

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR Luís Edson
Saraiva E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 07 10 04
Kamal Abdel Radi Ismail
ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Simulação Numérica para Análise Local e Global do Desempenho de Tubos de Calor Rotativos com Estrutura Porosa

Autor: Luís Edson Saraiva
Orientador: Kamal Abdel Radi Ismail

18/04

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E FLUIDOS

Simulação Numérica para Análise Local e Global do Desempenho de Tubos de Calor Rotativos com Estrutura Porosa

Autor: Luís Edson Saraiva

Orientador: Kamal Abdel Radi Ismail

Curso: Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2004
S.P. - Brasil

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
Em Circulação

UNIDADE	BC
Nº CHAMADA	17/UNI CAMP
	Sa 71s
V	EX
TOMBO BC/	63159
PROC.	16-0-00086-05
C	☐
D	☒
PREÇO	11,00
DATA	15/04/05
Nº CPD	

libr-ind 346598

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

Sa71s Saraiva, Luís Edson
Simulação numérica para análise local e global do
desempenho de tubos de calor rotativos com estrutura
porosa / Luís Edson Saraiva.--Campinas, SP: [s.n.],
2004.

Orientador: Kamal Abdel Radi Ismail.
Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Tubos de calor. 2. Análise numérica. 3. Calor -
Transmissão. I. Ismail, Kamal Abdel Radi. II.
Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de
Engenharia Mecânica. III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E FLUIDOS

TESE DE DOUTORADO

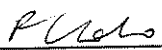
**Simulação Numérica para Análise Local e
Global do Desempenho de Tubos de Calor
Rotativos com Estrutura Porosa**

Autor: **Luís Edson Saraiva**

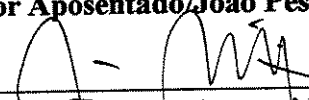
Orientador: **Kamal Abdel Radi Ismail**



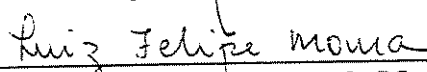
Prof. Dr. Kamal Abdel Radi Ismail, Presidente
Universidade Estadual de Campinas



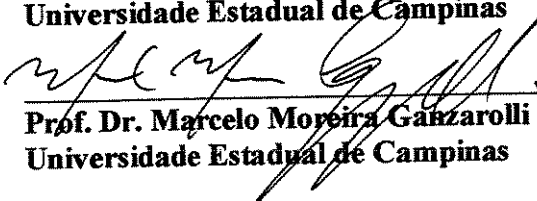
Prof. Dr. Pio Caetano Lobo
Professor Aposentado/João Pessoa - PB



Prof. Dr. João Batista Aparecido
Universidade Estadual Paulista – Ilha Solteira - SP



Prof. Dr. Luiz Felipe Mendes de Moura
Universidade Estadual de Campinas



Prof. Dr. Marcelo Moreira Ganzarolli
Universidade Estadual de Campinas

Campinas, 07 de outubro de 2004

Dedicatória

Dedico este trabalho aos meus pais, Gomercindo (*in memoriam*) e Irene, aos meus filhos Ernesto e Laura e à minha esposa Adriana.

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Kamal Abdel Radi Ismail pela amizade e compreensão.

À Universidade de Passo Fundo e ao CNPq, pelo suporte financeiro para a execução do trabalho.

Aos colegas Luiz Fernando Prestes e Rubens Stuginski Jr., sem cujo estímulo e apoio o presente trabalho não teria jamais iniciado.

Aos professores dos Departamentos de Engenharia Térmica e de Fluidos e de Energia da Unicamp, a quem devo parte valiosa da minha formação.

Aos colegas e funcionários do Departamento de Engenharia Térmica de Fluidos, com os quais privei de convivência e amizade.

Ao Ernesto e à Adriana, pela paciência.

Aos meus pais, Gomercindo e Irene, por tudo.

“Faz-se depressa, se se faz bem”.

Otávio Augusto, Imperador Romano.

Resumo

SARAIVA, Luís Edson, *Simulação Numérica para Análise Local e Global do Desempenho de Tubos de Calor Rotativos com Estrutura Porosa*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2004. 188 p. Tese (Doutorado).

Neste trabalho o funcionamento de um tubo de calor com rotação em torno de seu eixo axial, internamente cilíndrico e provido de estrutura porosa para o retorno do líquido, é simulado numericamente. As equações governantes para os escoamentos do líquido e do vapor são resolvidas simultaneamente através do algoritmo SIMPLE. Os resultados são apresentados em termos de perfis de velocidades, temperatura e pressão e, também, em termos de números adimensionais relevantes para o estudo do desempenho deste tipo de tubo de calor. Uma investigação a respeito de possíveis limites de funcionamento é também realizada.

Palavras Chave

Tubos de calor. Simulação numérica. Transmissão de calor.

Abstract

SARAIVA, Luís Edson, *A numerical simulation on a cylindrical non-tapered axially rotating heat pipe with porous medium for local analysis and prediction of global performance*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2004. 188 p. Thesis (Doctoral).

This work presents a numerical simulation of the operation of a non-tapered (internally cylindrical) axially rotating heat pipe with porous medium for the liquid return. The SIMPLE algorithm is used to simultaneously solve the governing equations for vapor and liquid flows. Results are presented in terms of velocities, temperature and pressure profiles and, also, in terms of appropriated dimensionless numbers. Investigations about possible working limits of this kind of rotating heat pipes are also performed.

Key Words

Heat pipes. Numerical simulation. Heat transfer.

Índice

1. Introdução.....	1
2. Revisão Bibliográfica.....	3
3. Modelo Físico e Formulação Matemática do Problema.....	13
3.1 Região de vapor.....	14
3.1.1 Conservação da massa.....	14
3.1.2 Conservação da quantidade de movimento na direção radial	14
3.1.3 Conservação da quantidade de movimento na direção tangencial	14
3.1.4 Conservação da quantidade de movimento na direção axial.....	15
3.1.5 Conservação da energia.....	15
3.2 Região do líquido - estrutura porosa	15
3.2.1 Conservação da massa.....	16
3.2.2 Conservação da quantidade de movimento na direção radial	16
3.2.3 Conservação da quantidade de movimento na direção tangencial	16
3.2.4 Conservação da quantidade de movimento na direção axial.....	16
3.2.5 Conservação da energia.....	16
3.3 Condições de Contorno	17
4. Tratamento Numérico das Equações Governantes.....	21
4.1 Determinação dos termos fonte nas equações da conservação da quantidade de movimento e energia	22
4.1.1 Equação da conservação da quantidade de movimento na direção radial.....	22
4.1.2 Equação da conservação da quantidade de movimento em na direção tangencial	22
4.1.3 Equação da conservação da quantidade de movimento na direção axial	23
4.1.4 Equação da conservação da energia	23
4.2 Linearização dos termos fonte.....	24
4.3 Discretização das equações governantes.....	26
4.4 Determinação do campo de velocidades e acoplamento pressão-velocidade	34
4.4.1 Sistema de equações a ser resolvido	34
4.4.2 O arranjo das variáveis dependentes na malha.....	36
4.4.3 As equações do movimento no arranjo deslocado	37
4.4.4 A equação de correção da pressão.....	41
4.4.5 O algoritmo SIMPLE (<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>).....	42
4.5 Considerações finais.....	43
4.5.1 Convergência.....	43

4.5.2	Escoamento compressível vs. escoamento incompressível; dissipação viscosa na equação de conservação da energia.....	44
4.5.3	Teste da malha.....	48
4.5.4	Validação do programa	50
5.	Resultados e Discussão	54
5.1	Introdução.....	54
5.2	Perfis de velocidades e pressões.....	55
5.3	Análise local do funcionamento do tubo de calor rotativo.....	68
5.3.1	Velocidades angulares de rotação e perfis de velocidades.....	69
5.3.2	Velocidades angulares de rotação e distribuição de pressões	79
5.3.3	Velocidades angulares de rotação e pressão capilar excedente.....	81
5.3.4	Velocidades angulares de rotação e perfis de temperatura	83
5.3.5	Velocidades angulares de rotação e tensões de cisalhamento na interface	85
5.3.6	Taxas de transferência de calor e perfis de velocidades.....	87
5.3.7	Taxas de transferência de calor e pressão capilar excedente	93
5.3.8	Taxas de transferência de calor e tensões de cisalhamento na interface	94
5.3.9	Porosidade e perfis de velocidades.....	96
5.3.10	Porosidade e pressão capilar excedente	101
5.3.11	Temperatura de operação e perfis de velocidade	102
5.3.12	Temperatura de operação e pressão capilar excedente.....	108
5.3.13	Relações geométricas: raio da região de vapor e perfis de velocidades.....	111
5.3.14	Relações geométricas: raio da região de vapor e distribuição de pressões	114
5.4	Análise global do funcionamento do tubo de calor rotativo	116
5.4.1	Introdução.....	116
5.4.2	Obtenção de grupos adimensionais	117
5.4.3	Velocidades médias, máximas e mínimas; temperaturas e pressões médias	117
5.4.4	O número de Clausius	125
5.4.5	O número de Eckert.....	127
5.4.6	O número de Euler	130
5.4.7	O número de Reynolds.....	133
5.4.8	O número de Rossby	137
5.4.9	O número de Stefan.....	139
5.4.10	O número de transferência de calor.....	140
5.4.11	O número de cisalhamento.....	143
5.4.12	O coeficiente de atrito	145
5.4.13	Diferenças adimensionais de temperaturas	148
5.4.14	Diferenças adimensionais de pressões	150
5.4.15	Velocidades adimensionais	152
5.5	Investigação acerca dos limites de operação dos tubos de calor rotativos.....	158
5.5.1	Limite capilar	160
5.5.2	Limite sônico.....	161
5.5.3	Limite de arrastamento.....	163
5.5.4	Limite de ebulição	166
6.	Conclusões	169
Apêndice A	Formulação Matemática das Equações de Conservação em Meio Poroso	177
A.1	Introdução.....	177
A.2	Análise usando o método da média volumétrica local.....	180

A.3	Influência da rotação	184
A.4	Valores de propriedades do meio poroso empregados no trabalho.....	187

Lista de Figuras

Figura 3.1	Tubo de calor rotativo.....	13
Figura 4.1	Um volume de controle típico.....	27
Figura 4.2	Volume de controle deslocado na direção axial.....	37
Figura 4.3	Volume de controle deslocado na direção radial.....	38
Figura 4.4	Volume de controle para a equação da continuidade.....	41
Figura 4.5	Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamentos incompressível e compressível, sem termo de dissipação viscosa na equação da conservação da energia.....	45
Figura 4.6	Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamentos incompressível e compressível, com termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.....	46
Figura 4.7	Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamento compressível, com e sem termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.....	47
Figura 4.8	Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamento incompressível, com e sem termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.....	48
Figura 4.9	Teste da malha axial. Número de volumes de controle na direção axial: 20, 40, 60 e 80. Número de volumes de controle na direção radial: 17.....	49
Figura 4.10	Teste da malha na direção radial. Número de volumes de controle na direção radial: 11, 13, 17 e 21. Número de volumes de controle na direção axial: 60.....	50
Figura 4.11	Comparação do modelo numérico empregado no presente trabalho com o modelo de Faghri et al. (1993). Velocidade axial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.....	51
Figura 4.12	Velocidade radial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.....	52
Figura 4.13	Velocidade tangencial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.....	53
Figura 5.1	Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de $10\,000\text{ W/m}^2$	55

Figura 5.2 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	56
Figura 5.3 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m ²	57
Figura 5.4 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	58
Figura 5.5 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	59
Figura 5.6 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m ²	60
Figura 5.7 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 1 200 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	61
Figura 5.8 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	62
Figura 5.9 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m ²	63
Figura 5.10 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	64
Figura 5.11 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	65
Figura 5.12 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m ²	66
Figura 5.13 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região porosa, para distâncias radiais escolhidas como frações da espessura da região porosa, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	67
Figura 5.14 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região porosa, para distâncias radiais escolhidas como frações da espessura da região porosa, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m ²	68
Figura 5.15 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	69
Figura 5.16 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	70

Figura 5.17 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares do tubo de calor.	71
Figura 5.18 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 90% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares do tubo de calor.	72
Figura 5.19 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	73
Figura 5.20 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	74
Figura 5.21 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	75
Figura 5.22 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	76
Figura 5.23 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	77
Figura 5.24 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	78
Figura 5.25 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	79
Figura 5.26 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	80
Figura 5.27 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 10% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	81
Figura 5.28 Perfis de pressão capilar excedente ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função de velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	83
Figura 5.29 Perfis de temperatura ao longo do eixo axial, na região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	84
Figura 5.30 Perfis de temperatura ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	85
Figura 5.31 Perfis de tensões de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	86
Figura 5.32 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.	87

Figura 5.33 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	88
Figura 5.34 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	89
Figura 5.35 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, para caso sem rotação, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo.	90
Figura 5.36 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	91
Figura 5.37 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	92
Figura 5.38 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	93
Figura 5.39 Perfis de pressão capilar excedente ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	94
Figura 5.40 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	95
Figura 5.41 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.	96
Figura 5.42 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 10% da espessura do meio poroso, em função da porosidade no meio poroso.	97
Figura 5.43 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 90% da espessura do meio poroso, em função da porosidade no meio poroso.	98
Figura 5.44 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função da porosidade no meio poroso.	99
Figura 5.45 Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função da porosidade no meio poroso.	100
Figura 5.46 Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função da porosidade no meio poroso.	101
Figura 5.47 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função da porosidade no meio poroso.	102
Figura 5.48. Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das temperaturas de operação.	104
Figura 5.49. Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio equivalente a 90% do raio da região de vapor, em função das temperaturas de operação.	105

Figura 5.50. Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das temperaturas de operação.	106
Figura 5.51 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 10% da espessura do meio poroso, em função da temperatura de operação.	107
Figura 5.52 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 90% da espessura do meio poroso, em função da temperatura de operação.	108
Figura 5.53 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.	109
Figura 5.54 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface líquido-vapor correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.	110
Figura 5.55 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.	111
Figura 5.56 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função dos raios da região de vapor.	112
Figura 5.57 Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio equivalente a 90% do raio da região de vapor, em função dos raios da região de vapor.	113
Figura 5.58 Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função dos raios da região de vapor.	114
Figura 5.59 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das áreas transversais ao eixo axial na região de vapor.	115
Figura 5.60 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das áreas transversais ao eixo axial na região de vapor.	116
Figura 5.61 Velocidades axiais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.	120
Figura 5.62 Velocidades axiais médias na região de vapor, no condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.	121
Figura 5.63 Velocidades radiais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.	122
Figura 5.64 Velocidades tangenciais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.	123
Figura 5.65 Número de Clausius, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	126
Figura 5.66 Número de Clausius, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o	

condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	127
Figura 5.67 Número de Eckert, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	129
Figura 5.68 Número de Eckert, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	130
Figura 5.69 Número de Euler, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	131
Figura 5.70 Número de Euler, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	132
Figura 5.71 Número de Reynolds, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	133
Figura 5.72 Número de Reynolds, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	134
Figura 5.73 Número de Reynolds, referido à velocidade tangencial média no evaporador, na região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	135
Figura 5.74 Número de Reynolds, referido à velocidade tangencial média no evaporador, na região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	136
Figura 5.75 Número de Rossby, referido à velocidade axial média no evaporador, na região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	137
Figura 5.76 Número de Rossby, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	139
Figura 5.77 Número de Stefan referido à diferença de temperaturas médias do vapor entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	140
Figura 5.78 Número de transferência de calor, referido à velocidade axial média do vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	141
Figura 5.79 Número de transferência de calor, referido à velocidade axial média no meio poroso, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	142

Figura 5.80	Número de cisalhamento axial, referido à velocidade axial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	144
Figura 5.81	Número de cisalhamento tangencial, referido à velocidade tangencial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	145
Figura 5.82	Coeficiente de atrito axial, referido à velocidade axial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	146
Figura 5.83	Coeficiente de atrito tangencial, referido à velocidade angular de rotação do tubo e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	148
Figura 5.84	Diferenças de temperatura entre o evaporador e o condensador, na região de vapor, adimensionalizadas pelas temperaturas absolutas de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	149
Figura 5.85	Diferenças de temperatura entre o evaporador e o condensador, na região porosa, adimensionalizadas pelas temperaturas absolutas de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	150
Figura 5.86	Diferenças de pressão entre o evaporador e o condensador, na região de vapor, adimensionalizadas pela pressão de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	151
Figura 5.87	Diferenças de pressão entre o evaporador e o condensador, na região porosa, adimensionalizadas pela pressão de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	152
Figura 5.88	Velocidades axiais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	153
Figura 5.89	Velocidades axiais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	154
Figura 5.90	Velocidades radiais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	155
Figura 5.91	Velocidades radiais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	156
Figura 5.92	Velocidades tangenciais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	157
Figura 5.93	Velocidades tangenciais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	158
Figura 5.94	Pressão capilar excedente adimensional na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.	160

Figura 5.95	Número de Mach referido às velocidades axiais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	162
Figura 5.96	Número de Mach referido às velocidades tangenciais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	163
Figura 5.97	Número de Weber referido às velocidades axiais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	164
Figura 5.98	Número de Weber referido às velocidades tangenciais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	165
Figura 5.99	Número de ebulição, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.....	167

Lista de Tabelas

Tabela 5.1 Propriedades termodinâmicas e de transporte da água, para as temperaturas de operação de 100°C, 120°C e 140°C.	103
Tabela 5.2 Parâmetros adimensionais obtidos utilizando-se os teoremas de Buckingham.	118

Nomenclatura

Letras Latinas

A	-	coeficiente das equações algébricas; área transversal ao escoamento (conforme o contexto)
B	-	coeficiente das equações algébricas
F	-	coeficiente das equações algébricas
a	-	área da face de um volume de controle
c	-	velocidade do som no meio considerado
d	-	coeficiente de equação algébrica; distância da interface líquido-vapor
e	-	porosidade
q	-	taxa de transferência de calor por unidade de área [W/m^2]
r	-	dimensão radial [m]
z	-	dimensão axial [m]
t	-	tempo [s]
x	-	parâmetro geométrico genérico [m]
y	-	parâmetro geométrico genérico [m]
L	-	comprimento unitário; comprimento do tubo de calor [m] (conforme o contexto)
v	-	velocidade radial [m/s]
u	-	velocidade tangencial [m/s]
w	-	velocidade axial [m/s]
p	-	pressão [N/m^2]
T	-	temperatura [$^{\circ}\text{C}$, K]

k	-	condutibilidade térmica [W/m-K]
K	-	permeabilidade [m^2]
g	-	aceleração gravitacional [m/s^2]
S	-	termo fonte
J	-	fluxo convectivo-difusivo em uma dada direção
m	-	número de volumes de controle na direção axial
n	-	número de volumes de controle na direção radial
N	-	velocidade angular de rotação [rpm]
V	-	volume [m^3]
Q	-	vazão volumétrica [m^3/s]

Letras Gregas

θ	-	dimensão tangencial [rd]
Ω	-	velocidade angular [rd/s]
β	-	ângulo de inclinação em relação à horizontal [rd]
ρ	-	massa específica [kg/m^3]
μ	-	viscosidade absoluta [$N.s/m^2$]
λ	-	calor latente de vaporização [J/kg]
ε	-	porosidade
σ	-	coeficiente de tensão superficial do líquido [N/m]
τ	-	tensão de cisalhamento [N/m^2]
Φ	-	termo de dissipação viscosa
ϕ	-	variável genérica
Γ	-	coeficiente difusivo genérico
δ	-	espessura de um volume de controle
ξ	-	valor que estabelece a convergência

Superescritos

r	-	relativo à direção radial
z	-	relativo à direção axial
θ	-	relativo à direção tangencial
x	-	relativo a uma direção genérica
T	-	relativo à temperatura
*	-	indica um valor aproximado
'	-	indica um valor adicionado ao valor aproximado para atualizá-lo

Subscritos

v	-	vapor
l	-	líquido
f	-	fluido
s	-	sólido
ef	-	efetivo(a)
sat	-	saturação
rz	-	plano compreendido pelos eixos radial e axial
r θ	-	plano compreendido pelos eixos radial e tangencial
z θ	-	plano compreendido pelos eixos axial e tangencial
N, n	-	relativo ao volume de controle ao "norte" do volume de controle considerado
S, s	-	relativo ao volume de controle ao "sul" do volume de controle considerado
E, e	-	relativo ao volume de controle ao "leste" do volume de controle considerado
W, w	-	relativo ao volume de controle ao "oeste" do volume de controle considerado
vz	-	relativo a um volume de controle vizinho ao considerado
max	-	valor máximo
min	-	valor mínimo
P	-	relativo ao volume de controle considerado

Abreviações

$\dot{q}$	-	taxa de transferência de calor [W]
-----------	---	------------------------------------

$\dot{q}''$	- taxa de transferência de calor por unidade de área [W/m ²]
$\dot{m}_l$	- vazão em massa do líquido [kg/s]
$\dot{m}_v$	- vazão em massa do vapor [kg/s]
p_{cm}	- pressão capilar máxima [N/m ²]
p_{ex}	- pressão capilar excedente [N/m ²]
$p_{ex\ ad}$	- pressão capilar excedente adimensional
$\dot{M}$	- termo da equação algébrica de conservação da massa
c_p	- calor específico a pressão constante [J/kg-K]
r_c	- raio capilar [m]
r_n	- raio inicial da bolha de vapor em formação [m]
r_s	- raio das esferas sinterizadas [m]
$\bar{u}$	- velocidade tangencial média [m/s]
$\bar{v}$	- velocidade radial média [m/s]
$\bar{w}$	- velocidade axial média [m/s]
$\bar{T}$	- temperatura média [K]
C_f	- coeficiente de atrito
N_{Cl}	- número de Clausius
N_{Ek}	- número de Eckert
N_{Eu}	- número de Euler
N_{Mc}	- número de Mach
N_{Re}	- número de Reynolds
$N_{Re\ ang}$	- número de Reynolds angular
$N_{Re\ inj}$	- número de Reynolds de injeção
N_{Ro}	- número de Rossby
N_{Sf}	- número de Stefan
N_{We}	- número de Weber
N_Q	- número de transferência de calor
N_{Cs}	- número de cisalhamento
N_{Eb}	- número de ebulição
N_P	- diferença de pressões adimensional
N_T	- diferença de temperaturas adimensional

N_K	-	permeabilidade adimensional
k_g	-	constante isoentrópica do gás
R_g	-	constante do gás perfeito [J/kg-K]
R_v	-	raio da região de vapor [m]
R_0	-	raio do tubo de calor [m]
A_{vazios}	-	área em contato com o líquido no meio poroso
S_p	-	termo fonte dependente da variável dependente genérica
S_c	-	termo fonte independente da variável dependente genérica
div	-	divergente de uma função
grad	-	gradiente de uma função
exp	-	base dos logaritmos naturais
$\bar{v}$	-	vetor velocidade
$\bar{V}_D$	-	vetor velocidade de Darcy
$\bar{V}_p$	-	vetor velocidade do líquido no poro
$\bar{r}$	-	força de campo causada pela microestrutura do meio poroso
$\bar{\chi}$	-	fluxo de calor efetivo do meio poroso e do fluido
$\bar{r}$	-	raio médio de um volume de controle
Δr	-	dimensão radial de um volume de controle
Δz	-	dimensão axial de um volume de controle
Δp	-	diferença de pressões [N/m ²]
ΔT	-	diferença de temperaturas [°C, K]
Vel	-	velocidade genérica
Vel_{ref}	-	velocidade de referência
Vel_{inj}	-	velocidade de injeção [m/s]
L_e	-	comprimento do evaporador [m]
Pe	-	razão entre as intensidades da convecção e da difusão (conservação da quantidade de movimento), ou entre os termos inerciais e viscosos (conservação da energia)
Re_K	-	número de Reynolds na estrutura porosa
d_i	-	espessura da estrutura porosa [m]

- u_D - velocidade de Darcy
 u_p - velocidade média no poro

Siglas

- SIMPLE - Método semi-implícito para equações dependentes da pressão
rpm - rotações por minuto

Capítulo 1

Introdução

Tubos de calor são dispositivos construídos para a transmissão de altas taxas de calor através pequenas áreas transversais e de distâncias consideráveis, com muito reduzidos gradientes de temperatura e sem a necessidade do emprego de trabalho externo, mediante o transporte do calor latente de vaporização de uma dada substância de trabalho.

Tubos de calor rotativos são dotados de rotação em torno de um eixo e são usados em equipamentos que, em sua operação normal, estão imbuídos de tal rotação. Tubos de calor rotativos externamente cilíndricos têm sido usados em aplicações como arrefecimento de motores elétricos, de ferramentas de usinagem, de mancais e outros dispositivos mecânicos rotativos. Tubos rotativos em forma de disco tem sido propostos para o resfriamento de componentes de turbinas e freios de automóveis.

Como se pode ver nas referências bibliográficas, a publicação de trabalhos sobre tubos de calor rotativos na literatura especializada tem sido antes esporádica que sistemática, o que, possivelmente, revela a dificuldade de abordagem destes equipamentos de dinâmica complexa.

A maior parte dos trabalhos encontrados na literatura sobre tubos de calor rotativos trata de tubos de calor internamente cônicos. Tais tubos de calor se valem da componente axial da força centrífuga para promover o retorno do líquido.

Os trabalhos publicados, grosso modo, envolvem análises experimentais, formulações analíticas simplificadas que conduzam a soluções fechadas, simulações numéricas, ou diferentes

combinações de tais abordagens. Os poucos artigos de cunho experimental publicados costumam buscar dados e informações para tubos com aplicações bem específicas, geralmente não admitindo maiores generalizações. As formulações analíticas implicam, normalmente, simplificações mais ou menos drásticas na modelagem matemática que, muitas vezes, comprometem em algum grau o realismo físico dos resultados. A maior parte das publicações recentes sobre tubos de calor rotativos diz respeito a simulações numéricas. A maior parte de tais trabalhos enfoca a dinâmica do escoamento do vapor e do líquido, limitando-se a levantar perfis de velocidades e distribuições de pressões. Acrescente-se a isso que somente há pouco tempo conseguiu-se o acoplamento dos escoamentos do líquido e do vapor de forma fisicamente consistente. Antes as análises limitavam-se ou ao escoamento do vapor, ou ao escoamento do líquido, ou ao escoamento de ambos, mas com acoplamento precário. Ainda, que seja do conhecimento do autor, não existem trabalhos que busquem dar generalidade aos resultados, sob a égide de uma teoria geral, ou que enfeixem tais resultados de forma a fornecer parâmetros úteis ao projeto de tubos de calor rotativos.

No presente trabalho são abordados os tubos de calor rotativos, interna e externamente cilíndricos, providos de estrutura porosa para o retorno do líquido. Os resultados obtidos através das simulações numéricas são apresentados sob dois enfoques.

Primeiramente, com uma análise local dos tubos de calor rotativos, são obtidos perfis de velocidades, pressões e temperaturas, tanto para a região de vapor quanto para a região porosa. São investigados os efeitos, sobre tais perfis, das variações dos seguintes parâmetros: velocidade angular de rotação, taxa de transferência de calor, temperatura de operação, porosidade, e o parâmetro geométrico raio da região de vapor.

Em complemento à análise local efetuou-se outro gênero de investigação: uma análise global dos tubos de calor rotativos. Essa meta-análise, a qual reúne em poucos gráficos o resultado de muitas simulações numéricas, é apresentada em termos de números adimensionais. São também investigados alguns fatores que dizem respeito aos limites de funcionamento dos tubos de calor rotativos.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Livros recentes sobre tubos de calor (FAGHRI, 1995; PETERSEN, 1994) apresentam capítulos especialmente dedicados a tubos de calor providos de algum tipo de movimento rotativo em torno de eixos solidários ou remotos aos mesmos, bem como às diferentes linhas de investigação que tem marcado o estudo de tais dispositivos.

O conceito do tubo de calor rotativo foi primeiramente enunciado por GRAY (1969), sendo proposto como alternativa aos tubos de calor convencionais em aplicações onde deviam ser superadas certas limitações gravitacionais e de aceleração. O tubo analisado possuía rotação em torno de seu eixo axial e utilizava a força centrífuga para transportar o líquido do condensador para o evaporador, tendo sido demonstrado que tal tubo de calor era capaz de transportar significativamente mais calor que um similar estacionário.

A análise do funcionamento de tubos de calor rotativos sem pavio foi inicialmente centrada quase exclusivamente nas características do escoamento e da transferência de calor do filme líquido formado por condensação junto à parede interna do tubo. Tais análises baseiam-se em extensões do modelo analítico proposto por NUSSELT (1916) para o escoamento laminar do condensado de vapores puros dominado pela ação da aceleração gravitacional. Mais recentemente, uma atenção maior tem sido dada, também, às características de transporte do vapor no desempenho de tubos rotativos.

Um estudo teórico e experimental acerca dos fatores que afetam o desempenho de um tubo de calor rotativo, internamente cônico, é descrito em DANIELS e AL-JUMAILY (1975). Os problemas do escoamento e da transferência de calor no líquido são analisados somente na seção de condensação, mediante uma análise semelhante à de Nusselt. O vapor é considerado saturado em toda a sua extensão, a pressão é admitida constante e o coeficiente de atrito na interface líquido-vapor é presumido. É demonstrado que o desempenho do tubo de calor rotativo pode ser melhorado aumentando-se o ângulo de inclinação da parede interna, o comprimento do condensador e o raio médio do tubo e que existe uma carga de fluido de trabalho ótima para um conjunto particular de condições (isto é, fluxo de calor e velocidade angular). O aumento da velocidade angular tende a aumentar a capacidade de transferência de calor pela redução da espessura do filme com a conseqüente diminuição da resistência térmica; os resultados experimentais sugerem, porém, que há um limite superior para este aumento. As características de transporte do fluido são avaliadas por meio de um grupo dimensional de propriedades (número de mérito) englobando densidade, calor latente de vaporização, condutibilidade térmica e viscosidade do líquido.

Um estudo sobre a transferência de calor no condensador de um tubo de calor rotativo, similar ao anterior, é encontrada no trabalho de MARTO (1976). O modelo empregado, porém, considera o efeito da perda de pressão do vapor ao longo do condensador, embora os coeficientes de atrito na interface líquido-vapor permaneçam assumidos *a priori*. Por esta análise, a taxa de transferência de calor aumenta aproximadamente com a raiz quadrada da velocidade angular do tubo, quando a resistência da parede e a convecção externa são desconsideradas. É concluído também que o desempenho do tubo pode ser melhorado usando-se condensadores de parede pouco espessa e construída com materiais de alta condutibilidade térmica.

No artigo de DANIELS e AL-BAHARNAH (1978) é apresentado um trabalho analítico no qual se faz a predição do perfil de temperaturas na parede do condensador, incluindo os efeitos da concentração do gás não-condensável, eventualmente presente, do tipo do fluido de trabalho, do material da parede e do meio externo. As equações de conservação da massa e da energia e quantidade de movimento nas direções radial e axial e são obtidas para o filme condensado. O gradiente de velocidade na direção tangencial e a tensão de cisalhamento na interface líquido-

vapor são desconsiderados na análise. Os resultados são comparados com dados experimentais disponíveis, com boa concordância.

Um estudo experimental a respeito do efeito da presença de gases não-condensáveis sobre o desempenho de tubos de calor rotativos é relatado em DANIELS e WILLIAMS (1978). Os resultados demonstram a importância decisiva da presença dos mesmos nos mecanismos de condensação, com alguns efeitos similares àqueles verificados em tubos estacionários. Um fenômeno particularmente interessante associado à presença da força centrífuga é o comportamento distinto de misturas gás-vapor com pesos moleculares semelhantes em relação às misturas em que os pesos moleculares são acentuadamente diferentes. Quando os pesos moleculares do vapor e do gás não são muito diferentes, uma menor separação entre os mesmos se verifica na presença de rotação, em relação ao que ocorre quando os pesos moleculares de ambos são marcadamente dissímeis, alterando significativamente os perfis de temperatura, pressões parciais e fluxos de calor no condensador.

Resultados experimentais acerca da influência das condições de contorno externas no condensador sobre o desempenho global de tubos de calor rotativos, são apresentados no artigo de DANIELS e WILLIAMS (1979). Para condição de temperatura constante no condensador, é verificada uma relação fortemente linear entre o fluxo local e a diferença de temperaturas entre a parede e o vapor saturado, com maiores diferenças de temperatura implicando maiores fluxos de calor, como seria de se esperar. A velocidade angular influencia apenas discretamente o fluxo local, com um aumento significativo na velocidade angular resultando em um aumento pequeno nos fluxos de calor. Para condição de fluxo constante, os resultados praticamente coincidem com aqueles obtidos para temperatura constante. Verifica-se também que um aumento acima de um certo limite na vazão mássica da água de refrigeração que troca calor com a parede externa do condensador, resulta numa troca de calor concentrada nos segmentos iniciais do mesmo.

LI et al. (1993) apresentam um modelo teórico bidimensional aproximado para predição das características do escoamento de líquido e transferência de calor em tubos de calor rotativos cônicos. As equações de conservação da massa e da quantidade de movimento para o filme líquido, consideravelmente simplificadas e desacopladas das equações para o vapor (a pressão do

vapor é considerada constante), são resolvidas analiticamente de modo a resultar em uma expressão para a vazão mássica de líquido em função da localização da interface líquido-vapor, do número de Ekman e do ângulo de inclinação da parede do tubo. Esta expressão juntamente com as condições de contorno externas ao tubo (fluxo uniforme no evaporador, fluxo nulo na seção adiabática e temperatura constante no condensador), origina três equações diferenciais para a localização da interface, uma para cada seção, as quais são resolvidas numericamente. A fim de validar o modelo, os resultados em termos da distribuição da espessura do filme nas diferentes seções, distribuição do campo de velocidades, características da transferência de calor e carga de fluido de trabalho, são obtidos para um tubo de calor idêntico àquele utilizado no trabalho de DANIELS e AL-JUMAILY (1975). Em todos os casos a concordância, tanto com os resultados experimentais quanto com as predições teóricas daquele trabalho, foi satisfatória.

Um trabalho experimental sobre o desempenho de tubos de calor rotativos destinados a aplicações a altíssimas velocidades angulares (no escopo de um programa governamental norte-americano voltado para propulsão de aviões com o uso mais intensivo de dispositivos elétricos) é relatado em PONNAPPAN e HE (1998). No referido trabalho foram estudados dois tubos de calor de aço inoxidável 316, com diâmetro externo 2,54 cm e comprimento 24,9 cm, internamente cônicos, tendo por fluidos de trabalho água e metanol, com rotações acima de 30000 rpm, fluxos de calor entre 250 e 1300 W e temperaturas de operação entre 20 e 250°C. Foram investigadas também as condições de transferência de calor por convecção para o exterior do tubo, no condensador, pelo uso de jatos de óleo e de ar. Uma conclusão relevante encontrada foi sobre a inadequação do uso das teorias de condensação do tipo Nusselt para velocidades de rotação muito elevadas, uma vez que os resultados encontrados divergiam muito de tais predições teóricas.

Soluções envolvendo também o escoamento de vapor começaram a aparecer mais recentemente na literatura mediante o equacionamento numérico das equações de conservação nesta região.

Em MIRANDA (1989), é apresentado um modelo bidimensional com simetria axial para a análise de dois tipos de tubos de calor rotativos, operando em regime permanente: cilíndrico com

estrutura porosa e cilíndrico com condensador cônico, sem estrutura porosa. As equações de conservação da energia, quantidade de movimento e massa, são resolvidas numericamente com o emprego do algoritmo SIMPLE, a não ser para a fase líquida no caso do tubo com condensador cônico, em que é empregado o modelo analítico desenvolvido por DANIELS e AL-JUMAILY (1975). Mesmo neste último caso, os resultados numéricos obtidos para a fase vapor são incorporados à solução analítica obtida para a fase líquida. O acoplamento entre as regiões de líquido e de vapor se dá por meio de um balanço de energia realizado na interface líquido-vapor, com o qual são obtidas velocidades de “injeção” ou “sucção”. Os resultados apresentados mostram a distribuição das três componentes da velocidade, pressão e temperatura, tanto para a região de vapor, quanto para a região líquida, para várias combinações de fluxo de calor e velocidade angular. Foi verificado que, no centro da região de vapor, o aumento na velocidade angular tende a criar um fluxo reverso entre o condensador e o evaporador, que se propaga em direção ao evaporador na medida que aumenta a velocidade angular. As características do escoamento líquido no meio poroso são relativamente insensíveis à rotação, o mesmo não ocorrendo no filme líquido presente no tubo sem estrutura porosa; a espessura do mesmo diminui com o aumento da rotação, incrementando a transferência de calor. Alguns dos resultados obtidos para o tubo com estrutura porosa são mostrados em ISMAIL e MIRANDA (1997).

No trabalho de FAGHRI et al. (1993), as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento para um escoamento laminar de vapor, permanente e incompressível em tubos de calor axialmente rotativos são resolvidas numericamente, mediante a utilização de um modelo bidimensional com simetria axial. A evaporação e a condensação são modeladas como soprimento e sucção e consideradas uniformes nas respectivas seções. Os resultados em termos de velocidades, pressão e coeficientes de atrito junto à parede, são obtidos para diferentes combinações de dois parâmetros: velocidade angular e número de Reynolds radial (relacionado à velocidade de soprimento/sucção). Como resultado da simulação numérica verificou-se que, sob baixas velocidades angulares, existe uma única região de escoamento axial de perfil parabólico. À medida que a rotação aumenta, porém, verifica-se o aparecimento de um escoamento reverso próximo à linha de centro e um escoamento principal anular, próximo à parede; a região de escoamento reverso aumenta sua extensão axial à medida que a velocidade angular do tubo aumenta. Devido ao efeito oposto da injeção de massa, no evaporador, e da sua retirada, no

condensador, a região de velocidade axial máxima deste escoamento principal desloca-se em direção à parede na medida que o escoamento progride em direção ao condensador; quanto maior a intensidade da injeção/sucção, mais próxima do centro estará a região de velocidade máxima no evaporador e mais próxima da parede no condensador. Com o aumento da velocidade angular, a velocidade radial torna-se positiva perto da linha de centro na seção do evaporador, significando que o vapor do fluxo reverso central arremete em direção ao escoamento anular principal sendo que algo similar, porém com sentido inverso ocorre no condensador. Para baixos números de Reynolds radiais, a variação da velocidade tangencial é praticamente linear para todo o conjunto de velocidades angulares testadas; para valores mais elevados, no entanto, o perfil de velocidades deixa de ser linear. Sob baixas velocidades angulares, a pressão é constante com o raio do tubo; com o seu aumento, porém, a pressão aumenta significativamente ao longo do raio, devido à força centrífuga. A evolução axial da pressão ao longo da linha de centro praticamente independe do número de Reynolds radial, mas depende fortemente da velocidade angular. Com baixas rotações em combinação com altos valores de Reynolds radial, um pequeno fluxo reverso é notado junto à parede.

Uma formulação que observa a conservação da massa, quantidade de movimento e energia nas regiões de vapor, líquido e parede consideradas conjuntamente, em tubo de calor rotativo sem pavio, é encontrada em HARLEY e FAGHRI (1995). O modelo matemático adotado é bidimensional com simetria axial sendo o escoamento do vapor transiente e compressível. As taxas de evaporação e a condensação são determinadas localmente, em conjunto com as demais variáveis, mediante um balanço de energia na interface líquido-vapor. A condensação é considerada do tipo de Nusselt e as equações para o líquido condensado são escritas para regime permanente (o caráter transiente do problema é conservado, porém, pelo acoplamento das equações do líquido e do vapor). A equação da energia no líquido é escrita admitindo condução pura. A formulação permite a determinação do valor local da tensão de cisalhamento na interface líquido-vapor pelo acoplamento das equações do escoamento em ambas as regiões. Na parede o fluxo de calor é admitido bidimensional. Os cálculos, para efeitos de comparação, são feitos utilizando os dados do tubo estudado experimentalmente por DANIELS e AL-JUMAILY (1975). Embora o modelo apresente uma complexidade significativamente maior que o modelo de FAGHRI et al. (1993) os resultados demonstram consistentemente as mesmas tendências.

Devido à rotação, os perfis de velocidades axiais revelam a existência de duas regiões, uma de mais alta velocidade próxima à interface e uma outra de fluxo reverso próxima ao centro do tubo. A interação dos efeitos de evaporação/condensação com os efeitos da rotação são distintos nas três seções. No evaporador o efeito de soprimento devido à evaporação opõe-se à força centrífuga, resultando num perfil de velocidades axial mais abaulado, com uma velocidade axial média mais baixa; a velocidade do vapor na interface não é nula mas levemente negativa, devido à ação do fluxo de líquido. Desde que não há evaporação na seção adiabática, (a menos que haja significativa condução axial na parede), observa-se um deslocamento da região de velocidade máxima em direção à interface. No condensador o efeito de sucção decorrente da condensação soma-se ao efeito da força centrífuga, contribuindo para uma aproximação ainda maior da interface da região de velocidade máxima. Os perfis não-lineares de velocidade tangencial nas três seções indicam que o vapor não sofre rotação de corpo sólido. O núcleo de vapor é praticamente isotérmico. A perda de pressão tanto na direção axial quanto radial é pequena, o que não deixa de ser esperado se forem admitidas condições de saturação em todo o tubo, consistente com a temperatura aproximadamente constante ao longo da massa de vapor. A distribuição de temperatura na superfície externa do tubo é aproximadamente isotérmica em cada uma das três seções, com pequenos gradientes entre as mesmas.

Algumas conclusões adicionais àquelas apresentadas no trabalho de MIRANDA (1989), além de algumas representações tridimensionais de perfis velocidades e pressões, podem ser encontradas em MACHADO e MIRANDA (2000). No trabalho os autores procuram relacionar os limites de funcionamento do tubo de calor rotativo estudado a dois fatores: primeiro, a temperatura do meio poroso como função do fluxo de calor imposto ao evaporador e, segundo, o crescimento das zonas de recirculação do vapor como função de números de Reynolds relacionados aos fluxos de calor e às velocidade de rotação do tubo.

Em SARAIVA e ISMAIL (2000) são apresentados alguns resultados preliminares desenvolvidos na primeira parte do presente trabalho, em termos de uma análise local de funcionamento de tubos de calor rotativos com estrutura porosa.

Além dos tubos de calor rotativos internamente cônicos, largamente estudados, e os tubos cilíndricos com estrutura porosa, estudados no presente trabalho, tubos com outras geometrias, como os com parede interna cilíndrica em degrau e os com parede cilíndrica de seção constante, sem pavio, aletados ou não, têm, também, sido investigados, como pode ser visto abaixo.

Em MARTO e WANNIARACHCHI (1976), um estudo experimental é relatado, comparando a influência da presença de aletas axiais internas no condensador de tubos de calor rotativos, em relação a condensadores com paredes lisas. Os resultados demonstram que o uso de aletas axiais internas aumenta a transferência de calor para todas as velocidades angulares estudadas.

A condução de calor conjugada no interior de um tubo de calor rotativo, provido de aletas triangulares internas, é investigada no trabalho de SALINAS e MARTO (1991). É adotado um modelo numérico bidimensional, resolvido usando o método dos elementos finitos. Uma análise do tipo de Nusselt, que desconsidera a tensão de cisalhamento na interface líquido-vapor, é realizada para o escoamento laminar de condensado, a fim de determinar a velocidade e a espessura do filme na região entre as aletas. As simulações numéricas são realizadas para diferentes combinações de velocidades angulares, número de aletas e coeficientes de transferência de calor externos. A condução de calor bidimensional afeta a distribuição local do fluxo de calor nas aletas, no condensado e na parede do tubo. É postulado que uma configuração ótima de aletas pode ser determinada para um dado conjunto de condições de operação, fluido de trabalho, material da parede e mecanismo de rejeição de calor externo.

Uma investigação experimental, objetivando a visualização dos padrões de escoamento interno do líquido, em tubos de calor rotativos com parede interna em degrau (*stepped wall*) é realizada com um tubo transparente e relatada no trabalho de LIN (1991). Verificou-se que o padrão do escoamento no interior do tubo estudado depende da velocidade angular de rotação. Com baixas velocidades angulares o escoamento é do tipo estratificado, passando a ondulatório (*wavy flow*) sob velocidades um pouco maiores. Velocidades angulares intermediárias dão origem a um escoamento do tipo celular e altas rotações estão associadas a escoamentos do tipo anular. O escoamento celular é objeto de maior atenção no estudo. As células de líquido

características deste padrão recebem a denominação especial de higrocistos (*hygrocyts*). O aparecimento de higrocistos, além da velocidade angular, depende da carga do fluido de trabalho; quanto maior a carga, mais pronunciada é a sua presença. A velocidade angular necessária para o aparecimento dos higrocistos aumenta com o aumento da carga; o número destas células, por seu turno, reduz-se com o aumento da velocidade angular. Um segundo tubo, metálico, é utilizado em experimentos para estudo da transferência de calor. As características da transferência de calor dependem do comportamento do escoamento que, por sua vez, é condicionado pela carga de fluido de trabalho. Sob escoamento do tipo celular a resistência à transferência de calor no evaporador aumenta enormemente com o aumento da rotação: sob esta circunstância, mais e mais líquido é arremessado contra a parede interna do tubo, aumentando a espessura média da camada de líquido, incrementando a resistência térmica. A resistência térmica no condensador experimenta um pico na transição do padrão celular para anular. Quando o escoamento anular inicia no condensador, parte do líquido na forma de higrocistos, presente no evaporador, é succionada para o condensador, aumentando rapidamente a espessura do líquido na parede interna do mesmo. Com o aumento da rotação, a transição se processa também no evaporador, a maior parte do líquido retorna e a resistência volta a cair no condensador.

Uma investigação teórica a respeito da estabilidade e das condições para o colapso do escoamento anular em tubos de calor rotativos com parede cilíndrica (sem estrutura porosa) é relatada em LIN e GROLL (1996). Um modelo bidimensional para o escoamento (sem considerar a transferência de calor) é apresentado, sendo as equações resolvidas pelo uso do método das perturbações. Números de Froude críticos para o colapso do filme anular são calculados em função da carga de fluido e comparados a dados experimentais, sendo boa a concordância com os mesmos para baixas cargas de fluido, apresentando, porém, discrepâncias consideráveis para cargas maiores.

Tubos de calor com rotação em torno do eixo axial, dispostos horizontalmente, com parede interna cilíndrica e em escada (*stepped walls*), são estudados por LIN e FAGHRI (1997a) quanto às características de transferência de calor e ao comportamento do escoamento. A investigação teórica é centrada em situações em que baixas velocidades angulares induzem à formação de uma piscina (*liquid pool*) na parte baixa do tubo e um filme líquido, inicialmente laminar e logo

turbulento, (com o aumento da velocidade angular), junto à parede, na parte alta (escoamento estratificado). Correlações para os coeficientes de transferência de calor no evaporador e no condensador são obtidas através de modelos teóricos e semi-empíricos, em termos de números adimensionais, tais como números de Froude, Galileo e Prandtl. Observa-se que as características de transferência de calor nos escoamentos estratificado e anular são bastante diferentes, com maiores coeficientes de transferência de calor no primeiro tipo. Os coeficientes de transferência de calor são diferentes para filmes laminares e turbulentos. As influências das velocidades angulares, das taxas de calor e da carga de fluido são separadamente investigadas no condensador e no evaporador. No evaporador, a carga de fluido não influencia na transferência de calor. O coeficiente de transferência de calor aumenta tenuemente com o aumento da velocidade angular, mas é praticamente constante no condensador. A influência da taxa de calor sobre a transferência de calor pode ser desprezada tanto no condensador como no evaporador.

Tubos de calor em miniatura (tipicamente de diâmetros menores que 10 mm) apresentam correlações entre as forças que sobre eles atuam relativamente distintas daquelas existentes para tubos de diâmetros maiores. Um modelo matemático voltado à predição do máximo desempenho e carga ótima de fluido para um tubo de calor rotativo em miniatura, horizontalmente orientado e provido de ranhuras triangulares para o bombeamento capilar e direcionamento do escoamento líquido, é apresentado em LIN e FAGHRI (1997b). O modelo matemático baseia-se em uma equação da conservação da quantidade de movimento quase-unidimensional no sentido axial e uma fórmula simplificada para a predição do coeficiente de atrito do escoamento axial no interior das ranhuras. Os resultados numéricos obtidos mostram um incremento no máximo desempenho com o aumento da velocidade angular, da temperatura de operação e do número de ranhuras, e que a carga de líquido ótima é praticamente invariante com a velocidade angular e a temperatura de operação.

Capítulo 3

Modelo Físico e Formulação Matemática do Problema

O tubo de calor rotativo, semelhante ao estudado no presente trabalho, é apresentado na Figura 3.1. O tubo de calor é internamente cilíndrico sendo que o retorno do líquido se dá pela ação de forças capilares em um meio poroso. Na figura, o símbolo $\dot{q}$ denota o fluxo de calor aplicado ao evaporador, $-\dot{q}$ o fluxo de calor removido no condensador, $\dot{m}_v$ o fluxo mássico de vapor e $\dot{m}_l$ o fluxo mássico de líquido no interior do meio poroso.

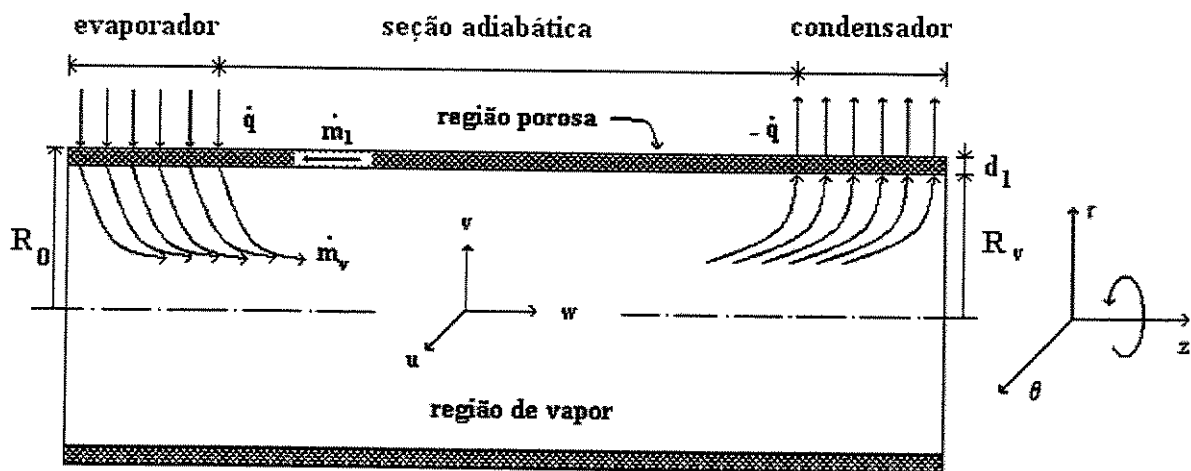


Figura 3.1 Tubo de calor rotativo.

O sistema de eixos coordenados empregado no presente trabalho também é mostrado na figura. As direções radial, axial e tangencial são representadas pelas letras r , z e θ ,

respectivamente. É empregado um sistema de eixos coordenados inercial, ou seja, um sistema que se move juntamente com o tubo, com rotação em torno do eixo axial.

Assumindo que todos os gradientes com respeito à direção tangencial são desprezíveis, (o que equivale a dizer que o escoamento é bidimensional com simetria axial), que o escoamento é permanente, compressível na região de vapor, incompressível no meio poroso, com dissipação viscosa e propriedades físicas constantes, as equações de conservação para o problema são as apresentadas a seguir.

3.1 Região de vapor

3.1.1 Conservação da massa

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_v v_v) + \frac{\partial (\rho_v w_v)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

3.1.2 Conservação da quantidade de movimento na direção radial

$$\begin{aligned} \rho_v \left(v_v \frac{\partial v_v}{\partial r} - \frac{u_v^2}{r} + w_v \frac{\partial v_v}{\partial z} \right) = & - \frac{\partial p_v}{\partial r} + \mu_v \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_v) \right) + \frac{\partial^2 v_v}{\partial z^2} \right) \\ & + \frac{1}{3} \mu_v \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r v_v)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w_v}{\partial z \partial r} \right) + 2 \rho_v \Omega u_v + \rho_v \Omega^2 r \end{aligned} \quad (3.2)$$

3.1.3 Conservação da quantidade de movimento na direção tangencial

$$\rho_v \left(v_v \frac{\partial u_v}{\partial r} - \frac{v_v u_v}{r} + w_v \frac{\partial u_v}{\partial z} \right) = \mu_v \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_v) \right) + \frac{\partial^2 u_v}{\partial z^2} \right) - 2 \rho_v \Omega v_v \quad (3.3)$$

3.1.4 Conservação da quantidade de movimento na direção axial

$$\begin{aligned} \rho_v \left(v_v \frac{\partial w_v}{\partial r} + w_v \frac{\partial w_v}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p_v}{\partial z} + \mu_v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w_v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w_v}{\partial z^2} \right) \\ & + \frac{1}{3} \mu_v \left(\frac{\partial^2 w_v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_v}{\partial z} + \frac{\partial^2 v_v}{\partial z \partial r} \right) + \rho_v g \sin \beta \end{aligned} \quad (3.4)$$

Na Equação 3.4 e também na Equação 3.9, adiante, β representa o ângulo formado pelo eixo de simetria do tubo de calor com a horizontal. No presente trabalho foi desenvolvido somente o caso em que o esse ângulo é nulo.

3.1.5 Conservação da energia

$$\rho_v c_{p_v} \left(v_v \frac{\partial T_v}{\partial r} + w_v \frac{\partial T_v}{\partial z} \right) = k_v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_v}{\partial z^2} \right) + v_v \frac{\partial p_v}{\partial r} + u_v \frac{\partial p_v}{\partial z} + \mu \Phi \quad (3.5.a)$$

O termo de dissipação viscosa, Φ , é expresso pela equação abaixo.

$$\begin{aligned} \Phi = & 2 \left[\left(\frac{\partial v_v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v_v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w_v}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_v}{\partial r} - \frac{u_v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_v}{\partial z} + \frac{\partial w_v}{\partial r} \right)^2 \\ & - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_v}{\partial r} + \frac{v_v}{r} + \frac{\partial w_v}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.5.b)$$

3.2 Região do líquido - estrutura porosa

Conforme o modelo desenvolvido por VAF AI e TIEN (1981), adaptado ao presente trabalho, as equações de conservação na região porosa (ver Apêndice A) são as seguintes.

3.2.1 Conservação da massa

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_l) + \frac{\partial w_l}{\partial z} = 0 \quad (3.6)$$

3.2.2 Conservação da quantidade de movimento na direção radial

$$\begin{aligned} \rho_l \left(v_l \frac{\partial v_l}{\partial r} - \frac{u_l^2}{r} + w_l \frac{\partial v_l}{\partial z} \right) = -\varepsilon \frac{\partial p_l}{\partial r} + \mu_l \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_l) \right) + \frac{\partial^2 v_l}{\partial z^2} \right) \\ - \frac{\mu_l \varepsilon}{K} v_l + 2\rho_l \Omega u_l + \rho_l \Omega^2 r \end{aligned} \quad (3.7)$$

3.2.3 Conservação da quantidade de movimento na direção tangencial

$$\rho_l \left(v_l \frac{\partial u_l}{\partial r} - \frac{v_l u_l}{r} + w_l \frac{\partial u_l}{\partial z} \right) = \mu_l \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_l) \right) + \frac{\partial^2 u_l}{\partial z^2} \right) - \frac{\mu_l \varepsilon}{K} u_l - 2\rho_l \Omega v_l \quad (3.8)$$

3.2.4 Conservação da quantidade de movimento na direção axial

$$\rho_l \left(v_l \frac{\partial w_l}{\partial r} + w_l \frac{\partial w_l}{\partial z} \right) = -\varepsilon \frac{\partial p_l}{\partial z} + \mu_l \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w_l}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w_l}{\partial z^2} \right) - \frac{\mu_l \varepsilon}{K} w_l + \rho_l g \sin \beta \quad (3.9)$$

3.2.5 Conservação da energia

$$\rho_l c_{p_l} \left(v_l \frac{\partial T_l}{\partial r} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial z} \right) = \frac{k_{ef}}{\varepsilon} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \right) + v_l \frac{\partial p_l}{\partial r} + u_v \frac{\partial p_l}{\partial z} + \mu_l \Phi \quad (3.10.a)$$

O termo de dissipação viscosa é dado pela equação abaixo.

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial v_l}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v_l}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w_l}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_l}{\partial r} - \frac{u_l}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_l}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_l}{\partial z} + \frac{\partial w_l}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_l}{\partial r} + \frac{v_l}{r} + \frac{\partial w_l}{\partial z} \right)^2 \quad (3.10.b)$$

A condutibilidade térmica efetiva (k_{ef}) corresponde a uma média ponderada entre as condutibilidades do líquido e do material da estrutura porosa, dependente da configuração geométrica da estrutura porosa empregada (ver Apêndice A – seção A.4).

Para acoplar as equações da conservação da quantidade de movimento com a equação da conservação da energia, a pressão e a temperatura devem ser relacionadas de alguma forma, o que pode ser feito pelo emprego de uma equação de estado válida para as condições presentes. Admitindo-se condições de saturação ao longo de toda a interface, poder-se-ia utilizar a equação de Clausius-Clapeyron para gases perfeitos,

$$T_{sat} = \left(\frac{1}{T_0} - \frac{R_g}{\lambda} \ln \left(\frac{p_v}{p_0} \right) \right)^{-1}, \quad (3.11)$$

(sendo T_0 e p_0 , temperatura e pressão de referência, respectivamente), caso tal modelo puder ser admitido. No presente trabalho, porém, optou-se por utilizar uma regressão linear utilizando tabelas termodinâmicas para a região de saturação.

3.3 Condições de Contorno

Nas extremidades do tubo prevalecem as condições de não-deslizamento para as equações da conservação da quantidade de movimento e a condição adiabática para a equação da conservação da energia. Portanto, em $z = 0$ e em $z = L$,

$$u_{v,l} = 0, \quad (3.12.a)$$

$$v_{v,l} = 0, \quad (3.12.b)$$

$$w_{v,l} = 0, \quad (3.12.c)$$

$$\frac{\partial T_{v,l}}{\partial z} = 0, \quad (3.12.d)$$

No eixo de rotação do tubo adotaram-se condições de simetria para as velocidades e para a temperatura. Em $r = 0$, portanto:

$$u_v = 0, \quad (3.13.a)$$

$$v_v = 0, \quad (3.13.b)$$

$$\frac{\partial w_v}{\partial r} = 0, \quad (3.13.c)$$

$$\frac{\partial T_v}{\partial r} = 0. \quad (3.13.d)$$

A fim de promover o acoplamento entre as regiões porosa e de vapor e simular a mudança de fase ocorrida no meio poroso, um balanço de energia é feito ao longo da interface. Como resultado desse balanço, velocidades de “injeção” (se positiva) ou de “sucção” (se negativa) são obtidas. A velocidade radial do líquido, na interface líquido-vapor ($r = R_v$) é, então, dada pela expressão:

$$v_l(z) = \frac{\dot{q}''(z) + k_v \left. \frac{\partial T_v}{\partial r} \right|_{r=R_v}}{\rho_l \lambda}, \quad (3.14.a)$$

sendo $\dot{q}''(z)$ a densidade de fluxo de calor local na interface, dada pela aplicação da lei de Fourier para a condução de calor na interface, do lado da região porosa.

A conservação da massa na interface é considerada mediante um balanço de massa. Considerando que as equações de conservação para o líquido são escritas em termos de velocidades médias **nos poros** e, portanto, que a área de escoamento do líquido normal à interface é apenas uma fração da área de escoamento do vapor; que a porosidade (ε) pode ser definida como a área de escoamento por unidade de área total, (ver Apêndice A – seção A.1), resulta que, em $r = R_v$,

$$v_v(z) = \frac{\rho_l v_l(z)}{\rho_v} \varepsilon. \quad (3.14.b)$$

Ao longo da interface líquido-vapor ($r = R_v$), as velocidades tangencial e axial do vapor devem ser nulas,

$$u_{v,l} = 0, \quad (3.14.c)$$

$$w_{v,l} = 0, \quad (3.14.d)$$

devido à condição de não-deslizamento.

Como a mudança de fase ocorre sem que haja variação da temperatura, uma condição de igualdade de temperaturas, em ambos os lados da interface, é imposta. Em $r = R_v$, portanto,

$$T_l = T_v, \quad (3.14.e)$$

sendo a temperatura do vapor igual à temperatura de saturação correspondente à pressão do vapor na interface.

Na superfície externa do tubo ($r = R_0$), as condições de contorno dependem da posição axial e do mecanismo de transferência presente. Neste trabalho foram adotadas condições de contorno de segundo tipo. Assim,

no evaporador,

$$k_{ef} \frac{\partial T_l}{\partial r} = \dot{q}'' , \quad (3.15.a)$$

e no condensador,

$$-k_{ef} \frac{\partial T_l}{\partial r} = \dot{q}'' . \quad (3.15.b)$$

Ainda, na superfície externa ($r = R_0$), impera a condição de não-deslizamento,

$$u_l = 0 , \quad (3.15.d)$$

$$v_l = 0 , \quad (3.15.e)$$

$$w_l = 0 . \quad (3.15.f)$$

Capítulo 4

Tratamento Numérico das Equações Governantes

A teoria abaixo apresentada pode ser encontrada, com maior detalhe, em MALISKA (1995) e PATANKAR(1980).

As três equações do movimento e a equação da energia podem ser escritas, compactamente, como uma única equação geral:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\bar{v}\phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad } \phi) + S, \quad (4.1)$$

sendo ϕ a variável de interesse (u, v, w ou T), $\bar{v}$ o vetor velocidade, Γ o coeficiente difusivo e S o termo fonte. Os dois termos do lado esquerdo da equação geral são denominados, respectivamente, termo transiente e termo convectivo. O primeiro termo do lado direito da equação é chamado de termo difusivo.

A Equação 4.1 escrita em coordenadas cilíndricas considerando que o escoamento é permanente, incompressível e bidimensional com simetria axial, torna-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v\phi)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w\phi)}{\partial z} = \Gamma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + S, \quad (4.2)$$

sendo $\Gamma = \mu$ para as equações do movimento e $\Gamma = \frac{k}{\varepsilon c_p}$ para a equação da energia.

4.1 Determinação dos termos fonte nas equações da conservação da quantidade de movimento e energia

Na presente seção, por generalidade foram omitidos os subscritos relativos à designação de líquido e vapor e foi admitido que as equações de conservação para a fase líquida representam todo o domínio, bastando, para que se reduzam a sua forma original na região de vapor, que se faça $\varepsilon = 1$ e $K \rightarrow \infty$.

4.1.1 Equação da conservação da quantidade de movimento na direção radial

As Equações 3.2 e 3.7 podem ser reescritas na forma conservativa, expressa pela Equação 4.2:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + S^r, \quad (4.3.a)$$

sendo o termo fonte da equação dado por

$$S^r = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{u^2}{r} - \mu \frac{v}{r^2} - \frac{\mu \varepsilon}{K} v + 2\Omega \rho u + \rho \Omega^2 r + \frac{1}{3} \mu \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial r} \right). \quad (4.3.b)$$

Uma equação escrita na forma conservativa ou divergente é aquela em que todos os fluxos aparecem como operandos do operador de derivação. Tal forma garante a satisfação implícita da equação da continuidade, pois os termos do lado esquerdo da equação da continuidade (Equações 3.1 e 3.6) aparecerão explicitamente, se a operação de derivação for efetivada.

4.1.2 Equação da conservação da quantidade de movimento em na direção tangencial

As Equações 3.3 e 3.8, reescritas na forma conservativa tornam-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + S^\theta, \quad (4.4.a)$$

sendo o termo fonte dado por

$$S^\theta = -\rho \frac{uv}{r} - \mu \frac{u}{r^2} - \frac{\mu \varepsilon}{K} u - 2\Omega \rho v. \quad (4.4.b)$$

4.1.3 Equação da conservação da quantidade de movimento na direção axial

As Equações 3.4 e 3.9, reescritas na forma expressa pela Equação 4.2, tornam-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho vw)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho ww)}{\partial z} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + S^z, \quad (4.5.a)$$

sendo o termo fonte dado por

$$S^z = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu \varepsilon}{K} w + \rho g \sin \beta + \frac{1}{3} \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial z \partial r} \right). \quad (4.5.b)$$

4.1.4 Equação da conservação da energia

As Equações 3.5 e 3.10, reescritas na forma conservativa, tornam-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho vT)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho wT)}{\partial z} = \frac{k}{\varepsilon c_p} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + S^T, \quad (4.6.a)$$

sendo

$$S^{\tau} = \frac{\mu}{c_p} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\}. \quad (4.6.b)$$

4.2 Linearização dos termos fonte

A representação das equações de conservação na forma da Equação 4.2 pode deslocar para o termo fonte alguns termos dependentes da variável ϕ . Em tais casos surge a necessidade de cuidados especiais para garantir a convergência numérica do sistema de equações algébricas resultantes da discretização das equações diferenciais de conservação. Quando o termo fonte depende da variável ϕ , (como nas Equações 4.3.b e 4.4.b), convém expressar essa dependência na seguinte forma linear (PATANKAR, 1980, p.48):

$$S = S_p \phi + S_c. \quad (4.7)$$

A forma de representação do termo fonte conforme a Equação 4.7 se deve a dois motivos: primeiro, as equações discretizadas serão resolvidas usando as técnicas de solução das equações algébricas lineares, o que requer, ao menos formalmente, levar em conta somente a dependência linear (PATANKAR, 1980, p.35); segundo, sob o ponto de vista da rapidez da convergência é melhor incorporar a dependência linear a tratar o termo fonte como uma constante (PATANKAR, 1980, p.48).

Do ponto de vista computacional é recomendável que o coeficiente S_p seja menor ou igual a zero sob pena de que possam surgir instabilidades e soluções fisicamente não realistas (PATANKAR, 1980, p.38).

Pode-se propor as seguintes linearizações dos termos fonte das equações de conservação, consistentes com o acima exposto.

$$S^r = S_p^r v + S_C^r,$$

sendo

$$S_p^r = -\frac{4}{3}\mu\frac{1}{r^2} - \frac{\mu\varepsilon}{K} \quad (4.8.a)$$

e

$$S_C^r = \rho\frac{u^2}{r} - \varepsilon\frac{\partial p}{\partial r} + 2\Omega\rho u + \rho\Omega^2 r + \frac{\partial^2 w}{\partial z\partial r} + \frac{1}{3}\mu\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{3r}\mu\frac{\partial v}{\partial r}. \quad (4.8.b)$$

$$S^\theta = S_p^\theta u + S_C^\theta,$$

sendo

$$S_p^\theta = -\left\|\rho\frac{v}{r} + \mu\frac{1}{r^2} + \frac{\mu\varepsilon}{K}, 0\right\| \quad (4.9.a)$$

e

$$S_C^\theta = \left\|-\left(\rho\frac{v}{r} + \mu\frac{1}{r^2} + \frac{\mu\varepsilon}{K}\right), 0\right\|u - 2\Omega\rho v. \quad (4.9.b)$$

Acima, a notação $\|a, b\|$ designa “tomar o maior valor entre ‘a’ e ‘b’”. A linearização do termo fonte, feita na forma indicada no texto, garante, para qualquer iteração, que S_p^θ não será positivo.

$$S^z = S_p^z w + S_C^z,$$

sendo

$$S_p^z = -\frac{\mu \varepsilon}{K} \quad (4.10.a)$$

e

$$S_c^z = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \sin \beta + \frac{1}{3} \mu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial z \partial r} \right]. \quad (4.10.b)$$

4.3 Discretização das equações governantes

Para uma dada equação diferencial, o conjunto de equações algébricas discretizadas correspondente pode ser obtido de diferentes maneiras. No presente trabalho optou-se por uma formulação usando o método dos volumes de controle finitos, em vista do mesmo ser particularmente adequado aos problemas envolvendo escoamentos e transmissão de calor.

As idéias básicas do método dos volumes de controle finitos são as seguintes:

- o domínio é dividido em um número de volumes de controle não sobrepostos, de tal forma que exista um volume de controle em torno de cada ponto da malha e o domínio seja totalmente recoberto por volumes de controle;
- a equação diferencial é integrada para cada volume de controle;
- funções aproximadas adequadas expressando a variação de ϕ entre os pontos nodais (funções de interpolação) são usadas para resolver as integrais.

Um dos aspectos mais interessantes do método dos volumes de controle finitos é que a solução resultante da sua aplicação implica a conservação integral das quantidades envolvidas para todos os volumes de controle (e, conseqüentemente, para todo o domínio). A conservação

integral das quantidades ocorrerá para qualquer número de volumes de controle (e pontos nodais) e não somente quando a malha for refinada.

Um volume de controle típico pode ser visto na Figura 4.1.

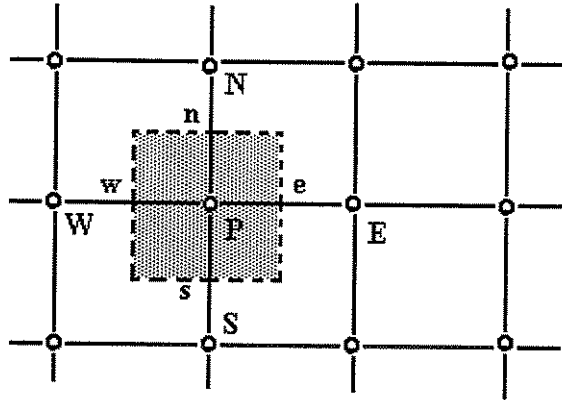


Figura 4.1 Um volume de controle típico.

A Equação 4.2 pode ser reescrita de modo a agrupar os termos com a mesma variável independente:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\rho v \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial r} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho w \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial z} \right) = S \quad (4.11)$$

Integrando a Equação 4.11 para um volume de dimensões

$$dV = r dr d\theta dz,$$

obtém-se

$$\left[r \left(\rho v \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial r} \right) \right]_{r_s}^{r_n} \Delta z + \left[\rho w \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial z} \right]_{z_w}^{z_e} \bar{r} \Delta r = S \bar{r} \Delta r \Delta z, \quad (4.12)$$

sendo $\bar{r}$ o raio no ponto médio do volume de controle.

Se no volume de controle Δr for pequeno, (o que de fato ocorre para malhas refinadas), pode-se aproximar r_s e r_n por $\bar{r}$, de modo que

$$[J^r]_{r_s}^{r_n} \Delta z + [J^z]_{z_w}^{z_e} \Delta r = S \Delta r \Delta z, \quad (4.13.a)$$

sendo

$$J^r = \rho v \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial r} \quad (4.13.b)$$

e

$$J^z = \rho w \phi - \frac{\partial(\Gamma \phi)}{\partial z}. \quad (4.13.c)$$

Como o ponto nodal P associado ao volume de controle situa-se no centro deste, a Equação 4.13.a pode ser reescrita como:

$$J_n^r \Delta z - J_s^r \Delta z + J_e^z \Delta r - J_w^z \Delta r = (S_P \phi_P + S_C) \Delta r \Delta z, \quad (4.14)$$

admitindo-se que o valor da variável no ponto P (ϕ_P) prevalece sobre todo o volume de controle.

A fim de transformar a Equação 4.14 na equação algébrica genérica representativa do sistema de equações algébricas que será efetivamente resolvido, deve-se escolher uma função de interpolação que expresse adequadamente a variação de ϕ entre os pontos nodais adjacentes. A

função de interpolação escolhida deve conduzir a soluções fisicamente realistas, preferencialmente mesmo para malhas grosseiras ou pouco refinadas, e minimizar a difusão numérica (anomalia que origina gradientes indevidamente “suavizados” no processo de cálculo (MALISKA, 1995, p.87)). Em problemas onde estão simultaneamente presentes convecção e difusão, a escolha da função de interpolação é uma tarefa delicada. Uma discussão aprofundada sobre a natureza das dificuldades envolvidas foge ao escopo do presente trabalho. Por razões que serão expostas mais adiante, optou-se pelo uso do chamado esquema exponencial.

O esquema exponencial usa as funções de interpolação obtidas da solução exata do problema unidimensional da convecção-difusão, para a obtenção da solução do presente problema bidimensional.

O problema unidimensional de convecção-difusão com coeficientes difusivos constantes é representado pela seguinte equação diferencial.

$$J^x = \rho v^x \phi - \Gamma \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (4.15)$$

e pelas condições de contorno

$$\phi(x=0) = \phi_0 \quad (4.16.a)$$

e

$$\phi(x=L) = \phi_L, \quad (4.16.b)$$

sendo v^x a componente da velocidade na direção do escoamento, x a variável independente (coordenada espacial), Γ o coeficiente difusivo e ϕ a variável dependente ou quantidade transportada.

Note-se que os termos do lado esquerdo da Equação 4.15 são os mesmos definidos nas Equações 4.13.a e 4.13.b.

A solução da Equação 4.15, sujeita às condições de contorno dadas pelas Equações 4.16.a e 4.16.b é

$$\frac{\phi - \phi_0}{\phi_L - \phi_0} = \frac{\exp\left(\frac{Pe x}{L}\right) - 1}{\exp(Pe) - 1}, \quad (4.17)$$

sendo

$$Pe = \frac{\rho v^x L}{\Gamma}. \quad (4.18)$$

Pode-se considerar que Pe é a razão entre as intensidades da convecção e da difusão. Se a Equação 4.15 representar a equação da energia, Pe será o número de Peclet, se representar uma equação da quantidade de movimento, o número de Reynolds.

Introduzindo a solução para o fluxo convectivo-difusivo unidimensional, expresso pela Equação 4.17 na Equação 4.15 e, fazendo as substituições cabíveis, obtém-se

$$J_n = \left(\frac{\phi_P - \phi_N}{\exp(Pe_n) - 1} + \phi_P \right) (\rho v)_n; \quad (4.19.a)$$

$$Pe_n = \frac{(\rho v \delta_r)_n}{\Gamma}; \quad (4.19.b)$$

$$J_s = \left(\frac{\phi_s - \phi_P}{\exp(Pe_s) - 1} + \phi_s \right) (\rho v)_s; \quad (4.19.c)$$

$$Pe_s = \frac{(\rho v \delta_r)_s}{\Gamma}; \quad (4.19.d)$$

$$J_e = \left(\frac{\phi_p - \phi_E}{\exp(Pe_e) - 1} + \phi_p \right) (\rho w)_e; \quad (4.19.e)$$

$$Pe_e = \frac{(\rho w \delta_z)_e}{\Gamma}; \quad (4.19.f)$$

$$J_w = \left(\frac{\phi_w - \phi_p}{\exp(Pe_w) - 1} + \phi_w \right) (\rho w)_w; \quad (4.19.g)$$

$$Pe_w = \frac{(\rho w \delta_z)_w}{\Gamma}. \quad (4.19.h)$$

Substituindo os fluxos J_n , J_s , J_e e J_w na Equação 4.14, obtém-se a seguinte equação algébrica:

$$A_p \phi_p = A_E \phi_E + A_w \phi_w + A_N \phi_N + A_S \phi_S + B, \quad (4.20)$$

sendo

$$A_p = A_E + A_w + A_N + A_S + (F_n r_n - F_s r_s) \Delta z + (F_e - F_w) r_p \Delta r - S_p r_p \Delta r \Delta z \quad (4.21.a)$$

$$A_E = (\rho w)_e r_p \Delta r \left(\frac{1}{\exp(Pe_e) - 1} \right) \quad (4.21.b)$$

$$A_w = (\rho w)_w r_p \Delta r \left(\frac{\exp(Pe_w)}{\exp(Pe_w) - 1} \right) \quad (4.21.c)$$

$$A_N = (\rho v r)_n \Delta z \left(\frac{1}{\exp(Pe_n) - 1} \right) \quad (4.21.d)$$

$$A_S = (\rho v r)_s \Delta z \left(\frac{\exp(Pe_s)}{\exp(Pe_s) - 1} \right) \quad (4.21.e)$$

$$B = S_C r_P \Delta r \Delta z \quad (4.21.f)$$

$$F_n = (\rho v)_n \quad (4.21.g)$$

$$F_s = (\rho v)_s \quad (4.21.h)$$

$$F_e = (\rho w)_e \quad (4.21.i)$$

$$F_w = (\rho w)_w \quad (4.21.j)$$

É desejável que todos os coeficientes da Equação 4.20 sejam positivos a fim de aumentar a possibilidade de convergência da solução numérica (PATANKAR, 1980). Os coeficientes A_E , A_W , A_N e A_S são naturalmente positivos, como se pode verificar facilmente das Equações 4.21. Mesmo tendo-se tomado o cuidado de garantir que o termo S_P seja negativo, o coeficiente A_P poderá ser negativo caso a quantidade

$$F = (F_n r_n - F_s r_s) \Delta z + (F_e - F_w) r_P \Delta r \quad (4.22)$$

seja negativa. A relação expressa na Equação 4.22 corresponde à equação da continuidade integrada no volume de controle considerado, sendo, portanto, analiticamente nula. O processo de solução iterativo garante isso, porém, somente após a convergência. Durante o processo de solução, a quantidade expressa na Equação 4.22 pode ser negativa. A fim de garantir a positividade do coeficiente A_P em qualquer etapa do processo iterativo, lança-se mão do recurso de subtrair do lado esquerdo da Equação 4.14 a quantidade

$$\phi_P[(F_n r_n - F_s r_s)\Delta z + (F_e - F_w)r_P\Delta r].$$

Assim, os termos da equação da continuidade no coeficiente A_P anulam-se. A Equação 4.14 será, então, reescrita como

$$J'_n\Delta z - J'_s\Delta z + J'_e\Delta r - J'_w\Delta r - \phi_P[(F_n r_n - F_s r_s)\Delta z + (F_e - F_w)r_P\Delta r] = (S_P\phi_P + S_C)\Delta r\Delta z \quad (4.23)$$

A motivação para o uso do esquema exponencial no presente caso bidimensional é que o esquema respeita implicitamente a importância relativa que o transporte por convecção e por difusão tem em um escoamento particular. Assim, quando o escoamento for localmente convectivo dominante, o esquema exponencial aproxima-se do esquema *upwind* mais adequado no transporte puramente convectivo; quando for difusivo dominante, o esquema tende ao esquema central, melhor para o transporte puramente difusivo. No caso bidimensional, o uso do esquema exponencial mesmo sem garantir a solução exata para qualquer número de volumes de controle, retém as características físicas do problema.

Embora o comportamento enormemente desejável do esquema exponencial do ponto de vista do realismo físico da solução numérica o recomendem, o cálculo das exponenciais, sob o ponto de vista computacional deve ser evitado por duas razões: primeiro, o processamento de exponenciais é computacionalmente oneroso; segundo, a não exatidão do esquema em casos bidimensionais e tridimensionais pode não compensar o custo computacional do uso de exponenciais. Por estas razões, o uso de uma função polinomial que represente satisfatoriamente o comportamento da função usada no esquema exponencial foi sugerida por PATANKAR (1980). O esquema resultante do uso da função polinomial substitutiva, denominado *power-law* é usado no presente trabalho. Os coeficientes representados pelas Equações 4.21 são reescritos abaixo usando o novo esquema.

$$A_E = \frac{\Gamma}{(\delta z)_e} \left\| 0, (1 - 0,1|Pe_e|)^5 \right\| r_P\Delta r + \left\| -(\rho w)_e, 0 \right\| r_P\Delta r \quad (4.24.a)$$

$$A_w = \frac{\Gamma}{(\delta z)_w} \left\| 0, (1 - 0, 1 | Pe_w |)^{\delta} \right\| r_p \Delta r + \left\| (\rho w)_w, 0 \right\| r_p \Delta r \quad (4.24.b)$$

$$A_N = \frac{\Gamma}{(\delta r)_n} \left\| 0, (1 - 0, 1 | Pe_n |)^{\delta} \right\| r_n \Delta r + \left\| -(\rho v)_n, 0 \right\| r_n \Delta z \quad (4.24.c)$$

$$A_s = \frac{\Gamma}{(\delta r)_s} \left\| 0, (1 - 0, 1 | Pe_s |)^{\delta} \right\| r_s \Delta z + \left\| (\rho v)_s, 0 \right\| r_s \Delta z \quad (4.24.d)$$

O símbolo $\left\| \right\|$ designa a escolha do maior valor entre os valores apresentados e o símbolo $| |$ o valor absoluto da quantidade entre as barras simples.

4.4 Determinação do campo de velocidades e acoplamento pressão-velocidade

4.4.1 Sistema de equações a ser resolvido

No processo de discretização, cada uma das equações diferenciais de conservação é substituída por um sistema de equações algébricas lineares. As soluções desses sistemas representarão as soluções das equações diferenciais originais para pontos discretos do domínio. As equações aproximadas são obtidas da Equação 4.20, substituindo-se ϕ por cada uma das variáveis dependentes.

$$A_p T_p = A_E T_E + A_w T_w + A_N T_N + B^T \quad (4.25.a)$$

$$A_p v_p = A_E v_E + A_w v_w + A_N v_N + B^v \quad (4.25.b)$$

$$A_p w_p = A_E w_E + A_w w_w + A_N w_N + B^w \quad (4.25.c)$$

$$A_p u_p = A_E u_E + A_w u_w + A_N u_N + B^u \quad (4.25.d)$$

Nas Equações 4.25 os termos B^T , B^v , B^w e B^u resultam de substituições na Equação 4.21.f das Equações 4.6.b, 4.8.b, 4.9.b e 4.10.b, respectivamente.

Além do conjunto acima, deve ser resolvida a equação da conservação da massa, aproximada por

$$\dot{M}_e - \dot{M}_w + \dot{M}_n - \dot{M}_s = 0, \quad (4.25.e)$$

e uma equação de estado,

$$p = p(\rho, T), \quad (4.25.f)$$

usada para o fechamento do problema.

Nas equações acima, os coeficientes não são os mesmos para todas as equações, apesar do uso da mesma notação.

As Equações 4.25 representam um sistema de seis equações para seis incógnitas (u , v , w , T , p e ρ).

A solução do sistema acima pode ser buscada através da inversão de uma única matriz, envolvendo todos os coeficientes de todas as incógnitas, denominada solução simultânea. Tal método demanda um alto custo computacional em processamento e armazenamento de variáveis. No presente trabalho, optou-se por utilizar a chamada solução segregada que consiste na solução dos sistemas lineares um a um, atualizando os coeficientes a cada iteração.

Devido à natureza da solução segregada, o acoplamento entre as variáveis torna-se um dos principais problemas a serem resolvidos. Em escoamentos incompressíveis, um dos acoplamentos principais é o da velocidade com a pressão, existindo vários métodos para implementá-lo.

Para que uma solução segregada seja obtida, cada variável dependente requer uma equação evolutiva. As três equações da conservação da quantidade de movimento são as equações evolutivas para as três componentes da velocidade, assim como a equação da conservação da energia é a equação evolutiva para a temperatura. A dificuldade reside em determinar qual a equação de avanço para a pressão. Uma escolha óbvia seria a equação de estado. Entretanto, pequenos erros cometidos no cálculo da densidade através da equação da conservação da massa poderiam causar grandes erros no cálculo da pressão, introduzindo sérias instabilidades na solução numérica. Como o uso da equação de estado como equação evolutiva para a pressão não é recomendável, não há, naturalmente, uma equação evolutiva para a pressão. Por outro lado, em casos em que a densidade pode ser considerada constante, a equação da conservação da massa não serve como equação evolutiva para qualquer variável, sendo apenas uma restrição que deve ser satisfeita. O campo de pressões, no entanto, é indiretamente especificado via equação da conservação da massa, pois deve-se chegar, iterativamente, a um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa.

4.4.2 O arranjo das variáveis dependentes na malha

A localização relativa das variáveis em sistemas coordenados ortogonais obedece a dois arranjos possíveis: o arranjo co-localizado e o arranjo deslocado (*staggered grid*). No primeiro todas as variáveis são “armazenadas” nos centros dos volumes de controle, sendo a escolha mais natural devido à simplicidade de implementação do controle de índices das variáveis na implementação computacional. No último, as variáveis escalares, pressão inclusive, são “armazenadas” nos centros dos volumes de controle, ao passo que as componentes da velocidade são calculadas para pontos que se localizam sobre as faces dos volumes de controle. Este é um arranjo fisicamente consistente pois as velocidades estão localizadas adequadamente para um balanço de massa em torno de um volume de controle centrado na pressão.

O arranjo deslocado, certamente mais complexo do ponto de vista do controle dos índices das variáveis, encontra justificação para o seu emprego na natureza da discretização do campo de pressões. Segundo PATANKAR (1980), na possibilidade de ocorrência de campos de pressão oscilatórios, os mesmos não seriam percebidos no caso do arranjo co-localizado, mas seriam

detectados caso o arranjo empregado fosse o deslocado. No presente trabalho, é adotado o arranjo deslocado (*staggered grid*).

4.4.3 As equações do movimento no arranjo deslocado

Um volume de controle deslocado, na direção axial, em relação ao volume de controle normal em torno do ponto principal P, é visto na Figura 4.2. Em relação a tal volume de controle deslocado, cujas faces normais à direção z recaem sobre os pontos principais P e E, é escrita a equação do movimento na direção axial:

$$A_e w_e = \sum A_z w_z + B^w + (p_P - p_E) a_E. \quad (4.26)$$

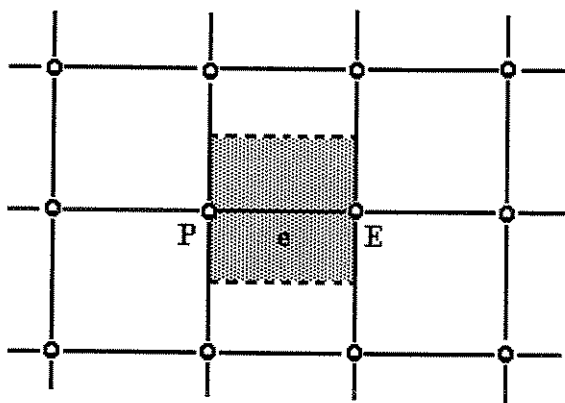


Figura 4.2 Volume de controle deslocado na direção axial.

O gradiente de pressão no caso presente não é incluído no termo fonte pois, desde que o campo de pressões será posteriormente calculado, seria inconveniente englobar os termos de pressão nos termos fonte das equações do movimento (PATANKAR, 1980, p.121). O termo $(p_P - p_E) a_E$ é a força normal devida à pressão agindo no volume de controle em torno do ponto “e”, sendo a_E a área sobre a qual a pressão age.

Um volume de controle deslocado, na direção radial, em relação ao volume em torno do ponto principal P, é visto na Figura 4.3. Semelhantemente à Equação 4.26, a equação do movimento na direção radial será:

$$A_n v_n = \sum A_z v_z + B^v + (p_P - p_N) a_N. \quad (4.27)$$

Como no modelo bidimensional adotado não há quaisquer gradientes na direção tangencial, excluindo, portanto, qualquer possibilidade de um eventual campo de pressões oscilatório nesta direção, a equação do movimento na direção tangencial não necessita ser escrita para volumes de controle deslocados em relação aos pontos nodais principais.

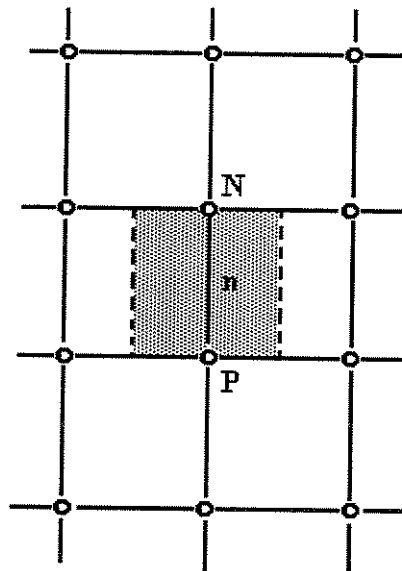


Figura 4.3 Volume de controle deslocado na direção radial.

As equações do movimento podem ser resolvidas somente quando o campo de pressões é conhecido ou, ao menos, estimado. A equação do balanço de massa, no entanto, será satisfeita somente quando o campo de pressões for o correto. No processo iterativo o campo de velocidades aproximado devido ao uso de um campo de pressões também aproximado resulta da solução do seguinte sistema de equações:

$$A_e w_e^* = \sum A_{vz} w_{vz}^* + B^w + (p_p^* - p_E^*) a_E, \quad (4.28)$$

$$A_n v_n^* = \sum A_{vz} v_{vz}^* + B^v + (p_p^* - p_N^*) a_N, \quad (4.29)$$

$$A_p u_p^* = A_E u_E^* + A_W u_W^* + A_N u_N^* + B^u. \quad (4.30)$$

Acima, o símbolo “*” denota quantidades que ainda não atingiram seus valores de convergência.

Uma vez que as equações do movimento tenham sido resolvidas para um campo aproximado de pressões, deve-se encontrar um meio de melhorar o campo de pressões de forma a aproximá-lo do campo verdadeiro e, por consequência, fazer com que o campo de velocidades fique mais perto de satisfazer a equação da conservação da massa. Seja

$$p = p^* + p'. \quad (4.31)$$

A Equação 4.31 postula que a pressão verdadeira pode ser obtida somando a pressão aproximada p^* a uma pressão de correção p' a ser determinada.

Da mesma forma, pode-se adotar:

$$u = u^* + u', \quad (4.32.a)$$

$$v = v^* + v', \quad (4.32.b)$$

$$w = w^* + w'. \quad (4.32.c)$$

Deve-se agora estimar de que forma a pressão de correção incide nas velocidades de correção. Subtraindo a Equação 4.28 da 4.26, obtém-se:

$$A_e w'_e = \sum A_{vz} w'_{vz} + B^w + (p'_P - p'_E) a_E. \quad (4.33)$$

Se o termo $\sum A_{vz} w'_{vz}$ for igualado a zero, obtém-se:

$$w'_e = d_e (p'_P - p'_E), \quad (4.34)$$

sendo

$$d_e = \frac{a_e}{A_e}. \quad (4.35)$$

O termo $\sum A_{vz} w'_{vz}$ é igualado a zero pelas razões seguintes. Em primeiro lugar, a Equação 4.33 de correção da velocidade envolveria todos os pontos da malha, exigindo uma solução simultânea das equações do movimento e da conservação da massa, ao invés da solução segregada que se optou, desde o início, por buscar. Por último, a experiência indica que a exclusão do termo acima não compromete a convergência para a solução verdadeira das equações do movimento e da conservação da massa. Sendo assim, os detalhes de construção da equação de correção da pressão p' tornam-se irrelevantes sob o ponto de vista da correção da solução convergida, incidindo apenas na velocidade de convergência.

A Equação 4.34 será chamada de equação de correção da velocidade.

A equação

$$w_e = w_e^* + d_e (p'_P - p'_E), \quad (4.36)$$

portanto, indica em quanto a velocidade aproximada deve ser corrigida em resposta à correção da pressão, a fim de produzir w_e .

De forma similar, a componente da velocidade na direção radial pode ser escrita como:

$$v_n = v_n^* + d_n(\dot{p}_P - \dot{p}_N). \quad (4.37)$$

4.4.4 A equação de correção da pressão

Como já mencionado anteriormente, não há uma equação evolutiva para a pressão. O campo de pressão correto, no entanto, pode ser obtido, transformando-se a equação da conservação da massa em uma equação de correção da pressão.

A equação da continuidade,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

integrada para o volume de controle mostrado na Figura 4.4 resulta em

$$[(\rho v r)_n - (\rho v r)_s] \Delta z + [(\rho w)_e - (\rho w)_w] r_P \Delta r = 0. \quad (4.38)$$

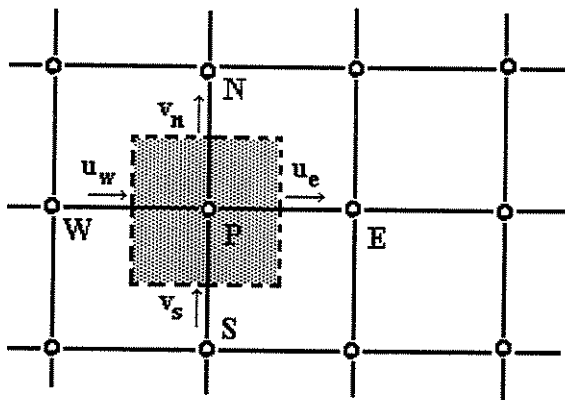


Figura 4.4 Volume de controle para a equação da continuidade.

Se as componentes da velocidade forem substituídas pelas expressões dadas pelas equações de correção das velocidades, obtém-se a seguinte equação para p^* :

$$A_P p'_P = A_E p'_E + A_W p'_W + A_N p'_N + A_S p'_S + B, \quad (4.39)$$

sendo

$$A_E = \rho_e r_p d_e \Delta r, \quad (4.40.a)$$

$$A_W = \rho_w r_p d_w \Delta r, \quad (4.40.b)$$

$$A_N = \rho_n r_n d_n \Delta z, \quad (4.40.c)$$

$$A_S = \rho_s r_s d_s \Delta z, \quad (4.40.d)$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S, \quad (4.40.e)$$

$$B = [r_s \rho_s v_s^* - r_n \rho_n v_n^*] \Delta z + [\rho_w w_w - \rho_e w_e] r_p \Delta r. \quad (4.40.f)$$

Se o termo B igualar-se a zero, significa que as velocidades aproximadas satisfazem a equação do balanço de massa (e portanto são as corretas), não havendo mais necessidade de correção do campo de pressões. Na prática, considera-se que houve convergência (ou seja a solução obtida no processo iterativo é a correta), quando este pseudo termo fonte (ou seu somatório para todo o domínio) igualar-se a um valor arbitrário muito pequeno.

4.4.5 O algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*)

A partir das considerações feitas acima se pode ter uma visão geral do método iterativo adotado no presente trabalho.

O algoritmo SIMPLE, devido a PATANKAR (1980), aplicado ao presente trabalho é constituído pela seguinte sequência de operações:

- i. Inicialização do campo de pressões p^* .
- ii. Solução das equações de conservação da quantidade de movimento (4.28 - 4.30), para obtenção de u^*, v^* e w^* .
- iii. Solução da equação de correção da pressão p' .
- iv. Obtenção do campo de pressões corrigido pela adição de p' a p^* .
- v. Cálculo dos campos de velocidades corrigidos u, v e w usando as equações de correção das velocidades (4.36 - 4.37).
- vi. Solução da equação de conservação da energia para o campo de temperatura. O campo de temperatura influi no campo de velocidade uma vez que as velocidades de “sucção” e de “injeção” na interface entre o meio poroso e o vapor dependem de um balanço de energia realizado na interface, (obviamente dependente das temperaturas).
- vii. Retorno ao passo ii, com a pressão corrigida p , tratada como uma nova p^* .

4.5 Considerações finais

4.5.1 Convergência

No presente trabalho a convergência é considerada atingida pelo atendimento **simultâneo**, tanto na região porosa quanto na região de vapor, da seguinte condição:

$$\frac{(\phi_{\text{atual}} - \phi_{\text{anterior}})_{\text{máximo}}}{\phi_{\text{máximo}} - \phi_{\text{mínimo}}} \leq \xi, \quad (4.41)$$

sendo ϕ a variável genérica que representa as velocidades axial, radial e tangencial, bem como a temperatura, e ξ o valor que, uma vez atingido, encerra os cálculos.

A fim de evitar a possibilidade de divergência, os valores aproximados das velocidades e pressões devem ser subrelaxados, isto é, os valores de uma dada iteração devem ser corrigidos em apenas um percentual dos valores obtidos na iteração anterior. No presente trabalho, a experiência mostrou a necessidade de uma subrelaxação tanto mais forte quanto maiores fossem as velocidades angulares e densidades de fluxo de calor, bem como, quanto menores fossem as massas específicas do vapor, as quais são diretamente proporcionais às temperaturas de operação.

4.5.2 Escoamento compressível vs. escoamento incompressível; dissipação viscosa na equação de conservação da energia

Como visto acima, optou-se por implementar um modelo de escoamento compressível, na região de vapor, e incompressível, na região porosa, ambos com termo de dissipação viscosa na equação da energia. Abaixo são mostrados alguns gráficos com perfis de velocidades na região de vapor, comparando-se os modelos compressível e incompressível e os modelos com e sem dissipação viscosa na equação da conservação da energia. Para altas velocidades angulares de rotação e altas taxas de transferência de calor, as diferenças nos perfis de velocidade adotando-se um ou outro modelo podem ser significativas. Eis a razão pela qual foi adotado, no presente trabalho, o modelo compressível com dissipação viscosa, mais oneroso do ponto de vista numérico, porém mais fiel à dinâmica do escoamento rotativo.

Para obtenção das Figuras 4.5 a 4.8 o tubo de calor simulado possuía comprimento total do tubo de calor: 1,0 m; comprimento do evaporador: 0,5 m; comprimento do condensador: 0,5 m; raio da região de vapor: 0,0127 m; espessura da região porosa: 0,0073 m; porosidade da região porosa: 0,440; material da região porosa: sinterizado de bronze; fluido de trabalho: água.

Na Figura 4.8 os perfis de velocidade axial, com e sem dissipação viscosa, sobrepõem-se, de sorte que apenas um perfil aparece.

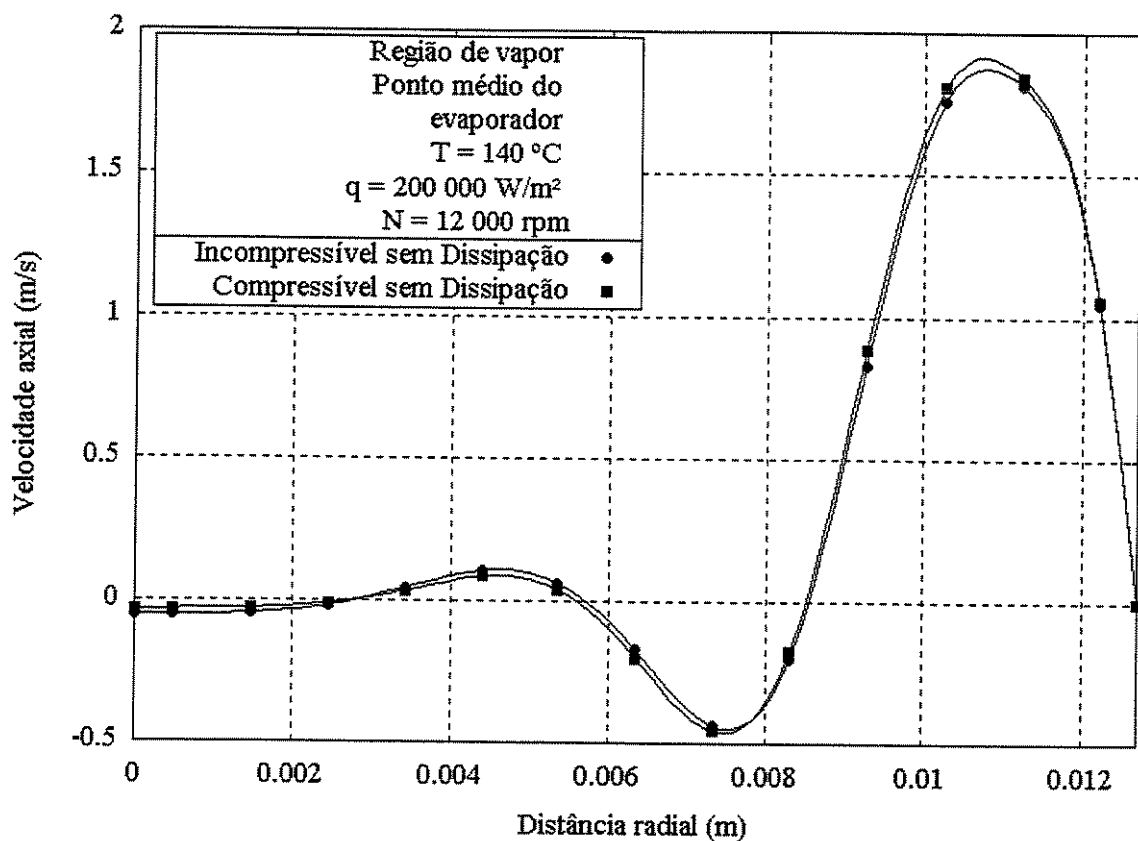


Figura 4.5 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamentos incompressível e compressível, sem termo de dissipação viscosa na equação da conservação da energia.

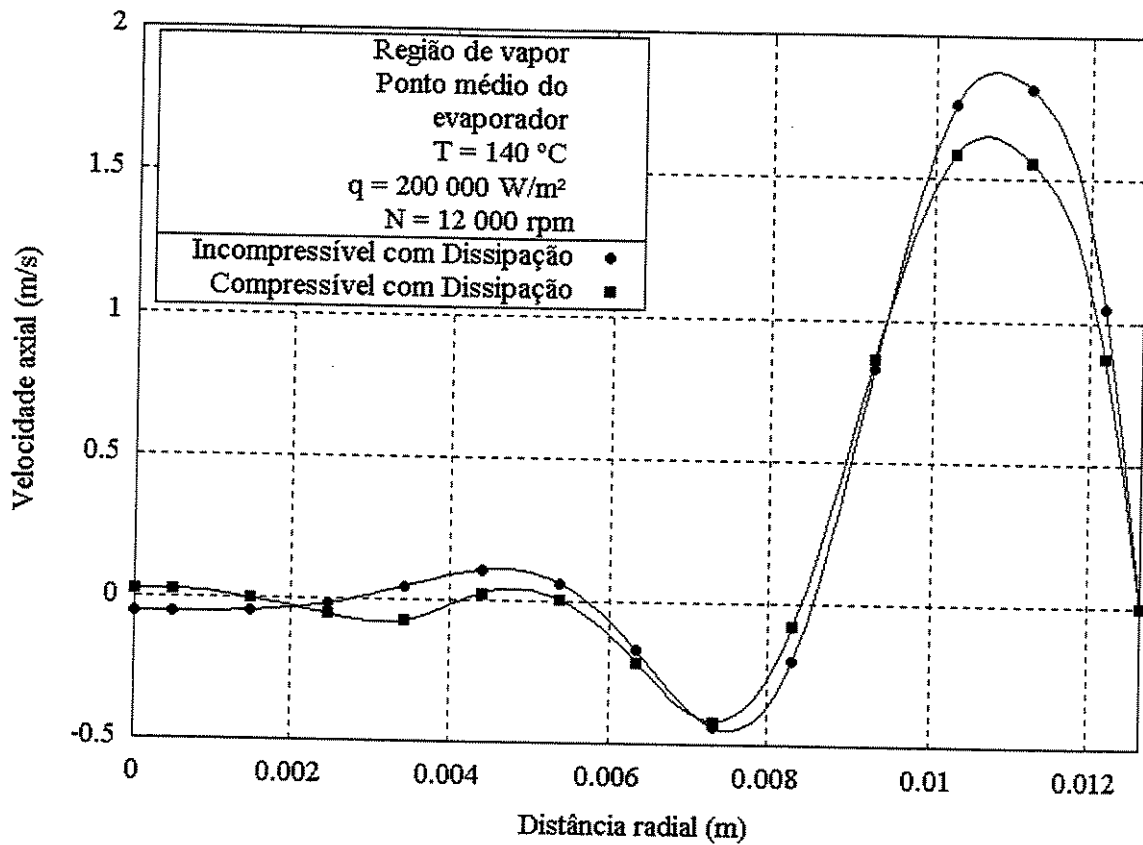


Figura 4.6 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamentos incompressível e compressível, com termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.

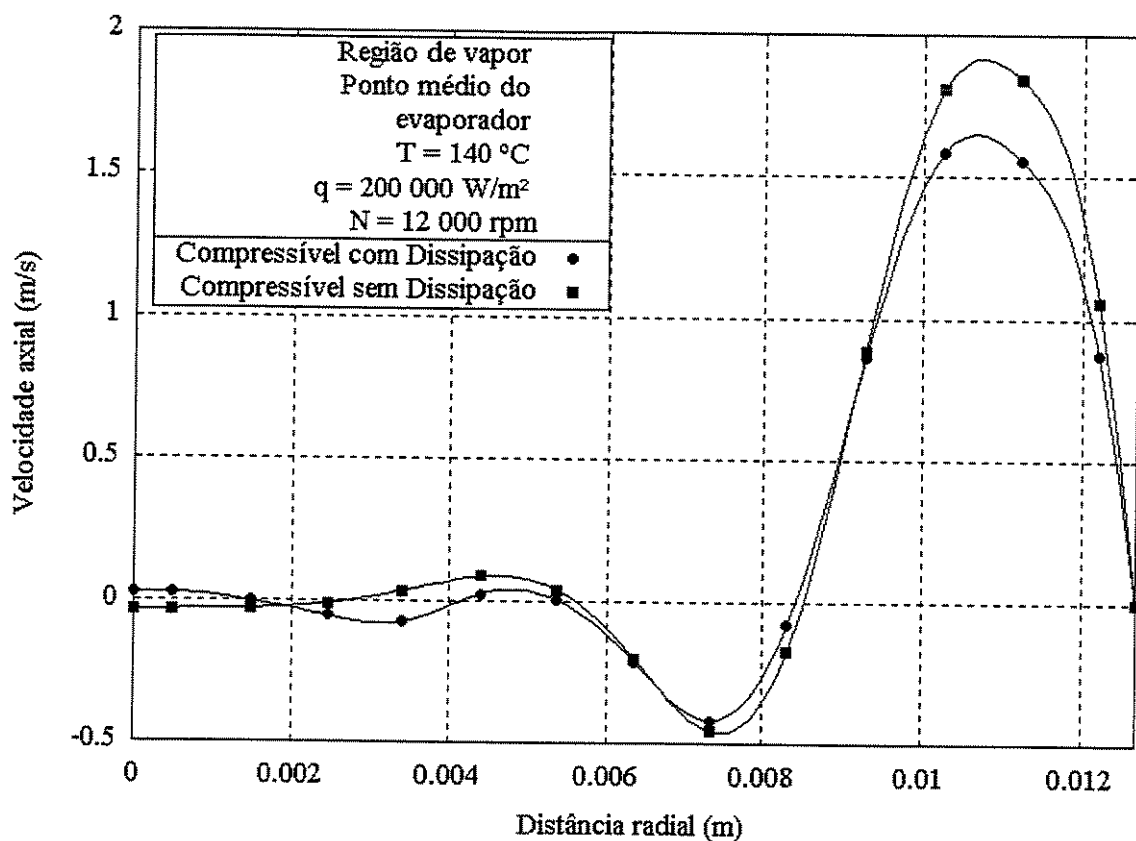


Figura 4.7 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamento compressível, com e sem termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.

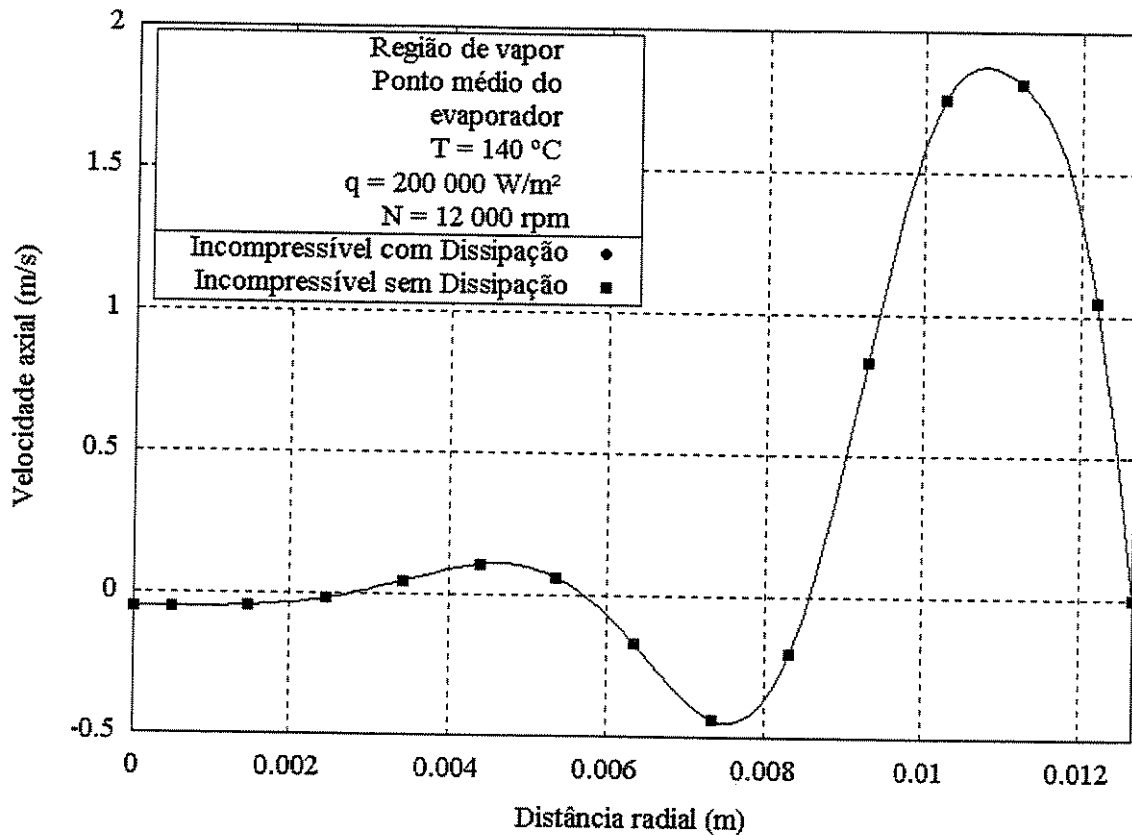


Figura 4.8 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, para escoamento incompressível, com e sem termo de dissipação viscosa na equação de conservação da energia.

4.5.3 Teste da malha

Testes foram efetuados a fim de determinar o tamanho da malha adequado ao problema. Determinou-se que uma malha de 60 volumes de controle na direção axial por 17 volumes de controle na direção radial é adequada para a região de vapor. Para a região porosa a malha escolhida foi de 60×5 . Abaixo são apresentados gráficos (Figuras 4.9 e 4.10) que foram usados para a escolha da malha na região de vapor, a região mais crítica sob o ponto de vista da estabilidade numérica.

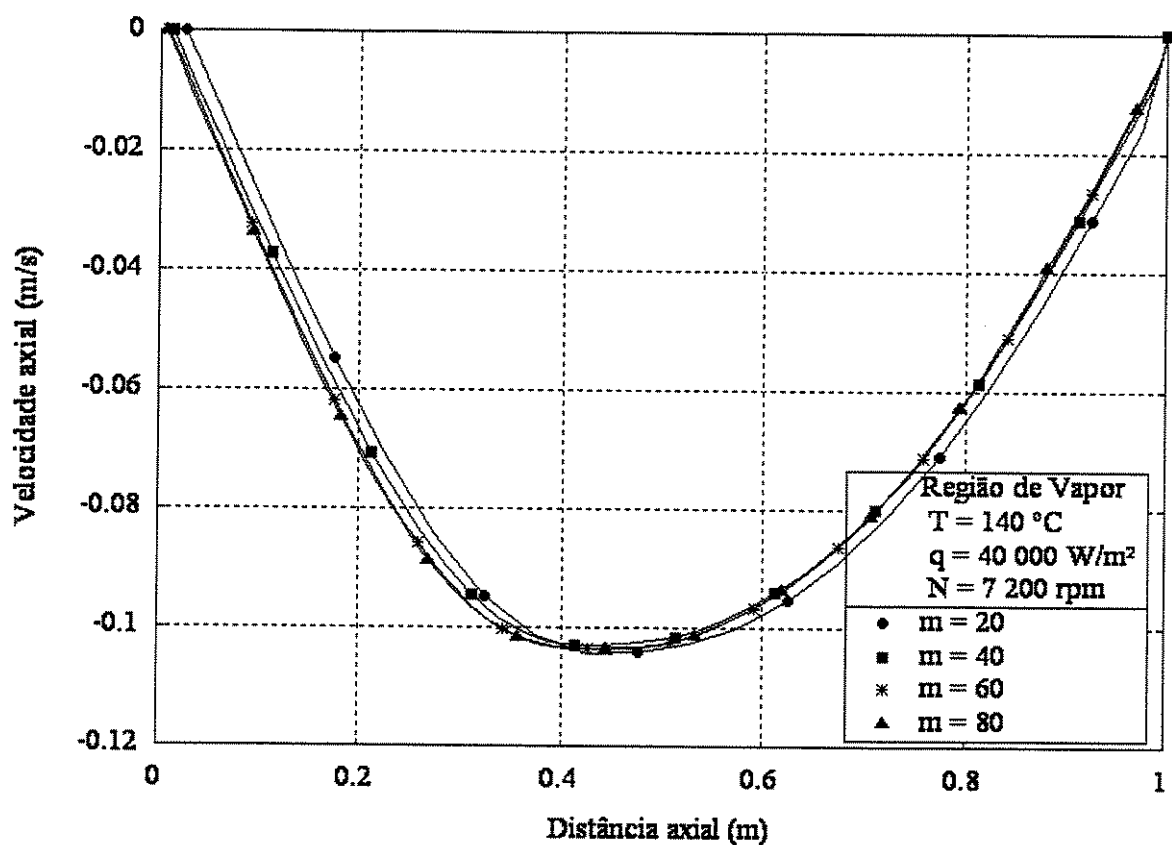


Figura 4.9 Teste da malha axial. Número de volumes de controle na direção axial: 20, 40, 60 e 80. Número de volumes de controle na direção radial: 17.

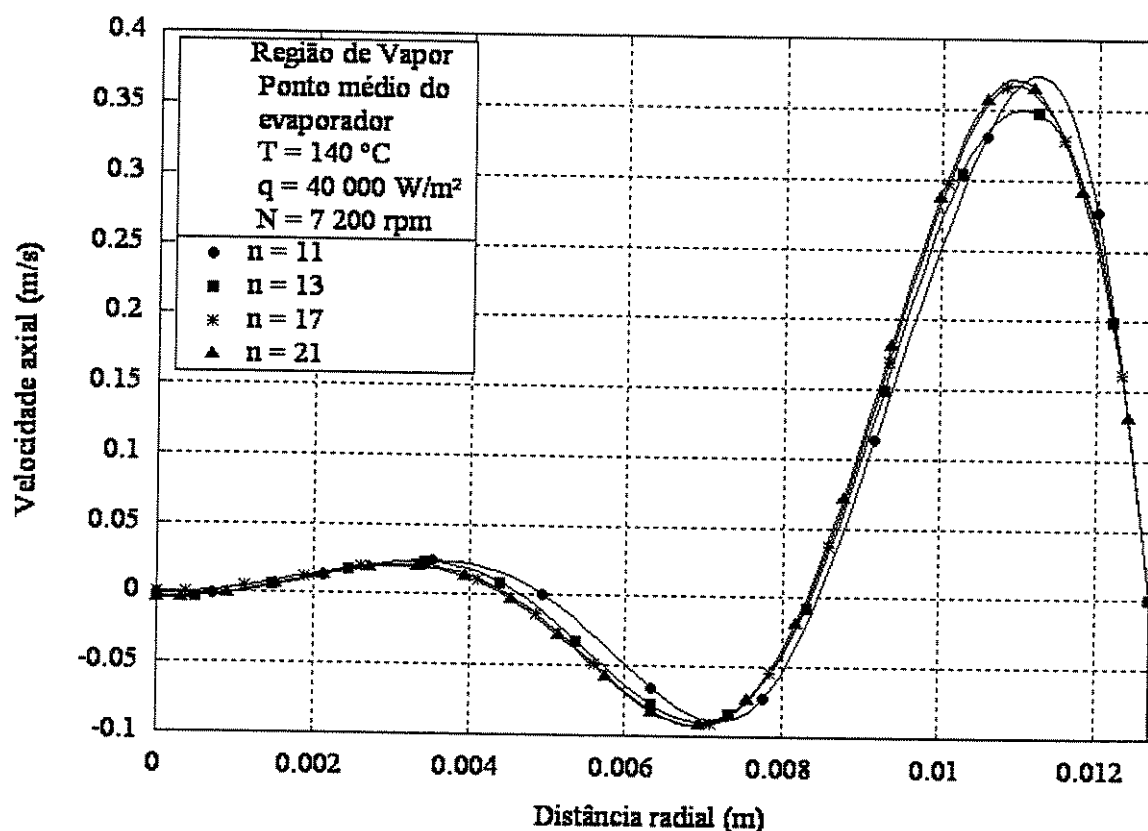


Figura 4.10 Teste da malha na direção radial. Número de volumes de controle na direção radial: 11, 13, 17 e 21. Número de volumes de controle na direção axial: 60.

4.5.4 Validação do programa

Para testar o esquema numérico adotado no presente trabalho, comparações foram feitas com os resultados das simulações numéricas relatadas em FAGHRI et al. (1993). Naquele trabalho, no qual foi adotado o algoritmo SIMPLEST, os perfis de velocidade de vapor para diferentes velocidades angulares, em função do raio e para os pontos médios do evaporador, seção adiabática e condensador, foram determinados. Foi adotado um tubo de comprimento 0,2 m de evaporador, 0,6 m de seção adiabática e 0,2 m de condensador, sendo o diâmetro de 0,02 m e estando o vapor de água a $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Evaporação e condensação foram modeladas de modo simplificado como velocidades de injeção e sucção uniformes no evaporador e no condensador, respectivamente. O vapor foi modelado como sendo incompressível.

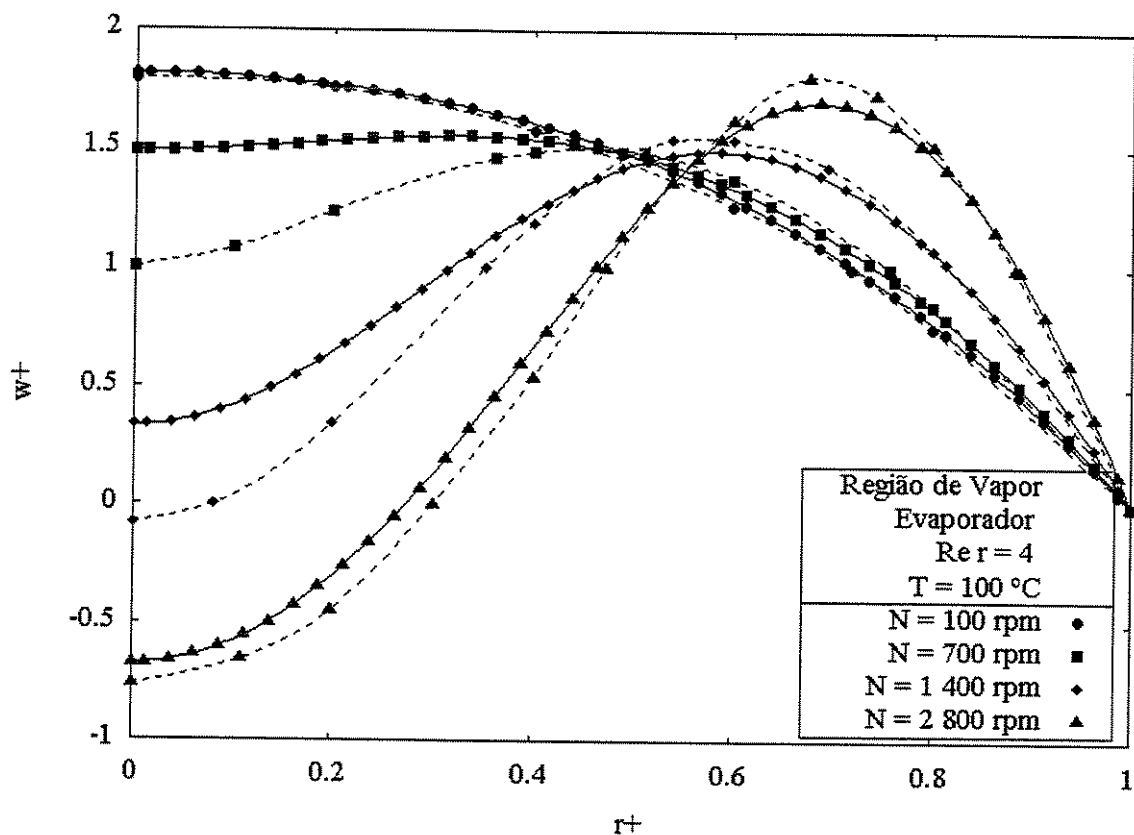


Figura 4.11 Comparação do modelo numérico empregado no presente trabalho com o modelo de Faghri et al. (1993). Velocidade axial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.

Como pode ser visto nas Figuras 4.11, 4.12 e 4.13, os resultados apresentam as mesmas tendências gerais, possuindo boa concordância para algumas velocidades angulares e divergindo para outras.

Na Figura 4.11 perfis de velocidade axial adimensionalizada são mostrados em função do raio adimensionalizado, para diferentes velocidades angulares e um número de Reynolds radial, definido em termos da velocidade de injeção, igual a 4. As velocidades axiais divergem mais na região central, mostrando melhor concordância para raios próximos ao raio do tubo.

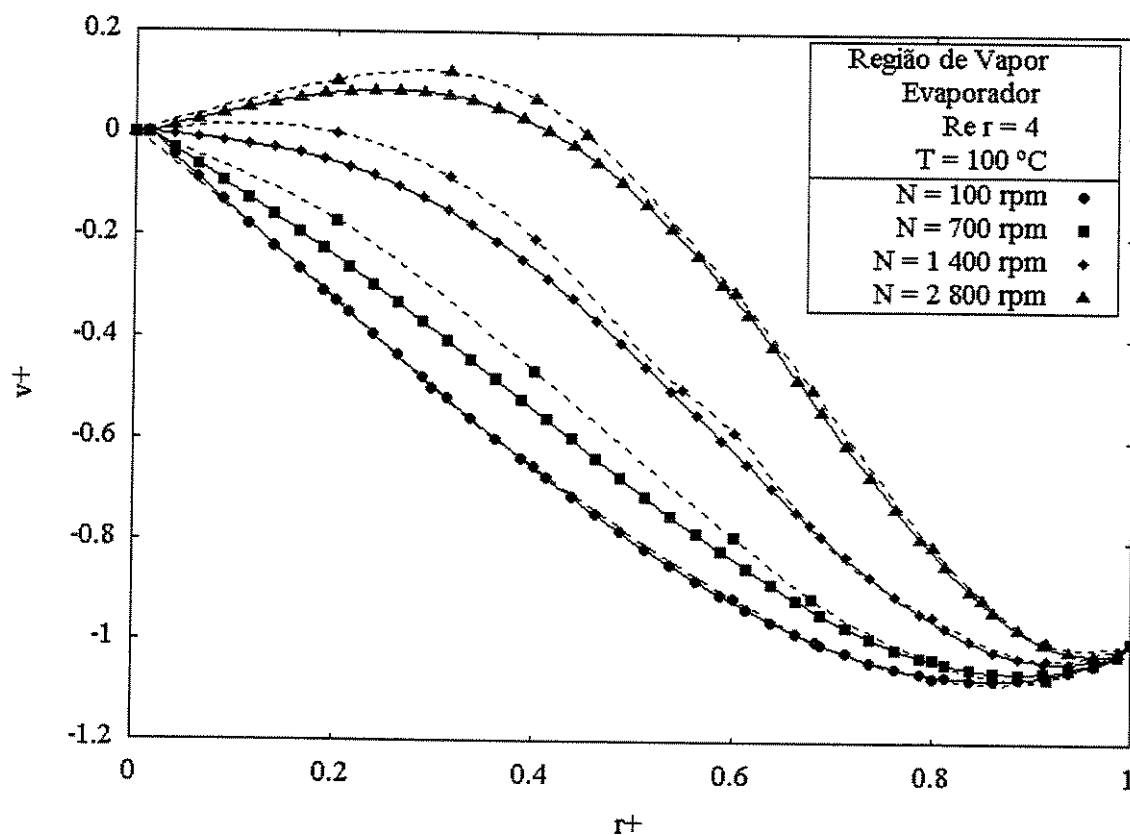


Figura 4.12 Velocidade radial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.

Na Figura 4.12 são mostrados perfis de velocidade radial adimensionalizada em função do raio adimensionalizado, para diferentes velocidades angulares e um número de Reynolds radial igual a 4. Como pode ser visto, as velocidades radiais apresentam boa concordância para toda a faixa de velocidades angulares apresentada.

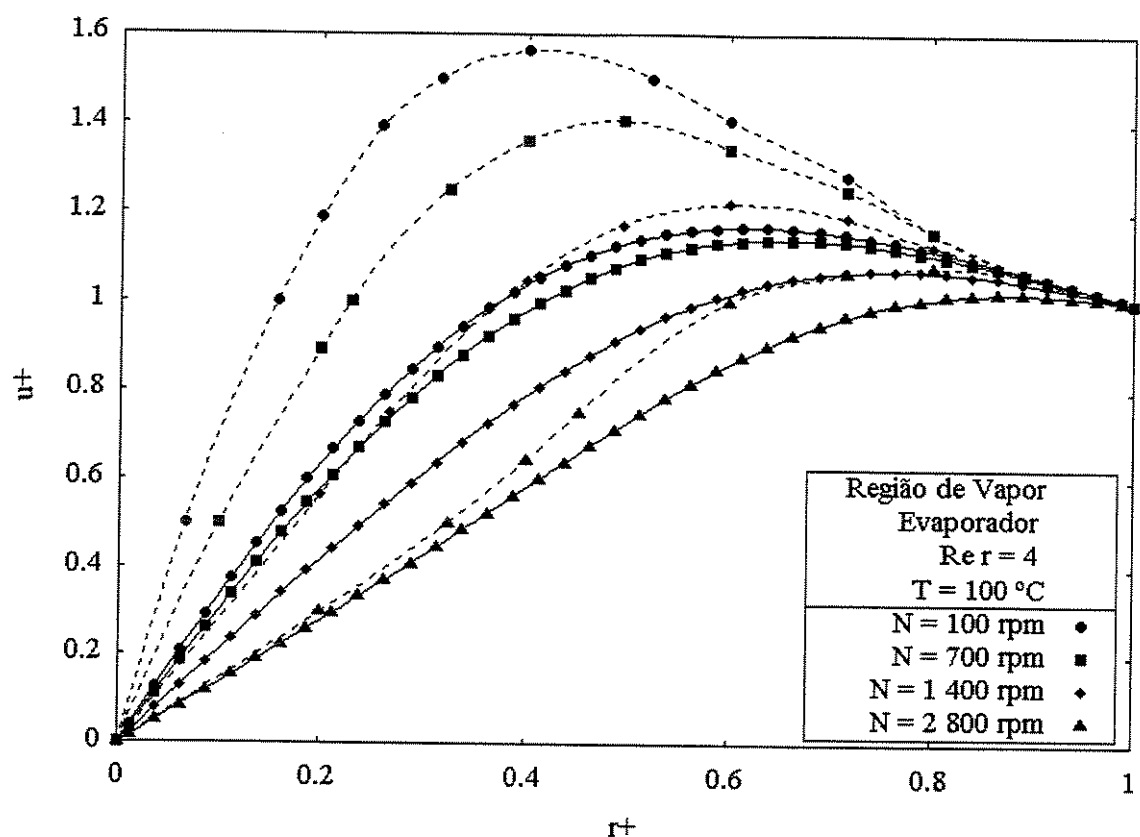


Figura 4.13 Velocidade tangencial normalizada ao longo do raio para $Re_r = 4$, no ponto médio do evaporador. Linhas tracejadas: Faghri et al. (1993). Linhas contínuas: presente trabalho.

Na Figura 4.13 são mostrados perfis de velocidade tangencial adimensionalizada em função do raio adimensionalizado, para diferentes velocidades angulares e um número de Reynolds radial igual a 4. Embora, na comparação com os resultados de FAGHRI et al. (1993), as curvas diverjam significativamente para baixas velocidades angulares, para velocidades angulares maiores parecem apresentar uma melhor concordância.

Capítulo 5

Resultados e Discussão

5.1 Introdução

O tubo de calor estudado no presente trabalho possui as seguintes características.

- Comprimento total: 1,0 m
- Comprimento do evaporador: 0,5 m
- Comprimento do condensador: 0,5 m
- Espessura da região porosa: 0,0073 m
- Material da região porosa: sinterizado de bronze
- Raio das partículas sinterizadas: 0,000683 m
- Fluido de trabalho: água

Simulações foram feitas com diversas combinações dos parâmetros: velocidade angular, taxa de transferência de calor, temperatura de operação, raio da região de vapor e porosidade da região de escoamento do líquido. Os valores para esses parâmetros são os apresentados abaixo.

- Raios da região de vapor: 0,0100, 0,0127 e 0,0150 m
- Porosidades da região porosa: 0,360, 0,400 e 0,440
- Temperaturas de operação: 100, 120 e 140°C
- Densidade de fluxo de calor: 10, 20, 40, 50, 80, 100, 150 e 200 kW/m²
- Velocidade angular de rotação: 0, 1200, 2400, 3600, 4800, 6000, 7200, 8 400, 9600, 10800 e 12 000 rpm

O raio do tubo (R_0) corresponde à soma do raio da região de vapor com a espessura da região porosa, conforme pode ser visto na Figura 3.1.

5.2 Perfis de velocidades e pressões

Alguns gráficos são apresentados na presente seção com a finalidade de familiarizar o leitor com a complexidade inerente ao funcionamento de tubos de calor rotativos.

Para o completo entendimento dos gráficos apresentados nessa seção, e nas subseqüentes, devem ser feitas as seguintes considerações. Com relação à Figura 3.1, tanto para a região de vapor quanto para a região porosa, as velocidades são positivas da esquerda para a direita e de baixo para cima; negativas da direita para a esquerda e de cima para baixo. Também, a não ser que haja outra indicação, os gráficos foram obtidos para uma porosidade de 0,440 e um raio da região de vapor igual a 0,0127 m.

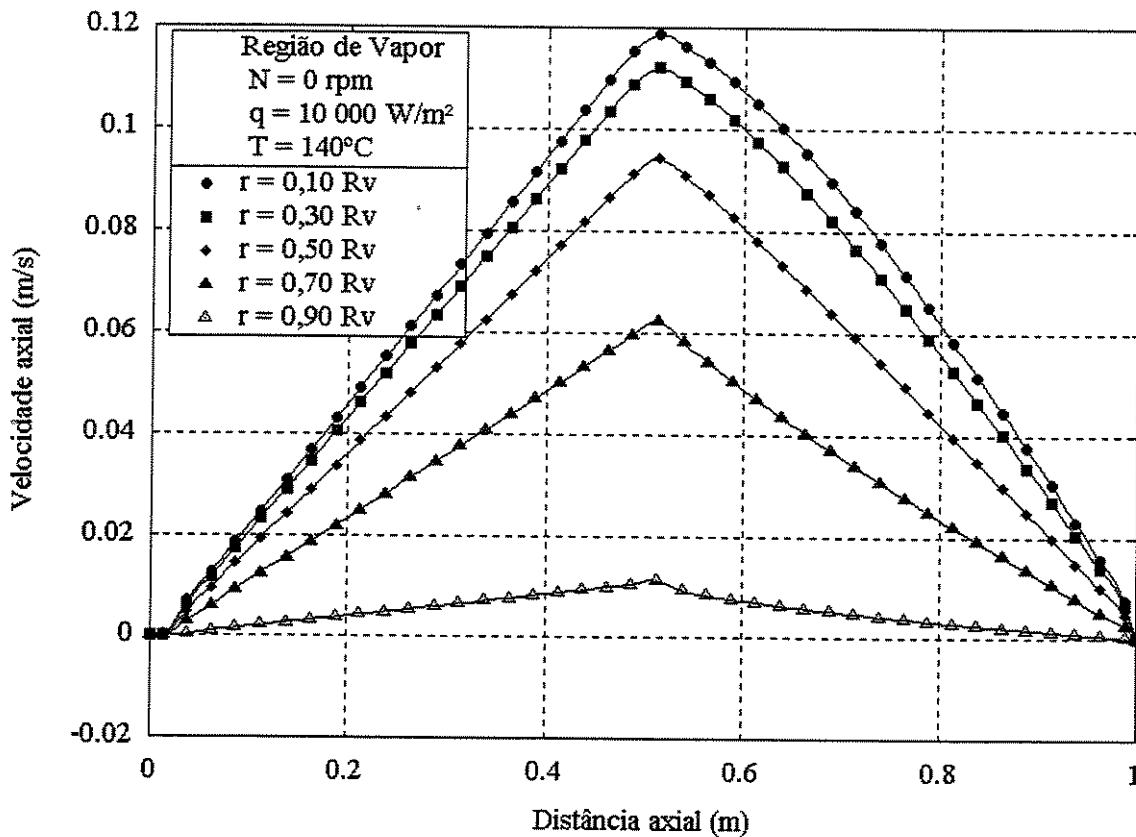


Figura 5.1 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de $10\,000 \text{ W/m}^2$.

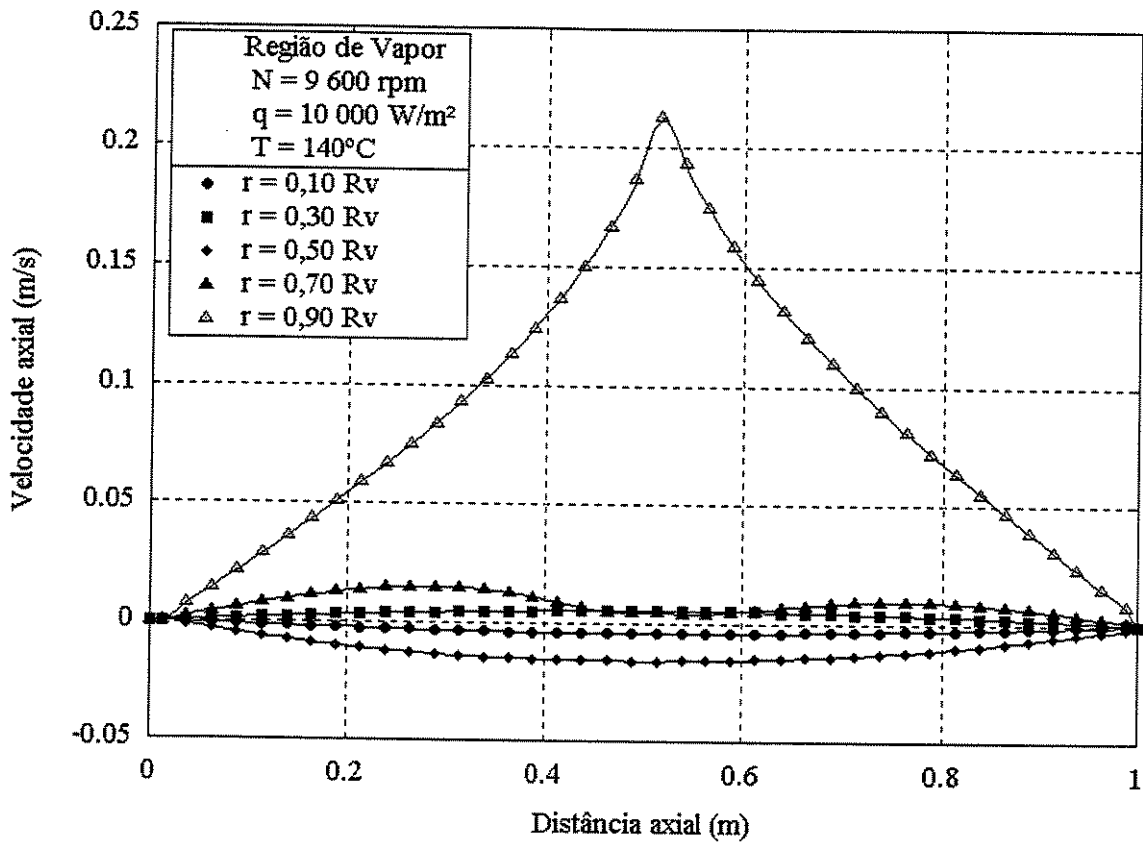


Figura 5.2 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

Comparando-se as Figuras 5.1 e 5.2 podem-se ver os efeitos da presença de rotação sobre as velocidades axiais na região de vapor. A Figura 5.1 representa uma situação na qual não existe rotação, sendo que o escoamento se caracteriza por velocidades axiais decrescentes com o aumento do raio do tubo. No sentido axial, as velocidades crescem até a metade do tubo correspondente ao final da região do evaporador, devido à injeção de massa na região, e decrescem até o final do tubo devido à retirada de massa nesse segmento, correspondente ao condensador. A presença de rotação, assinalada na Figura 5.2, não somente desloca a região de máxima velocidade do centro do tubo para junto à interface líquido-vapor, como também provoca o aparecimento de **escoamento reverso**, evidenciado por velocidades negativas, para algumas distâncias radiais.

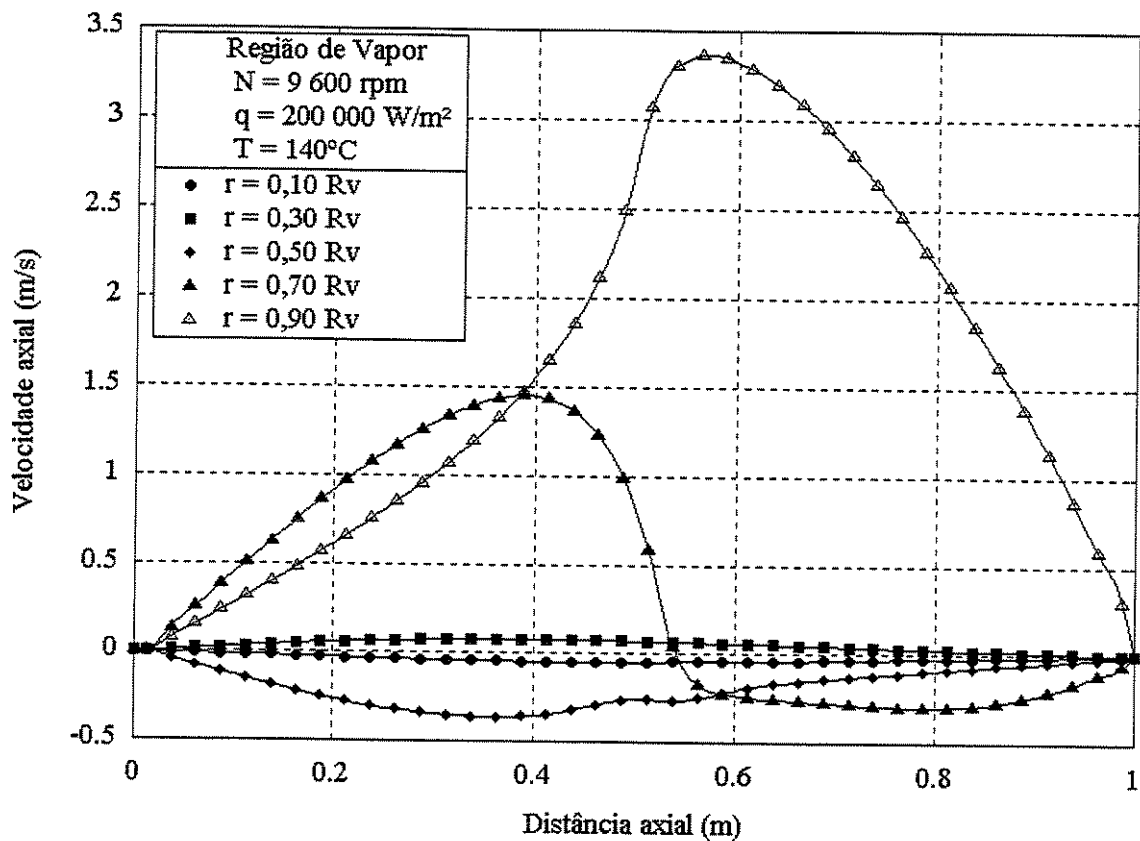


Figura 5.3 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m².

Um aumento significativo na complexidade do escoamento pode ser verificado quando, além da rotação, há um incremento na taxa de transferência de calor. Isso é visto comparando-se as Figuras 5.2 e 5.3. Pode-se observar que, além de uma alteração nos perfis de velocidades há um incremento na ordem de magnitude das velocidades axiais, na Figura 5.3, a fim de atender a uma maior taxa de transferência de calor.

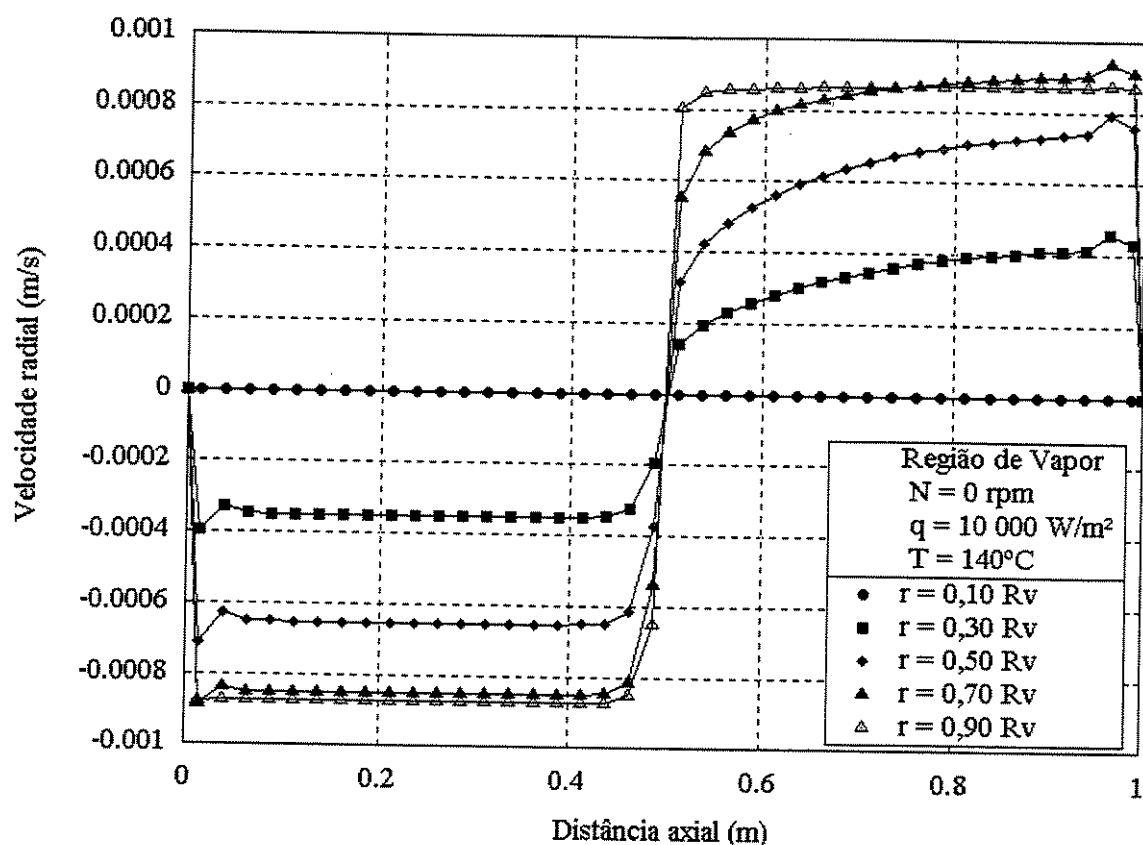


Figura 5.4 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de $10\,000 \text{ W/m}^2$.

Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial do tubo podem ser vistos nas Figuras 5.4 e 5.5. Na Figura 5.4, correspondente ao caso sem rotação, velocidades radiais negativas na porção inicial do tubo, (evaporador), são devidas à “injeção” de vapor que se verifica na interface; velocidades radiais positivas na porção final do tubo, (condensador), se devem à sucção de vapor na interface. Ainda na Figura 5.4, observam-se as maiores velocidades negativas próximas à interface líquido-vapor, no segmento correspondente ao evaporador, as quais vão diminuindo gradativamente em direção ao centro do tubo; no segmento correspondente ao condensador observa-se uma imagem quase especular à do evaporador. Comparando-se as Figuras 5.4 e 5.5, pode-se observar uma diminuição na ordem de magnitude dos valores das velocidades radiais, bem como uma desestruturação dos perfis, associadas à presença de rotação

(Figura 5.5). Observa-se também que, não obstante a presença de rotação, conservam-se, próximo à interface líquido-vapor ($r = 0,9 R_v$), velocidades negativas (de “injeção”) no segmento correspondente ao evaporador e velocidades positivas (de “sucção”) no segmento correspondente ao condensador, o que possibilita a manutenção da dinâmica de funcionamento do tubo de calor, mesmo com rotação.

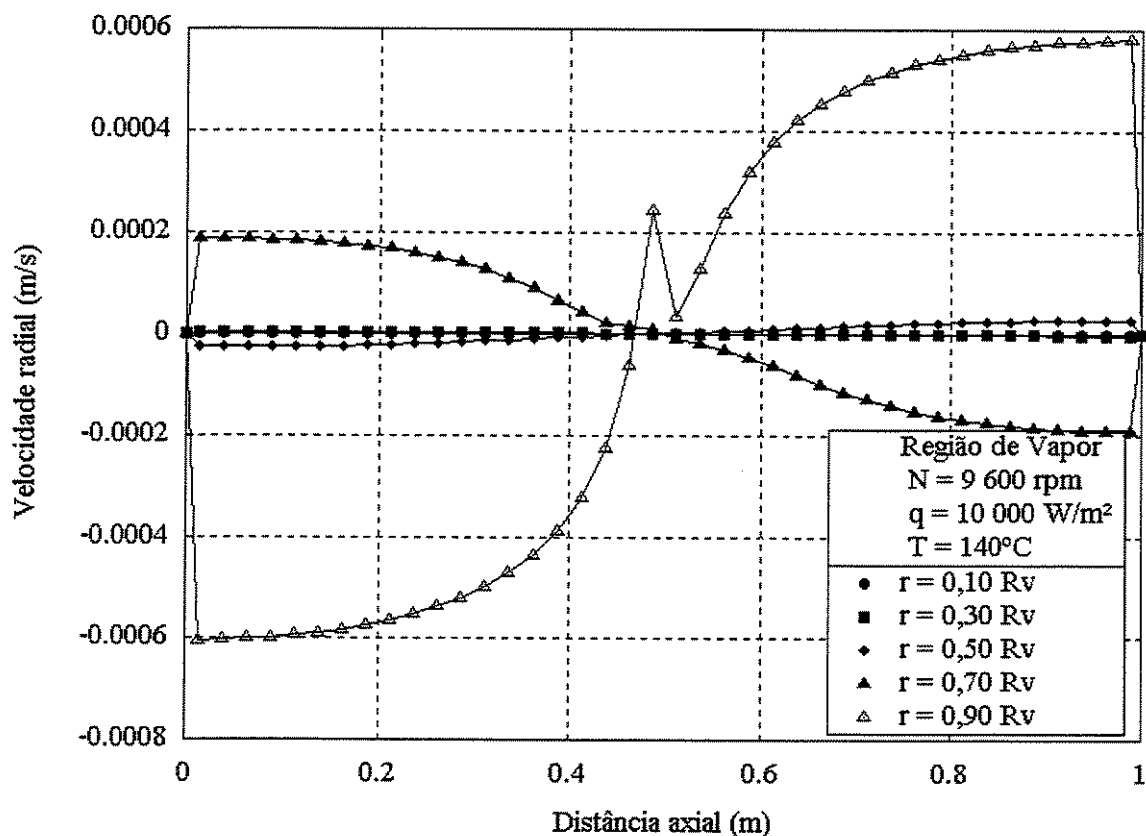


Figura 5.5 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

Como resultado do incremento nas taxas de transferência de calor, observa-se também um incremento na ordem de magnitude das velocidades radiais, além de uma alteração nos perfis destas velocidades. Isso pode ser visto comparando-se a Figura 5.5 à Figura 5.6. A dinâmica de funcionamento do tubo é garantida pela presença de velocidades negativas próximas à interface,

no segmento correspondente ao evaporador, e velocidades positivas no segmento correspondente ao condensador.

Nas Figuras 5.5 e 5.6 podem ser vistos pontos de mudança no sentido das velocidades radiais, para distâncias axiais próximas à metade do tubo e para raios próximos à interface ($r = 0,9 R_v$ e $r = 0,7 R_v$). Tal se dá devido a ser esta a região limítrofe entre o evaporador, no qual se verificam velocidades negativas (de “injeção”) e o condensador, com velocidades positivas (de “sucção”).

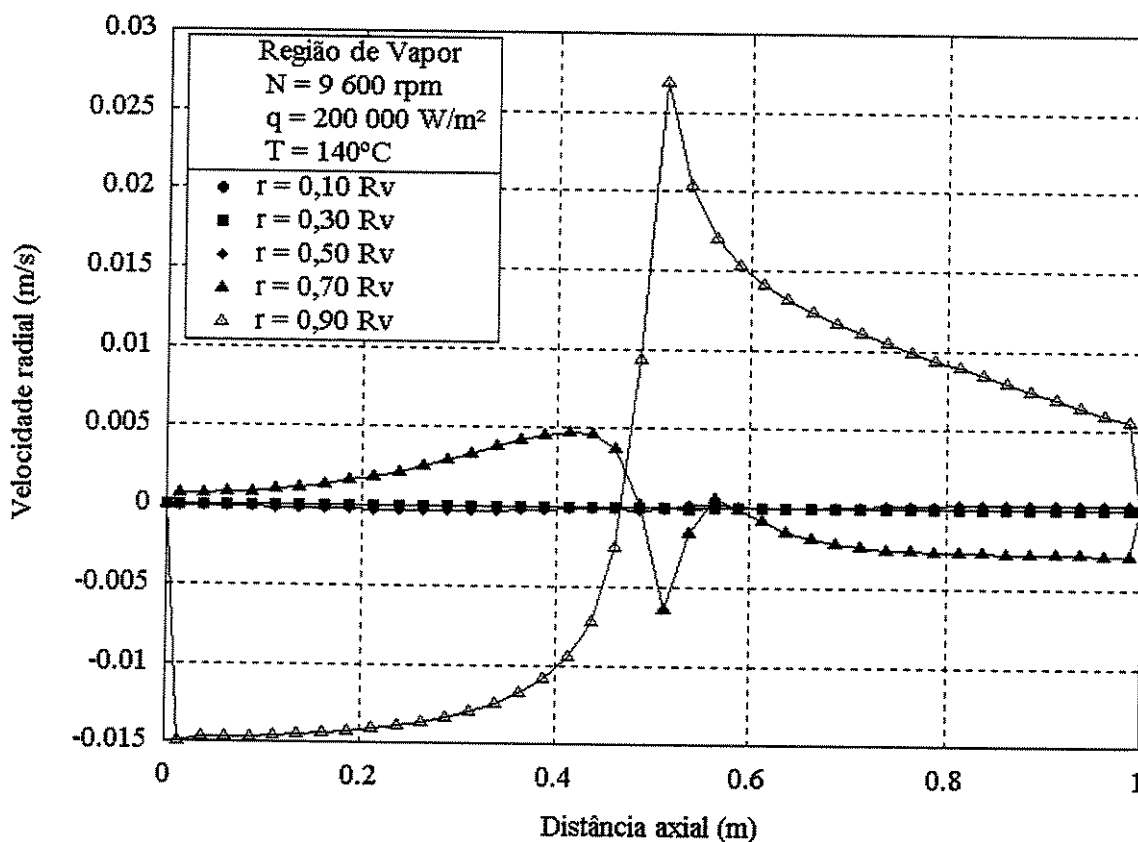


Figura 5.6 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m².

As Figuras 5.7 a 5.9 fornecem alguns elementos a respeito do comportamento das velocidades tangenciais na região de vapor. Comparando-se as Figuras 5.7 e 5.8 observa-se o efeito do aumento na velocidade angular de rotação sobre as velocidades tangenciais. O efeito do incremento na taxa de transferência de calor pode ser visto comparando-se as Figuras 5.8 e 5.9. Observando-as em conjunto, constata-se que a ordem de magnitude das velocidades tangenciais aumenta tanto com o incremento da rotação quanto com o incremento da taxa de transferência de calor. Chama a atenção também, nos três casos apresentados, a inversão no sentido do escoamento tangencial com a distância axial. Ora o vapor escoar no mesmo sentido de rotação do tubo de calor (velocidades positivas), ora no sentido contrário (velocidades negativas), sendo o ponto de inflexão por volta da seção que separa a região do condensador da região do evaporador.

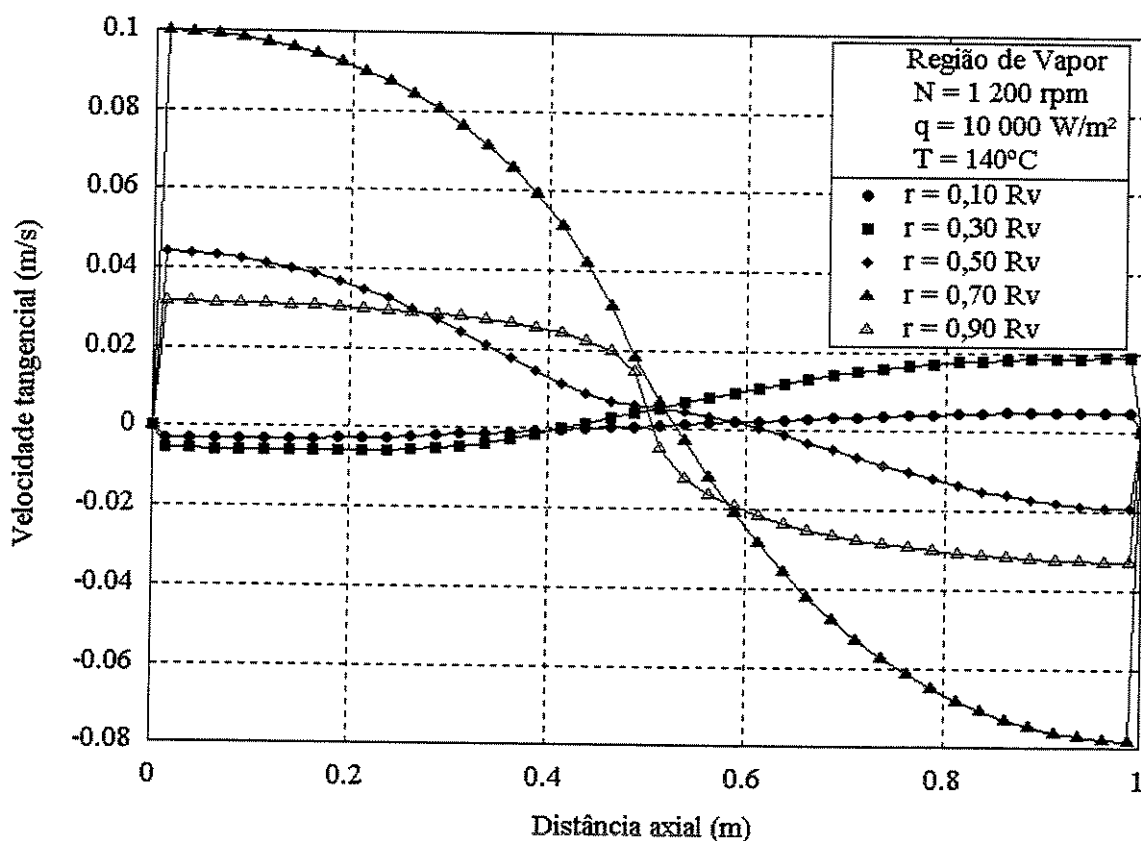


Figura 5.7 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 1 200 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

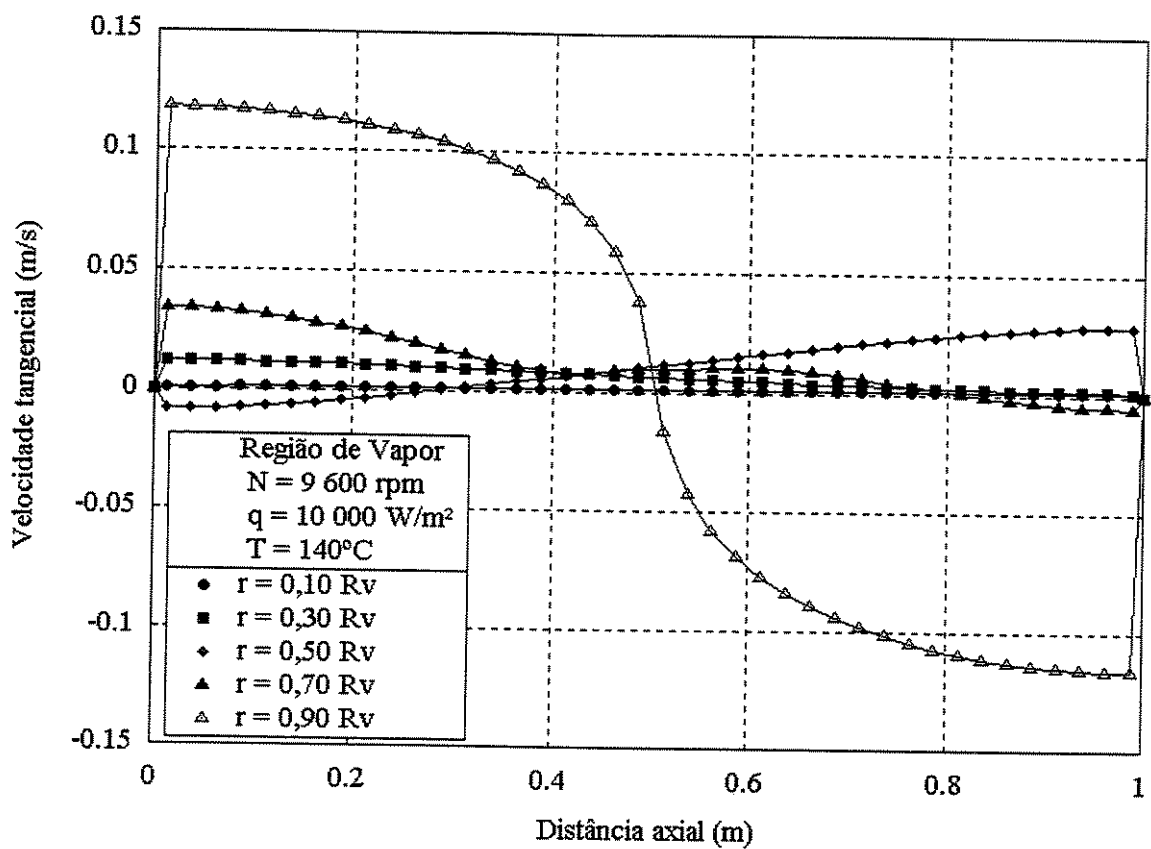


Figura 5.8 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

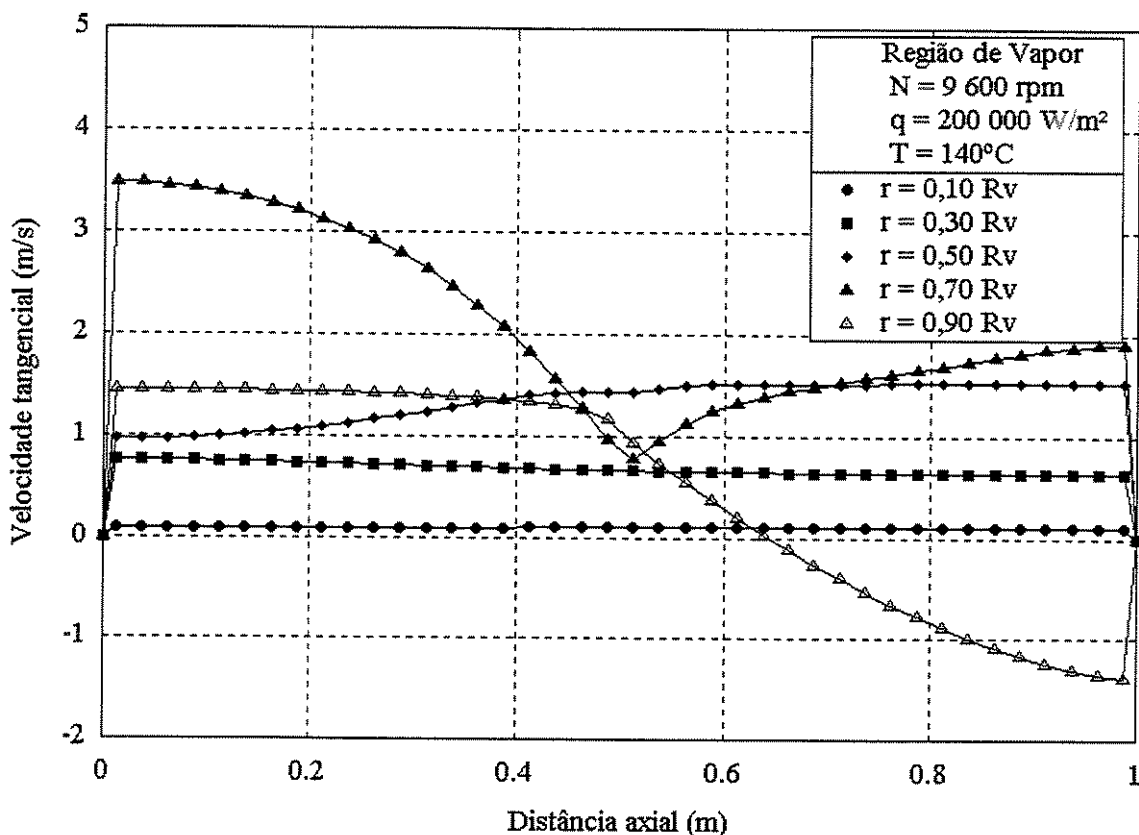


Figura 5.9 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m².

A Figura 5.10 mostra que, na ausência de rotação, não há variações perceptíveis nos perfis de pressões ao longo do eixo radial (por esta razão os símbolos correspondentes aos diversos raios se sobrepõem). Para todas as distâncias radiais os perfis de pressões permanecem os mesmos, com maiores pressões no evaporador e menores no condensador. Isso é fisicamente consistente e necessário para que o escoamento se dê no sentido do evaporador para o condensador, na região de vapor. A pequena recuperação de pressão na região do condensador, vista na Figura 5.10, pode ser creditada à desaceleração do vapor nessa região devida à retirada de massa com a condensação.

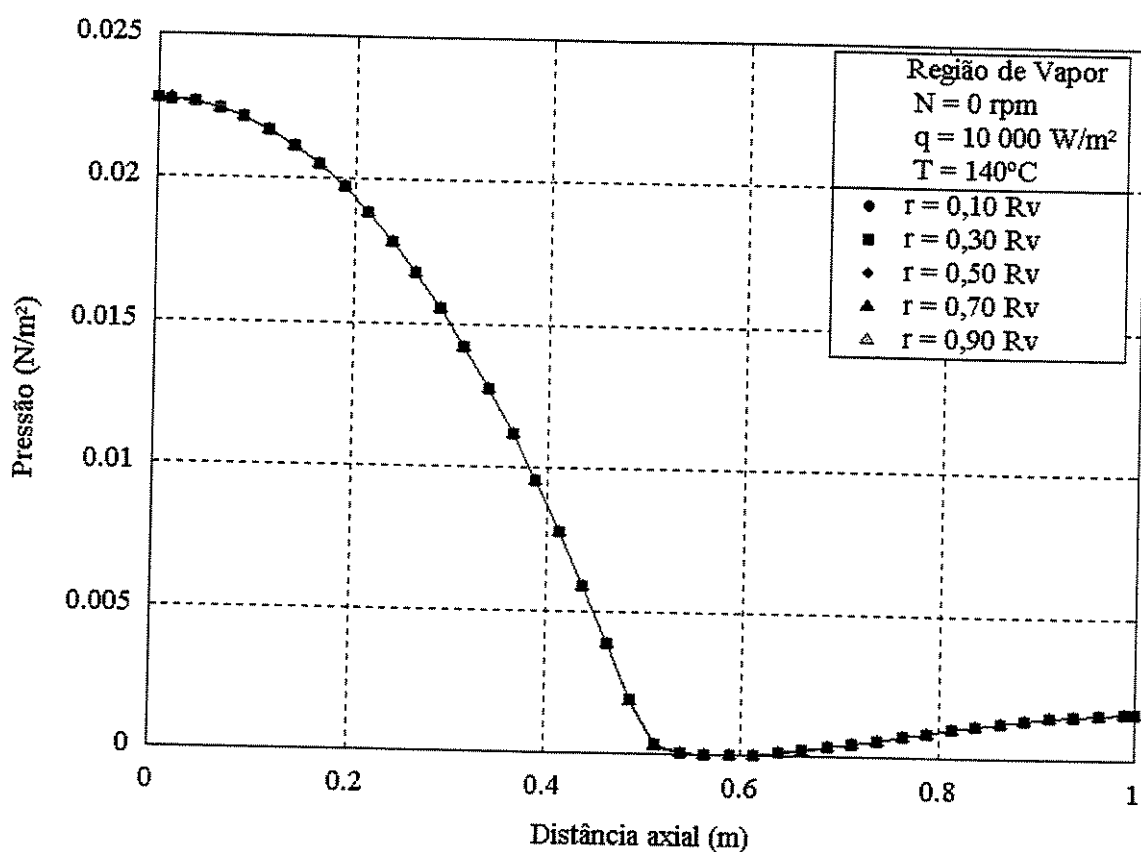


Figura 5.10 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de $10\,000 \text{ W/m}^2$.

Devido à força centrífuga, surgida com a rotação, esperam-se não somente maiores valores para as pressões de vapor no tubo de calor, como também um incremento nos valores das pressões na direção radial, no sentido do centro para a interface líquido-vapor. Isso pode ser observado comparando-se as Figuras 5.10 e 5.11. Um aumento na taxa de transferência de calor também amplia os valores de pressões, como pode ser visto comparando-se as Figuras 5.11 e 5.12.

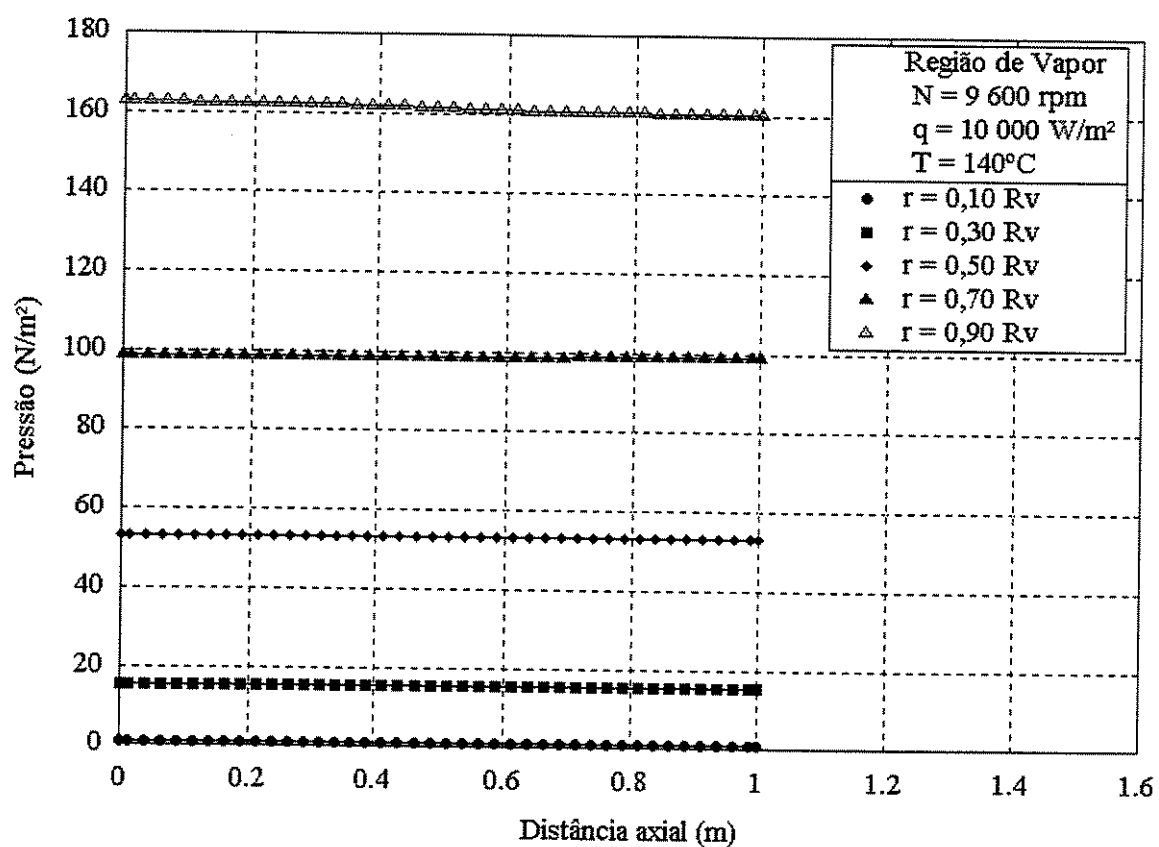


Figura 5.11 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

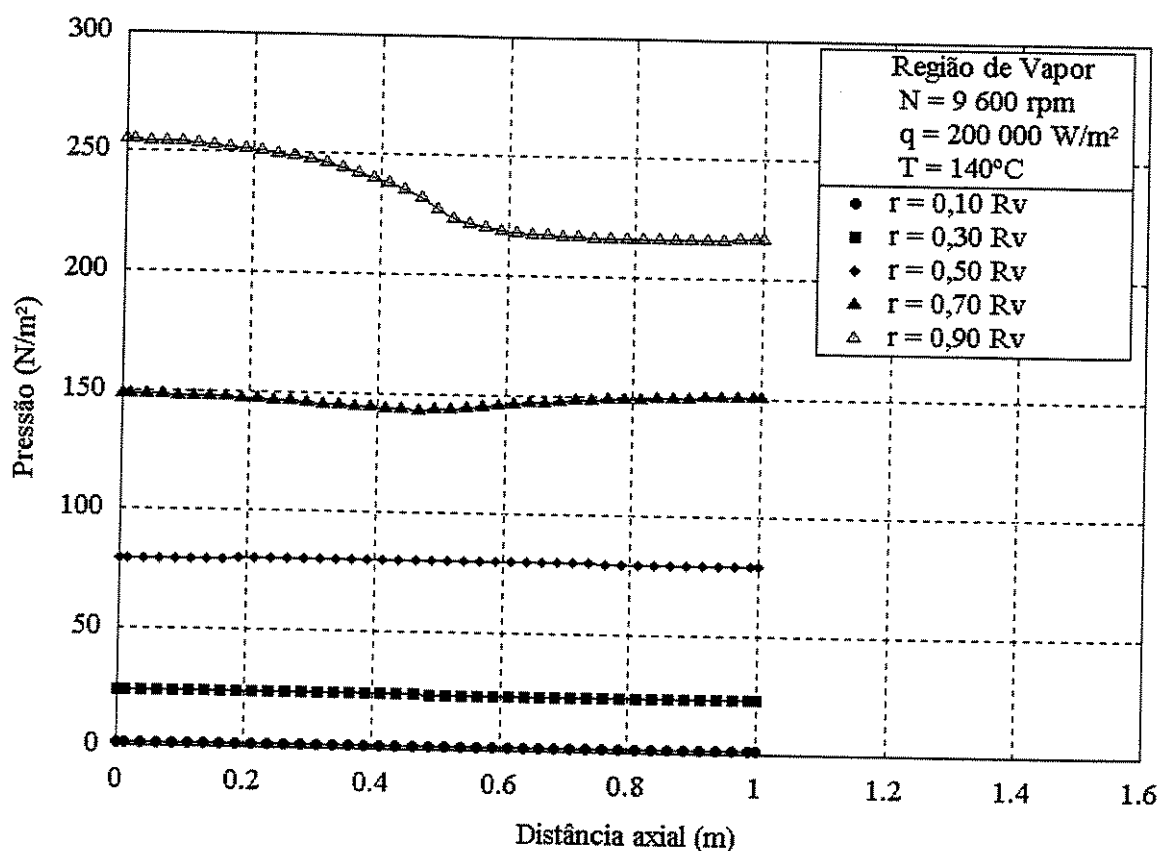


Figura 5.12 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região de vapor, para distâncias radiais escolhidas como frações do raio da região de vapor, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 200 000 W/m².

A Figura 5.13 mostra que as pressões na região porosa são maiores no condensador que no evaporador, o que é coerente com o sentido do escoamento do condensado da primeira região para a segunda. A mesma figura indica também que os perfis de pressões, na ausência de rotação, são invariáveis com as distâncias radiais (por isso os símbolos correspondentes às diversas espessuras se sobrepõem).

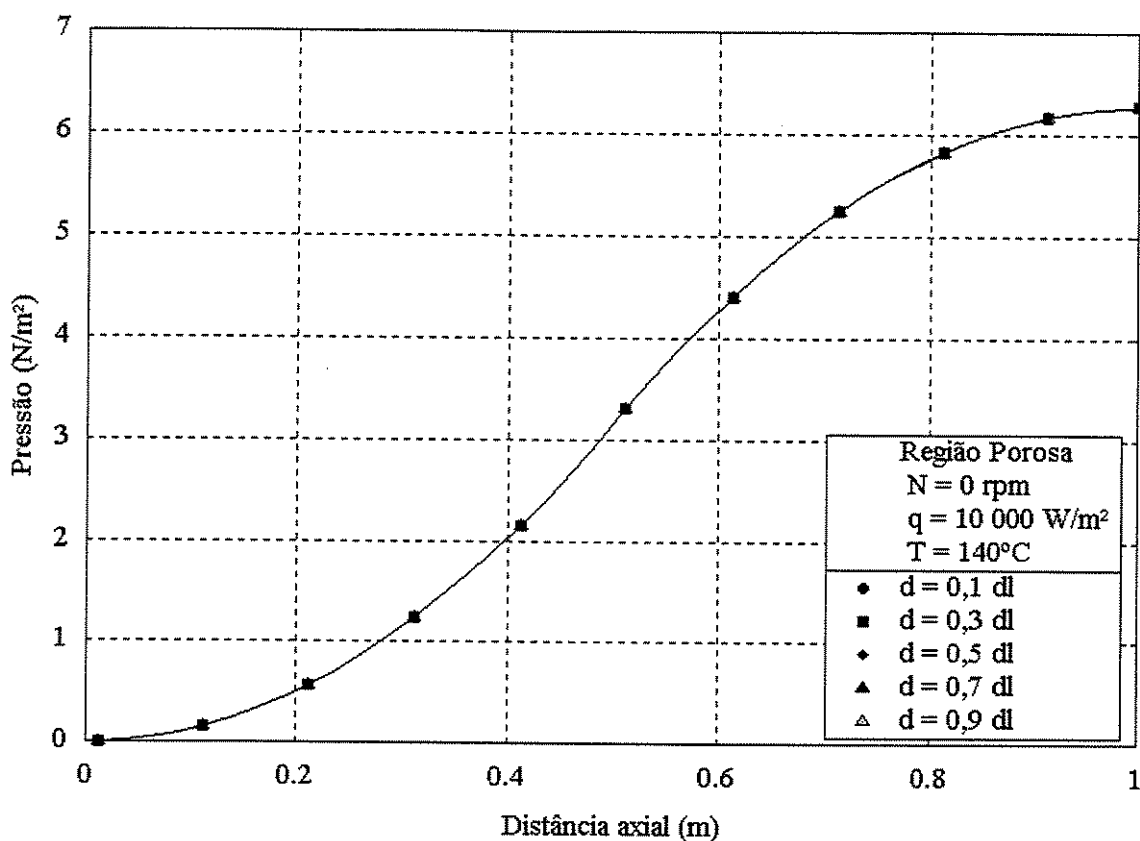


Figura 5.13 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região porosa, para distâncias radiais escolhidas como frações da espessura da região porosa, para o caso sem rotação e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

A Figura 5.14 mostra a influência da presença da rotação sobre a distribuição de pressões no meio poroso. Comparando-se as Figuras 5.13 e 5.14 pode-se observar que a presença da força centrífuga associada à rotação do tubo faz incrementar muito a pressão na região porosa. Além disso, a presença de rotação faz com que a pressão seja tanto maior quanto mais afastado se estiver da interface líquido-vapor (Figura 5.14). Embora não possa ser visto com clareza, como na Figura 5.13, devido à escala utilizada, também para rotações elevadas a pressão é maior no condensador que no evaporador para uma dada distância radial. É esta distribuição de pressões que faz com que haja o retorno do líquido para o evaporador, na região porosa.

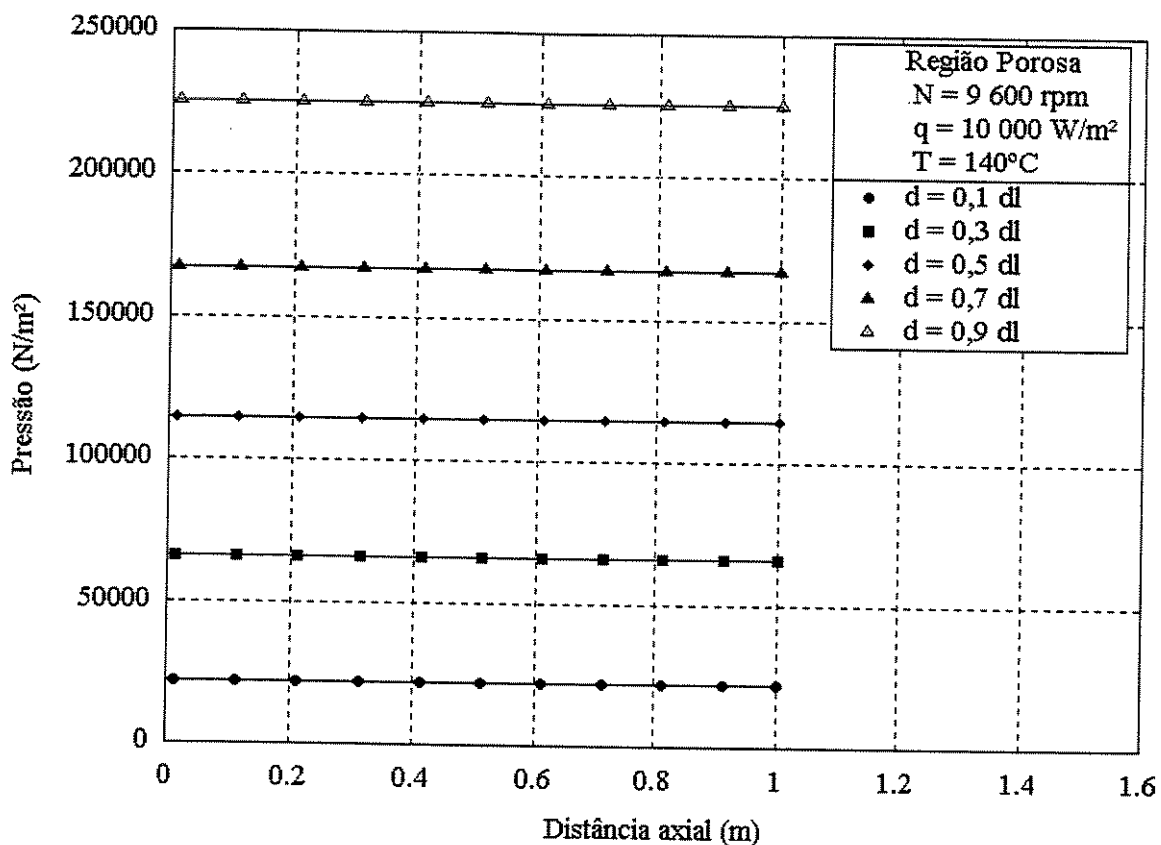


Figura 5.14 Perfis de pressões ao longo do eixo axial, na região porosa, para distâncias radiais escolhidas como frações da espessura da região porosa, para velocidade angular de rotação de 9 600 rpm e taxa de transferência de calor de 10 000 W/m².

5.3 Análise local do funcionamento do tubo de calor rotativo

Na presente seção, um certo número de gráficos é apresentado com o intuito de mostrar os efeitos dos principais parâmetros inerentes ao funcionamento de tubos de calor rotativos: as **velocidades angulares de rotação** e as **taxas de transferência de calor** impostas àqueles.

Também são mostrados gráficos que indicam as implicações decorrentes de alterações da **temperatura de operação**, da **porosidade**, e do parâmetro geométrico **raio da região de vapor**.

5.3.1 Velocidades angulares de rotação e perfis de velocidades

Nas Figuras 5.15 e 5.16 são apresentados os efeitos da presença de rotação sobre os perfis de velocidades axiais, na região de vapor, ao longo do eixo radial do tubo. Em ambas figuras, pode-se ver que a presença da rotação sobre o escoamento desloca a região de máxima velocidade do centro do tubo (em relação ao perfil de velocidades para o caso sem rotação ($N = 0$ rpm)) para junto à interface líquido-vapor, de modo tão mais intenso quanto maiores forem as velocidades angulares. Também se observa a ocorrência de **escoamento reverso** (velocidades negativas) imediatamente abaixo (em direção ao centro do tubo) da região de máximas velocidades junto à interface.

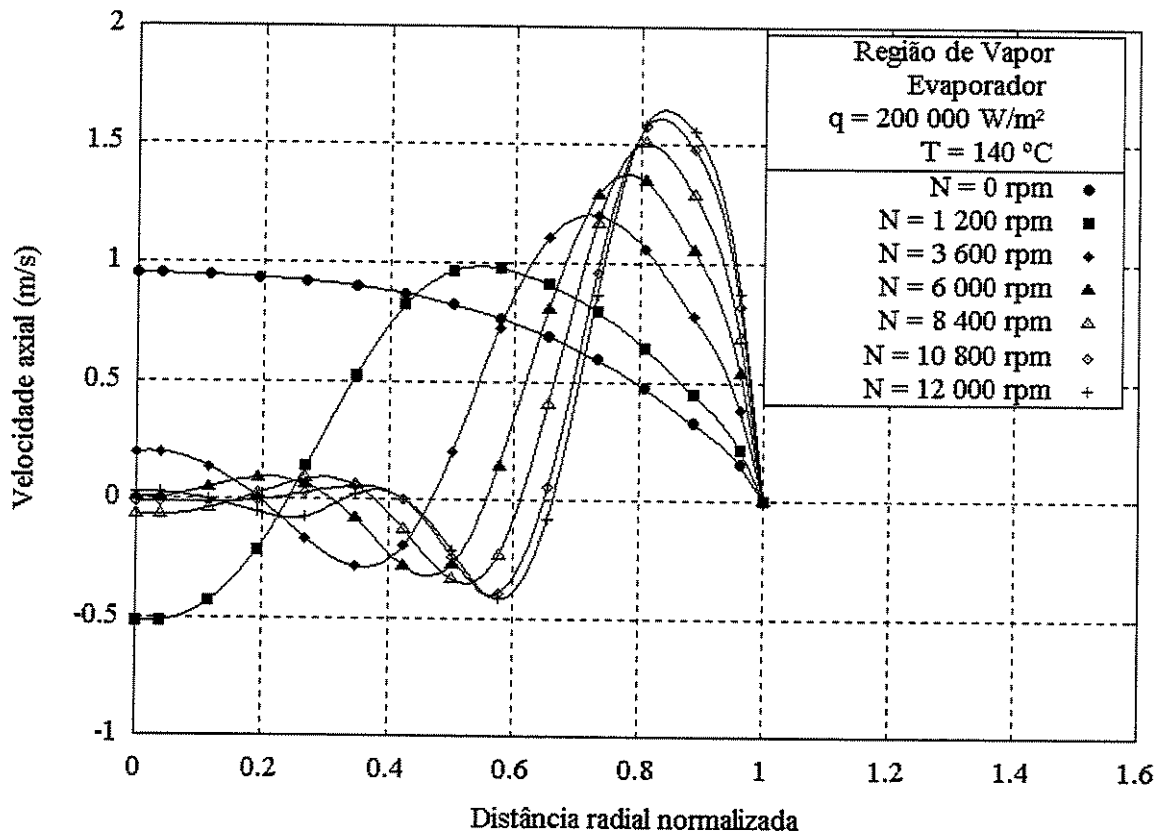


Figura 5.15 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Ainda, comparando-se o evaporador (Figura 5.15) ao condensador (Figura 5.16), em relação às velocidades axiais, pode-se verificar maiores valores de velocidades no condensador, bem como um estreitamento da região de máximas velocidades junto à interface líquido-vapor. Pode-se creditar tal ocorrência ao efeito da “sucção” do vapor na interface do condensador, em oposição à “injeção” de vapor no evaporador.

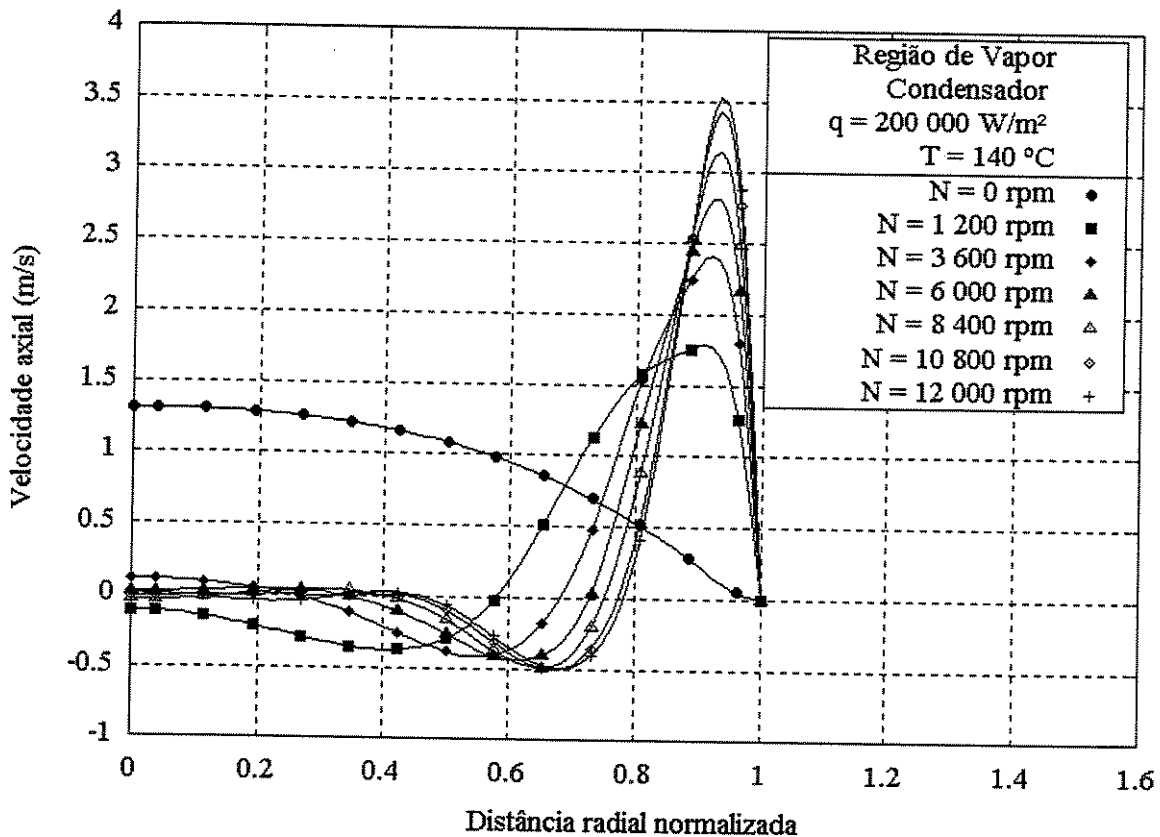


Figura 5.16 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

O escoamento axial do líquido no meio poroso, assim como na região de vapor, é sensível à presença de rotação. A Figura 5.17 mostra perfis de velocidades axiais na região porosa para uma região próxima à interface, enquanto a Figura 5.18 mostra tais perfis para uma região afastada da interface. Comparando-se as Figuras 5.17 e 5.18, uma observação pode ser feita: o

incremento na velocidade angular resulta em velocidades axiais do líquido maiores, próximo à interface líquido-vapor, e menores junto à parede externa do tubo. A explicação para tal fenômeno, entretanto, é simples. A dinâmica de escoamento se dá, no meio poroso, quase que exclusivamente nas proximidades da interface líquido-vapor, porque é na interface que há intercâmbio de massa com a região de vapor. Além disso, devido ao incremento da pressão próximo à parede externa (no interior da região porosa), com o aumento da força centrífuga, surgida com a rotação do tubo (Figura 5.14), vai sendo criado, nesta região, uma zona de estagnação. O aumento da pressão com a rotação, em tal sítio, vai tornando cada vez mais difícil a penetração de líquido no mesmo, de forma que a circulação, com efeito, fica restrita às cercanias da interface.

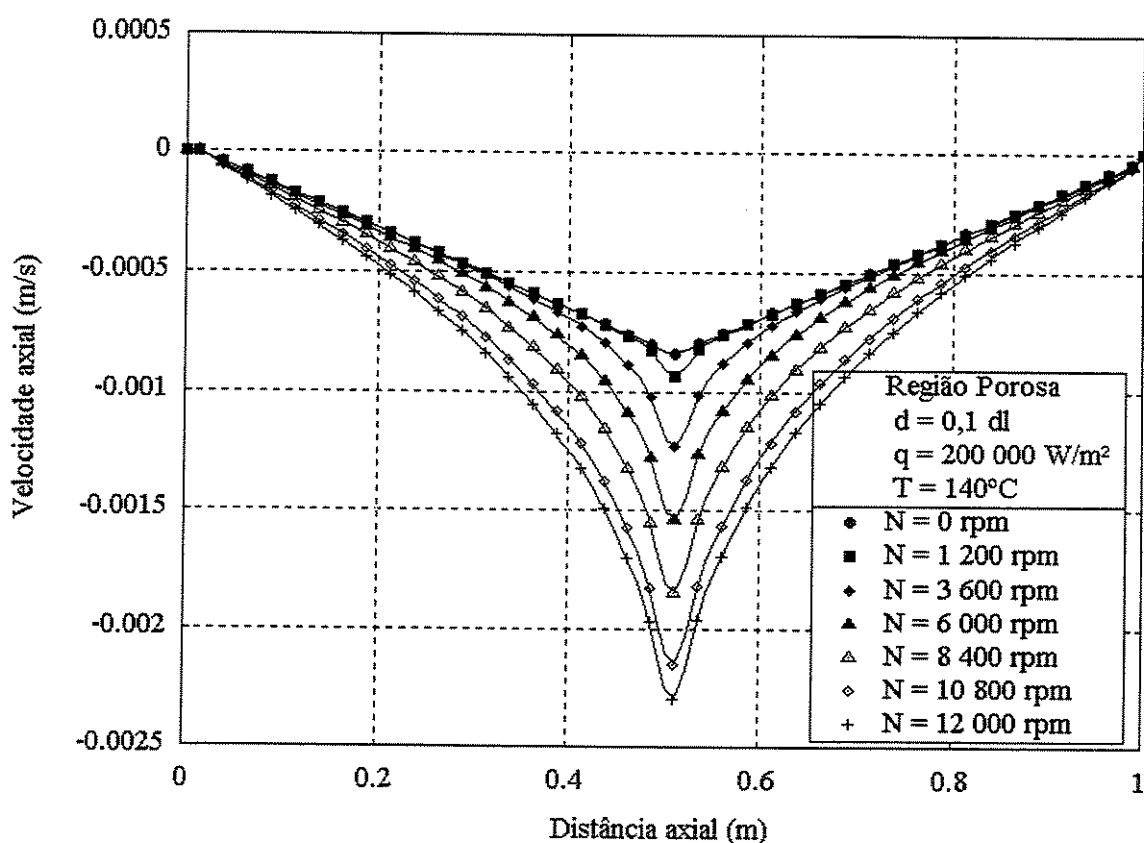


Figura 5.17 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares do tubo de calor.

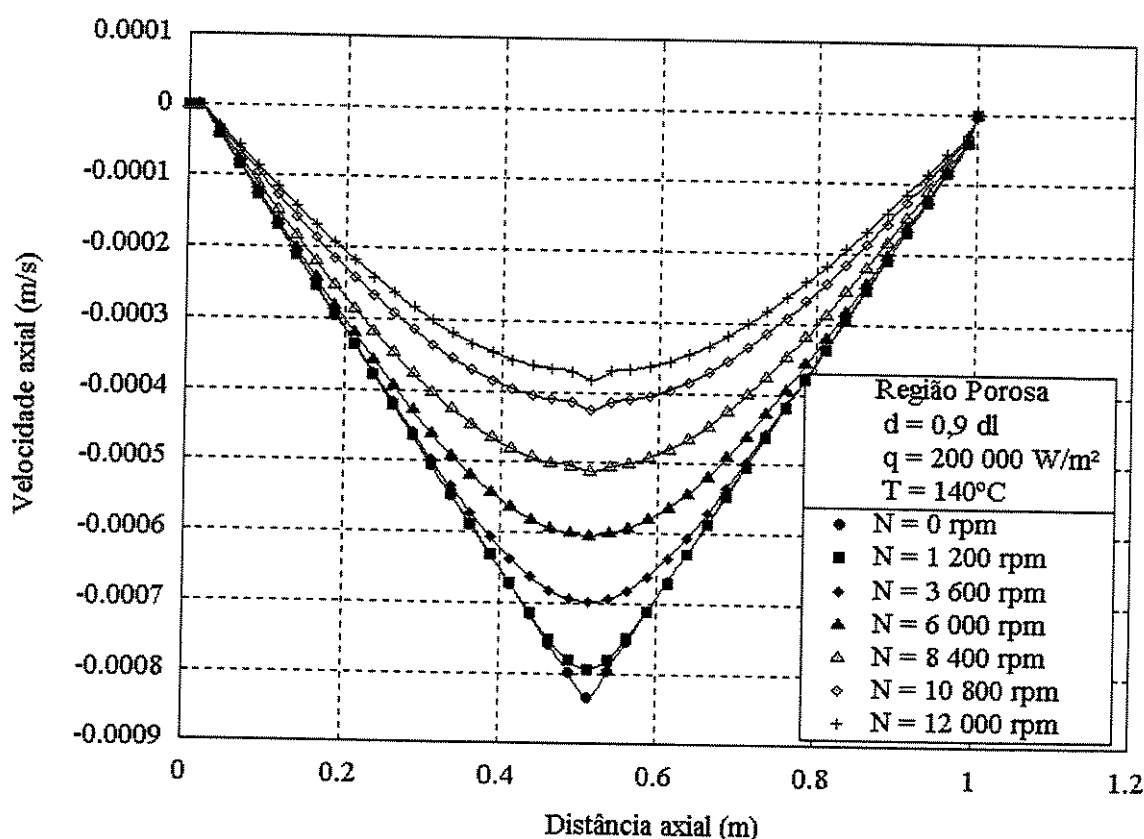


Figura 5.18 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 90% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares do tubo de calor.

As Figuras 5.19 e 5.20 mostram o comportamento da velocidade radial, na região de vapor, ao longo do eixo radial, no evaporador e no condensador, respectivamente, com a variação da velocidade angular. Observa-se em ambas figuras que a presença de rotação atua contrapondo-se ao sentido dominante das velocidades radiais, decorrente somente da existência de transferência de calor (caso sem rotação, $N = 0 \text{ rpm}$). Assim, no evaporador (Figura 5.19) surgem velocidades radiais positivas e no condensador (Figura 5.20) negativas, como consequência da rotação.

Poder-se-ia criar a expectativa de que o aumento da rotação tenderia a diminuir a magnitude da velocidade de “injeção” no evaporador e aumentar a magnitude da velocidade de “sucção” no condensador. Tal comportamento, entretanto, não se verifica. O que se verifica é

uma insensibilidade das velocidades de “injeção” e de “sucção” à rotação. Isso se deve ao modelo matemático adotado, no qual a condição de contorno na interface líquido-vapor é também uma condição de acoplamento entre as regiões de vapor e de líquido, (Equação 3.14.a). Tal condição de contorno constitui-se tão-somente de um balanço de energia térmica, não levando em consideração quaisquer influências da energia cinética rotacional. É essa omissão no modelo matemático que explica a invariabilidade da condição de contorno na interface e o fato de que as Figuras 5.19 e 5.20 são imagens quase espaciares uma da outra. Por essa razão, sugere-se a inclusão de um termo de energia cinética no balanço de energia na interface, como continuidade à investigação iniciada no presente trabalho.

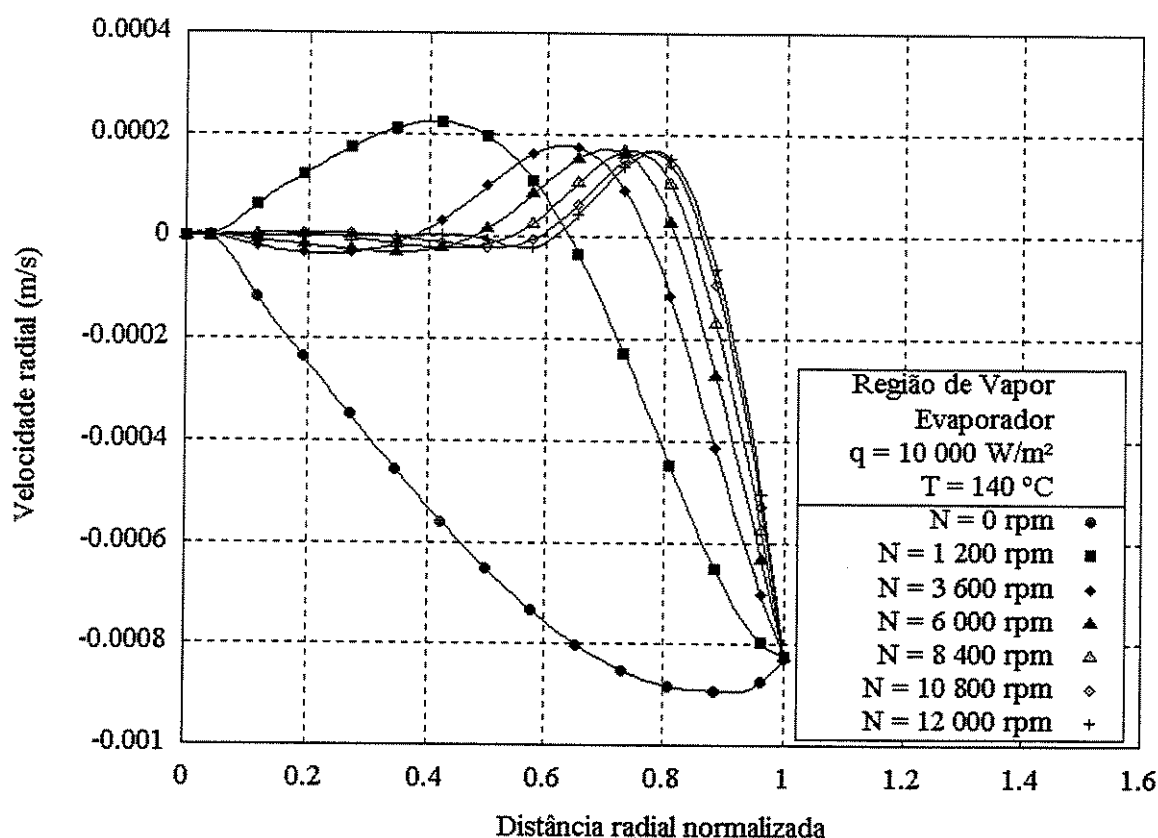


Figura 5.19 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

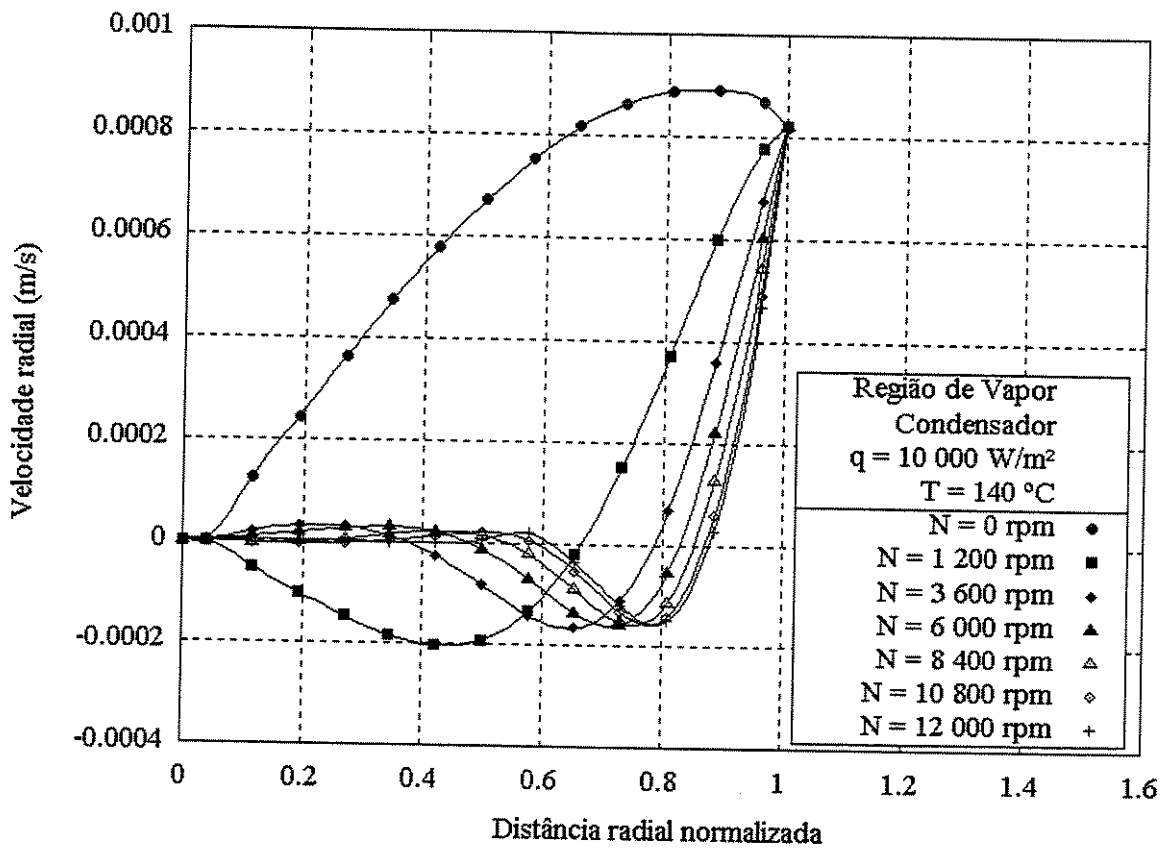


Figura 5.20 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Já na região porosa, o efeito da rotação parece ser desprezível para o perfil de velocidades radiais, como se pode deduzir da Figura 5.21. A Figura 5.21 retrata uma região próxima à região de velocidades radiais máximas, ou seja, a interface líquido-vapor. A seção do evaporador, à esquerda no gráfico, é caracterizada por velocidades radiais negativas, ou seja, que na interface serão de “injeção” de massa para a região de vapor. A seção do condensador, à direita no gráfico, se caracteriza por velocidades radiais positivas, as quais na interface serão de “sucção” de massa da região de vapor.

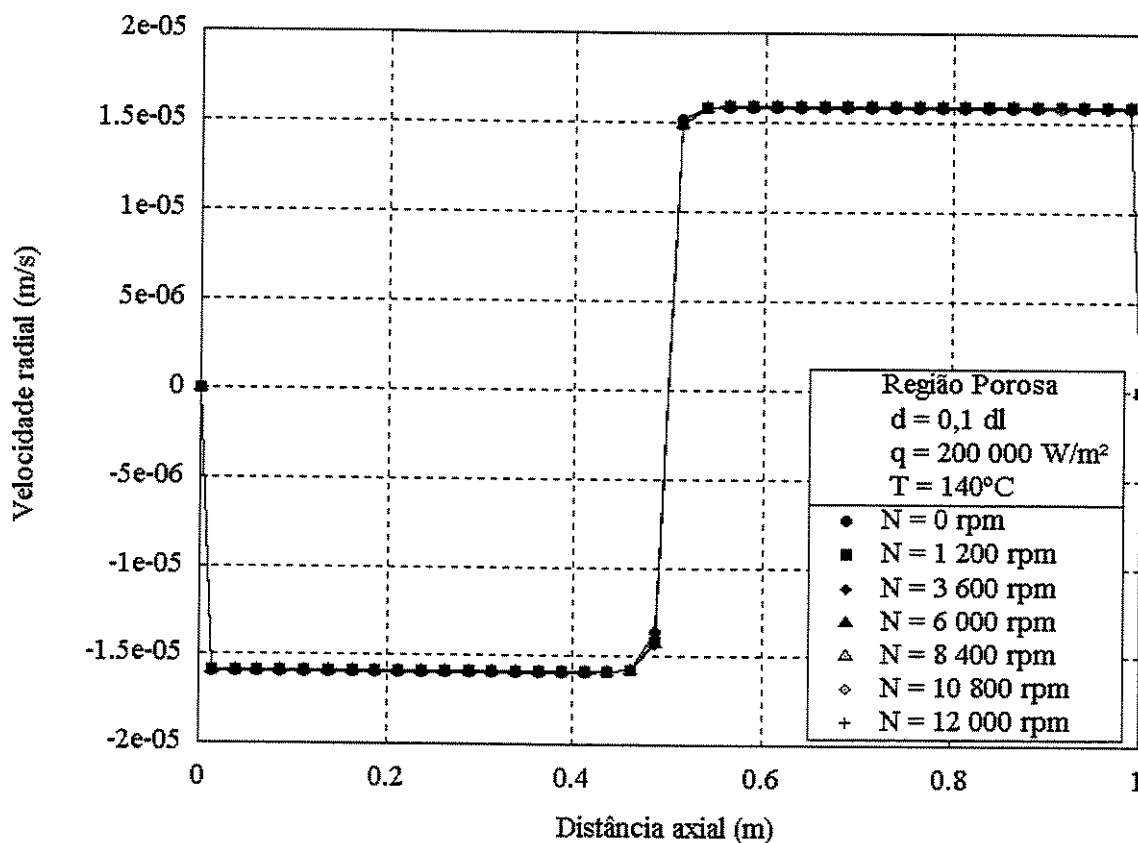


Figura 5.21 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Na região de vapor, a velocidade tangencial depende fortemente da rotação do tubo. Assim sendo, não se verifica escoamento na direção tangencial sem que haja rotação ($N = 0 \text{ rpm}$). Observa-se, na Figura 5.22, referente ao evaporador, que o aumento da velocidade angular do tubo tem o duplo efeito de aumentar a magnitude da velocidade tangencial e deslocar a região de máximas velocidades em direção à interface líquido-vapor, devido à força centrífuga. No condensador (Figura 5.23) verifica-se uma inversão no sentido de escoamento do vapor no plano radial-tangencial, junto à interface. Em outras palavras, no condensador, próximo à interface, o tubo gira com uma velocidade maior que a do vapor (deve-se lembrar que, no presente trabalho, foi adotado um sistema de eixos coordenados inercial, ou seja, que gira com a mesma velocidade

angular do tubo de calor). Essa desaceleração do escoamento do vapor em um plano radial-tangencial deve-se, possivelmente, ao efeito de “sucção” do vapor no condensador.

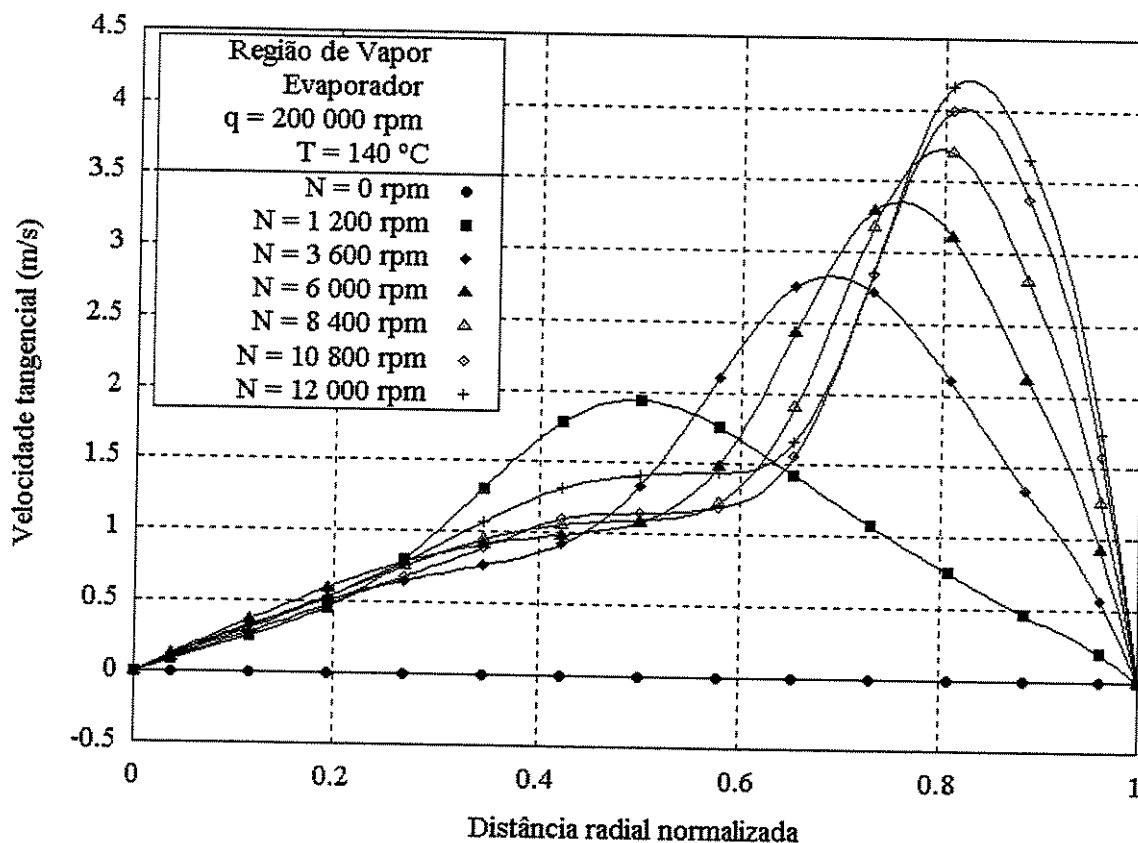


Figura 5.22 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

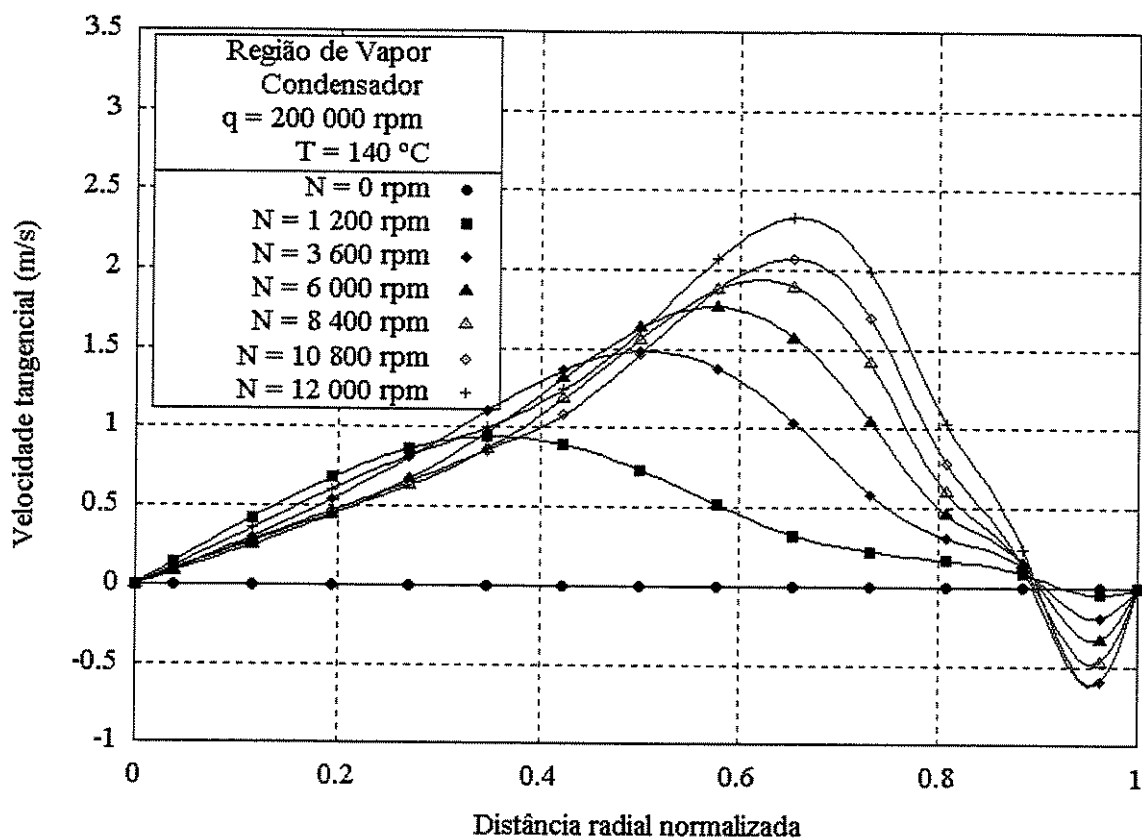


Figura 5.23 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

A mudança no sentido do escoamento no plano radial-tangencial, (ou o retardamento do vapor em relação ao tubo), na região de vapor, próximo à interface, no condensador, também pode ser vista na Figura 5.24, para várias velocidades angulares. A Figura 5.25 mostra comportamento semelhante, próximo à interface, no interior da região porosa.

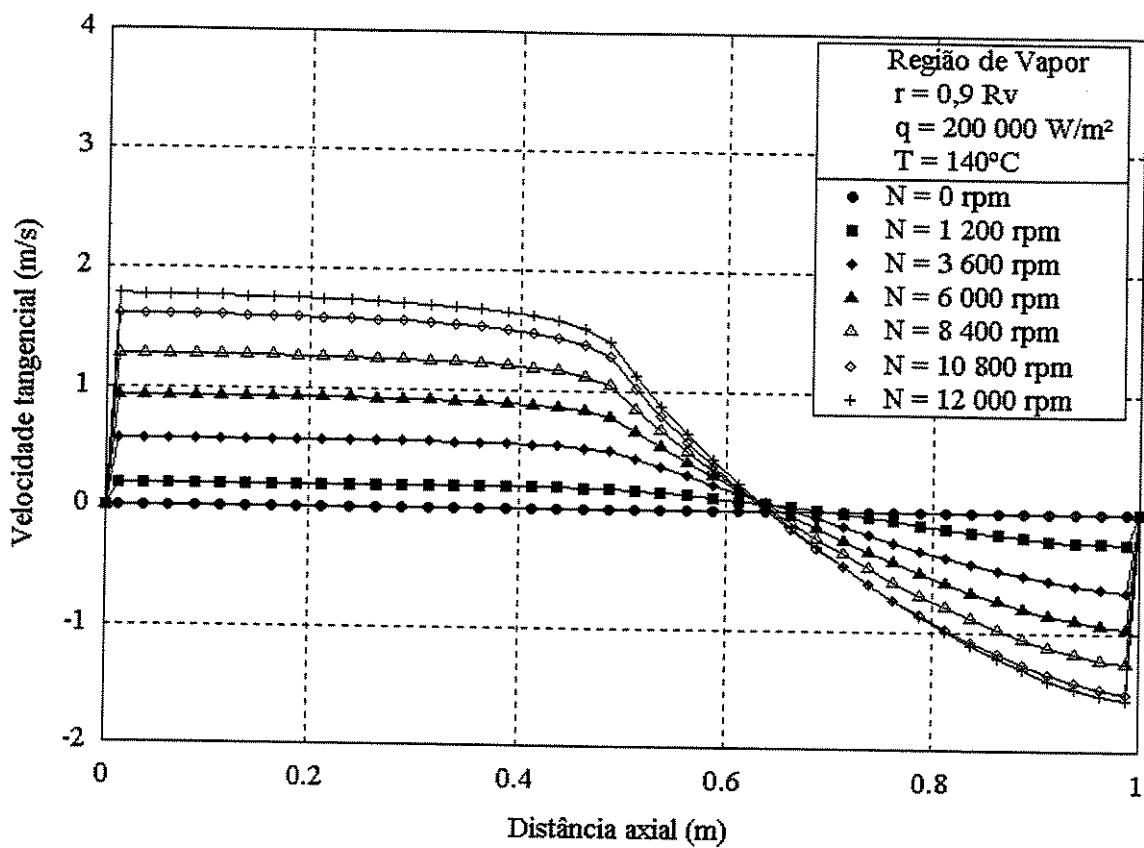


Figura 5.24 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

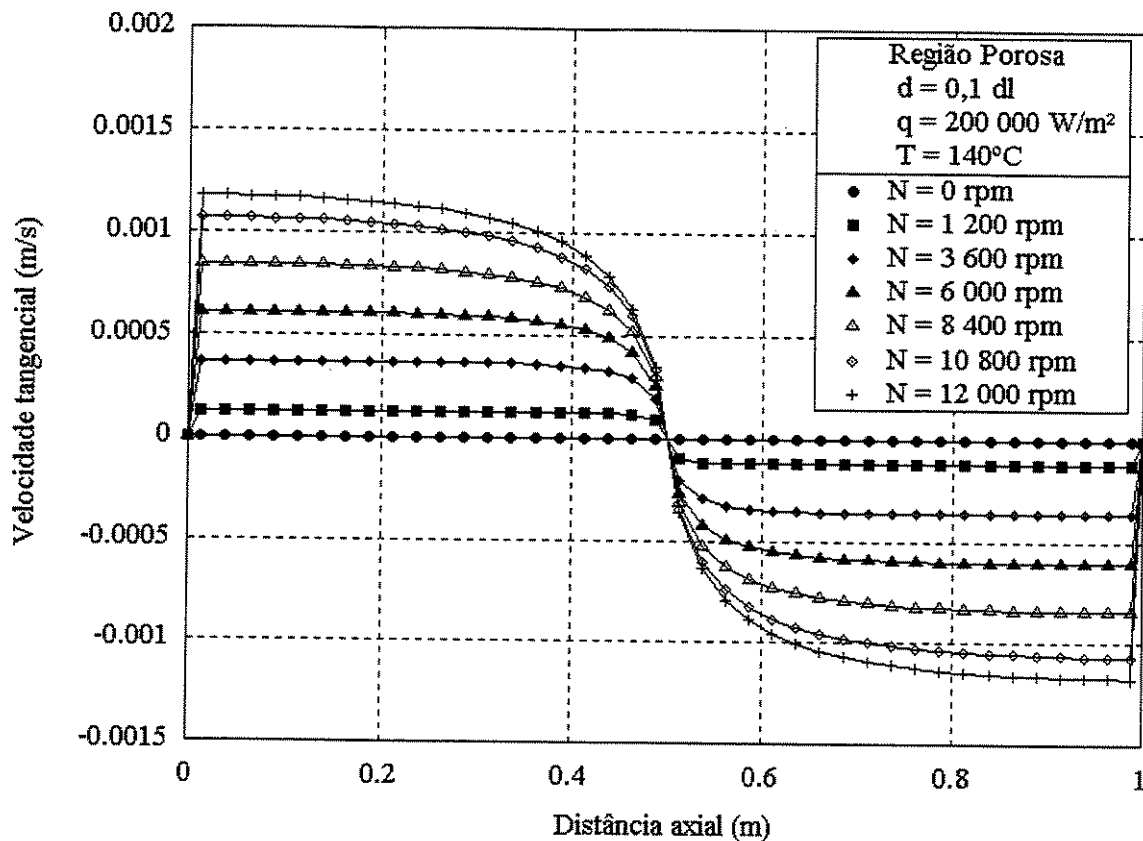


Figura 5.25 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

5.3.2 Velocidades angulares de rotação e distribuição de pressões

No presente estudo, simulações foram feitas considerando uma dada pressão de trabalho (a pressão de saturação para uma dada temperatura de operação). Nos gráficos abaixo, as pressões que aparecem são flutuações em relação à referida pressão de trabalho.

A Figura 5.26 mostra a variação da pressão do vapor ao longo do eixo axial do tubo, próximo à interface líquido-vapor. Evidencia-se em tal gráfico que a pressão é mais elevada no evaporador que no condensador e que há um aumento de pressão com o aumento da velocidade angular do tubo. A primeira constatação justifica-se na medida que deve haver um gradiente de pressão entre o evaporador e o condensador para que se origine o movimento do vapor em

direção ao condensador. A segunda deve-se à ação da força centrífuga que impele o vapor para junto à interface, aumentando a intensidade da pressão.

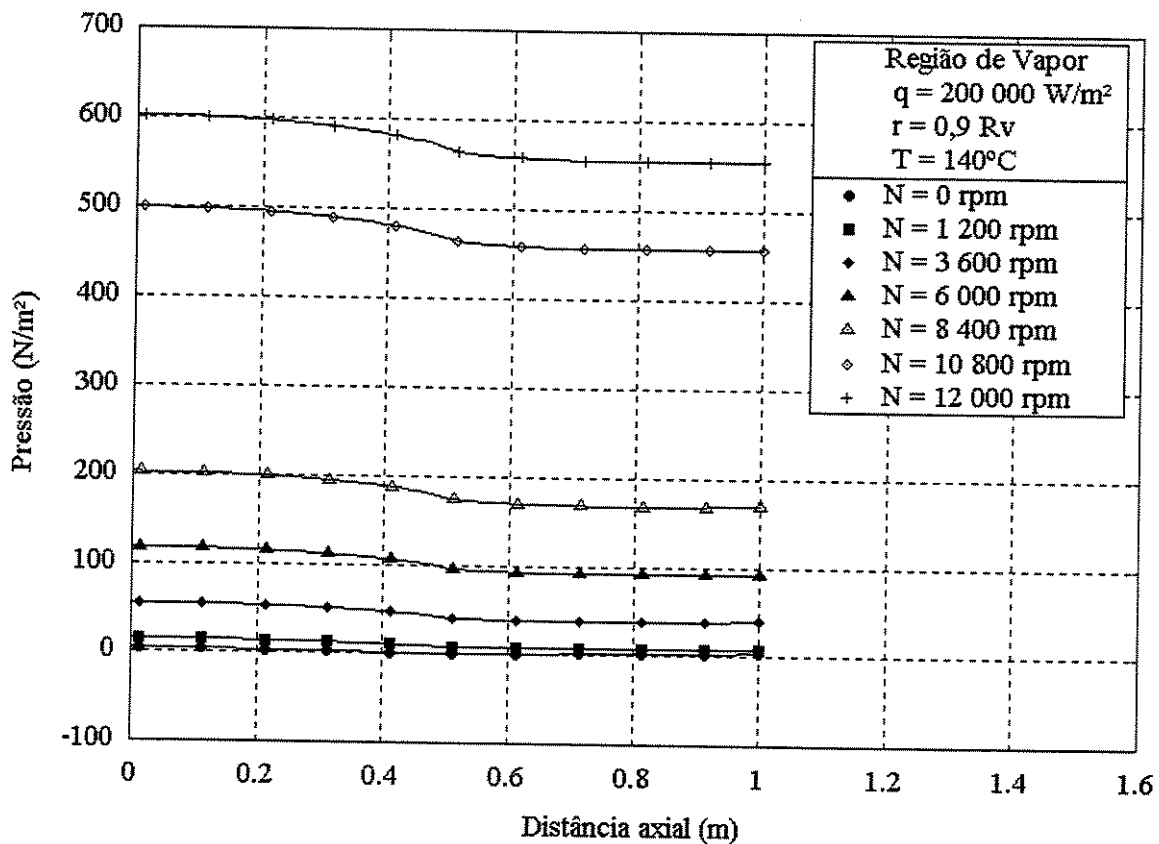


Figura 5.26 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Um comportamento mais complexo para a pressão pode ser visto na Figura 5.27, onde é retratada uma região próxima ao centro do tubo. Em tal região, para algumas velocidades angulares, ocorre o aparecimento de pressões mais elevadas no condensador que no evaporador. Isto é coerente com o aparecimento de escoamento reverso em tais regiões de vapor, para certas velocidades angulares, como se viu com relação ao comportamento das velocidades axiais.

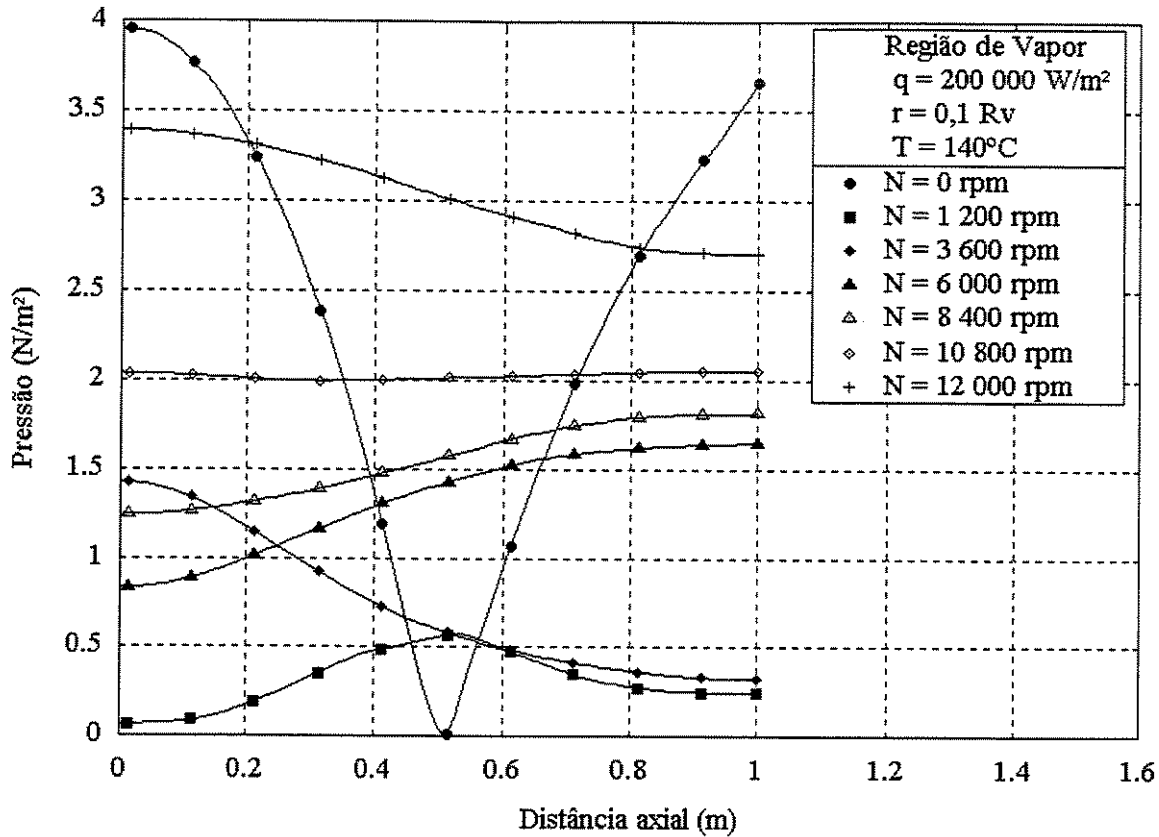


Figura 5.27 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 10% do raio da região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

5.3.3 Velocidades angulares de rotação e pressão capilar excedente

De grande importância para o funcionamento do tubo com estrutura porosa é o que se denominará de **pressão capilar excedente**. Ver-se-á adiante que tal conceito está em estreita relação com os limites de funcionamento do tubo analisado. Por pressão capilar excedente será definida a diferença entre a pressão capilar máxima provida pelo meio poroso, dada pela equação

$$p_{cm} = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (5.1)$$

e a diferença de pressão na interface entre a região de vapor e a região porosa numa dada posição axial. Portanto a pressão capilar excedente é dada pela equação:

$$p_{ex}(z) = \frac{2\sigma}{r_c} - (p_v(z) - p_l(z)). \quad (5.2)$$

Nas Equações 5.1 e 5.2, σ é o coeficiente de tensão superficial do líquido e r_c o raio de capilaridade (ver Apêndice A – seção A.4).

A Figura 5.28 mostra que, à medida que a velocidade angular do tubo de calor aumenta, a pressão capilar excedente diminui. Possivelmente, isto se deve à força centrífuga fazer aumentar mais acentuadamente a pressão na região porosa que na região de vapor, devido à massa específica do líquido ser maior que a do vapor. Essa análise é corroborada pela inspeção das Figuras 5.10, 5.11, 5.13 e 5.14. Tal inspeção revela que, enquanto pressão de vapor aumenta na ordem de 8 000 vezes quando a velocidade angular é aumentada de 0 para 9 600 rpm, a pressão na região porosa aumenta na ordem de 33 000 vezes.

A pressão capilar excedente tem ligação com os limites de funcionamento dos tubos de calor rotativos porque **eventuais valores negativos de pressão capilar excedente indicariam uma condição em que não mais haveria pressão capilar suficiente para assegurar o bombeamento do líquido de volta ao evaporador.**

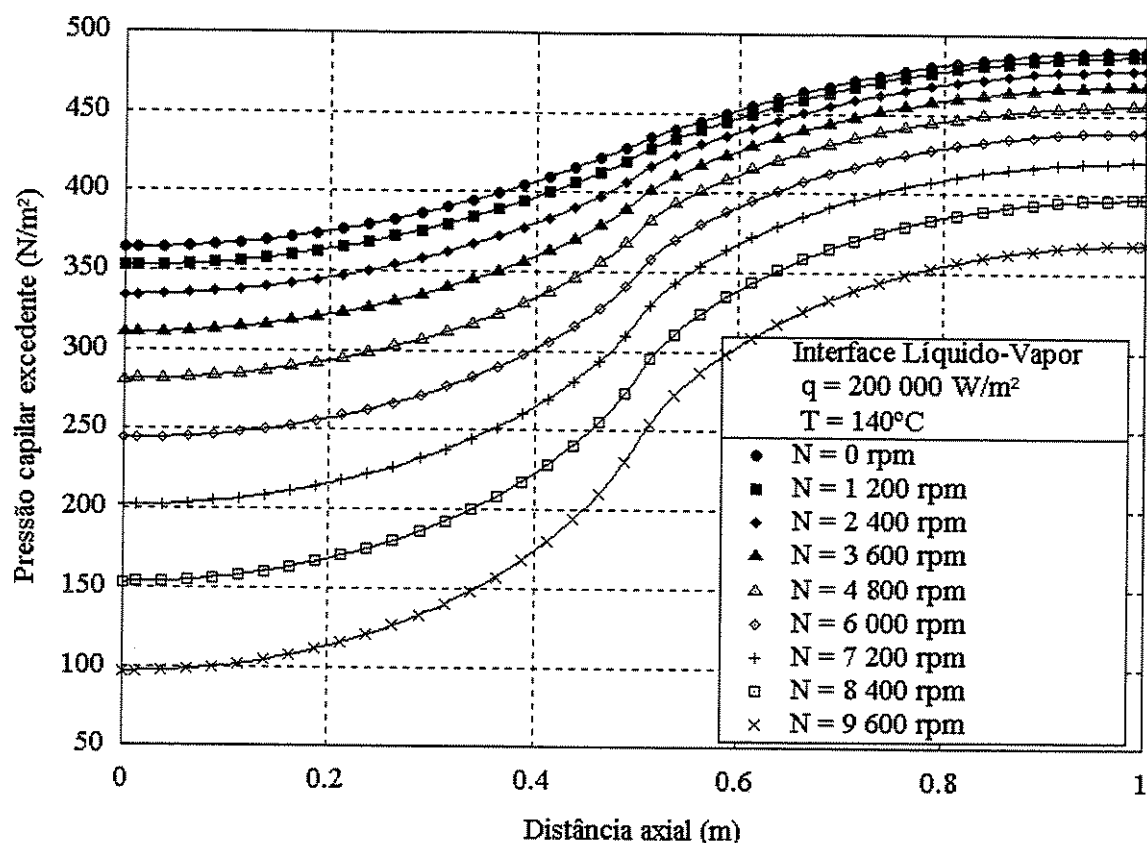


Figura 5.28 Perfis de pressão capilar excedente ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função de velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

5.3.4 Velocidades angulares de rotação e perfis de temperatura

Devido ao modelo aplicado no presente trabalho que pressupõe a presença unicamente de vapor saturado na região de vapor, o campo de temperaturas nesta região depende inteiramente do campo de pressões. Entretanto, as diferenças de pressão estabelecidas, em torno da pressão de trabalho, embora suficientes para gerar deslocamentos de massa, ou seja, um campo de velocidades, não são capazes de alterar de modo significativo o campo de temperaturas. Esta constância da temperatura ao longo do eixo axial pode ser observada na Figura 5.29. Na Figura 5.29 os perfis de temperatura correspondentes às velocidades angulares de rotação 0, 1200 e 3600 rpm encontram-se sobrepostos.

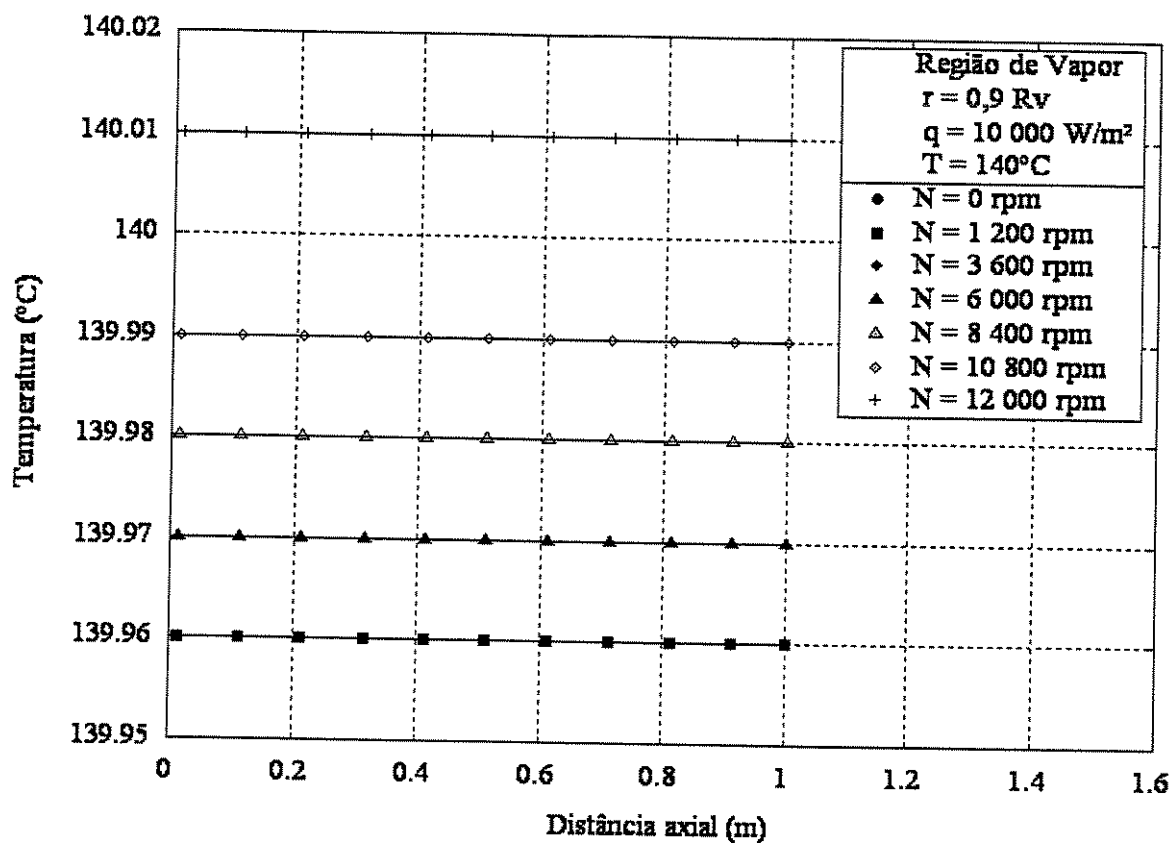


Figura 5.29 Perfis de temperatura ao longo do eixo axial, na região de vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Na Figura 5.30, o perfil de temperaturas ao longo do eixo axial na região porosa, em um local próximo à interface é mostrado. Na figura pode-se notar temperaturas superiores à do vapor no evaporador e inferiores no condensador, como seria de se esperar. Nota-se também a fraca dependência do campo de temperatura na região porosa com a rotação.

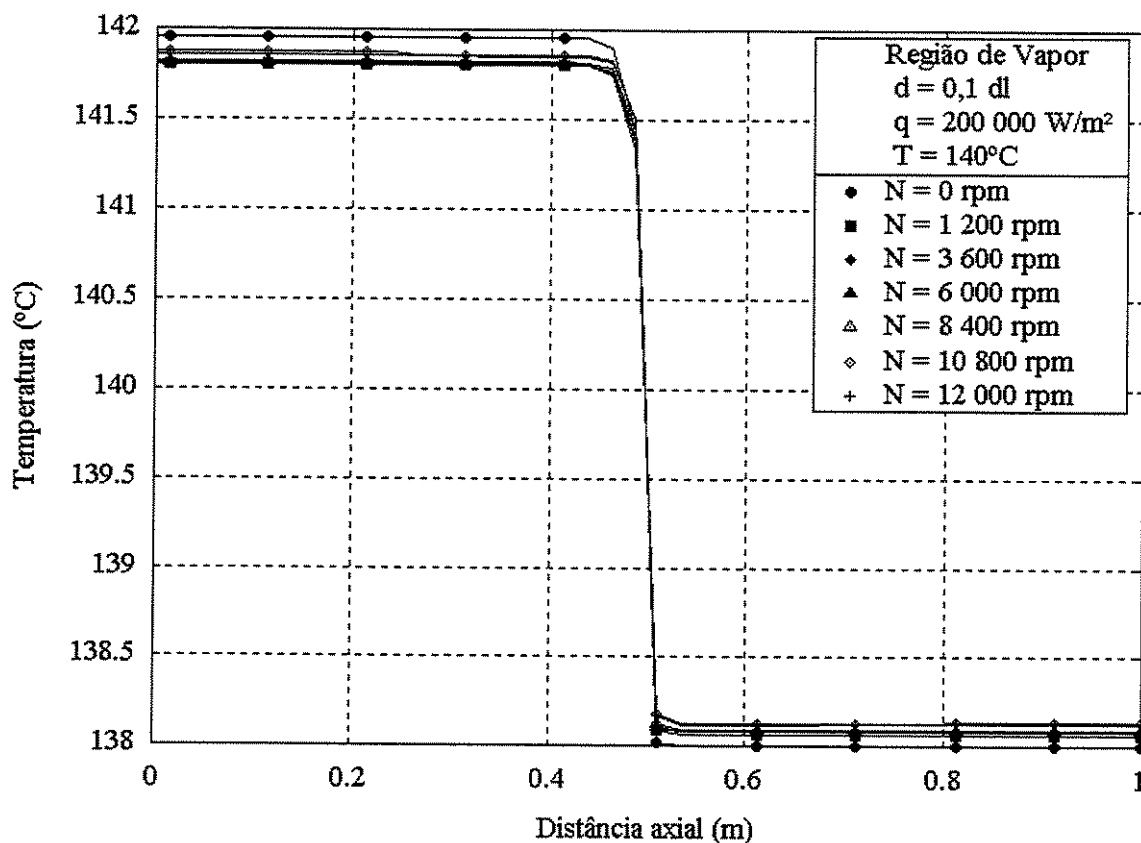


Figura 5.30 Perfis de temperatura ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

5.3.5 Velocidades angulares de rotação e tensões de cisalhamento na interface

Na Figura 5.31 são mostradas as tensões de cisalhamento junto à interface líquido-vapor, contidas em um plano radial-tangencial, ao longo do eixo axial do tubo. As tensões de cisalhamento nesse plano são dadas pela equação:

$$\tau_{r\theta} = \mu_v \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_v}{r} \right) \right]_{r=R_v} \quad (5.3)$$

Com o aumento das velocidades angulares as tensões de cisalhamento contidas naquele plano aumentam, como seria de se esperar. Tensões negativas, neste caso, significam apenas que as velocidades tangenciais do vapor são maiores que a velocidade tangencial da interface.

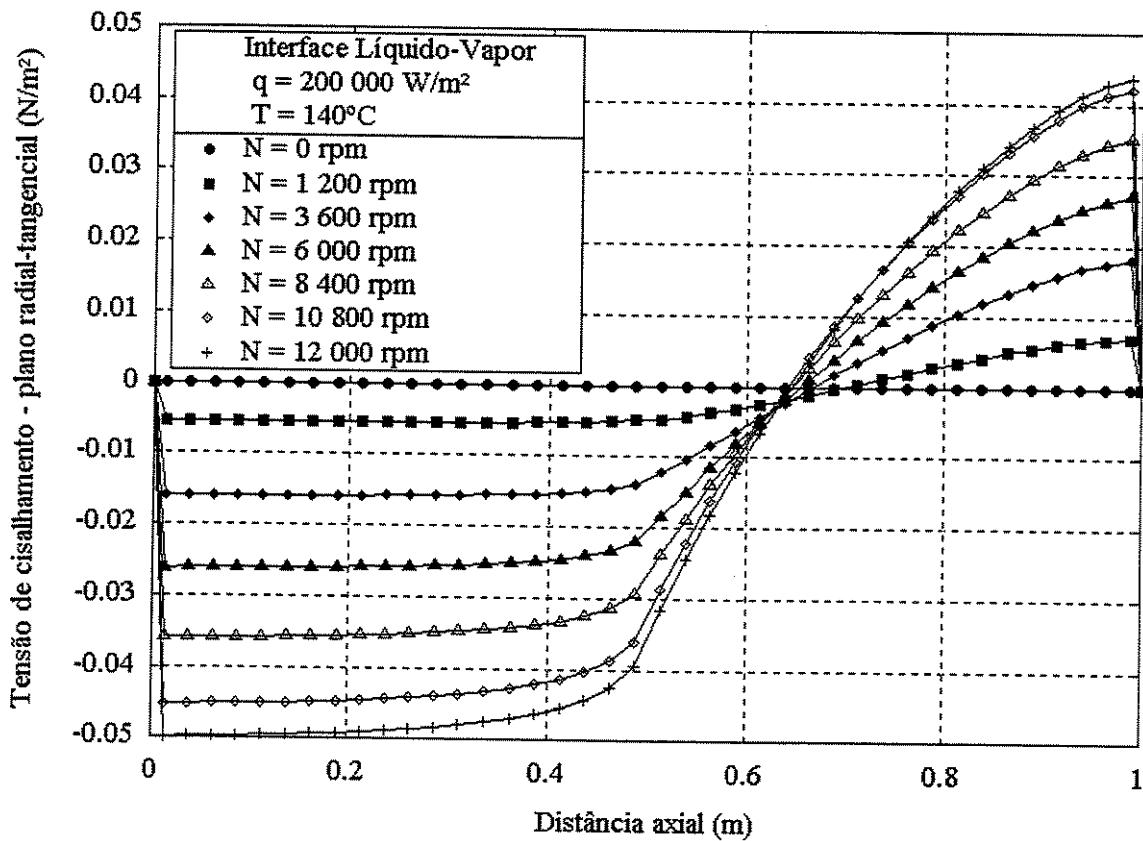


Figura 5.31 Perfis de tensões de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

Tensões de cisalhamento na interface contidas em um plano radial-axial, ao longo do eixo axial do tubo, são calculadas pela equação:

$$\tau_{rz} = \mu_v \left(\frac{\partial w_v}{\partial r} \right)_{r=R_v} \quad (5.4)$$

Na Figura 5.32 tais tensões assumem valores tão maiores quanto maior for a velocidade angular do tubo. Tal observação encontra-se de acordo com a constatação de que maiores taxas de variação das velocidades axiais com o raio são originadas com o aumento da rotação, próximo à interface, como visto acima nas Figuras 5.15 e 5.16. Tensões de cisalhamento negativas indicam que a velocidade axial do vapor é maior que a da interface, a qual é nula devido à condição de não-deslizamento.

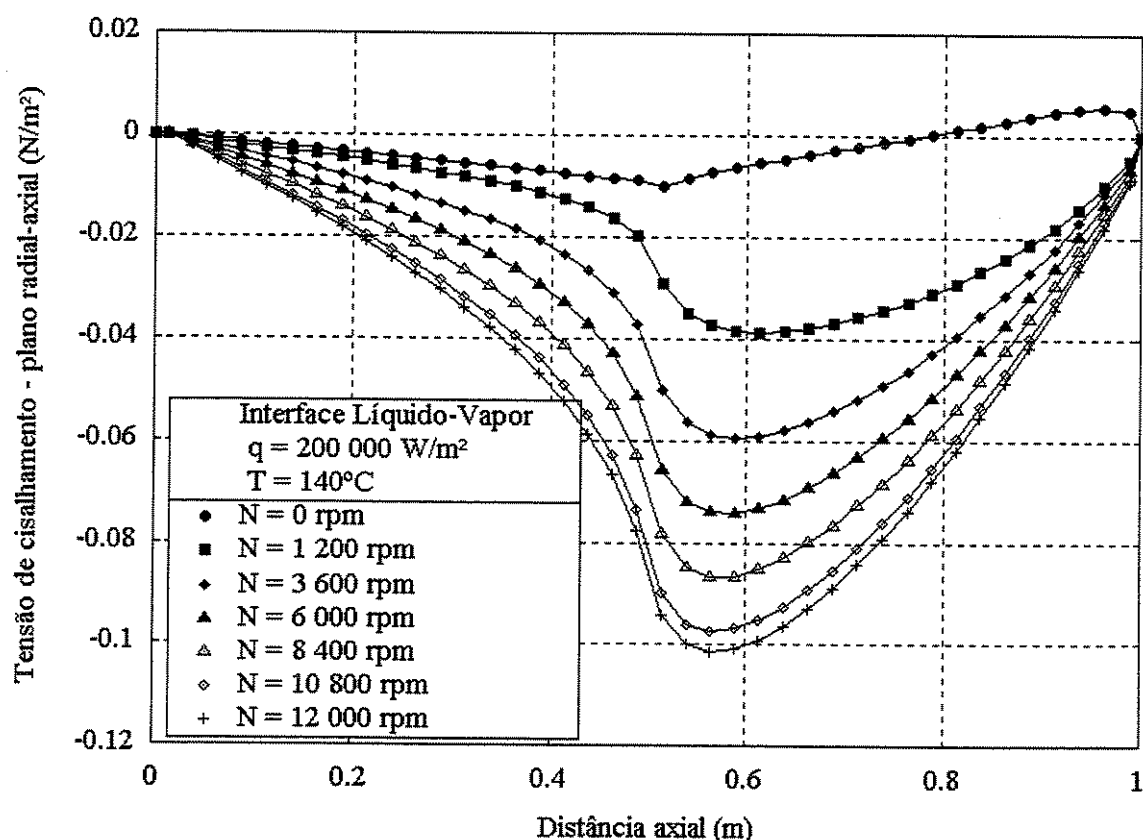


Figura 5.32 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor.

5.3.6 Taxas de transferência de calor e perfis de velocidades

As Figuras 5.33 e 5.34 mostram a influência da taxa de transferência de calor nos perfis de velocidades axiais na região de vapor, ao longo do eixo radial. Observa-se que o aumento da taxa

de transferência de calor altera os perfis de velocidades pela intensificação nos valores das velocidades sem, entretanto, deslocar apreciavelmente as regiões de escoamento principal e reverso, nem os pontos de inflexão a partir dos quais o escoamento muda de sentido.

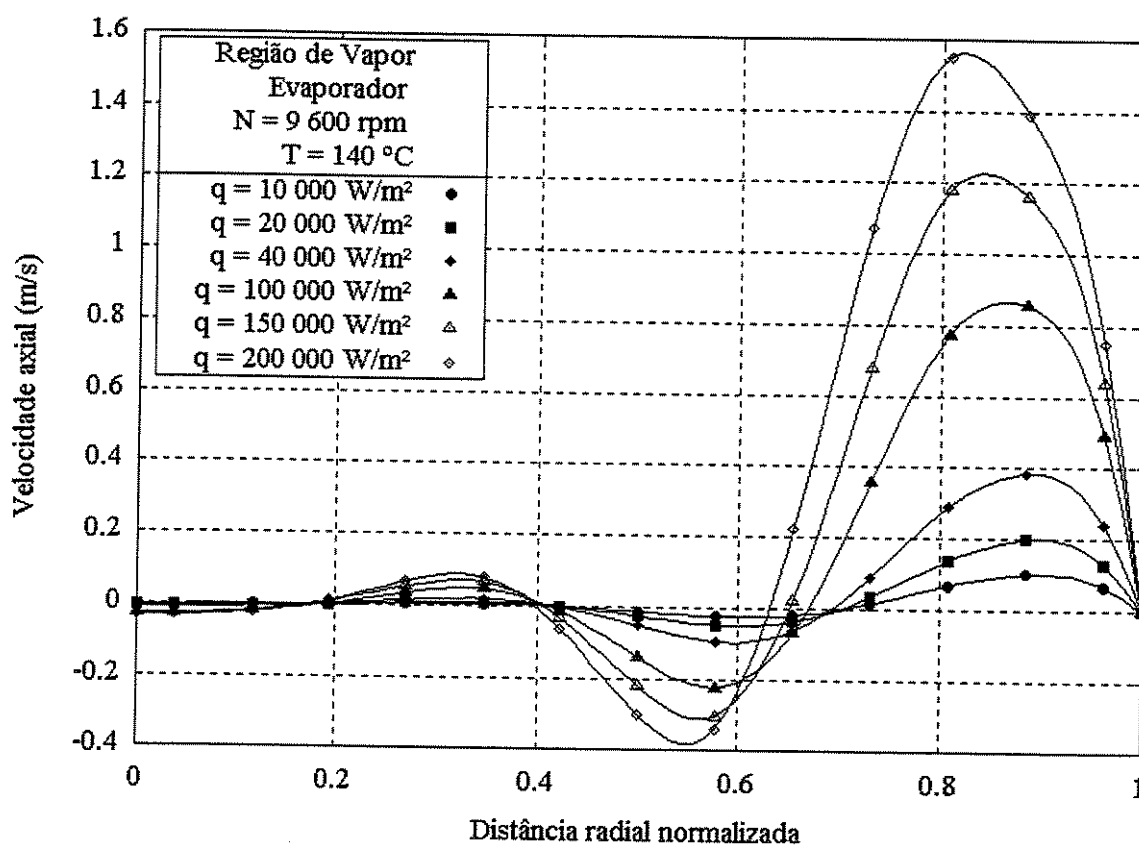


Figura 5.33 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

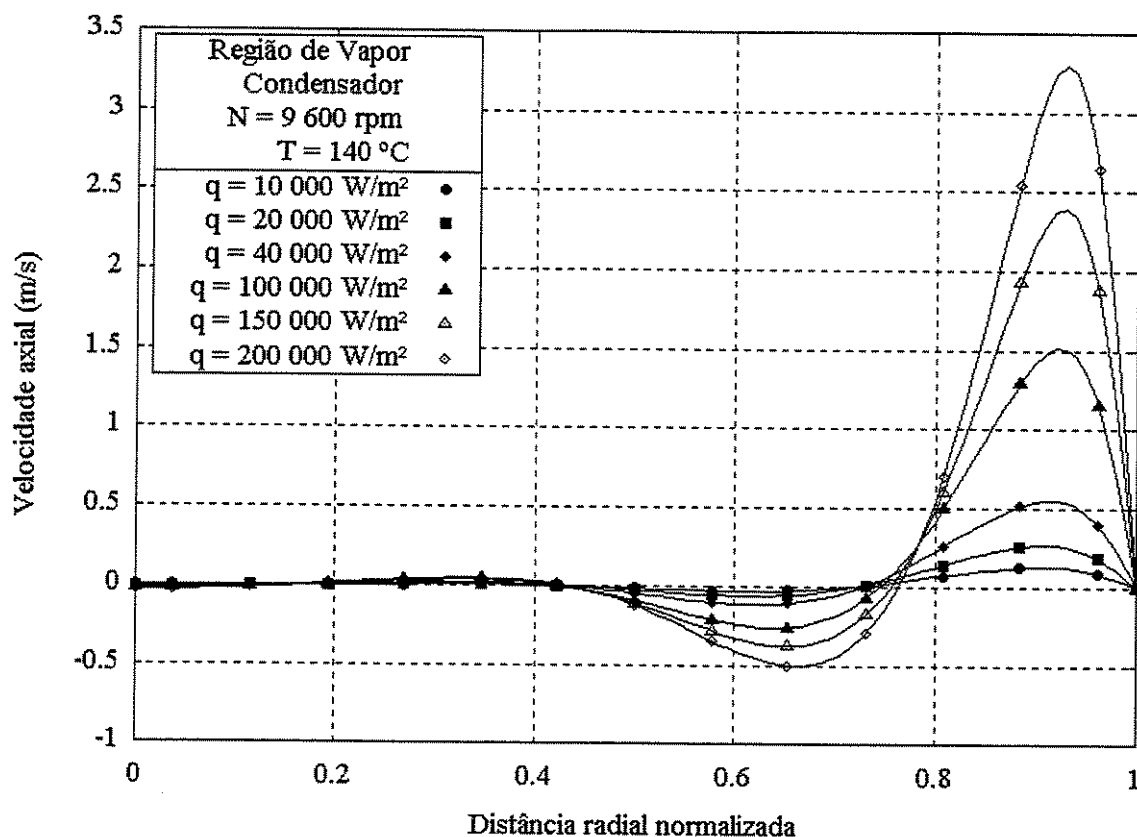


Figura 5.34 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

Não somente a presença de rotação provoca o aparecimento de **escoamento reverso** na direção axial. Escoamento reverso junto à interface como decorrência exclusiva da existência de transferência de calor no tubo de calor pode ser visto na Figura 5.35. A figura mostra também que o aumento da taxa de transferência de calor implica maiores velocidades axiais.

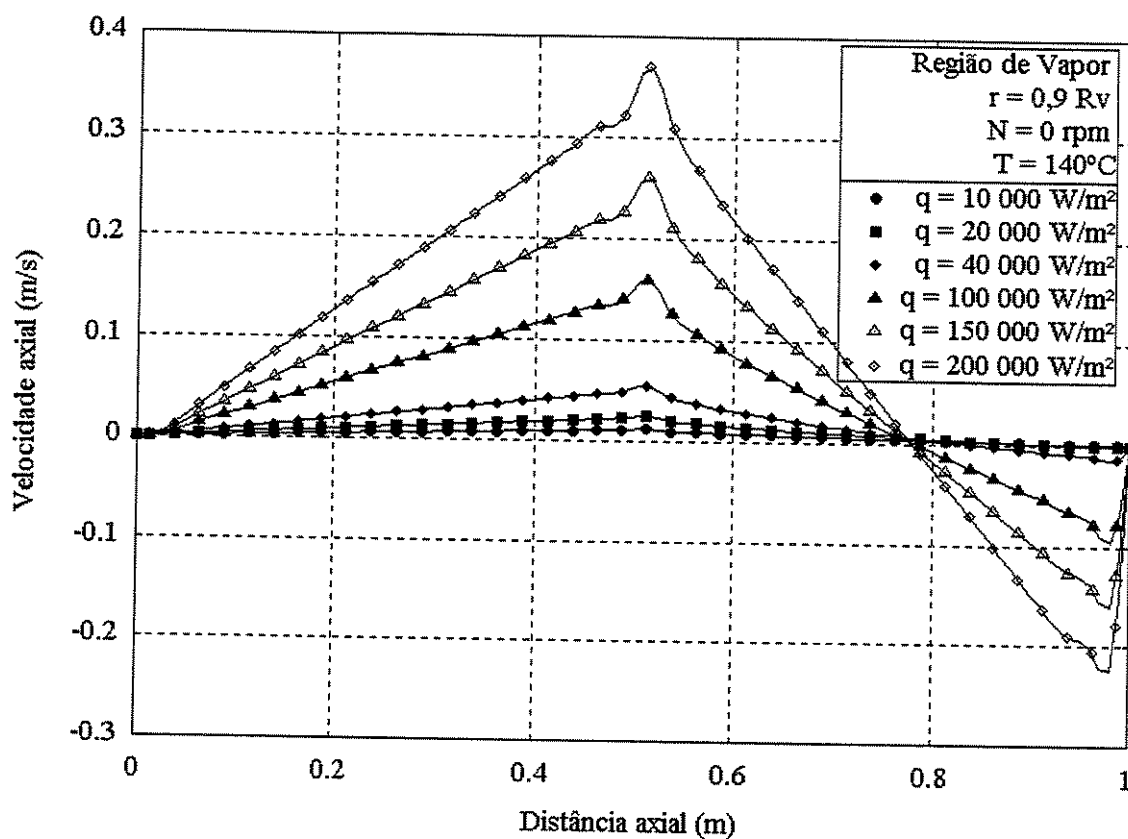


Figura 5.35 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, para caso sem rotação, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo.

A interação entre os efeitos sobre o escoamento advindos da rotação e aqueles decorrentes da transferência de calor pode redundar em resultados até certo ponto surpreendentes. Comparando-se as Figuras 5.35 e 5.36 verifica-se que a presença de rotação impede que haja escoamento reverso, pelo menos próximo à interface líquido-vapor.

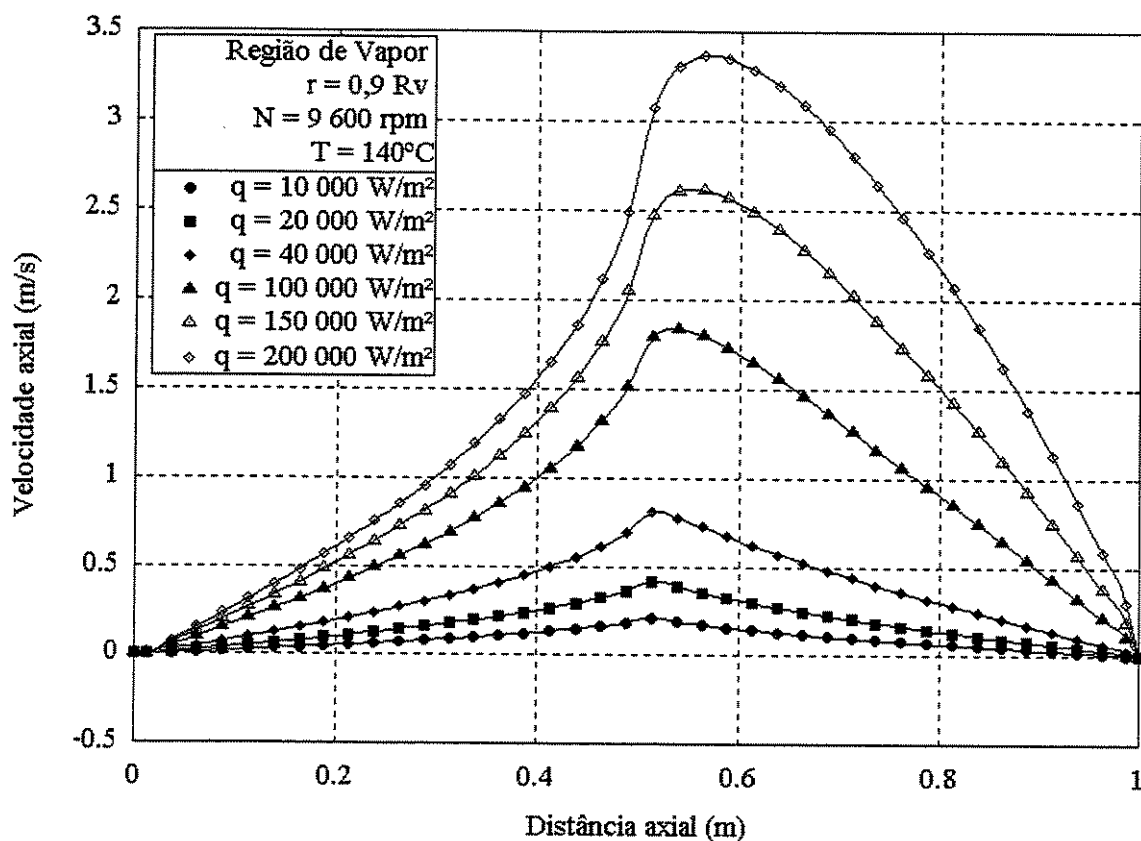


Figura 5.36 Perfis de velocidades axiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

A influência da taxa de transferência de calor sobre os perfis de velocidades radiais, na região de vapor, próximo à interface, ao longo do eixo axial, pode ser visualizada na Figura 5.37. Como não poderia deixar de ser, devido ao modelo adotado, maiores taxas de transferência de calor implicam maiores velocidades radiais, tanto no condensador como no evaporador, embora com sentidos opostos. Pode-se notar também, na Figura 5.37, que o ponto de inflexão no qual as velocidades radiais passam de negativas (no evaporador) a positivas (no condensador) não coincide exatamente com o ponto geométrico que separa as duas regiões (a 0,5 m das extremidades). Isto pode decorrer do fluxo axial de condensado frio, na região porosa, do condensador para o evaporador, que desloca ligeiramente em direção ao evaporador a região de sucção, em detrimento da região de injeção.

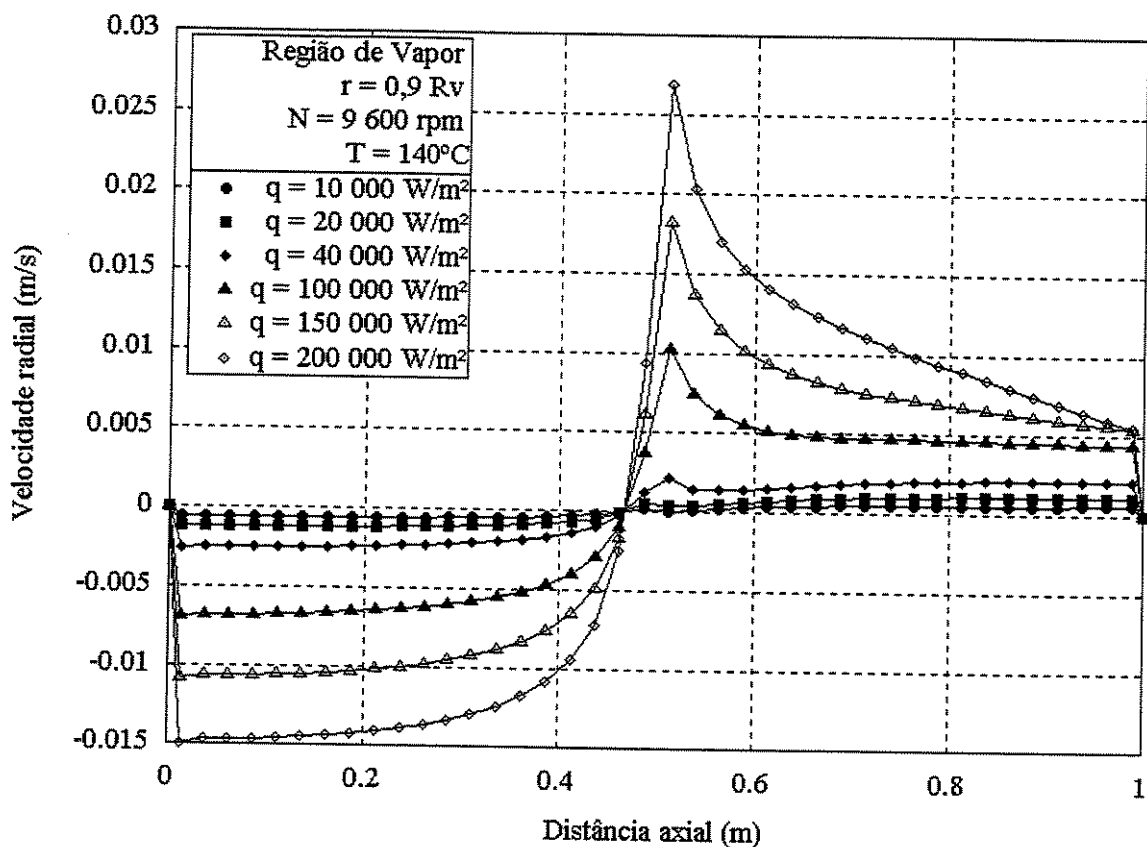


Figura 5.37 Perfis de velocidades radiais ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

O efeito da taxa de transferência de calor sobre os perfis de velocidades tangenciais, na região de vapor, pode ser visto na Figura 5.38. Além da mudança de sentido do escoamento no plano radial-tangencial, já assinalada acima, observa-se que o aumento da taxa de transferência de calor amplia os valores de velocidades tangenciais, a exemplo do que se verificou com as velocidades axiais.

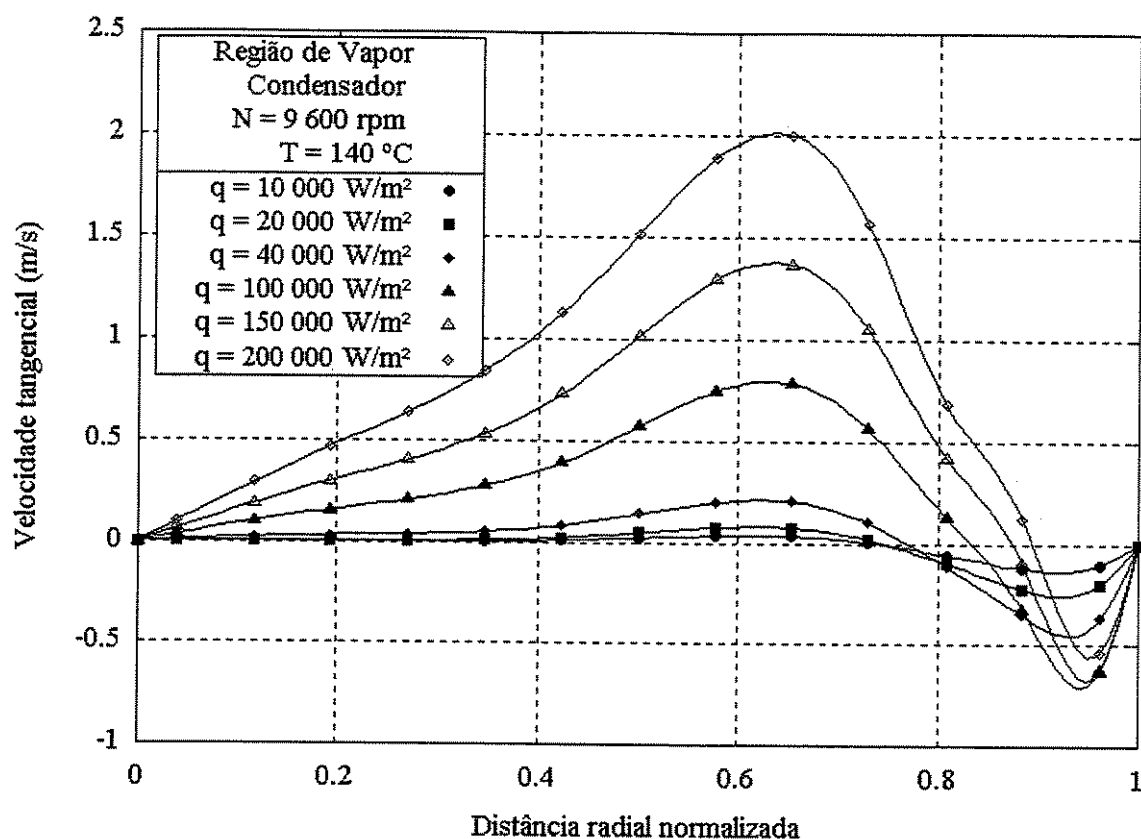


Figura 5.38 Perfis de velocidades tangenciais ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

5.3.7 Taxas de transferência de calor e pressão capilar excedente

Posto que maiores taxas de transferência de calor requerem maior circulação de fluido e que uma maior circulação requer maiores diferenças de pressões entre o evaporador e o condensador, tanto na região de vapor quanto na região porosa; considerando também que a circulação se dá do evaporador para o condensador na região de vapor e no sentido contrário na região porosa, a diferença $p_v(z) - p_l(z)$ (Equação 5.2) é maior no evaporador que no condensador, implicando menores pressões capilares excedentes no primeiro e maiores no último. Isso pode ser visto claramente na Figura 5.39.

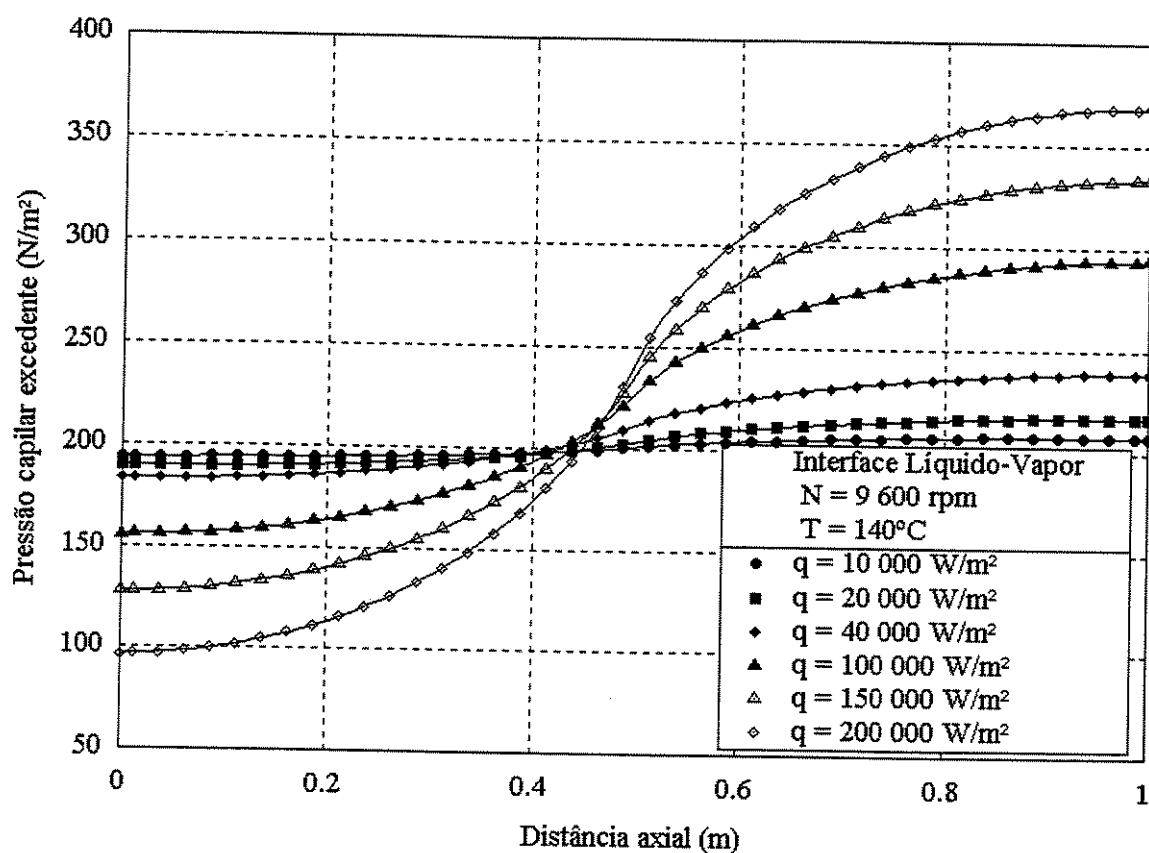


Figura 5.39 Perfis de pressão capilar excedente ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

5.3.8 Taxas de transferência de calor e tensões de cisalhamento na interface

O aumento da taxa de transferência de calor também provoca aumento das velocidades tangenciais junto à interface na região de vapor (Figura 5.38) sendo, portanto, natural prever-se um incremento nas tensões de cisalhamento. Isso é mostrado na Figura 5.40.

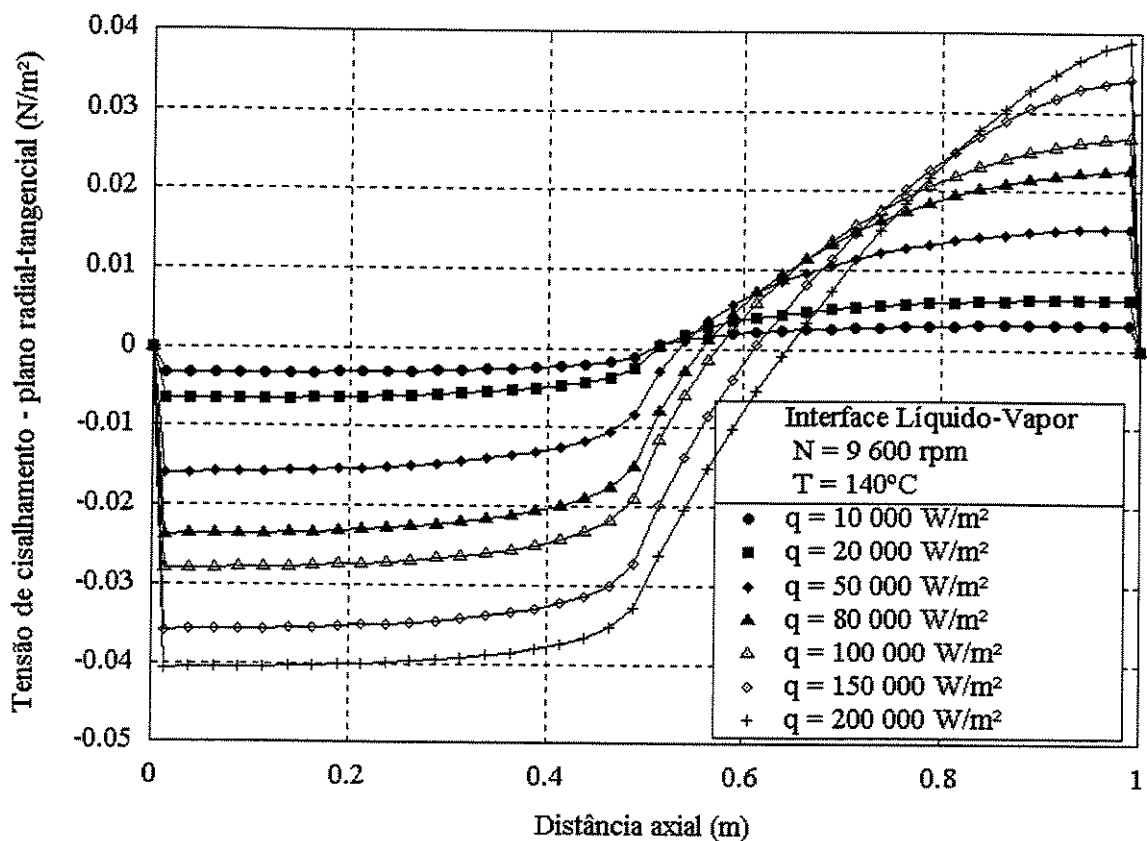


Figura 5.40 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

Também de acordo com o que foi visto anteriormente, um aumento das velocidades axiais junto à interface é resultado direto do aumento na taxa de transferência de calor, o que tem um efeito proporcional no que se refere às tensões de cisalhamento. Isso pode ser observado na Figura 5.41.

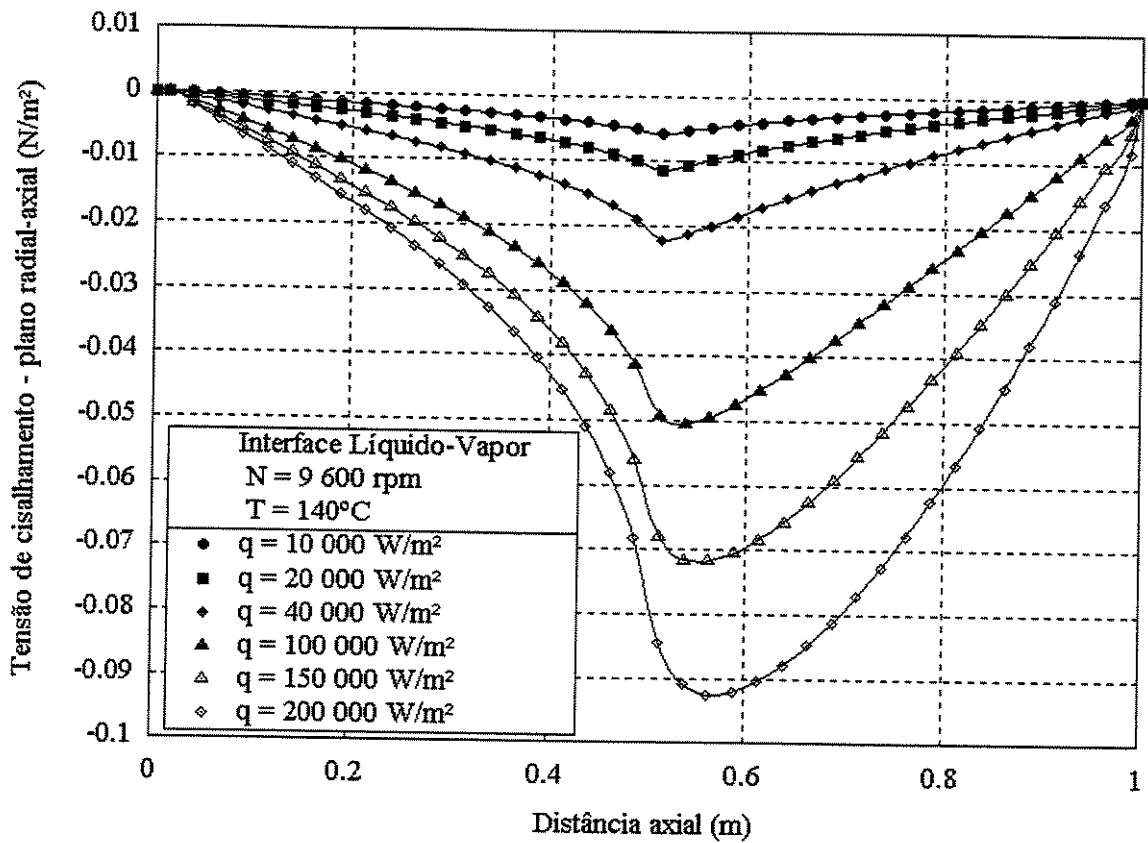


Figura 5.41 Perfis de tensão de cisalhamento, compreendidos em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, obtidos para o lado do vapor, em função das taxas de transferência de calor impostas ao tubo de calor.

5.3.9 Porosidade e perfis de velocidades

Quanto maior a porosidade, maior o volume de vazios na matriz sólida e, portanto, maior a massa líquida circulante sendo injetada ou succionada na interface. Para uma imagem mais nítida deste fenômeno pode-se lembrar que, para um comprimento unitário, a porosidade também pode ser definida como a relação entre a área de vazios e a área total da matriz sólida, normal ao escoamento (ver Apêndice A – seção A.1). Embora globalmente, para toda a região porosa, uma maior quantidade de massa líquida não implique necessariamente maiores velocidades, uma vez que mais massa decorre de maiores áreas de vazios transversais ao escoamento, localmente podem ser verificadas variações nas velocidades, associadas à porosidade. Assim, associada a

um aumento na porosidade, uma maior velocidade de circulação do líquido deve aparecer junto à interface (Figura 5.42). Entretanto, para atender à conservação da massa, uma diminuição nas velocidades correspondente deve se verificar em regiões da estrutura porosa afastadas da interface (Figura 5.43).

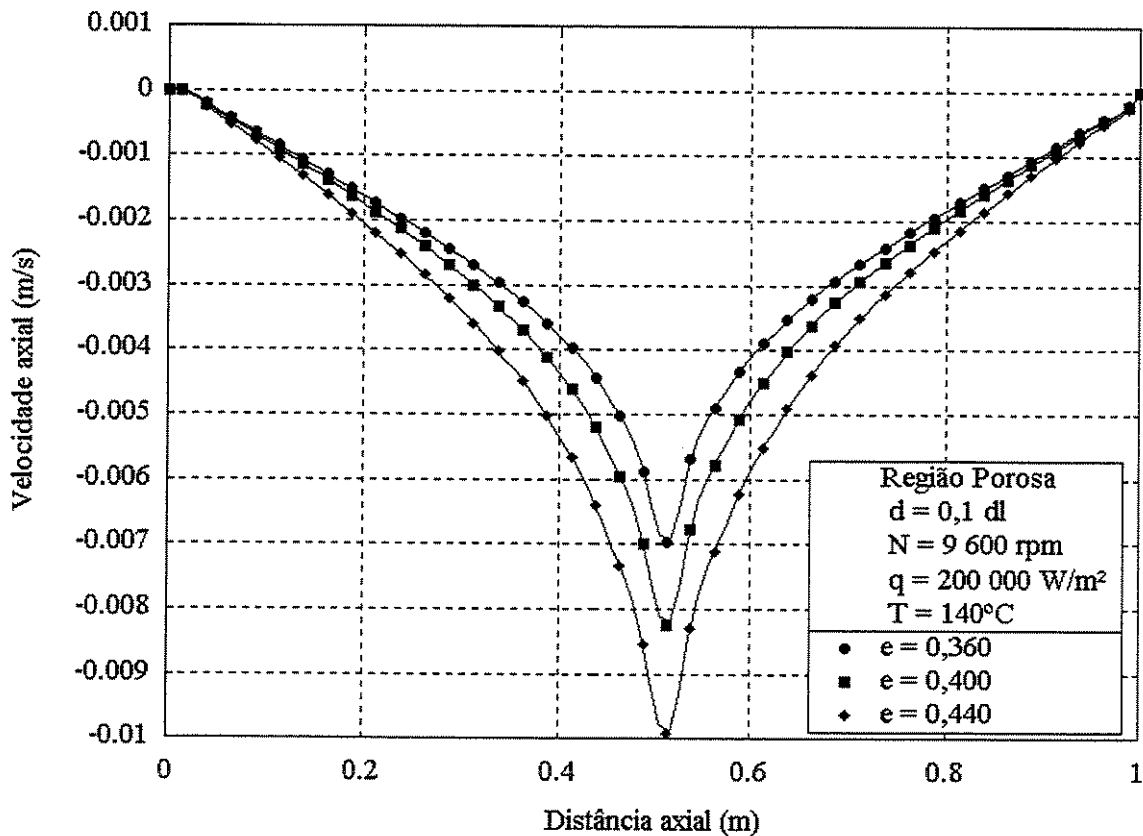


Figura 5.42 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 10% da espessura do meio poroso, em função da porosidade no meio poroso.

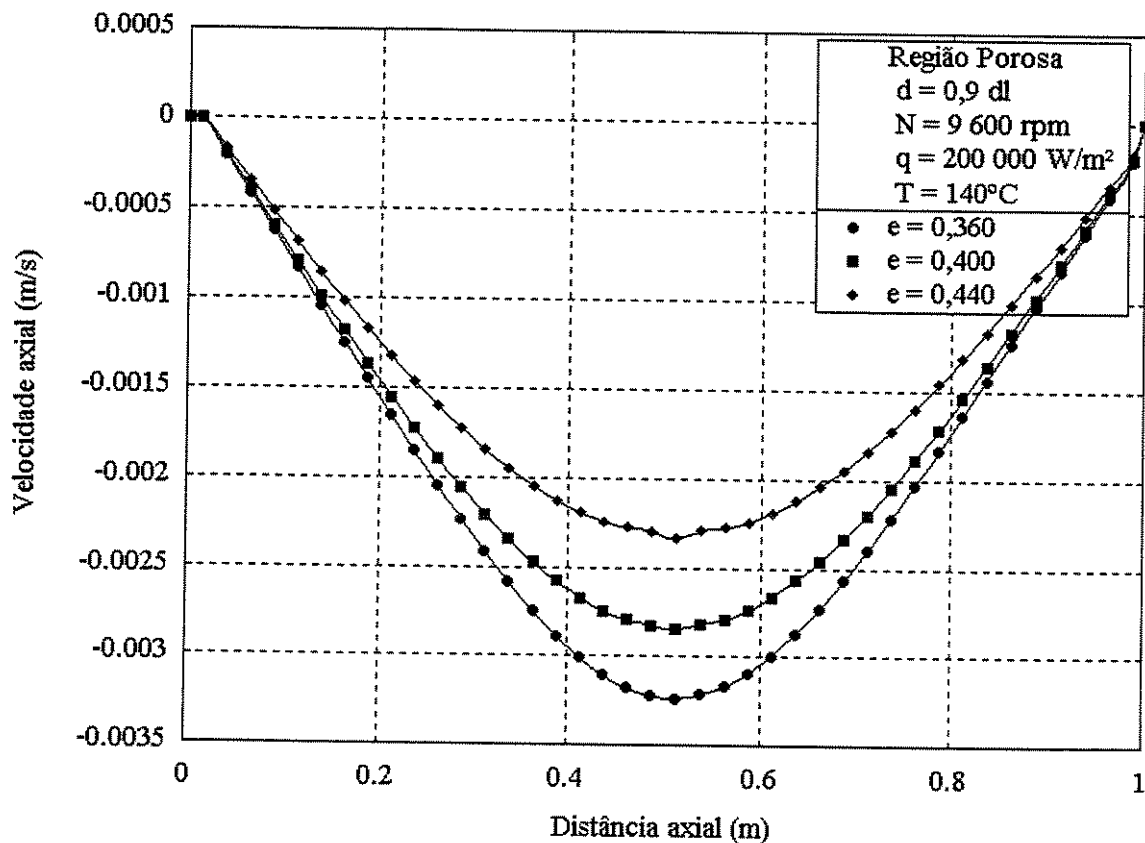


Figura 5.43 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 90% da espessura do meio poroso, em função da porosidade no meio poroso.

Para a região de vapor, em razão das áreas transversais ao escoamento serem constantes (nos três planos em que o mesmo ocorre), uma maior quantidade de massa injetada pela região porosa, devido a um aumento de porosidade nessa região implica, necessariamente, maiores velocidades (ver Equação 3.14.b). As Figuras 5.44 a 5.46 confirmam este argumento.

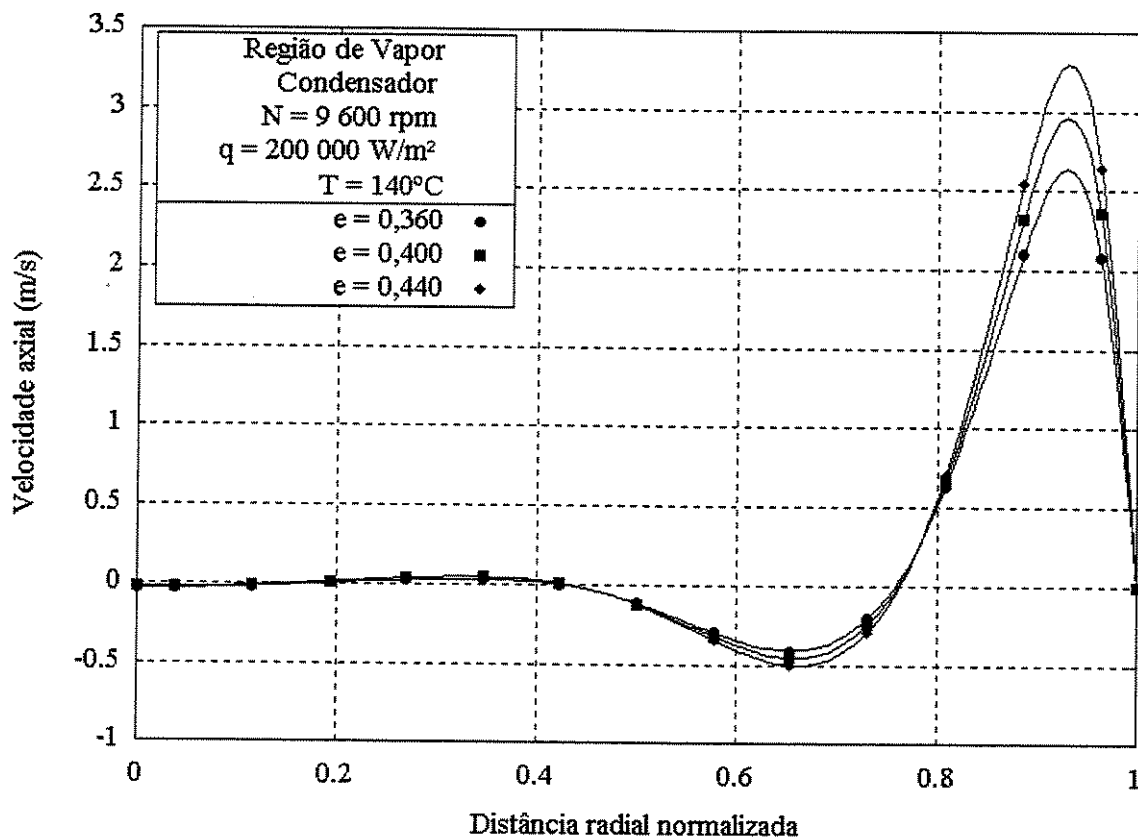


Figura 5.44 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função da porosidade no meio poroso.

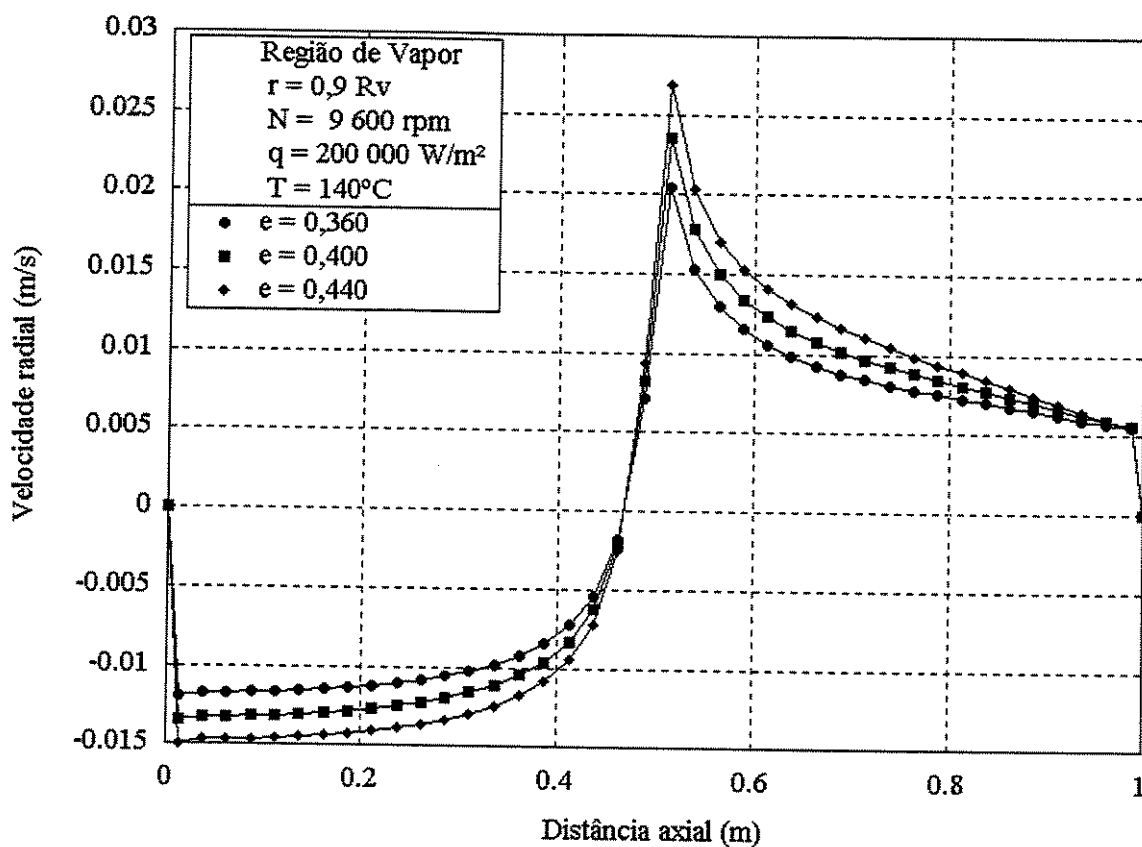


Figura 5.45 Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função da porosidade no meio poroso.

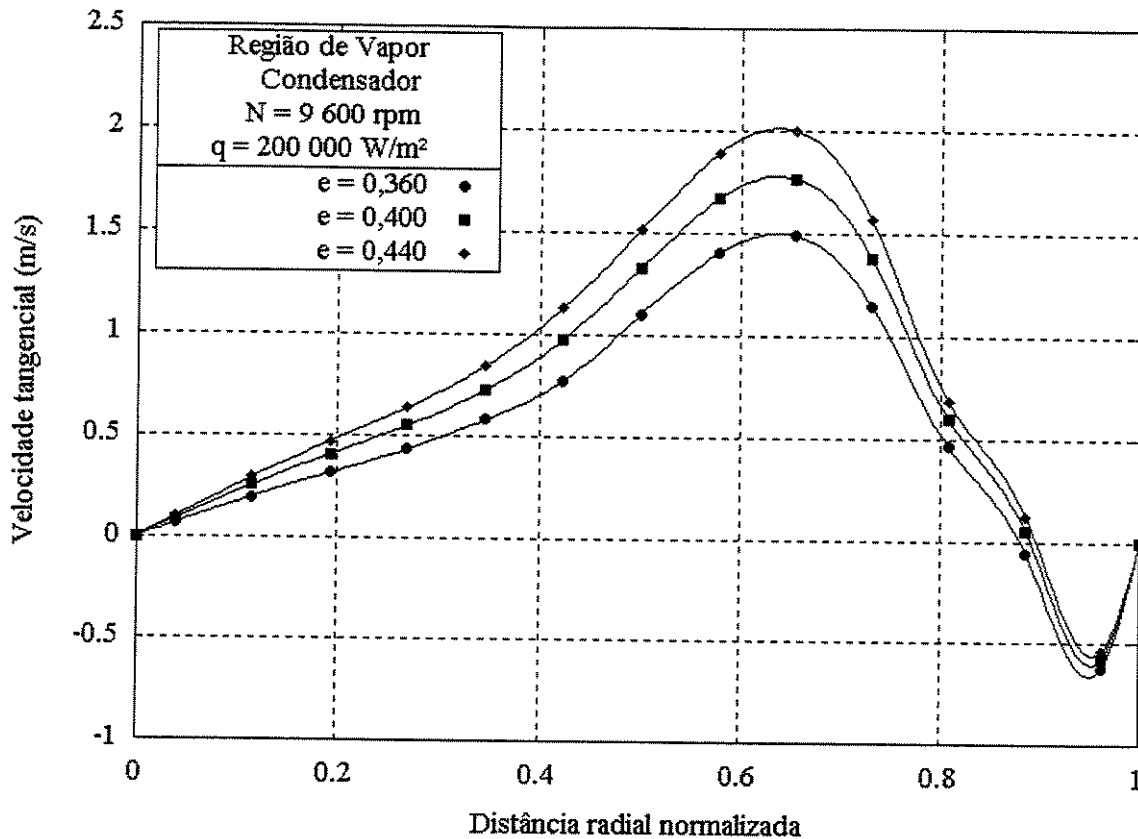


Figura 5.46 Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função da porosidade no meio poroso.

5.3.10 Porosidade e pressão capilar excedente

Um comportamento mais complexo, sem que se possa estabelecer uma relação simples entre porosidade e pressão capilar excedente, é mostrado na Figura 5.47. Possivelmente tal comportamento se relacione ao efeito da porosidade, indicado acima, na dinâmica do escoamento nas regiões porosa e de vapor, posto que a pressão capilar excedente depende de ambas as regiões.

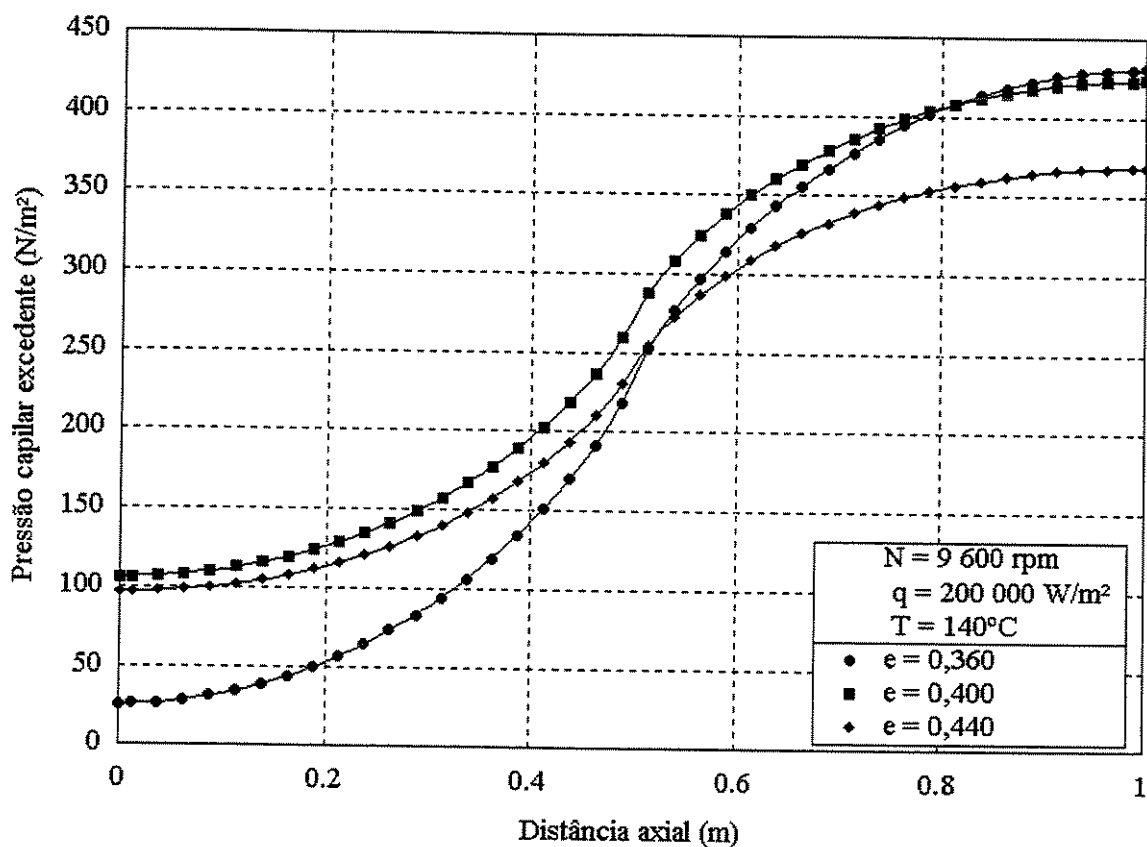


Figura 5.47 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função da porosidade no meio poroso.

5.3.11 Temperatura de operação e perfis de velocidade

Simulações foram feitas para as temperaturas de operação de 100°C, 120°C e 140°C. Variações na temperatura de operação traduzem-se, sobretudo, em variações nas propriedades termodinâmicas e de transporte, como pode ser visto na Tabela 5.1, para as propriedades da água saturada. As propriedades calor latente e massa específica foram extraídas de IRVINE e LILEY (1984). As demais propriedades foram encontradas em PERRY e GREEN (1997) para as temperaturas de 373,15 K, 390 K e 410 K (e aproximadas para a temperatura, na escala Celsius, mais próxima).

Na última coluna da Tabela 5.1 são mostradas as variações percentuais entre os valores das propriedades entre as temperaturas de 100°C e 140°C. Chama a atenção a variação na massa

específica do vapor (+ 229,24 %) e, em menor grau, a variação da viscosidade absoluta do líquido entre as duas temperaturas (- 28,32 %). Diferenças nos perfis de velocidades e pressões, com a temperatura de operação podem, portanto, ser creditadas principalmente a estes dois fatores, em especial à massa específica do vapor.

Com efeito, tais diferenças se fazem sentir até mesmo na convergência das simulações numéricas. Foi obtida convergência para a temperatura de operação de 140°C, para uma velocidade angular de 12 000 rpm e uma taxa de transferência de calor de 200 000 W/m². Entretanto, para a temperatura de operação de 100°C, os máximos valores de velocidade angular e taxa de transferência de calor, para os quais a convergência foi alcançada foram, respectivamente, 7 200 rpm e 40 000 W/m².

Tabela 5.1 Propriedades termodinâmicas e de transporte da água, para as temperaturas de operação de 100°C, 120°C e 140°C.

Propriedade	100°C	120°C	140°C	%
Calor latente de vaporização (J/kg)	$2,2565 \times 10^6$	$2,2023 \times 10^6$	$2,1448 \times 10^6$	- 4,95
Massa específica do líquido (kg/m³)	$9,5877 \times 10^2$	$9,4340 \times 10^2$	$9,2593 \times 10^2$	- 3,42
Massa específica do vapor (kg/m³)	$5,9513 \times 10^{-1}$	$1,1172 \times 10^0$	$1,9594 \times 10^0$	+ 229,24
Calor específico do líquido (J/kg-K)	$4,2170 \times 10^3$	$4,2390 \times 10^3$	$4,2780 \times 10^3$	+ 1,44
Calor específico do vapor (J/kg-K)	$2,0290 \times 10^3$	$2,1040 \times 10^3$	$2,2210 \times 10^3$	+ 9,46
Viscosidade absoluta do líquido (N.s/m²)	$2,7900 \times 10^{-4}$	$2,3700 \times 10^{-4}$	$2,0000 \times 10^{-4}$	- 28,32
Viscosidade absoluta do vapor (N.s/m²)	$1,2020 \times 10^{-5}$	$1,2690 \times 10^{-5}$	$1,3420 \times 10^{-5}$	+ 11,65
Condutibilidade térmica do líquido (W/m-K)	$6,8000 \times 10^{-1}$	$6,8600 \times 10^{-1}$	$6,8800 \times 10^{-1}$	+ 1,18
Condutibilidade térmica do vapor (W/m-K)	$2,4800 \times 10^{-2}$	$2,6300 \times 10^{-2}$	$2,8200 \times 10^{-2}$	+ 13,71
Coefficiente de tensão superficial (N/m)	$5,8900 \times 10^{-2}$	$5,5600 \times 10^{-2}$	$5,1500 \times 10^{-2}$	- 12,56

As Figuras 5.48 a 5.50 mostram velocidades do vapor tanto maiores quanto menores forem as temperaturas de operação. Este comportamento pode ser creditado ao aumento substancial da massa específica do vapor com o incremento da temperatura. Para atender à necessidade de circulação do vapor, para uma dada taxa de transferência de calor imposta ao tubo, com maiores

massas específicas são necessárias menores velocidades. Em outras palavras, considerando uma unidade de área transversal ao escoamento, uma dada vazão em massa pode ser obtida, alternativamente, aumentando-se a massa específica e diminuindo-se a velocidade ou vice-versa.

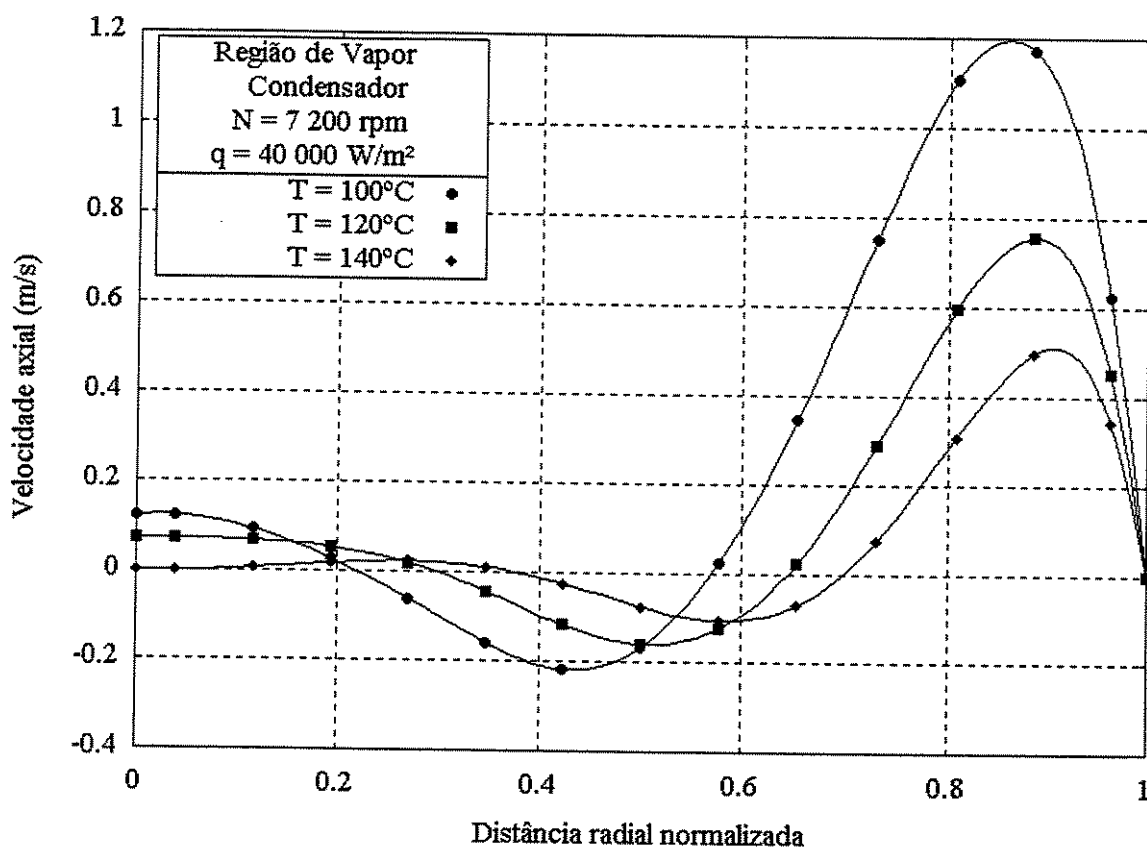


Figura 5.48. Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das temperaturas de operação.

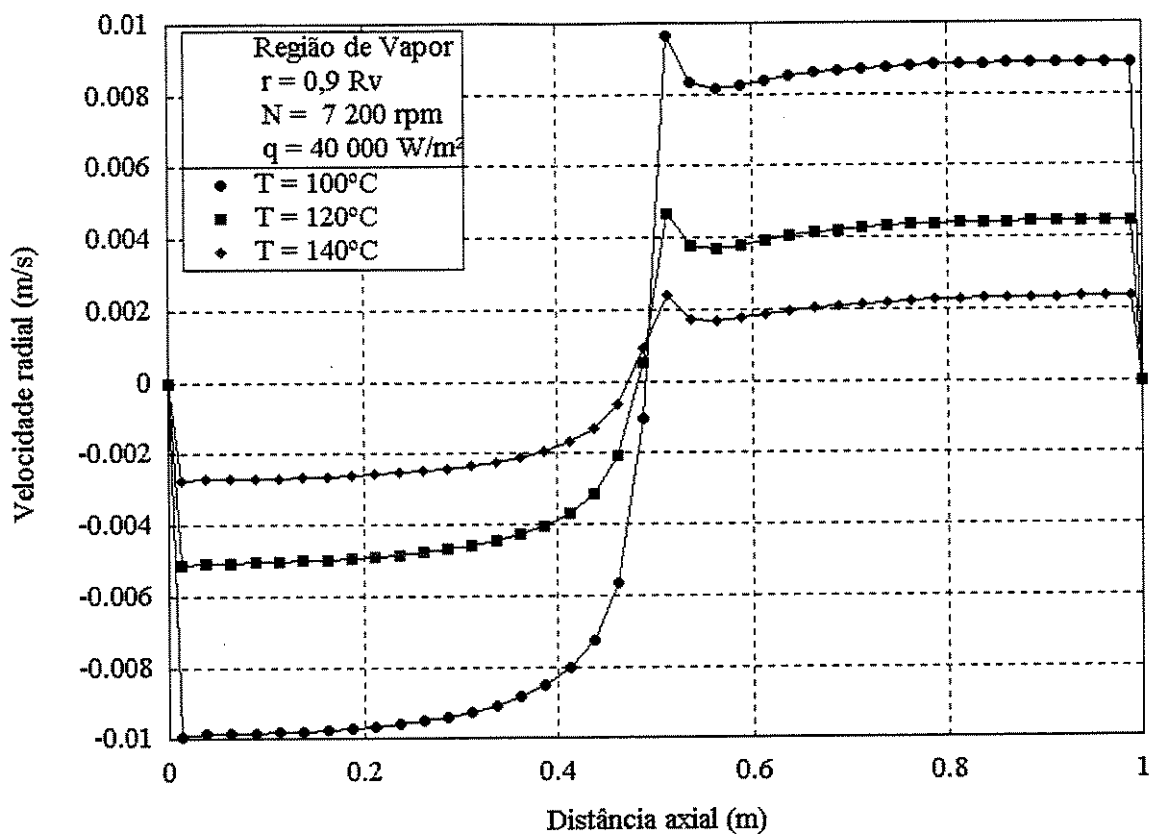


Figura 5.49. Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio equivalente a 90% do raio da região de vapor, em função das temperaturas de operação.

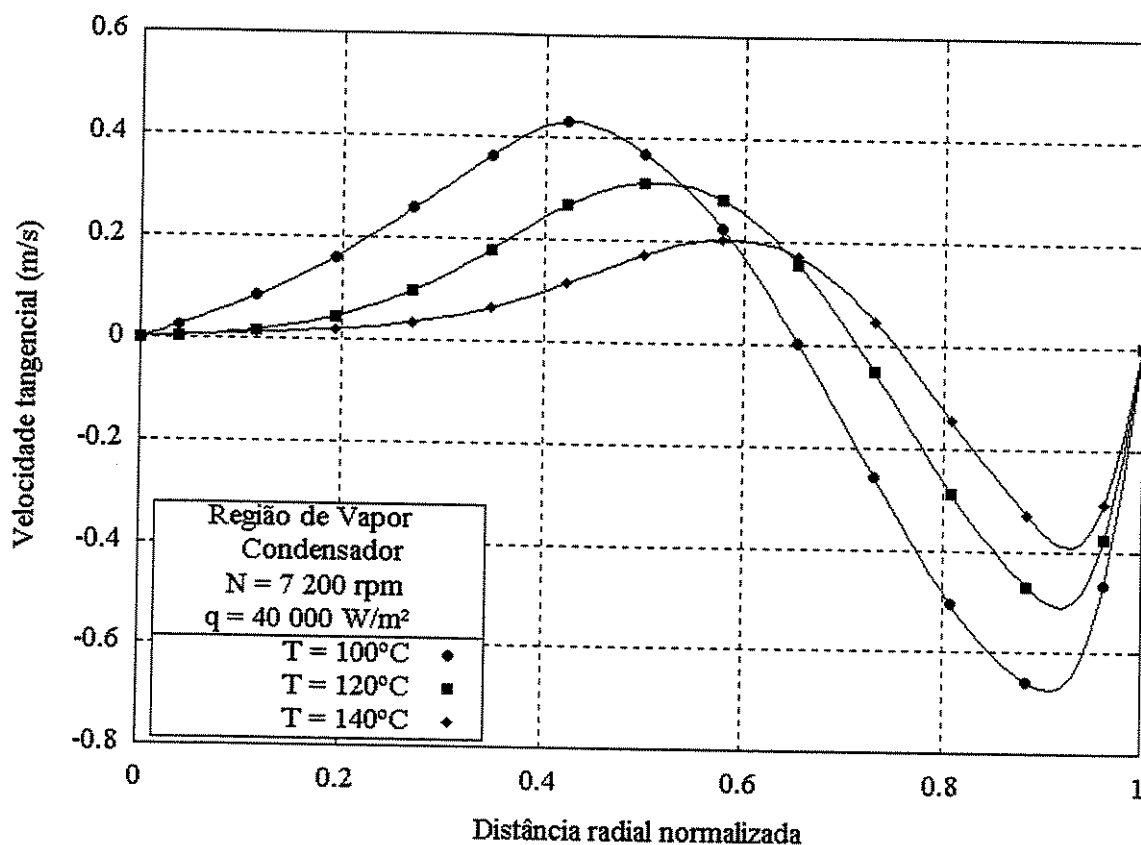


Figura 5.50. Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função das temperaturas de operação.

As temperaturas de operação têm influência sobre o escoamento no domínio poroso principalmente mediante sua relação com a viscosidade do líquido. Maiores temperaturas de operação implicam menores viscosidades e, portanto, maior facilidade de escoamento. A Figura 5.51 demonstra tal afirmação. Nela são observadas maiores velocidades do líquido com maiores temperaturas de operação. A Figura 5.52, entretanto, obtida para um corte axial próximo à parede externa do tubo, não corroboraria a afirmação acima se fossem desconsiderados os argumentos a respeito dos efeitos da rotação, transferência de calor e porosidade em diferentes extratos do meio poroso, como visto acima. Em outras palavras, as velocidades não aumentam com a temperatura de operação, em regiões afastadas da interface, devido aos efeitos da rotação, da transferência de calor e da porosidade, descritos acima.

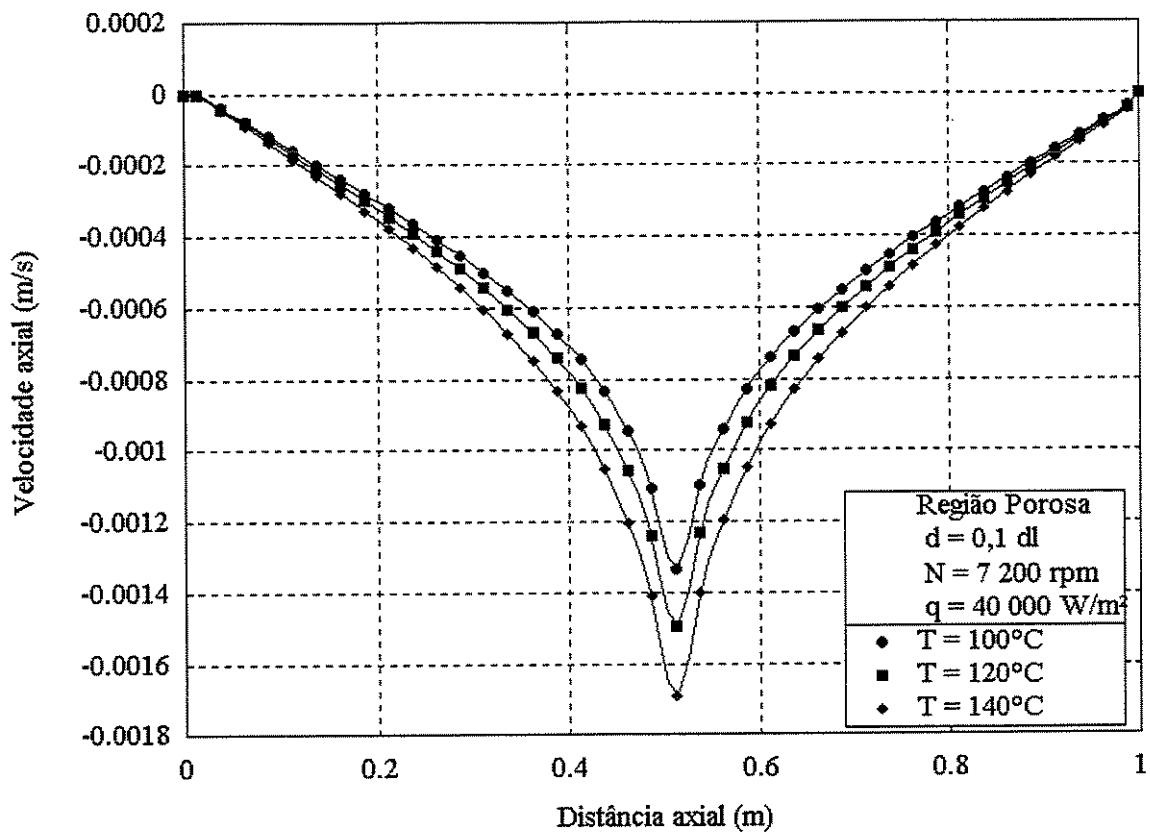


Figura 5.51 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 10% da espessura do meio poroso, em função da temperatura de operação.

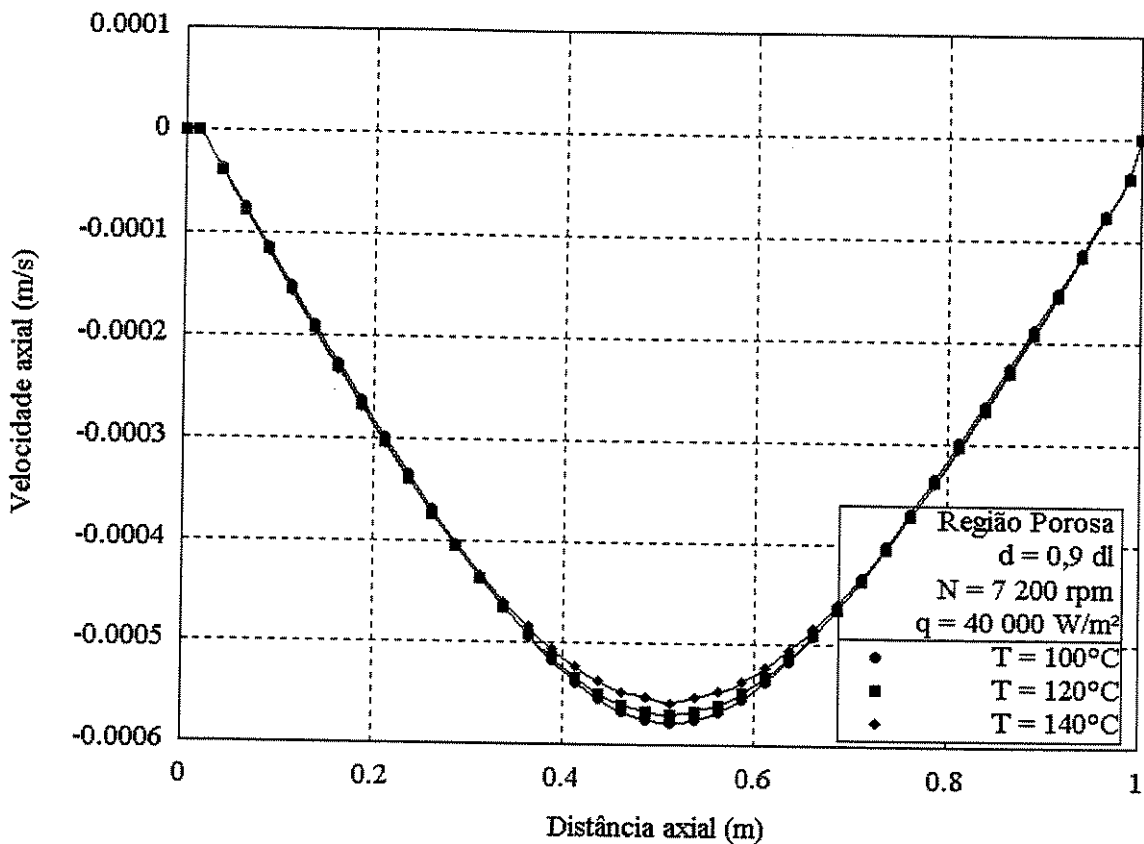


Figura 5.52 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface equivalente a 90% da espessura do meio poroso, em função da temperatura de operação.

5.3.12 Temperatura de operação e pressão capilar excedente

A pressão capilar excedente na interface líquido-vapor para uma dada posição axial, definida através da Equação 5.2, depende da tensão superficial do líquido, da pressão de vapor e da pressão no meio poroso. Mostrou-se na seção anterior, mediante análise das propriedades termodinâmicas e de transporte, que a magnitude das velocidades é diretamente proporcional à temperatura de operação no meio poroso (próximo à interface) e inversamente proporcional à mesma na região de vapor. Como, em geral, a velocidade varia no sentido inverso da variação da pressão, tem-se, como resultado, que **a as pressões variam no sentido inverso às temperaturas de operação no meio poroso e no sentido direto na região de vapor**. Estas conclusões são confirmadas pelas Figuras 5.53 e 5.54. Tais conclusões, somadas à constatação de que a tensão

superficial do líquido varia no sentido inverso à temperatura de operação, conforme pode ser visto na Tabela 5.1, explicam o comportamento da pressão capilar excedente, visto na Figura 5.55.

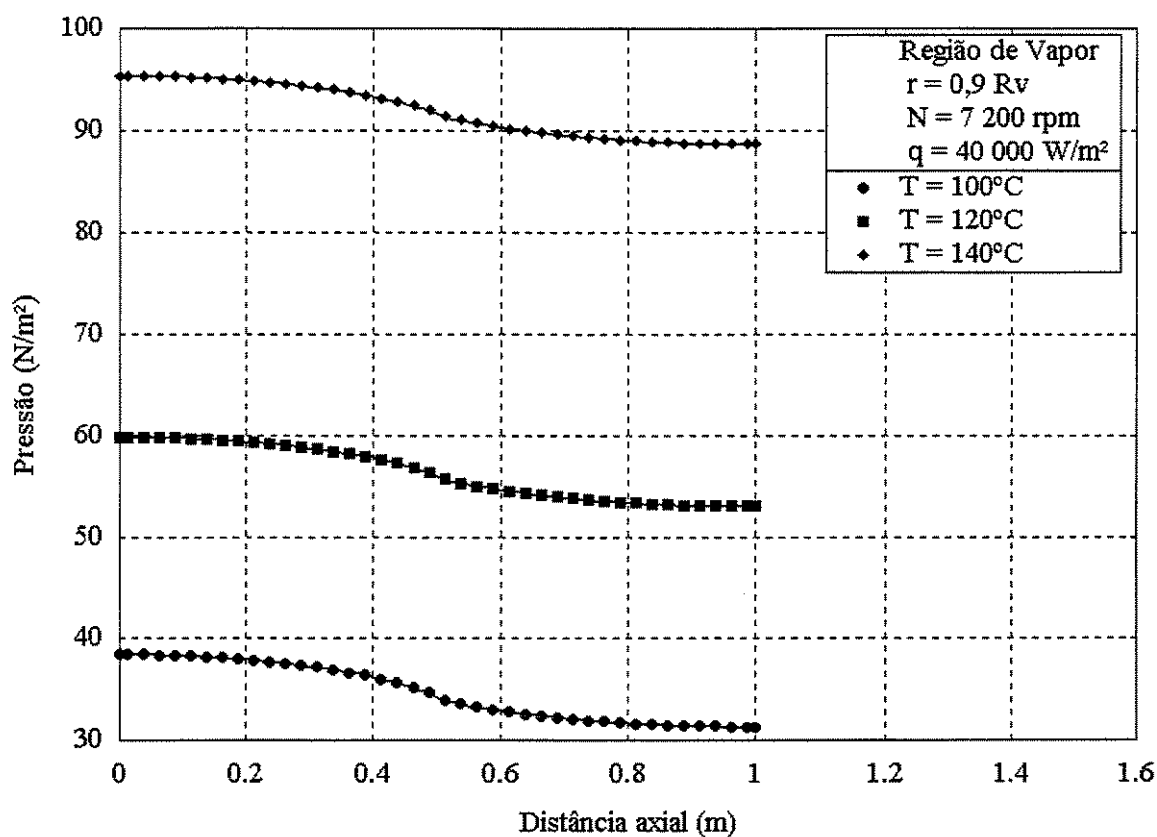


Figura 5.53 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.

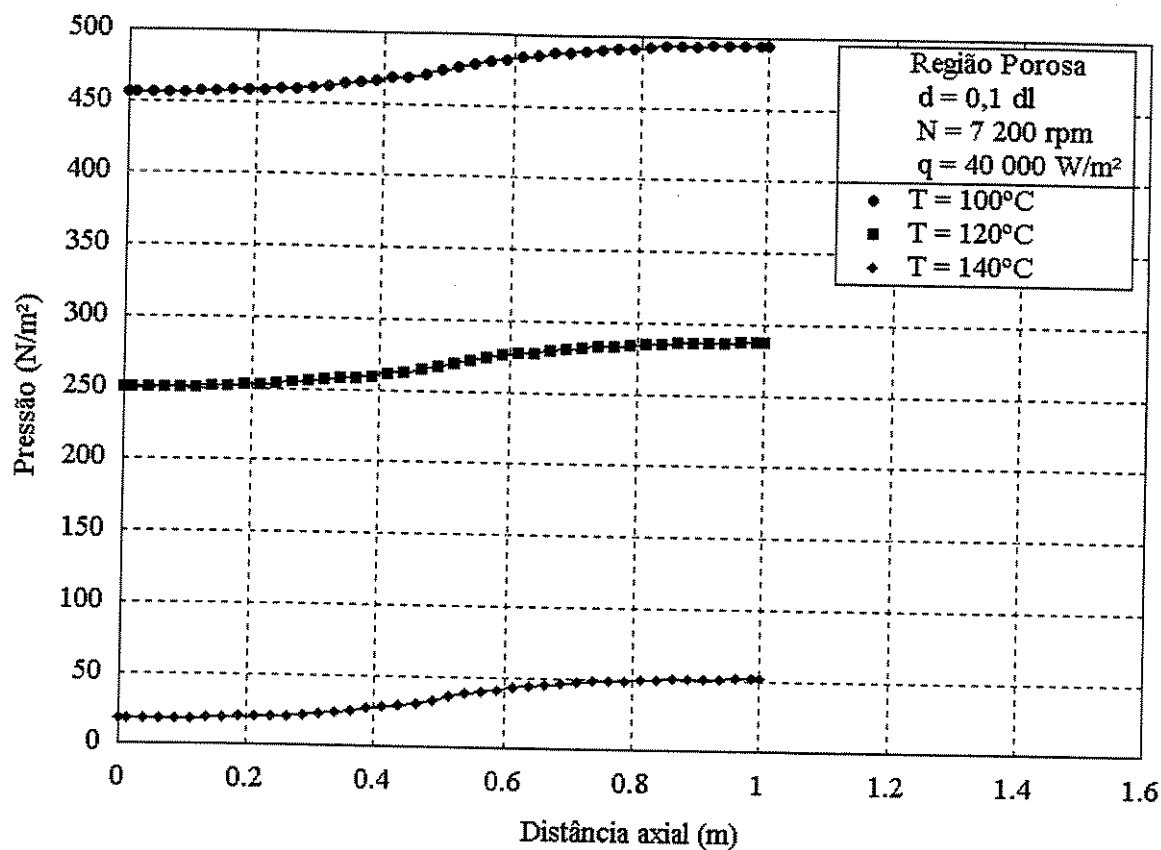


Figura 5.54 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região porosa, para uma distância da interface líquido-vapor correspondente a 10% da espessura do meio poroso, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.

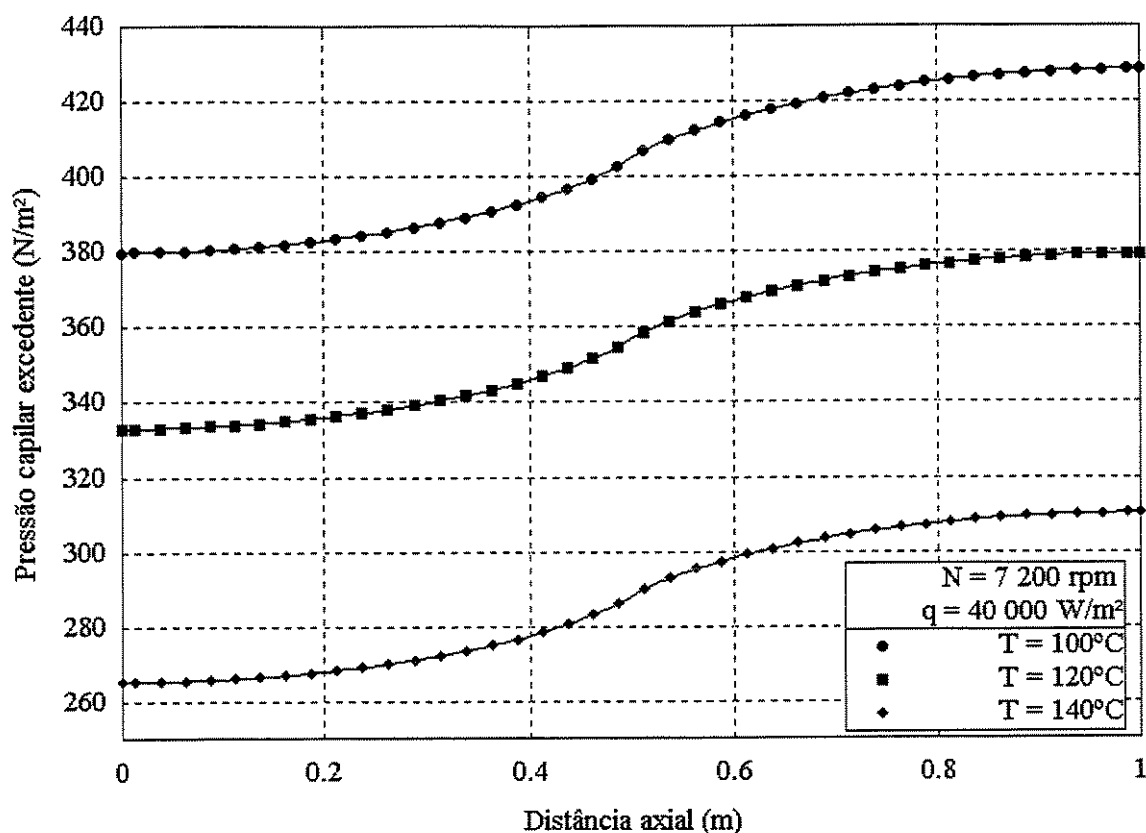


Figura 5.55 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das temperaturas de operação do tubo de calor.

5.3.13 Relações geométricas: raio da região de vapor e perfis de velocidades

Dentre as dimensões passíveis de variações em um tubo de calor (raio da região de vapor, espessura da região porosa, comprimentos do evaporador e do condensador), optou-se por investigar a variação do raio da região de vapor. São apresentados abaixo alguns perfis que indicam o efeito da variação desse parâmetro geométrico sobre a dinâmica de funcionamento do tubo de calor.

As Figuras 5.56, 5.57 e 5.58 mostram que as velocidades axiais, radiais e tangenciais, respectivamente, são tanto maiores quanto menor for o raio da região de vapor. Isto resulta basicamente da lei da conservação da massa. Para uma dada taxa de transferência de calor imposta ao tubo de calor, surge a necessidade inerente de um dado transporte de massa associado

a essa taxa de calor. Como consequência desse transporte de massa constante, são originadas velocidades maiores para raios da região de vapor menores, e vice-versa.

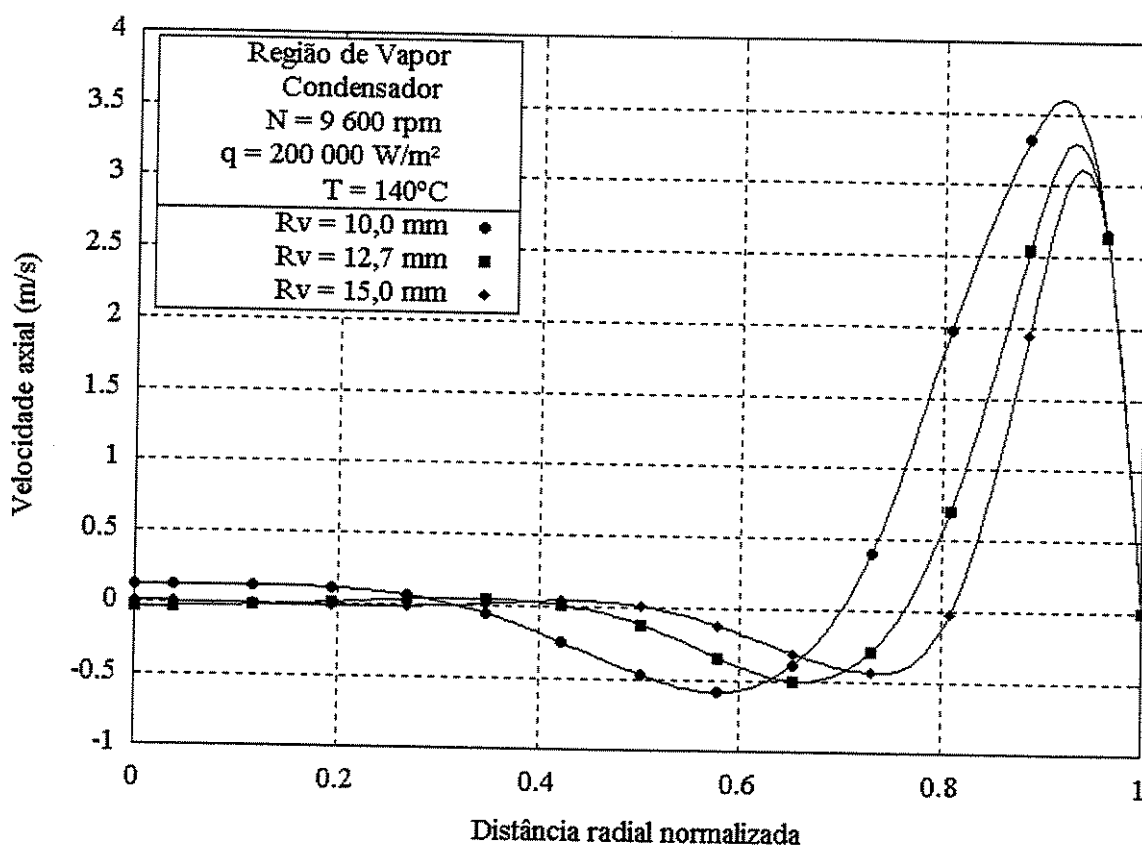


Figura 5.56 Perfis de velocidades axiais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do condensador, em função dos raios da região de vapor.

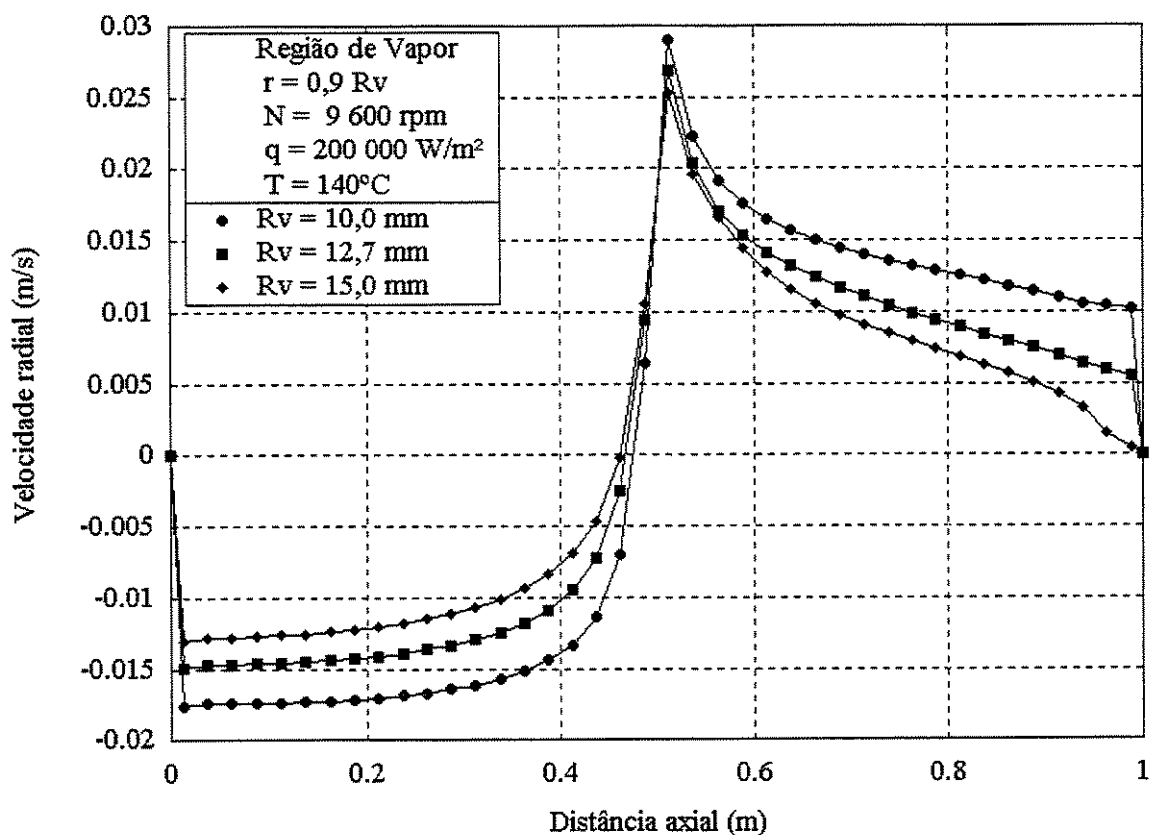


Figura 5.57 Perfis de velocidades radiais, ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio equivalente a 90% do raio da região de vapor, em função dos raios da região de vapor.

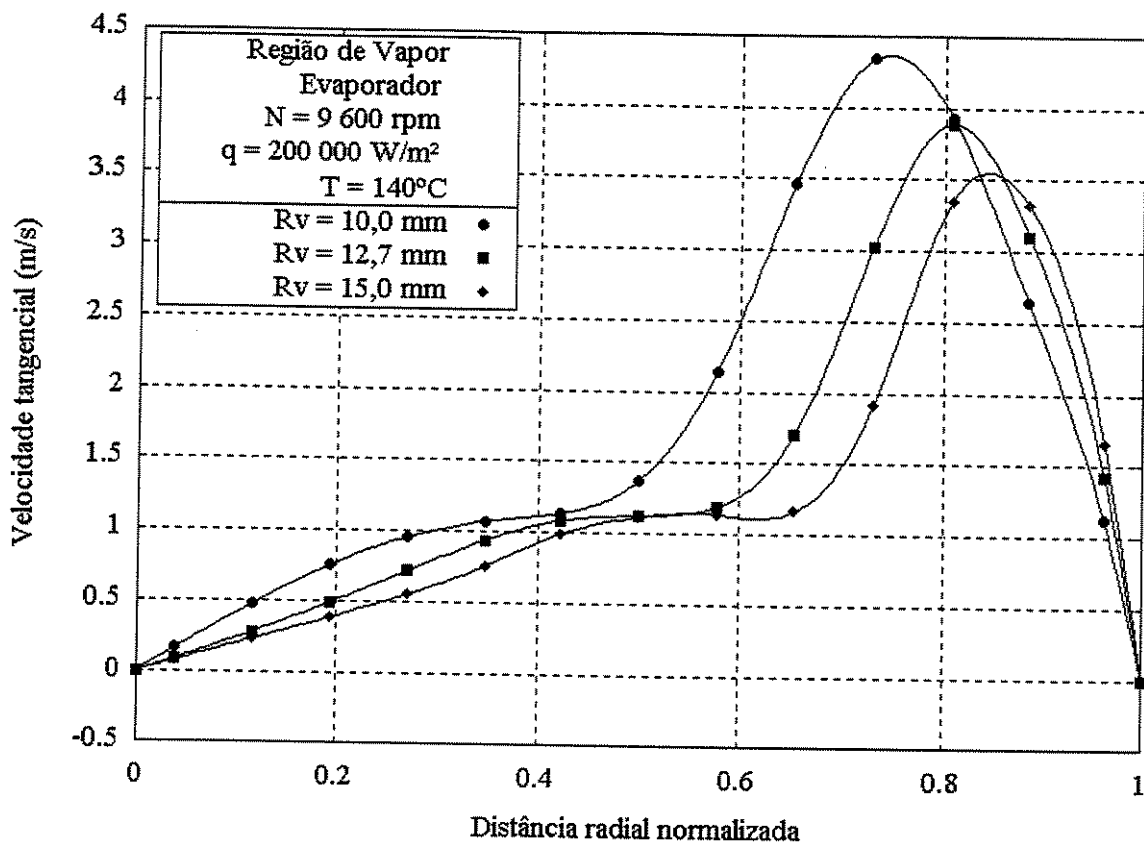


Figura 5.58 Perfis de velocidades tangenciais, ao longo do eixo radial, na região de vapor, no ponto médio do evaporador, em função dos raios da região de vapor.

5.3.14 Relações geométricas: raio da região de vapor e distribuição de pressões

Como, em geral, a velocidade varia no sentido inverso ao da variação da pressão, e considerando o aumento das velocidades com a diminuição do raio de vapor, visto na seção precedente, esperam-se pressões menores para menores raios da região de vapor e pressões maiores para maiores raios. Isto é mostrado na Figura 5.59.

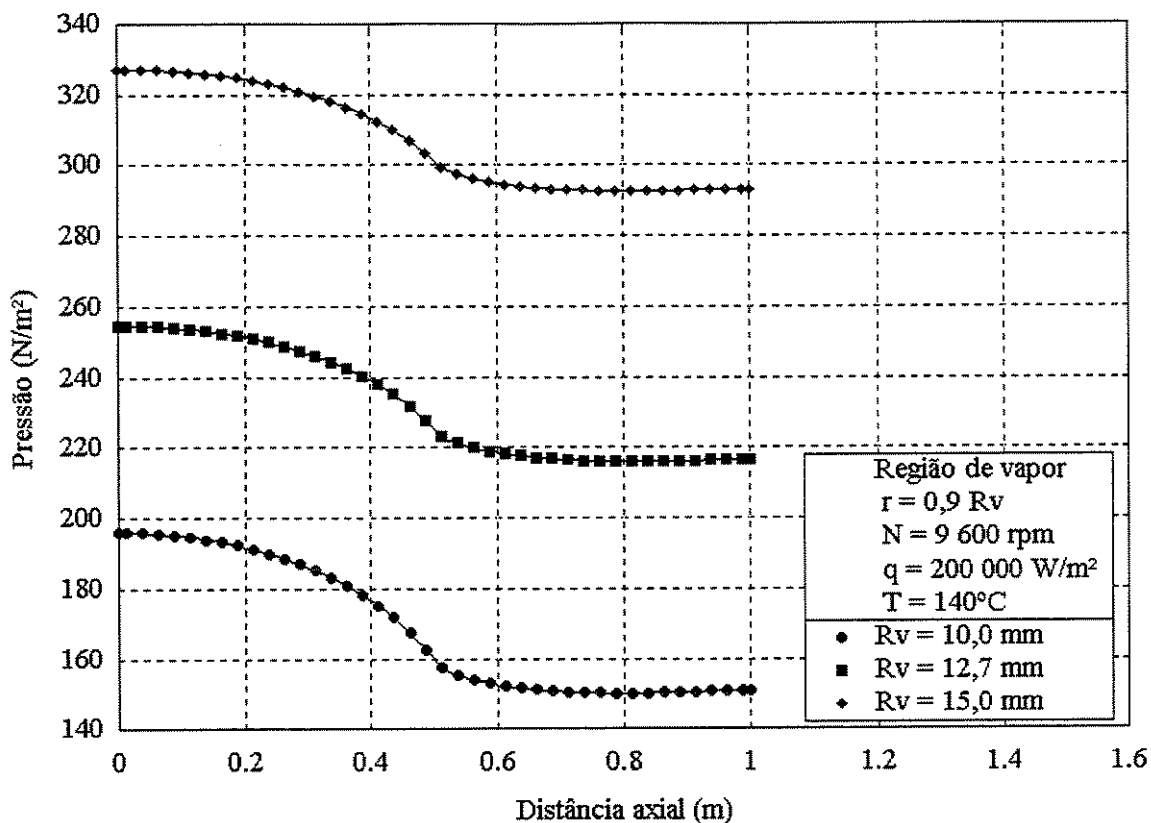


Figura 5.59 Perfis de pressão ao longo do eixo axial, na região de vapor, para um raio correspondente a 90% do raio da região de vapor, em função das áreas transversais ao eixo axial na região de vapor.

Consequência direta dos perfis de pressões na região de vapor são os perfis de pressões capilares excedentes. Tais perfis podem ser observados na Figura 5.60. Essa figura mostra que as pressões capilares excedentes variam no sentido inverso ao do raio da região de vapor, uma vez que, conforme a Equação 5.2, um acréscimo na pressão de vapor na interface, mantidos os demais termos constantes, resulta no decréscimo da pressão capilar excedente.

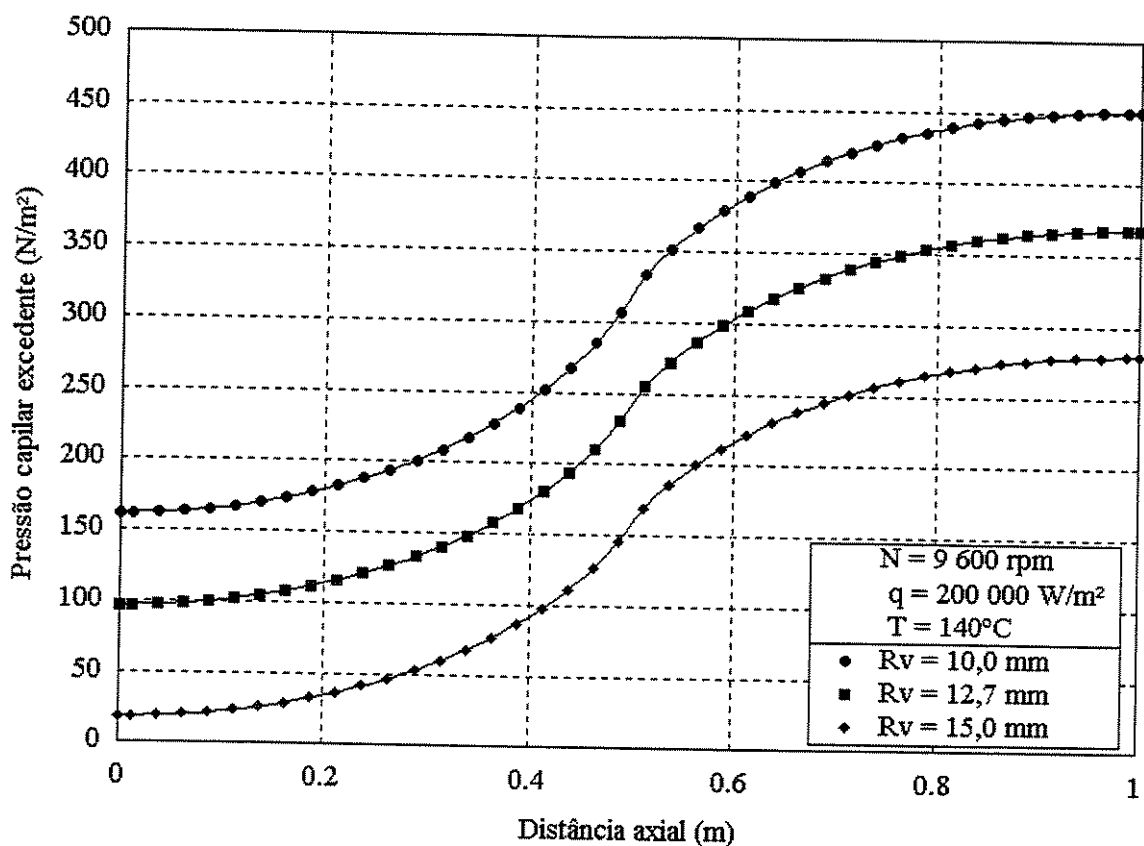


Figura 5.60 Perfis de pressão capilar excedente, ao longo do eixo axial, na interface líquido-vapor, em função das áreas transversais ao eixo axial na região de vapor.

5.4 Análise global do funcionamento do tubo de calor rotativo

5.4.1 Introdução

Para dar alguma generalidade à análise feita até aqui, faz-se necessária a apresentação de resultados das simulações numéricas em termos de parâmetros adimensionais que capturem os aspectos fundamentais de funcionamento descritos até o momento, e mesmo outros, intangíveis sob uma análise meramente local.

5.4.2 Obtenção de grupos adimensionais

A fim de identificar grupos adimensionais que estivessem relacionados ao funcionamento e ao desempenho dos tubos de calor rotativos, procurou-se, num primeiro momento, listar variáveis que pudessem influenciar, de alguma maneira, as características e o funcionamento dos mesmos.

A seguinte relação funcional, a qual indica que a capacidade de transporte de calor depende de parâmetros geométricos (d_i , L , R_v), físicos (K , ε , k , μ , ρ , λ , c_p , σ) e operacionais (Ω , T , ΔT , p , Δp , Vel , Vel_{ref} , τ), foi tomada como ponto de partida:

$$\dot{q}'' = \dot{q}''(d_i, L, R_v, K, \varepsilon, k, \mu, \rho, \lambda, c_p, \sigma, \Omega, T, \Delta T, p, \Delta p, Vel, \tau, Vel_{ref}). \quad (5.5.a)$$

Por generalidade, os parâmetros d_i , L e R_v foram substituídos por dois parâmetros geométricos quaisquer x e y , de modo que a Equação 5.5.a pôde ser reescrita como:

$$\dot{q}'' = \dot{q}''(x, y, K, \varepsilon, k, \mu, \rho, \lambda, c_p, \sigma, \Omega, T, \Delta T, p, \Delta p, Vel, \tau, Vel_{ref}). \quad (5.5.b)$$

Utilizando-se os teoremas de Buckingham, foram obtidos os grupos adimensionais mostrados na Tabela 5.2. Para o estabelecimento e nomeação de alguns dos grupos adimensionais listados na Tabela 5.2 foi útil a consulta ao trabalho de CATCHPOLE e FULFORD (1966).

5.4.3 Velocidades médias, máximas e mínimas; temperaturas e pressões médias

A maioria dos grupos adimensionais listados na Tabela 5.2 possui uma velocidade como termo constitutivo. Para que velocidades representativas do funcionamento do tubo rotativo possam vir a ser selecionadas, após a convergência numérica de cada simulação efetuada, são calculadas as velocidades médias conforme as Equações 5.6 a 5.8, definidas abaixo. Nas equações, as áreas são sempre normais à direção da velocidade. Para cada simulação são também selecionadas e gravadas as velocidades máximas e mínimas geradas.

Tabela 5.2 Parâmetros adimensionais obtidos utilizando-se os teoremas de Buckingham.

Nome do grupo adimensional	Equação
Número de Clausius	$N_{Cl} = \frac{\rho Vel^3 x}{k \Delta T}$
Número de Eckert	$N_{Ek} = \frac{Vel^2}{c_p \Delta T}$
Número de Euler	$N_{Eu} = \frac{2 \Delta p}{\rho Vel^2}$
Número de Reynolds	$N_{Re} = \frac{\rho Vel x}{\mu}$
Número de Stefan	$N_{St} = \frac{c_p \Delta T}{\lambda}$
Número de Weber	$N_{We} = \frac{\rho Vel^2 x}{\sigma}$
Número de Transferência de Calor	$N_Q = \frac{\dot{q}^*}{\rho Vel^3}$
Número de Cisalhamento	$N_{Cs} = \frac{\dot{q}^*}{\tau Vel}$
Coefficiente de atrito	$C_f = \frac{2\tau}{\rho Vel^2}$
Diferença de Temperaturas Adimensional	$N_T = \frac{\Delta T}{T}$
Diferença de Pressões Adimensional	$N_p = \frac{\Delta p}{p}$
Velocidade Adimensional	$\frac{Vel}{Vel_{ref}}$
Porosidade	ε
Permeabilidade Adimensional	$N_K = \frac{K}{x^2}$
Relações geométricas	$\frac{x}{y}$

$$\bar{w} = \frac{\int_A w dA}{A_{r\theta}} \cong \frac{\sum w \Delta A}{A_{r\theta}}; \quad (5.6)$$

$$\bar{v} = \frac{\int_A v dA}{A_{z\theta}} \cong \frac{\sum v \Delta A}{A_{z\theta}}; \quad (5.7)$$

$$\bar{u} = \frac{\int_A u dA}{A_{rz}} \cong \frac{\sum u \Delta A}{A_{rz}}. \quad (5.8)$$

Abaixo são apresentados gráficos que retratam o comportamento das velocidades médias axiais, radiais e tangenciais do vapor, em função dos dois principais parâmetros de funcionamento dos tubos de calor rotativos: a velocidade angular de rotação e a taxa de transferência de calor.

Nas Figuras 5.61 e 5.62 chama a atenção a quase invariabilidade da velocidade axial média, na região de vapor, com relação à velocidade angular de rotação do tubo. Em outras palavras, **a velocidade axial média do vapor depende, quase que exclusivamente, das taxas de transferência de calor imposta ao tubo.** A quase insensibilidade da velocidade axial média do vapor à rotação tem somente uma explicação: o escoamento reverso na direção axial, (Figuras 5.15 e 5.16), surgido com a rotação do tubo, é contrabalançado por um incremento nas velocidades no sentido principal do fluxo, mantendo-se, portanto, uma vazão em massa praticamente constante nessa direção.

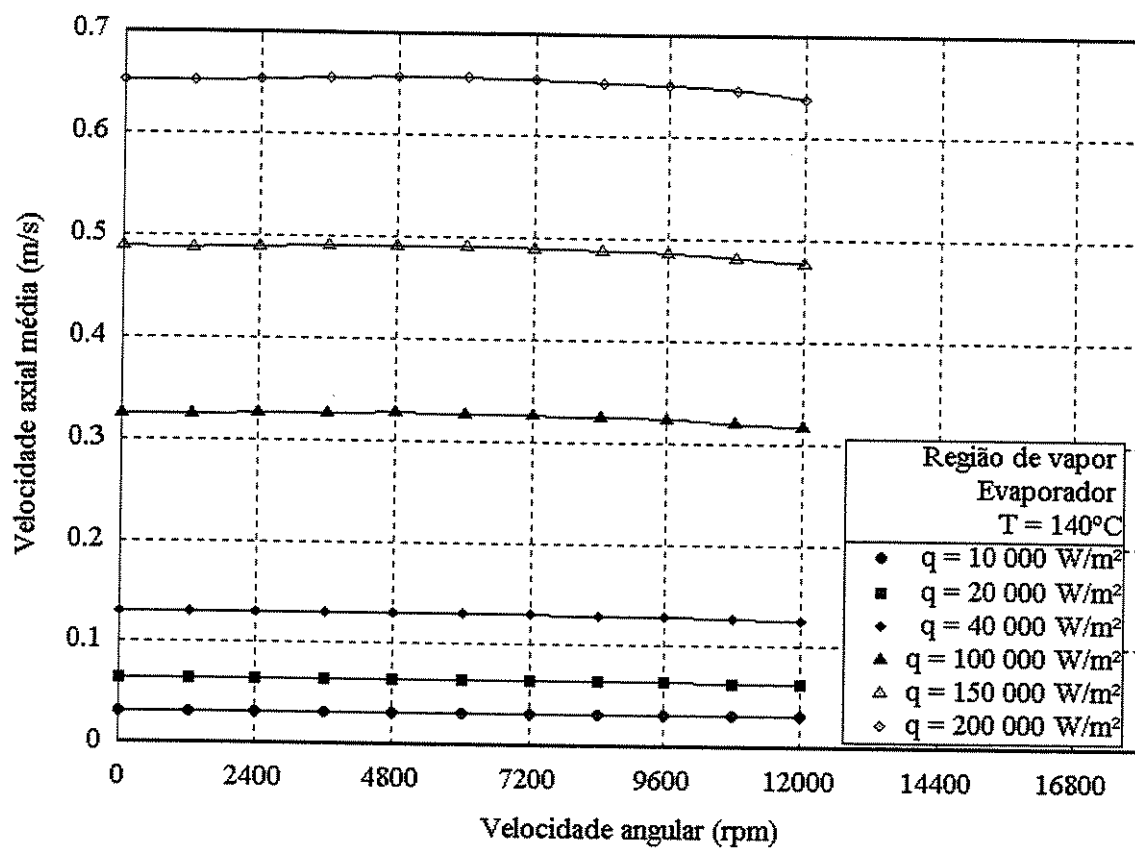


Figura 5.61 Velocidades axiais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.

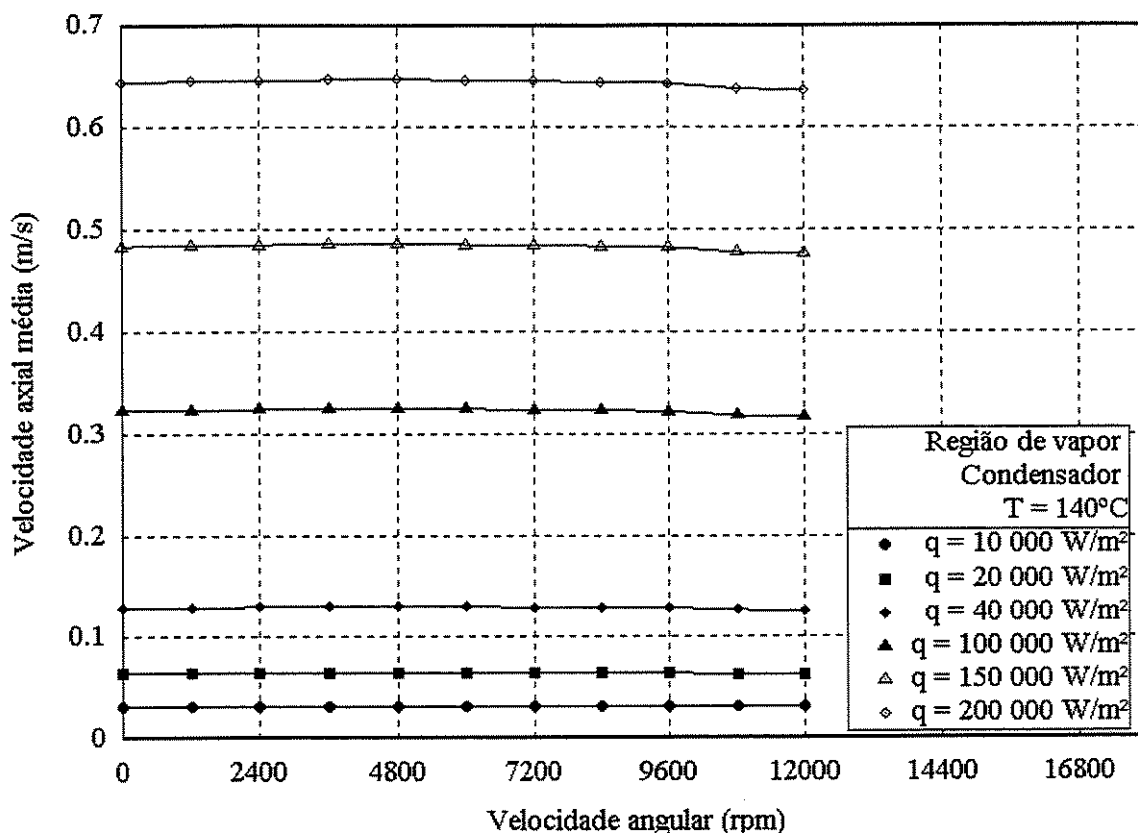


Figura 5.62 Velocidades axiais médias na região de vapor, no condensador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.

As Figuras 5.63 e 5.64 mostram o comportamento das velocidades radiais e das velocidades tangenciais médias, no evaporador, na região de vapor, em função da velocidade angular de rotação e da taxa de transferência de calor. Ao contrário das velocidades axiais médias, as velocidades radiais e tangenciais médias dependem nitidamente da velocidade de rotação do tubo, como se pode ver claramente. Gráficos a respeito do condensador foram omitidos por mostrarem imagens quase especulares às apresentadas pelos gráficos relativos ao evaporador.

Devido à quase invariabilidade das velocidades axiais médias em relação à velocidade angular de rotação do tubo, tais velocidades foram adotadas, sempre que possível, nos gráficos subsequentes, como velocidades de referência para a construção dos parâmetros adimensionais.

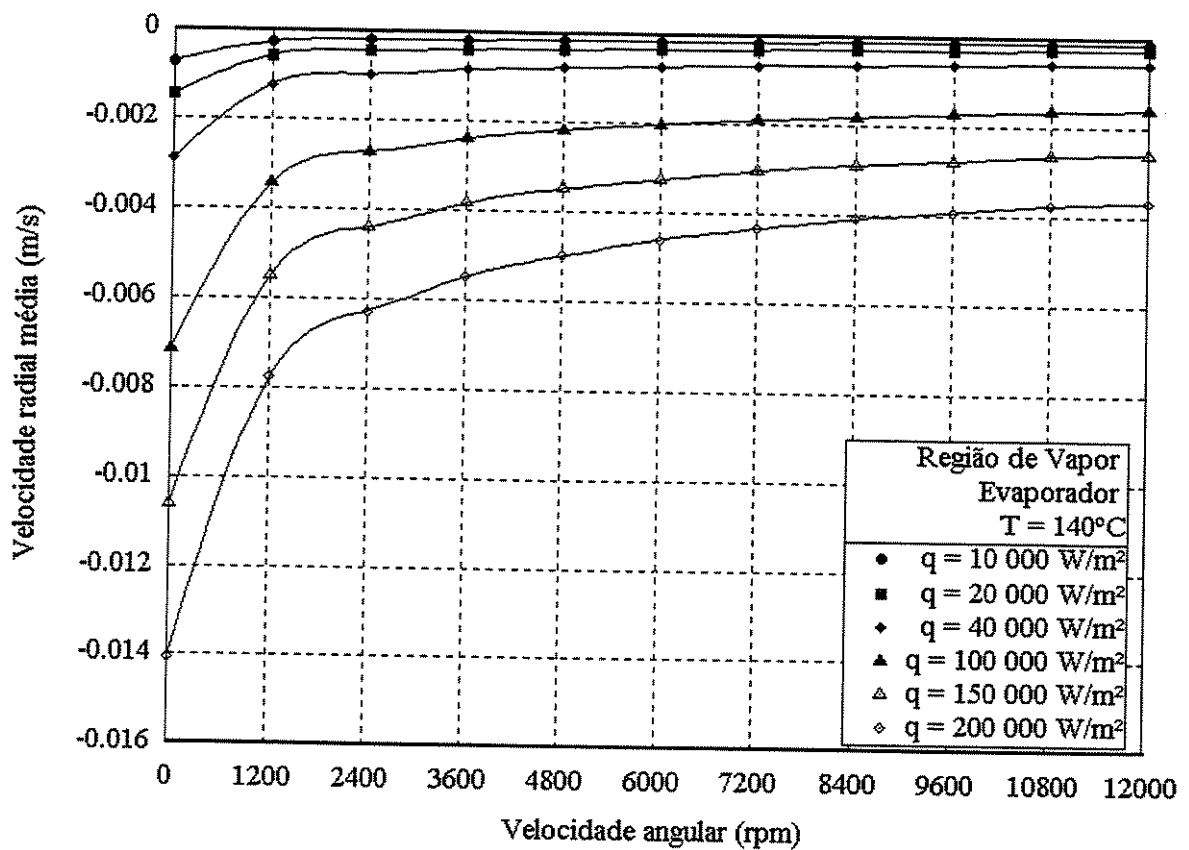


Figura 5.63 Velocidades radiais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.

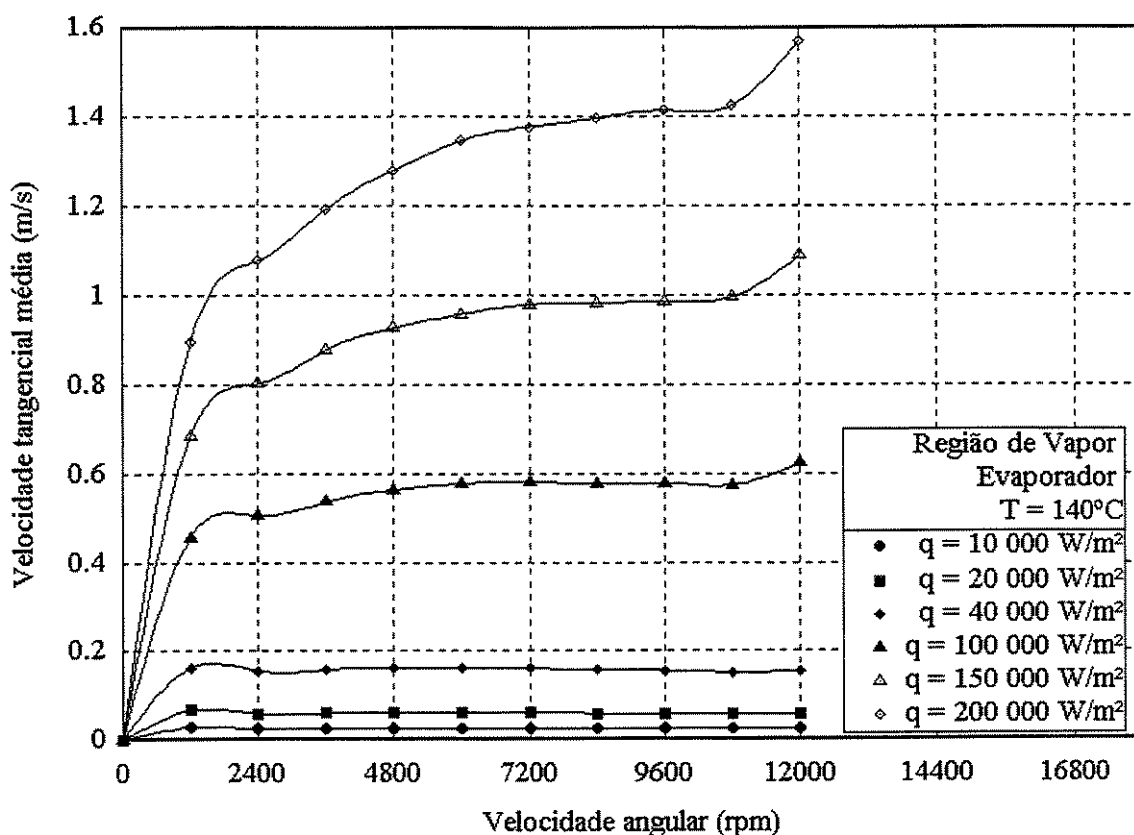


Figura 5.64 Velocidades tangenciais médias na região de vapor, no evaporador, em função das velocidades angulares de rotação do tubo de calor, para algumas taxas de transferência de calor.

Em alguns dos grupos adimensionais listados na Tabela 5.2, aparecem diferenças de pressões e temperaturas. Tais diferenças são entre valores médios, calculados pelas seguintes relações:

$$\bar{T} = \frac{\int T dV}{V} \cong \frac{\sum T \Delta V}{V}, \quad (5.9)$$

e

$$\bar{p} = \frac{\int_V p dV}{V} \cong \frac{\sum p \Delta V}{V}. \quad (5.10)$$

Os gráficos abaixo apresentam o comportamento de parâmetros adimensionais listados na Tabela 5.2, em função de dois parâmetros que adimensionalizam a velocidade angular de rotação (o número de Reynolds angular) e a taxa de transferência de calor (o número de Reynolds de injeção).

O número de Reynolds angular é definido como:

$$N_{Re\,ang} = \frac{\rho_v (\Omega R_v) 2R_v}{\mu_v}. \quad (5.11)$$

O número de Reynolds de injeção é definido pela seguinte relação:

$$N_{Re\,inj} = \frac{\rho_v Vel_{inj} 2R_v}{\mu_v}, \quad (5.12)$$

sendo a velocidade de injeção definida como:

$$Vel_{inj} = \frac{\dot{q}''}{\rho_v \lambda}. \quad (5.13)$$

Todos os gráficos a seguir foram obtidos mantendo-se invariáveis os seguintes parâmetros adimensionais: R_v/L_e , K/d_1^2 e ε , ou seja, as três últimas quantidades adimensionais mostradas na Tabela 5.2. A permeabilidade (K) está relacionada à facilidade (ou dificuldade) de se estabelecer um escoamento em um meio poroso, dada uma certa diferença de pressão estabelecida e a viscosidade do fluido. O parâmetro K/d_1^2 adimensionaliza a permeabilidade em relação ao parâmetro geométrico característico do meio poroso que é a sua espessura (d_1).

5.4.4 O número de Clausius

A Figura 5.65 mostra o comportamento do número de Clausius, definido como

$$N_{Cl} = \frac{\rho_v \bar{w}_v^3 L_e}{k_v \Delta \bar{T}_v}, \quad (5.14.a)$$

em função dos números de Reynolds angulares para alguns números de Reynolds de injeção. Na equação, o termo $\Delta \bar{T}_v$ indica a diferença entre as temperaturas médias no evaporador e no condensador.

O número de Clausius pode ser interpretado como a relação entre a energia cinética média do vapor no sentido axial, no evaporador, por unidade de volume, e a taxa de transferência de calor por condução, também por unidade de volume, na região de vapor, ao longo do eixo axial:

$$\frac{\rho_v \bar{w}_v^3 L_e}{k_v \Delta \bar{T}_v} = 2 \frac{\frac{\rho_v \bar{w}_v^2}{2} \left[\frac{J}{m^3} \right]}{\frac{k_v \Delta \bar{T}_v}{L_e} \frac{1}{\bar{w}_v} \left[\frac{J}{m^3} \right]}.$$

A distância L_e , além de indicar o comprimento do evaporador, no presente trabalho, em razão dos valores adotados, também indica a distância entre o ponto médio do evaporador e o ponto médio do condensador.

A Figura 5.65 mostra uma relação entre a energia cinética e a transferência de calor por condução ascendente com relação ao aumento da taxa de transferência de calor imposta ao tubo no evaporador, e declinante com relação ao aumento da rotação. Além disso, a figura mostra que a energia cinética tem magnitude muito superior à transferência de calor por condução.

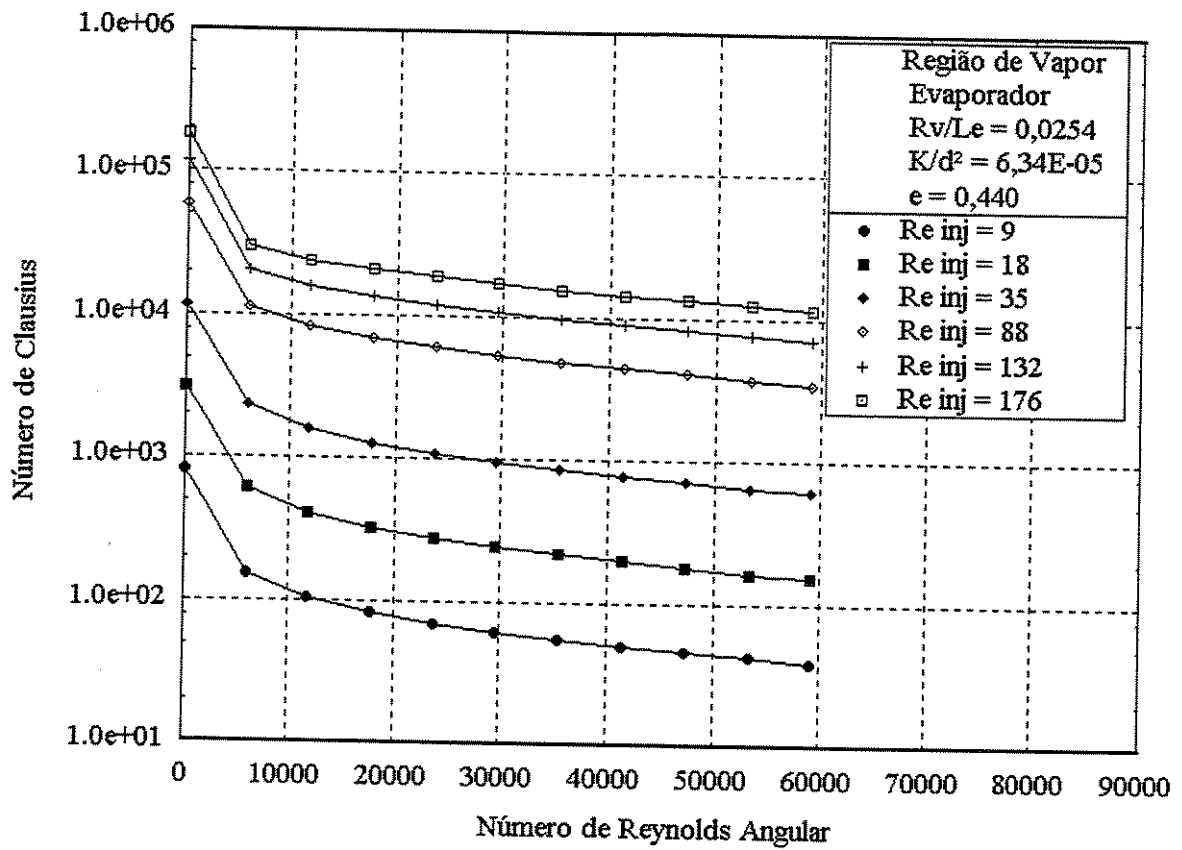


Figura 5.65 Número de Clausius, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A Figura 5.66 mostra o comportamento do número de Clausius, definido para a região porosa como

$$N_{Cl} = \frac{\rho_l \bar{w}_l^3 L_e}{k_l \Delta \bar{T}_l}, \quad (5.14.b)$$

em função dos números de Reynolds angulares para alguns números de Reynolds de injeção.

Com relação à Figura 5.65 vê-se que a relação entre a energia cinética do líquido e a transferência de calor por condução ao longo do eixo axial se inverte. Em outras palavras, no

meio poroso a ordem de magnitude da energia cinética do líquido é bastante inferior à da transferência de calor por condução. Isso é fisicamente consistente se forem levados em consideração a dificuldade inerente ao escoamento líquido na matriz porosa e o fato de que a matriz sólida é feita de material metálico, que tem alta condutibilidade térmica. Além disso, o número de Clausius se mostra insensível à rotação sendo, porém, diretamente proporcional à taxa de transferência de calor imposta ao tubo no evaporador.

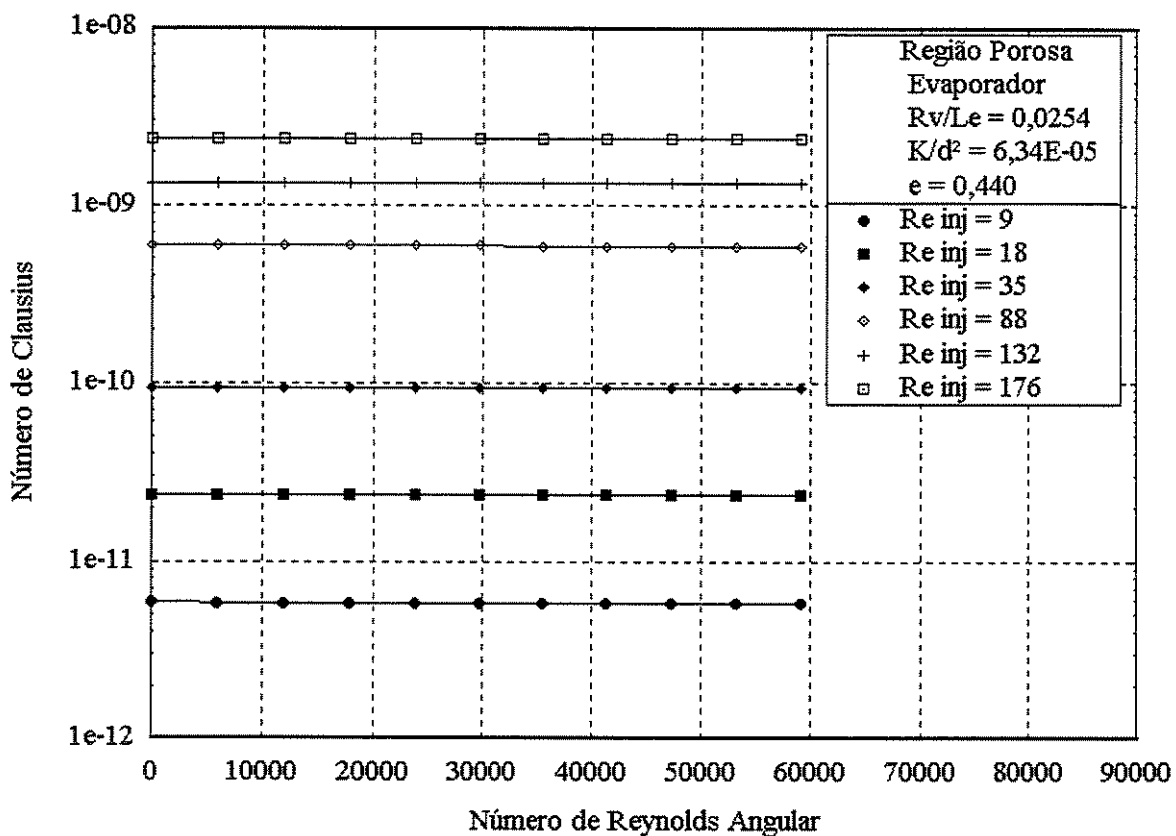


Figura 5.66 Número de Clausius, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.5 O número de Eckert

O número de Eckert, definido para a região de vapor como:

$$N_{Ek} = \frac{\overline{w_v}^2}{c_{p_v} \Delta \overline{T_v}}, \quad (5.15.a)$$

pode ser interpretado como a relação entre a energia cinética do escoamento de vapor ao longo do eixo axial, por unidade de volume, e o transporte de calor sensível do vapor, entre o evaporador e o condensador, também por unidade de volume:

$$\frac{\overline{w_v}^2}{c_{p_v} \Delta \overline{T_v}} = 2 \frac{\frac{\rho_v \overline{w_v}^2}{2} \left[\frac{J}{m^3} \right]}{\rho_v c_{p_v} \Delta \overline{T_v} \left[\frac{J}{m^3} \right]}.$$

A Figura 5.67 mostra que a energia cinética do vapor é maior que o transporte de calor sensível entre o evaporador e o condensador, somente quando, simultaneamente, não há rotação e as taxas de transferência de calor impostas ao evaporador são elevadas. Para todos os demais casos há a clara indicação de que a energia cinética é menor que o transporte de calor sensível entre o evaporador e o condensador, sendo que essa relação passa a ser fracamente dependente tanto da velocidade angular de rotação do tubo quanto da taxa de transferência de calor imposta ao evaporador.

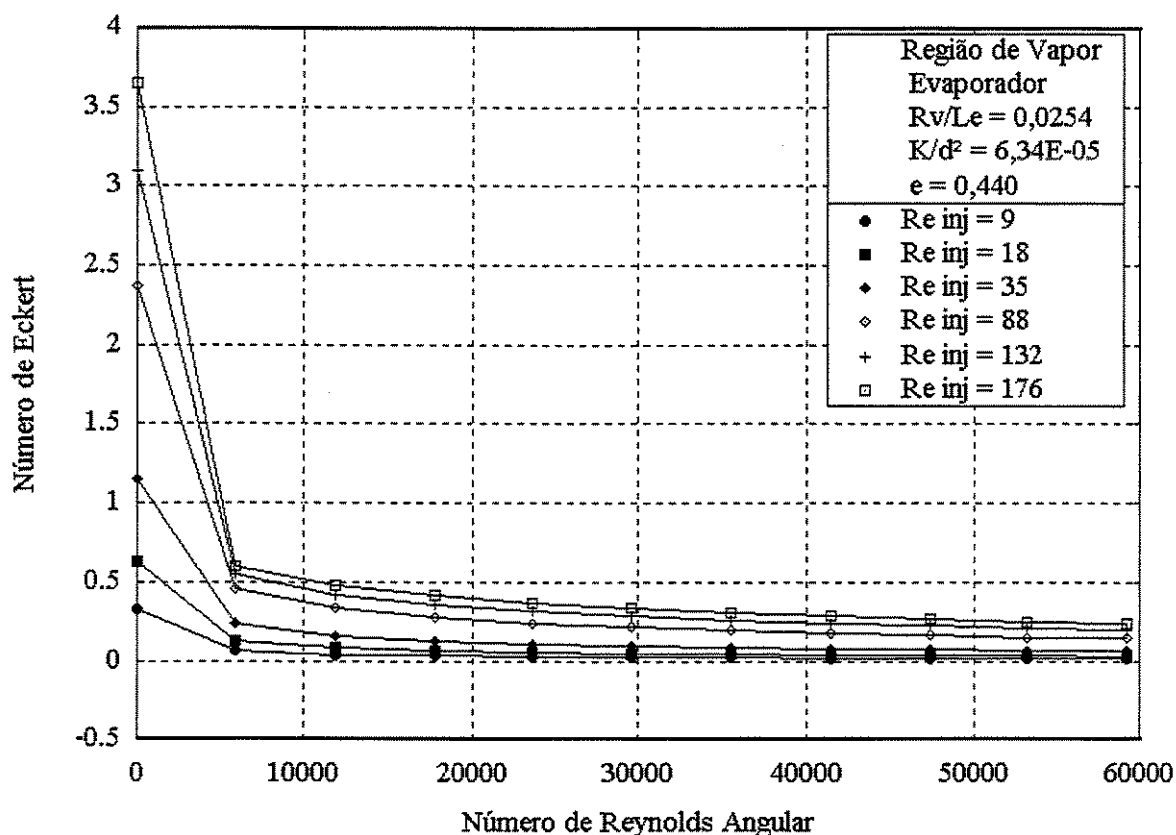


Figura 5.67 Número de Eckert, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A Figura 5.68 indica a relação entre o número de Eckert, definido para o meio poroso como:

$$N_{Ek} = \frac{\overline{w}_l^2}{c_{pl} \Delta \overline{T}_l}, \quad (5.15.b)$$

e o número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Observa-se na figura que a energia cinética do líquido é muito menor que o transporte de calor sensível entre o evaporador e o condensador. Também se pode observar que o número de

Eckert é praticamente insensível à rotação, sendo, entretanto, seu valor diretamente proporcional à taxa de transferência de calor.

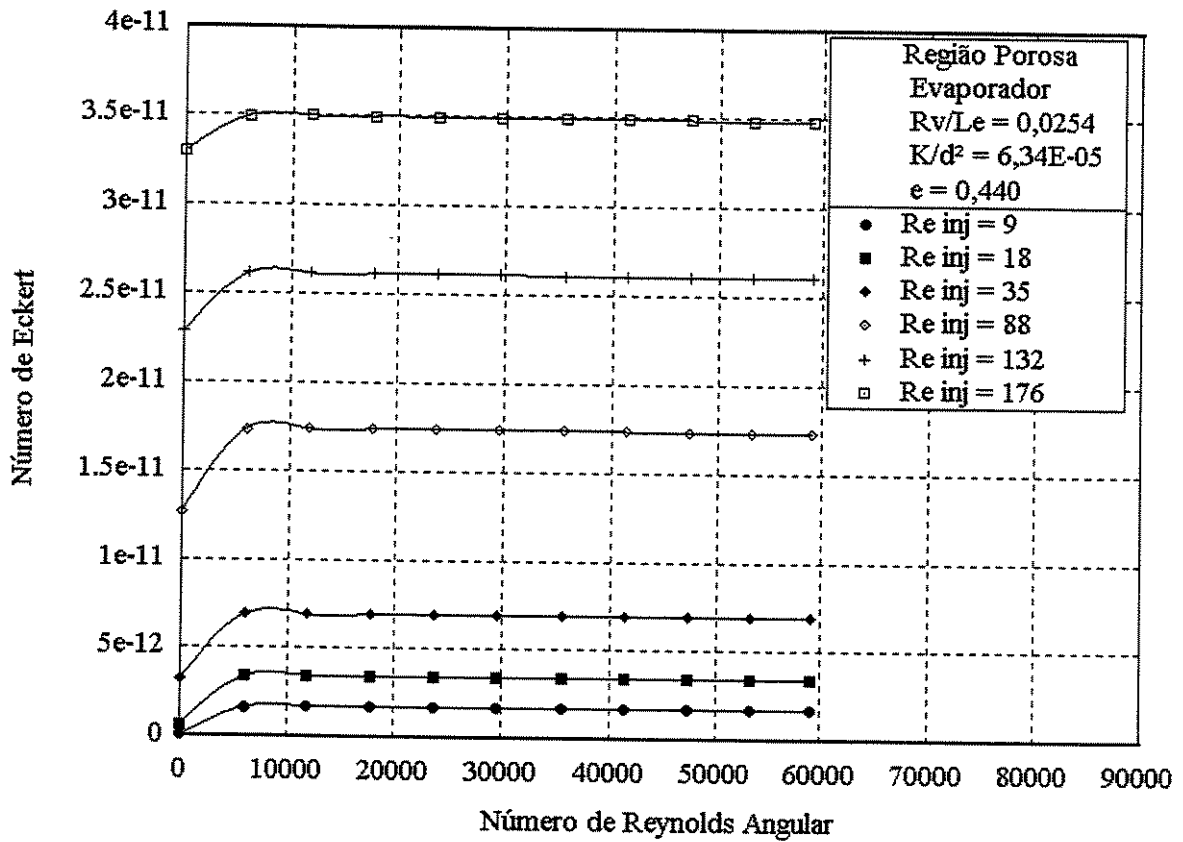


Figura 5.68 Número de Eckert, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.6 O número de Euler

O número de Euler, para a região de vapor pode ser definido como:

$$N_{Eu} = \frac{2\Delta\bar{p}_v}{\rho_v \bar{w}_v^2} \quad (5.16.a)$$

O número de Euler relaciona a variação da pressão média do vapor entre o evaporador e o condensador e a energia cinética média deste no evaporador.

A Figura 5.69 mostra que a relação entre a variação da pressão de vapor entre o evaporador e o condensador e a energia cinética média do vapor vai se ampliando à medida que aumenta a velocidade angular do tubo. Por outro lado, essa relação declina à medida que aumenta a taxa de transferência de calor. Fisicamente, com o aumento da rotação, aumenta a relação entre a energia associada à pressão e a energia associada ao movimento. Em outras palavras, uma maior diferença de pressão entre o evaporador e o condensador é requerida para promover o escoamento do vapor.

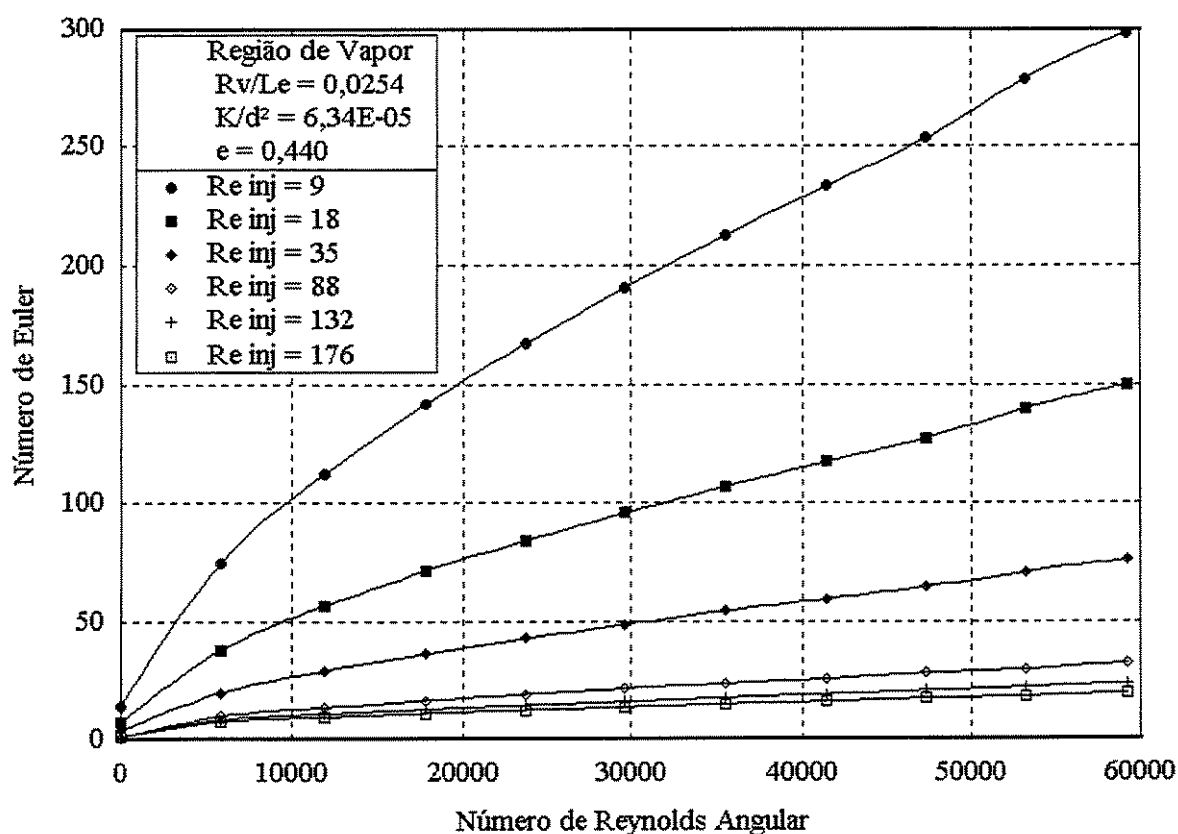


Figura 5.69 Número de Euler, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Na região porosa o número de Euler é definido como:

$$N_{Eu} = \frac{2\Delta\bar{p}_l}{\rho_l \bar{w}_l^2} \quad (5.16.b)$$

A Figura 5.70 mostra um comportamento semelhante em relação à Figura 5.69 no que se refere à taxa de transferência de calor. Entretanto, o número de Euler, na região porosa, é praticamente insensível à rotação do tubo.

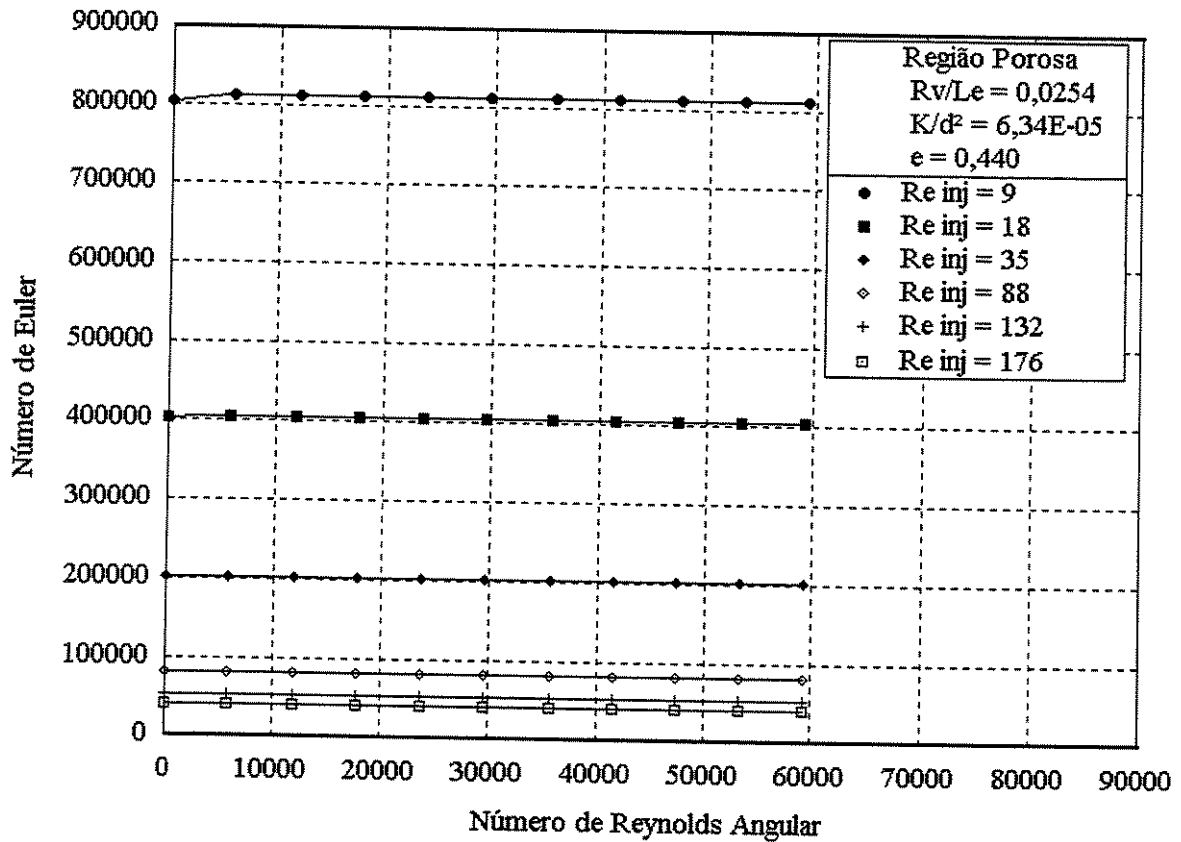


Figura 5.70 Número de Euler, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, e à diferença de temperaturas médias entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.7 O número de Reynolds

Define-se abaixo o número de Reynolds axial médio do vapor como sendo:

$$N_{Re} = \frac{\rho_v \bar{w}_v R_v}{\mu_v} \quad (5.17.a)$$

A Figura 5.71 mostra o comportamento do número de Reynolds axial médio do vapor em função do número de Reynolds angular e do número de Reynolds de injeção.

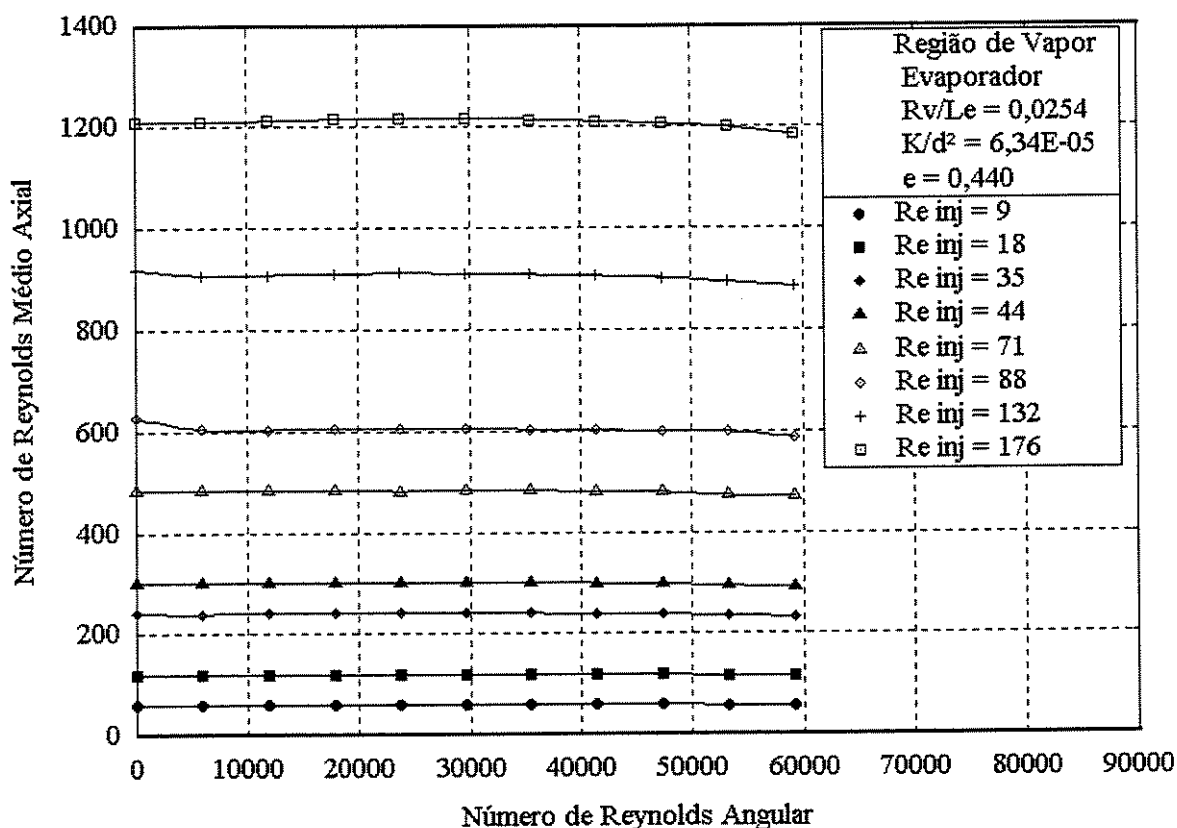


Figura 5.71 Número de Reynolds, referido à velocidade axial média no evaporador da região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

O número de Reynolds axial médio do líquido é definido como:

$$N_{Re} = \frac{\rho_l \bar{w}_l \delta_l}{\mu_l} \quad (5.17.b)$$

A Figura 5.72 mostra o comportamento do número de Reynolds axial médio do líquido, em função do número de Reynolds angular e do número de Reynolds de injeção.

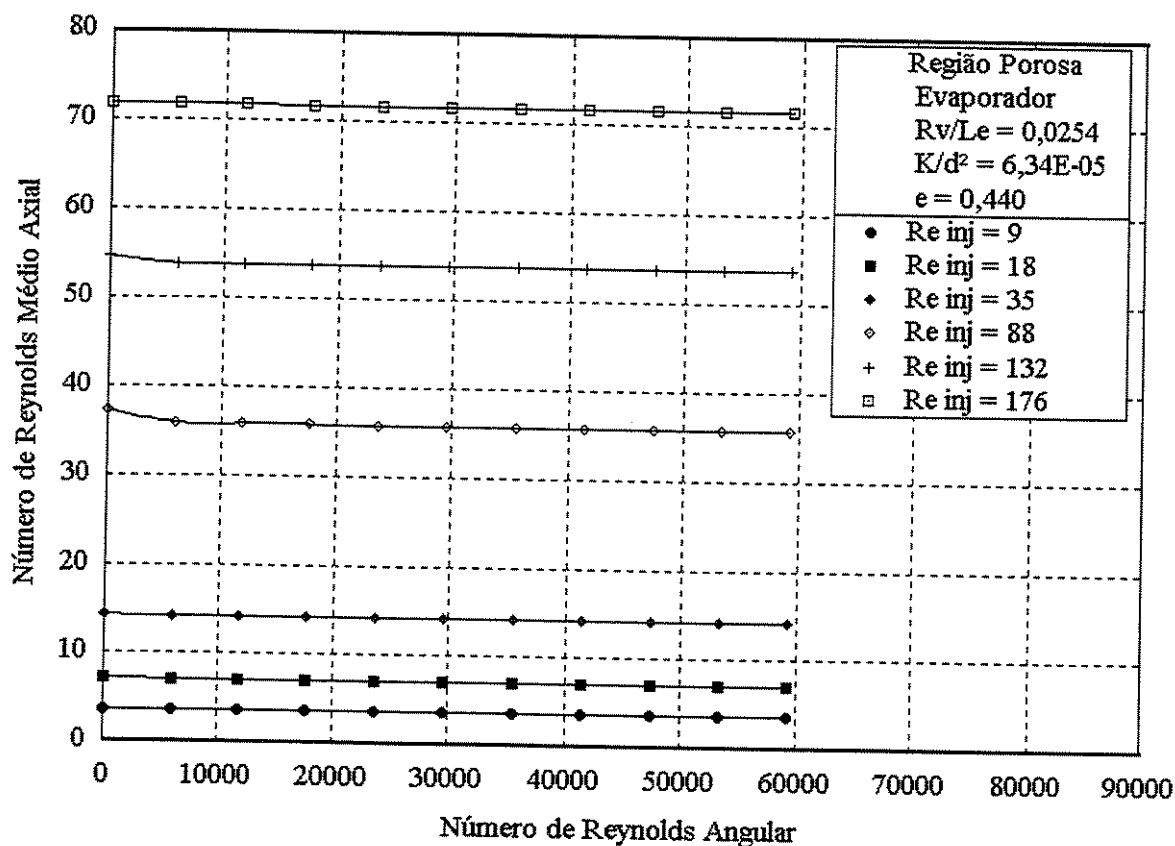


Figura 5.72 Número de Reynolds, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Como visto na Seção 5.4.3, a velocidade axial média é praticamente insensível à velocidade angular de rotação. Como o número de Reynolds foi definido em termos desta velocidade, não é de surpreender o comportamento apresentado na Figura 5.71. Comportamento semelhante se

verifica também na região porosa, a não ser pela ordem de magnitude que é cerca de dez vezes menor que para a região de vapor.

Definimos o número de Reynolds médio tangencial do vapor como sendo:

$$N_{Re} = \frac{\rho_v \bar{u}_v R_v}{\mu_v} \quad (5.18.a)$$

A Figura 5.73 mostra o comportamento do número de Reynolds tangencial médio do vapor em função do número de Reynolds angular e do número de Reynolds de injeção.

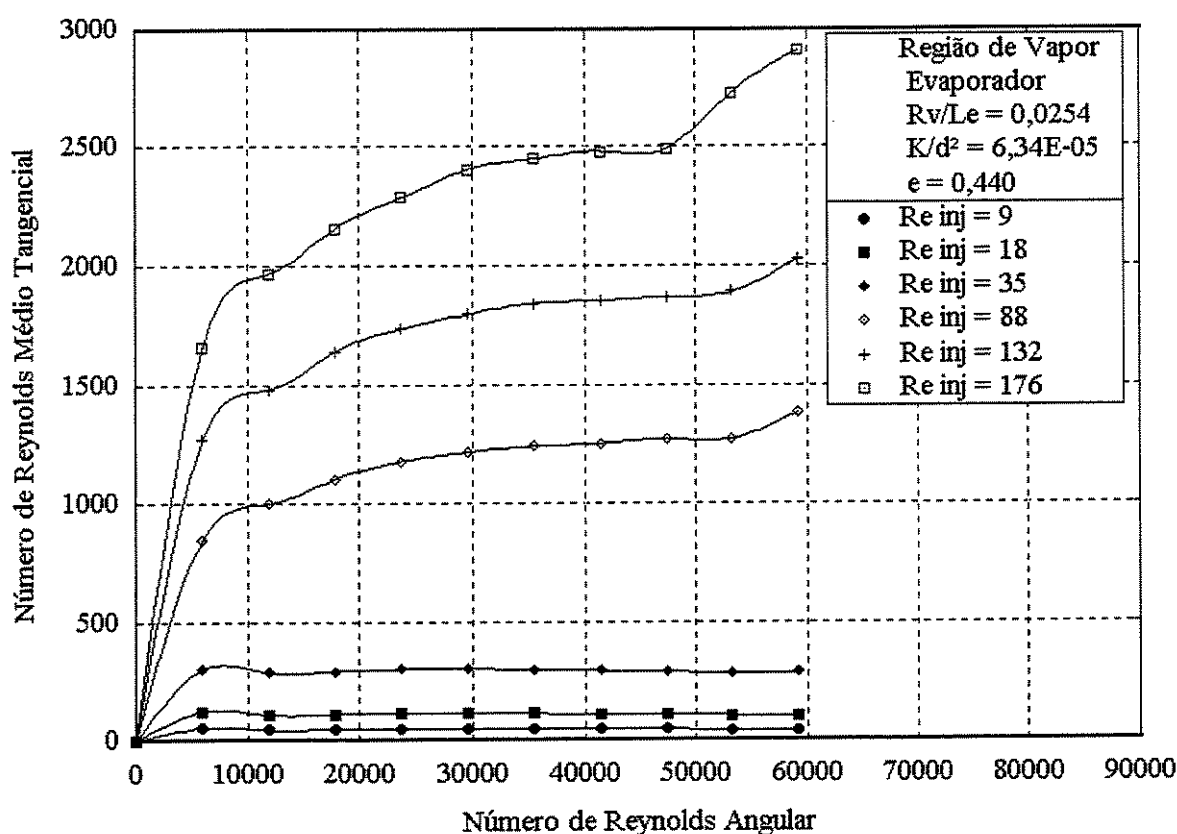


Figura 5.73 Número de Reynolds, referido à velocidade tangencial média no evaporador, na região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

O número de Reynolds médio tangencial do líquido é definido como:

$$N_{Re} = \frac{\rho_l \bar{u}_l \delta_l}{\mu_l} \quad (5.18.b)$$

A Figura 5.74 mostra o comportamento do número de Reynolds tangencial médio do líquido, em função dos números de Reynolds angular e do número de Reynolds de injeção.

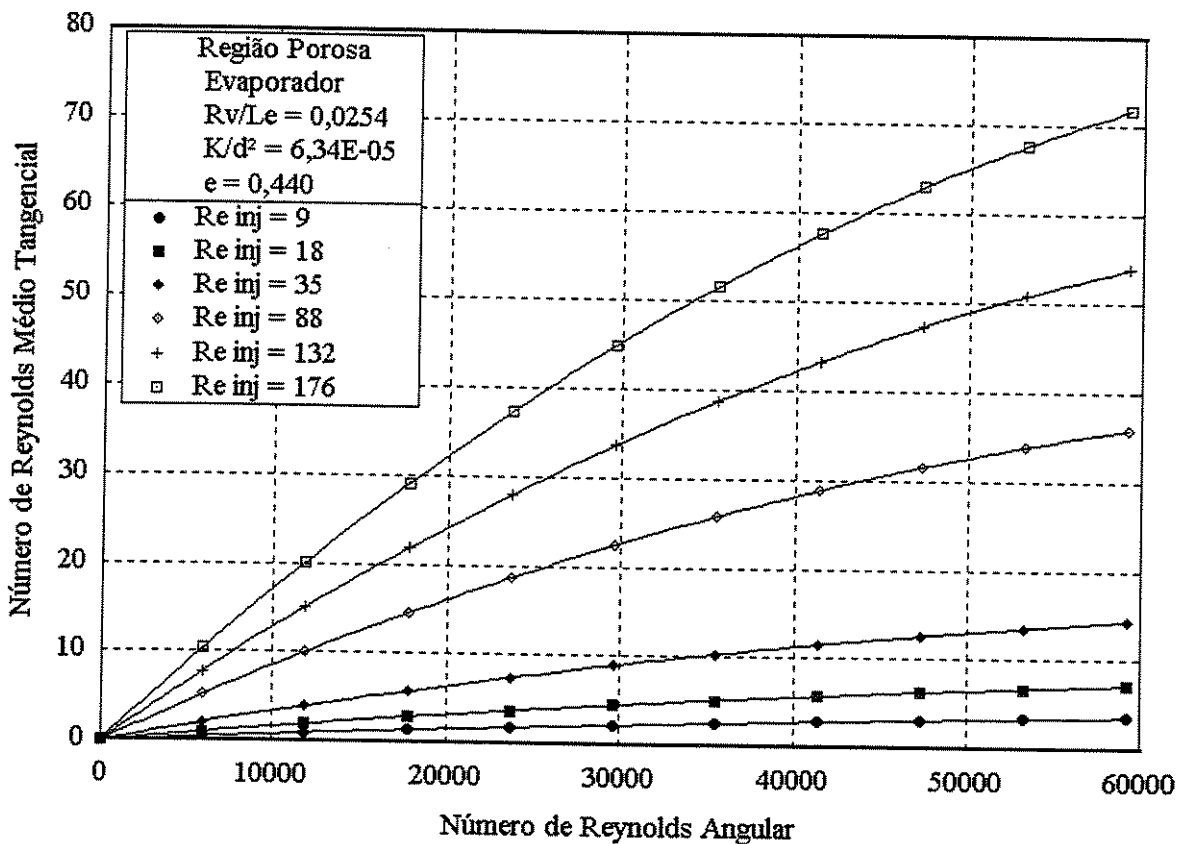


Figura 5.74 Número de Reynolds, referido à velocidade tangencial média no evaporador, na região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A velocidade tangencial média é diretamente proporcional à velocidade angular de rotação, como visto acima. Como o número de Reynolds foi definido em termos desta velocidade, não é

de surpreender o comportamento apresentado nas Figuras 5.73 e 5.74. Na região de vapor, para altas velocidades angulares e altas taxas de transferência de calor, pode-se observar que o escoamento tangencial principia um afastamento do regime laminar, pressuposto do modelo matemático adotado.

5.4.8 O número de Rossby

O número de Rossby para a região de vapor, no presente trabalho é definido como:

$$N_{Ro} = \frac{\bar{u}_v}{\bar{w}_v} \quad (5.19.a)$$

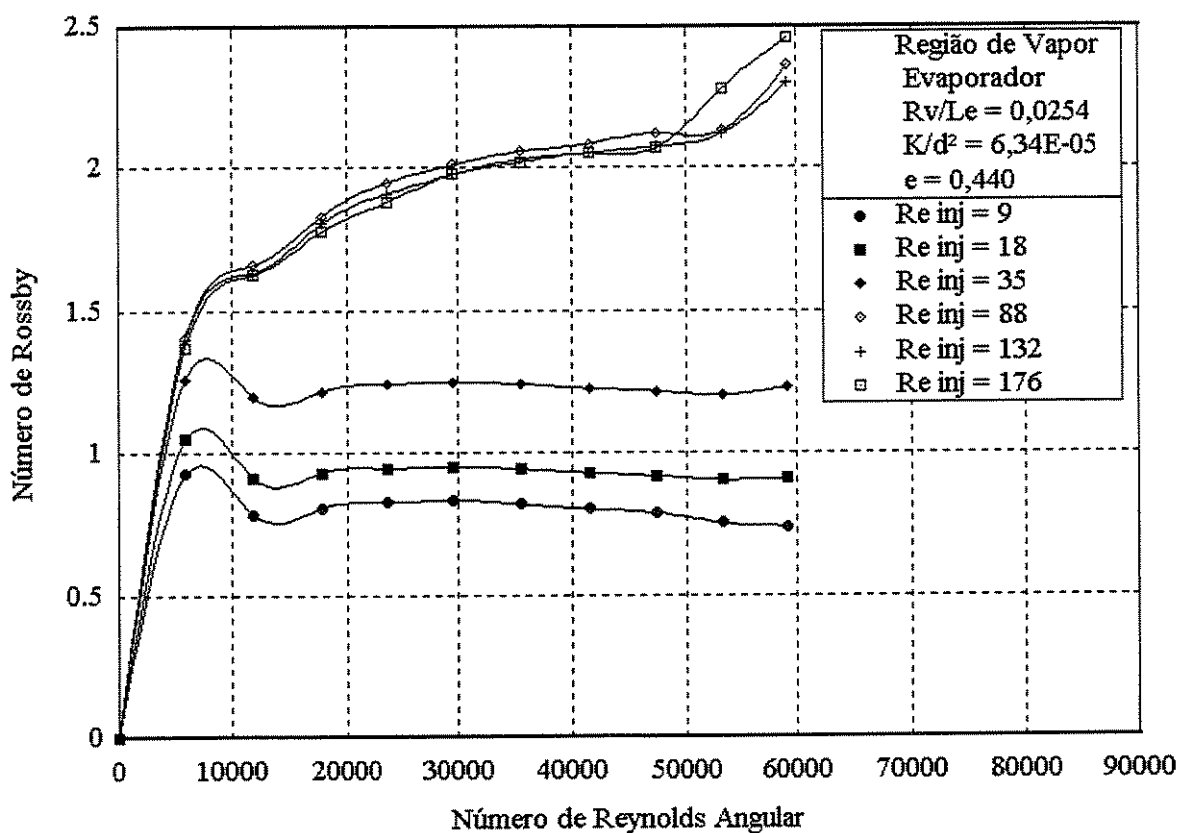


Figura 5.75 Número de Rossby, referido à velocidade axial média no evaporador, na região de vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

O número de Rossby é um caso especial da quantidade que foi denominada de Velocidade Adimensional, na Tabela 5.2. Tal como definido acima, o número de Rossby relaciona a velocidade tangencial média à velocidade axial média.

Observa-se na Figura 5.75, para a região de vapor, que para pequenas taxas de transferência de calor (baixos Reynolds de injeção), o aumento da velocidade angular de rotação (Reynolds angular) causa um incremento de mesma ordem de magnitude tanto nas velocidades tangenciais quanto nas velocidades axiais, o que se traduz em um número de Rossby relativamente constante. Já para taxas de transferência de calor maiores, um incremento na velocidade angular de rotação causa um incremento de maior magnitude na velocidade tangencial média que na velocidade axial média, o que se traduz em um número de Rossby ascendente.

Na região porosa o número de Rossby é definido como:

$$N_{Ro} = \frac{\bar{u}_l}{\bar{w}_l}. \quad (5.19.b)$$

Observa-se na Figura 5.76 que na região porosa a relação entre a velocidade tangencial média do líquido e a sua velocidade axial média não depende das taxas de transferência de calor (número de Reynolds de injeção), sendo função exclusiva da velocidade angular de rotação (número de Reynolds angular).

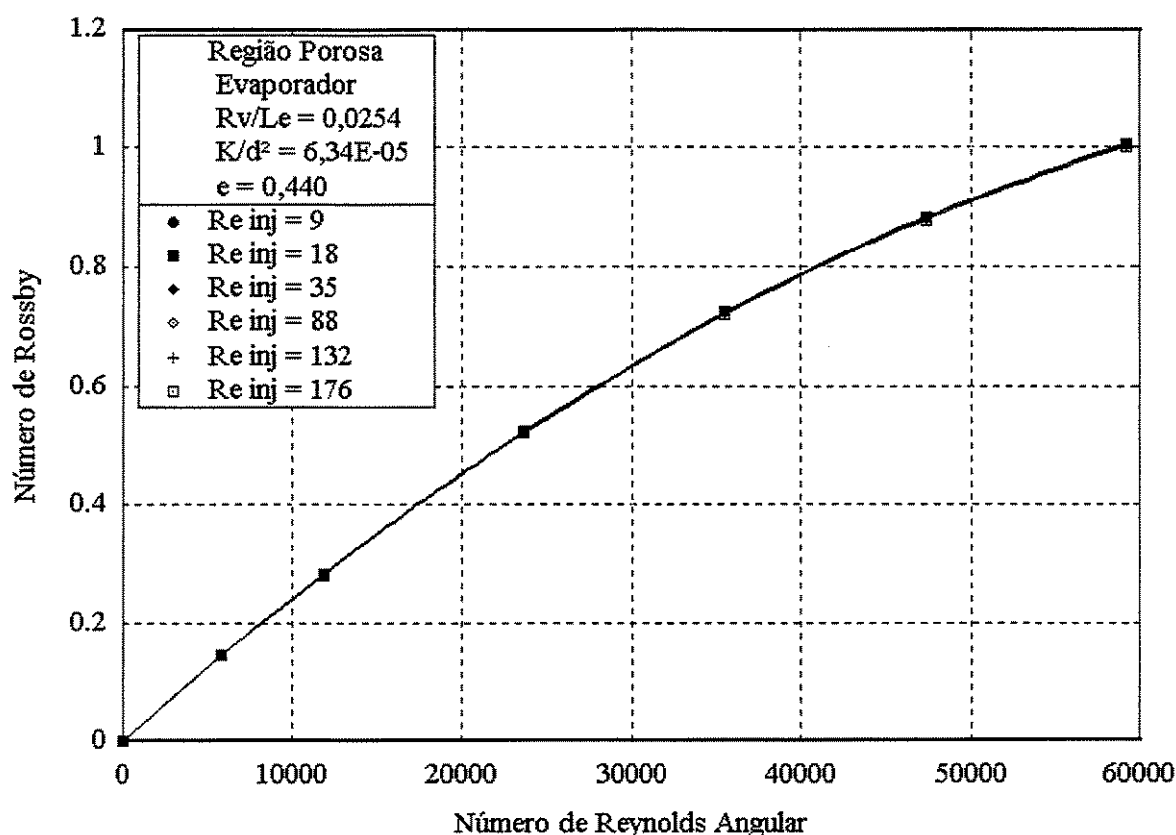


Figura 5.76 Número de Rossby, referido à velocidade axial média no evaporador da região porosa, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.9 O número de Stefan

O número de Stefan, definido como:

$$N_{sf} = \frac{c_{pv} \Delta \bar{T}_v}{\lambda}, \quad (5.20)$$

relaciona o transporte de calor sensível ao transporte de calor latente, na região de vapor. Como pode ser visto na Figura 5.77, o transporte de calor sensível é ínfimo se comparado ao transporte de calor latente de vaporização. Não obstante, o transporte de calor sensível, em relação ao

latente aumenta tanto com o aumento da taxa de transferência de calor quanto com a velocidade angular de rotação.

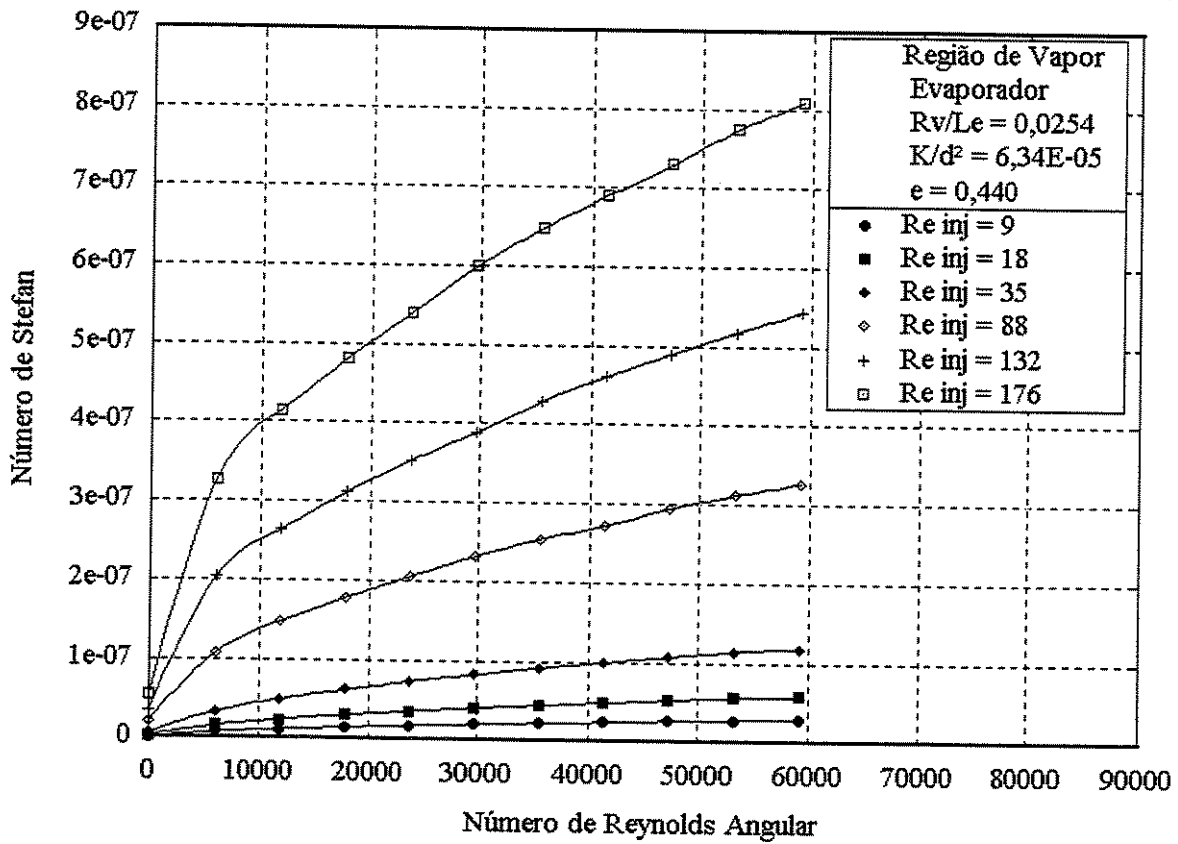


Figura 5.77 Número de Stefan referido à diferença de temperaturas médias do vapor entre o evaporador e o condensador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.10 O número de transferência de calor

O número de transferência de calor, para a região de vapor, é definido no presente trabalho como sendo a relação seguinte:

$$N_Q = \frac{\dot{q}''}{\rho_v \bar{w}_v^3}. \quad (5.21.a)$$

Na região porosa o número de transferência de calor é definido como sendo:

$$N_Q = \frac{\dot{q}''}{\rho_l \bar{w}_l^3} \quad (5.21.b)$$

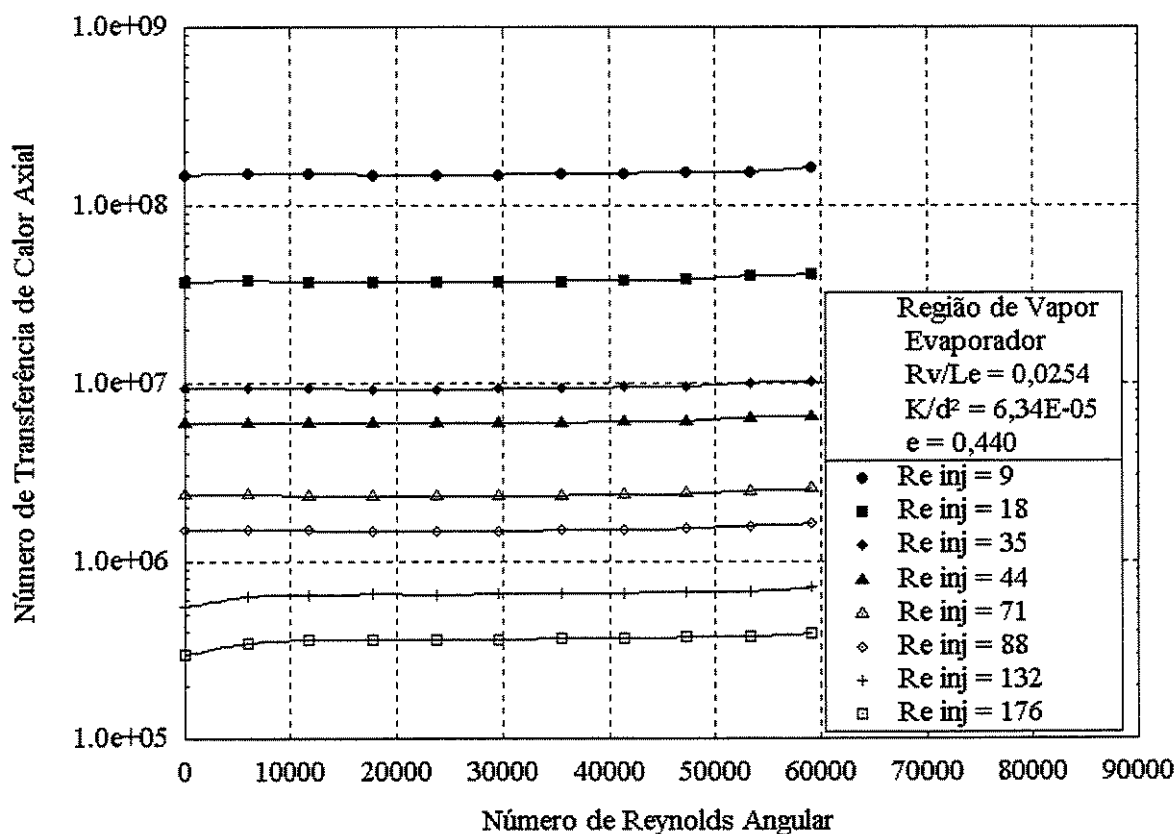


Figura 5.78 Número de transferência de calor, referido à velocidade axial média do vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

O número de transferência de calor pode ser interpretado como a relação entre o fluxo de calor imposto ao evaporador, por unidade de volume, e a energia cinética originada/decorrente deste fluxo, também por unidade de volume:

$$\frac{\dot{q}''}{\rho \bar{w}^3} = \frac{1}{2} \frac{\frac{\dot{q}''}{\bar{w}} \left[\frac{J}{m^3} \right]}{\frac{\rho \bar{w}^2}{2} \left[\frac{J}{m^3} \right]}.$$

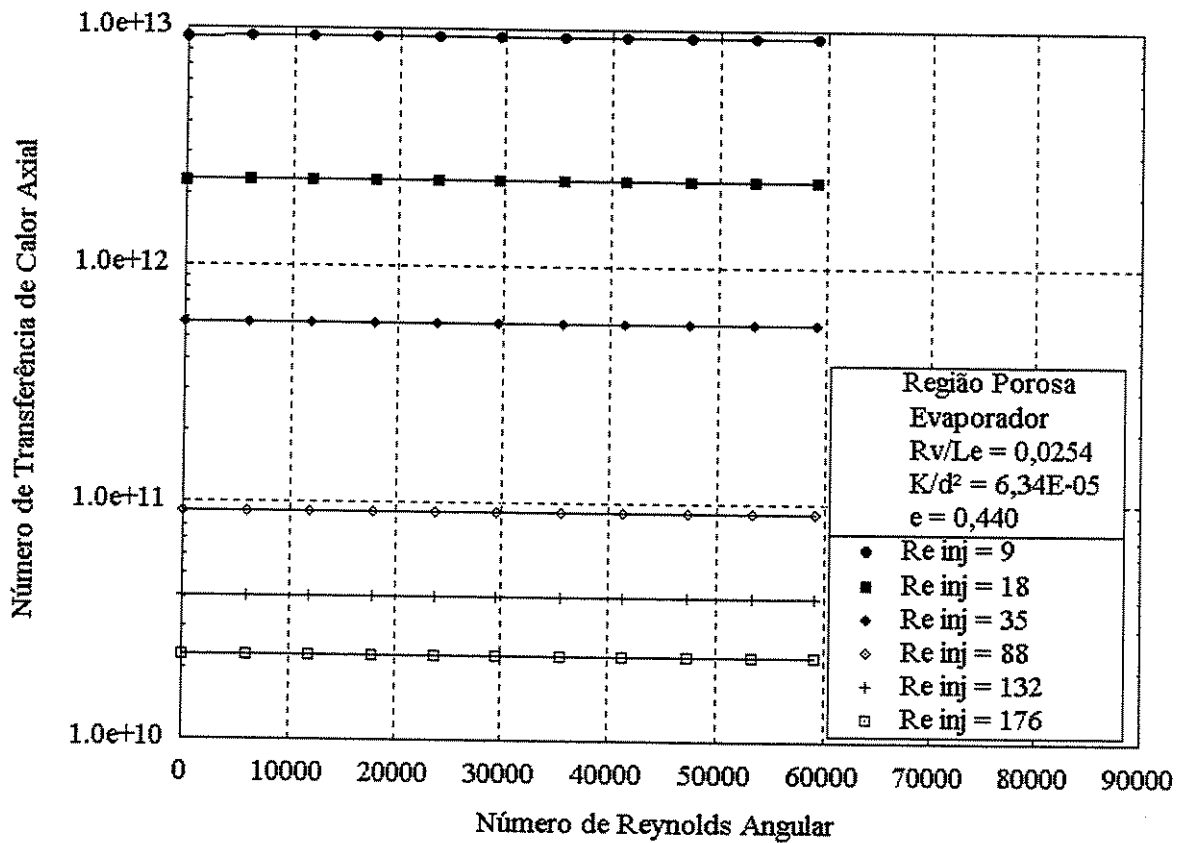


Figura 5.79 Número de transferência de calor, referido à velocidade axial média no meio poroso, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

As Figuras 5.78 e 5.79 mostram que, como visto nas Seções 5.4.3 e 5.4.7, tanto para a região de vapor quanto para a região porosa, a energia cinética originada na direção axial é função exclusiva da taxa de transferência de calor, sendo independente das velocidades angulares de rotação. Constata-se também, em ambas as figuras, que a ordem de magnitude da energia cinética, tanto do líquido quanto do vapor, é muitas vezes menor que a ordem de magnitude das taxas de transferência de calor impostas ao tubo. Entretanto, a relação entre ambas formas de

energia se altera à medida que são alteradas as taxas de transferência de calor (número de Reynolds de injeção). Ou seja, à medida que aumentam as taxas de transferência de calor, se amplia, em maior proporção, as energias cinéticas do líquido e do vapor, resultando em números de transferência de calor menores.

5.4.11 O número de cisalhamento

O número de cisalhamento, definido como:

$$N_{Cs} = \frac{\dot{q}''}{\bar{\tau}_{rz} \bar{w}_v}, \quad (5.22.a)$$

relaciona a taxa de transferência de calor por unidade de área, imposta ao tubo, com a tensão de cisalhamento média surgida na interface entre o meio poroso e a região de vapor, contida em um plano radial-axial. Na equação, a tensão de cisalhamento média é calculada a partir da Equação 5.4.

A Figura 5.80 mostra que um incremento na taxa de transferência de calor imposta ao evaporador, (representada pelo número de Reynolds de injeção), dá origem a um incremento na tensão de cisalhamento de ainda maior magnitude, levando a uma redução do número de cisalhamento.

A mesma figura mostra também que o número de cisalhamento em um plano radial-axial decresce com um incremento na velocidade angular de rotação, (representada pelo número de Reynolds angular).

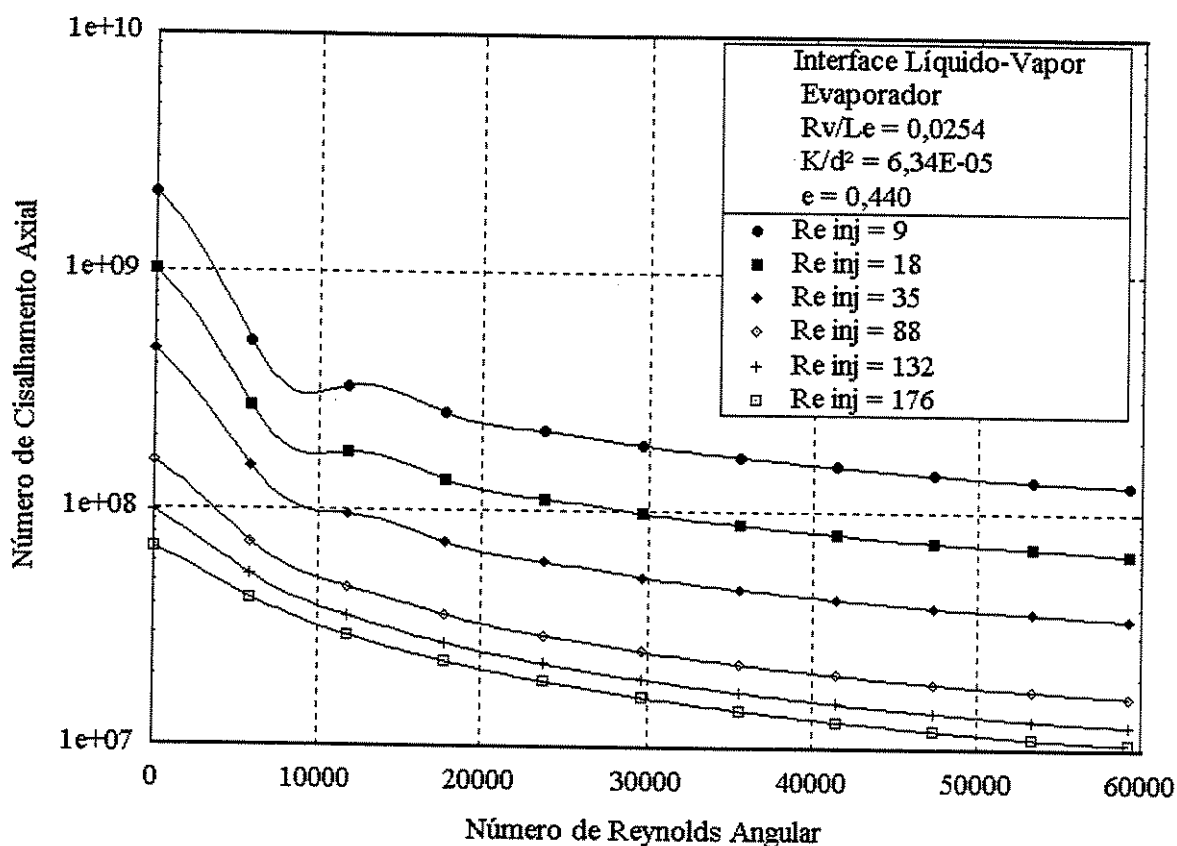


Figura 5.80 Número de cisalhamento axial, referido à velocidade axial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

O número de cisalhamento pode ainda ser definido como:

$$N_{Cs} = \frac{\dot{q}''}{\bar{\tau}_{r\theta} \bar{u}_v} \quad (5.22.b)$$

Neste contexto, a Equação 5.22.b relaciona a taxa de transferência de calor imposta ao tubo com a tensão média de cisalhamento num plano radial-tangencial surgida na interface entre o meio poroso e a região de vapor. Na equação, a tensão média de cisalhamento é calculada a partir da Equação 5.3.

A Figura 5.81 mostra que o efeito de um aumento na taxa de transferência de calor imposta ao evaporador não é acompanhada por um aumento, na mesma proporção, na tensão de cisalhamento tangencial, de modo que o número de cisalhamento tangencial aumenta com o aumento da taxa de transferência de calor. Tal comportamento é oposto ao que se verifica na Figura 5.80. Ainda, como seria de se esperar, o número de cisalhamento tangencial mostra-se, na Figura 5.81, inversamente proporcional à velocidade angular de rotação.

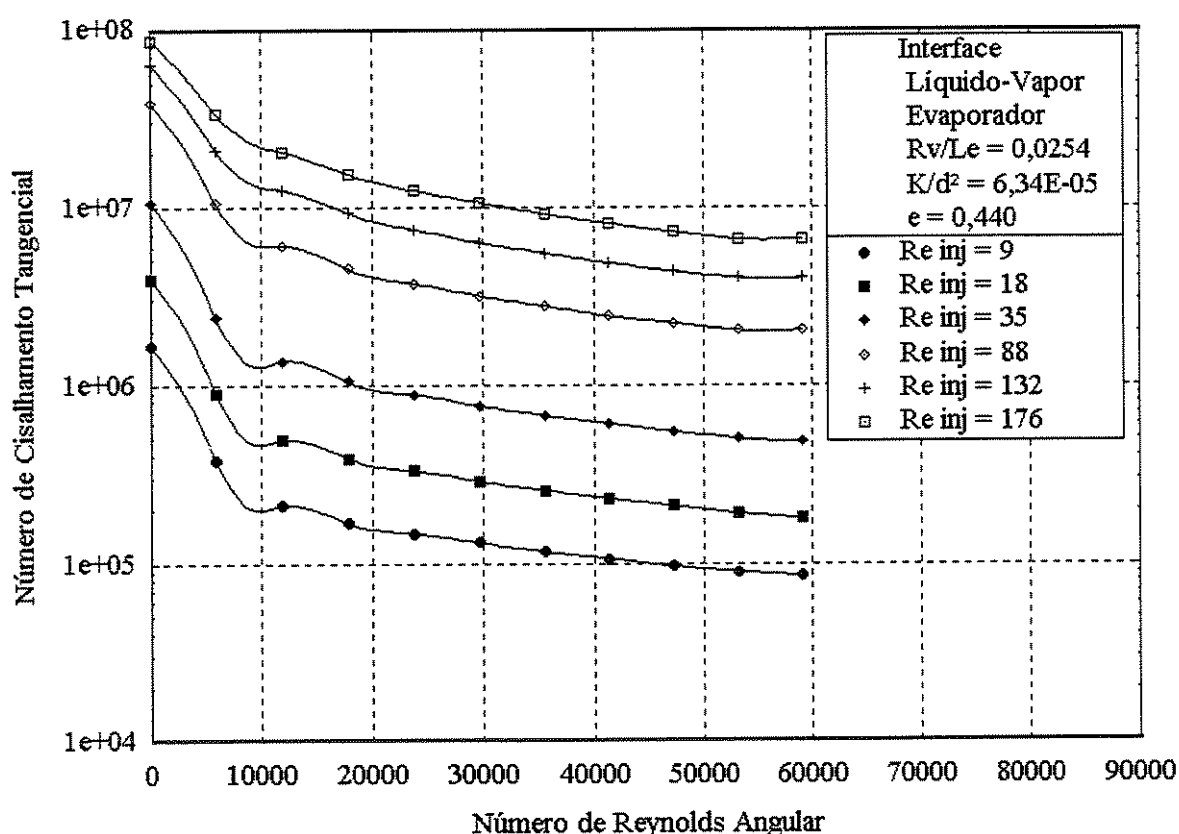


Figura 5.81 Número de cisalhamento tangencial, referido à velocidade tangencial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.12 O coeficiente de atrito

O coeficiente de atrito axial, na interface líquido-vapor, é definido por:

$$C_{f,rz} = \frac{2\bar{\tau}_{rz}}{\rho_v \bar{W}_v^2}, \quad (5.23.a)$$

sendo a tensão de cisalhamento média calculada a partir da Equação 5.4. O coeficiente de atrito axial relaciona a tensão de cisalhamento média na interface surgida em um plano radial-axial e a energia cinética média do escoamento na direção axial.

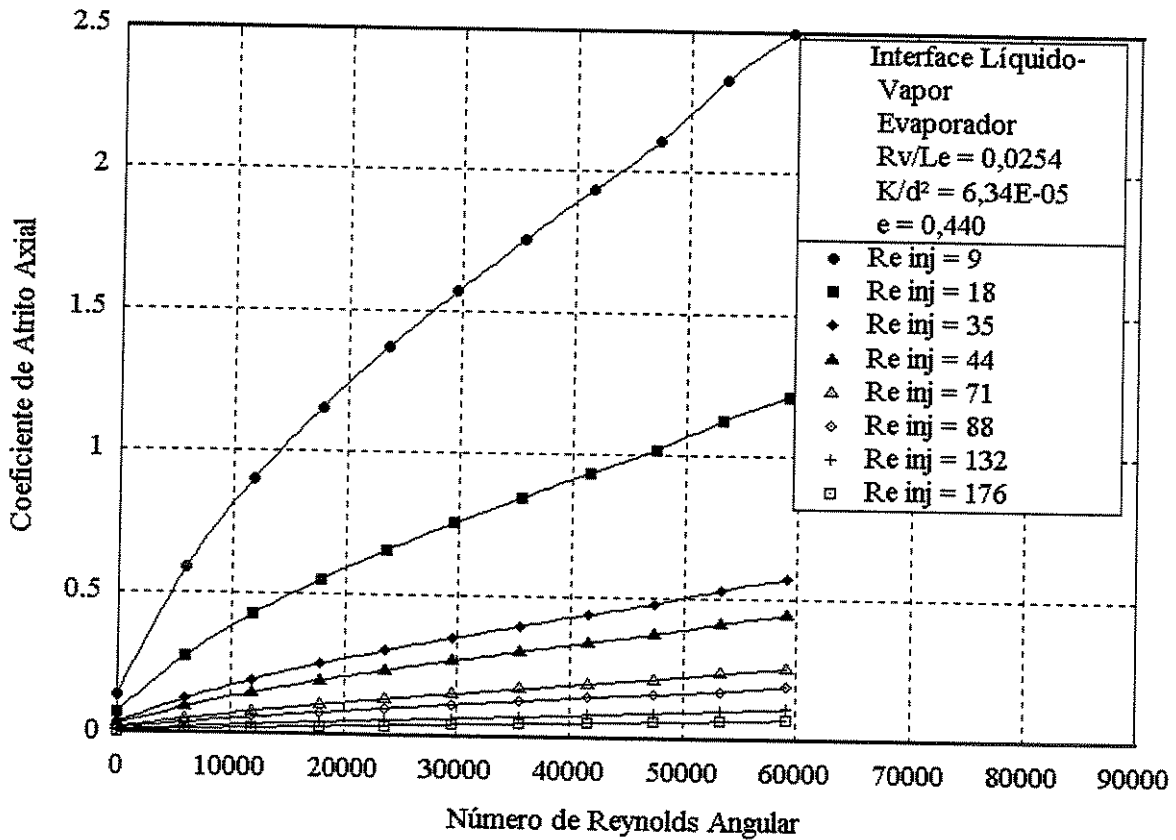


Figura 5.82 Coeficiente de atrito axial, referido à velocidade axial média e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-axial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A Figura 5.82 mostra que o coeficiente de atrito axial é inversamente proporcional à taxa de transferência de calor (número de Reynolds de injeção) e diretamente proporcional à velocidade angular de rotação (número de Reynolds angular). Um aumento na taxa de transferência de calor

faz com que haja um aumento na energia cinética média do vapor, que não é acompanhada, na mesma proporção, pela tensão de cisalhamento na interface, o que faz diminuir o coeficiente de atrito axial. Um aumento na velocidade angular de rotação tende a aumentar a tensão de cisalhamento na interface, aumentando o coeficiente de atrito.

O coeficiente de atrito tangencial, na interface líquido-vapor, é definido por:

$$C_{f,r\theta} = \frac{2\bar{\tau}_{r\theta}}{\rho_v \bar{u}_v^2}, \quad (5.23.b)$$

sendo a tensão de cisalhamento média calculada a partir da Equação 5.3. O coeficiente de atrito tangencial relaciona a tensão de cisalhamento média surgida em um plano radial-tangencial e a energia cinética do tubo na direção tangencial.

A Figura 5.83 mostra que o coeficiente de atrito tangencial é, também, a exemplo do coeficiente de atrito axial, inversamente proporcional à taxa de transferência de calor e diretamente proporcional à velocidade angular de rotação. Para baixas taxas de transferência de calor (baixos Reynolds de injeção) um aumento nas velocidades angulares de rotação (números de Reynolds angulares) incide de modo mais marcante nas tensões de cisalhamento radiais-tangenciais que na energia cinética na direção tangencial, resultando em incrementos no coeficiente de atrito tangencial. Para maiores taxas de transferência de calor, entretanto, a relação entre as tensões de cisalhamento e a energia cinética permanece relativamente constante com relação às velocidades angulares de rotação.

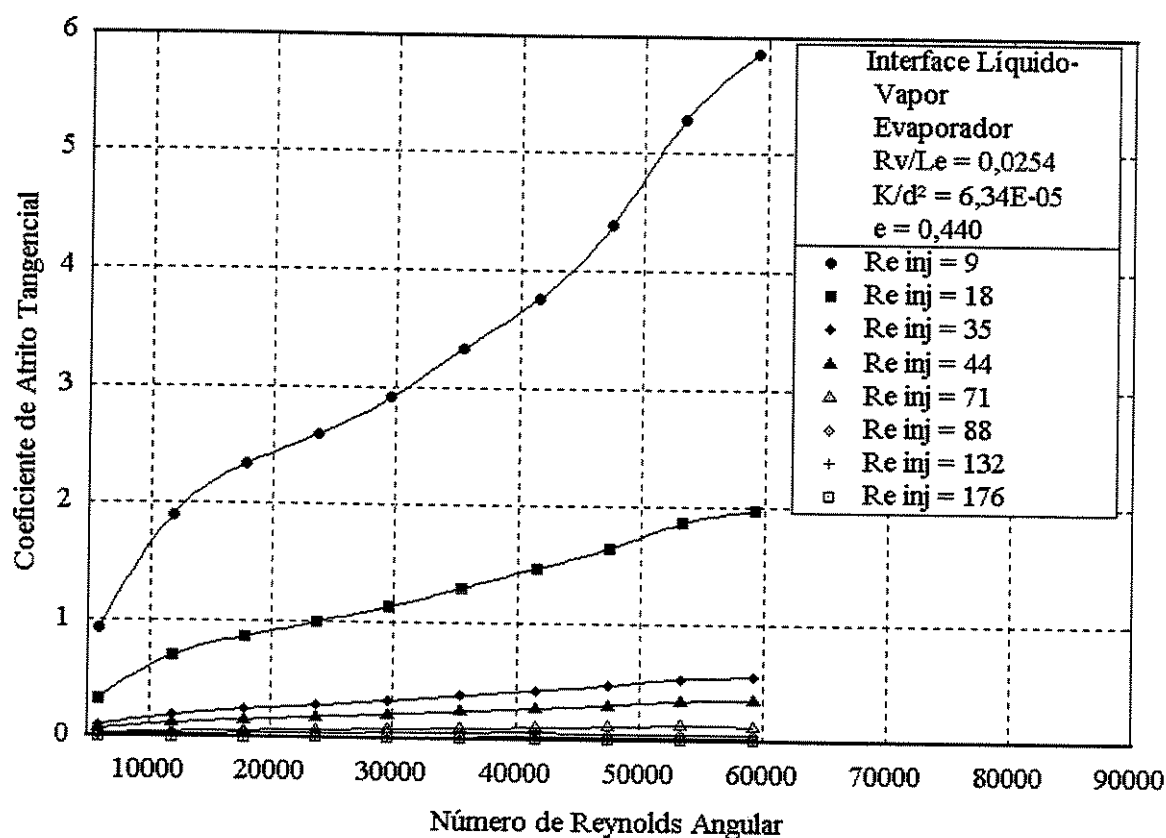


Figura 5.83 Coeficiente de atrito tangencial, referido à velocidade angular de rotação do tubo e à tensão de cisalhamento média em um plano radial-tangencial, na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.13 Diferenças adimensionais de temperaturas

A diferença entre as temperaturas médias no evaporador e no condensador, adimensionalizada pela temperatura absoluta de operação, na região de vapor é dada por:

$$N_r = \frac{\Delta \bar{T}_y}{T} \quad (5.24.a)$$

Embora as diferenças de temperatura originadas nas simulações sejam realmente muito pequenas, a Figura 5.84 mostra que as mesmas são diretamente proporcionais tanto às taxas de transferência de calor quanto às velocidades angulares de rotação.

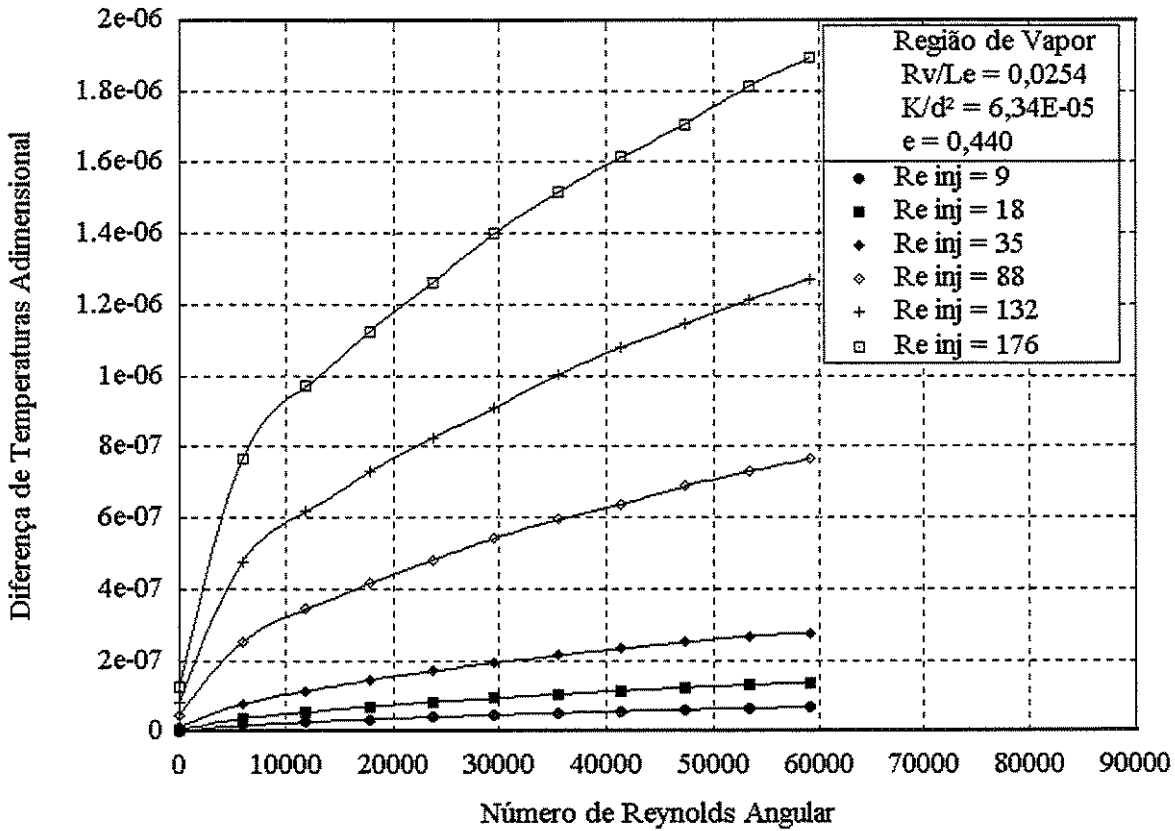


Figura 5.84 Diferenças de temperatura entre o evaporador e o condensador, na região de vapor, adimensionalizadas pelas temperaturas absolutas de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Um quadro diverso se apresenta para a diferença de temperatura adimensional na região porosa, dada por:

$$N_r = \frac{\Delta \bar{T}_l}{T}. \quad (5.24.b)$$

A Figura 5.85 mostra que, embora as diferenças de temperatura continuem sendo diretamente proporcionais às taxas de transferência de calor, para velocidades angulares diferentes de zero, são independentes das velocidades angulares de rotação.

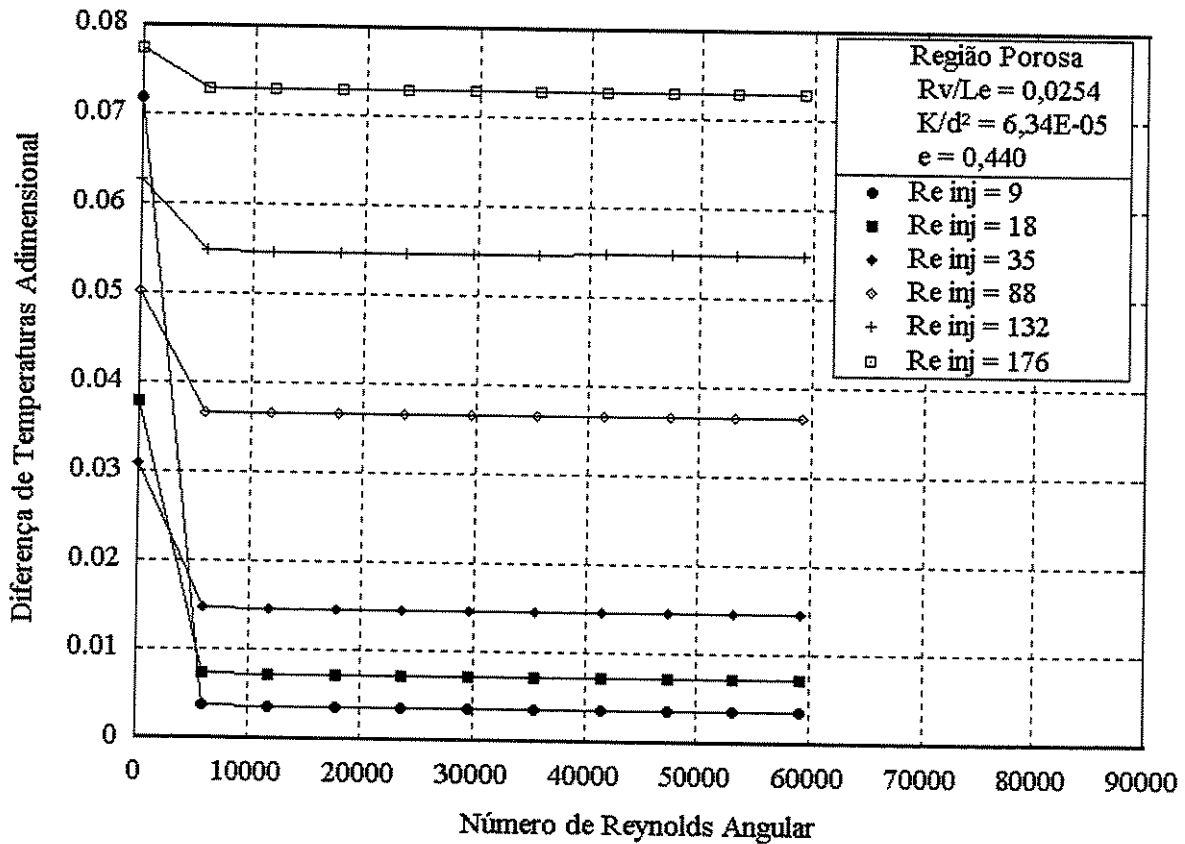


Figura 5.85 Diferenças de temperatura entre o evaporador e o condensador, na região porosa, adimensionalizadas pelas temperaturas absolutas de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.14 Diferenças adimensionais de pressões

A diferença entre as pressões médias no evaporador e no condensador, adimensionalizada pela pressão de operação, na região de vapor é dada por:

$$N_p = \frac{\Delta \bar{p}_v}{p} \quad (5.25.a)$$

A Figura 5.86 mostra que as pressões na região de vapor são diretamente proporcionais tanto às taxas de transferência de calor quanto às velocidades angulares de rotação. Não é de se surpreender com esta semelhança em relação às temperaturas adimensionais se se recordar que, na região de vapor, temperatura e pressão são propriedades termodinâmicas dependentes entre si, posto que o vapor é considerado saturado.

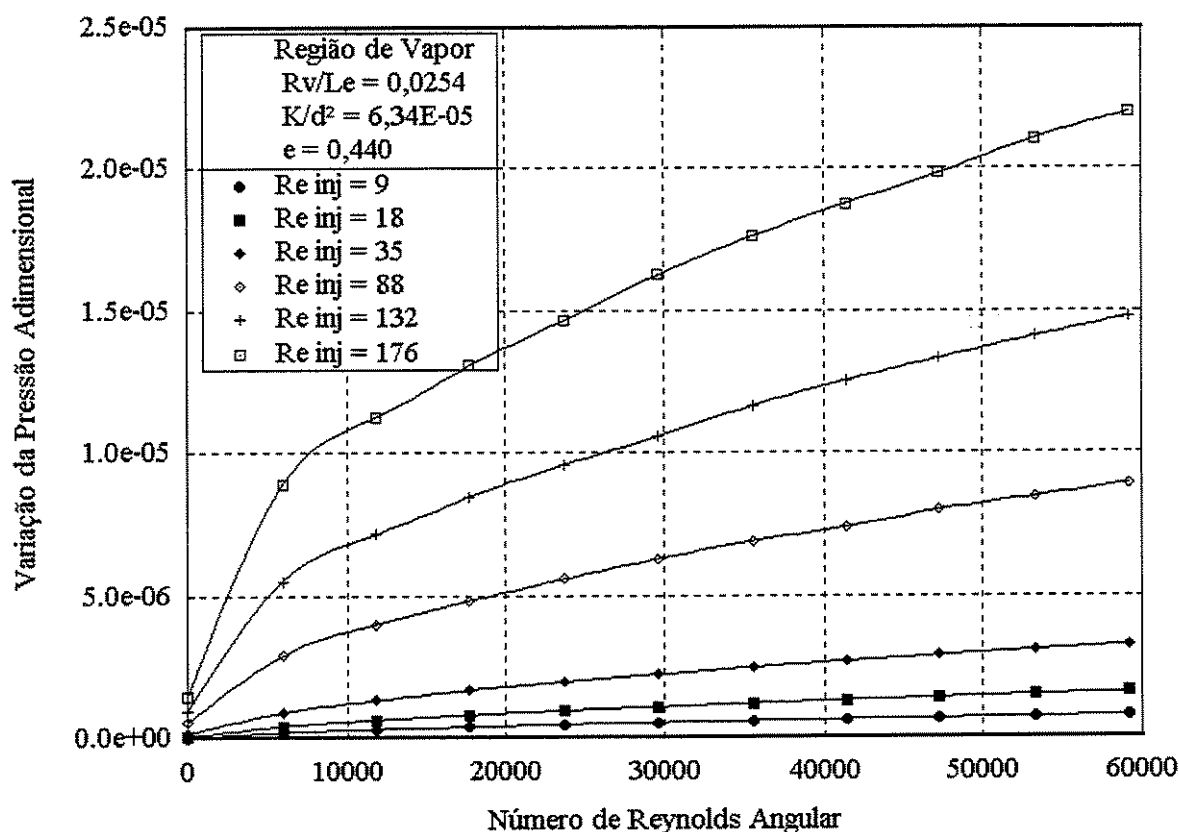


Figura 5.86 Diferenças de pressão entre o evaporador e o condensador, na região de vapor, adimensionalizadas pela pressão de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Na região porosa, a diferença de pressão adimensional, definida por:

$$N_p = \frac{\Delta \bar{p}_l}{p}, \quad (5.25.b)$$

depende exclusivamente das taxas de transferência de calor impostas no evaporador, como se pode ver na Figura 5.87.

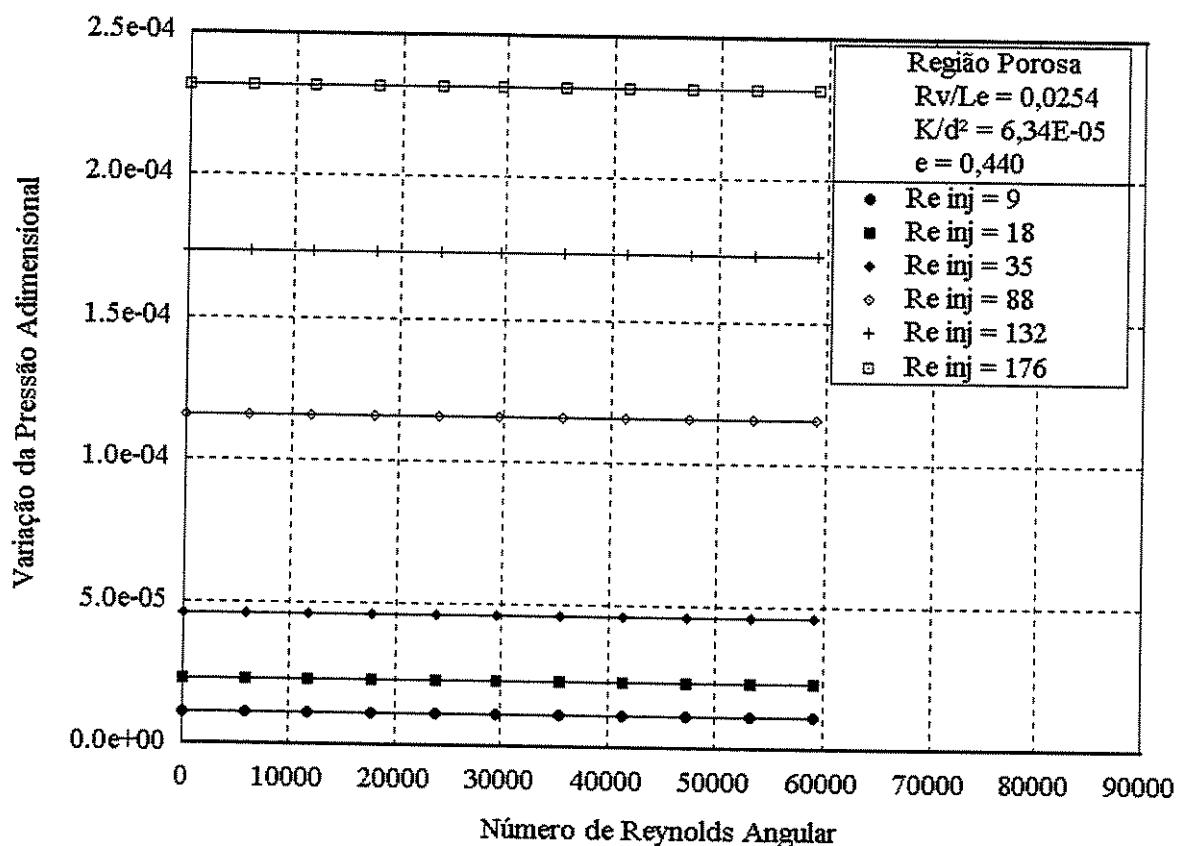


Figura 5.87 Diferenças de pressão entre o evaporador e o condensador, na região porosa, adimensionalizadas pela pressão de operação, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.4.15 Velocidades adimensionais

Abaixo são apresentados gráficos mostrando o comportamento das velocidades axial, radial e tangencial médias no evaporador, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, dada pela Equação 5.13. A velocidade de injeção representa a velocidade do vapor, na região do evaporador, que seria injetada na região de vapor, caso tal velocidade fosse uniforme ao longo da interface.

Os gráficos relativos às velocidades adimensionais foram construídos tomando-se os valores absolutos de todas as velocidades.

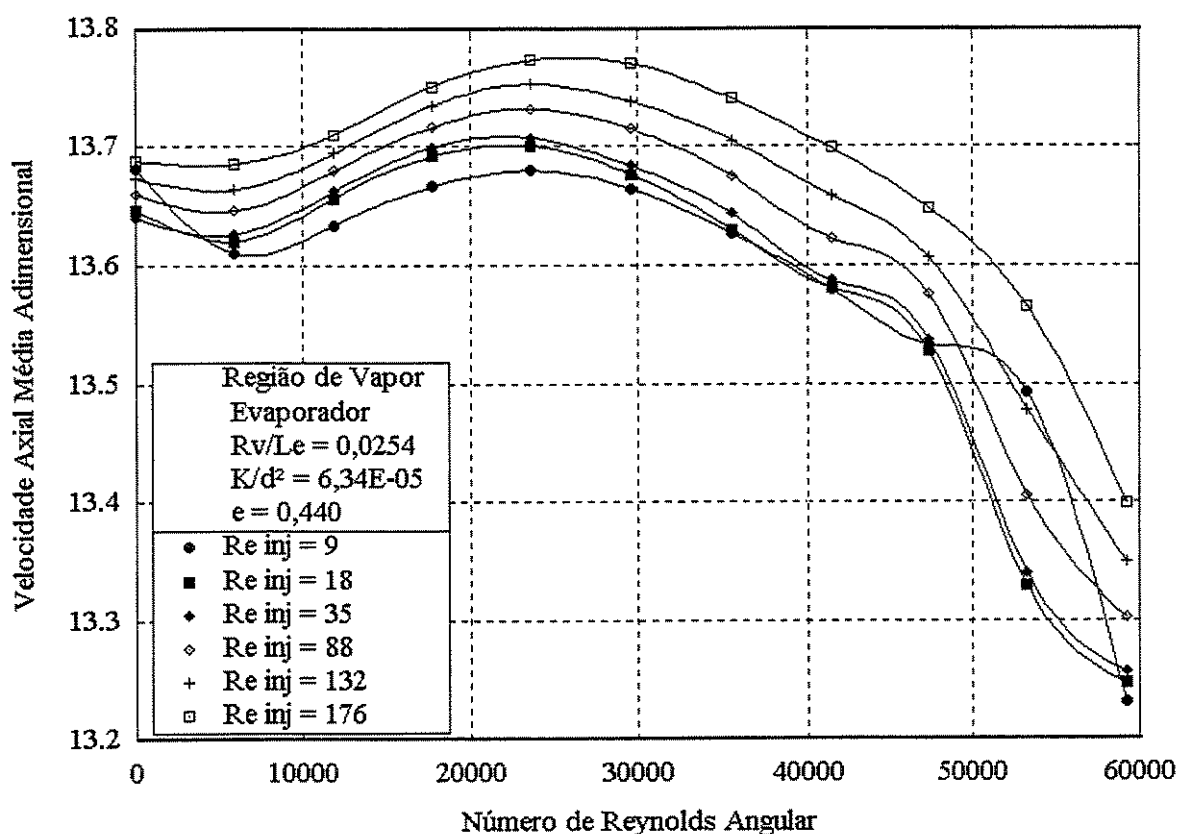


Figura 5.88 Velocidades axiais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Na Figura 5.88 pode-se ver que as velocidades axiais médias do vapor, para todas as condições simuladas, são da ordem de treze vezes maiores que as velocidades de injeção. Observa-se, também a existência de máximos e mínimos locais em função do número de Reynolds angular.

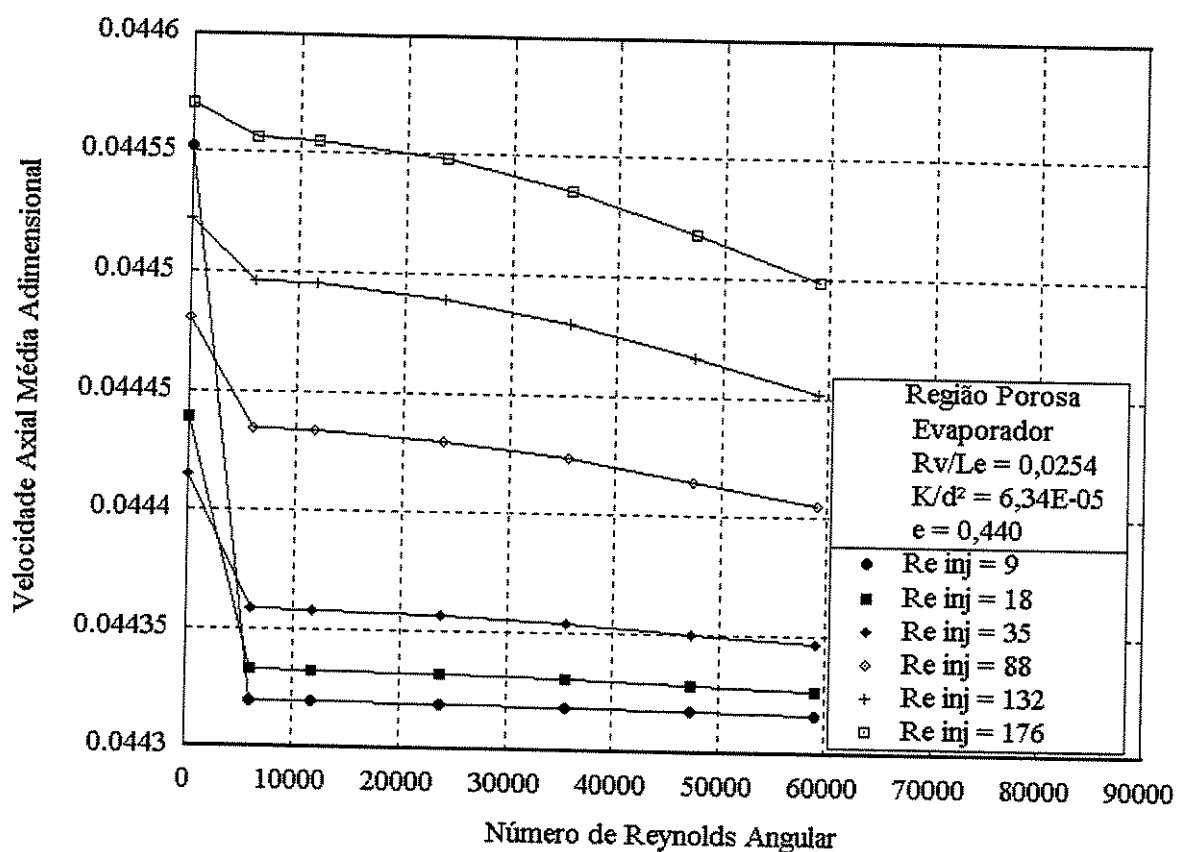


Figura 5.89 Velocidades axiais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A Figura 5.89 indica que as velocidades axiais médias do líquido na região porosa, para todas as condições de simulação, têm magnitude menor que cinco por cento da velocidade de injeção.

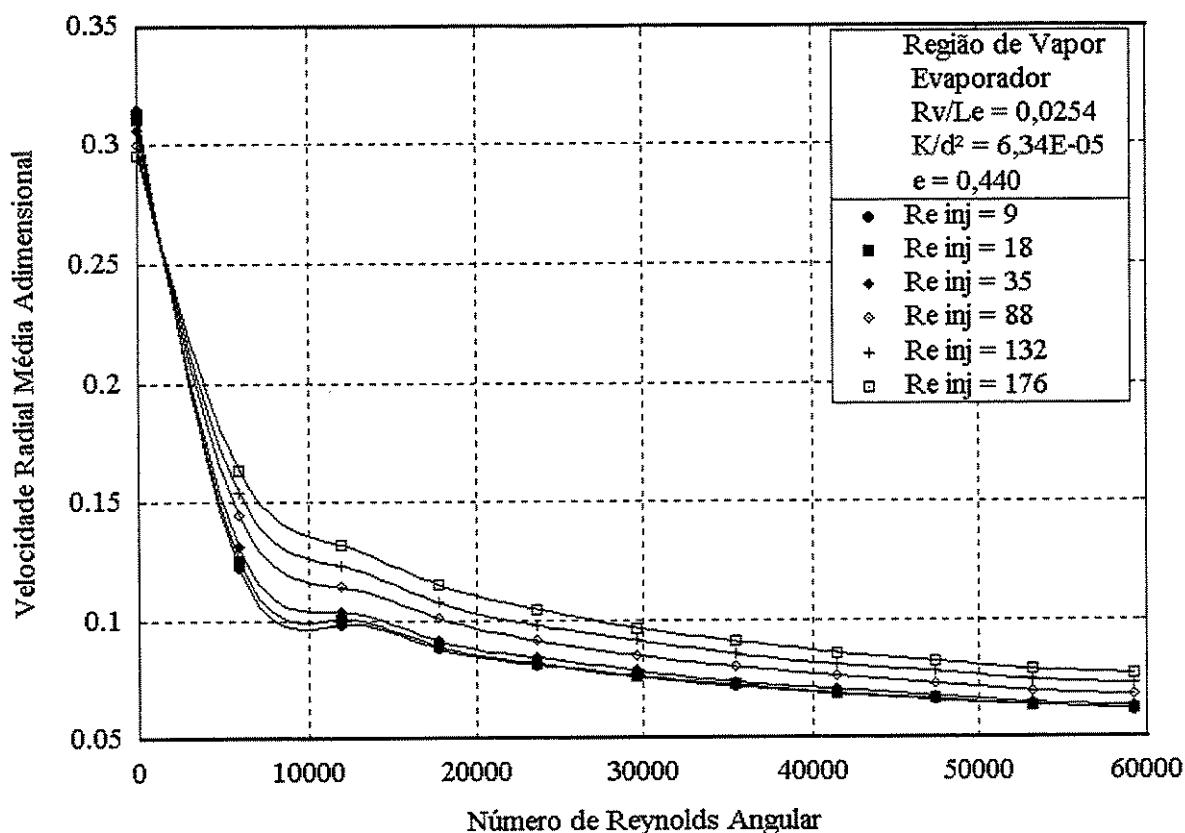


Figura 5.90 Velocidades radiais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

As velocidades radiais médias do vapor variam entre aproximadamente cinco e trinta por cento da velocidade de injeção, como pode ser visto na Figura 5.90. Na figura evidencia-se também o decréscimo acentuado da velocidade radial média adimensionalizada com o início do movimento de rotação. Isto se deve, possivelmente ao aparecimento, com a rotação, de velocidades radiais positivas no evaporador (ou seja, em direção à interface) em algumas seções longitudinais da região de vapor do tubo. Tais velocidades positivas, no cômputo das velocidades médias, tendem a diminuir sua ordem de magnitude.

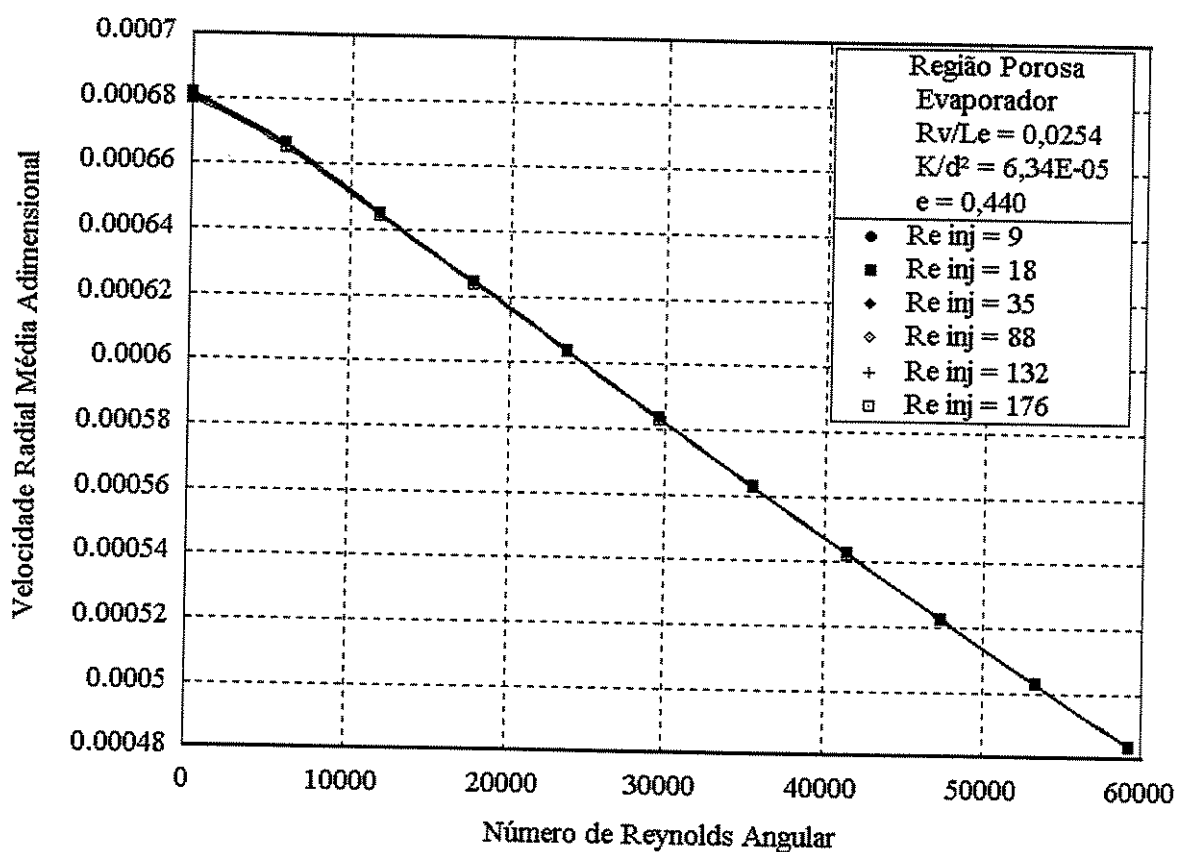


Figura 5.91 Velocidades radiais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A Figura 5.91 indica que, para todos os casos simulados, a velocidade radial média do líquido no meio poroso atinge de 0,5 a 0,7 % do valor da velocidade de injeção, atingindo valores tanto menores quanto maior for a velocidade de rotação (relacionada ao número de Reynolds angular).

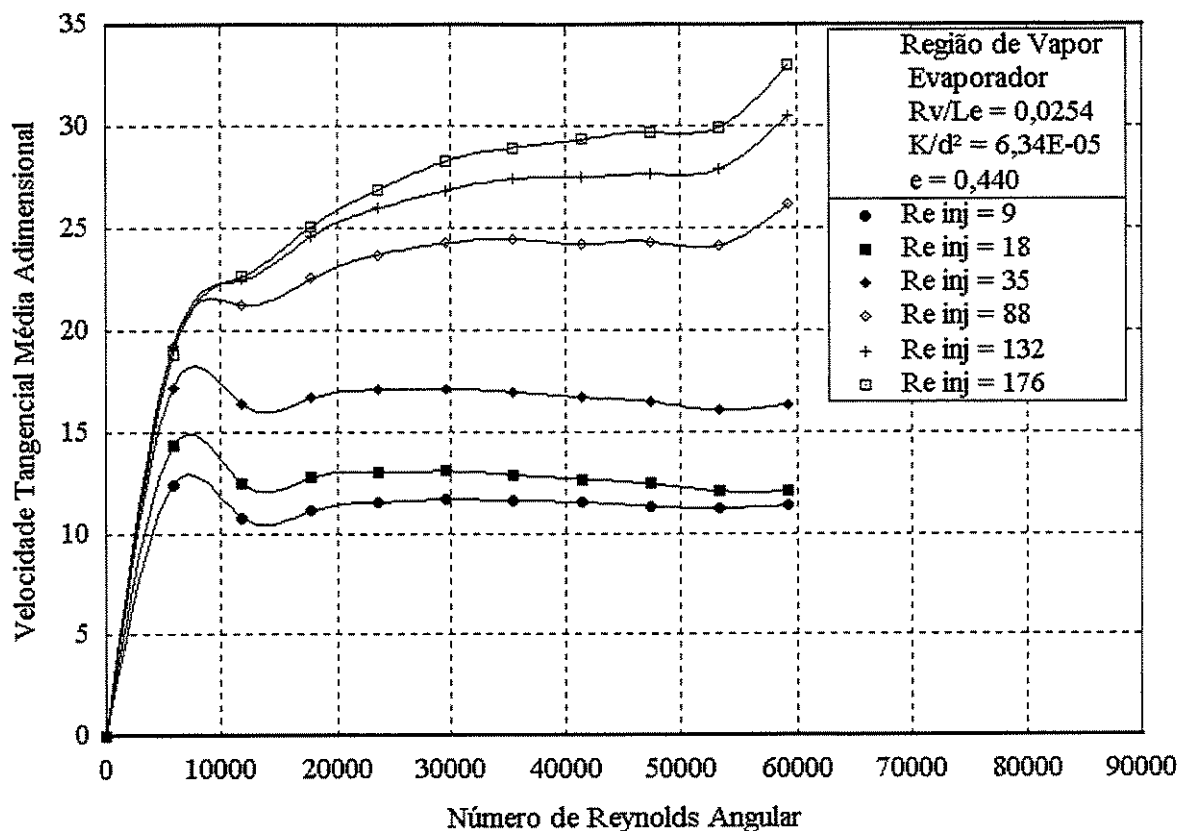


Figura 5.92 Velocidades tangenciais médias, na região de vapor, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Na Figura 5.92 pode-se ver que as velocidades tangenciais médias do vapor, para as condições de simulação, são até aproximadamente trinta e cinco vezes maiores que as velocidades de injeção. Observa-se, também a existência de máximos e mínimos locais em função do número de Reynolds angular.

A Figura 5.93 indica que, para todos os casos simulados, a velocidade tangencial média do líquido no meio poroso atinge de zero a aproximadamente quatro e meio por cento do valor da velocidade de injeção, atingindo valores tanto maiores quanto maior for a velocidade de rotação. A figura mostra também que a velocidade tangencial média adimensional independe da velocidade de injeção, relacionada ao número de Reynolds de injeção.

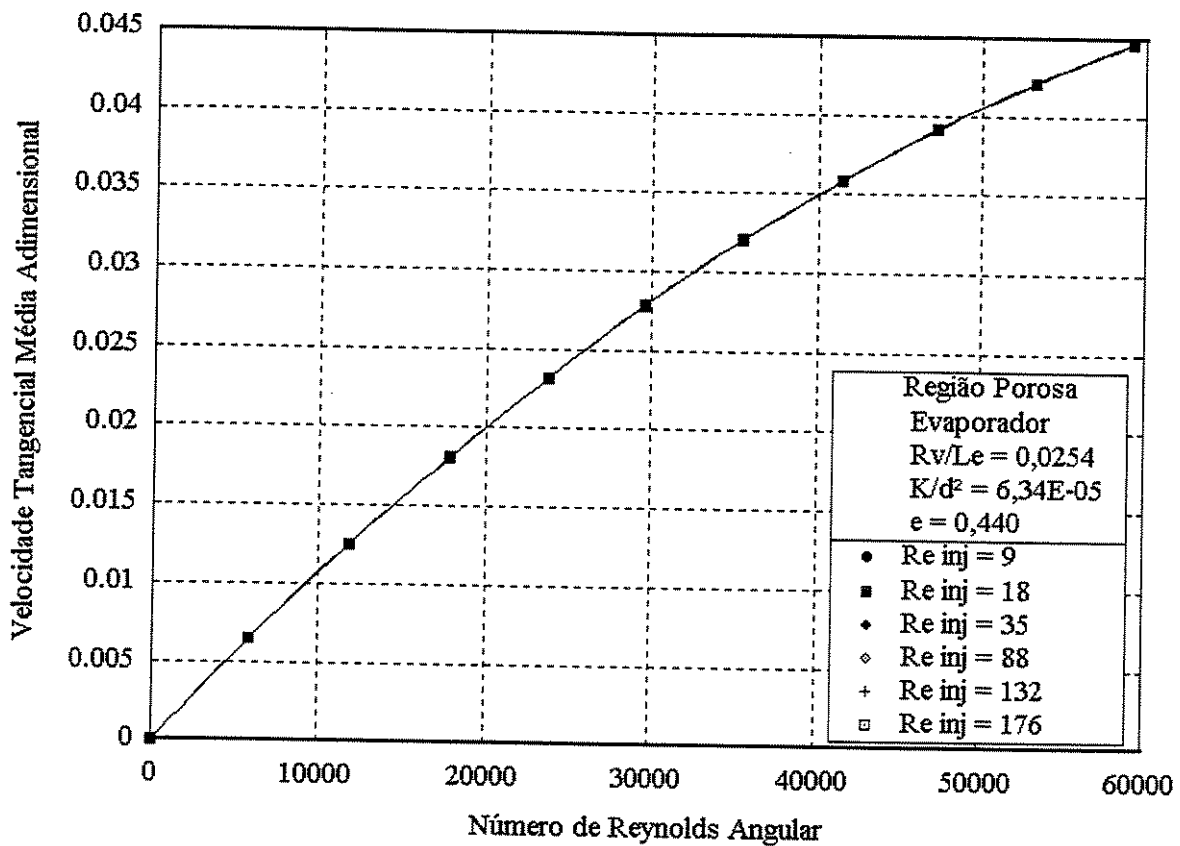


Figura 5.93 Velocidades tangenciais médias, na região porosa, adimensionalizadas pela velocidade de injeção, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.5 Investigação acerca dos limites de operação dos tubos de calor rotativos

Conforme o trabalho de CHI (1976), os limites ao funcionamento de tubos de calor convencionais são: **limite capilar**, **limite sônico**, **limite de arrastamento** e **limite de ebulição**. Tais limites implicam na deterioração e posterior colapso no funcionamento normal do tubo de calor. A esses limites FAGHRI (1995) acrescenta os seguintes: limite de meio contínuo (*continuum flow limit*), limite de início de funcionamento a partir da fase sólida (*frozen startup limit*), limite viscoso (*viscous limit*) e limite de condensação (*condenser limit*), todos eles fora do escopo da presente investigação, por serem indiscerníveis a partir do modelo matemático adotado.

O limite capilar se refere à eventual incapacidade da estrutura porosa de prover o líquido necessário a uma circulação eficaz. O resultado palpável de se atingir o limite capilar é o secamento da estrutura porosa.

O limite sônico se relaciona ao surgimento de velocidades sônicas na seção que separa o evaporador do condensador. Escoamento sônico ou supersônico nessa seção, de forma semelhante ao que ocorre na garganta de um bocal convergente-divergente, implica a impossibilidade de transmissão à montante de quaisquer alterações nas condições de transferência de calor no condensador.

O limite de arrastamento é atingido quando surgem as condições para que o escoamento do vapor seja capaz de seqüestrar gotículas de líquido da estrutura porosa.

O limite de ebulição ocorre quando a vaporização do líquido, ordinariamente tendo por *locus* a interface líquido-vapor, passa a ocorrer no interior da estrutura porosa, com formação de bolhas de vapor.

Na presente seção os limites citados acima são relacionados a parâmetros adimensionais listados na Seção 5.4.2. Assim, o limite capilar é relacionado a um caso especial de diferença de pressões adimensional, a pressão capilar excedente adimensional. O limite sônico está associado a um caso especial de velocidade adimensional, no caso, o número de Mach. Por fim o limite de arrastamento se relaciona ao número de Weber. A investigação a respeito do limite de ebulição, porém, foge um pouco a esse esquema teórico, pois no modelo matemático adotado existe a pressuposição de que a mudança de fase se dá exclusivamente na interface líquido-vapor. Disso resulta não ser possível a investigação da ebulição em termos de números adimensionais obtidos a partir de um modelo matemático que abstrai propositalmente a própria dinâmica de formação de bolhas.

5.5.1 Limite capilar

A pressão capilar excedente adimensional é definida no presente trabalho como a relação entre a pressão capilar excedente mínima ao longo da interface líquido-vapor, dada pela Equação 5.2, e a pressão capilar máxima dada pela Equação 5.1:

$$p_{exad} = 1 - \frac{[p_v(z) - p_l(z)]_{\min}}{\frac{2\sigma}{r_c}} \quad (5.26)$$

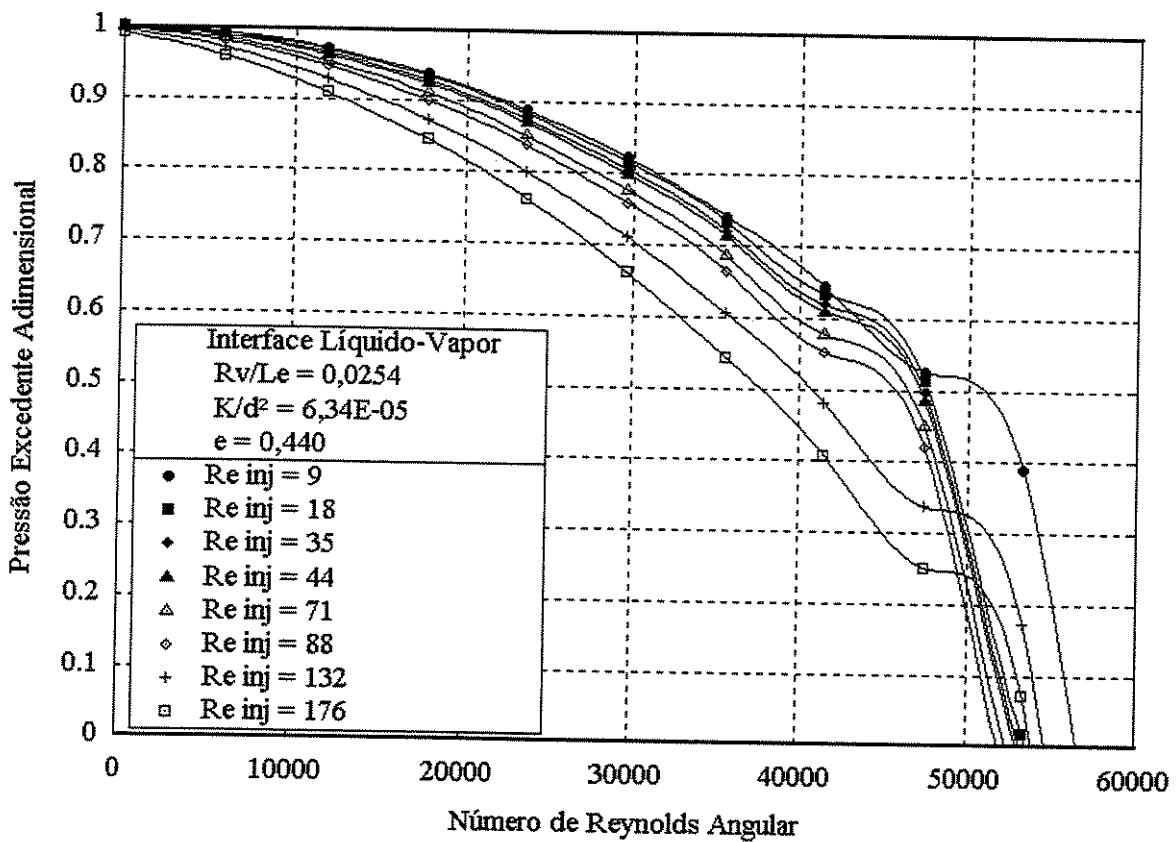


Figura 5.94 Pressão capilar excedente adimensional na interface líquido-vapor, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

A pressão capilar excedente adimensional pode variar entre os valores zero e um. Um valor da pressão capilar excedente adimensional igual a um significa a plenitude da capacidade de bombeamento do meio poroso. Um valor igual a zero implica o colapso desta capacidade.

A Figura 5.94 mostra que o limite capilar é atingido principalmente devido a velocidades angulares de rotação elevadas, sendo fracamente dependente da taxa de transferência de calor.

5.5.2 Limite sônico

O limite sônico de um tubo de calor relaciona-se ao número de Mach que o escoamento de vapor possa atingir. Um número de Mach unitário na seção que separa o evaporador do condensador indica que o limite sônico foi atingido.

No presente trabalho definimos o número de Mach em relação à máxima velocidade axial do escoamento,

$$N_{Mc} = \frac{w_{vmax}}{c}, \quad (5.27.a)$$

e também em relação à máxima velocidade tangencial:

$$N_{Mc} = \frac{u_{vmax}}{c}. \quad (5.27.b)$$

Não se determinou o número de Mach em relação à velocidade radial porque os valores que tais velocidades podem atingir são muitas vezes menores que os das axiais.

A velocidade do som no escoamento foi determinada utilizando-se a seguinte equação:

$$c = \sqrt{k_g R_g T}, \quad (5.28)$$

válida para gases perfeitos e escoamento isoentrópico, embora sendo apenas aproximada para as condições adotadas no presente trabalho.

As Figuras 5.95 e 5.96 indicam que os números de Mach atingidos, tanto para o escoamento axial quanto para o escoamento tangencial, são significativamente menores que um. Indicam também que os números de Mach são diretamente proporcionais à taxa de transferência de calor e também à velocidade angular de rotação.

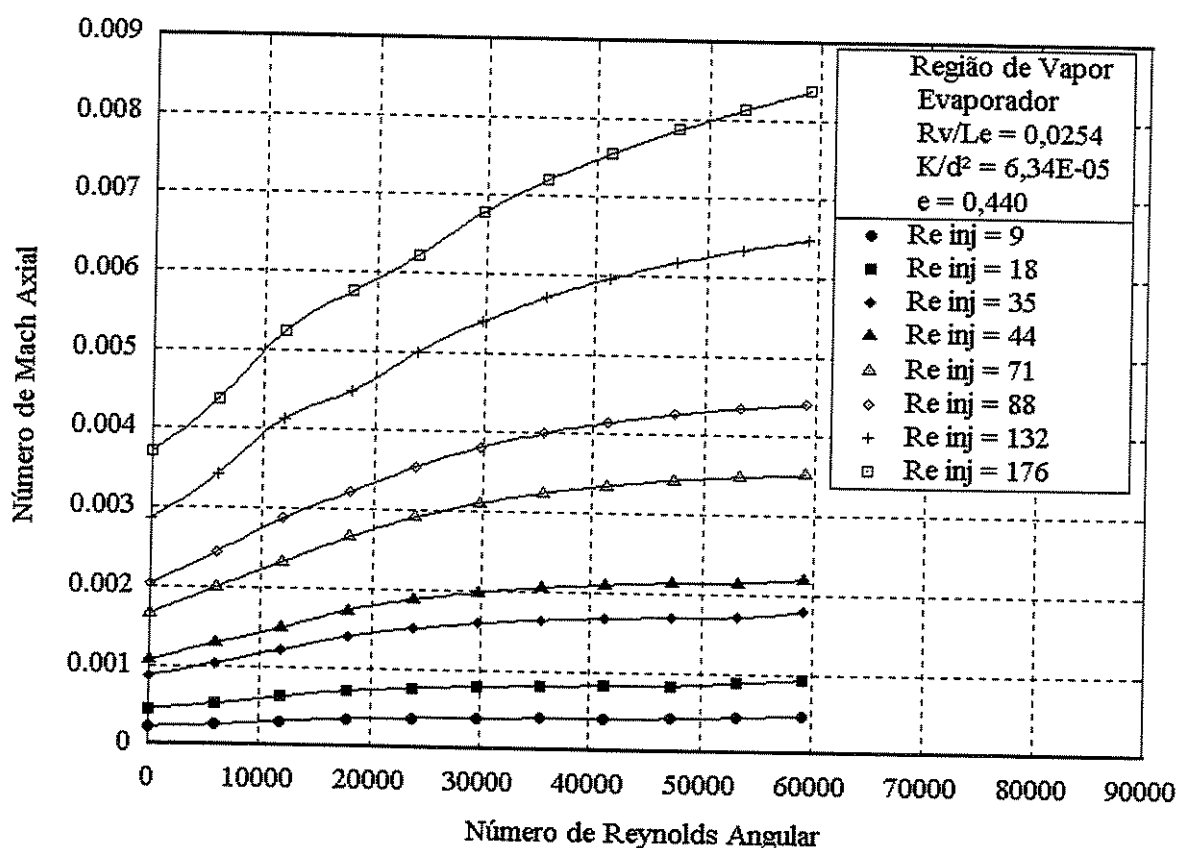


Figura 5.95 Número de Mach referido às velocidades axiais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

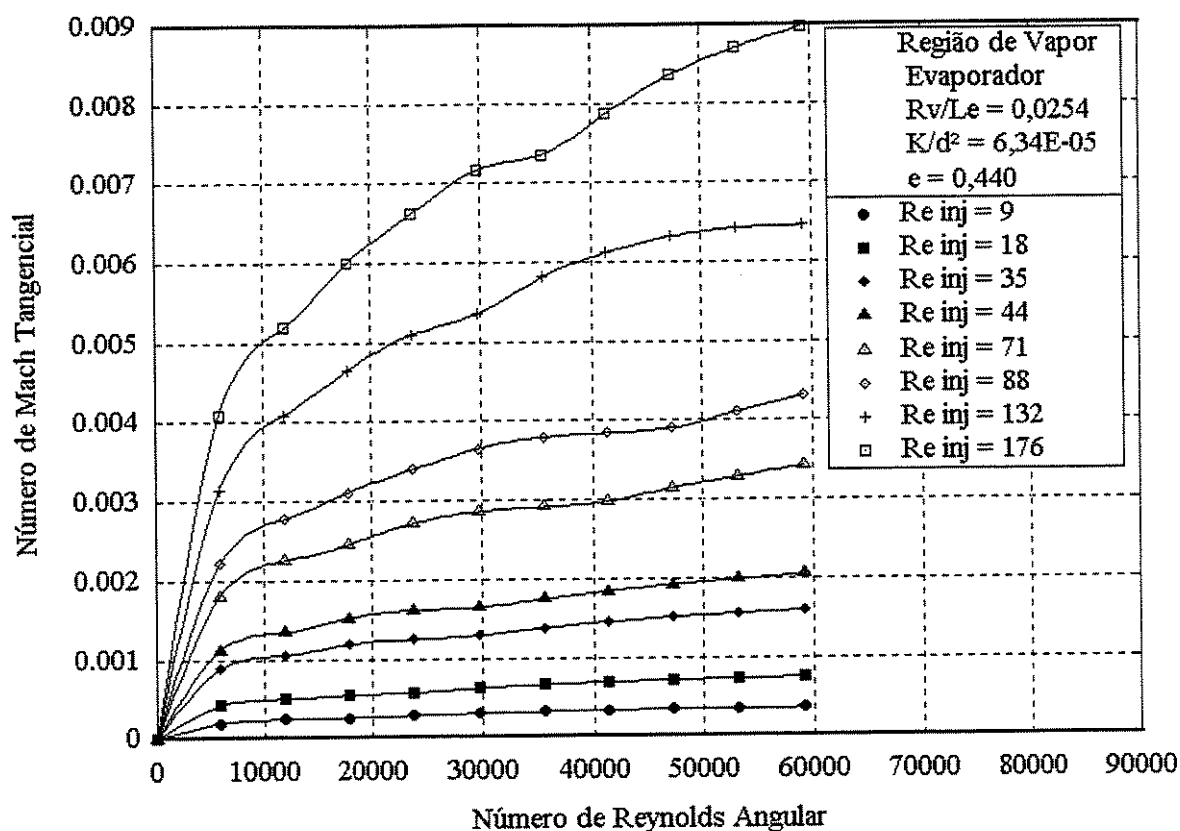


Figura 5.96 Número de Mach referido às velocidades tangenciais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

5.5.3 Limite de arrastamento

O limite de arrastamento está estreitamente relacionado ao número de Weber, definido no presente trabalho como:

$$N_{We} = \frac{\rho_v w_v^2 \max 2r_c}{\sigma}, \quad (5.29.a)$$

em relação à velocidade axial máxima do vapor, e como:

$$N_{We} = \frac{\rho_v u_{v \max}^2 2r_c}{\sigma}, \quad (5.29.b)$$

em relação à velocidade tangencial máxima do vapor.

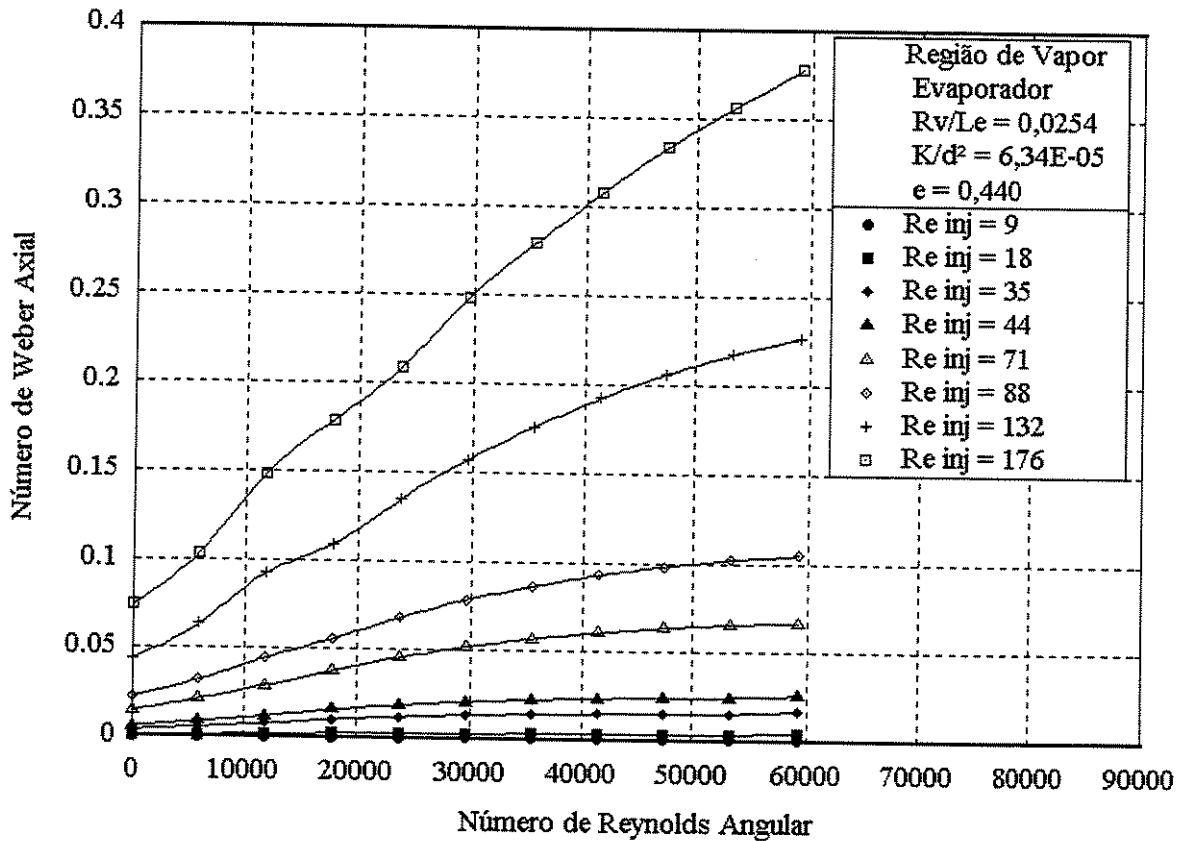


Figura 5.97 Número de Weber referido às velocidades axiais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Se considerarmos o raio capilar efetivo como a dimensão característica, podemos interpretar o número de Weber como sendo uma relação entre a energia cinética do fluido e a pressão capilar (máxima):

$$\frac{\rho_v u_{v \max}^2 2r_c}{\sigma} = 8 \frac{\frac{\rho_v u_{v \max}^2}{2}}{\frac{2\sigma}{r_c}} = 8 \frac{\frac{\rho_v u_{v \max}^2}{2}}{p_{cm}}$$

O número de Euler relaciona a energia associada à diferença de pressão e a energia cinética a ela relacionada. Observe-se a semelhança entre o número de Euler e o de Weber, à primeira vista não tão evidente.

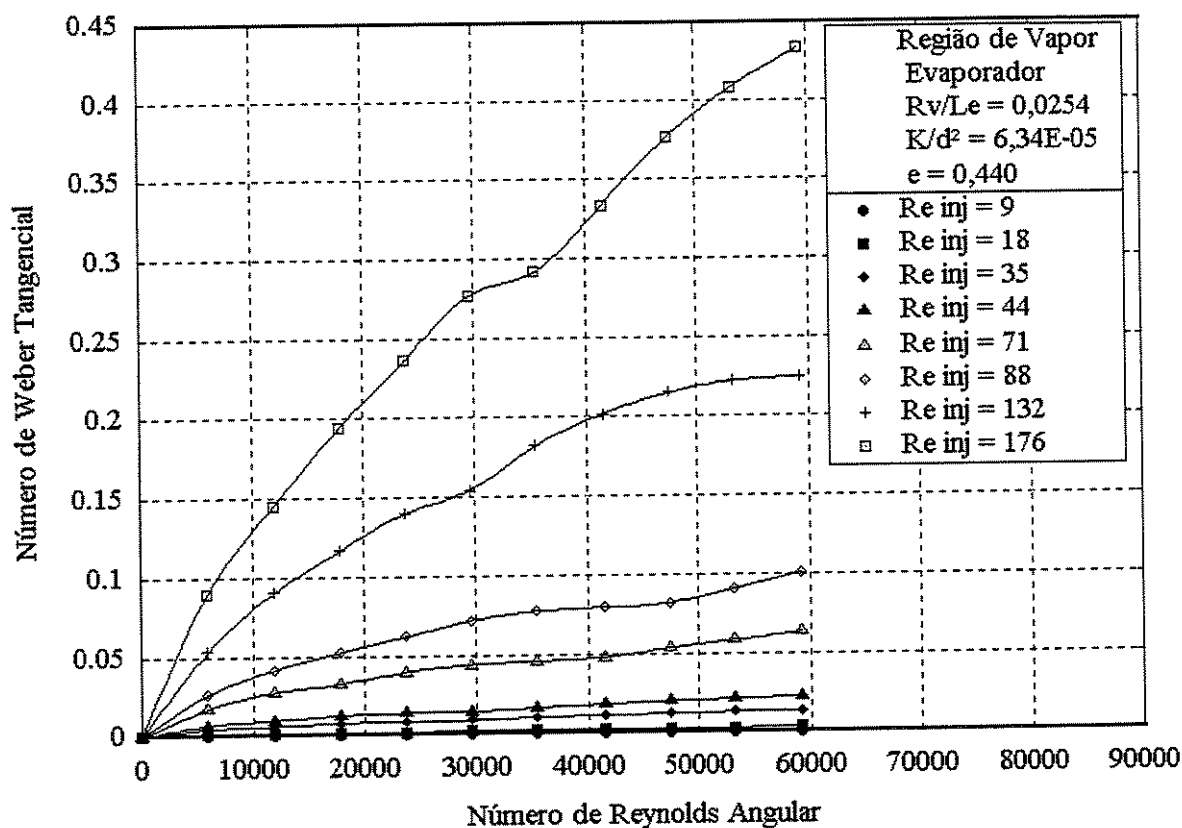


Figura 5.98 Número de Weber referido às velocidades tangenciais máximas de vapor, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

CHI (1976) identifica o valor unitário para o número de Weber, definido como acima, como sendo o limite de arrastamento para tubos de calor convencionais. Assumindo tal limite

também para os tubos de calor rotativos, vê-se nas Figuras 5.97 e 5.98 que o valor unitário está longe de ser alcançado, para todas as condições simuladas no presente trabalho. As Figuras também indicam que o número de Weber aumenta tanto com o aumento da taxa de transferência de calor (relacionada ao número de Reynolds de injeção) quanto com o aumento da velocidade angular de rotação (relacionada ao número de Reynolds angular). Uma observação mais atenta indica ainda que o número de Weber é tão mais sensível à rotação, quanto maiores forem as taxas de transferência de calor.

5.5.4 Limite de ebulição

A formação de bolhas de vapor no interior da estrutura porosa é indesejável porque origina, onde elas surgem, máximos locais de temperatura, além de obstrução à livre circulação do líquido. Para tubos de calor convencionais determinou-se que a máxima taxa de transferência de calor admissível, por unidade de área, imposta ao evaporador, para que não haja formação de bolhas, é dada pela expressão, (CHI, 1976):

$$\dot{q}''_{\max} = \frac{k_{ef} T_v}{\lambda \rho_v R_0 \ln(R_0/R_v)} \left(\frac{2\sigma}{r_n} - p_{cm} \right). \quad (5.30)$$

Segundo a mesma referência, um valor conservador que pode ser adotado para o raio inicial da bolha em formação, para tubos de calor convencionais, sem carga de gás não condensável, é de $2,5 \times 10^{-7}$ m. Este valor foi também adotado no presente trabalho.

No presente trabalho definiu-se a seguinte quantidade adimensional:

$$N_{Eb} = \frac{\dot{q}'' \lambda \rho_v R_0 \ln(R_0/R_v)}{k_{ef} T_v \left(\frac{2\sigma}{r_n} - p_{cm} \right)} \quad (5.31)$$

como sendo o “número de ebulição”.

A Figura 5.99 mostra o comportamento do “número de ebulição” em relação ao número de Reynolds angular e ao número de Reynolds de injeção. Um valor unitário ou maior para o adimensional implicaria atingir e ultrapassar, respectivamente, o limite de ebulição do tubo de calor. Um valor menor que o unitário implicaria condições seguras de funcionamento quanto à impossibilidade de formação de bolhas de vapor.

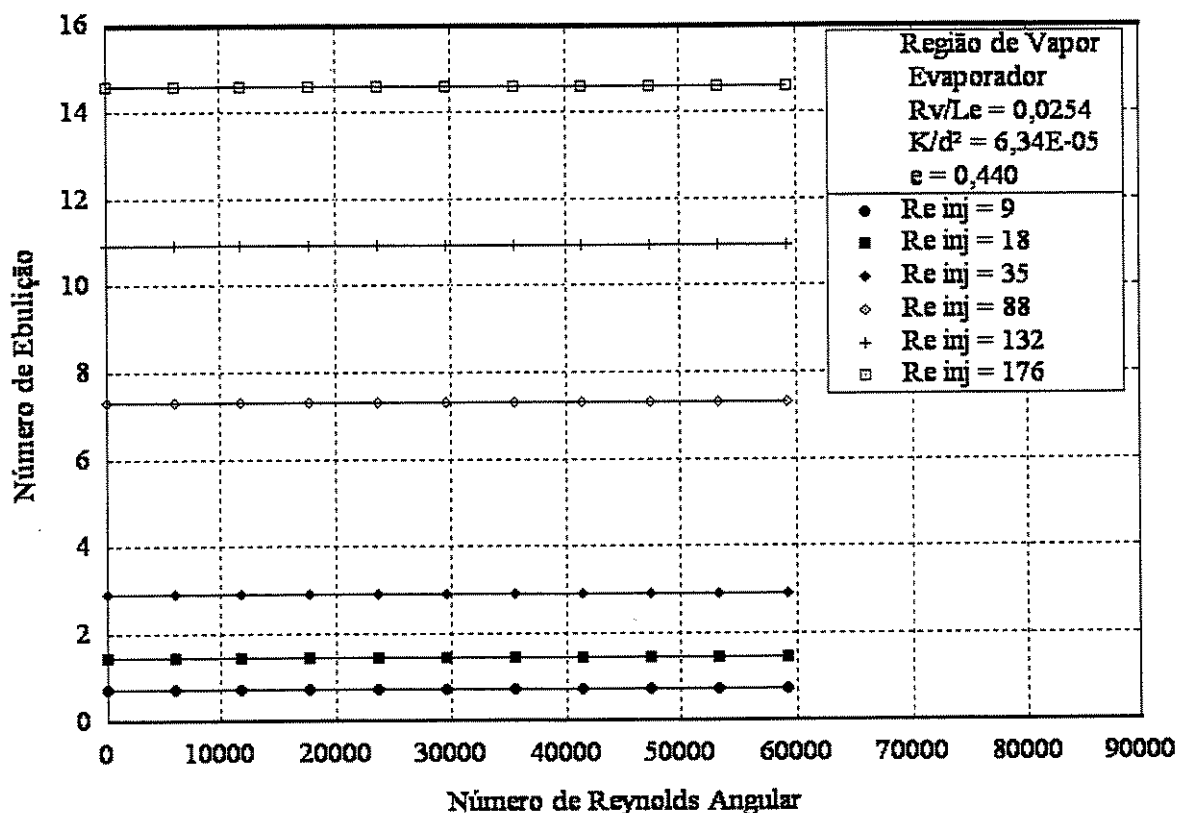


Figura 5.99 Número de ebulição, no evaporador, em função do número de Reynolds angular, para alguns números de Reynolds de injeção.

Diante disso, pode-se concluir que quase todas as taxas de transferência de calor usadas nas simulações foram maiores do que aquelas para as quais haveria segurança da não formação de bolhas. Este resultado, ressalvada a possibilidade de se ter superdimensionado o raio da bolha, sugere o colapso do funcionamento do tubo devido à ultrapassagem do limite de ebulição. É

importante ressaltar que tal resultado não poderia ser previsto *a priori* em razão do modelo matemático adotado pressupor a mudança de fase somente na interface líquido-vapor.

Capítulo 6

Conclusões

No presente trabalho foram estudados, mediante simulações numéricas, tubos de calor rotativos em torno do eixo axial, interna e externamente cilíndricos, e providos de estrutura porosa para o retorno do líquido.

Da solução numérica das equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, nas regiões de vapor e de líquido, resultaram valores para os três componentes da velocidade, para a pressão e para a temperatura, em pontos discretos do domínio. Denominou-se **análise local** ao estudo de perfis obtidos a partir de tais variáveis.

Combinações apropriadas de valores médios e máximos das variáveis velocidade, pressão e temperatura (e outros valores delas derivados, como tensão de cisalhamento), com parâmetros de operação, físicos e geométricos do tubo, conduziram à expressão de resultados em termos de um conjunto de números adimensionais. Denominou-se **análise global** à tentativa de interpretação do comportamento de tubos de calor rotativos, através de tais números adimensionais.

Perfis de velocidade, pressão, temperatura e tensão de cisalhamento foram exaustivamente estudados em relação à variação dos seguintes parâmetros: velocidade angular de rotação, taxa de transferência de calor imposta ao evaporador, temperatura de operação, porosidade do meio poroso e raio da região de vapor.

A presença de rotação altera significativamente a dinâmica de escoamento no tubo de calor, notadamente na região de vapor. Na região porosa a presença de rotação não é tão significativa, a

não ser pelo surgimento, devido à força centrífuga, de uma zona de estagnação próxima ao raio externo do tubo, sendo a região de escoamento limitada à região mais próxima à interface líquido vapor.

Um aumento na taxa de transferência de calor imposta ao tubo, mantidos os demais parâmetros operacionais constantes, tem por efeito principal um aumento na magnitude das três componentes da velocidade sem, entretanto, alterar significativamente a forma dos perfis.

O efeito principal da alteração da temperatura de operação do tubo de calor relaciona-se à variação dos valores das propriedades de transporte, notadamente na densidade do vapor e na viscosidade do líquido, com efeitos sobre o escoamento.

Nas condições simuladas, a temperatura do vapor, para uma dada temperatura de operação, mantém-se praticamente inalterada ao longo de toda a região, podendo-se considerar o escoamento isotérmico.

Identificou-se o fenômeno do escoamento reverso como sendo o aparecimento, na região de vapor, próximo ao centro do tubo, de velocidades axiais no sentido do condensador para o evaporador, em oposição ao escoamento principal, do evaporador para o condensador, junto à interface líquido-vapor. O escoamento reverso aumenta no sentido direto tanto do aumento da velocidade angular de rotação quanto do aumento da taxa de transferência de calor imposta ao evaporador. Sua dinâmica, entretanto é complexa, pois se verificou que o efeito da taxa de transferência de calor pode, sob certas condições, atenuar o efeito da velocidade angular de rotação.

O escoamento reverso, sugere a intuição, poderia levar ao colapso do funcionamento do tubo, uma vez que este vapor retorna ao evaporador sem realizar sua energia no condensador. Entretanto, devido ao modelo adotado, tal colapso não se verifica, pois, como a taxa de transferência de calor é imposta como condição de contorno no condensador, o escoamento principal ajusta-se para satisfazê-la, no condensador, mediante velocidades mais elevadas. Esta pode ser apontada como uma limitação do modelo adotado.

Identificou-se, também, como uma variável de grande importância para a dinâmica de escoamento dos tubos de calor rotativos e para o estabelecimento de um de seus limites de funcionamento, o que se denominou pressão capilar excedente. A pressão capilar excedente é definida como a diferença entre a máxima pressão capilar provida pelo meio poroso e a mínima pressão vigente ao longo da interface líquido-vapor. O comportamento da pressão capilar excedente é complexo e seu valor depende das diferentes combinações dos parâmetros de funcionamento do tubo de calor.

A análise global foi realizada em termos de números adimensionais identificados através da aplicação dos teoremas de Buckingham aos parâmetros geométricos, físicos e operacionais que governam a dinâmica de funcionamento dos tubos de calor rotativos. Os resultados de tal análise foram apresentados, para os diferentes números adimensionais obtidos, em termos do número de Reynolds angular, relacionado à velocidade angular de rotação e do número de Reynolds de injeção, relacionado à taxa de transferência de calor imposta ao evaporador.

Investigações também foram feitas a respeito dos possíveis limites de funcionamento dos tubos de calor rotativos. Da identificação de números adimensionais, acima mencionada, em combinação com a teoria unidimensional dos tubos de calor convencionais, originou-se uma análise que sugere limites de funcionamento para os tubos de calor rotativos. Assim, da “velocidade adimensional” resulta o número de Mach, associado ao limite sônico, e da “diferença de pressões adimensional” resulta a pressão capilar excedente adimensional, associada ao limite capilar. O número de Weber, associado ao limite de arrastamento, surge diretamente da identificação dos grupos adimensionais. Uma exceção é o número de ebulição que não surge dos teoremas de Buckingham, mas é decorrência direta da aplicação da teoria unidimensional para tubos convencionais.

Embora termos devidos à existência de rotação tenham sido incorporados às equações de conservação e às condições de contorno, tanto na região de vapor quanto na região porosa, o acoplamento entre ambas as regiões foi realizado unicamente mediante um balanço térmico na interface líquido-vapor. Possivelmente a incorporação de termos que levassem em consideração a presença da rotação ao balanço energético na interface resultaria em maior realismo físico. Por

isso propõe-se, como sugestão para trabalhos futuros, a inclusão dos referidos termos ao balanço de energia na interface.

Referências Bibliográficas

- BEJAN, A. Convective heat transfer in porous media. In: KAKAÇ, S., SHAH, R.K., AUNG, W. (Org.). *Handbook of single-phase convective heat transfer*. New York: John Wiley & Sons, 1987.
- CATCHPOLE, J.P., FULFORD, G. Analysis of variables in heat, mass, and momentum transfer as well as kinetic relationships yields dimensionless groups which may be used as primary tools to solve design and development problems. *Industrial and Engineering Chemistry*, v.58, n.3, p.46-60, 1966.
- CHI, S.W. *Heat pipe theory and practice: A Sourcebook*. E.U.A.: Hemisphere Publishing Corporation; McGraw-Hill Book Company, 1976. 242 p.
- CAO, Y., FAGHRI, A. Transient two-dimensional compressible analysis for high-temperature heat pipes with pulsed heat input. *Numerical Heat Transfer, Part A*, v.18, p.483-502, 1990.
- DANIELS, T.C., AL-BAHARNAH, N.S. Temperature and heat load distribution in rotating heat pipes. In: INTERNATIONAL HEAT PIPE CONFERENCE, 3, 1978. *Proceedings...* p.170-176.
- DANIELS, T.C., AL-JUMAILY, F.K. Investigations of the factors affecting the performance of a rotating heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.18, p.961-973, 1975.
- DANIELS, T.C., WILLIAMS, R.J. Experimental temperature distribution and heat load characteristics of rotating heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.21, p.193-201, 1978.

- DANIELS,T.C., WILLIAMS,R.J. The effect of external boundary conditions on condensation heat transfer in rotating heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.22, p.1237-1241, 1979.
- DULLIEN, F.A.L. *Porous media: fluid transport and pore structure*. San Diego: Academic Press, c1979. 396p.
- FAGHRI, A. *Heat pipe science and technology*. E.U.A.: Taylor & Francis, 1995. 874p.
- FAGHRI,A., GOGINENI,S., THOMAS,S. Vapor flow analysis of an axially rotating heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.36, n.9, p.2293-2303, 1993.
- GRAY,V.H., The rotating heat pipe; A wickless, hollow shaft for transferring high heat fluxes. In: ASME/AICHe HEAT TRANSFER CONFERENCE, 1969, Minneapolis. *Proceedings...* p.1-5.
- HARLEY,C., FAGHRI,A. Two-dimensional rotating heat pipe analysis. *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, v.117, p.202-208, Feb.1995.
- IRVINE Jr., T.F., LILEY,P.E. *Steam and gas tables with computer equations*. E.U.A: Academic Press Inc.,1984. 185p.
- ISMAIL,K.A.R., MIRANDA,R.F. Two-dimensional axisymmetrical model for a rotating porous wicked heat pipe. *Applied Thermal Engineering*, v.17, n.2, p.135-155, 1997.
- LI,H.M., LIU,C.Y., DAMODARAN,M. Analytical study of the flow and heat transfer in a rotating heat pipe. *Heat Recovery Systems & CHP*, v.13, n.2, p.115-122, 1993.
- LIN,L. Cellular flow in a rotating heat pipe with stepped wall. *Heat Recovery Systems & CHP*, v.11, n.1, p.63-68, 1991.
- LIN,L., FAGHRI,A. Heat transfer analysis of stratified flow in rotating heat pipes with cylindrical and stepped walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.40, n.18, p.4393-4404, 1997a.
- LIN,L., FAGHRI,A. Steady-state performance of a rotating miniature heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, v.11, n.4, p.513-518, Oct.-Dec. 1997b.

- LIN, L., GROLL, M. Critical conditions for collapse of annular flow in a rotating heat pipe with a cylindrical wall. *Heat Transfer Engineering*, v.17, n.3, p.29-34, 1996.
- MACHADO, H.A, MIRANDA, R.F. Steady state simulation of heat pipes in critical conditions of heat flux and rotation. *ENCIT2000*, 2000, Porto Alegre, RS, Anais.
- MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. Rio de Janeiro: LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., 1995. 424 p.
- MARTO, P.J. Performance characteristics of rotating, wickless heat pipes. In: INTERNATIONAL HEAT PIPE CONFERENCE, 2, 1976. *Proceedings...* v.1, p.281-291.
- MARTO, P.J., WANNIARACHCHI, A.S. Influence of internal axial fins on condensation heat transfer in co-axial rotating heat pipes. In: Heat Transfer and Fluid Flow in Rotating Machinery. (autor: Wen-Jei Yang). Hemisphere Publishing Co. 1987. EUA. 553p.
- MIRANDA, Ricardo Fortes de. *Desenvolvimento de um modelo matemático para a análise local do desempenho de tubos de calor, com rotação em seu eixo axial*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP, 1989. 175 p. (Tese, Doutorado em Engenharia Mecânica).
- NIELD, D. A. Modeling the effects of a magnetic field or rotation on flow in a porous medium: momentum equation and anisotropic permeability analogy. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, p. 3715-3718, 1999.
- NUSSELT, W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, v. 60, p.541-569, 1916.
- PATANKAR, S.V. *Numerical heat transfer and fluid flow*. E.U.A.: Hemisphere Publishing Corporation, 1980. 197p. (Series in computational methods in mechanics and thermal sciences).
- PERRY, R.H., GREEN, D.W. *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. E.U.A.: McGraw-Hill, 1997. 7th. ed.
- PETERSON, G.P. *An introduction to heat pipes – modeling, testing, and applications*. E.U.A.: John Wiley & Sons, Inc., 1994. 356p.

- PONNAPPAN,R., HE,Q. Test results of water and methanol high-speed rotating heat pipes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, v. 12, p. 391-397, 1998.
- SALINAS,D., MARTO,P.J. Analysis of an internally finned rotating heat pipe. *Numerical Heat Transfer*, v.19, p.255-275, 1991.
- SARAIVA, L.E., ISMAIL, K.A.R. Simulação numérica de um tubo de calor axialmente rotativo com estrutura porosa para bombeamento capilar do condensado. *ENCIT2000*, 2000, Porto Alegre, RS, Anais.
- VAFAI, K., TIEN,C.L. Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.24, p. 195-203, 1981.

Apêndice A

Formulação Matemática das Equações de Conservação em Meio Poroso

A.1 Introdução

A complexidade geométrica inerente aos meios porosos dificulta a formulação de equações de conservação em termos de balanços diferenciais e a obtenção de soluções detalhadas para os campos de velocidade e temperatura. Uma prática comum é formular as equações de conservação por meio de balanços “macroscópicos” baseados em quantidades médias em um pequeno elemento de volume, com o auxílio de relações empíricas precisas. Uma revisão a respeito dos diferentes modelamentos dados a esse problema pode ser encontrada em BEJAN (1987), e uma discussão a respeito dos diferentes pontos de vista sobre a formulação mais adequada para as equações de conservação em meio poroso é feita por NIELD (1999). A presente revisão baseia-se em DULLIEN (c1979) e, principalmente, em VAFAI e TIEN (1981).

Pela lei de Darcy, estabelecida empiricamente para escoamentos a baixas velocidades, em meios porosos não limitados, a queda de pressão no meio é diretamente proporcional à vazão:

$$Q = \frac{-K.A}{\mu} \frac{\Delta p}{L}, \quad (\text{A.1})$$

sendo $p = p + \rho g z$, a pressão piezométrica; Q , a vazão volumétrica; A , a área transversal ao escoamento; L , o comprimento da amostra; μ , a viscosidade do fluido; K , a permeabilidade do meio.

Permeabilidade é o termo usado para a condutibilidade no meio poroso com respeito à penetração de um fluido newtoniano. Com este sentido, porém, o conceito tem pouca utilidade pois mudando o fluido e o mecanismo de penetração, muda a “permeabilidade”. É, pois, mais útil separar a contribuição devida à matriz sólida daquela dependente do escoamento. O parâmetro dependente unicamente do meio poroso é chamado de permeabilidade específica ou, freqüentemente, somente de permeabilidade. A unidade usual de permeabilidade é o darcy. Um material poroso tem uma permeabilidade igual a 1 darcy se uma diferença de pressão de 1 atmosfera produzir uma vazão de 1 cm³/s de um fluido com 1 cP de viscosidade.

Sob maiores velocidades, os efeitos das forças inerciais não podem ser desprezados. Observações experimentais indicam que a queda de pressão nessas condições é proporcional à combinação linear entre a velocidade do escoamento e o quadrado dessa velocidade (esse último termo devido às forças inerciais). Para escoamentos incompressíveis em regime permanente isso pode ser expresso como:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\mu_f}{K} u_D - \frac{f(K, Re_K, geometria)}{\sqrt{K}} \rho_f u_D^2, \quad (A.2)$$

sendo p, a pressão; x, a direção do escoamento; μ_f , a viscosidade do fluido; u_D , a velocidade de Darcy (velocidade média através de uma área transversal à direção do escoamento); ρ_f , a densidade absoluta do fluido.

A função $f(K, Re_K, geometria)$ depende do número de Reynolds, definido como

$$Re_K = \frac{\rho_f u_D \sqrt{K}}{\mu_f}, \quad (A.3)$$

bem como da microestrutura do meio poroso, e depende de resultados empíricos.

Pode-se substituir u_D na equação acima por u_p , que representa a velocidade média local do fluido nos poros. Definindo porosidade por:

$$\varepsilon = \frac{\text{volume de vazios}}{\text{volume total}}, \quad (\text{A.4})$$

escrevendo esta expressão como

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{vazios}} \cdot L}{A \cdot L}, \quad (\text{A.5})$$

em um elemento de volume cilíndrico e considerando a continuidade do escoamento:

$$u_D A = u_p A_{\text{vazios}}, \quad (\text{A.6})$$

pode-se ver claramente que

$$u_D = \varepsilon u_p. \quad (\text{A.7})$$

Substituindo essa expressão em A.2, obtém-se

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\mu_f}{K} \varepsilon u_p - f \rho_f \varepsilon^{3/2} \gamma u_p^2, \quad (\text{A.8})$$

sendo $\gamma = \left(\frac{\varepsilon}{K} \right)^{1/2}$.

A equação acima pode ser escrita em uma forma geral, introduzindo uma notação vetorial.

Assim,

$$\nabla p = -\frac{\mu_f \varepsilon}{K} \vec{V}_p - f \rho_f \varepsilon^{3/2} \gamma (\vec{V}_p \cdot \vec{V}_p) \vec{J}, \quad (\text{A.9})$$

sendo $\vec{J} = \frac{\vec{V}_p}{|\vec{V}_p|}$ e $\vec{V}_p$ o vetor velocidade média local.

A Equação A.9 pode ser considerada uma equação de conservação da quantidade de movimento “microscópica” em um meio poroso não sujeito a condições de contorno, baseada em uma média volumétrica local, obtida empiricamente.

A equação da conservação da energia em um meio poroso, baseada em observações empíricas (não é uma equação “exata”), é dada por

$$\rho_f c_f \vec{V}_D \cdot \nabla T = -\nabla \cdot (-k_{ef} \nabla T), \quad (\text{A.10})$$

sendo c_f , o calor específico do fluido; $\vec{V}_D$, o vetor velocidade de Darcy; k_{ef} , a condutibilidade térmica efetiva do meio poroso saturado com fluido estagnado.

Substituindo a Equação A.7 na Equação A.10, esta última pode ser reescrita em termos da velocidade no poro, em um meio com porosidade constante:

$$\rho_f c_f \vec{V}_p \cdot \nabla T = -\nabla \cdot \left(-\frac{k_{ef}}{\varepsilon} \nabla T \right). \quad (\text{A.11})$$

A equação acima, baseada em observações empíricas, representa a conservação da energia “microscópica” em um meio poroso, em termos de uma média volumétrica local.

A.2 Análise usando o método da média volumétrica local

As equações de conservação da quantidade de movimento e energia, mostradas acima, em termos de médias volumétricas, são obtidas empiricamente. Um método analítico de obtenção dessas equações, mais rigoroso, é o da média volumétrica local, baseado na associação, a todo ponto no meio poroso, de um pequeno volume V , limitado por uma superfície fechada A . Seja V_f

a porção do volume de controle que contém o fluido e A_{sf} a área das paredes dos poros contida em V_f . A média volumétrica local de uma quantidade ψ associada ao fluido é definida como:

$$\langle \Psi \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_f} \Psi dV. \quad (A.12)$$

Usando o teorema da média volumétrica de uma divergência, juntamente com as leis de conservação empregadas a escoamentos incompressíveis e permanentes através de um meio poroso, podem ser obtidas as médias volumétricas locais dos balanços diferenciais de:

massa:

$$\nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle = 0, \quad (A.13)$$

quantidade de movimento:

$$\rho_f \langle (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \rangle = -\nabla \langle p \rangle + \mu_f \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle + \vec{r}, \quad (A.14)$$

e energia:

$$\rho_f c_f \langle \vec{V} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle = -\nabla \cdot \vec{\chi}, \quad (A.15)$$

sendo

$$\vec{r} = -\frac{1}{V} \int_{A_{sf}} S \cdot d\vec{A} \quad (A.16)$$

e

$$\vec{\chi} = \beta \nabla \langle T \rangle + \xi |\nabla \langle T \rangle| \langle \vec{V} \rangle. \quad (A.17)$$

Nas equações acima, S representa o tensor das tensões do fluido, β e ξ funções complexas de ε , c_f , k_f (condutibilidade térmica do fluido), k_s (condutibilidade térmica da matriz sólida), e das quantidades $\langle \vec{V} \rangle$, $|\nabla \langle T \rangle|$ e $\langle \vec{V} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle$. O vetor $\vec{r}$ representa uma força de campo causada pela microestrutura do poro e o vetor $\vec{\chi}$, o fluxo de calor efetivo do meio e do fluido.

As equações acima são equações “macroscópicas” que expressam as leis de conservação. A validade da equação da conservação da energia restringe-se aos casos em que há diferenças pequenas entre as temperaturas do fluido e da matriz.

Consideremos o termo $\vec{r}$, que representa a resistência ao escoamento oferecida pela matriz porosa. Uma vez que o gradiente de pressão dado na Equação A.9 pode ser interpretado como a mesma resistência ao escoamento no meio poroso, $\vec{r}$ pode ser inferido de A.9 como sendo:

$$\vec{r} = -\frac{\mu_f \varepsilon}{K} \vec{V}_p - f \rho_f \varepsilon^{3/2} \gamma (\vec{V}_p \cdot \vec{V}_p) \vec{J}. \quad (A.18)$$

O termo do fluxo de calor $\vec{\chi}$ pode ser estabelecido comparando-se a Equação A.15, (analítica) com a Equação A.11, (empírica):

$$\vec{\chi} = -\frac{k_{ef}}{\varepsilon} \nabla \langle T \rangle. \quad (A.19)$$

A comparação entre as Equações A.15 e A.11, embora não exata, é razoável e fornece boas razões para desprezar o segundo termo do lado direito da Equação A.17.

Substituindo as Equações A.18 e A.19 nas Equações A.14 e A.15, resultam as seguintes equações governantes:

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon} \langle (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \rangle = -\nabla \langle p \rangle^f + \frac{\mu_f}{\varepsilon} \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle - \frac{\mu_f}{K} \langle \vec{V} \rangle - f \rho_f \varepsilon^{1/2} \gamma \langle \vec{V} \rangle \cdot \langle \vec{V} \rangle \vec{J} \quad (A.20)$$

e

$$\rho_f \langle \vec{v} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle = \frac{k_{ef}}{c_f \varepsilon} \nabla^2 \langle T \rangle, \quad (\text{A.21})$$

sendo

$$\langle p \rangle^f = -\frac{1}{V_f} \int_{V_f} p dV. \quad (\text{A.22})$$

Pode-se também notar que

$$\langle p \rangle = \varepsilon \langle p \rangle^f. \quad (\text{A.23})$$

Acima, o termo $\langle p \rangle^f$ representa a pressão no fluido contido no meio poroso e $\gamma = \varepsilon^{1/2} K^{-1/2}$.

Para o caso em que as propriedades de transporte não puderem ser consideradas constantes, as Equações A.20 e A.21 serão, respectivamente, escritas da seguinte forma:

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon} \langle (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \rangle = -\nabla \langle p \rangle^f + \nabla \cdot \left(\frac{\mu_f}{\varepsilon} \nabla \langle \vec{v} \rangle \right) - \frac{\mu_f}{K} \langle \vec{v} \rangle - f \rho_f \varepsilon^{1/2} \gamma \langle (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \rangle \vec{J} \quad (\text{A.24})$$

e

$$\rho_f c_f \langle \vec{v} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle = \nabla \cdot \left(\frac{k_{ef}}{\varepsilon} \nabla \langle T \rangle \right). \quad (\text{A.25})$$

Observe-se que as Equações A.20, A.21, A.24 e A.25 são escritas em termos de vetores velocidades médias do fluido **nos poros**.

A.3 Influência da rotação

Considerando dois sistemas de eixos, um fixo e outro móvel, sendo este último em movimento de rotação em torno de uma origem comum, a aceleração absoluta (em relação ao sistema fixo) de um ponto P é dada por:

$$\vec{a}_P = \vec{a}_{P'} + \vec{a}_C + \vec{a}_{P/F}, \quad (\text{A.26})$$

sendo $\vec{a}_{P'}$, a aceleração de um ponto P' sobre o sistema móvel que, no instante considerado, coincide com P; $\vec{a}_C$, a aceleração de Coriolis; e $\vec{a}_{P/F}$ a aceleração de P em relação ao sistema móvel.

Escritas em notação vetorial, os termos das acelerações são:

$$\vec{a}_{P'} = \vec{\Omega} \wedge \vec{R} + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R}) \quad (\text{A.27})$$

e

$$\vec{a}_C = 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_{P/F}, \quad (\text{A.28})$$

sendo $\vec{\Omega}$ a velocidade angular do sistema móvel (vetor perpendicular ao plano de rotação seguindo a “regra da mão direita”); $\vec{v}_{P/F}$ a velocidade do ponto P em relação ao sistema móvel, $\vec{\Omega} \wedge \vec{R}$ a componente tangencial da aceleração do sistema móvel e $\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R})$ a componente normal da aceleração do sistema móvel, sendo o termo $\vec{\Omega} \wedge \vec{R}$ a velocidade do ponto P'.

No presente trabalho, a velocidade angular do sistema móvel é constante, portanto,

$$\vec{\Omega} \wedge \vec{R} = 0. \quad (\text{A.29})$$

Também a velocidade do ponto P em relação ao sistema móvel é constante, de modo que

$$\vec{a}_{P/F} = 0. \quad (\text{A.30})$$

A equação (A.26) fica resumida a

$$\vec{a}_P = \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R}) + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_{P/F} \quad (\text{A.31})$$

Pode-se notar que a velocidade $\langle \vec{V} \rangle$ que aparece nas equações vetoriais é uma velocidade relativa em relação a um sistema móvel que gira solidário ao tubo de calor, (portanto, $\vec{v}_{P/F} = \langle \vec{V} \rangle$) e que $\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R})$ é uma aceleração “radial” em relação a uma seção transversal ao tubo.

Considerando também as forças devidas à rotação e as propriedades do fluido e da matriz constantes, as equações de balanço, em notação vetorial, tornam-se as apresentadas abaixo. Note-se que as forças devidas à rotação alteram somente a equação do balanço de quantidade de movimento.

Equação da conservação da massa:

$$\nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle = 0. \quad (\text{A.13})$$

Equação da conservação da energia:

$$\rho_f \langle \vec{V} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle = \frac{k_{ef}}{c_f \varepsilon} \nabla^2 \langle T \rangle \quad (\text{A.21})$$

Equação da conservação da quantidade de movimento:

$$\rho_f \langle (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \rangle = -\varepsilon \nabla \langle p \rangle^f + \mu_f \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle - \frac{\mu_f \varepsilon}{K} \langle \vec{V} \rangle + 2\rho_f \vec{\Omega} \wedge \langle \vec{V} \rangle + \rho_f \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R}) \quad (\text{A.32})$$

Observe-se que o último termo do lado direito da Equação A.20 foi considerado desprezível na formulação apresentada na Equação A.32.

As equações de conservação em meios porosos podem ser escritas de modo diverso, acompanhando modelos diversos. Em CAO e FAGHRI (1990), por exemplo, os termos inerciais são multiplicados pelo fator $1/\varepsilon^2$, diferentemente da formulação adotada no presente trabalho. Em coordenadas cilíndricas, empregadas no presente trabalho, as Equações A.13, A.21 e A.32 são representadas, respectivamente, pelas equações abaixo.

Conservação da massa:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_l) + \frac{\partial w_l}{\partial z} = 0. \quad (\text{A.33})$$

Conservação da energia:

$$\rho_l \left(v_l \frac{\partial T_l}{\partial r} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial z} \right) = \frac{k_{ef}}{\varepsilon c_{p_l}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \right). \quad (\text{A.34})$$

Conservação da quantidade de movimento na direção radial:

$$\begin{aligned} \rho_l \left(v_l \frac{\partial v_l}{\partial r} - \frac{u_l^2}{r} + w_l \frac{\partial v_l}{\partial z} \right) = & -\varepsilon \frac{\partial p_l}{\partial r} + \mu_l \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_l) \right) + \frac{\partial^2 v_l}{\partial z^2} \right) \\ & - \frac{\mu_l \varepsilon}{K} v_l + 2\rho_l \Omega u_l + \rho_l \Omega^2 r. \end{aligned} \quad (\text{A.35.a})$$

Conservação da quantidade de movimento na direção tangencial:

$$\rho_l \left(v_l \frac{\partial u_l}{\partial r} - \frac{v_l u_l}{r} + w_l \frac{\partial u_l}{\partial z} \right) = \mu_l \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_l) \right) + \frac{\partial^2 u_l}{\partial z^2} \right)$$

$$-\frac{\mu_l \varepsilon}{K} u_l - 2\rho_l \Omega v_l. \quad (\text{A.35.b})$$

Conservação da quantidade de movimento na direção axial:

$$\rho_l \left(v_l \frac{\partial w_l}{\partial r} + w_l \frac{\partial w_l}{\partial z} \right) = -\varepsilon \frac{\partial p_l}{\partial z} + \mu_l \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w_l}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w_l}{\partial z^2} \right) - \frac{\mu_l \varepsilon}{K} w_l + \rho_l g \sin \beta \quad (\text{A.35.c})$$

Na Equação A.35.c foi incluído, por generalidade, o último termo do lado direito para levar em consideração o efeito da aceleração gravitacional em casos em que o tubo de calor está inclinado em relação à horizontal. No presente trabalho tais casos não são estudados.

A.4 Valores de propriedades do meio poroso empregados no trabalho

No presente trabalho, empregamos esferas empacotadas como meio poroso, cujas relações relevantes (CHI, 1976) são vistas abaixo.

Raio de capilaridade:

$$r_c = 0,41r_s, \quad (\text{A.36})$$

sendo r_s o raio das esferas.

Pressão capilar máxima:

$$p_{cm} = \frac{2\sigma}{r_c}, \quad (\text{A.37})$$

sendo σ o coeficiente de tensão superficial do líquido.

Permeabilidade:

$$K = \frac{r_s^2 \varepsilon^3}{37,5(1-\varepsilon)^2}. \quad (\text{A.38})$$

Condutibilidade térmica efetiva:

$$k_{ef} = \frac{k_l [2k_l + k_s - 2(1-\varepsilon)(k_l - k_s)]}{2k_l + k_s + (1-\varepsilon)(k_l - k_s)}. \quad (\text{A.39})$$