



CNEN/SP

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

# COMPORTAMENTO TERMOIDRÁULICO DE VARETA AQUECIDA ELETRICAMENTE DURANTE TRANSITÓRIO DE FLUXO CRÍTICO DE CALOR

**RITA DE CÁSSIA FERNANDES DE LIMA**

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.

Orientador:  
Prof. Dr. Pedro Carajilescov

São Paulo  
1997

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia Associada à Universidade de São Paulo**

**COMPORTAMENTO TERMOIDRÁULICO DE VARETA AQUECIDA  
ELETRICAMENTE DURANTE TRANSITÓRIO DE FLUXO  
CRÍTICO DE CALOR**

**RITA DE CÁSSIA FERNANDES DE LIMA**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do grau de  
Doutor em Ciências na Área de Reatores  
de Potência e Tecnologia do Combustível  
Nuclear.**

**Orientador: Prof. Dr. Pedro Carajilescov**

**São Paulo**  
**1997**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia Associada à Universidade de São Paulo**

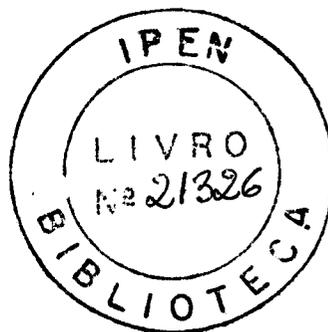
**COMPORTAMENTO TERMOIDRÁULICO DE VARETA AQUECIDA  
ELETRICAMENTE DURANTE TRANSITÓRIO DE FLUXO  
CRÍTICO DE CALOR**

**RITA DE CÁSSIA FERNANDES DE LIMA**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do grau de  
Doutor em Ciências na Área de Reatores  
de Potência e Tecnologia do Combustível  
Nuclear.**

**Orientador: Prof. Dr. Pedro Carajilescov**

**São Paulo  
1997**



***A Pedro, Juliana  
e Clarissa***

## AGRADECIMENTOS

A Pedro Carajilescov, pela orientação segura.

À CAPES -Fundação Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pela bolsa de estudos concedida através do programa PICD,destinado à capacitação de docentes das universidades federais do país.

À FACEPE - Fundação de Amparo à Ciência e Tecnologia, do Governo do Estado de Pernambuco, pela cessão, através do seu programa de apoio à pesquisa, do equipamento computacional usado no desenvolvimento do trabalho. E ainda, pela concessão de uma Bolsa Especial de Finalização de Doutorado, de quatro meses de duração, meses estes fundamentais para a conclusão desta tese.

Aos que compõem o Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Pernambuco e o Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares / Comissão Nacional de Energia Nuclear / SP e que contribuíram de forma direta ou indireta para a elaboração desta tese. Em particular, a Roseane Teixeira de Lima e a Inácio Martins de Lima Filho.

# COMPORTAMENTO TERMOIDRÁULICO DE VARETA AQUECIDA ELETRICAMENTE DURANTE TRANSITÓRIO DE FLUXO CRÍTICO DE CALOR

Rita de Cássia Fernandes de Lima

## RESUMO

Em reatores nucleares a ocorrência de superaquecimento da vareta, provocado pelo fenômeno de crise de ebulição, durante um transitório de potência, pode levar à fusão do revestimento e à liberação de produtos radioativos para o refrigerante. Para estudar estes efeitos, utilizam-se circuitos termoidráulicos com varetas aquecidas eletricamente e que simulam as condições operacionais e acidentais das varetas de combustível nuclear. A utilização de mecanismos que detectem o aumento de temperatura durante a ocorrência de fluxo crítico de calor, além de evitar a danificação da seção de testes, possibilita a obtenção de uma maior quantidade de dados disponíveis por experimento. Nesta ocasião, a condução axial de calor torna-se de fundamental importância. O estudo da propagação das frentes de secamento e de remolhamento permite a análise, o planejamento e o acompanhamento de experimentos de fluxo crítico de calor, de remolhamento de varetas e de reinundação de núcleos de reatores. Com este propósito são examinados transitórios de potência elétrica, com a mesma variando em rampa e degrau, partindo-se da condição de estado estacionário. Após a ocorrência do fluxo crítico de calor, analisa-se a propagação da frente de secamento. Em seguida, desliga-se a potência elétrica e acompanha-se o remolhamento. A pressão do refrigerante é tomada igual a 13,5 MPa. Para um dos casos, são feitas comparações a uma pressão de 8,0 MPa. Analisa-se também a influência da vazão e da entalpia do refrigerante, nas velocidades de propagação das referidas frentes. Tais análises indicam que a vazão tem maior influência sobre o secamento, enquanto que as alterações na pressão atuam mais acentuadamente sobre o remolhamento.

# **THERMALHYDRAULIC BEHAVIOR OF ELECTRICALLY HEATED RODS DURING CRITICAL HEAT FLUX TRANSIENTS**

**Rita de Cássia Fernandes de Lima**

## **ABSTRACT**

In nuclear reactors, the occurrence of critical heat flux leads to fuel rod overheating with clad fusion and radioactive products leakage. To predict the effects of such phenomenon, experiments are performed utilizing heated rods to simulate operational and accidental conditions of nuclear fuel rods, with special attention to the phenomenon of boiling crisis. The use of mechanisms which detect the abrupt temperature rise allows the electric power switch off. These facts prevent the test section from damage. During the critical heat flux phenomenon the axial heat conduction becomes very important. The study of the dryout and rewetting fronts yields the analysis, planning and following of critical heat flux experiments. These facts are important during the reflooding of nuclear cores at severe accidents. In the present work it is performed a theoretical analysis of the drying and rewetting front propagation during a critical heat flux experiment, starting with the application of an electrical power step or power slope from steady state condition. After the occurrence of critical heat flux, it is predicted the drying front propagation. After a few seconds, a power cut is considered and the rewetting front behavior is analytically observed. In all these transients the coolant pressure is 13,5 MPa. For one of them, comparisons are done with a pressure of 8,00 MPa. Mass flow and enthalpy influences on the fronts velocities are also analysed. These results show that mass flow has more importance on the drying front velocities whereas the pressure alters strongly the rewetting ones.

## SUMÁRIO

---

<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	1
<b>2. ESTUDO DO PROBLEMA</b> .....	5
2.1 - Varetas aquecidas eletricamente . . . . .	5
2.2 - Fluxo crítico de calor.....	8
2.3 - Propagação das frentes de secamento e de remolhamento .....	13
<b>3. MODELO UTILIZADO</b> .....	32
3.1 - Introdução .....	32
3.2 - Vareta aquecida eletricamente .....	33
3.3 - Canal do refrigerante .....	38
3.4 - Correlações empíricas para cálculo do coeficiente de calor .....	39
<b>4. ANÁLISE NUMÉRICA</b> .....	46
4.1 - Introdução .....	46
4.2 - Vareta aquecida eletricamente .....	46
4.3 - Canal do refrigerante .....	49
4.4 - Fluxogramas .....	50
4.5 - Seqüência de cálculo para acoplamento vareta-canal .....	54
<b>5. RESULTADOS</b> .....	56
5.1 - Introdução .....	56
5.2 - Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não nula .....	58
5.3 - Variação da potência elétrica em degrau .....	66
<b>6. CONCLUSÕES</b> .....	94
• <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	97
• <b>APÊNDICES</b>	
A - Discretização das equações na vareta aquecida eletricamente .....	102
B - Discretização da equação da entalpia do canal do refrigerante .....	114

## LISTA DE TABELAS

	Página
Tabela 5.1. Dados geométricos da vareta aquecida eletricamente	56
Tabela 5.2. Propriedades físicas dos materiais da vareta aquecida eletricamente	57
Tabela 5.3. Dados relativos ao canal refrigerante ( $p = 13,5$ MPa )	57
Tabela 5.4. Dados relativos ao canal refrigerante ( $p = 8,0$ MPa )	86

## LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 1. Seções transversais das varetas	5
Figura 2. Limites da região de transição de ebulição	9
Figura 3. As duas curvas de ebulição	11
Figura 4. Loop de histerese de Sakurai e Shiotsu	12
Figura 5. Ângulo de contato	14
Figura 6. Temperaturas de resfriamento rápido e de remolhamento	16
Figura 7. Método de obtenção da temperatura da parede $T_w$ e do tempo de remolhamento	17
Figura 8. Distribuição de temperatura ao longo do sólido sobre seus lados seco e molhado	20
Figura 9. Distribuição da temperatura radial num teste de CHF	24
Figura 10. Distribuição de temperatura na ausência de condução axial	26
Figura 11. Distribuição da temperatura axial baseada no modelo de uma região	28
Figura 12. Distribuição de temperatura axial, baseada no modelo 2D	30
Figura 13. Taxa de expansão da região do CHF em função do fluxo de calor na borda da mesma região	30

Figura 14.	Seção longitudinal da vareta aquecida eletricamente e do canal refrigerante	33
Figura 15.	Diagrama de blocos simplificado	51
Figura 16.	Diagrama de blocos da subrotina que escolhe as correlações empíricas para cálculo do coeficiente de transferência de calor	53
Figura 17	Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não-nula)	59
Figura 18	Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo. (Variação da potência elétrica em rampa a partir de potência não-nula)	60
Figura 19	Título do escoamento em função da altura do canal para diversos intervalos de tempo. (Variação da potência elétrica em rampa a partir de potência não-nula)	61
Figura 20	Temperatura do revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não-nula)	62
Figura 21	Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não-nula)	63
Figura 22	Variação das velocidades das frentes de secamento e de remolhamento para vazões distintas do refrigerante. (Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não-nula)	64

- Figura 23 Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos intervalos de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 67
- Figura 24 Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos intervalos de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 68
- Figura 25 Título do escoamento em função da altura do canal para diversos intervalos de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 69
- Figura 26 Temperatura do revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Variação da potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 71
- Figura 27 Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Variação da potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 72
- Figura 28 Variação das velocidades das frentes de secamento e de remolhamento, para distintas vazões do refrigerante. (Variação da potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 73
- Figura 29 Influência do aumento da entalpia de entrada do refrigerante nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Variação da potência elétrica em degrau com aumento brusco de 80%) 74

- Figura 30 Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 75
- Figura 31 Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 76
- Figura 32 Título do escoamento em função da altura do canal para diversos intervalos de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 77
- Figura 33 Contador de indicação da mudança de correlações para cálculo do coeficiente de transferência de calor em função da altura para diversos instantes de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 78
- Figura 34 Temperatura de revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Variação de potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 80
- Figura 35 Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 81
- Figura 36 Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo para diversas vazões. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 82

- Figura 37 Evolução com o tempo, das frentes de secamento e de remolhamento, com aumento de 5% na entalpia. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 83
- Figura 38 Influência do aumento da entalpia de entrada do refrigerante nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 85
- Figura 39 Evolução temporal das frentes de secamento e de remolhamento, para pressão do refrigerante de 8,0 MPa. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 87
- Figura 40 Influência da pressão nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 88
- Figura 41 Influência da vazão na velocidade da frente de remolhamento, para pressão do refrigerante igual a 8,0 MPa. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 89
- Figura 42 Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo, à uma pressão de 8,0 MPa. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 90
- Figura 43 Evolução temporal da temperatura do revestimento, em ponto correspondente à altura de 0,93 m, à pressão do refrigerante igual a 8,0 MPa. (Variação da potência elétrica em degrau com pequeno aumento de 10%) 92

## LISTA DE VARIÁVEIS

$A$	=	área da seção reta do canal refrigerante
$A_R$	=	área de troca de calor nas interfaces da vareta aquecida eletricamente
$c_p$	=	calor específico
$D_e$	=	diâmetro equivalente do canal refrigerante
$g$	=	aceleração da gravidade
$G$	=	fluxo de massa
$h$	=	entalpia do refrigerante
$h_{ref}$	=	coeficiente de troca de calor parede-refrigerante
$H$	=	altura da vareta aquecida eletricamente e do canal
$k$	=	condutividade térmica
$p$	=	pressão do refrigerante
$P$	=	perímetro da vareta aquecida eletricamente
$Pr$	=	número de Prandtl
$q$	=	taxa de escoamento de calor ou potência térmica
$q'$	=	potência térmica linear (por unidade de comprimento da vareta)

- $q''$  = fluxo superficial de calor
- $q'''$  = taxa volumétrica de geração de calor na resistência elétrica
- $q''_{CHF}$  = fluxo crítico de calor
- $r$  = posição radial
- $R$  = raio de uma região da vareta aquecida eletricamente
- $Re$  = número de Reynolds
- $t$  = tempo
- $T$  = temperatura
- $T_f$  = temperatura do fluido refrigerante
- $T_{sat}$  = temperatura de saturação do refrigerante
- $T_{\omega}$  = temperatura da superfície externa da vareta aquecida eletricamente
- $v$  = velocidade do refrigerante
- $z$  = posição axial

## LETRAS GREGAS

$\Delta r$  = distância radial entre nós usados na discretização

$\Delta t$  = intervalo de tempo usado na discretização

$\Delta V$  = volume de controle em torno do ponto nodal

$\Delta z$  = distância axial entre nós usados na discretização

$\mu$  = viscosidade dinâmica do refrigerante

$\rho$  = densidade ( massa específica )

$\nu$  = viscosidade cinemática do refrigerante

## SUBSCRITOS

- 1 = região do isolamento central
- 2 = região da resistência elétrica
- 3 = região do isolamento externo
- 4 = região do revestimento
- c = propriedades do refrigerante (canal)
- CHF = fluxo crítico de calor
- f = fase líquida ou fluido
- g = fase gasosa
- j = indicador radial do ponto nodal
- k = indicador axial do ponto nodal
- MSFB = ponto mínimo da ebulição pelicular - ponto de Leidenfrost
- TB = ebulição de transição
- $\omega$  = parede

## **SOBRESCRITO**

$p$  = indicador da discretização temporal

# 1 INTRODUÇÃO

---

## 1.1. Introdução

Reatores nucleares são únicos na indústria de geração de potência, porque a única limitação na quantidade da potência que pode ser produzida depende da capacidade de o refrigerante remover calor. O limite mais restritivo para instalações do tipo PWR é o fenômeno de ocorrência do fluxo crítico de calor. A ocorrência de superaquecimento da vareta, provocado pelo fenômeno de crise de ebulição, durante um transitório de potência, pode levar à fusão do revestimento, podendo haver liberação de produtos radioativos para o refrigerante.

No projeto térmico de reatores é prática universal a utilização de loops termohidráulicos, com varetas aquecidas eletricamente, que simulam as condições operacionais e acidentais das varetas de combustível nuclear. Estas simulações representam um dos aspectos mais importantes na análise de segurança de um reator.

O problema tem sido abordado de maneiras distintas por BURGESS et alii (1978), MASLO e HYER (1976), SODA (1976), HAGAR e HEDRICK (1975), CARAJILESCOV (1985, 1987), e LIMA (1984, 1987).

Varetas aquecidas eletricamente podem usar aquecimento direto ou indireto. No primeiro caso a potência elétrica é fornecida diretamente ao revestimento. Há problemas de isolamento elétrico e, em geral, as varetas são constituídas de um centro cerâmico, um espaçamento (gap) e um revestimento, que é a própria resistência elétrica. No aquecedor indireto, há um isolamento entre a resistência elétrica e o revestimento. As diferenças entre as propriedades térmicas dos materiais envolvidos no projeto das varetas fazem com que o comportamento da temperatura do revestimento da vareta elétrica seja diferente da nuclear, quando submetida a um mesmo transitório de potência. Para eliminar este problema, SODA (1976) propôs uma correção para a potência linear elétrica baseada apenas na diferença de temperatura superficial das duas varetas, sem considerar as suas tendências de variação temporal, o que provocou oscilações de potência durante transitórios severos. CARAJILESCOV (1985), baseado no método dos parâmetros concentrados desenvolvido por TONG (1967), propôs uma potência linear que eliminou as referidas oscilações, observadas nos trabalhos anteriores.

Estudos, efetuados por CARAJILESCOV (1992) indicam que, usando-se o modelo proposto por Soda chega-se, matematicamente, a resultados oscilatórios.

O custo de uma única vareta com aquecimento indireto é da ordem de US\$ 5000. Portanto, montagens de arranjos com varetas aquecidas eletricamente são onerosas e em casos de ocorrência de DNB, corre-se o risco de danificá-las, se o sistema não for desligado a tempo. Quase sempre é necessária a fabricação de uma nova seção de testes para cada teste. A utilização de mecanismos que detectem o aumento da temperatura no início do fenômeno, além de permitir o desligamento da potência antes da fusão do revestimento, permite a obtenção de um aumento considerável na quantidade de dados disponíveis. Durante a ocorrência do citado fenômeno em varetas aquecidas, a condução axial de calor torna-se importante e este fato pode diferir do estudo de uma vareta nuclear sujeita às mesmas condições. Por este motivo, torna-se necessário o estudo da

propagação tanto das frentes de secamento quanto das de remolhamento. Problemas desta natureza têm sido abordados separadamente por GUNNERSON & YACKLE (1981), YU et al. (1977), GRIFFITH et al. (1977), OLEK et al. (1988) e CARLSON (1989).

O presente trabalho é de grande importância para análise, planejamento e acompanhamento de experimentos de fluxo crítico de calor, durante ocorrência de acidentes extremos.

## **1.2. Objetivos**

Os principais objetivos do trabalho são:

- análise de transitórios de potência em varetas aquecidas eletricamente;
- determinação do tempo e do tipo (manual ou automático) de desligamento do sistema, quando da ocorrência de DNB, a fim de se evitar danos à seção de testes;
- efeito da condução axial nos processos de DNB e de remolhamento, em particular, na velocidade das frentes de secamento e no tempo disponível para o acionamento dos sistemas de proteção das seções de testes.

A seguir apresenta-se um resumo de cada capítulo do trabalho.

No capítulo 2, encontra-se um estudo detalhado do problema e uma revisão bibliográfica, especialmente dirigidas aos fenômenos do fluxo crítico de calor e à propagação das frentes de secamento e de remolhamento.

No capítulo 3, descrevem-se os modelos utilizados para a vareta aquecida eletricamente e para o canal refrigerante. Encontram-se também as correlações empíricas escolhidas para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor, nas diversas regiões da curva de ebulição.

No capítulo 4, está o tratamento numérico dado ao problema, um diagrama de blocos simplificado para o programa computacional desenvolvido e, finalmente, o fluxograma da subrotina de cálculo do coeficiente de transferência de calor.

Analisa-se os resultados no capítulo 5. No capítulo 6, encontram-se as conclusões.

## 2. ESTUDO DO PROBLEMA

---

### 2.1. Varetas aquecidas eletricamente

As configurações das varetas nuclear e eletricamente aquecida geralmente consideradas são mostradas, esquematicamente, na Figura 1.

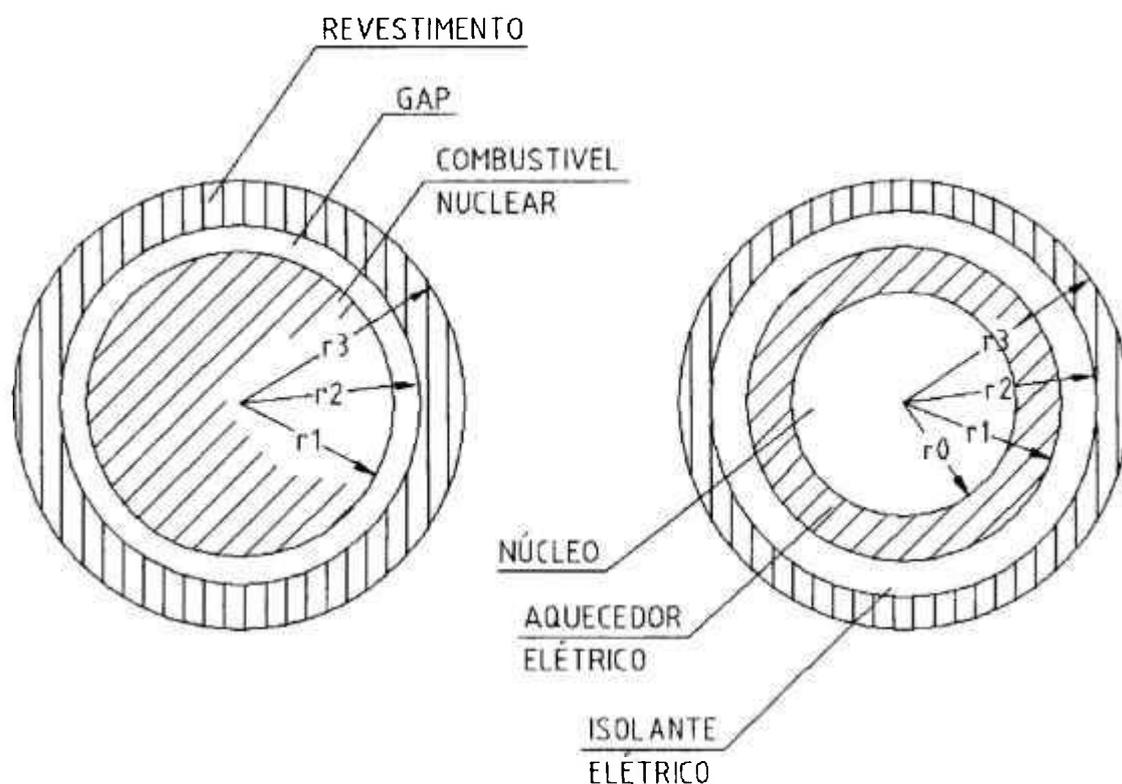


Figura 1. Seções transversais das varetas.

MASLO e HYER (1976) desenvolveram uma vareta elétrica onde a potência elétrica é fornecida ao próprio revestimento. A vareta aquecida

diretamente apresenta problemas de isolamento elétrico. A mesma consiste de um centro cerâmico, um espaçamento (gap) e um revestimento de inonel. O perfil de temperaturas obtido pelos autores, para o simulador elétrico, não coincide integralmente com aquele do caso nuclear.

No Laboratório de Oak Ridge, em 1980, HAGAR (1981) e HAGAR e HEDRICK (1975) desenvolveram o código PINSIM-MOD1 destinado a simular respostas térmicas tanto de varetas de combustível nuclear quanto daquelas aquecidas através de resistências. O programa é capaz de reproduzir o comportamento de até 4 destas varetas - que podem ser construídas usando no máximo dez materiais diferentes - e de seus correspondentes canais de refrigerante. Não há modelamento específico para o espaçamento, o qual deve ser fornecido pelo usuário.

Partindo da simulação de um acidente por perda de refrigerante (LOCA) em reatores a água leve pressurizada e usando varetas aquecidas eletricamente por aquecimento indireto, SODA (1976) sugeriu uma correção para a potência linear elétrica, calculando-se os fluxos de calor  $q_n''$  e  $q_e''$  para as varetas nuclear e elétrica, gerados pela mesma potência linear fornecida  $q_n'$ . A potência linear elétrica é, então, calculada por:

$$q_e' = q_n' + 2\pi r_3 (q_n'' - q_e'') \tau_n / \tau_e \quad (1)$$

onde  $\tau_n$  e  $\tau_e$  são tempos característicos para condução de calor das varetas nuclear e elétrica, respectivamente.

CARPENTER (1981) tenta igualar a capacidade térmica da vareta aquecida eletricamente à da nuclear a fim de eliminar as diferenças das temperaturas superficiais entre elas. Também observa que o simulador demora mais tempo para o remolhamento que a vareta nuclear, em todas as

temperaturas. Admite que a discrepância na velocidade de remolhamento é inerente ao uso de um material de revestimento diferente do zircaloy, e que esta diferença pode ser parcialmente removida pelo uso de um enchimento de baixas densidade e condutividade térmica.

Essencialmente, estes trabalhos estabelecem a correção da potência elétrica baseando-se apenas na diferença de temperatura superficial das duas varetas, sem considerar as suas tendências de variação temporal, o que provoca oscilações na potência elétrica durante transitórios severos.

Baseado no método dos parâmetros concentrados, proposto por TONG (1967) para varetas nucleares e expandindo para varetas aquecidas eletricamente, CARAJILESCOV (1985) propôs que a potência linear a ser gerada na vareta aquecida seja dada por

$$q_e' = \frac{1}{R_h} \left[ v \frac{d\theta_n}{dt} + \theta_n \right] \quad (2)$$

onde  $R_h$  representa a resistência térmica do escoamento do refrigerante na superfície da vareta,  $v$  é um parâmetro baseado nas capacidades e resistências térmicas das diversas camadas da vareta elétrica e  $\theta_n$  representa a diferença de temperatura entre a superfície da vareta nuclear, sendo simulada, e o refrigerante.

Esta expressão elimina as oscilações de potência observadas nos trabalhos anteriores. Embora atrativo para o controle operacional de circuitos de simulação, devido à sua simplicidade, o modelo apresenta as limitações do método dos parâmetros concentrados, o qual foi desenvolvido para transitórios lentos.

Em seguida, LIMA (1984) e LiMA & CARAJILESCOV (1987) fizeram uma análise do comportamento dinâmico das varetas aquecidas eletricamente, durante transitórios térmicos, usando os métodos das diferenças finitas e o dos parâmetros concentrados. Posteriormente, foi feita uma avaliação dos erros inerentes aos referidos métodos.

O modelo dos parâmetros concentrados não leva em conta a variação temporal das propriedades da vareta de combustível nuclear. Por isso, apesar de sua simplicidade, ele não seria adequado à análise de transitórios rápidos. Entretanto, observa-se que, para os transitórios analisados, os resultados obtidos pelo método dos volumes finitos e o dos parâmetros concentrados são praticamente coincidentes. Os desvios de comportamento das condições superficiais são pequenos ou desaparecem rapidamente. Estes fatos permitem afirmar que, apesar das limitações inerentes a cada método, eles podem ser usados indiscriminadamente em operações de controle de circuitos termoidráulicos.

## **2.2. Fluxo crítico de calor**

O estudo do processo de ebulição é importante na análise de subcanais em reatores PWR e é também amplamente usado para avaliação das características termoidráulicas do feixe de varetas nucleares. Por sua vez, em laboratório, estas varetas são substituídas por varetas aquecidas eletricamente que, por apresentarem composição diversa das primeiras, mostram comportamento térmico também distinto.

Neste trabalho será dado enfoque ao estudo de transitórios de fluxo crítico de calor, e, em seguida, à propagação das frentes de secamento e de remolhamento.

Na curva de transição de ebulição (de Nukyama) mostrada abaixo, costuma-se caracterizar o ponto 1 como o de DNB (departure from nucleate boiling) e o fluxo de calor correspondente como fluxo crítico de calor (CHF),  $q_{cr1}''$ .

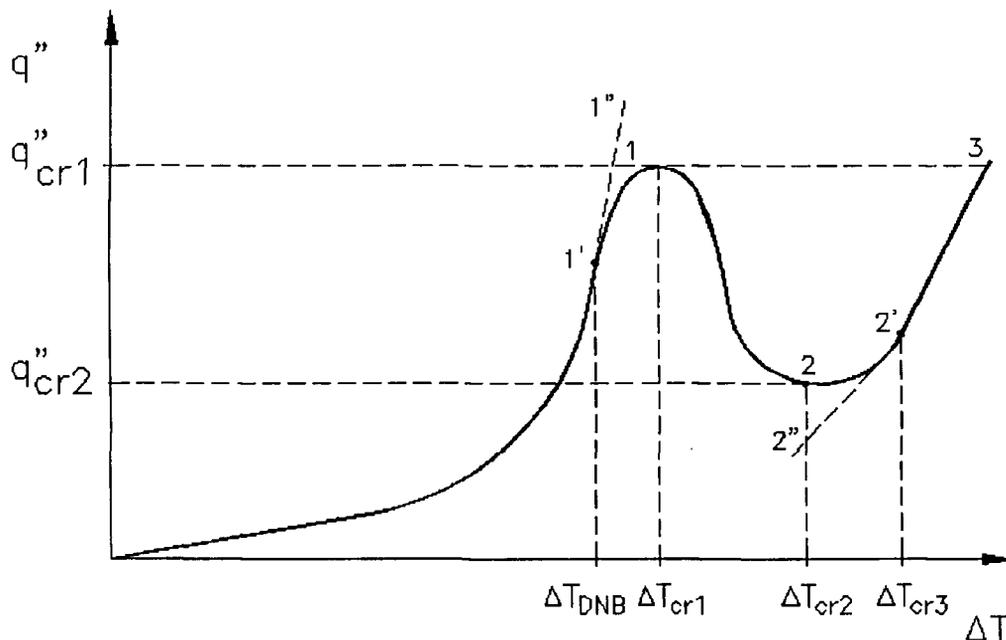


Figura 2 . Limites da região de transição de ebulição.

Por outro lado, KALININ et al. (1987) introduzem outros conceitos. De acordo com as classificações existentes para regimes de ebulição, a região de transição é aquela intermediária entre a ebulição nucleada e a pelicular, e seus limites são os extremos da curva de ebulição: a crise de ebulição nucleada ( $\Delta T_{cr1}$ ,  $q_{cr1}''$ ) e a crise de ebulição pelicular ( $\Delta T_{cr2}$ ,  $q_{cr2}''$ ). Para ebulição quase-estável com fluxo de calor constante, esta seção da curva ( $dq/dT < 0$ ), não ocorre. O fato só ocorre se a temperatura aumenta (1ª crise) ou diminui (2ª crise) bruscamente. Neste caso, o processo não-estacionário percorre o trecho ( $\Delta T_{cr1}$ ,  $\Delta T_{cr2}$ ). A região de transição pode ainda ser definida de outra forma, supondo-se que aí nem a ebulição nucleada nem a pelicular são estáveis, com relação a considerações termodinâmicas e hidrodinâmicas. Desta forma, os limites da ebulição de transição são os pontos 1' e 2'. O ponto 1' é o DNB, caracterizado pelo aparecimento de pontos secos locais instáveis para  $\Delta T$  crescentes (ou seu

desaparecimento para  $\Delta T$  decrescentes ). O ponto 2' é o DFB ( departure from film boiling ) e é caracterizado pelo aparecimento de pontos frios locais instáveis para  $\Delta T$  decrescentes ( ou pelo desaparecimento, para  $\Delta T$  crescentes ). A determinação exata, através de dados experimentais, dos pontos 1' e 2' apresenta dificuldades. Os pontos extremos 1 e 2 são mais facilmente fixados. De maior importância porém, é o fato de que a transição da ebulição nucleada para a pelicular com  $\Delta T$  crescente, é suave e gradual e que as primeira e segunda crises de ebulição são pontos interiores da região de transição. A natureza da crise de transferência de calor, nestes pontos (um brusco aumento ou diminuição da temperatura da parede), aparece somente sob um fluxo de calor prescrito. Neste caso, quando a temperatura muda, a proporção entre as contribuições da ebulição nuclear e da pelicular à transferência de calor, varia gradualmente.

Alguns autores como TONG (1967) e KITTO (1980) consideram o termo DNB idêntico a "burnout" ou a "crise de ebulição" ou a CHF, enquanto EL-WAKIL (1971) define "burnout" como o salto abrupto dado pela temperatura, indo do ponto 1 para 3, quando o fluxo de calor excede  $q_{cr1}$ ". Este fenômeno pode acarretar uma ruptura do revestimento de uma vareta nuclear liberando produtos da fissão diretamente no refrigerante. Segundo o último, o "burnout" pode ocorrer em outros pontos, dependendo do material da superfície. No caso de varetas aquecidas eletricamente, é importante a detecção do ponto onde ocorre o DNB, para que o fornecimento da potência elétrica seja desligado antes da danificação das mesmas.

Outro ponto polêmico trata da possibilidade da existência de duas curvas de transição de ebulição acessíveis a um dado líquido em ebulição sobre uma dada superfície.

Os experimentos de Nukiyama de fluxo de calor independente requereram que ele terminasse suas curvas de ebulição nucleada e pelicular nos fluxos extremos de calor  $q_{max}$  e  $q_{min}$  (Fig. 3). Ele especulou que estes extremos

deveriam ser conectados por uma linha única se  $T$  pode ser variada independentemente. Três anos depois Drew e Mueller (WITTE e LIENHARD, 1982) obtiveram uns poucos dados que sugeriram que Nukiyama estava correto e a noção de uma única curva de ebulição foi solidificada. WITTE e LIENHARD (1982) apresentam um volume de dados expressivos que sugerem que existem, de fato, duas relações  $q$  vs  $T$ , disponíveis para um dado líquido em ebulição sobre uma dada superfície.

A curva de ebulição em filme é também estendida para a esquerda além do seu limite hidrodinâmico convencional. O  $q_{\min}$  na curva mostrada na Fig. 3 é o valor para o qual o vapor não é mais gerado de forma rápida o suficiente para manter o filme de queda, dentro do aquecedor. Quando  $q$  varia independentemente e é reduzido abaixo de  $q_{\min}$ , a ebulição pelicular colapsa catástroficamente em ebulição nucleada. Mas quando  $T$  é independentemente reduzido abaixo deste mínimo, a mudança é quase imperceptível enquanto o sistema permanece mudando ao longo da curva de ebulição pelicular. Os autores não usam o termo ebulição de transição e sugerem que esta região seja considerada como uma extensão ou da ebulição nucleada ou da pelicular. E para denominá-la, usam o termo ebulição de filme transicional e de película transicional.

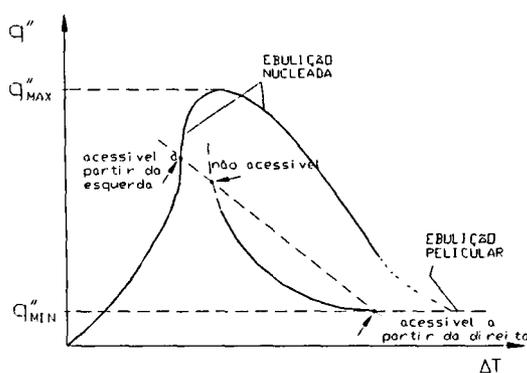


Figura 3. As duas curvas de ebulição (WITTE e LIENHARD, 1982).

Para ebulição de piscina, os autores citam que Sakurai e Shiotsu (Fig. 4) (WITTE e LIENHARD, 1982) não afirmam qual o caráter da ebulição acontece quando  $T$  é reduzido abaixo do valor do ponto B. No entanto, deve ocorrer um dos dois fatos:

- a) uma mistura de dois modos de ebulição, ambos convergindo para o ponto A; ou
- b) um modo único de ebulição que converge para o ponto A.

Qualquer uma das duas situações requer a existência de uma segunda curva de ebulição. Esta curva é a curva de ebulição pelicular transicional.



Figura 4. Loop de histerese de Sakurai e Shiotsu ( WITTE e LIENHARD, 1982).

Em configuração de ebulição subresfriada de escoamento observa-se que as duas curvas transicionais são mais separadas uma da outra.

Experiências de resfriamento rápido permitem curvas nas quais a temperatura superficial é a variável independente. Observações em experimentos deste tipo revelam saltos de uma curva para outra.

Até aqui torna-se claro que  $q_{\min}$  pode ser ou não, alcançado em um experimento de resfriamento ou estacionário. A idéia de duas curvas de transição serve para explicar porque experimentos, em particular de resfriamento rápido, falham em encontrar um valor  $q_{\min}$  aceitável ou razoável.

### 2.3. Frentes de secamento e de remolhamento

O estudo dos processos de secamento e de remolhamento de superfícies aquecidas durante transitórios de fluxo crítico de calor é importante em indústrias químicas, nucleares e metalúrgicas.

Em acidentes por perda de refrigerante em reatores nucleares, injeta-se refrigerante de emergência para reinundar e remolhar o núcleo, e assim se resfriar a vareta de combustível aquecida. O remolhamento de superfícies aquecidas também pode ocorrer em enchimento de vasos criogênicos à temperatura ambiente, em refrigeração de grandes magnetos supercondutores e no tratamento térmico de diversos materiais.

Novamente neste assunto existem discrepâncias e quanto aos conceitos utilizados para descrever tais fenômenos. Por este motivo, serão tomadas aqui as seguintes traduções:

- quench front = frente de resfriamento rápido  
( $dT/dt < -200^{\circ}\text{C/s}$ );
- rewetting front = frente de remolhamento;
- sputtering temperature = temperatura mínima ou de Leidenfrost ou de remolhamento.

As definições utilizadas serão as seguintes:

- a) Remolhamento é o restabelecimento do contato do líquido com a superfície sólida cuja temperatura inicial é mais alta que a temperatura de Leidenfrost que, por sua vez, é a temperatura máxima para a qual a superfície pode molhar ;
- b) Resfriamento rápido de uma superfície sólida é aquele resultante da acentuação das condições de transferência de calor e não necessita de contato líquido-sólido.

Alguns autores realizaram estudos sobre a propagação das frentes de secamento e de remolhamento e esses estudos serão aqui analisados individualmente.

GUNNERSON e YACKLE (1981) foram os que inicialmente fizeram a distinção entre o resfriamento rápido (quench) e o remolhamento (rewetting). Estas duas denominações eram e ainda são tomadas, incorretamente como sinônimas. Molhamento é definido e medido pelo ângulo formado em uma interface estabelecida líquido - sólido - vapor. Se  $\theta < 90^\circ$  (Figura 5 ), há molhamento. E  $\theta = 180^\circ$  corresponde a não - molhamento.

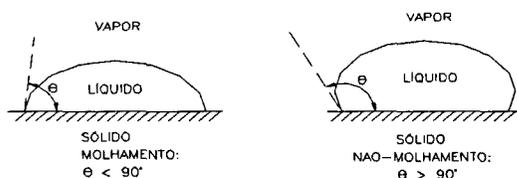


Figura 5. Ângulo de contato.

A temperatura de Leidenfrost,  $T_{MSFB}$ , é frequentemente considerada como sendo o limite superior da temperatura de remolhamento. A definição original, do século XVII, é que ela é a temperatura da superfície aquecida que permite que uma gota de líquido em ebulição, levitando em seu próprio vapor, exista por um máximo intervalo de tempo.

A temperatura de resfriamento rápido é definida como a temperatura do revestimento no início do processo de resfriamento rápido, onde há um aumento significativo na transferência de calor superficial e/ou ocorre condução axial. Este início do processo de resfriamento rápido não é muito bem definido e considera-se que este fato acontece quando a inclinação da curva  $T \times t$  (Fig. 6) atinge uma inclinação de  $-200 \text{ }^\circ\text{C/s}$ . Por sua vez, a temperatura de remolhamento é caracterizada pelo contato direto refrigerante-revestimento. Geralmente, ela é bem inferior à primeira e pode ser detectada quando a inclinação da curva muda. Enquanto é relativamente simples definir  $T_q$ , a temperatura de resfriamento rápido, através da curva abaixo, torna-se difícil definir  $T_{RW}$ , a temperatura de remolhamento, usando-se a mesma curva.

Outro ponto importante ressaltado é que nem sempre um resfriamento rápido de um revestimento é caracterizado pelo movimento da frente de resfriamento rápido, como na reinundação, mas este fato pode ocorrer pelo colapso do filme de vapor, durante outros acidentes postulados no reator.

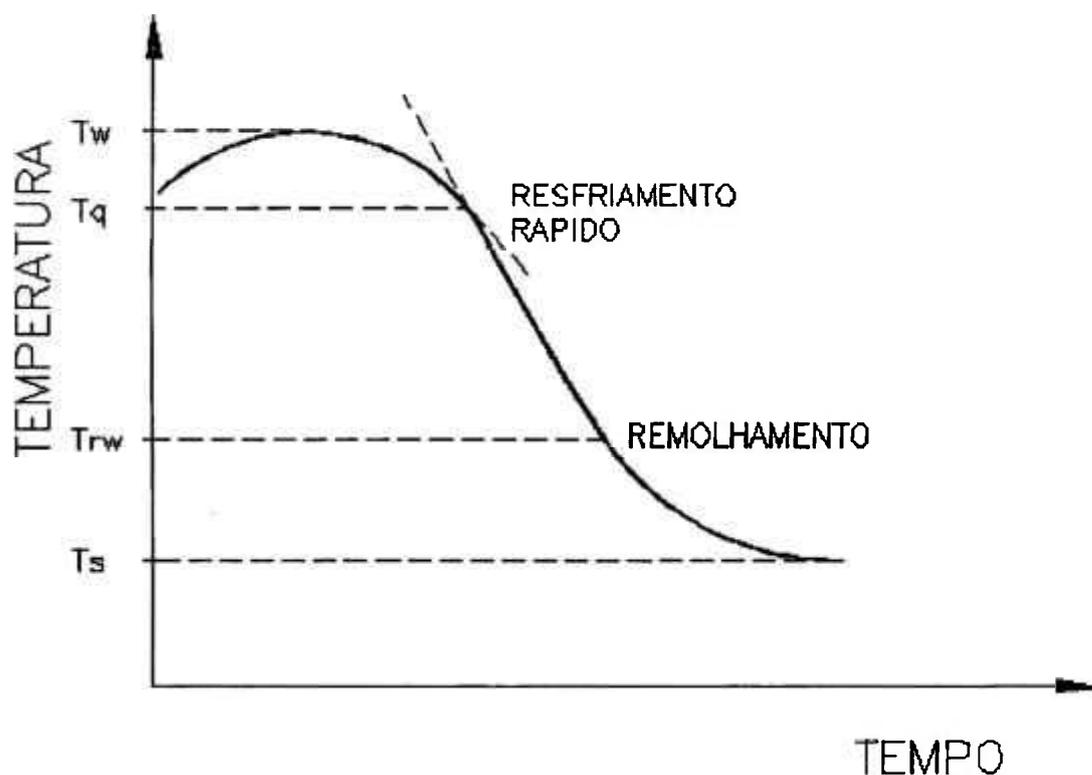


Figura 6. Temperaturas de resfriamento rápido e de remolhamento.

Yu et alii (1977) analisam taxas de resfriamento rápido sobre superfícies aquecidas em processos de condução bidimensional e como resultado desta análise propõem correlações para o coeficiente de transferência de calor de resfriamento rápido e para a temperatura de Leidenfrost. Consideram duvidoso que a ebulição nucleada persista acima da fronteira de resfriamento rápido e que é possível que a condução e a evaporação superficial em uma película extremamente fina de líquido sejam os mecanismos mais importantes na variação do coeficiente de transferência de calor,  $h$ . Ainda, mesmo que a ebulição nucleada persista acima da citada fronteira, o comportamento do  $h$  perto do CHF é muito diferente do comportamento da lei de potência para baixas temperaturas de superaquecimento. Desenvolveram, para análise do problema, um programa computacional que calcula valores de melhor ajuste do  $h$  e da

temperatura mínima,  $T_{MSFB}$ , usando condução bidimensional. No modelo, supõe-se que, na região de resfriamento rápido (que pode ter dimensão em torno de 10 vezes a espessura da parede), não há perda ou ganho de calor pelo revestimento. Assim, a mesma, inicialmente a  $T_w$ , se resfria por condução até atingir  $T_{MSFB}$ , quando a superfície molha. O método de aproximação usado supõe que  $h$  e  $T_{MSFB}$  são constantes para um conjunto de dados, onde  $T_w$  é a única variável independente e a velocidade da frente de resfriamento rápido é a variável dependente. A figura 7, abaixo, indica os dados experimentais de onde são obtidas a velocidade de remolhamento e as temperaturas médias da parede na frente de resfriamento. Quando a citada frente passa em cada termopar há uma rápida queda na temperatura, que inicialmente era a temperatura da parede seca, perto do valor de saturação. A determinação do momento real do resfriamento não é possível, mas tudo o que é necessário é que se selecione um ponto reproduzível. O método escolhido foi se tomar a interseção dos gradientes da curva depois da chegada da frente, e da parte mais íngreme do transiente, como ilustrado na Fig. 7. Estas interseções dão o momento do resfriamento e a temperatura da parede do tubo neste tempo. A velocidade da frente foi calculada a partir do intervalo de tempo entre o resfriamento do primeiro termopar do anel superior e o do primeiro do anel inferior. A temperatura média da parede foi calculada como a média aritmética das duas temperaturas  $T_{w1}$  e  $T_{w2}$ .

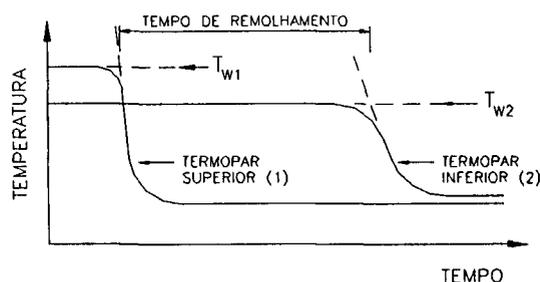


Figura 7. Método de obtenção da temperatura da parede  $T_w$  e do tempo de remolhamento.

Os dados analisados no trabalho em questão cobrem remolhamento subresfriado e saturado de películas descendentes, a pressões que variam de 1 a 69 bar, e com vários materiais, tais como inonel, aço inoxidável e zircaloy. Analisam também uma quantidade razoável de dados de reinundação à pressão atmosférica. Conclui-se que há uma forte dependência da velocidade de remolhamento com a temperatura da água da frente de resfriamento. Há, também, uma forte dependência com o fluxo de água, quando a água da frente de resfriamento está abaixo da sua temperatura de saturação.

Apesar de uma grande quantidade de dados terem sido correlacionados, há diversos efeitos já identificados que não foram quantificados ou entendidos, como por exemplo, afirmam Yu et alii (1977), o efeito do material de enchimento na velocidade de remolhamento. Ainda que soluções tenham sido obtidas para o processo de condução no remolhamento, os mecanismos determinantes dos valores reais de  $h$  não são entendidos. Uma das razões da observação de altos valores de  $h$  parece ser aquela que a área de alto fluxo de calor é confinada em uma região muito estreita, de aproximadamente 1 mm. Se a parede do tubo escolhido tem espessura muito diferente deste valor, a largura desta região muda e não se pode afirmar se os valores de  $h$  são afetados. Outra recomendação dos autores é que experiências de reinundação a altas pressões devem ser realizadas.

Importantes estudos sobre remolhamento foram efetuados por OLEK et alii (1988), apenas para películas descendentes. A principal diferença em relação a outras pesquisas é o fato de que, quando o problema é tratado como um problema conjugado de transferência de calor, o coeficiente de transferência de calor não precisa ser um parâmetro de entrada e pode ser calculado como uma parte da solução.

Em casos de inundação pelo topo, quando um jato é direcionado para a superfície quente, ocorre ebulição violenta, o que resulta em grandes gotas

sendo ejetadas da superfície junto com um aerosol de pequenas gotas e uma nuvem de vapor condensado. Porém, se este jato é mantido, a borda do líquido avança para baixo da superfície com uma velocidade aproximadamente constante (velocidade de remolhamento), que é de uma a duas ordens de grandeza mais baixa que a velocidade média do filme de líquido descendente. Os autores denominam a borda da película líquida, de frente de resfriamento rápido. Acima desta borda o líquido molha a superfície e o  $h$  é diversas vezes maior que o da região seca. O resfriamento abaixo do “quench front” é o resfriamento precursor (precursory cooling) e ele se dá por transferência de calor para as gotas de líquido e para o vapor. Em muitos modelos, o  $h$  da região molhada é escolhido, de forma mais ou menos arbitrária, como tendo um alto valor e é tomado como zero na região seca. Com uma escolha adequada do  $h$  e do  $T_{MSFB}$ , tomados como dados de entrada, estes modelos prevêm satisfatoriamente a velocidade de remolhamento para baixas velocidades de escoamento. Para altos fluxos, os modelos 1D parecem precisar de valores de  $h$  extremamente elevados para ajustar resultados experimentais. A fim de se diminuir a arbitrariedade da escolha dos citados parâmetros, o problema de remolhamento é considerado pelos autores como um problema conjugado de transferência de calor, no qual a equação da energia é resolvida, simultaneamente, no líquido e no sólido.

A formulação matemática do problema é semelhante ao de condução em meio compostos. O método matemático de solução foi desenvolvido por Yeh (OLEK,1988) e trata-se de uma extensão do método da separação das variáveis. Considera-se o caso quase-estacionário, onde  $\partial T / \partial t = -u \partial T / \partial z$ .

Existem três dificuldades em relação ao problema convencional de separação de variáveis:

- a) discontinuidade das propriedades físicas (sólido - líquido);
- b) equação resultante não-separável;
- c) geometria complicada.

Estas dificuldades são superadas pelo citado método de solução, desenvolvido por Yeh (OLEK, 1988). A solução é iterativa e supõe, inicialmente, um valor  $u$  para a velocidade de remolhamento e também, que a temperatura de remolhamento é um parâmetro de entrada.

A solução numérica do problema consiste na predição da velocidade de remolhamento, no cálculo das distribuições de temperatura no sólido e no líquido, determinando os fluxos normal e axial em cada região, e avaliando-se o  $h_{ref}$ , no lado molhado. O método foi também o primeiro desenvolvido para tratar o remolhamento como um problema conjugado de transferência de calor, considerando convecção e variação de temperatura em duas dimensões no líquido.

Importante ressaltar que a distribuição de temperatura obtida serve para reforçar o conceito da temperatura de remolhamento.

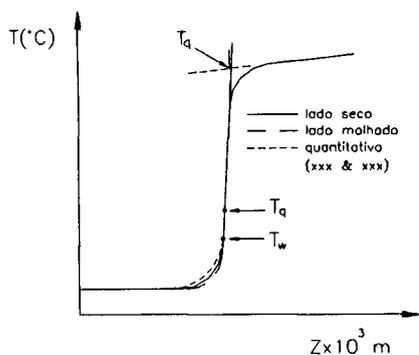


Figura 8. Distribuição de temperatura ao longo do sólido sobre seus lados seco e molhado.

A temperatura de resfriamento é definida como a interseção da tangente da curva  $T \times t$  (ou da curva equivalente  $T \times$  distância axial  $z$ ) no ponto onde sua inclinação é máxima, com a tangente à curva antes que o resfriamento comece (Fig. 8). Esta definição, e também a da  $T_{rw}$ , são tomadas conforme definições e conceitos introduzidos por GUNNERSON e YACKLE (1981), já citados neste texto.

Métodos anteriores, que consideravam o problema de remolhamento como de condução de calor apenas no sólido, não tinham condições de analisar o efeito da taxa de escoamento do líquido sobre a velocidade da frente de resfriamento  $u$ , o que se torna possível neste tratamento.

Um outro problema associado ao modelamento do processo de remolhamento de superfícies aquecidas é se decidir quando o mesmo pode ser descrito por um modelo uni- ou bidimensional. OLEK et al.(1988) fizeram comparações com o modelo 1D de Yamanouchi (OLEK,1988) e daí, concluiu-se que a importância do fluxo transversal de calor se torna maior quando aumenta a taxa de escoamento, implicando que o modelo em uma dimensão é menos preciso para altas taxas de escoamento do refrigerante. O calor armazenado na região seca é conduzido apenas na direção axial. Este fluxo diminui com a distância do "quench front", o que causa um aumento no fluxo transversal de calor, na região adjacente a esta frente.

O modelo bidimensional apresentado prevê muito bem a velocidade de remolhamento para baixas taxas de escoamento, enquanto os modelos unidimensionais dão diferenças, para menos, da ordem de 20%, sendo, portanto, adequados para estimativas conservadoras. Entretanto, não há generalização adequada para cálculo da temperatura de remolhamento e do coeficiente de transferência de calor. Afirmam os autores que, quanto a este último parâmetro, os valores variam de um fator de 200. Acentuam, porém, que o método por eles desenvolvido não necessita do  $h_{ref}$  como parâmetro de entrada, sendo o mesmo

definido como a razão entre o fluxo de calor local sólido-líquido e a diferença de temperatura entre a temperatura local da parede e a temperatura de entrada do líquido. A natureza da dependência entre  $h_{ref}$  e a temperatura da parede,  $T_w$ , encontrada, concorda com aquela proposta por Yu et al.(1977). Ainda, devido a esta relação, estes dois parâmetros não podem ser escolhidos como parâmetros independentes em modelos de remolhamento. Por isso, a temperatura de remolhamento foi escolhida como o único dado arbitrário de entrada.

Para finalizar, os autores ressaltam as principais conclusões obtidas:

- a) a velocidade de remolhamento aumenta com a taxa de escoamento de líquido. A taxa de aumento na velocidade torna-se menor à medida que a taxa de escoamento aumenta;
- b) o coeficiente de transferência de calor e o fluxo de calor sólido-líquido aumentam com a taxa de escoamento, enquanto que a taxa de crescimento se torna menor para maiores taxas de escoamento;
- c) a região que caracteriza o fenômeno do resfriamento rápido se torna menor com taxa de escoamento crescente;
- d) o  $h_{ref}$  aumenta com a temperatura inicial da parede e diminui com valores mais altos da temperatura de remolhamento;
- e) modelos unidimensionais, que usam os mesmos valores da temperatura de remolhamento e do  $h$  dos modelos bidimensionais, subestimam a velocidade de remolhamento. O desvio cresce com a taxa de escoamento.

Serão tecidas considerações sobre o trabalho desenvolvido por CARLSON (1989), um dos mais significativos em relação à propagação da região sujeita a fluxo crítico de calor (CHF), em varetas aquecidas eletricamente. Para estudar o início do CHF, quando o fluxo de calor é não-uniforme, foi desenvolvido

um sistema computadorizado de controle de potência. O estudo tem por objetivo a detecção do aumento da temperatura das varetas de teste, de forma que o mesmo possa ser interrompido antes que as citadas varetas sejam danificadas. O autor afirma que a localização fixa dos termopares permite a detecção imediata deste aumento de temperatura e demonstra que a propagação da região do CHF ( ou da frente de secamento ) ocorrerá até que a frente atinja o local do termopar.

Além disso, usa varetas de aquecimento direto, e os termopares são inseridos na parte cerâmica que serve de suporte para o material condutor da vareta, que é também o seu revestimento. Mudanças bruscas nas saídas monitoradas dos termopares interrompem o fornecimento da potência elétrica. Porém como os termopares podem não estar no local onde se inicia o CHF, torna-se necessário se identificar o mecanismo usado pelos mesmos para detectar o fenômeno. Há duas possibilidades: condução de calor ao longo da vareta até que se atinja o termopar; ou o aumento da região sujeita ao CHF até que esta compreenda o local onde se encontra o sensor em questão. Neste caso, é preciso se conhecer como se comporta a temperatura do local onde originalmente ocorreu o CHF, enquanto a frente alcança o termopar, e com que velocidade se propaga esta frente.

O autor usa o número de Biot para saber qual a forma de transferência de calor que prevalece, e considera as propriedades dos materiais da vareta como sendo independentes da temperatura. Quando há ebulição nucleada, o autor obtém um número de Biot igual a 32, indicando que a convecção é o mecanismo dominante. Quando ocorre o CHF, o calor é transferido através de uma combinação de condução e radiação através de uma camada de vapor que cobre a superfície externa da vareta. Neste caso, o número de Biot obtido é 0,032. A explicação física é a seguinte: As temperaturas na folha condutora podem ser consideradas como a soma de dois componentes: (1) a diferença de temperatura entre o refrigerante e a superfície da vareta e (2) a variação da temperatura dentro da folha. Quando esta superfície é resfriada por ebulição, a convecção é suficiente para manter a sua temperatura próxima

daquela do refrigerante e a variação maior da temperatura é resultante da condução dentro da folha. Quando ocorre o CHF, a temperatura do inonel é dominada pela diferença de temperatura entre a superfície e o refrigerante, sendo desprezível o gradiente de temperatura dentro da folha. Desta forma, a condução axial é mais importante por causa da grande resistência à transferência de calor entre a superfície da vareta e o refrigerante.

O problema é tratado de três formas diferentes, crescentes em dificuldade e em refinamento. O primeiro nível é uma aproximação 1D, onde se supõe que todo o calor é transferido radialmente, em regime estacionário. A distribuição de temperaturas está mostrada na Fig. 9.

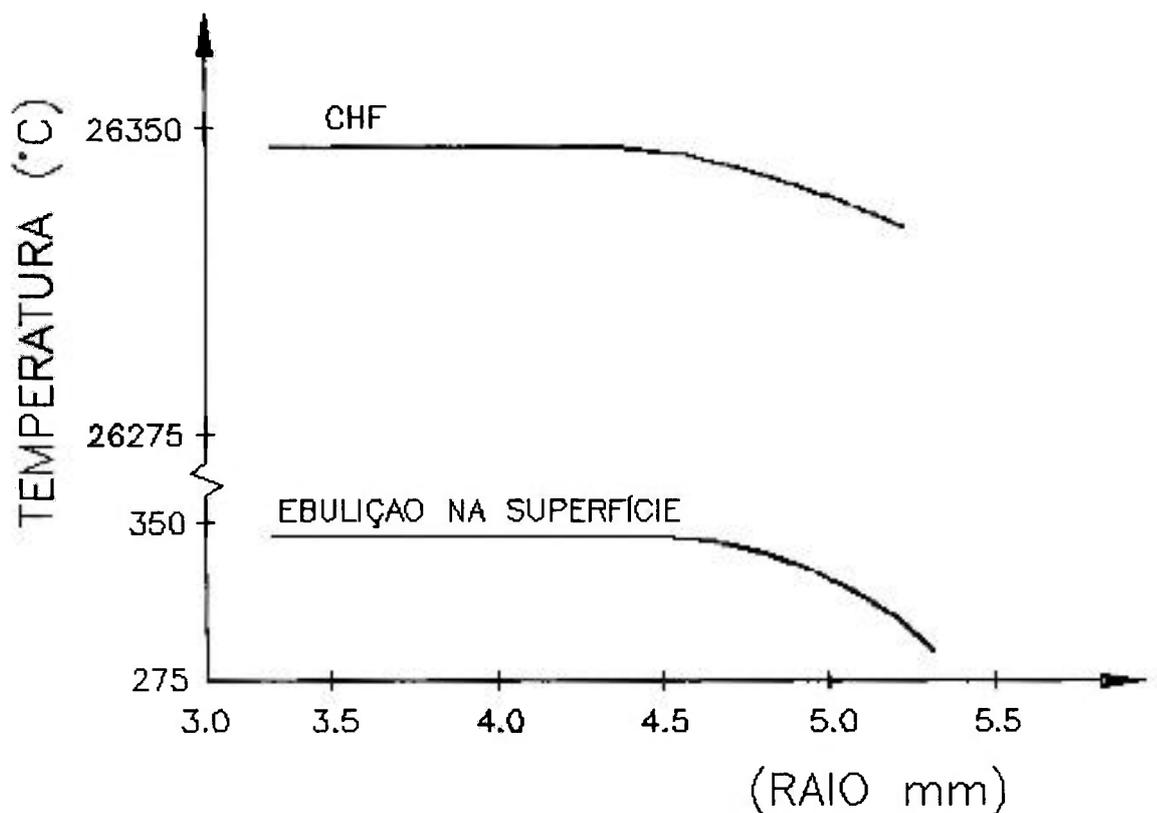


Figura 9. Distribuição da temperatura radial num teste de CHF.

A temperatura é dada por EL-WAKIL (1971):

$$T = T_f + \frac{q'''}{4k}(r_o^2 - r^2) + \frac{q'''r_i^2}{2k} \ln\left(\frac{r}{r_o}\right) + \frac{q'''}{2r_o h_{ref}}(r_o^2 - r_i^2), \quad (3)$$

onde

- T = temperatura no raio r,
- T<sub>f</sub> = temperatura do refrigerante
- q''' = taxa volumétrica de geração de calor,
- k = condutividade térmica,
- r<sub>i</sub> = raio interno da resistência elétrica,
- r<sub>o</sub> = raio externo da resistência elétrica,
- h<sub>ref</sub> = coeficiente de transferência de calor

Na equação acima não foi feita distinção entre o h<sub>ref</sub> de ebulição e o de CHF, porque a mesma vale para os dois casos.

As temperaturas calculadas são excessivamente altas. E a única diferença entre a ebulição nucleada e o CHF é o valor da temperatura superficial, que é governada pelo valor do coeficiente da transferência de calor. Utilizando-se a distribuição de temperaturas proposta acima, é possível se construir uma aproximação do perfil de temperatura (Fig. 10) nas vizinhanças da borda da região do CHF.

A discontinuidade mostrada abaixo é suficiente para indicar a condução axial de calor da região do CHF para a região resfriada por ebulição. À medida que o calor é levado para fora da região do CHF, o calor transferido do refrigerante para a região em ebulição aumenta, expandindo o local sujeito ao CHF. O problema, então, se resume ao cálculo desta velocidade de expansão.

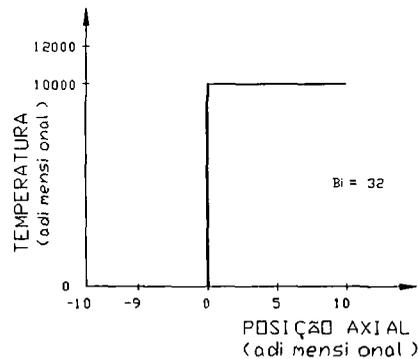


Figura 10. Distribuição de temperatura na ausência de condução axial.

Uma descrição completa da distribuição de temperatura é um problema em quatro dimensões. Em geral, elimina-se qualquer dependência da temperatura com o ângulo. Porém é possível que o CHF ocorra apenas em uma parte da vareta de teste que está em frente a uma outra, tal que esta suposição pode ser invalidada, tornando-se, assim, o problema bem mais complexo.

Na segunda análise efetuada, o alto número de Biot indica que a variação da temperatura na direção radial é muito menor que a diferença de temperatura entre a superfície e o refrigerante. Então, torna-se possível se eliminar a variação de  $T$  com o raio. Inicialmente também se despreza a condução de calor no suporte cerâmico. Após estas simplificações ainda é possível se fazer duas escolhas. A primeira toma um sistema de coordenadas fixo, no qual a origem é fixa no espaço, e a região onde ocorre o fluxo crítico aumenta a fim de compreender uma região crescente da vareta à medida que o tempo avança. A segunda opção, trata-se de um sistema móvel cuja origem está na borda da região de discontinuidade. Este fato elimina o termo dependente do tempo, se a velocidade da borda for constante.

O autor toma a segunda escolha. Desta forma, a equação geral de transferência de calor:

$$k \nabla^2 T + q''' = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} , \quad (4)$$

se reduz a

$$k \frac{d^2 T}{dz^2} + q''' = \rho c_p v_z \frac{dT}{dz} . \quad (5)$$

onde

$z$  = posição axial,

$\rho$  = densidade do fluido,

$c_p$  = calor específico do fluido,

$v_z$  = velocidade do fluido na direção axial.

Esta equação está sujeita a duas condições: a primeira aplicada à interface entre as duas regiões, e que requer que a temperatura e sua derivada sejam contínuas em  $z=0$ ; e a segunda, que exige temperaturas finitas em todo o comprimento da vareta.

Uma decorrência séria desta suposição é que a velocidade fica limitada a valores positivos, o que significa restrição da região onde ocorre secamento, a valores positivos de  $z$ , e da região molhada, a valores negativos de  $z$ .

A distribuição de temperatura, prevista por este modelo, está indicada na Fig. 11 a seguir.

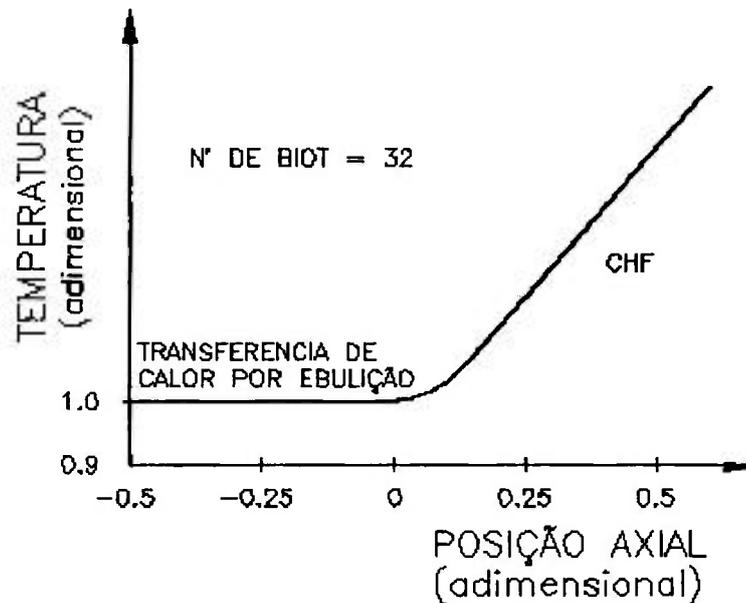


Figura 11. Distribuição da temperatura axial baseada no modelo de uma região.

Uma terceira análise é feita considerando-se um modelo a duas dimensões onde se inclui o calor conduzido axialmente pelo suporte cerâmico. Qualquer calor que passe por ele tem que fluir radialmente a partir do revestimento, seguir axialmente pelo suporte e passar radialmente de novo para o revestimento, antes de ser transferido para o refrigerante. É feito o cálculo de uma resistência térmica equivalente para o processo e conclui-se que a mesma é 12% menor que a resistência do revestimento, não podendo, portanto, ser desprezada no cálculo de transferência de calor perto da região do CHF. Neste modelo, há duas equações simultâneas: uma, para a distribuição de temperatura na resistência elétrica e outra, para o material cerâmico. Elas incluirão termos que representam o calor transferido entre o revestimento e o suporte cerâmico:

$$k_s \frac{d^2 T_s}{dz^2} + q_n''' - \frac{2r_o h_b (T_s - T_w)}{(r_o^2 - r_i^2)} - \frac{2r_i h_c (T_s - T_c)}{(r_o^2 - r_i^2)} = \rho_s c_{ps} v_s \frac{dT_s}{dz}, \quad (6)$$

para o revestimento; e

$$k_c \frac{d^2 T_c}{dz^2} - \frac{2r_i h_x (T_c - T_s)}{(r_i^2 - r_c^2)} = \rho_c c_{ps} v_z \frac{dT_c}{dz}, \quad (7)$$

para suporte cerâmico, onde:

- $T_s$  = temperatura da resistência elétrica,
- $T_c$  = temperatura do suporte cerâmico,
- $\rho_s$  = densidade da resistência elétrica,
- $\rho_c$  = densidade do suporte cerâmico,
- $c_{ps}$  = calor específico da resistência elétrica,
- $c_{pc}$  = calor específico do suporte cerâmico,
- $q_0'''$  = taxa volumétrica de geração de calor,
- $h_x$  = coeficiente de transferência de calor que relaciona o fluxo radial de calor com a diferença de temperatura entre o revestimento e o suporte, e
- $h_b$  = coeficiente de transferência de calor na superfície do revestimento.

A distribuição de temperatura na vizinhança da borda da região que apresenta fluxo crítico de calor está representada na Fig. 9 para a folha de revestimento e para o suporte cerâmico.

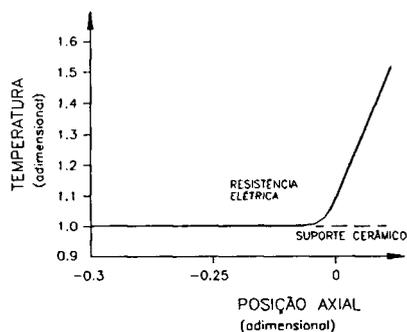


Figura 12. Distribuição de temperatura axial, baseada no modelo 2D.

Este modelo apresenta resultados muito similares aos resultados do modelo 1D, com as temperaturas em  $z=0$  diferindo de menos de 1%.

Enfim, os resultados apresentados pelo autor indicam que a região onde ocorre o CHF se expandirá até que se extinga a fonte de calor e que a condução de calor, para fora desta região, é de pequeno efeito no resfriamento da mesma.

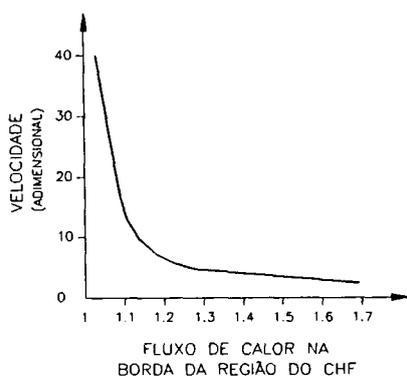


Figura 13. Taxa de expansão da região do CHF em função do fluxo de calor na borda da mesma região.

Um dos resultados do estudo é a capacidade de prever a taxa de expansão da região sujeita ao fluxo de crítico de calor, baseada na diferença entre este fluxo e o fluxo de calor antes do início do CHF, em qualquer local da vareta.

Voltando-se a valores dimensionais, o autor conclui que a taxa de expansão da frente de secamento é de 15 cm/s, quando o fluxo de calor local é 8% menor que o  $q''_{\text{CHF}}$  e, se o termopar que detecta o início do processo está a 3 mm do local, a temperatura aumenta 20°C, antes da detecção do fenômeno. Porém, se o fluxo crítico de calor ocorrer a mais de 30 cm do ponto de detecção, a temperatura poderá subir mais de 1500°C. Trata-se de um aumento significativo, embora a probabilidade de dano seja pequena. Os resultados indicam a necessidade de termopares mais próximos. Ressalta, porém, o autor que a análise feita se aplica apenas a varetas aquecidas eletricamente e que não implica que o fluxo crítico de calor se expandirá numa vareta de combustível nuclear porque, em um reator, o coeficiente de temperatura da reatividade reduzirá a produção de potência no ponto do CHF, iniciando-se uma situação que poderá se auto-extinguir.

## 3. MODELO UTILIZADO

---

### 3.1. Introdução

Durante um acidente por perda de refrigerante em um reator PWR, prever a taxa de remoção de calor é uma tarefa árdua e importante. Para determinar este fluxo é necessário ter conhecimento, simultaneamente, das condições locais do fluido - que dependem do fluxo de calor -, e do próprio fluxo de calor, que, por sua vez, depende das condições locais do fluido. No tratamento aqui utilizado, fez-se a opção de desenvolver um método para encontrar o fluxo superficial de calor, conhecidas as condições locais do refrigerante: pressão e fluxo de massa. Com estas condições do fluido conhecidas é possível se calcular iterativamente o fluxo de calor na superfície escolhendo-se uma correlação adequada para obtenção do coeficiente de transferência de calor. Este fato representa basicamente o acoplamento entre vareta e canal.

A simulação de uma vareta nuclear típica será feita através de uma vareta aquecida eletricamente constituída por uma resistência elétrica anular envolvida por um tubo de revestimento. O espaço entre o revestimento e a resistência elétrica é preenchido com um isolante elétrico, que também é colocado na região interna da referida resistência. A seção longitudinal da vareta, assim como o canal, encontram-se representados na Fig. 14, abaixo.

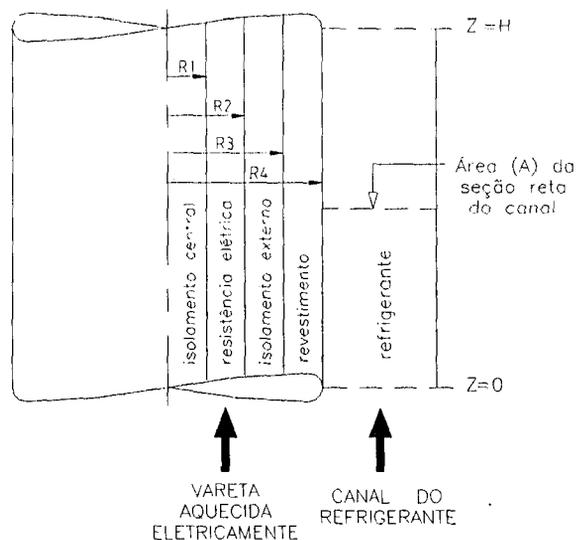


Figura 14. Seção longitudinal da vareta aquecida eletricamente e do canal refrigerante.

### 3.2. Vareta aquecida eletricamente

Para obtenção das temperaturas nas diversas regiões da vareta aquecida eletricamente foi utilizada a equação geral da condução de calor, bidimensional e transitória ( $r, z, t$ ). Apenas na região que compreende a resistência elétrica, existe geração de calor.

Foram consideradas as seguintes hipóteses:

- existência de simetria circular;
- vareta termicamente isolada na base e no topo;
- propriedades constantes para os diversos materiais que compõem a vareta.

Portanto, a equação mencionada

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q''' = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad , \quad (8)$$

toma as formas indicadas a seguir nas diversas regiões.

### 3.2.1. Isolamento Central

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) = \rho_1 c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad (9)$$

### 3.2.2. Resistência Elétrica

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \right) + q''' = \rho_2 c_{p2} \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad (10)$$

### 3.2.3. Isolamento Externo

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} \right) = \rho_3 c_{p3} \frac{\partial T_3}{\partial t} \quad (11)$$

### 3.2.4. Revestimento

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k_4 \frac{\partial T_4}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_4 \frac{\partial T_4}{\partial z} \right) = \rho_4 c_{p4} \frac{\partial T_4}{\partial t} \quad (12)$$

Nas equações acima:

- k = condutividade térmica;
- $\rho$  = densidade;
- $c_p$  = calor específico;
- $q'''$  = taxa volumétrica de geração de calor;
- T = temperatura.

Os índices de 1 a 4 são relativos a cada uma das regiões que compõem a vareta.

Através de solução numérica apropriada para as equações acima e da utilização de condições de contorno adequadas para as diversas interfaces, chega-se ao comportamento térmico desta geometria.

### 3.2.5. Condições de Contorno

As condições de contorno radiais, nas diversas interfaces internas, são dadas pelas igualdades de temperatura entre os dois materiais. Na superfície externa, foi utilizada uma condição de contorno de terceira espécie, onde o coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante é calculado a cada altura da vareta, por correlações empíricas adequadas a cada regime de escoamento, e que serão mencionadas posteriormente.

Axialmente, foi considerado que a vareta é isolada nas duas extremidades. Portanto:

$$\text{a) } \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \text{ em } z = 0. \quad (13)$$

$$\text{b) } \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=H} = 0, \text{ em } z = H. \quad (14)$$

As condições de contorno radiais estão discriminadas a seguir, onde foram desprezadas as resistências de contato.

**a) Ponto central do isolamento central**

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \text{ em } r = 0 \quad (15)$$

**b) Interface isolamento central - resistência ( $r = R_1$ )**

$$T_1 = T_2 \quad (16)$$

$$-k_1 A_{R1} \frac{\partial T_1}{\partial r} = -k_2 A_{R1} \frac{\partial T_2}{\partial r} \quad (17)$$

**c) Interface resistência - isolamento externo ( $r = R_2$ )**

$$T_2 = T_3 \quad (18)$$

$$-k_2 A_{R2} \frac{\partial T_2}{\partial r} = -k_3 A_{R2} \frac{\partial T_3}{\partial r} \quad (19)$$

**d) Interface isolamento externo - revestimento ( $r = R_3$ )**

$$T_3 = T_4 \quad (20)$$

$$-k_3 A_{R3} \frac{\partial T_3}{\partial r} = -k_4 A_{R3} \frac{\partial T_4}{\partial r} \quad (21)$$

**e) Superfície externa do revestimento ( $r = R_4$ )**

$$-k_4 A_{R4} \frac{\partial T_4}{\partial r} = h_{ref} A_{R4} (T_4 - T_f), \quad (22)$$

onde  $h_{ref}$  é o coeficiente de transferência de calor mencionado no início deste subitem.

### 3.3. Canal do refrigerante

Para o canal foi utilizada a equação a seguir, resultante do balanço de energia e de massa num volume de controle do canal, sendo seu acoplamento às equações da vareta, feita de forma semelhante à sugerida por SILVA NETO (1983). Importante ressaltar, que o autor analisa a vareta apenas radialmente e que o escoamento considerado é monofásico líquido.

No mesmo, as hipóteses abaixo foram levadas em consideração:

- a) o refrigerante, água pressurizada, entra no canal como líquido subresfriado, tendo pressão constante ao longo do mesmo;
- b) modelo homogêneo para o escoamento, no qual as propriedades médias são obtidas através da ponderação pela fração de vazios.

A pressurização tenta evitar a mudança de fase, a menos localmente, em condições normais e transitórias de operação.

Desta forma,

$$\rho_f \frac{\partial h_f}{\partial t} + G \frac{\partial h_f}{\partial z} = \frac{q'' p}{A}, \quad (23)$$

onde :

- $q''$  = fluxo superficial de calor;
- $p$  = perímetro da vareta aquecida eletricamente;
- $A$  = área da seção reta do canal do refrigerante;
- $\rho_f$  = densidade do refrigerante;
- $c_{pf}$  = calor específico do refrigerante;
- $G$  = fluxo de massa do refrigerante;
- $h_f$  = entalpia do refrigerante.

O tratamento dado ao racoplamento vareta-canal, é iterativo, já que o fluxo superficial de calor depende do coeficiente de transferência de calor e este, por sua vez é recalculado a cada volume de controle do canal.

Uma vez obtida a entalpia, a temperatura do refrigerante (líquido ou vapor) é calculada através de curvas apropriadas, obtidas a partir de um programa baseado nas tabelas de líquido e de vapor da ASME.

### **3.4. Correlação empíricas para cálculo do coeficiente de transferência de calor**

O modelo homogêneo, também conhecido como modelo de fator de fricção, considera as duas fases escoando como uma única fase, com propriedades médias para o fluido. A ponderação é efetuada pela fração de vazios. Tem como hipóteses básicas:

- a) velocidades iguais para líquido e vapor;
- b) equilíbrio termodinâmico entre as fases;
- c) uso de um fator de fricção adequado de única fase, para escoamento bifásico.

Os métodos usados para analisar um escoamento bifásico são extensões dos já bem testados para escoamentos monofásicos.

As condições sob as quais a ebulição será iniciada devem ser analisadas cuidadosamente. Nenhuma forma de ebulição pode ocorrer enquanto a temperatura da parede aquecida permanecer abaixo da temperatura de

saturação. Pode ocorrer ebulição subresfriada, quando apesar de a temperatura da parede ser maior que a de saturação, a do fluido refrigerante estiver abaixo deste valor. A ebulição subresfriada plenamente desenvolvida não existe imediatamente quando a temperatura superficial excede a temperatura de saturação. Existirá uma região de “ebulição parcial” entre a zona de subsaturação e a de ebulição subresfriada plenamente desenvolvida. Esta região consiste de poucos locais de nucleação.

Um modelo foi especialmente desenvolvido por LEVI (1967) para prever a fração volumétrica de vapor, durante ebulição subresfriada forçada. Uma relação é estabelecida entre o título do escoamento e o valor do título termodinâmico correspondente, previsto pelo equilíbrio térmico. Um dos mais importantes processos de escoamento bifásico de não equilíbrio térmico é a ebulição de convecção forçada subresfriada.

Nesta forma de ebulição, parte do fluido ainda é subresfriado e o título do escoamento é maior do que o título termodinâmico calculado a partir de um balanço de energia.

Dada a possibilidade de o fluido refrigerante poder estar sujeito a qualquer condição descrita através da curva de ebulição (Fig. 2) , foram escolhidas, em parte pelas limitações de projeto, em parte pela escassa disponibilidade de correlações em determinadas regiões, as equações abaixo, para determinação do coeficiente de transferência de calor. O coeficiente em questão, foi obtido pela manipulação de cada equação, na região considerada.

**a) Convecção forçada: correlação de DITTUS - BOELTER (BJORNARD (1977))**

Esta correlação é válida para escoamentos turbulentos, em condutos lisos e regiões anulares.

$$h_{ref} = \frac{k}{De} (0,023 Re^{0,8} Pr^n); \quad (24)$$

$n = 0,4$  (aquecimento)  
 $n = 0,3$  (resfriamento)

E deve ser utilizada de acordo com as seguintes faixas de validade:

$$\frac{De G}{\mu} < 10\,000;$$

$$\frac{L}{De} > 60.$$

**b) Ebulição nucleada: correlação de THOM (TONG & WEISMAN, (1979))**

$$T_w = T_{sat} + 0,025 (q''_{SUP})^{0,5} e^{-p/86,87} \quad (p \text{ em bar}) , \quad (25)$$

que é válida quando

$$51 < p < 136 \text{ bar.}$$

A transição entre a convecção forçada ou natural e a ebulição nucleada pode não ser suave. Este problema pode ser contornado, nesta região, através da proposta de Rohsenow (1961), que considera que o fluxo de calor pode ser dividido em duas partes, como abaixo:

$$q''_{\text{sup}} = (q''_{\text{sup}})_c + (q''_{\text{sup}})_b \quad , \quad (25-a)$$

onde o primeiro termo refere-se à convecção na ausência de bolhas, e o segundo é a transferência de calor associada apenas ao movimento das bolhas na ausência de convecção. No presente trabalho, calcula-se o primeiro termo através da correlação de Dittus-Boelter (Eq. 24) e o segundo, por Thom (Eq. 25).

### c) Fluxo crítico de calor : correlação do EPRI (Relatório EPRI, 1983)

$$q''_{\text{CHF}} = \frac{A - \chi_{\text{in}}}{C + \left[ \frac{\chi_{\ell} - \chi_{\text{in}}}{q''_{\ell}} \right]} \quad ; \quad (26)$$

onde A e C são constantes que dependem da pressão p,  $\chi_{\ell}$  é o título termodinâmico, local e  $\chi_{\text{in}}$ , o título termodinâmico na entrada. Além disso,  $q''_{\ell}$  e  $q''_{\text{CHF}}$  são calculadas em M BTU / h pé<sup>2</sup>.

A seguir são dadas as considerações de validade da correlação, bem como os valores das constantes A e C.

Constantes:

$$A = P_1 \text{ pr }^{P_2} G^{(P_5 + P_7 \text{ pr})}$$

$$C = P_3 \text{ pr }^{P_4} G^{(P_6 + P_8 \text{ pr})}$$

onde:

$$P_1 = 0,5328$$

$$P_2 = 0,1212$$

$$P_3 = 1,6151$$

$$P_4 = 1,4066$$

$$P_5 = -0,3040$$

$$P_6 = 0,4843$$

$$P_7 = -0,3285$$

$$P_8 = -2,0749$$

$$pr = \text{pressão reduzida} = p / p_{\text{crítica}}$$

Condições de validade:

$$0,2 < G < 4,1 \text{ Mlb} / \text{h pé}^2,$$

$$200 < p < 2450 \text{ psia},$$

$$30 < L < 168 \text{ pol.}$$

#### d) Ebulição de transição : correlação de BJORNARD (BJORNARD, 1977)

A forma de ebulição agora apresentada é a compreendida entre os pontos de fluxo crítico de calor (CHF) e o ponto de Leidenfrost, ou fluxo mínimo (MSFB). Como uma única correlação não é capaz de ajustar, de forma razoável os dados da ebulição de transição, Bjornard desenvolveu um modelo simples baseado no fato de que os extremos que determinam esta região são muito bem definidos. Supõe-se que, neste caso, a transferência de calor é composta de ebulição nucleada ( parede molhada ) e de ebulição pelicular ( parede seca ) e que estes efeitos são ponderados por  $\delta$ , a fração da parede que é molhada. E este ajuste apresentado abaixo, faz a transição entre os dois pontos mencionados.

$$q''_{TB} = \delta q''_{CHF} + (1-\delta)q''_{MSFB} \quad , \quad (27)$$

onde

$$\delta = \left( \frac{T_w - T_{MSFB}}{T_{CHF} - T_{MSFB}} \right)^2 \quad . \quad (27-a)$$

**e) Fluxo mínimo de calor (ponto de Leidenfrost) : correlação de BJORNARD (BJORNARD, 1977)**

$$T_{MSFB} = T_{HN} + (T_{HN} - T_{liq}) [(\rho c_p k)_{liq} (\rho c_p k)_{parede}^{-1}]^{1/2} \quad (28)$$

onde  $T_{HN}$  é a temperatura de nucleação homogênea. Esta temperatura é aquela para a qual a nucleação ocorre espontaneamente na fase líquida, na completa ausência de locais preferenciais de nucleação. Ela é função da pressão e pode ser deduzida a partir da teoria da nucleação. Para a água,  $T_{HN}$  é aproximadamente 324°C a 6,89 x 10<sup>5</sup> Pa e se aproxima da temperatura crítica quando a pressão aumenta (BJORNARD, 1977). Para cálculo desta temperatura foi usada a expressão do manual do TRAC -PF1 :

$$T_{HN} = 705,44 - (4,722 \times 10^{-2}) \Delta p + (2,3907 \times 10^{-5}) (\Delta p)^2 - 5,8193 \times 10^{-9} (\Delta p)^3, \quad (29)$$

onde  $\Delta p = 3203,6 - p$ , (30)  
(p em psia e  $T_{HN}$  em °F).

**f) Ebulição pelicular: correlação de Groeneveld modificada (BJORNARD, (1977))**

A correlação aqui apresentada é usada para o modelo homogêneo de escoamento e os coeficientes foram avaliados a partir de dados para geometria anular.

$$h_{ref} = 0,00327 \frac{k_g}{D_e} \left[ \frac{GD_e}{\mu_g} \left( x + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1 - x) \right) \right]^{0,901} Pr_{parede}^{1,36} Y^{-1,50} ; \quad (31)$$

$$Y = 1 - 0,1 \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right)^{0,4} (1 - x)^{0,4} .$$

onde:

- Y = fator de escoamento bifásico de Miropol'skiy,
- x = título termodinâmico;
- Pr = número de Prandtl;
- G = fluxo de massa do refrigerante;
- De = diâmetro equivalente do canal;
- $\mu_g$  = viscosidade dinâmica - fase gasosa;
- $\rho_g$  = densidade do refrigerante - fase gasosa;
- $\rho_f$  = densidade do refrigerante - fase líquida.

E deve ser usada nas condições indicadas a seguir (GROENEVELD & GARDINER, 1977):

$$3,44 \leq p \leq 21,8 \text{ MPa},$$

$$700 \leq G \leq 5300 \text{ kg / m}^2 \text{ s}.$$

## 4. ANÁLISE NUMÉRICA

---

### 4.1. Introdução

O método numérico utilizado, por sua simplicidade e adequação a geometrias bem definidas, foi o dos volumes finitos. Sua maior limitação é que, para regime transitório, a estabilidade do método, na formulação explícita, é determinada pela escolha adequada de intervalos espaciais e temporais. Este fato se torna uma restrição mais séria quanto maior é o número de regiões e interfaces envolvidas. Por este motivo, foi escolhida a formulação implícita, que evita este problema, mas por outro lado, demanda grande tempo computacional e compiladores mais poderosos. Embora não haja restrições ao intervalo de tempo utilizado na discretização, o erro de discretização neste método, é da ordem do intervalo de tempo estabelecido.

### 4.2. Vareta aquecida eletricamente

Para a discretização das equações de condução de calor referentes a cada região que compõe a vareta, foram utilizadas algumas hipóteses adicionais:

- calor gerado uniformemente na resistência;
- propriedades físicas dos diversos materiais independentes da temperatura;
- resistências de contato desprezadas nas interfaces.

Devido às condições de contorno para as alturas  $z=0$  ( $k=1$ ) e  $z=H$  ( $k=pp$ ) serem de isolamento, o procedimento adotado foi o de se fazer os balanços de energia nos nós axiais  $k=2$  e  $k=pp-1$  e em seguida, fazer a imposição de  $T(j,1) = T(j,2)$  e  $T(j,pp) = T(j,pp-1)$ , para toda posição radial,  $j$ .

O contador  $j$  refere-se à posição radial;  $k$ , à axial e  $p$ , ao intervalo de tempo considerado.

As equações de cada região, indicadas a seguir, foram obtidas a partir do balanço de energia em volumes de controle. A maneira de obtê-las, bem como a representação dos diversos volumes de controle, estão apresentadas no apêndice A. Especial atenção foi dada às interfaces. A formulação usada foi aquela das resistências e capacidades térmicas.

Em regime transitório, esta formulação é dada, sinteticamente, através da equação abaixo:

$$\sum_j \frac{T_j^{p+1} - T_i^{p+1}}{R_{ij}} + (q''')_i^{p+1} \Delta V_i = C_i \frac{T_i^{p+1} - T_i^p}{\Delta t} \quad (33)$$

onde nesta equação,  $i$  indica o nó analisado;  $j$ , qualquer nó vizinho, em qualquer direção,  $p$  é o contador temporal;  $(q''')_i^{p+1}$ , a taxa volumétrica de geração de calor no volume de controle  $\Delta V_i$ ;  $R_{ij}$ , a resistência térmica existente entre os nós  $i$  e  $j$  e  $C_i$ , a capacidade térmica, dada por  $C_i = \rho_i c_{pi} \Delta V_i$ .

As equações mostradas a seguir são válidas para nós situados em qualquer altura da vareta, exceto para  $z=0$  e  $z=H$ , devido aos motivos citados anteriormente.

Por este motivo serão indicadas apenas as variações das posições radiais. Isto implica apenas na mudança entre os diversos materiais que compõem a vareta.

Além disso, em coordenadas cilíndricas, as resistências térmicas apresentam as formas indicadas abaixo:

$$R_{\text{radial}}^+ = \frac{\Delta r}{2\pi k \Delta z (r + \Delta r / 2)} \quad (\text{sentido radial crescente}) \quad (34)$$

$$R_{\text{radial}}^- = \frac{\Delta r}{2\pi k \Delta z (r - \Delta r / 2)} \quad (\text{sentido radial decrescente}) \quad (35)$$

$$R_{\text{axial}}^+ = \frac{\Delta z}{2\pi k r \Delta r} \quad (\text{sentido axial crescente}) \quad (36)$$

$$R_{\text{axial}}^- = \frac{\Delta z}{2\pi k r \Delta r} \quad (\text{sentido axial decrescente}) \quad (37)$$

E as capacidades térmicas são dadas por:

$$C_i = \rho_i c_{pi} \Delta V_i \quad (38)$$

As expressões acima, bem como os volumes de controle utilizados em torno de cada nó da malha, estão explicitados para cada região, no apêndice A.

A formulação escolhida tem a vantagem ter como resultado final uma única equação válida para todas as regiões, desde que se tome as resistências e capacidades térmicas com as propriedades físicas de cada um desses materiais.

Portanto a equação discretizada, geral, é:

$$\begin{aligned}
 T_{j,k}^{p+1} = & \left\{ T_{j,k}^p + \frac{\Delta t}{C_i} \left[ (q''')_{j,k}^{p+1} \Delta V_{j,k} + \frac{T_{j,k+1}^{p+1} - T_{j,k}^{p+1}}{R_{j,k+1}} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{T_{j,k-1}^{p+1} - T_{j,k}^{p+1}}{R_{j,k-1}} + \frac{T_{j+1,k}^{p+1} - T_{j,k}^{p+1}}{R_{j+1,k}} + \frac{T_{j-1,k}^{p+1} - T_{j,k}^{p+1}}{R_{j-1,k}} \right] \right\} \cdot \\
 & \left[ 1 + \frac{\Delta t}{C_{j,k}} \left( \frac{1}{R_{j,k+1}} + \frac{1}{R_{j,k-1}} + \frac{1}{R_{j+1,k}} + \frac{1}{R_{j-1,k}} \right) \right]^{-1}
 \end{aligned} \tag{39}$$

Obviamente, na forma apresentada acima, ela é válida para a resistência elétrica, onde ocorre a geração de calor. Para as demais regiões,  $q''' = 0$ , simplificando a equação.

### 4.3. Canal do refrigerante

A equação resultante do balanço de energia, para a entalpia no canal, onde será considerada apenas condução axial e transiente, é dada por:

$$\rho_c \frac{\partial h_c}{\partial t} + G \frac{\partial h_c}{\partial z} = \frac{q''_{\text{sup}}(z, t) P}{A} \tag{40}$$

onde:

$P$  = perímetro da vareta eletricamente aquecida;

$A$  = área da seção reta do canal refrigerante.

O tratamento dado ao canal e ao seu acoplamento à vareta, dotada de aquecimento elétrico, é semelhante ao proposto por SILVA NETO (1983), com a diferença que o mesmo analisa a vareta apenas radialmente. Os dois elementos

(vareta e canal) são tratados através de códigos computacionais independentes. O primeiro é executado, e os dados de temperatura passados ao segundo. Além disso o escoamento considerado é monofásico líquido. No presente trabalho, as equações já se encontram acopladas e são calculadas simultaneamente, para cada intervalo de tempo e cada altura, resultante da discretização adotada.

Por se tratar de um canal curto, foi considerado que a pressão é constante ao longo do mesmo.

Após a discretização, na qual foi adotada a formulação implícita, obtém-se (vide apêndice B):

$$h_k^{p+1} = \left[ \left( q_{sup}'' \right)_k^{p+1} \frac{P \Delta z \Delta t}{A \rho_c c_{pc}} + \Delta z h_k^p + v \Delta t h_{k-1}^{p+1} \right] \cdot (\Delta z + v \Delta t)^{-1} \quad (41)$$

onde  $\Delta z$  e  $\Delta t$  são os intervalos adotados na discretização e  $v$ , a velocidade do fluido refrigerante.

## 4.4. Fluxogramas

### 4.4.1. Programa principal

Um diagrama de blocos, simplificado, do programa desenvolvido para solucionar o problema, encontra-se na Fig. 15 abaixo.

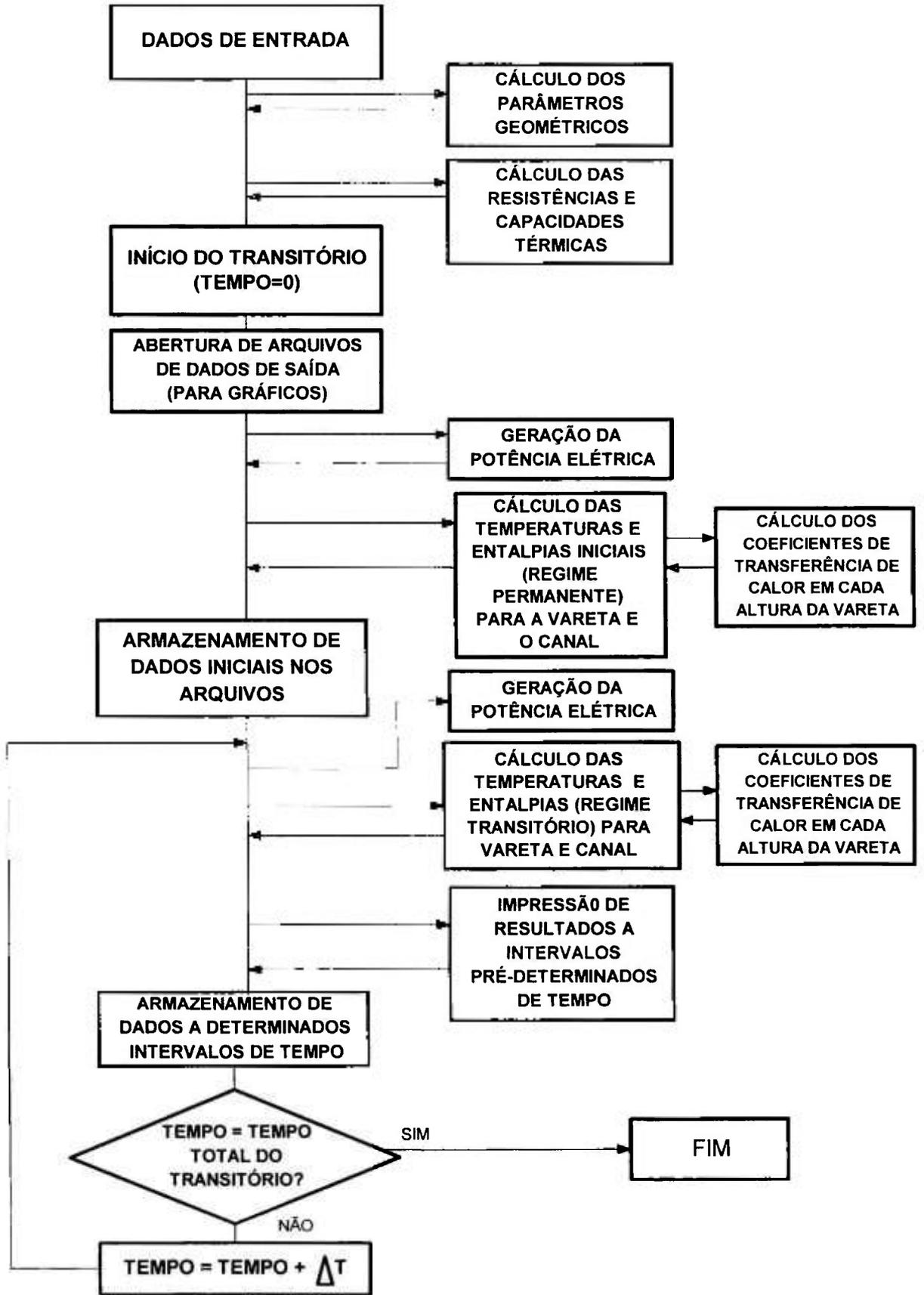
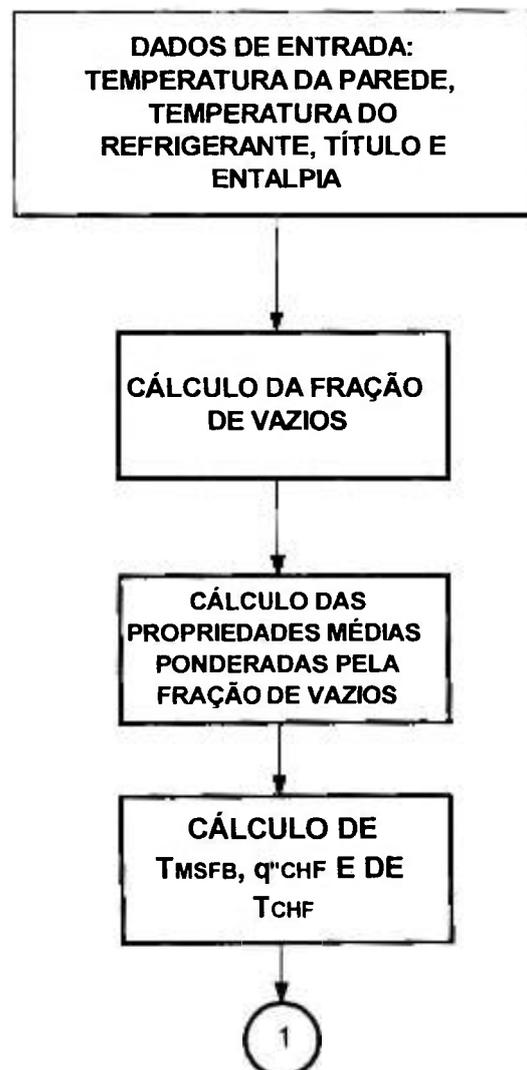


Figura 15. Diagrama de blocos simplificado.

#### 4.4.2. Escolha do coeficiente de transferência de calor

Um esquema lógico da escolha do coeficiente de transferência de calor, adequado a cada região da curva de ebulição, está apresentado abaixo. Convém ressaltar que esta escolha é feita a cada passo axial.



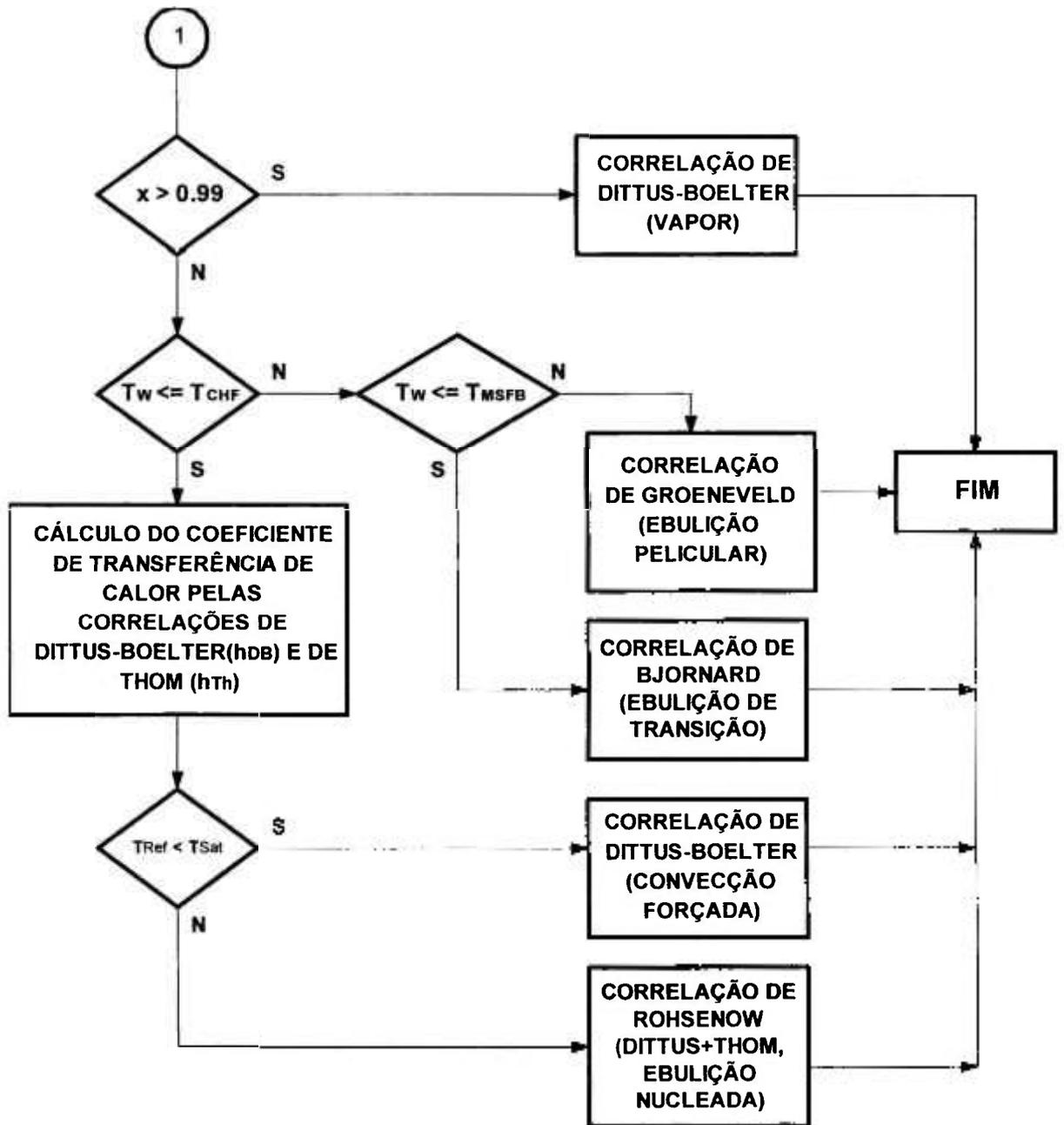


Figura 16. Diagrama de blocos da subrotina que escolhe as correlações empíricas para cálculo do coeficiente de transferência de calor.

## 4.5. Seqüência de cálculo para acoplamento vareta-canal

Como já citado anteriormente, este processo necessita ser iterativo porque a temperatura da superfície da vareta aquecida eletricamente ( $T_w$ ) depende do coeficiente de transferência de calor local entre a parede e o refrigerante. Este por sua vez, é função da temperatura  $T_w$ . Como dado de entrada, tem-se apenas o valor deste coeficiente na entrada do canal, a temperatura, a vazão e a pressão do fluido no mesmo local.

O procedimento adotado está indicado a seguir, para uma altura qualquer  $z$ , do canal:

- a) calcula-se a temperatura da parede em função do coeficiente de transferência de calor ( $h_{ref}$ ) e da temperatura do refrigerante na altura anterior;
- b) calcula-se o fluxo superficial de calor, em função dos mesmos parâmetros;
- c) calcula-se a entalpia do fluido, através do balanço de energia no canal;
- d) através de curvas obtidas a partir das tabelas de vapor, obtém-se a temperatura do refrigerante;
- e) com estes dados, e através da subrotina para cálculo dos coeficientes de troca de calor, calcula-se este parâmetro através da correlação adequada ao regime de escoamento;

- f) com o novo valor do  $h_{ref}$ , recalculam-se a temperatura da parede, o fluxo de calor e a temperatura do refrigerante;
- g) após atingida a convergência, o cálculo é refinado algumas vezes.

## 5. RESULTADOS

### 5.1. Introdução

O programa desenvolvido usa os dados geométricos e as propriedades físicas apresentadas na tabela a seguir. A vareta aquecida eletricamente utiliza uma liga níquel-cromo (18 a 20% Cr e 8 a 12% Ni) como resistência elétrica. O isolante elétrico é óxido de magnésio (MgO) e o revestimento é aço inoxidável, tipo 349.

O intervalo de tempo usado na discretização foi de  $5 \times 10^{-2}$ s e as discretizações radiais, encontram-se na Tabela 5.1, abaixo.

Tabela 5.1 Dados geométricos da vareta aquecida eletricamente

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
comprimento da vareta	H	1,00	m
raio do isolamento interno	$R_1$	$2,606 \times 10^{-3}$	m
raio externo da resistência	$R_2$	$3,606 \times 10^{-3}$	m
raio externo do isolamento externo	$R_3$	$4,178 \times 10^{-3}$	m
raio externo do revestimento	$R_4$	$4,750 \times 10^{-3}$	m
espaçamento radial - isolamento interno	$\Delta r_1$	$6,515 \times 10^{-4}$	m
espaçamento radial - resistência	$\Delta r_2$	$1,11 \times 10^{-4}$	m
espaçamento radial - isolamento externo	$\Delta r_3$	$1,43 \times 10^{-4}$	m
espaçamento radial - revestimento	$\Delta r_4$	$1,43 \times 10^{-4}$	m

Tabela 5.2 Propriedades físicas dos materiais da vareta aquecida eletricamente.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
densidade da resistência	$\rho_2$	7820	kg/m <sup>3</sup>
densidade do isolamento	$\rho_1, \rho_3$	3580	kg/m <sup>3</sup>
densidade do revestimento	$\rho_4$	8030	kg/m <sup>3</sup>
calor específico da resistência	$C_{p2}$	460	J/kg <sup>0</sup> C
calor específico do isolamento	$C_{p1}, C_{p3}$	1046,6	J/kg <sup>0</sup> C
calor específico do revestimento	$C_{p4}$	502,4	J/kg <sup>0</sup> C
condutividade térmica da resistência	$k_2$	21,50	W/m <sup>0</sup> C
condutividade térmica do isolamento	$k_1, k_3$	6,77	W/m <sup>0</sup> C
condutividade térmica do revestimento	$k_4$	20,23	W/m <sup>0</sup> C

Tabela 5.3 Dados relativos ao canal refrigerante

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
comprimento	H	1,00	m
área da seção reta	A	8,16x10 <sup>-5</sup>	m <sup>2</sup>
temperatura de entrada	$T_{fc}$	310	°C
pressão	p	1,35x10 <sup>7</sup>	Pa
temperatura de saturação	$T_{sat}$	333,8	°C
densidade, na entrada	$\rho_c$	656,02	kg/m <sup>3</sup>
calor específico, na entrada	$C_{pc}$	6782,44	J/kg <sup>0</sup> C
condutividade térmica, na entrada	$k_c$	0,4807	W/m <sup>0</sup> C
viscosidade dinâmica, na entrada	$\mu$	8,3506x10 <sup>-6</sup>	kg/m.s
entalpia, na entrada	h	1,4034x10 <sup>6</sup>	J/kg
coeficiente de transferência de calor, na entrada	$h_{ref}$	9931,6	W/m <sup>2</sup> °C

O programa desenvolvido para análise do fluxo crítico de calor, foi aplicado às seguintes situações:

- variação da potência elétrica em rampa, a partir de um valor não-nulo;
- variação da potência elétrica em degrau:
  - com aumento de 80% ao se iniciar o transitório ;
  - com aumento de 10% ao se iniciar o transitório.

Em cada uma dessas situações, foi analisada a influência da vazão na velocidade de propagação das frentes de secamento e de remolhamento. No último caso, analisa-se também a influência da pressão sobre as mesmas.

## **5.2. Variação da potência elétrica em rampa, a partir de potência não-nula**

Neste transitório, a vareta é aquecida eletricamente através de uma potência nominal  $q'_{o}$  de 11 600 W/m e tem seu valor aumentado até atingir o valor máximo de 33 680 W/m, após 4s de transitório. A partir deste momento, ela é desligada. Os comportamentos temporais do fluxo superficial de calor, da temperatura de revestimento, do coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante assim como a velocidade de propagação das frentes de secamento e de remolhamento estão apresentadas nas figuras a seguir.

A Figura 17 representa o fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente, podendo-se observar que, nos instantes iniciais, ele sofre pouca variação ao longo do comprimento, da vareta até que o fluxo crítico é atingido. Neste local, e a partir deste instante, observa-se uma brusca queda no valor do  $q''_{sup}$ , como esperado. E esta queda começa cada vez a uma altura menor, indicando a propagação de uma frente de secamento para baixo do canal refrigerante. Após o desligamento (  $t=4,00$  s) da potência elétrica, responsável pelo aquecimento da vareta, há uma queda de 26,5% no nível do fluxo superficial de calor.

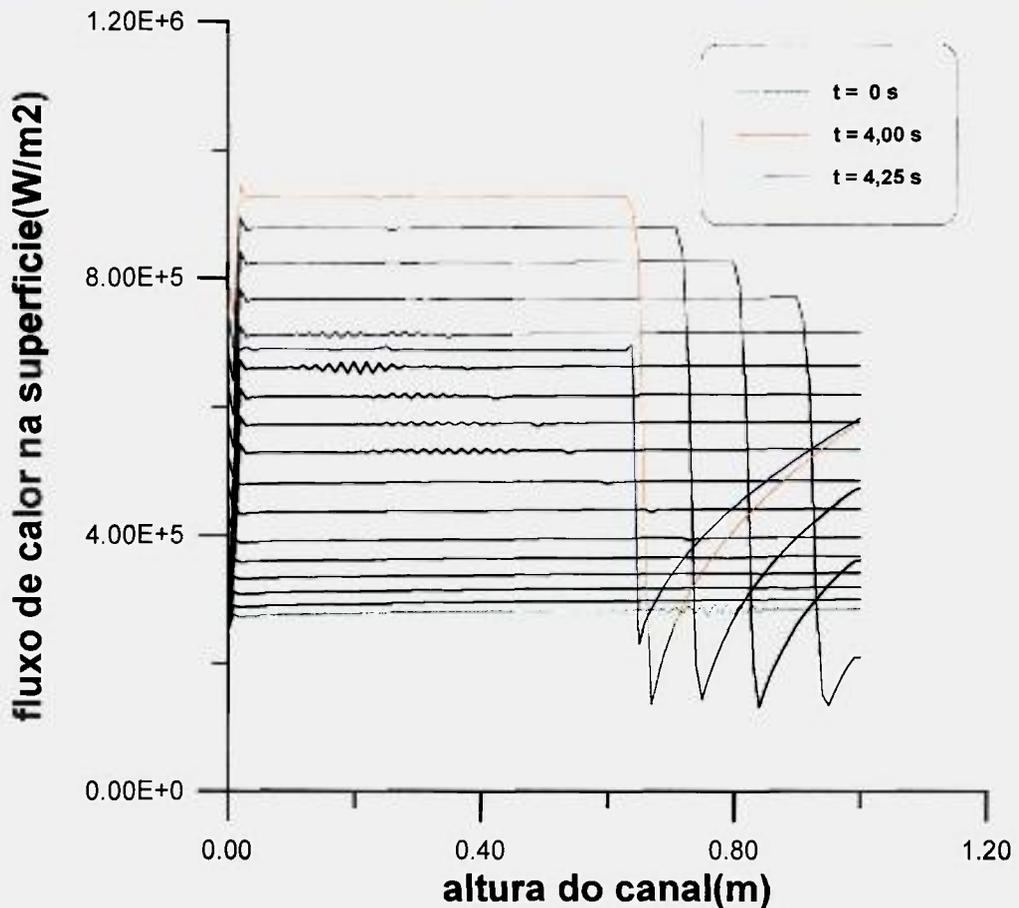


Figura 17. Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em rampa)

Na Fig. 18 observa-se o comportamento do coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante sendo o mesmo compatível com o fluxo analisado anteriormente. Para todos os instantes observados, este coeficiente cresce até a altura onde o refrigerante fica saturado. E a partir daí mantém-se aproximadamente constante. Nestes locais, nem  $h_{ref}$ , nem  $T_o$  variam significativamente, pois há ebulição nucleada e o refrigerante está à temperatura de saturação. Após o instante  $t = 3,03$  s ocorre o fluxo crítico de calor, e o  $h_{ref}$  cai substancialmente a 3,2% do valor anterior. Daí em diante esta queda se dá a alturas inferiores, indicando, novamente, a propagação da frente de secamento para pontos mais baixos do canal. Nota-se que após  $t = 4,00$  s

(tempo de desligamento da potência elétrica) há uma queda no nível desta variável, para todos os pontos do revestimento. É possível também observar que o ponto onde acontece a queda abrupta do  $h_{ref}$ , caminha para a direita, já indicando o remolhamento.

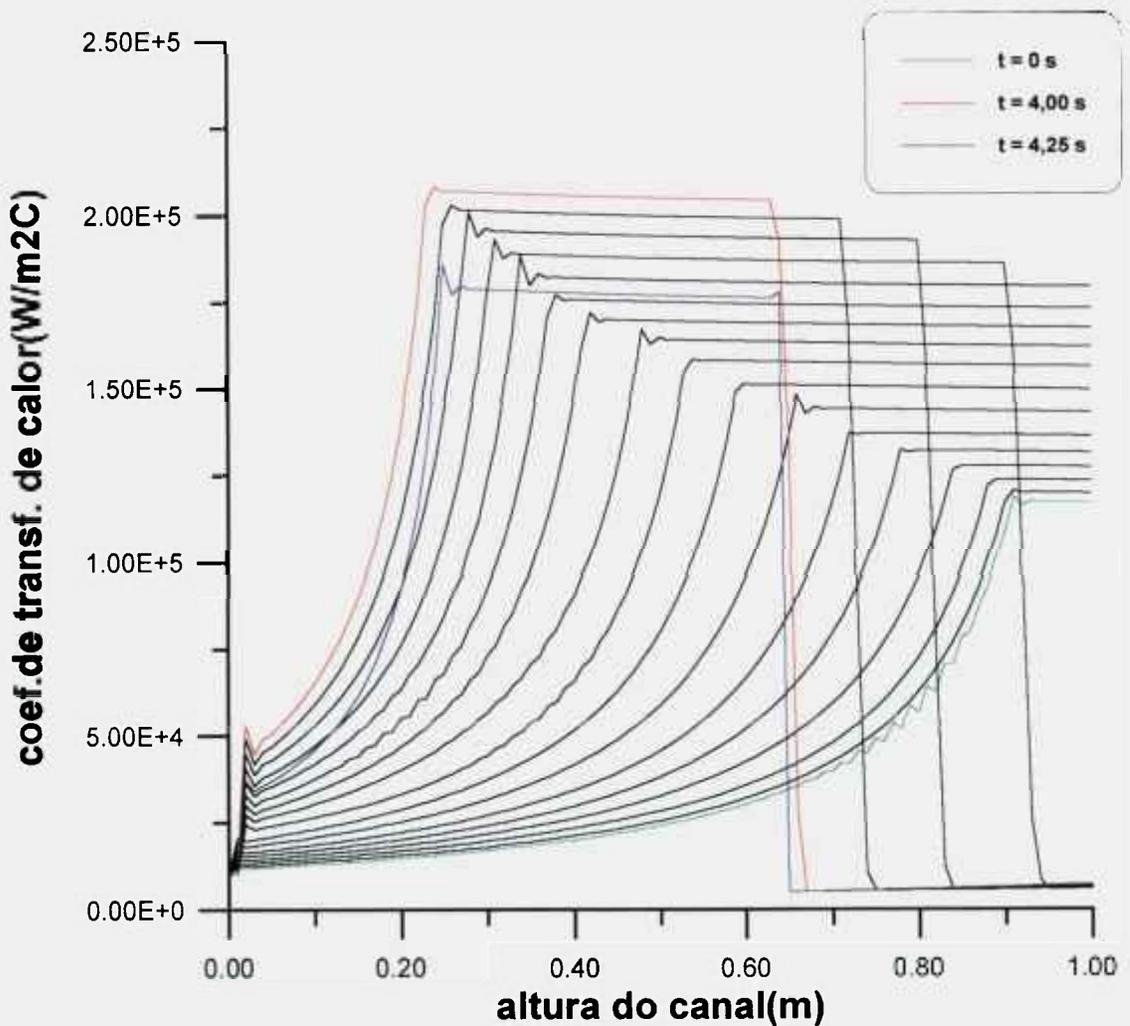


Figura 18. Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em rampa)

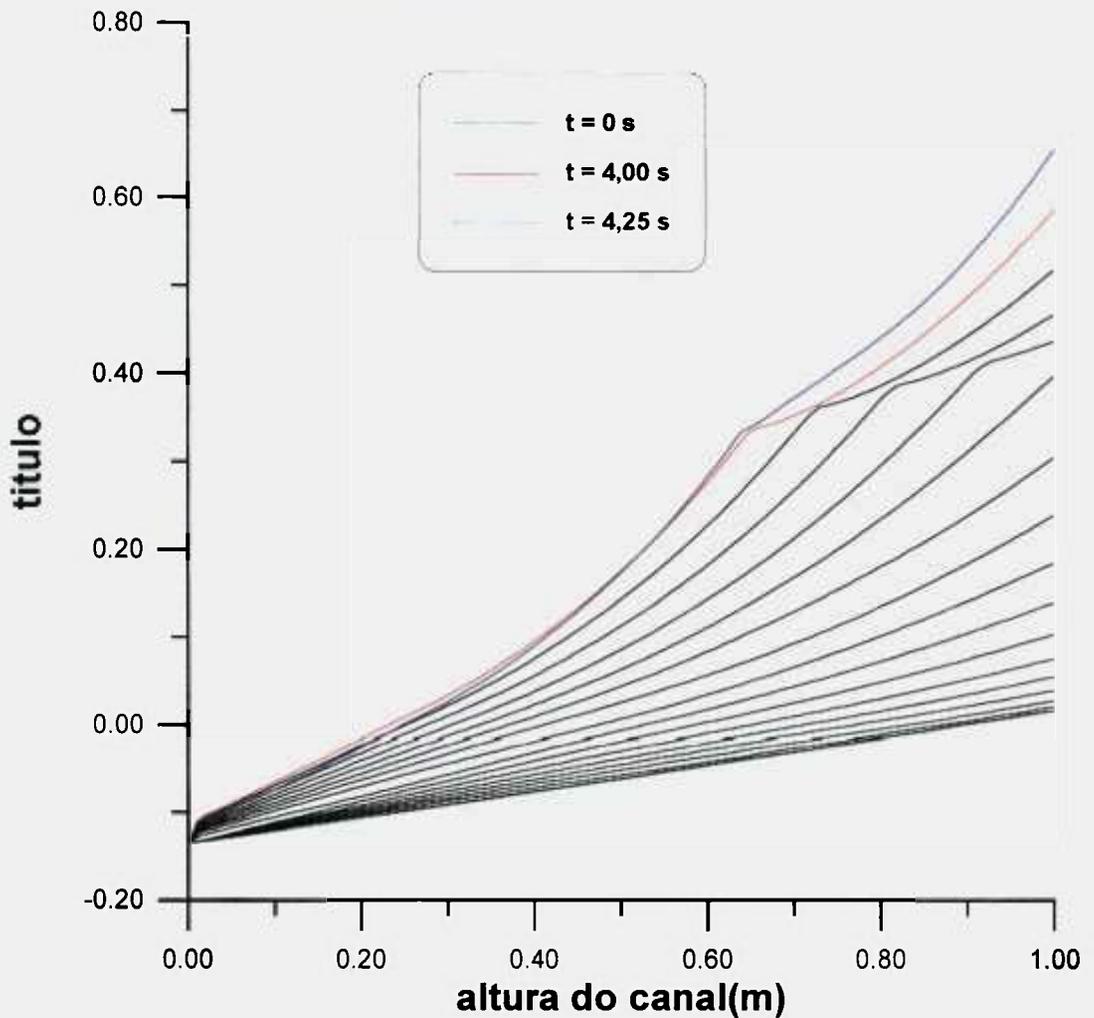


Figura 19. Título do escoamento em função da altura do canal para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em rampa)

A Figura 19 representa o título do escoamento do fluido ao longo do canal. Observa-se um aumento bastante regular até o instante em que se atinge o CHF ( $t = 3,03$  s). Comportamento inteiramente análogo acontece com a entalpia, já que há uma relação linear entre as duas variáveis. Por este motivo não foi aqui apresentado o gráfico relativo à entalpia. A partir de 3,03 s, quando ocorre o fluxo crítico de calor, há uma queda acentuada no fluxo superficial de calor, implicando num aumento mais lento do título, como observado.

A Figura 20, abaixo, representa a temperatura do revestimento ao longo da altura do canal. Enquanto não é atingido o fluxo crítico de calor, a

temperatura em questão varia pouco. O mesmo não ocorre a partir do instante da ocorrência do fluxo crítico. A temperatura do revestimento tem um aumento máximo de 21,7%, na situação mais desfavorável, mas não chega a atingir valores que comprometam a integridade da vareta, durante o transitório analisado. No entanto, há pontos que chegam a experimentar aumentos de temperatura a uma razão de  $100\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ . Após  $t = 4,00\text{ s}$ , o fornecimento da potência é desligado e observa-se uma queda na temperatura, a partir de uma altura de  $82\text{ cm}$ , quando são decorridos  $4,25\text{ s}$  do início do transitório.

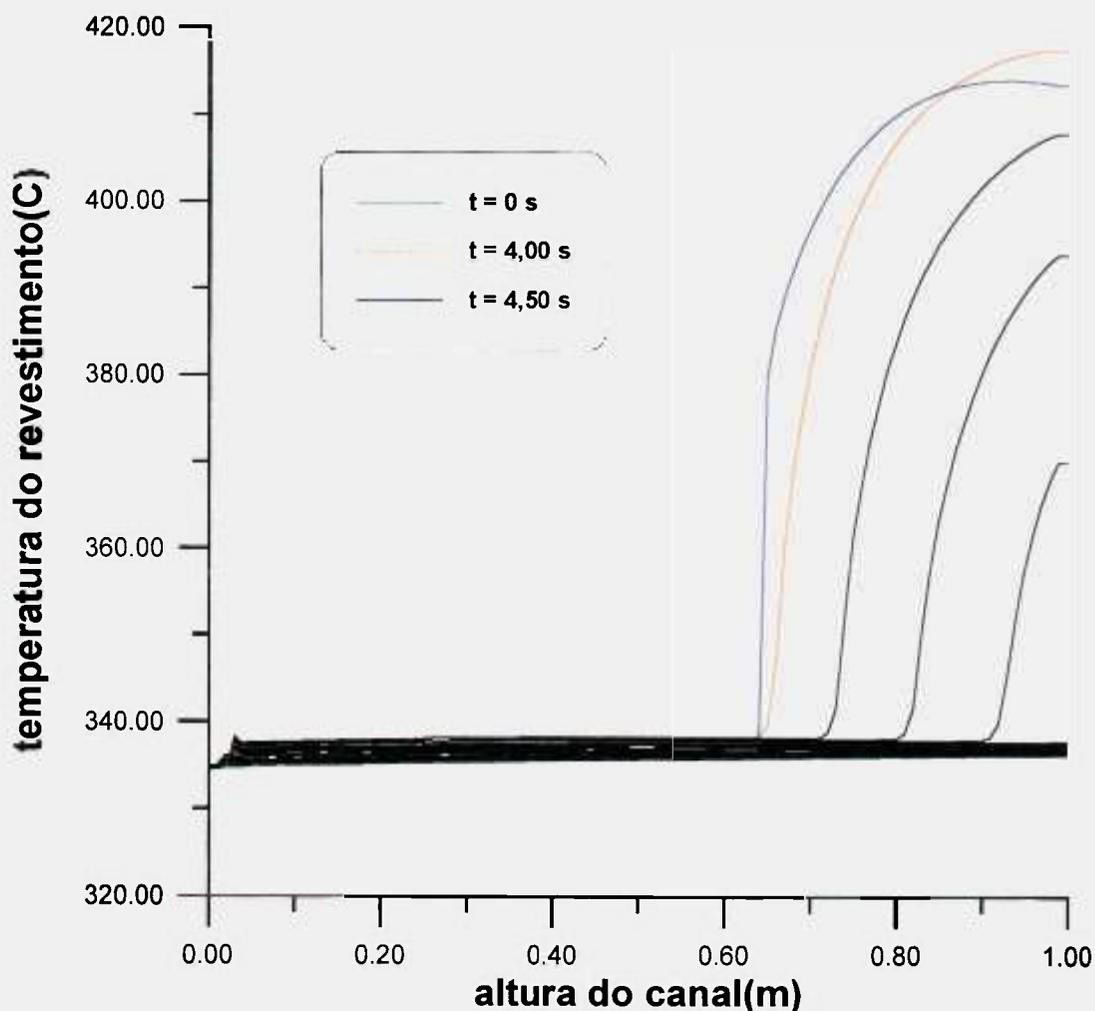


Figura 20. Temperatura do revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em rampa).

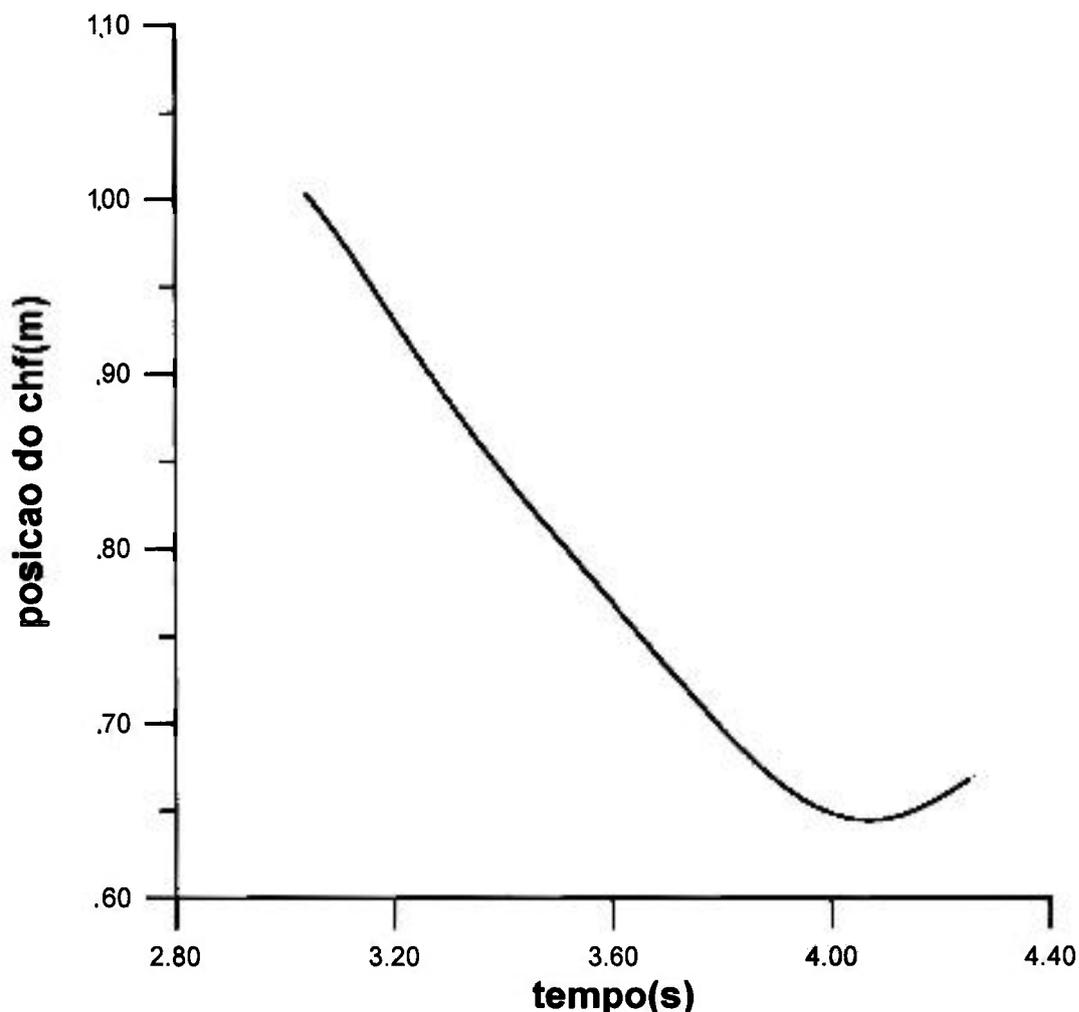


Figura 21. Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Transitório potência elétrica em rampa)

Em todos os transitórios de potência analisados no presente trabalho, as velocidades das frentes estudadas são velocidades médias, sendo calculadas de acordo com o procedimento descrito a seguir.

O início do secamento é marcado quando e onde o fluxo crítico de calor é detectado pela primeira vez. Neste caso, ele acontece no topo da vareta, no instante  $t = 3,03$  s. É possível, então, se acompanhar sua trajetória descendente até o desligamento da potência. A partir daí, observa-se o ponto mais baixo do canal atingido pelo secamento ( $z = 0,64$  m), até o instante em que o CHF não ocorra mais naquele local ( $t = 4,09$  s), fato que caracteriza o início do remolhamento. A razão entre a diferença de altura entre esses dois pontos (o

topo da vareta e este ponto mais baixo) e a diferença entre os dois instantes de tempo citados, dá a velocidade média de secamento. Procedimento semelhante é adotado para o cálculo da velocidade de remolhamento.

A Figura 21, acima, apresenta a evolução da frente de secamento, ou seja, da posição na qual ocorre pela primeira vez o CHF. A velocidade deste avanço, para o tipo de transitório aqui exposto é de 38,5 cm/s. O remolhamento atinge 12,5 cm/s.

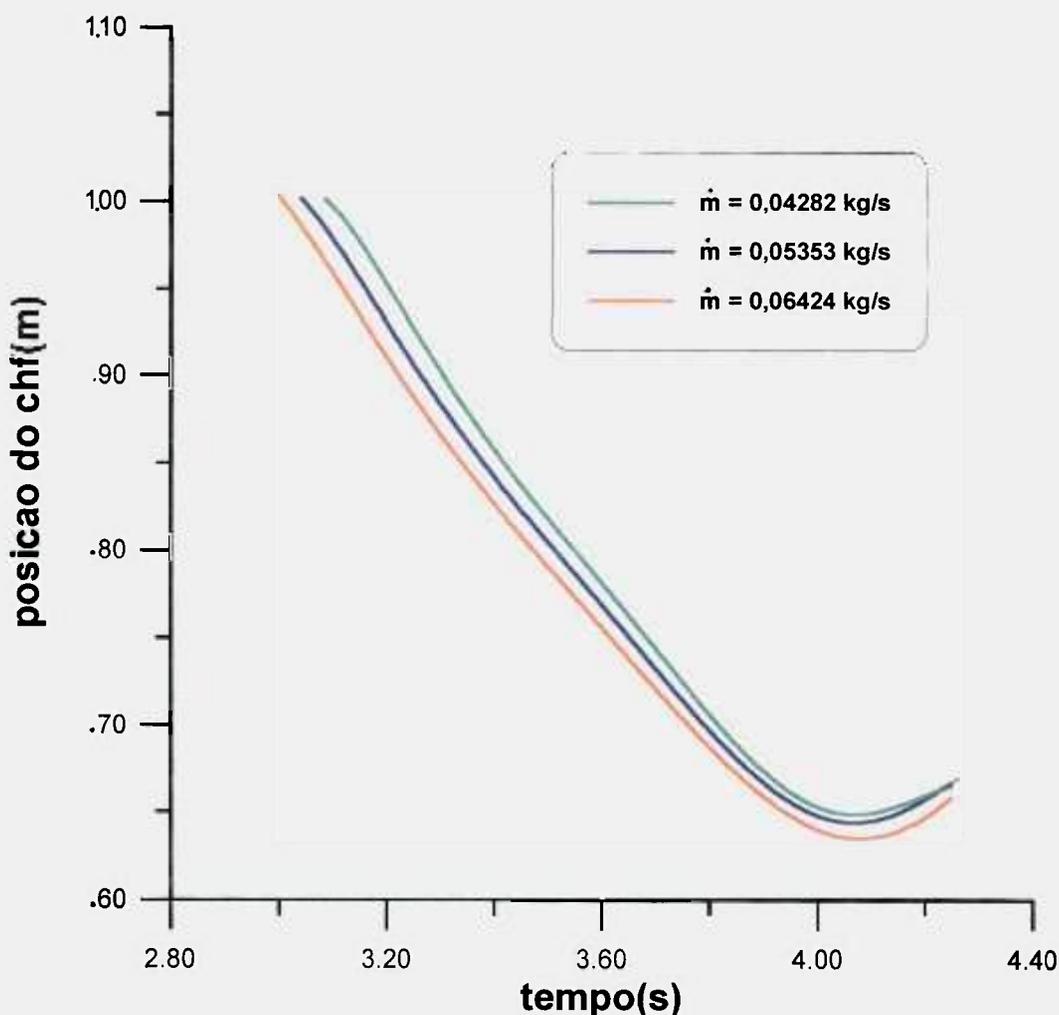


Figura 22. Variação das velocidades das frentes de secamento e de remolhamento para vazões distintas do refrigerante. (Transitório potência elétrica em rampa)

Finalmente para o transitório em questão, faz-se uma análise da influência da vazão nas velocidades das frentes de secamento e remolhamento. Esta comparação encontra-se na Figura 22 acima.

Foi rodado um caso padrão com uma dada vazão ( $\dot{m} = 0,05353 \text{ kg/s}$ ), e em seguida, feita a comparação com duas vazões próximas (+20% e -20% do valor inicial). Quando se aumenta a vazão, a velocidade da frente de secamento passa a 35,8 cm/s, e se inicia mais rapidamente, em  $t = 2,985 \text{ s}$ . O remolhamento, tem 12,1 cm/s de velocidade e atinge também um ponto 1cm abaixo que o caso anterior. Com a diminuição da vazão, a velocidade de secamento passa a ser de 39,6 cm/s. O início deste processo ocorre mais tarde, em  $t = 3,07 \text{ s}$ .

A literatura apresenta resultados que afirmam uma forte dependência da frente de remolhamento com a vazão, mas apenas para pressões mais baixas (69 bar) ou reinundação à pressão atmosférica. Menciona também a dificuldade do acompanhamento desta frente (YU, 1977; OLEK, 1988).

Pode-se concluir que para altas pressões, a vazão do refrigerante tem pequena influência nas velocidades das frentes aqui analisadas. Apesar disto verifica-se que a velocidade da frente de secamento diminui à medida que a vazão cresce, enquanto a de remolhamento aumenta, ainda que lentamente, concordando com a tendência indicada por OLEK (1988).

CARLSON (1989) analisa frentes de secamento e apresenta velocidades da ordem de 15 cm/s para as mesmas, quando o fluxo de calor local é de 8% menor que o  $q_{CHF}$ . Usa aquecimento direto para as varetas e não faz considerações sobre as correlações, usadas nos diversos regimes de escoamento, para o cálculo de  $h_{ref}$ . Sugere com isto, que o autor calcula a evolução desta frente, apenas mantendo um fluxo superficial constante e igual ao acima citado, situação que difere substancialmente do caso ora analisado.

## **5.3. Variação da potência elétrica em degrau**

### **5.3.1. Com aumento de 80% ao se iniciar o transitório.**

Neste caso, o degrau começa a partir de um valor de potência elétrica igual a 11 600 W/m (para operação em regime permanente) e o transitório é iniciado com um aumento de 80% neste valor, a fim de que o fluxo crítico de calor seja atingido. Ele assim permanece durante 4,00 s, quando a potência é desligada. A partir daí analisa-se a propagação das frentes, durante mais 0,25 s.

Seguem os resultados e as respectivas análises.

A potência linear inicial é responsável pela geração das condições de operação em regime permanente. O transitório é então inicializado, dando-se um brusco aumento de 80% em  $q_0'$ , a fim de que seja atingido o fluxo crítico de calor. A vareta aquecida eletricamente foi monitorada durante 4,25 s.

A Figura 23 apresenta o fluxo de calor superficial, observando-se que ao contrário do caso anterior apresentado (Figura 17), o fluxo crítico só ocorre muito perto da saída do canal refrigerante. Em ambos os casos, atingem-se as regiões de ebulição de transição e peculiar, após esta situação. Os fluxos obtêm seus valores mais baixos nos pontos de Leidenfrost ou de MSFB (minimum stable film boiling) para em seguida voltar a subir, conforme o esperado. A frente de secamento propaga-se para baixo, a partir de  $z = 1,00$  m. Observa-se também que à medida que o tempo avança as curvas se aproximam, indicando uma tendência do regime estacionário, neste novo patamar de potência. Por esta razão, foi escolhido um maior intervalo de tempo para impressão das curvas ( 0,5 s contra 0,25 s do caso anterior) porque a proximidade entre as mesmas dificultaria sua compreensão.

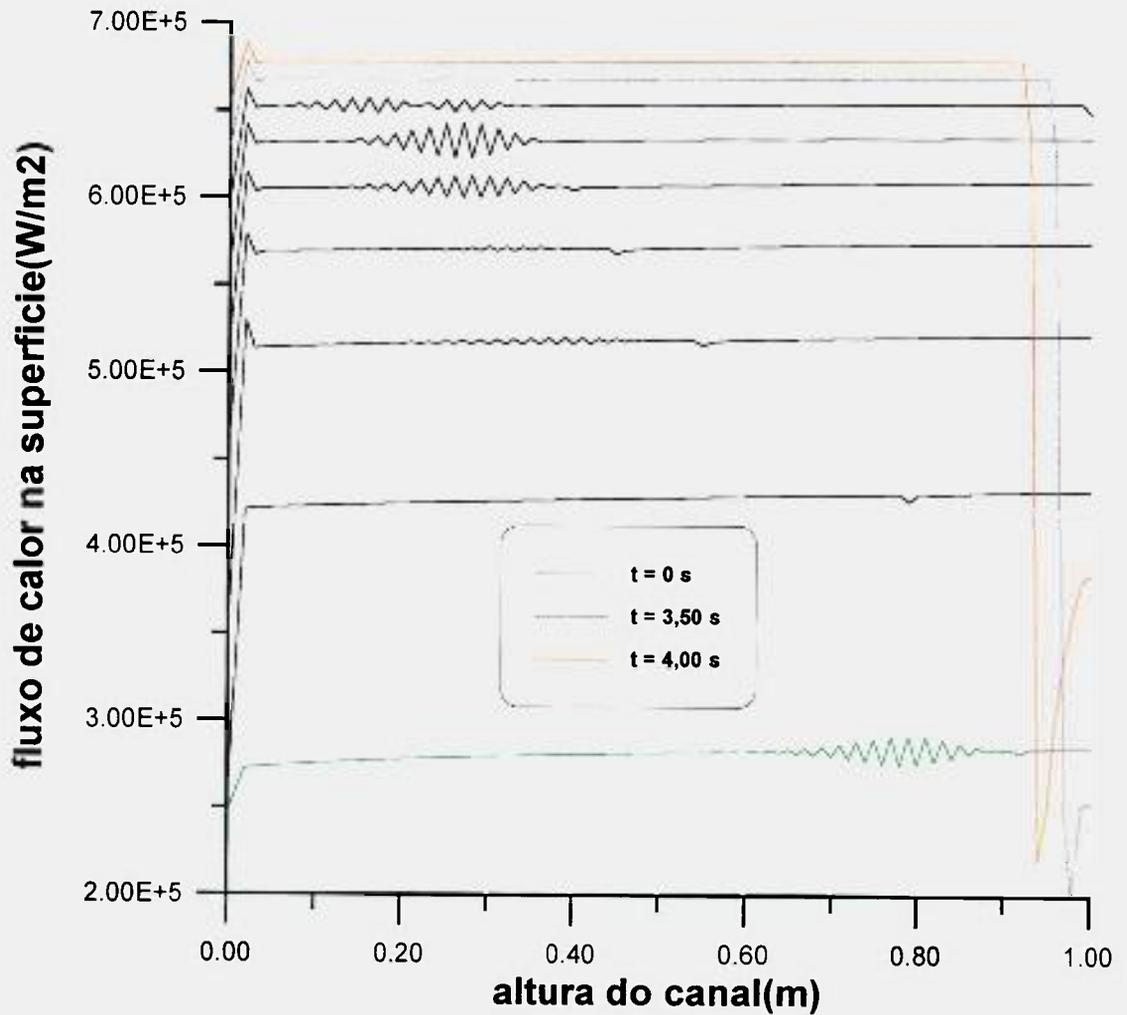


Figura 23. Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

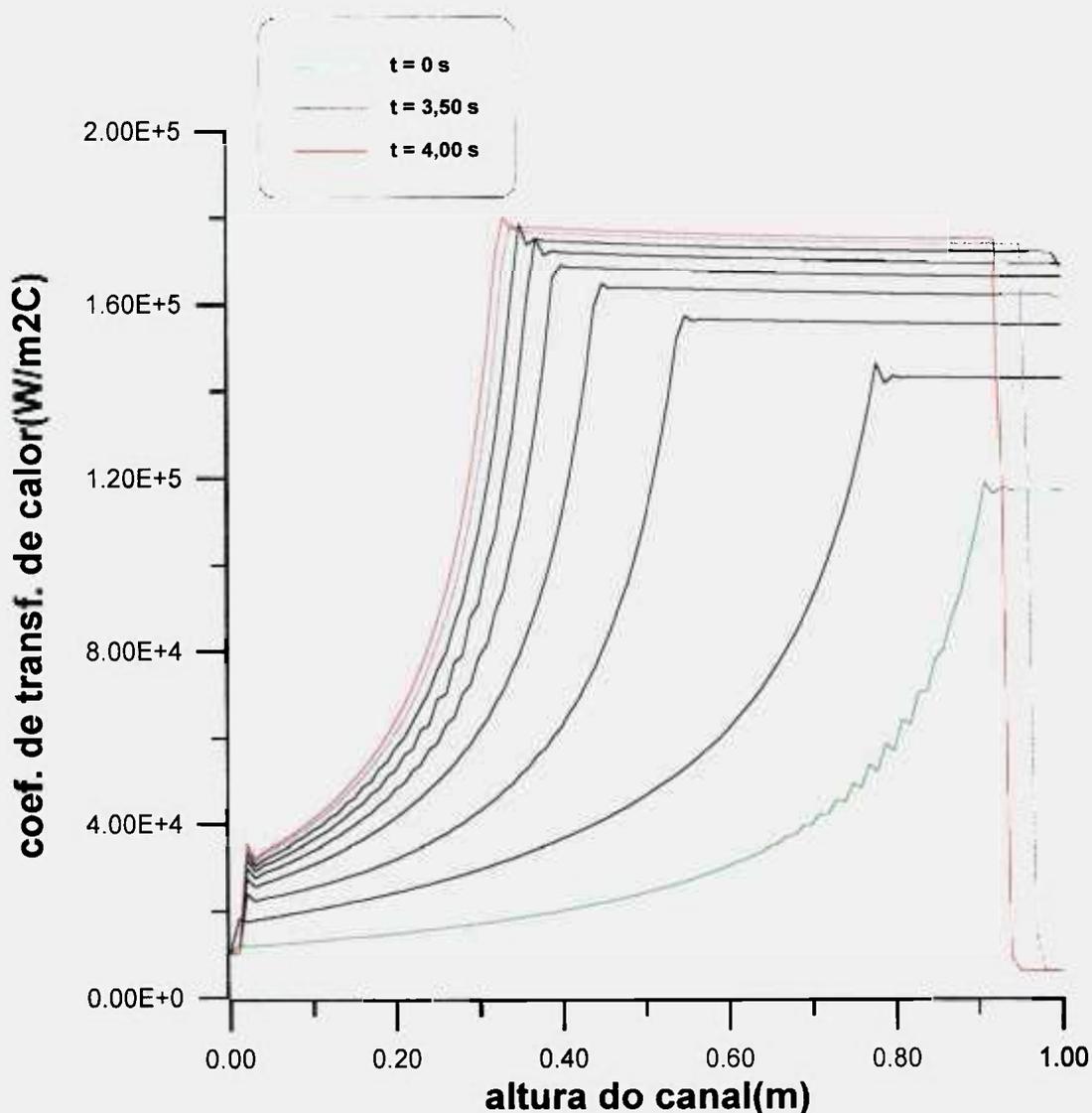


Figura 24. Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo.(Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

A Figura 24 acima, indica o comportamento do coeficiente de transferência de calor revestimento-refrigerante, de perfil semelhante ao caso anterior (Figura 18), apresentando o início do regime de ebulição de transição após 2,75 s do início do transitório, em ponto próximo à saída do canal. A maior queda apresentada é uma redução de 96%, no valor desta grandeza, no instante ( $t = 4,00$  s) do desligamento da potência elétrica.

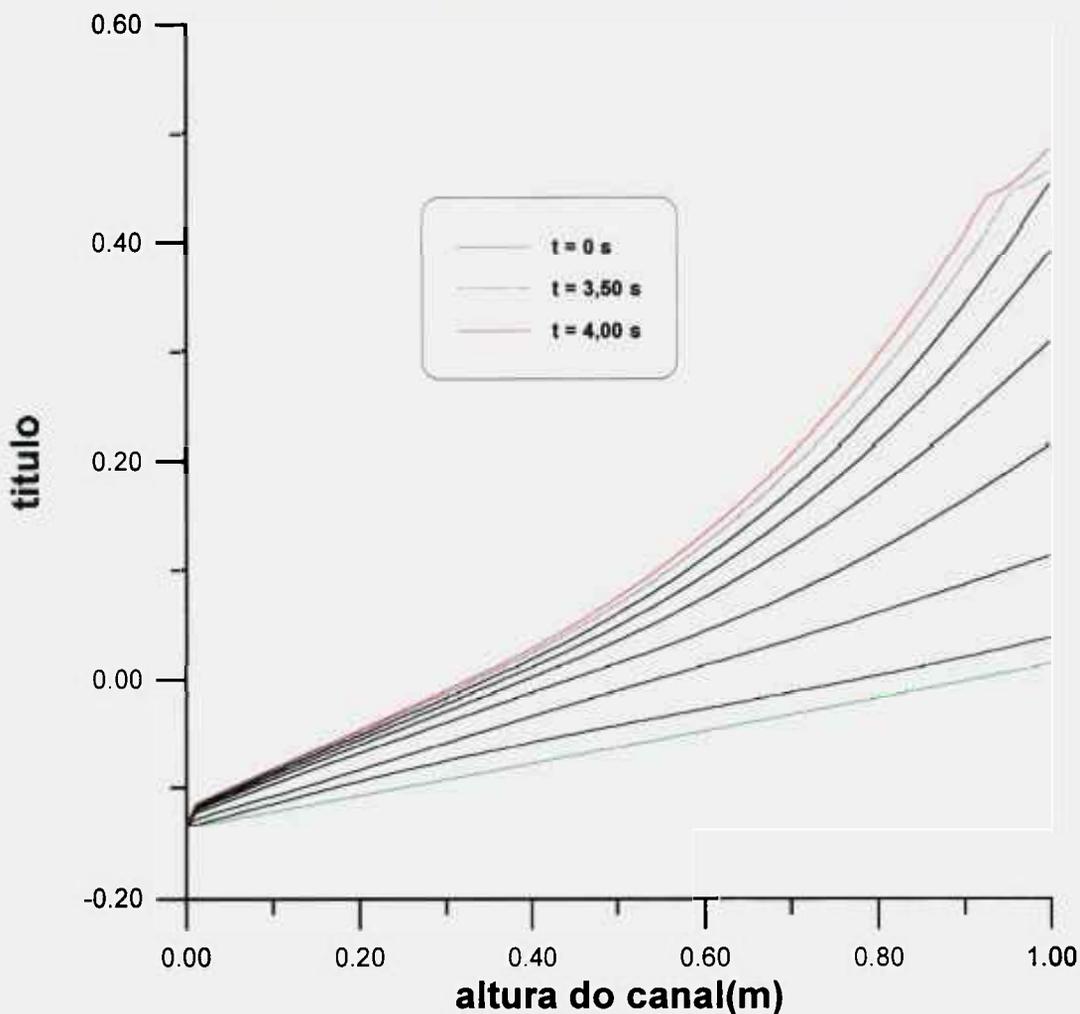


Figura 25. Título do escoamento em função da altura do canal para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

A Figura 25 acima, apresenta o título de escoamento do fluido ao longo do canal refrigerante. Mostra que não se ultrapassa a condição de saturação para a água, sendo o valor máximo atingido por esta variável, igual a 0,45 para  $t = 4,00$  s, na altura máxima. Nas duas últimas curvas é possível também notar uma queda no crescimento das mesmas, a partir do instante do início do CHF, quando há diminuição brusca do fluxo superficial de calor, e conseqüentemente, um ganho de entalpia menos acelerado.

Na Figura 26, a seguir, encontra-se o comportamento da temperatura do revestimento versus altura da vareta, em vários instantes temporais. Ainda em

concordância com os gráficos anteriores há uma variação substancial (máximo de 12,4%) na temperatura em questão, quando da ocorrência do fluxo crítico de calor. A maior taxa de crescimento, no entanto, é bastante alta: 118 °C/s, o que permite que o revestimento possa atingir temperaturas da ordem de 1100 °C em menos de 7 s.

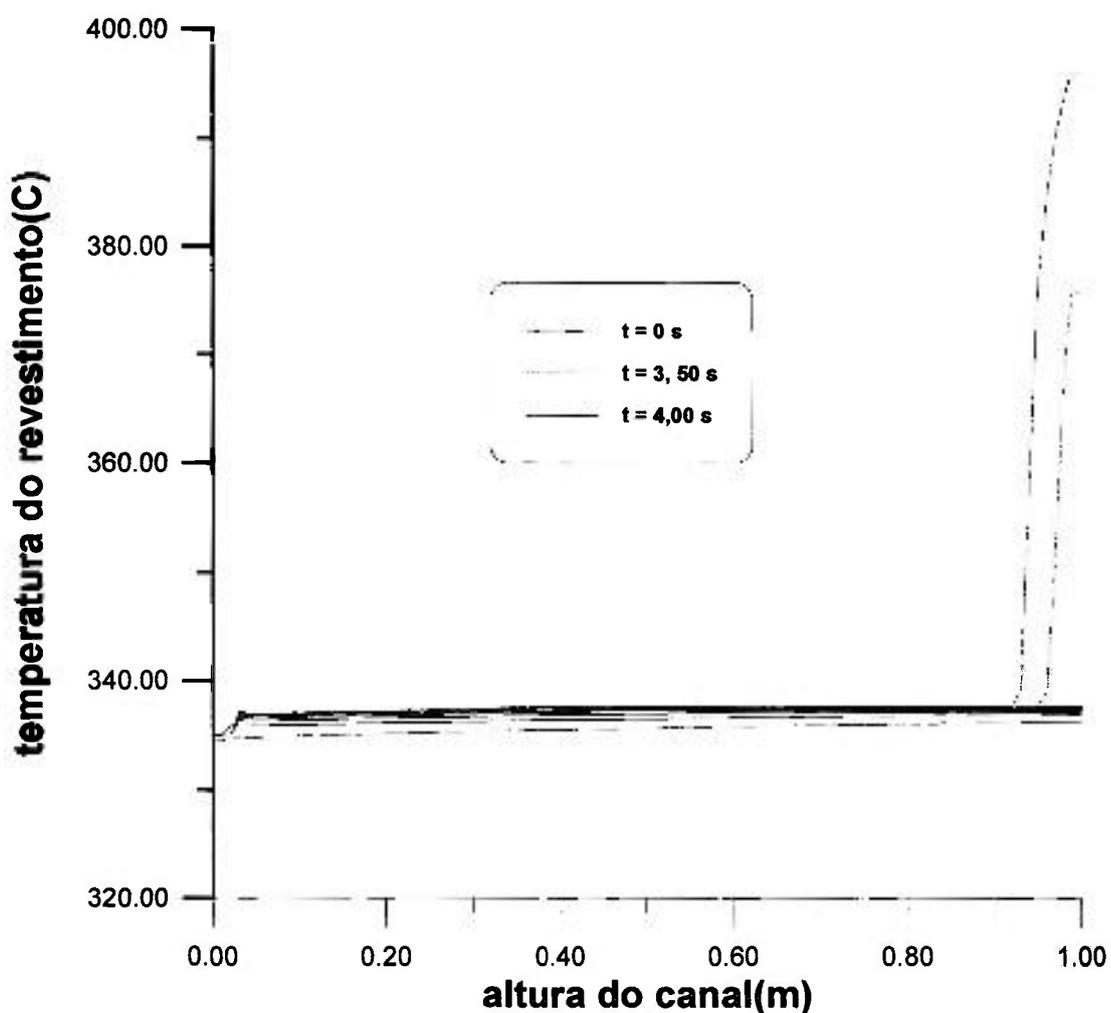


Figura 26. Temperatura do revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em de-grau -80%)

Tanto no caso ora estudado, como nos demais analisados no decorrer do presente trabalho, há picos em quase todos os gráficos na entrada do canal, (até  $z \approx 0,25$  m). Os mesmos são atribuídos à transição entre o regime de convecção forçada e o de ebulição nucleada, aliada a uma provável instabilidade numérica local. Como citado anteriormente, procura-se amenizar o problema, usando-se um tipo de correlação proposta por Rohsenow (vide Eq. 25-a), que sugere uma transição mais suave entre as correlações de Dittus-Boelter e a de Thom. No transitório seguinte (item 5.3.2) apresenta-se um gráfico de um indicador das correlações usadas nos diversos instantes de tempo, para todas as alturas do canal e que esclarecerá o que ocorre nestas imediações.

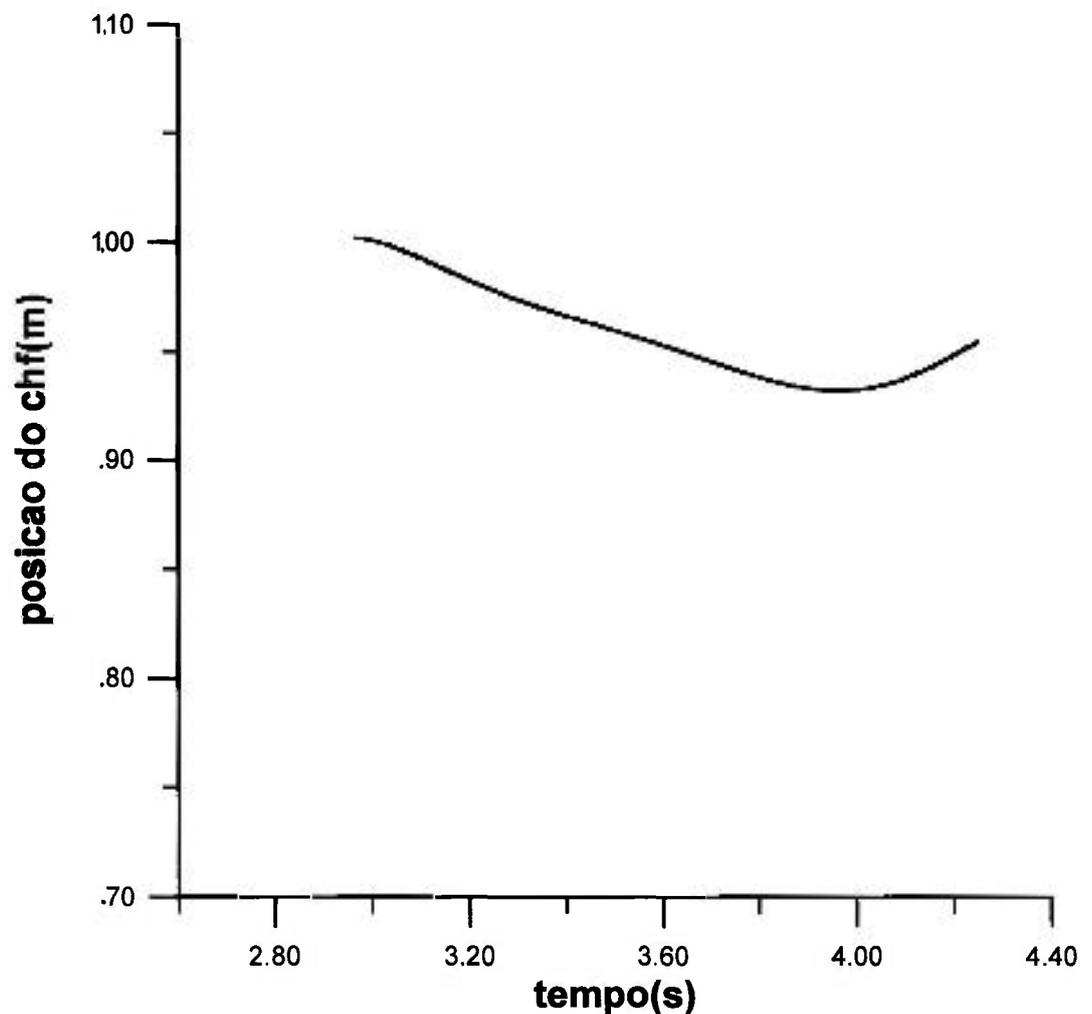


Figura 27. Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

Na Figura 27 encontra-se a evolução das frentes de secamento e de remolhamento. Devido às peculiaridades do transitório e do tempo escolhido para desligamento da potência elétrica, em todos os casos estudados, a frente de secamento percorre uma pequena distância antes que se inicie a situação da potência nula. Acusa uma velocidade de 7,11 cm/s para o secamento e de 10,8 cm/s, para o remolhamento.

Finalmente na Figura 28 é apresentado o resultado de uma análise da influência da vazão do refrigerante, sobre a propagação das frentes de secamento e de remolhamento.

Foram analisadas três situações distintas: com a vazão típica ( $\dot{m} = 0,05353$  kg/s) e mais dois valores, 20% acima e 20% abaixo daquele valor. Para vazões crescentes, a frente de secamento atinge velocidades de 7,66 cm/s, 7,11 cm/s e 6,38 cm/s. Enquanto a de remolhamento apresenta 10,00 cm/s, 10,80 cm/s e 11,1 cm/s. Assim confirma-se a tendência obtida e analisada no item 5.2.

As condutâncias e resistências térmicas, axiais e radiais, da vareta dotada de aquecimento indireto fazem com que o fluxo crítico de calor não ocorra imediatamente após o degrau de potência, observando-se um certo tempo de retardamento. O referido atraso é reduzido aumentando-se a taxa de escoamento do refrigerante. Neste tipo de transitório o tempo citado baixou de 3,11 s a 2,69 s, enquanto a vazão foi de 0,04282 a 0,06424 kg/s.

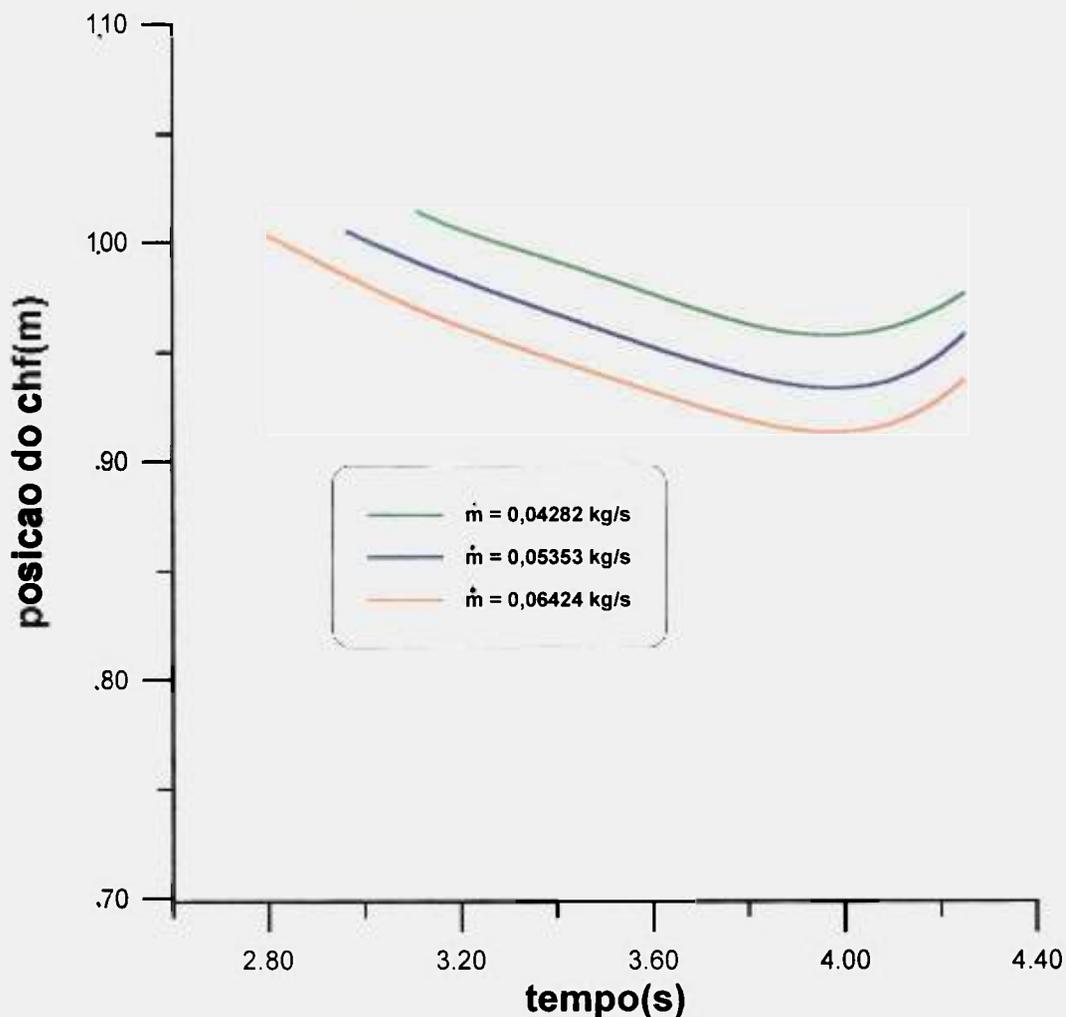


Figura 28. Variação das velocidades das frentes de secamento e de remolhamento, para distintas vazões do refrigerante. (Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

Analisou-se também o comportamento das frentes de secamento e de remolhamento, quando se dá um acréscimo de 5% na entalpia do refrigerante, na entrada do canal.

A pressão foi mantida em 13,5 MPa e a temperatura do refrigerante na entrada do canal foi tomada igual a 322 °C, correspondente à nova entalpia.

Na Figura 29 abaixo, observa-se a posição do CHF em função do tempo. O secamento acontece a 1,51 s do início do transitório e sua velocidade é de 10,91 cm/s. Registra-se um aumento de 51,1% enquanto a entalpia é acrescida de apenas 5%. Portanto a altas pressões, pequenas alterações na

entalpia, e conseqüentemente, na temperatura de entrada do refrigerante são responsáveis por altas elevações nas velocidades da propagação das frentes de secamento. Nota-se também que o secamento se inicia mais rapidamente.

Em relação ao remolhamento, ocorre porém o inverso: a velocidade cai ao passo que aumenta a entalpia. Enquanto esta aumenta 5%, a velocidade passa a 50% do valor anterior.

Com este aumento dado à entalpia (5%), o tempo de atraso para se dar o início do CHF baixou substancialmente, passando de 2,96 s para 1,51 s.

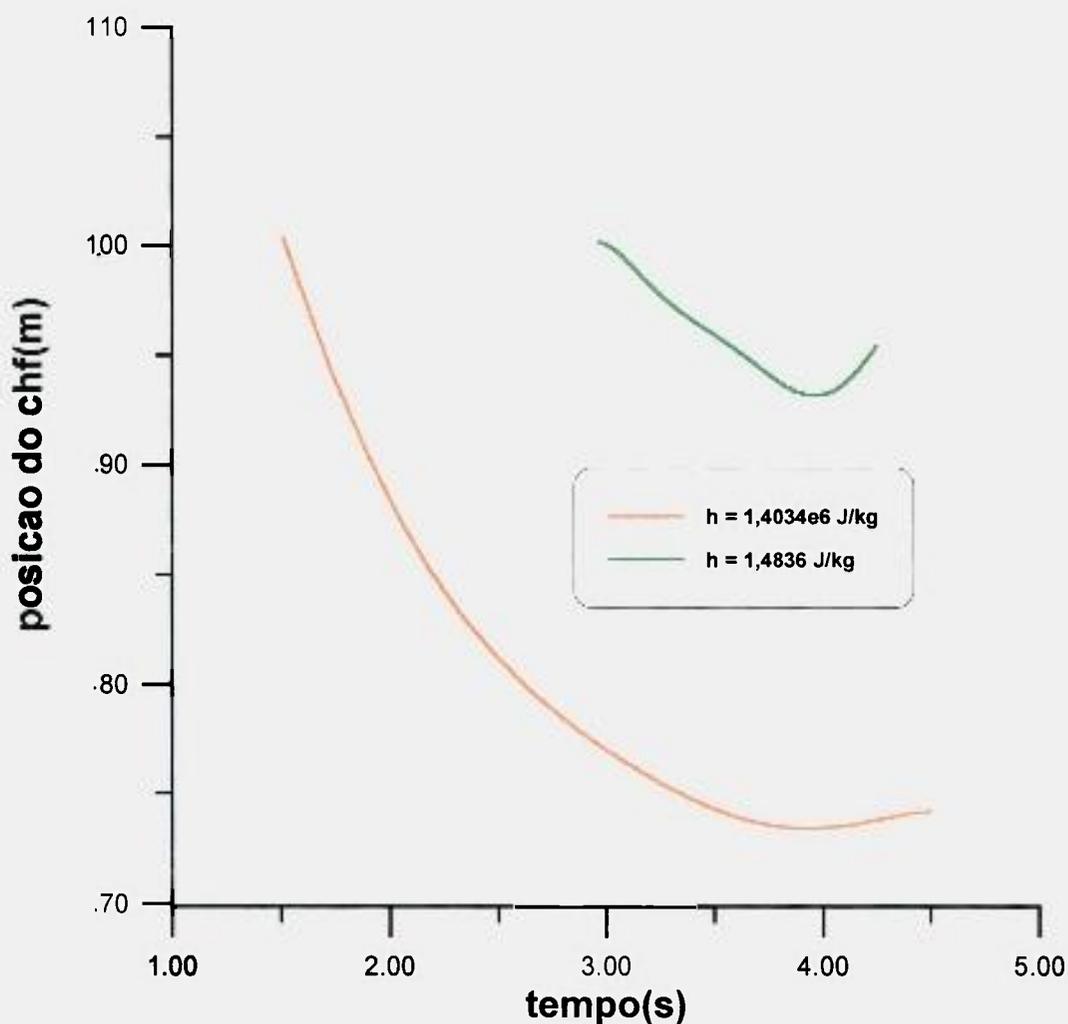


Figura 29. Influência do aumento da entalpia de entrada do refrigerante nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Transitório potência elétrica em degrau - 80%)

### 5.3.2. Com aumento de 10% ao se iniciar o transitório.

Para análise deste transitório, o mesmo é iniciado com um valor de potência elétrica de 16 600 W/m, acrescida de 10%, com o mesmo objetivo do caso anterior. A potência permanece neste nível durante 4,00 s, e a partir deste instante, a mesma é desligada. O transitório total tem 4,50 s de duração. Os resultados obtidos encontram-se apresentados e analisados a seguir.

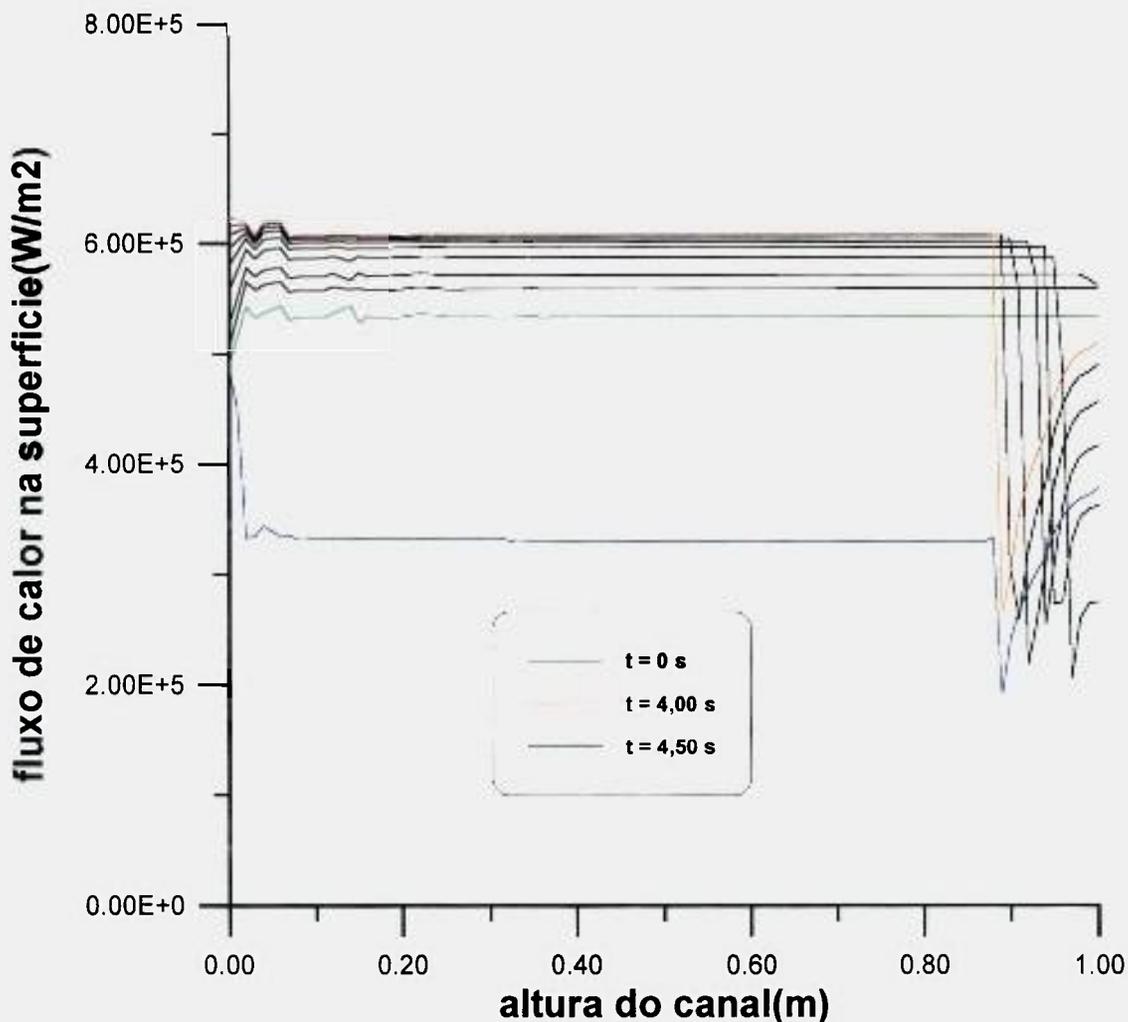


Figura 30. Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Na Figura 30 encontra-se a variação do fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente, para o transitório em questão.

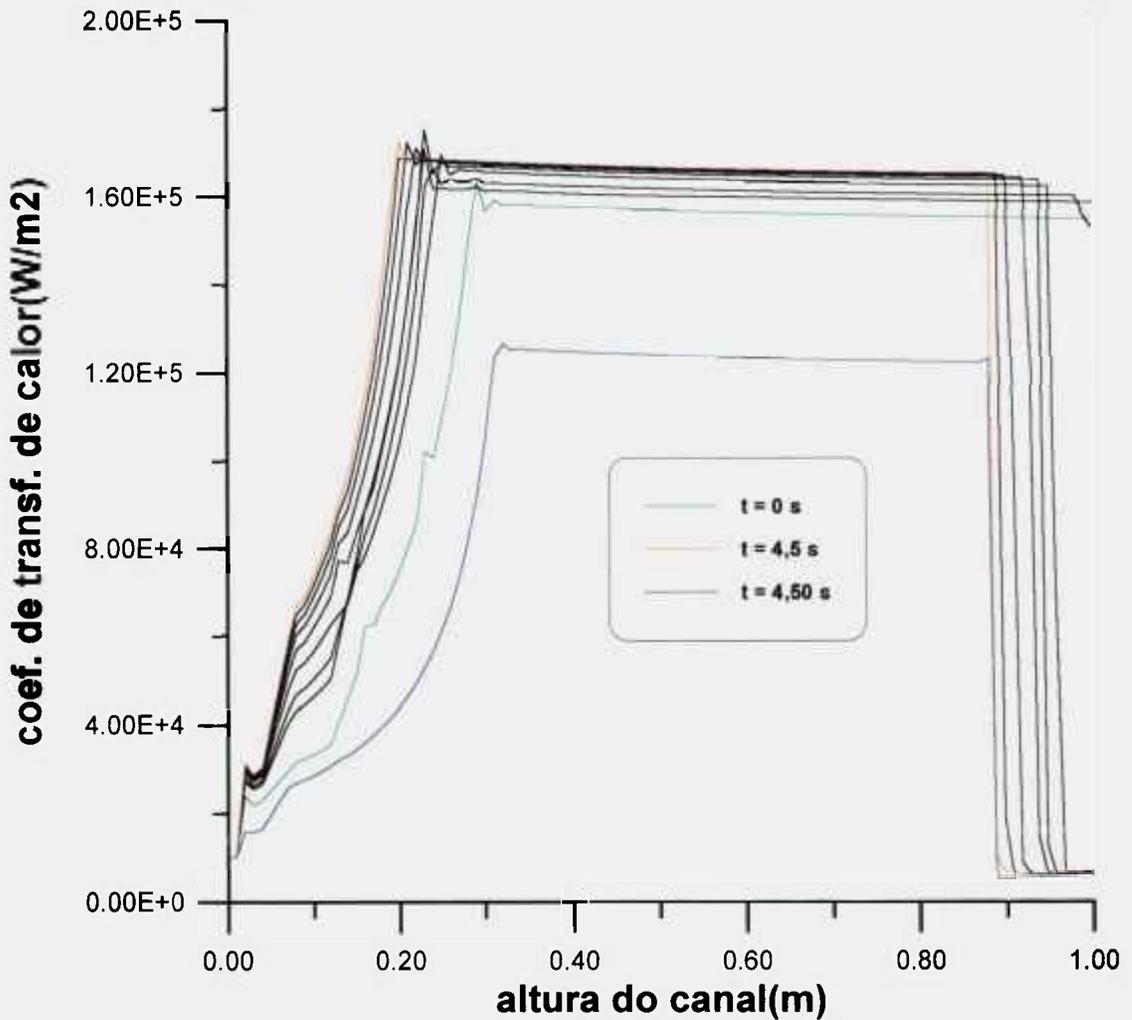


Figura 31. Coeficiente de transferência de calor entre revestimento e refrigerante, em função da altura do canal, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

A Figura 31, mostra que o comportamento do  $h_{ref}$  é compatível com o resultado apresentado na Figura 30. O fluxo crítico de calor ocorre, a primeira vez, a  $0,905\text{ s}$  do início do transitório, na saída do canal. E a queda máxima nesta variável é de 97%, em  $t = 4,00\text{ s}$ .

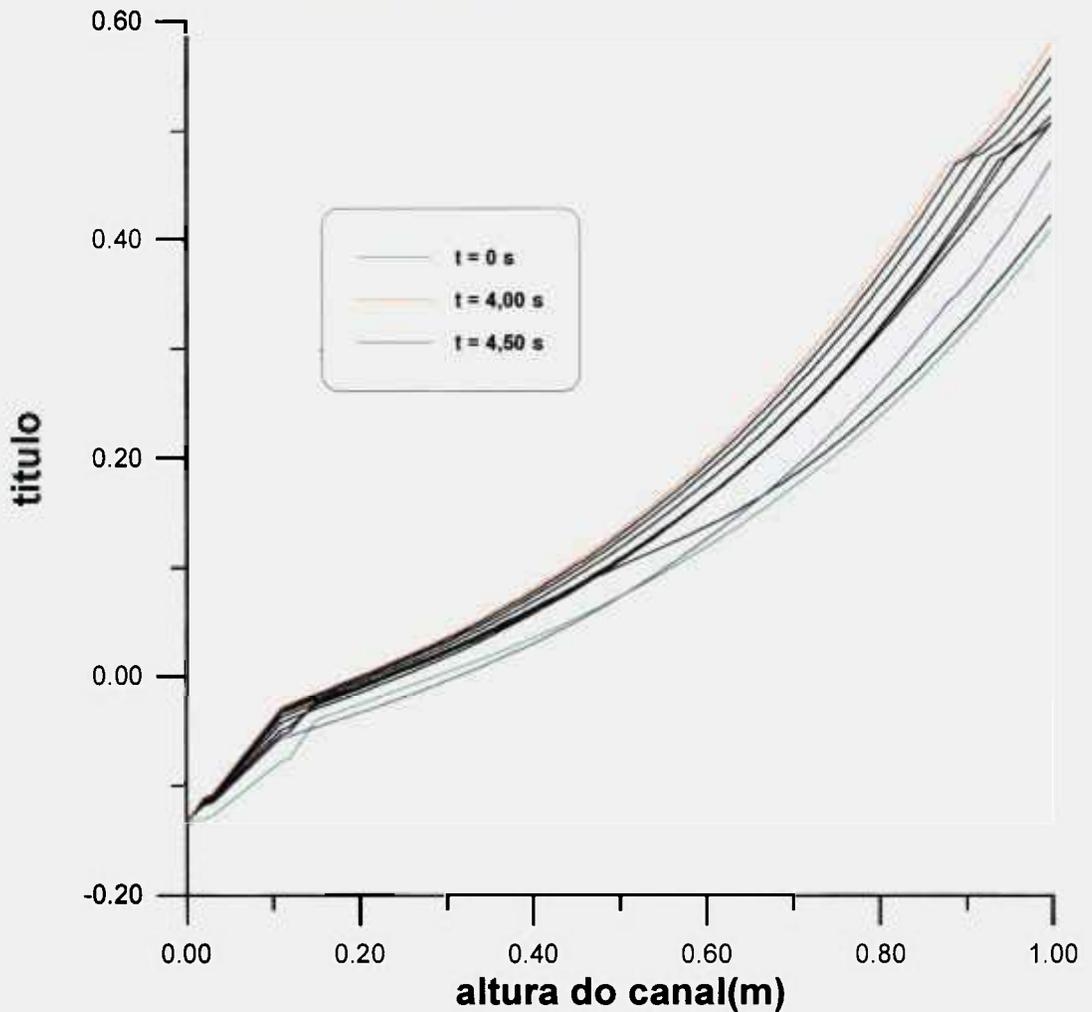


Figura 32. Título de escoamento em função da altura do canal para diversos intervalos de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

A Figura 32 mostra o título de escoamento, que apresenta o mesmo comportamento indicado em (5.3.1), na saída do canal após a ocorrência do fenômeno de crise de ebulição. O título máximo alcançado pelo escoamento é de 0,57 na saída do canal refrigerante, em  $t = 4,00$  s. A diferença entre este caso e o anterior é a acentuação, neste gráfico, de variações do título, para alturas em torno de  $z = 0,1$  m. Os motivos foram indicados também no item anterior e serão melhor entendidos quando da análise da Figura 33, apresentada a seguir.

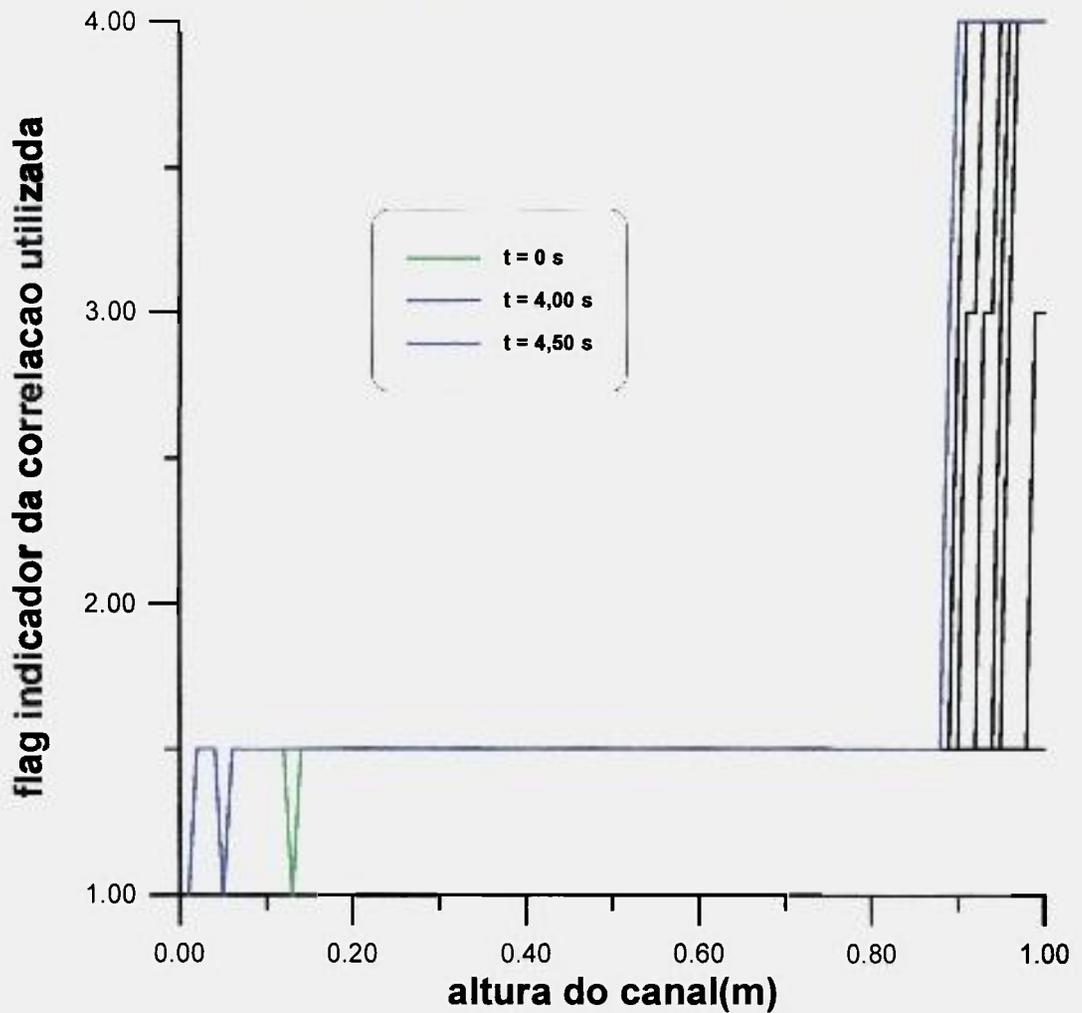


Figura 33. Contador de indicação da mudança de correlações para cálculo do coeficiente de transferência de calor em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Nesta figura, estabeleceu-se um indicador (flag) para mostrar qual a correlação empírica utilizada em cada ponto do canal.

Flag	Regime de ebulição	Correlação
1.0	convecção forçada	Dittus Boelter
1.5	transição entre convecção forçada e ebulição nucleada	Rohsenow (Dittus-Boelter + Thom)
2.0	ebulição nucleada	Thom
3.0	ebulição de transição	Bjonard
4.0	ebulição peculiar	Groeneveld

Observa-se então, que inicialmente, e durante boa parte do caso aqui apresentado, tem-se o uso da correlação proposta por Rohsenow, que é uma soma entre as correlações de Dittus-Boelter e de Thom, conforme indicado anteriormente na Eq.(25-a). Para baixas temperaturas da parede, prevalece a primeira. À medida que a temperatura sobe, a de Thom passa a ser preponderante. A transição entre o flag 1.0 e 1.5 dá-se quando a temperatura da parede atinge a temperatura de saturação.

Portanto, na entrada do canal quando este fato ainda não ocorreu, acontece alguma instabilidade numérica em torno desta escolha e em alguns pontos usa-se apenas a correlação de Dittus-Boelter, motivando os picos observados nas figuras anteriores, exatamente nestes pontos. O mesmo ocorre na Figura 34, abaixo, que apresenta a temperatura de revestimento em função da altura do canal.

Neste transitório, os indicadores usados nos instantes  $t = 4,00$  e  $4,50$  s são idênticos, como pode ser visto pela superposição das duas curvas relativas a estes tempos.

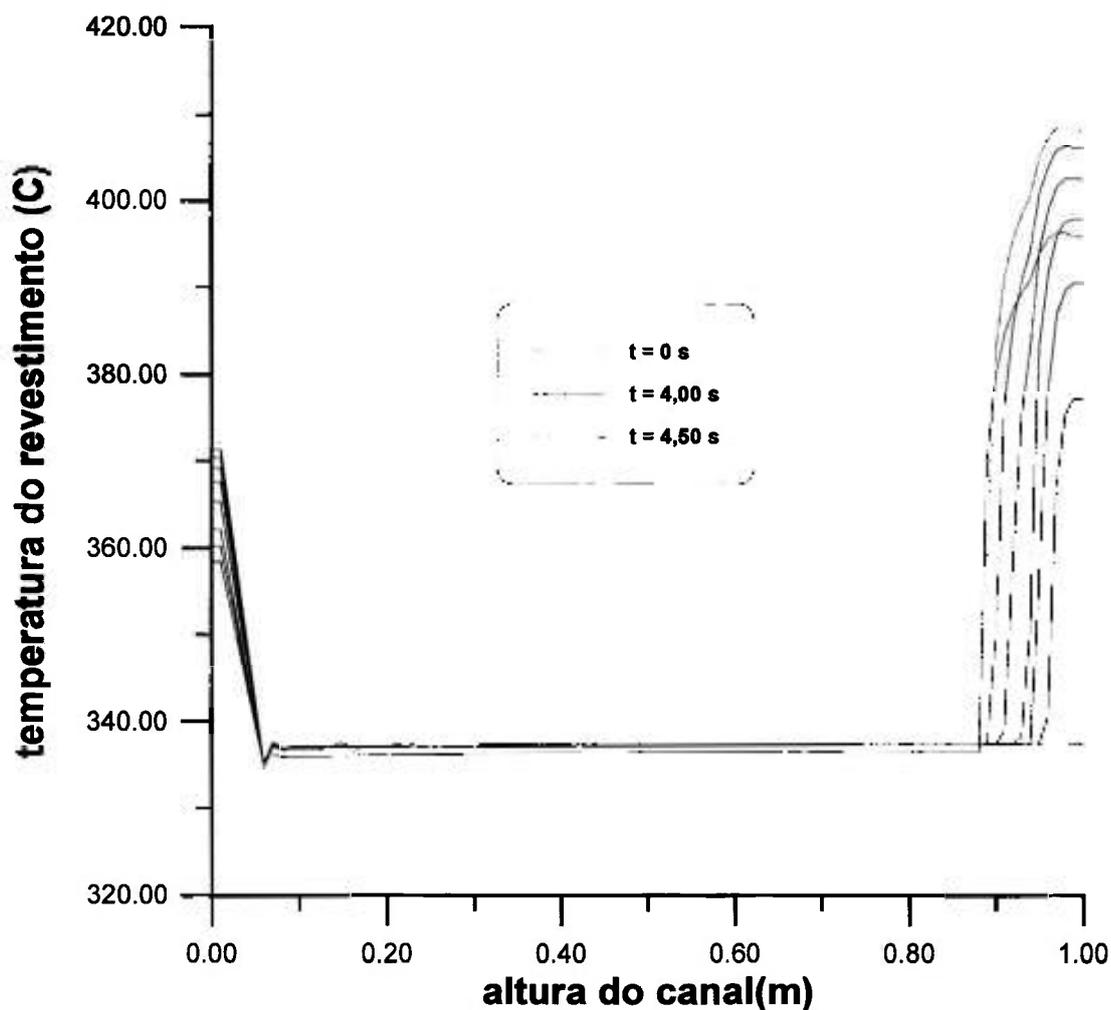


Figura 34. Temperatura do revestimento da vareta em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Quando da ocorrência do CHF, observa-se um aumento na temperatura, da ordem de, no máximo, 22,2%. Ainda assim, sem que as temperaturas atinjam valores altos que possam causar a fusão do revestimento, desde que a potência elétrica seja desligada. A máxima taxa de crescimento de temperatura medida para este caso, é de 35 °C/s.

A Figura 35 representa a propagação das frentes de secamento e remolhamento. A primeira tem velocidade de 4,57 cm/s e a última, de 2,38 cm/s.

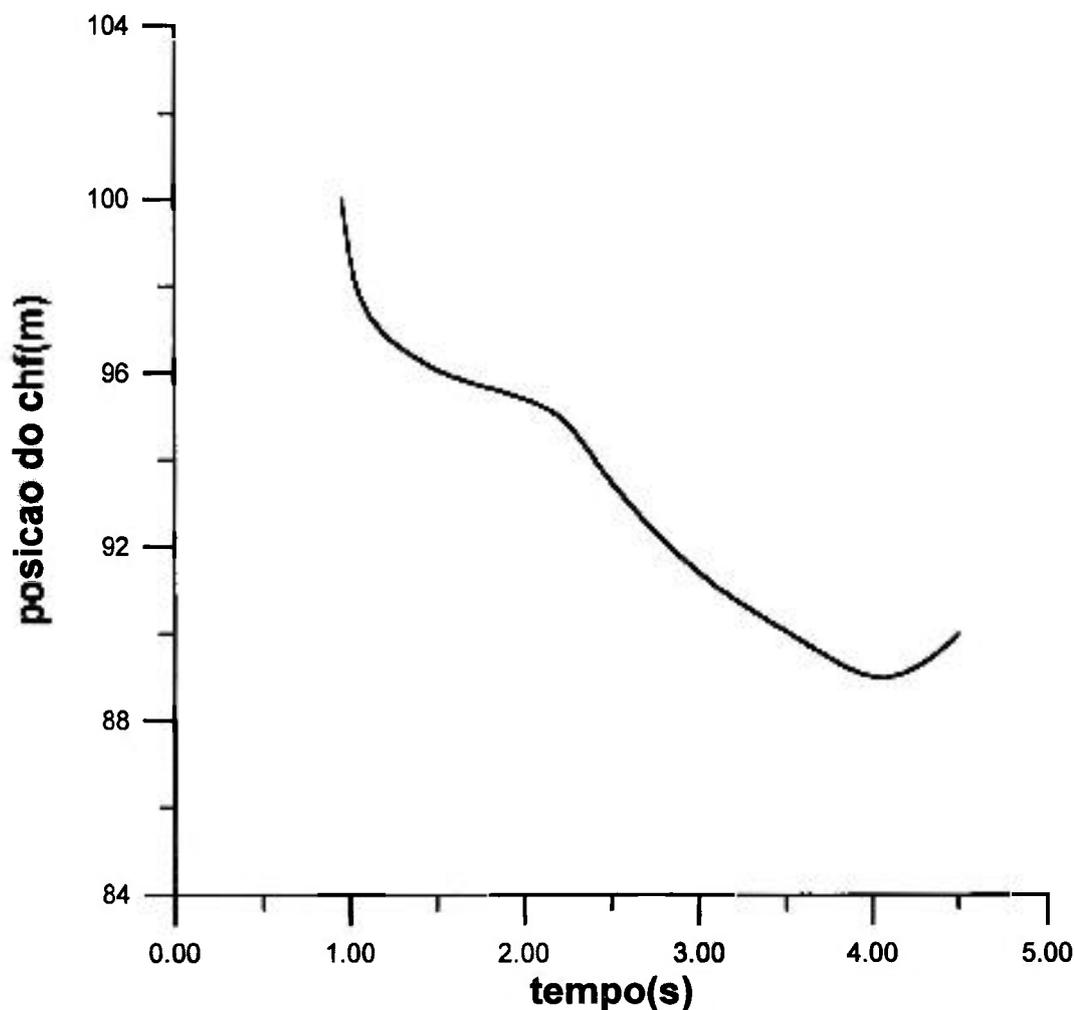


Figura 35. Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Finalmente, na Figura 36, aparece a influência da vazão nas velocidades de propagação das citadas frentes. Mais uma vez foi aplicada uma variação de +20% e -20% sobre o caso padrão ( $\dot{m} = 0,05353 \text{ kg/s}$ ), e observou-se que à medida que a vazão aumenta a velocidade de secamento alcança valores de 3,18; 4,57 e 4,89 cm/s. Enquanto isto a de remolhamento vai de 4,85 a 4,44 cm/s.

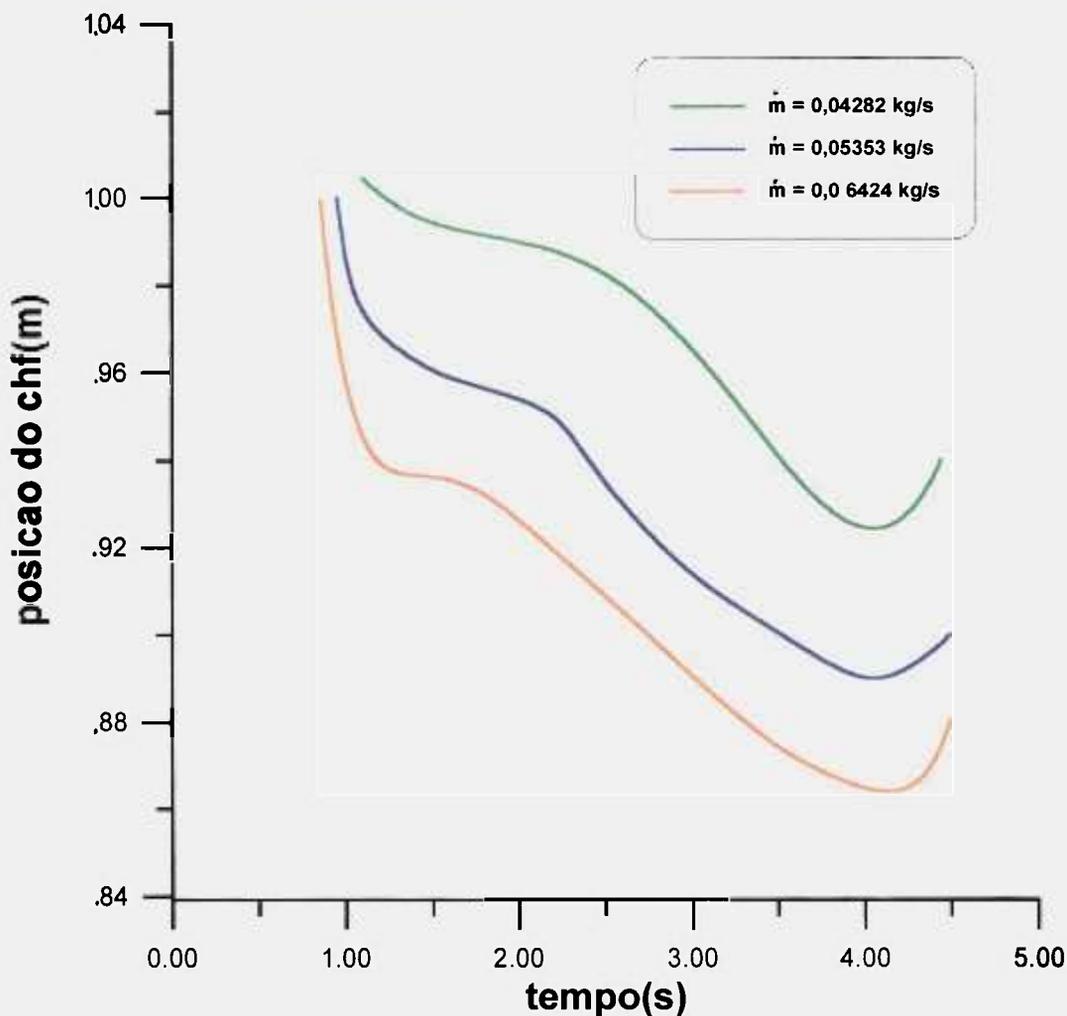


Figura 36. Evolução das frentes de secamento e de remolhamento com o tempo. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Novamente neste caso, observa-se que o fluxo crítico de calor não ocorre imediatamente após o degrau de potência. Tal atraso, como citado anteriormente, é devido às condutâncias e resistências térmicas, nas direções radial e axial, da vareta com aquecimento indireto. Mais uma vez, o tempo de retardamento verificado é reduzido quando se aumenta a vazão do refrigerante, passando de 1,02 s para 0,79 s, se a vazão vai de 0,04282 a 0,06424 kg/s.

Em seguida analisa-se a influência da entalpia de entrada do refrigerante, para o transitório degrau com 10% de aumento na potência elétrica inicial, que é de 11 600 W/m.

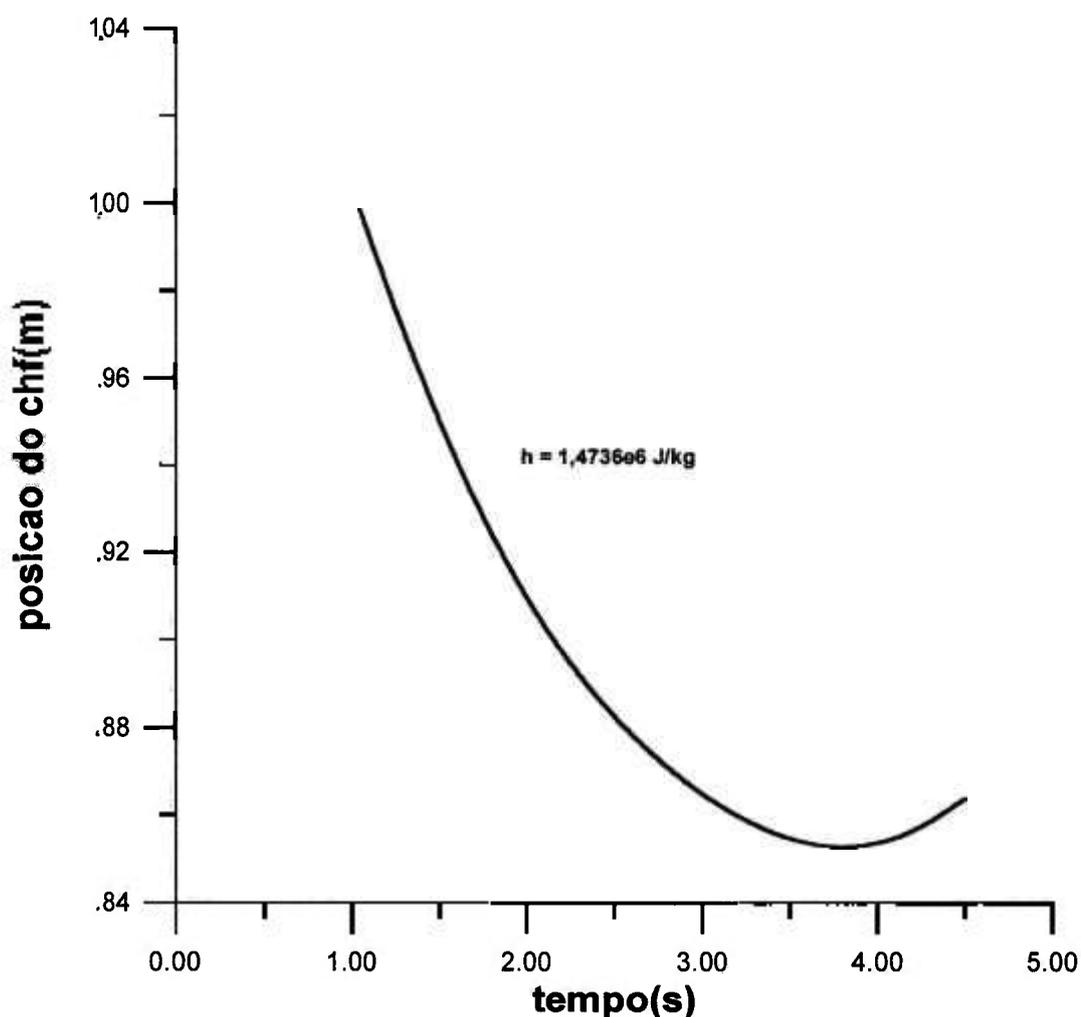


Figura 37. Evolução temporal, das frentes de secamento e de remolhamento, com aumento de 5% na entalpia. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Na Fig. 37 acima, encontra-se a evolução das duas frentes, tendo as mesmas alcançado as velocidades de 5,30 cm/s para o secamento, enquanto que

a de remolhamento atingiu 2,32 cm/s, quando a entalpia é acrescida de 5% do seu valor padrão, para este transitório.

Observa-se que a influência da variação da entalpia é pequena neste último caso. A velocidade de secamento aumenta 39,4% mas não deixa de ser de baixo valor. Em referência a este transitório e o anterior, pode-se afirmar que a influência deste parâmetro, a entalpia, a pressões elevadas, depende substancialmente do tipo de transitório enfocado. Observando-se as Figs. 29 e 38, é possível se notar este comportamento. A influência é bem mais acentuada no caso anterior (item 5.3.1). Atribui-se esta diferença ao fato de que no transitório que se inicia com um degrau de 10%, o valor inicial da potência elétrica linear estar em um patamar mais elevado ( 16 600 W/m ), enquanto o outro parte de 11 600 W/m. Este procedimento é adotado porque o objetivo principal é que, partindo-se de uma potência escolhida e aplicando-se uma elevação no valor desta variável, atinja-se o fluxo crítico de calor. Pretendeu-se também analisar todos os casos durante 4,00 s, antes do desligamento da potência elétrica. Portanto , quando o degrau é maior, a influência sobre a frente de secamento é bem mais acentuada: maior velocidade; ponto mínimo atingido mais baixo ( 0,73 m contra 0,85 m); e menor tempo para acontecer o início do secamento.

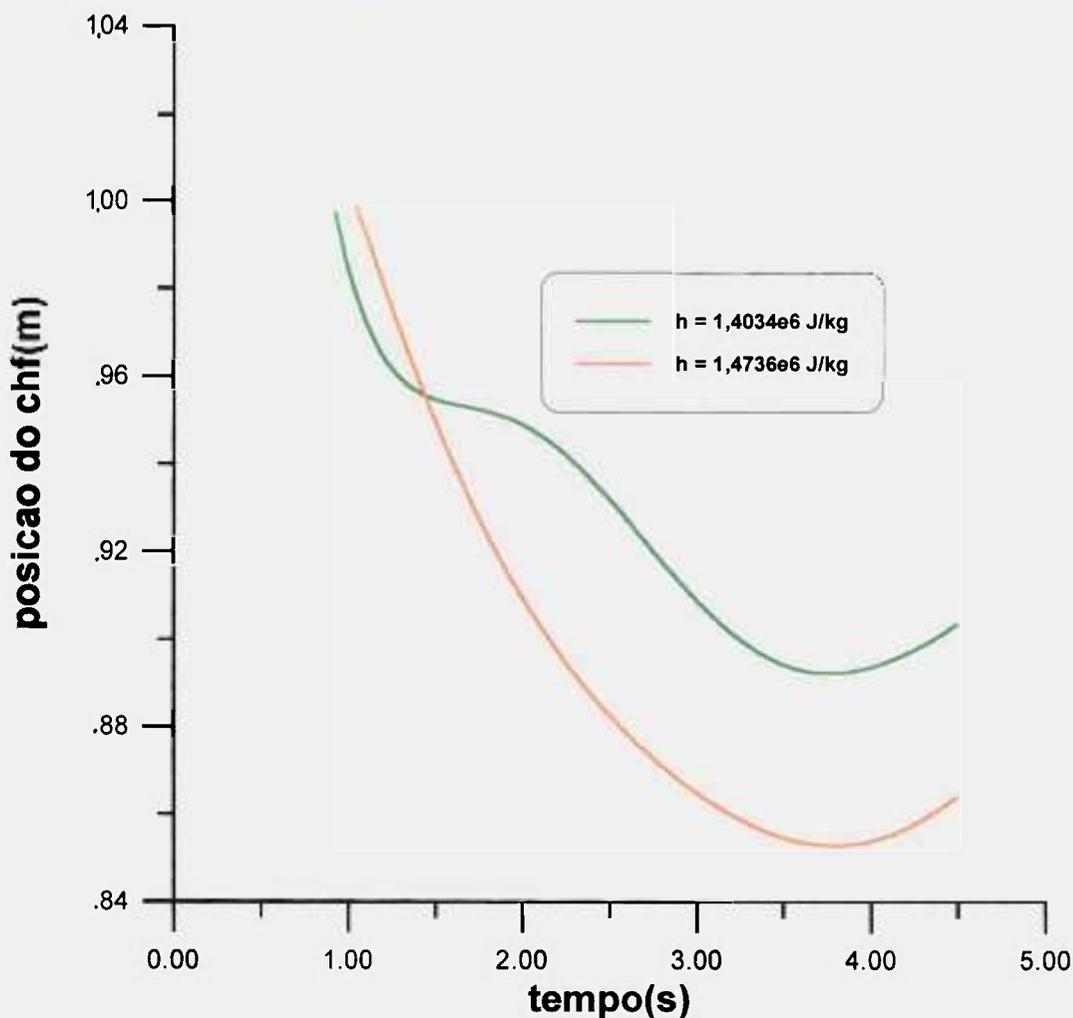


Figura 38 . Influência do aumento da entalpia de entrada do refrigerante nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Alguns trabalhos mencionam as tendências de comportamento das frentes a baixas pressões. Escolheu-se então este transitório, a fim de se fazer a comparação, analisando-o também a uma pressão de 8,0 MPa.

A temperatura de entrada do refrigerante, no canal, passa a ser de 280 °C. Os dados relativos à saturação correspondentes a esta nova pressão, bem como as propriedades físicas da água estão indicadas na Tabela 5.4 abaixo.

Tabela 5.4 Dados relativos ao canal refrigerante para pressão de 8,0 MPa.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
comprimento	H	1,00	m
área da seção reta	A	$8,16 \times 10^{-5}$	m <sup>2</sup>
temperatura de entrada	T <sub>f</sub>	280	°C
pressão	p	$8,0 \times 10^6$	Pa
temperatura de saturação	T <sub>sat</sub>	294,97	°C
densidade, na entrada	ρ <sub>c</sub>	722,41	kg/m <sup>3</sup>
calor específico, na entrada	C <sub>pc</sub>	$5,621 \times 10^3$	J/kg°C
condutividade térmica, na entrada	k <sub>c</sub>	0,5538	W/m°C
viscosidade dinâmica, na entrada	μ	$8,781 \times 10^{-5}$	kg/m.s
entalpia, na entrada	h	$1,2360 \times 10^6$	J/kg
coeficiente de transferência de calor, na entrada	h <sub>ref</sub>	9931,6	W/m <sup>2</sup> °C

Em relação às velocidades das frentes de secamento e de remolhamento, foi observado que a primeira é de 3,25 cm/s, e a da segunda, de 24,66 cm/s, conforme a Fig. 39 a seguir.

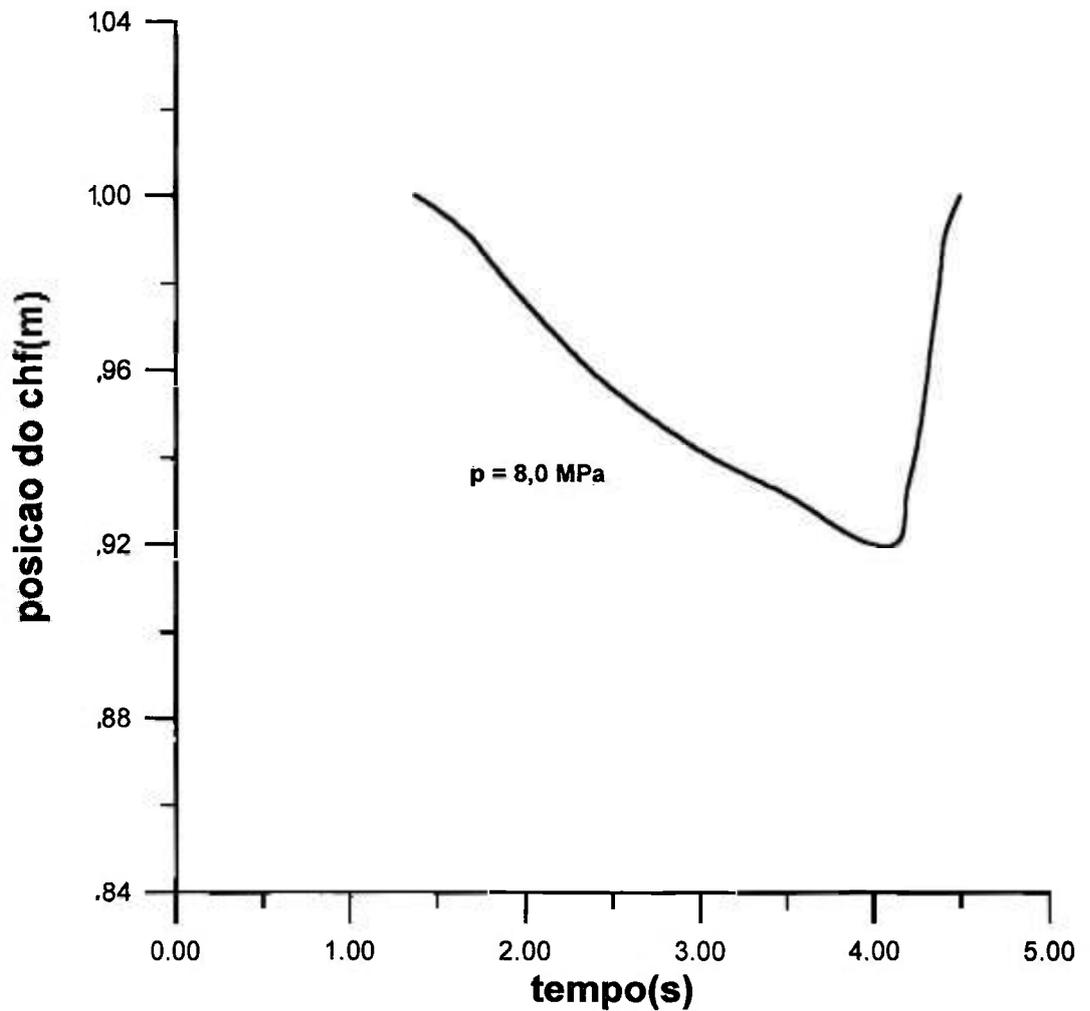


Figura 39. Evolução temporal das frentes de secamento e de remolhamento, para pressão do refrigerante de 8,0 MPa. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Comparada a resultados anteriores (item 5.3.2, Fig. 35) que analisam o mesmo transitório, porém a uma pressão de 13,5 MPa, observa-se que a redução de 40,7 % no valor desta variável, tem considerável influência na velocidade de remolhamento, que aumenta 936,1%. Há pouca influência sobre a velocidade de secamento que passou de 3,80 cm/s para 3,25 cm/s. Esta comparação está mostrada na Fig. 40 abaixo.

O atraso no tempo de início do CHF quando a pressão do refrigerante é de 8,0 MPa, passa a ser de 1,37 s contra 0,92 s para o caso de pressão igual a 13,5 MPa.

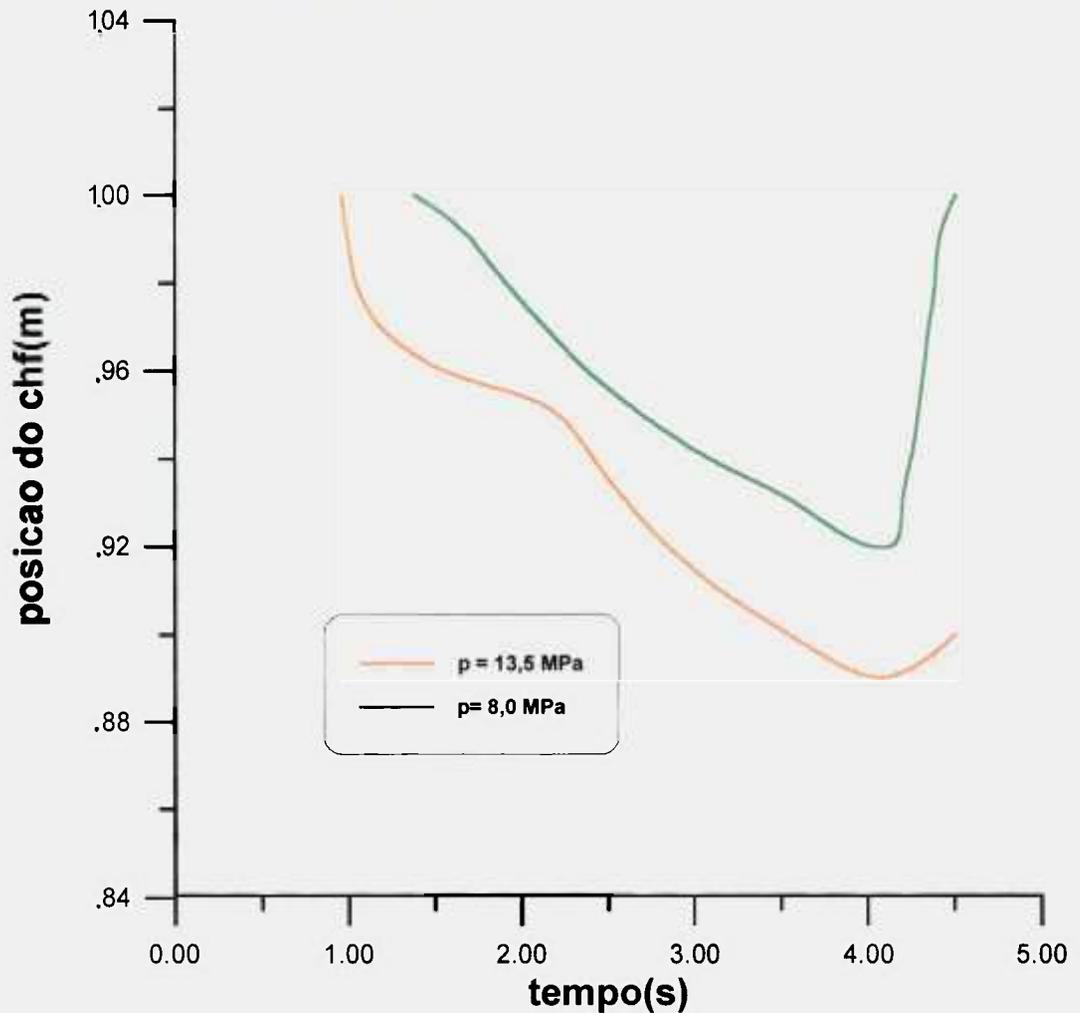


Figura 40. Influência da pressão nas velocidades das frentes de secamento e de remolhamento. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

Para o caso de pressão de refrigerante igual a 8,0 MPa, foi feita uma análise adicional, diminuindo-se em 20% a vazão de entrada do mesmo. A literatura indica que esta variável tem influência acentuada sobre a velocidade da frente de remolhamento para baixas pressões até 6,9 MPa. O teste foi feito para validação do modelo, já que não se encontram dados publicados para a pressão de interesse, de 13,5 MPa.

O resultado está mostrado na Fig. 41. E confirma a tendência citada. As alterações são menos sensíveis na velocidade do secamento, mas para uma

diminuição de 20% na vazão, a velocidade de remolhamento é reduzida de 29,5%, passando de 24,66 para 17,39 cm/s.

Mais uma vez observa-se um certo intervalo de tempo entre o início de transitório, quando ocorre o salto em degrau da potência elétrica, e o instante de ocorrência do CHF, pelos mesmos motivos já citados anteriormente. Este atraso é reduzido aumentando-se a pressão ou a vazão do refrigerante. Para pressão de 8,0 MPa, se a vazão passa de 0,04715 a 0,05389 kg/s, o tempo de retardamento para detecção do fenômeno é reduzido de 1,89 s a 1,37 s.

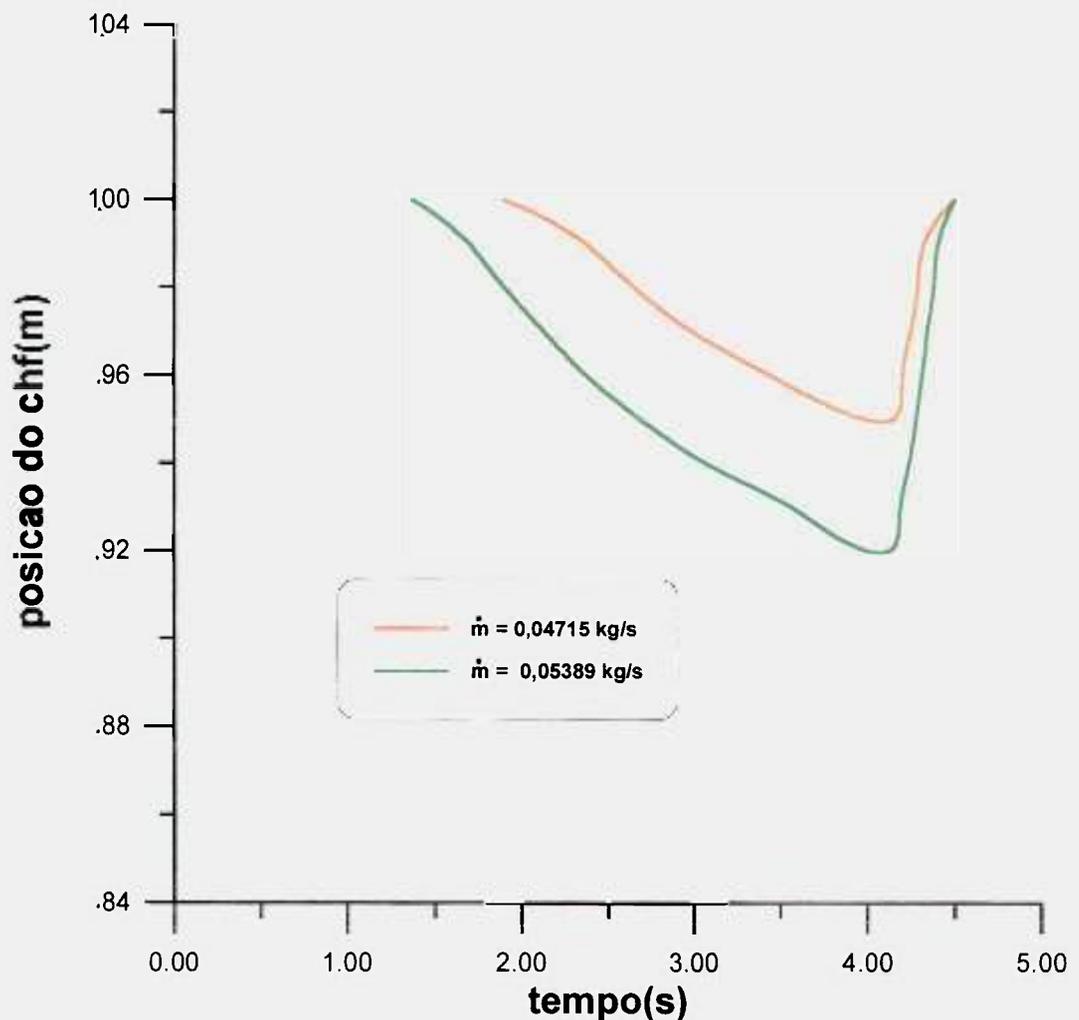


Figura 41. Influência da vazão na velocidade da frente de remolhamento, para pressão do refrigerante igual a 8,0 MPa. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

O fato de a velocidade de remolhamento ser alta (Fig.39), para a pressão de 8,0 MPa, faz com que algumas variáveis apresentem comportamento diverso daqueles apresentados nas Figuras 30 a 35, referentes a 13,5 MPa. Esta situação pode ser analisada a partir das figuras a seguir, que refletem a situação de pressão de 8,0 MPa e vazão não alterada.

O secamento ocorre, assim como o remolhamento, conforme foi indicado na Figura 39. Mas ocorria uma possível anomalia quando foi traçada, por exemplo, a evolução do fluxo superficial de calor com a altura do canal, para diversos intervalos de tempo (Fig. 42).

É possível se observar que, pouco antes do desligamento da potência elétrica ( $t = 4$  s) a vareta aquecida eletricamente opera praticamente em regime permanente. O fato a se estranhar é que, apesar de haver ocorrido CHF, estas curvas não indicam quedas acentuadas no fluxo de calor na superfície, em alturas próximas à extremidade da vareta, como no transitório equivalente (pressão de 13,5 MPa) e espelhado na Fig. 30. O único fato merecedor de registro, na Fig. 42, é que o nível de fluxo superficial cai bruscamente, após o desligamento ( $t = 4$  s) da potência elétrica. A condução axial é muito intensa neste caso, haja visto, principalmente, a alta velocidade de remolhamento. Isto faz com que as temperaturas superficiais praticamente fiquem inalteradas ao longo da altura, como mostrado acima.

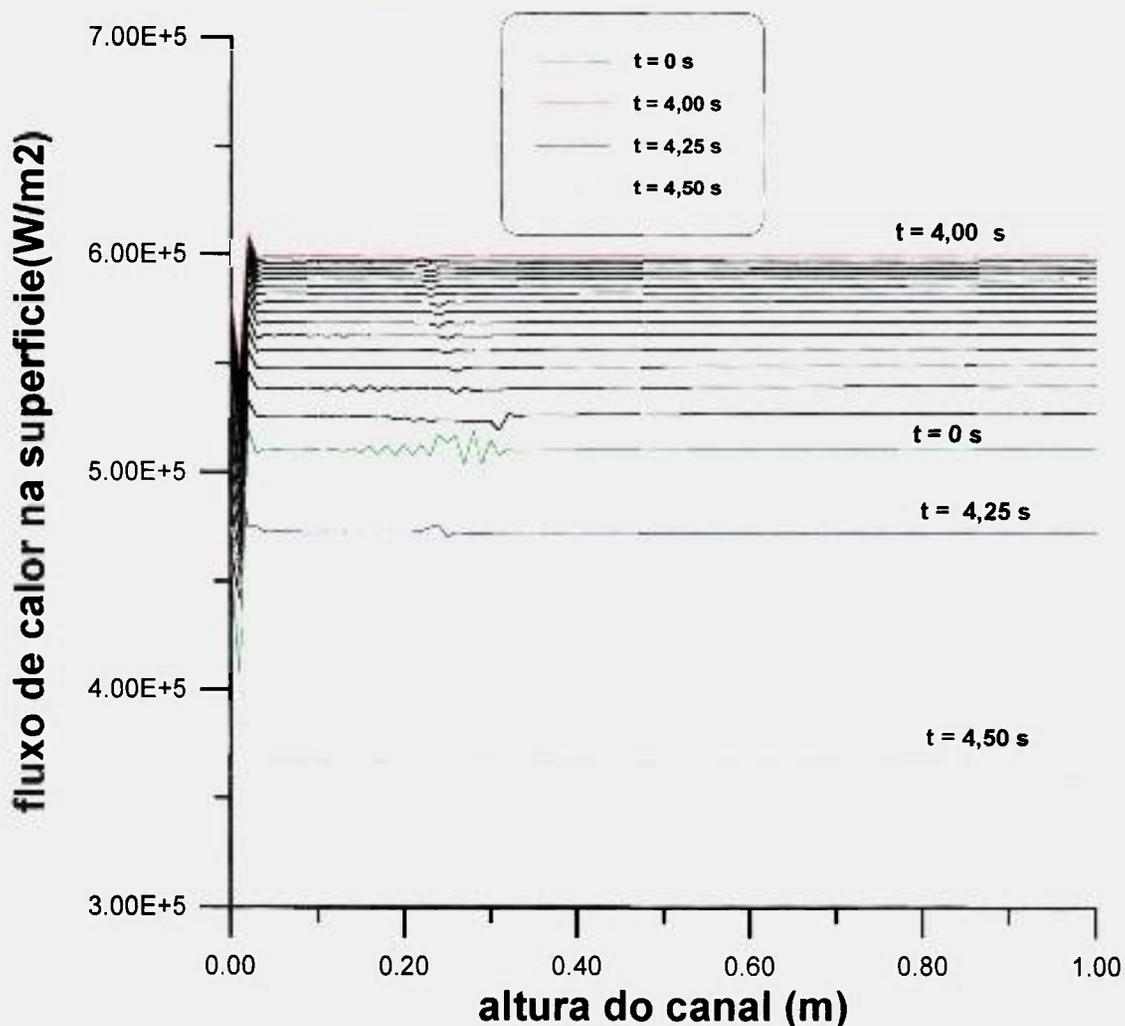


Figura 42. Fluxo de calor na superfície da vareta aquecida eletricamente em função da altura, para diversos instantes de tempo. (Pressão do refrigerante igual a 8,0 MPa. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%))

Para fundamentar a afirmação acima foi construído um gráfico (Fig. 43) onde se traçou a evolução temporal da temperatura de um único ponto superficial, escolhido à altura de 0,93 m. A escolha deste ponto deve-se à sua proximidade da saída do canal e ao fato de que durante o tempo total do transitório, por ele passam as duas frentes estudadas.

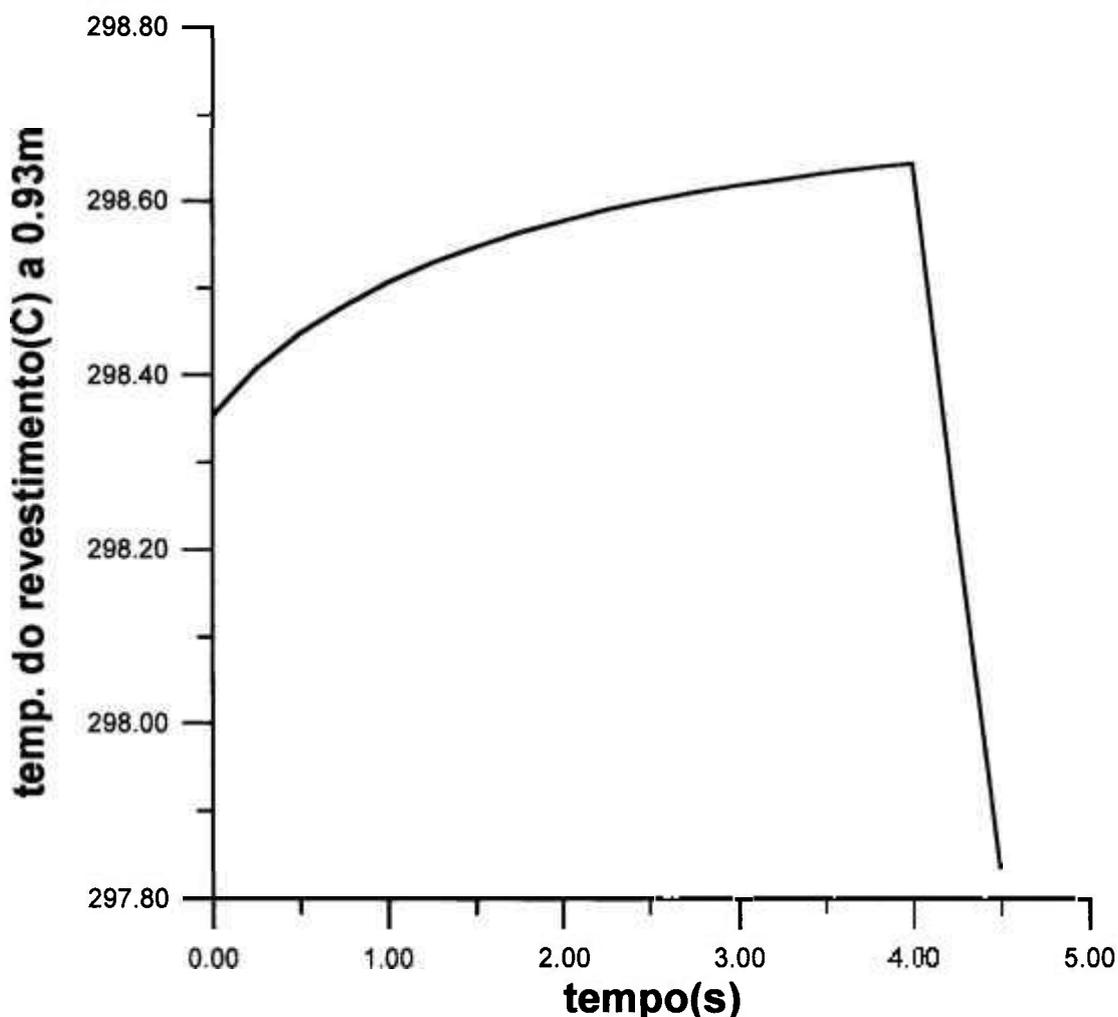


Figura 43. Evolução temporal da temperatura do revestimento, em ponto correspondente à altura de 0,93 m, à pressão do refrigerante igual a 8,0 MPa. (Transitório potência elétrica em degrau - 10%)

É notória a pequena variação de temperatura da parede durante o secamento: pouco mais de 0,2 °C. Durante o remolhamento ela varia aproximadamente 0,8 °C. São variações muito pequenas que ficam mascaradas em variáveis como a apresentada na Fig.42.

Em relação ao transitório analisado no item 5.3.2, de mesmas características do presente, porém a uma pressão de 13,5 MPa, é possível se

observar na Fig. 34, que à altura de 0,94 m, verifica-se um aquecimento aproximado de 35 °C/s, medido entre os instantes  $t = 2,00$  s e  $t = 4,00$  s. E que portanto, o gráfico do fluxo superficial de calor (Fig. 30) consegue detectar a queda. Ao passo que, na pressão de 8,0 MPa, este crescimento é de apenas 0,9 °C/s.

## 6. CONCLUSÕES

---

O principal objetivo do presente trabalho foi desenvolver um modelo capaz de acompanhar, de forma ágil e segura, processos de secamento e de remolhamento, durante transitórios de fluxo crítico de calor, em varetas aquecidas eletricamente. Com esta ferramenta é possível se fornecer subsídios para construção, monitoração e acompanhamento de transitórios em tais varetas, que são utilizadas para simular varetas de combustível nuclear, em laboratórios.

O programa computacional desenvolvido usa condução de calor bidimensional, uma vez que a condução axial é de fundamental importância no acompanhamento da propagação das frentes de secamento e de remolhamento. Apresenta execução rápida e simples em microcomputadores do tipo 486 DX4 ou superiores, permitindo obtenção de um grande volume de dados em curto espaço de tempo. Exige compiladores FORTRAN que usem memória estendida por usar matrizes de alta ordem, necessárias ao acompanhamento adequado da evolução das variações bruscas, que podem ocorrer nas diversas variáveis do problema. É capaz de analisar transitórios bastante severos, sem apresentar grandes problemas de instabilidade. Testes adicionais de balanço de energia são executados para validar o programa e não estão aqui mostrados.

A inclusão da condução axial induziu a uma maior dificuldade no acoplamento do conjunto de equações vareta-canal, uma vez que aquela que rege o comportamento da entalpia, resultante do balanço de energia no canal, é uma equação hiperbólica, fato que nem sempre proporciona convergência adequada das soluções.

O trabalho tem como princípio, o uso de correlações empíricas adequadas para cálculo de coeficiente de transferência de calor, em cada região da curva de ebulição, sem apresentar descontinuidades. O procedimento geral encontrado na literatura, é a fixação de um valor do coeficiente de transferência de calor para cada fase da referida curva. Uma vez escolhidas as correlações, contornou-se a junção das mesmas entre os pontos críticos de DNB e de Leidenfrost, através da transição sugerida por BJORNARD (1977). Problemas da transição entre a convecção forçada e a ebulição nucleada foram solucionados através da soma das correlações proposta por ROHSENOW (1961). Ao contrário do que se encontra na maior parte de publicações anteriores, a determinação das temperaturas no canal do refrigerante, o cálculo da temperatura superficial do revestimento e do fluxo de calor são efetuados através de um processo iterativo a cada volume de controle axial, já que estas variáveis são interdependentes.

A procura de parâmetros que apresentassem influência significativa sobre os processos em questão, mostrou que o efeito da vazão, sobretudo nas velocidades de propagação da frente de secamento está de acordo com as tendências citadas pelos demais autores: aumentos na vazão acarretam um aumento na velocidade de secamento, enquanto têm menor influência sobre o remolhamento. A segunda análise paramétrica efetuada indica uma forte influência da pressão sobre a propagação do remolhamento. A diminuição da pressão faz com que a velocidade desta frente apresente um aumento considerável, ainda que a temperatura da parede do revestimento sofra pequenas variações no seu valor, durante todo o procedimento. O mesmo não ocorre a altas pressões, quando o aumento desta temperatura, durante o secamento, é elevado. Pode-se concluir, principalmente, que os valores das velocidades das frentes em questão, assim como as taxas de aumento da temperatura do revestimento, são sensivelmente influenciados pelo tipo de transitório analisado. Em transientes onde se consideram degraus de potência elétrica, devido às resistências e capacidades térmicas da vareta provida de aquecimento elétrico indireto, o fluxo crítico de calor não ocorre imediatamente

após a imposição do degrau. Um certo tempo de retardamento é observado. Este tempo é diminuído pelo aumento da pressão ou da vazão do refrigerante.

Velocidades de aquecimento da parede do revestimento da ordem de  $10\text{ }^{\circ}\text{C/s}$  (MOSAAD, 1988), são citadas como válidas para acidentes de perda de refrigerante, e mudança do regime de ebulição nucleada para pelicular. Alguns pontos do revestimento, nos casos ora analisados, atingiram velocidades instantâneas bem superiores, que podem ir até  $118\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ , indicando que a parede do revestimento pode alcançar temperaturas próximas a  $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , em aproximadamente 7 s. Torna-se, então, recomendável que se estabeleça um mecanismo de controle eficaz, que detecte a ocorrência do fluxo crítico e possibilite o desligamento automático da potência elétrica, a fim de se evitar a danificação da seção de testes. Este procedimento torna a seção mais versátil e apta a efetuar análises em qualquer tipo de transitório de potência.

Como continuação do trabalho desenvolvido, pode-se sugerir:

- tratamento mais detalhado do refrigerante, em escoamento bifásico, uma vez que aqui foi adotado o modelo homogêneo;
- análise mais aprofundada da propagação da frente de remolhamento, para obtenção de um maior número de dados sobre este fenômeno.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- BJORNARD, T. A.; GRIFFITH, P. PWR blowdown heat transfer. In: Symposium on the thermal and hydraulics aspects of nuclear reactor safety, vol.1: Light Waters Reactors, pp. 17-39, 1977.
- BURGESS, M. H., BUTCHER, A. A. & SIDOLI, J.E. A., "The design of electrical heated pins to simulate transient dryout and post-dryout of water reactor fuel", Report AEEW M, 1558, 1978.
- CARAJILESCOV, P. Limits of the simulation of a nuclear fuel pin by an electrically heated rod, Anais do IV Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ABCM, pp 665-667, Rio de Janeiro, 1992.
- CARAJILESCOV, P., "Simulation for thermal behavior of nuclear fuel rod by electrically heated pin", Anais do VIII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 42. José dos Campos, SP, pp 333-36, 1985.
- CARLSON, R.W., "Spreading of critical heat flux region during testing for onset of critical heat flux", Ann. Nucl. Energy, vol 16, no. 2, pp. 49-62, 1989.
- CARPENTER, B. G., "Fuel rod simulator development", Proceedings of the International Symposium on Fuel Rods Simulators: development and applications. Mc. Culoch, R. W., Oak Ridge National Lab, 1981, CONF.801091.

- CUMO, M., "On the boundary heating conditions difference in the DNB in channels", vol 2, pp 747/766, Hemisphere Publ. Corp., 1977.
- EL-WAKIL, M.M., " Nuclear Heat Transport, International Textbook Company, New York, 1971.
- GRIFFITH, P., MOHAMED, J. A. & BROWN, D., "Dryout front modeling for rod bundles", Nucl. Engin. and Design, vol. 105, pp. 223-229, 1988.
- GROENEVELD, D. C.; GARDINER, S. R. M. Post- CHF heat transfer under forced convective conditions. In: Symposium on the thermal and hydraulics aspects of nuclear of nuclear reactor safety, vol.1: Light Waters Reactors, pp 43-73,1777.
- GUNNERSON,F.S. & YACKLE,T.R., "Quenching and rewetting of nuclear fuel rods", Nuclear Technology, vol. 54, pp 113-117, 1981.
- HAGAR, R.C. & HEDRICK, R.A.," PINSIM- MOD1: a nuclear fuel pin/electric fuel pin simulator transient analysis code", Sixth Water Reactor Safety Research Information Meeting, ORNL - WS - 1645 , 1975.
- HAGAR, R. C., "Limits on the experimental simulation of nuclear fuel rods response", Proceedings of the International Symposium on Fuel Rod Simulators: development and applications, Oak Ridge National Lab., 1981.
- HEWITT, G. F. "Mechanism and prediction of burnout". In: Kakaç, S. & Verizogly, T. N., "Two-phase flows and heat transfer, vol 2, pp 721-745. Hemisphere Publishing Corporation, 1977.

KALININ, E. K., BERLIN, I. I. & KOSTOUK, V.V. "Transition boiling heat transfer", in Advances in Heat Transfer, Academic Press, Inc., 1987.

KATTO, Y & YOKOYA, S., "Critical heat flux of forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes with special reference to very large length-to-diameter ratios", Int. J. Heat Mass Transfer, vol 30, nº 11, pp 2261-2269, 1987.

KITTO JR., J. B., " Critical heat flux and the limiting quality phenomenon", AIChE Symposium Series,no.199,vol. 76, pp. 57-78, 1980.

LEVI, S. "Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 10, pp. 951-965, 1967.

LIMA, R. De C. F. De, "Simulação do comportamento térmico de uma vareta de combustível nuclear através de uma vareta aquecida eletricamente", Dissertação de Mestrado, DEN-UFPE, 1984.

LIMA, R. De C. F. De & CARAJILESCOV, P., "Considerações sobre a utilização de varetas aquecidas eletricamente na simulação de varetas de combustível nuclear", Anais do IX Congresso de Engenharia Mecânica, Florianópolis, SC,pp 399 -402,1987.

MASLO, R. M. & HYER, F. K., "Híbrido simulation of a nuclear fuel and electric heated pin", Simulations of systems, Decker, I., North-Holland Publ. Co.,pp 795-803, 1976.

MCDONOUGH, J.B; MILICH, W. & KING, E. C. "An experimental study of partial film boiling region with water at elevated pressures in a round vertical tube", Chem. Eng. Prog. Symp., Ser. vol 57, n. 32.

MOSAAD, M. Subcooled boiling heat transfer to flowing water in a vertical tube. Tese de Doutorado, Technischen Universitaet Berlin , 1988.

OLEK, S., ZVIRIN, Y. & ELIAS, E., " Rewetting of rod surfaces by falling liquid film as a conjugate heat transfer problem", Int.J.Multiphase Flow, vol. 14, no. 1, pp. 13-33, 1988.

PARAMETRIC STUDY of CHF data, volume 2. A generalized subchannel CHF correlation for PWR and BWR fuel assemblies. Prepared for Electric Power Research Institut, California, 1983.

ROSEHNOW, W. M. & CHOI, H. Y., Heat, mass and momentum transfer, Prentice- Hall, Inc., 1961.

SILVA NETO, A. J. DA et alii. CRISTE - um subcódigo para o cálculo da distribuição axial, transiente, de temperaturas no canal de um reator PWR. Relatório interno PEN-132, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro , 1983.

SODA, K., "On- line s i m u l a t i o n of thermal characteristics of nuclear fuel rod by electrically heated rods", Journal of Nuclear Science and Technology, 13(9),pp. 523-26, 1976.

TONG, L. S., " Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non - uniform heat flux distribution", Journal of Nuclear Energy, vol. 21, pp. 241-248, 1967.

TONG, L.S. & WEISMAN, J. Thermal analysis of pressurized water reactors, American Nuclear Society, 1979.

TRAC-PF1. An advanced best-estimate computer program for pressurized water-reactor analysis. Safety Code Development Group Energy Division.

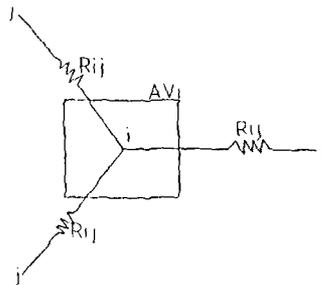
WITTE, L.C. & LIENHARD, J. H. "On the existence of two transition boiling curves", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 25, no. 6, pp 771-779, 1982.

YU, S.K.W., FARMER, P.R. & CONEY, M.W.E., " Methods and correlations for the prediction of quenching rates on hot surfaces", Int.J. Multiphase Flow, vol. 3, pp .415-448, 1977.

## APÊNDICE A

### DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES NA VARETA AQUECIDA ELETRICAMENTE

Para a obtenção das equações discretizadas, partiu-se da equação geral da condução de calor, bidimensional e transitória, usando-se a formulação das resistências e capacidades térmicas. Nela é possível considerar que cada nó  $i$  é ligado através de resistências térmicas, aos pontos adjacentes,  $j$ .



A energia interna do nó  $i$  em análise, pode ser escrita em termos do calor específico e da temperatura. Sua taxa de variação com o tempo é dada por:

$$\frac{\Delta E_i}{\Delta t} = \rho_i c_{pi} \Delta V_i \frac{T_i^{p+1} - T_i^p}{\Delta t}, \quad (A.1)$$

onde  $\Delta V_i$  é o volume de controle em torno do ponto nodal  $i$ .

Define-se a capacidade térmica como:

$$C_i = \rho_i c_{pi} \Delta V_i . \quad (\text{A.2})$$

Em regime transitório a taxa de escoamento de calor, no nó  $i$  é dada por:

$$\sum_j \frac{T_j^p - T_i^p}{R_{ij}} + q_i^m \Delta V_i = \rho_i c_{pi} \Delta V_i \frac{T_i^{p+1} - T_i^p}{\Delta t}, \quad (\text{A.3})$$

considerando-se uma formulação explícita. A formulação escolhida para solução do problema em estudo foi a implícita, e portanto a equação (A.3) resultante do balanço total de energia, no volume de controle, em torno do nó  $i$ , tem a forma abaixo:

$$\sum_j \frac{T_j^{p+1} - T_i^{p+1}}{R_{ij}} + q_i^m \Delta V_i = \rho_i c_{pi} \Delta V_i \frac{T_i^{p+1} - T_i^p}{\Delta t}, \quad (\text{A.4})$$

Esta discretização leva a um conjunto de equação algébricas, que devem ser resolvidas simultaneamente.

Em coordenadas cilíndricas, os volumes de controle são cilindros ocos, com paredes de espessura  $\Delta r$  e altura  $\Delta z$ . Portanto:

$$\Delta V_i = 2\pi r_i \Delta r \Delta z \quad (\text{A.5})$$

As expressões para as resistências térmicas são resultantes da forma de escrever a Lei de Fourier, unidimensional,

$$q = -k A \frac{dT}{dr}, \quad (\text{A.6})$$

como

$$q = \frac{\Delta T}{R}, \quad (\text{A.7})$$

onde  $R$  - é a resistência térmica de condução. Portanto:

$$R = \frac{\Delta r}{k A}. \quad (\text{A.8})$$

Nesta equação,  $\Delta r$  é a distância entre dois nós da malha discretizada,  $k$  a condutividade térmica do material e  $A$  a área normal à taxa de escoamento de calor.

Com estas considerações, as resistências térmicas, no sistema de coordenadas escolhido, estão indicadas a seguir, para as direções de interesse: radial e axial. Para a radial, sentido crescente, tem-se:

$$R_{\text{radial}}^+ = \frac{\Delta r}{2\pi k \Delta z (r + \Delta r / 2)} \quad (\text{A.9})$$

Para a direção radial, sentido de crescente, a resistência é dada por:

$$R_{\text{radial}}^- = \frac{\Delta r}{2\pi k \Delta z (r - \Delta r / 2)} \quad (\text{A.10})$$

Na direção axial:

$$R_{axial}^+ = R_{axial}^- = \frac{\Delta z}{2\pi r k \Delta r}, \quad (A.11)$$

pois as áreas normais ao escoamento de calor, são iguais, acima e abaixo do nó analisado. As áreas e o volume de controle usados estão representados na figura abaixo:

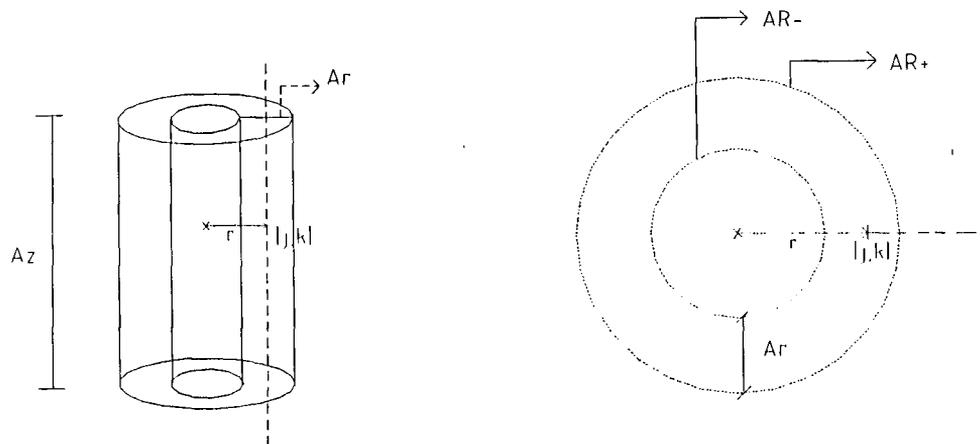


Figura A.1. Volume de controle e áreas de troca de calor, em torno do nó  $i$ .

Partindo-se da eq. (A.4), chega-se a:

$$T_i^{p+1} = \frac{T_i^p + \frac{\Delta t}{C_i} \left[ (q''')_i^{p+1} \Delta V_i + \sum_j \frac{T_j^{p+1}}{R_{ij}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_i} \sum_j \frac{1}{R_{ij}}}, \quad (A.12)$$

que é a equação nodal genérica que foi usada no programa computacional desenvolvido.

As regiões que devem ter maior atenção, para aplicação da equação acima, são as interfaces entre os diversos materiais que compõem a vareta aquecida eletricamente. Especial atenção também foi dada às condições de contorno externas.

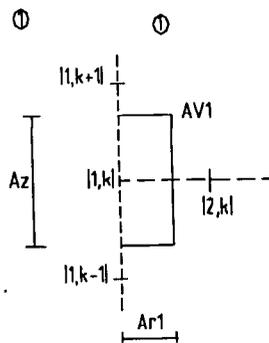
Axialmente, a vareta é termicamente isolada nas duas extremidades, em  $z = 0$  e  $z = H$ . Numericamente, o procedimento adotado foi o de se usar a equação (A. 12) para  $k = 2$  (contador axial) e com isto se calcular  $T(j, 2)$ ,  $\forall j$ . Depois se impôs  $T(j, 1) = T(j, 2)$ . O mesmo procedimento foi adotado no topo:

$$T(j, pp) = T(j, pp-1),$$

onde  $pp$  é o valor máximo do contador  $k$ .

A seguir são analisadas as interfaces.

**a) Ponto central do isolamento central ( $j = 1$ )**



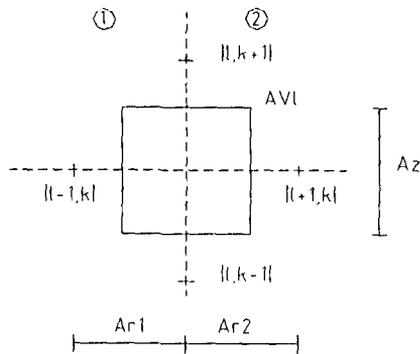
Como não há geração de calor nesta região:

$$T_{i,k}^{p+1} = \frac{T_{i,k}^p + \frac{\Delta t}{C_1} \left[ \frac{T_{2,k}^{p+1}}{R_{(1,k)(2,k)}} + \frac{T_{1,k-1}^{p+1}}{R_{(1,k)(1,k-1)}} + \frac{T_{1,k+1}^{p+1}}{R_{(1,k)(1,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_1} \left[ \frac{1}{R_{(1,k)(2,k)}} + \frac{1}{R_{(1,k)(1,k-1)}} + \frac{1}{R_{(1,k)(1,k+1)}} \right]} \quad (\text{A.13})$$

onde:  $\Delta V_1 = \pi \left[ \left( \frac{\Delta r}{2} \right)^2 \right] \Delta z,$

e  $C_1 = (\rho c_p)_1 \Delta V_1 / 2 .$

**b) Interface isolamento central - resistência (j = l)**



$$\Delta V_\ell = \pi \left[ r_\ell^2 - \left( r_\ell - \frac{\Delta r_1}{2} \right)^2 \right] \Delta z + \pi \left[ \left( r_\ell + \frac{\Delta r_2}{2} \right)^2 - r_\ell^2 \right] \Delta z \quad (\text{A.14})$$

$$C_\ell = (\overline{\rho c_p})_{12} \Delta V_\ell , \quad (\text{A.15})$$

onde  $C_\ell = (\overline{\rho c_p})_{12}$  é o valor médio do produto  $\rho c_p$  na interface considerada.

$$(\rho c_p)_{12} = \frac{(\rho c_p)_1 \Delta r_1 + (\rho c_p)_2 \Delta r_2}{\Delta r_1 + \Delta r_2} \quad (\text{A.16})$$

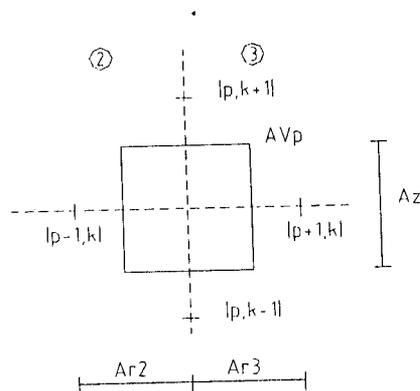
Neste ponto, a geração de calor ocorre apenas na parte do volume situado na resistência, ou seja, em

$$\Delta V_{\ell_2} = \pi \left[ \left( r_\ell + \frac{\Delta r_2}{2} \right)^2 - r_\ell^2 \right] \Delta z, \quad (\text{A.17})$$

logo:

$$T_{\ell,k}^{p+1} = \frac{T_{\ell,k}^p + \frac{\Delta t}{C_\ell} \left[ q''' \Delta V_{\ell_2} + \frac{T_{\ell-1,k}^{p+1}}{R_{(\ell,k)(\ell-1,k)}} + \frac{T_{\ell+1,k}^{p+1}}{R_{(\ell,k)(\ell+1,k)}} + \frac{T_{\ell,k-1}^{p+1}}{R_{(\ell,k)(\ell,k-1)}} + \frac{T_{\ell,k+1}^{p+1}}{R_{(\ell,k)(\ell,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_\ell} \left[ \frac{1}{R_{(\ell,k)(\ell-1,k)}} + \frac{1}{R_{(\ell,k)(\ell+1,k)}} + \frac{1}{R_{(\ell,k)(\ell,k-1)}} + \frac{1}{R_{(\ell,k)(\ell,k+1)}} \right]} \quad (\text{A.18})$$

### c) Interface resistência - isolamento externo (j = p)



$$\Delta V_p = \Delta V_{p2} + \Delta V_{p3}, \quad (\text{A.19})$$

sendo

$$\Delta V_{p2} = \pi \left[ r_p^2 - \left( r_p - \frac{\Delta r_2}{2} \right)^2 \right] \Delta z \quad (\text{A.20})$$

e

$$\Delta V_{p3} = \pi \left[ \left( r_p + \frac{\Delta r_3}{2} \right)^2 - r_p^2 \right] \Delta z$$

Em  $\Delta V_{p2}$ , é o local onde ocorre geração de calor. Portanto:

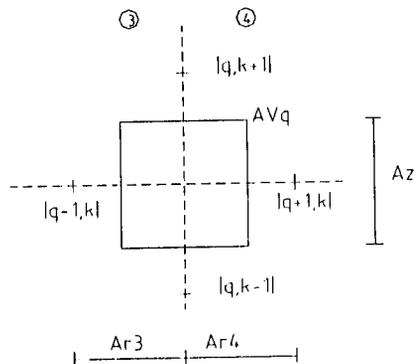
$$T_{p,k}^{p+1} = \frac{T_{p,k}^p + \frac{\Delta t}{C_p} \left[ q''' \Delta V_{p2} + \frac{T_{p-1,k}^{p+1}}{R_{(p,k)(p-1,k)}} + \frac{T_{p+1,k}^{p+1}}{R_{(p,k)(p+1,k)}} + \frac{T_{p,k-1}^{p+1}}{R_{(p,k)(p,k-1)}} + \frac{T_{p,k+1}^{p+1}}{R_{(p,k)(p,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_p} \left[ \frac{1}{R_{(p,k)(p-1,k)}} + \frac{1}{R_{(p,k)(p+1,k)}} + \frac{1}{R_{(p,k)(p,k-1)}} + \frac{1}{R_{(p,k)(p,k+1)}} \right]} \quad (\text{A.21})$$

sendo:

$$C_p = (\overline{\rho c_p})_{23} \Delta V_p \quad (\text{A.22})$$

$$e \quad (\overline{\rho c_p})_{23} = \frac{(\rho c_p)_2 \Delta r_2 + (\rho c_p)_3 \Delta r_3}{\Delta r_2 + \Delta r_3} \quad (\text{A.23})$$

**d) Interface isolamento externo - revestimento (j = q)**



$$\Delta V_q = \Delta V_{q3} + \Delta V_{q4}, \quad (\text{A.24})$$

sendo

$$\Delta V_{q3} = \pi \left[ r_q^2 - \left( r_q - \frac{\Delta r_3}{2} \right)^2 \right] \Delta z \quad (\text{A.25})$$

$$\Delta V_{q4} = \pi \left[ \left( r_q + \frac{\Delta r_4}{2} \right)^2 - r_q^2 \right] \Delta z \quad (\text{A.26})$$

Nesta região não há geração de calor. Além disso:

$$C_q = (\overline{\rho c_p})_{34} \Delta V_q \quad (\text{A.27})$$

$$e \quad (\overline{\rho c_p})_{34} = \frac{(\rho c_p)_3 \Delta r_3 + (\rho c_p)_4 \Delta r_4}{\Delta r_3 + \Delta r_4} \quad (\text{A.28})$$

Portanto:

$$T_{q,k}^{p+1} = \frac{T_{q,k}^p + \frac{\Delta t}{C_q} \left[ \frac{T_{q-1,k}^{p+1}}{R_{(q,k)(q-1,k)}} + \frac{T_{q+1,k}^{p+1}}{R_{(q,k)(q+1,k)}} + \frac{T_{q,k-1}^{p+1}}{R_{(q,k)(q,k-1)}} + \frac{T_{q,k+1}^{p+1}}{R_{(q,k)(q,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_q} \left[ \frac{1}{R_{(q,k)(q-1,k)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q+1,k)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q,k-1)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q,k+1)}} \right]}$$

(A.29)

### e) Interface revestimento - refrigerante (j = s)

Nesta interface (condição de contorno em  $r = R_4$ ) tem-se uma resistência térmica de forma diferente das citadas anteriormente. É a que liga o ponto do revestimento ao refrigerante. Trata-se de uma transferência de calor por convecção. Portanto esta resistência é do tipo

$$R_{4,ref} = \frac{1}{h_{ref(k)} A_4}, \quad (A.30)$$

$$e \quad A_4 = 2\pi R_4 \Delta z. \quad (A.31)$$

O volume de controle em torno do nó (s, k) é dado por:

$$\Delta V_s = \pi \left[ r_s^2 - \left( r_s - \frac{\Delta r_4}{2} \right)^2 \right] \Delta z, \quad (A.32)$$

e

$$C_s = (\rho c_p)_4 \Delta V_s. \quad (A.33)$$

Desta forma, neste ponto:

$$T_{s,k}^{p+1} = \frac{T_{s,k}^p + \frac{\Delta t}{C_s} \left[ \frac{T_{s-1,k}^{p+1}}{R_{(s,k)(s-1,k)}} + \frac{T_{ref(k)}^{p+1}}{R_{4,ref}} + \frac{T_{s,k-1}^{p+1}}{R_{(s,k)(s,k-1)}} + \frac{T_{s,k+1}^{p+1}}{R_{(s,k)(s,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_s} \left[ \frac{1}{R_{(s,k)(s-1,k)}} + \frac{1}{R_{4,ref}} + \frac{1}{R_{(s,k)(s,k-1)}} + \frac{1}{R_{(s,k)(s,k+1)}} \right]} \quad (A.34)$$

#### f) Exemplo de cálculo da resistência axial e nas diversas interface

Nestes locais, a resistência de condução axial é a resultante de duas, em paralelo, uma em cada material que compõe a interface considerada.

Por exemplo, para a interface isolamento central - resistência elétrica ( $j = l$ ), tem-se:

$$\frac{1}{R_{(l,k)(l,k+1)}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}, \quad (A.35)$$

onde  $R_1 = \frac{\Delta z}{2\pi k_1 r_\ell \Delta r_1 / 2}, \quad (A.36)$

e  $R_2 = \frac{\Delta z}{2\pi k_2 r_\ell \Delta r_2 / 2}, \quad (A.37)$

De acordo com as três equações acima, deduz-se que:

$$R_{(\ell,k)(\ell,k+1)} = \frac{\Delta z}{\pi r_\ell [k_1 \Delta r_1 + k_2 \Delta r_2]} \quad (\text{A.38})$$

Procedimentos inteiramente análogos devem ser tomados para as demais interfaces.

## APÊNDICE B

### DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DO CANAL DO REFRIGERANTE

A equação usada para análise do canal e indicada abaixo, (Eq. B.1), é resultante do balanço de energia para o refrigerante, no volume de controle representado a seguir.

$$\rho_f c_{pf} \frac{\partial T_f}{\partial t} + G c_{pf} \frac{\partial T_f}{\partial z} = \frac{q'' P}{A}, \quad (\text{B.1})$$

$$\rho_f \frac{\partial h_f}{\partial t} + G \frac{\partial h_f}{\partial z} = \frac{q'' P}{A} \quad (\text{B.2})$$

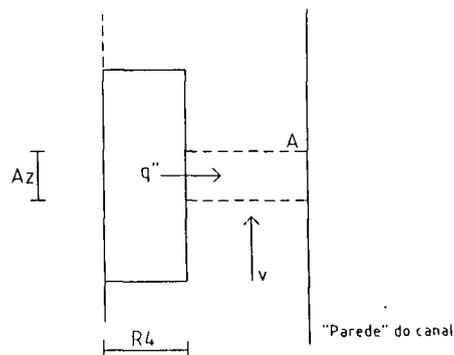


Figura B.1 - Volume de controle no canal.

$$T_{q,k}^{p+1} = \frac{T_{q,k}^p + \frac{\Delta t}{C_q} \left[ \frac{T_{q-1,k}^{p+1}}{R_{(q,k)(q-1,k)}} + \frac{T_{q+1,k}^{p+1}}{R_{(q,k)(q+1,k)}} + \frac{T_{q,k-1}^{p+1}}{R_{(q,k)(q,k-1)}} + \frac{T_{q,k+1}^{p+1}}{R_{(q,k)(q,k+1)}} \right]}{1 + \frac{\Delta t}{C_q} \left[ \frac{1}{R_{(q,k)(q-1,k)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q+1,k)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q,k-1)}} + \frac{1}{R_{(q,k)(q,k+1)}} \right]}$$

(A.29)

### e) Interface revestimento - refrigerante (j = s)

Nesta interface (condição de contorno em  $r = R_4$ ) tem-se uma resistência térmica de forma diferente das citadas anteriormente. É a que liga o ponto do revestimento ao refrigerante. Trata-se de uma transferência de calor por convecção. Portanto esta resistência é do tipo

$$R_{4,ref} = \frac{1}{h_{ref(k)} A_4}, \quad (A.30)$$

$$e \quad A_4 = 2\pi R_4 \Delta z. \quad (A.31)$$

O volume de controle em torno do nó (s, k) é dado por:

$$\Delta V_s = \pi \left[ r_s^2 - \left( r_s - \frac{\Delta r_4}{2} \right)^2 \right] \Delta z, \quad (A.32)$$

e

$$C_s = (\rho c_p)_4 \Delta V_s. \quad (A.33)$$

A equação (B.2) discretizada para uma altura qualquer caracterizada pelo contador k, resulta em:

$$\frac{h_k^{p+1} - h_k^p}{\Delta t} + v \frac{h_k^{p+1} - h_{k-1}^{p+1}}{\Delta z} = \frac{q_{\text{sup}}''(k)P}{A \rho_f} \quad (\text{B.3})$$

Dela é possível concluir que:

$$h_k^{p+1} = \frac{\frac{q_{\text{sup}}''(k)P \Delta z \Delta t}{A \rho_f c_{pf}} + \Delta z h_k^p + v \Delta t h_{k-1}^{p+1}}{\Delta z + v \Delta t} \quad (\text{B.4})$$