $N/m^2$ ) $\phi$ (-) $P_{sa}$ ( $N/m^2$ ) $T_a$ (K)	(4.11)	1,1784
Pr (-)	$\mu$ ( $N s/m^2$ ) $\rho_{op}$ ( $kg/m^3$ ) $D_d$ ( $m /s^2$ )	(3.2)	2,5984
$\Delta t$ (s)	$t_1$ (s) $t_f$ (s) $t_d$ (s)	$\Delta t = t_f - t_1$	6993,0
$\Delta z$ ( $\mu m$ )	$z_1$ ( $\mu m$ ) $z_f$ ( $\mu m$ ) $z_d$ ( $\mu m$ )	$\Delta z = 2z_f - z_1 - z_d$	26,90

Nu	(-)	$\rho_{ns}$	(kg/m <sup>3</sup> )	(4.18)	2,4885
		$\Delta z$	(m)		
		s	(m)		
		$\rho_s$	(kg/m <sup>3</sup> )		
		$\Delta t$	(s)		
		$D_d$	(m <sup>2</sup> /s)		