

**EMPRESAS NUCLEARES BRASILEIRAS – NUCLEBRÁS
CENTRO DE DESENVOLVIMENTO DA TECNOLOGIA NUCLEAR
DEPARTAMENTO DE TECNOLOGIA DE REATORES**

**ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA
DE REATORES A ÁGUA PRESSURIZADA**

Marcelo Antonio Veloso

NUCLEBRÁS/CDTN – 425/80

**Belo Horizonte – Brasil
janeiro 1980**

Este trabalho foi apresentado como Tese de Mestrado ao Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Universidade Federal de Minas Gerais em dezembro de 1978 e aprovado em novembro de 1979.

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES
Universidade Federal de Minas Gerais

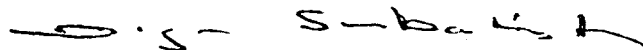
ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA
DE REATORES A ÁGUA PRESSURIZADA

Marcelo Antonio Veloso

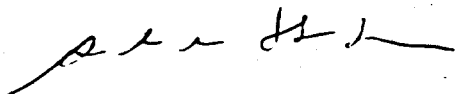
Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

Empresas Nucleares Brasileiras SA
Belo Horizonte-Brasil
dezembro-1978

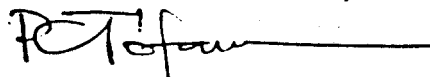
A presente tese, submetida à Comissão Examinadora abaixo assinada, foi aprovada para obtenção do grau de Mestre em Ciências no dia 30 de novembro de 1979.



Prof. Olga Cortes Rabelo Leão Simbalista
Orientador



Prof. Angela Menin Teixeira de Souza
Examinador



Dr. Paulo de Carvalho Tófani
Examinador

Este trabalho foi realizado
no Centro de Desenvolvimento
da Tecnologia Nuclear e
constituiu uma tarefa do pro
grama de atividades do De-
partamento de Tecnologia de
Reatores - NUCLEBRÁS.

Para Dôra
e Wanda

A G R A D E C I M E N T O S

Desejo expressar meu agradecimento às seguintes pessoas: à Eng. Olga Cortes Rabelo Leão Simbalista, por sua orientação segura, inestimável colaboração e críticas construtivas dos originais, sem as quais não teria sido possível a realização deste trabalho; ao Dr. Sebastião Carlos Valadão e Dr. Virgílio Mattos de Andrade e Silva, respectivamente, Superintendente Geral e Superintendente Técnico do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear da NUCLEBRÁS, e ao Dr. Ricardo Brant Pinheiro, Chefe do Departamento de Tecnologia de Reatores, por haverem permitido esta realização no âmbito do programa de trabalho do CDTN; especialmente ao Dr. Paulo de Carvalho Tófani, ex-Chefe do Grupo de Térmica a Água do Instituto de Pesquisas Radioativas, pela sugestão do assunto e informações técnicas que me foram valiosas; ao Prof. Milton Vieira Campos, coordenador do Curso de Ciências e Técnicas Nucleares da Universidade Federal de Minas Gerais, pelos auxílios prestados na utilização do Sistema B6700 do Centro de Computação da UFMG; à Ana Maria Gomes e Souza Alves pelo paciente trabalho de datilografia dos manuscritos; à Lenira Lúcia Santos Ferreira, Laura Martins da Costa e Maria Mabel de Menezes Scotti, pela eficiência na obtenção de documentação técnica; ao Milton Augusto Pena Oci Porfírio e Walter Euler Martins, pelo trabalho gráfico; à minha esposa, Fís. Maria Auxiliadora Fortini Veloso, por suas opiniões, leitura e críticas dos originais; e aos meus pais que de forma indireta, muito contribuíram para a realização deste trabalho.

Devo um agradecimento especial à Comissão Nacional de Energia Nuclear pela concessão de condições materiais, que foram de ajuda incalculável.

SUMÁRIO

	Página
RESUMO	1
ABSTRACT	3
UNIDADES	5
1- INTRODUÇÃO	7
2- FUNDAMENTOS TEÓRICOS	11
2-1 INTRODUÇÃO	11
2-2 MODELO MATEMÁTICO PARA O ESCOAMENTO DO FLUIDO	11
2-2.1 Suposições Básicas	12
2-2.2 Equações de Conservação	13
1) Equação da Continuidade	13
2) Equação da Energia	15
3) Equação do Momento Axial	20
4) Equação do Momento Transveral	25
2-3 MODELO MATEMÁTICO DE CONDUÇÃO TERMICA NO COMBUS TÍVEL	32
2-3.1 Suposições	33
2-3.2 Equações de Condução Térmica	33
2-4 CORRELAÇÕES EMPÍRICAS E SEMI-EMPÍRICAS PARA O FLUIDO	37
2-4.1 Fator de Fricção	37
1) Correlação de McAdams	38
2) Correlação de Miller	38
3) Correlações de Wantland	38
2-4.2 Multiplicador de Fricção Bifásico	39
1) Modelo Homogêneo	40
2) Modelo de Armand	40
3) Correlação de Levy	40
2-4.3 Queda de Pressão em Espaçadores	41
2-4.4 Fração de Vazio	42
1) Modelo Homogêneo	42
2) Modelo das Fases Separadas	42
3) Modelo de Armand	43

	Página	
2-4.5	Ebulição Subresfriada e Título de Vapor	43
	1) Início da Ebulição Subresfriada	45
	2) Início da Ebulição Subresfriada Completamen <u>te</u> Desenvolvida	47
	3) Título de Vapor	51
2-4.6	Mistura Turbulenta	52
2-5	CORRELAÇÕES EMPÍRICAS E SEMI-EMPÍRICAS PARA A VARETA COMBUSTÍVEL	54
2-5.1	Condutância da Folga Radial	55
	1) Condutância Através do Gás Interfacial	55
	2) Condutância Através dos Pontos de Contato	59
	3) Condutância por Radiação Térmica	62
2-5.2	Propriedade dos Gases	63
	1) Viscosidade	63
	2) Condutividade Térmica	64
	3) Coeficiente de Acomodação Térmica	65
2-5.3	Distância de Salto da Temperatura	65
	1) Equação de Kennard	66
	2) Equação do GAPCON	66
	3) Equação de Lloyd	67
2-5.4	Pressão Interna da Vareta	67
2-5.5	Pressão Interfacial	70
2-5.6	Depressão do Fluxo	71
2-5.7	Propriedades do Combustível	73
	1) Expansão Térmica	73
	2) Relocação	76
	3) Densificação	78
	4) Inchamento	79
	5) Condutividade	80
2-5.8	Propriedades do Revestimento	83
	1) Expansão Térmica	83
	2) Deflexão Elástica	83
2-5.9	Gases de Fissão	84

	Página
1) Geração de Gases de Fissão	84
2) Liberação de Gases de Fissão	85
2-6 LIMITAÇÕES TÉRMICAS E HIDRÁULICAS DE PROJETO DE UM NÚCLEO DE REATOR	89
2-6.1 Critérios Básicos	89
1) Afastamento da Ebulição Nucleada	89
2) Temperatura do Combustível	90
3) Pressão Interna das Varetas	90
4) Tensões no Revestimento	90
5) Refrigeração do Núcleo	90
6) Estabilidade Hidrodinâmica	91
2-6.2 Conceitos de Canal Quente e Ponto Quente	91
2-6.3 Fatores de Canal Quente	91
1) Fator de Canal Quente para o Fluxo de Calor	92
2) Fator de Canal Quente para o Aumento de Entalpia	94
2-6.4 Razão de Afastamento da Ebulição Nucleada	96
2-6.5 Fluxo de Calor Crítico	97
1) Correlação W-3	98
2) Correlação B&W-2	101
3- CÓDIGOS DIGITAIS PARA A ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA DO NÚCLEO DE REATORES REFRIGERADOS A ÁGUA	105
3-1 INTRODUÇÃO	105
3-2 CÓDIGOS PARA O REFRIGERANTE	106
3-3 CÓDIGOS PARA O COMBUSTÍVEL	108
3-4 PROGRAMA PARA ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA DE REATORES A ÁGUA	109
3-4.1 Características Gerais	110
3-4.2 Equações do Modelo Matemático do Fluido	111
1) Equação da Continuidade	111
2) Equação da Energia	111
3) Equação do Momento Axial	111
4) Equação do Momento Transversal	111

	Página	
3-4.3	Generalização das Equações	112
3-4.4	Método de Solução das Equações	115
	1) Equação da Continuidade	116
	2) Equação da Energia	116
	3) Equação do Momento Axial	117
	4) Equação do Momento Transversal	117
3-4.5	Procedimento Numérico	120
3-4.6	Transferência de Calor nas Varetas Combustíveis	121
3-4.7	Esquematização do Programa PANTERA	122
3-4.8	Principais Subprogramas	126
	1) Subrotina SCHEME (JUMP)	126
	2) Subrotina TEMP	126
	3) Subrotina GAPCON	129
	4) Subrotina DIFFER	129
	5) Subrotina DIVERT	129
3-4.9	Outros Subprogramas	130
3-4.10	Capacidade de Cálculo	132
4-	AVALIAÇÃO DO CÓDIGO PANTERA	135
4-1	INTRODUÇÃO	135
4-2	EFEITOS DOS PARÂMETROS EMPÍRICOS SOBRE AS DISTRIBUIÇÕES DE ENTALPIA E VAZÃO EM FEIXES DE VARETAS	135
4-2.1	Feixe de 49 Varetas	135
	1) Características Gerais do Feixe	136
	2) Parâmetros de Entrada	136
	3) Condições de Operação	137
	4) Análise dos Resultados	137
4-2.2	Dois Subcanais Adjacentes	146
	1) Características Gerais da Seção de Testes	146
	2) Parâmetros de Entrada	146
	3) Condições de Operação	147
	4) Análise dos Resultados	147

	Página	
4-2.3	Feixe AB/CNEN	150
	1) Características Gerais do Feixe	150
	2) Parâmetros de Entrada	152
	3) Condições de Operação	153
	4) Análise dos Resultados	155
4-3	TESTES PARA O FLUXO DE CALOR CRÍTICO	160
4-3.1	Testes da Westinghouse	160
	1) Características Gerais da Seção de Testes	161
	2) Parâmetros de Entrada	162
	3) Análise dos Resultados	163
4-3.2	Testes de Westinghouse-Columbia	168
	1) Características Gerais da Seção de Testes	168
	2) Parâmetros de Entrada	173
	3) Análise dos Resultados	175
4-3.3	Testes de Babcock & Wilcox	178
	1) Características Gerais da Seção de Testes	178
	2) Parâmetros de Entrada	181
	3) Análise dos Resultados	181
4-4	TESTE DO MODELO DE CONDUÇÃO TÉRMICA DO COMBUS- TÍVEL	184
4-4.1	Características da Vareta Combustível	184
4-4.2	Parâmetros de Entrada	185
4-4.3	Comparação dos Resultados	187
4-5	CONCLUSÕES	189
5-	CÁLCULOS TERMO-HIDRÁULICOS DO NÚCLEO DO REATOR INDIAN-POINT, UNIDADE Nº 2, COM O CÓDIGO PAN- TERA	193
5-1	INTRODUÇÃO	193
5-2	CARACTERÍSTICAS GERAIS DO NÚCLEO DO INDIAN- POINT II	194
5-2.1	Características de Projeto	194
5-2.2	Parâmetros Térmicos e Hidráulicos	195
5-3	DISTRIBUIÇÕES DE POTÊNCIA	195

	Página	
5-3.1	Distribuição Radial de Potência do Núcleo	195
5-3.2	Distribuição Radial de Potência do Feixe Quente	196
5-3.3	Distribuição Axial de Potência	197
5-4	DADOS PARA OS SUBCANAIS E VARETAS	200
5-4.1	Dados para Subcanais	201
	1) Área de Escoamento	201
	2) Perímetro Aquecido	202
	3) Perímetro Molhado	203
	4) Fronteira entre Subcanais Adjacentes	203
5-4.2	Dados para as Varetas	204
	1) Diâmetro	204
	2) Potência Relativa	205
	3) Potência da Vareta para o Subcanal Adjacente	205
5-5	CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO	206
5-5.1	Fluxo Médio de Calor	206
5-2.2	Velocidade de Massa	207
5-5.3	Pressão do Sistema e Temperatura de Entrada do Refrigerante	207
5-6	GRADES ESPAÇADORAS	207
5-7	CORRELAÇÕES E MODELOS UTILIZADOS	211
5-7.1	Fator de Fricção Monofásico	211
5-7.2	Multiplicador de Fricção Bifásico	212
5-7.3	Vazio Subresfriado	212
5-6.4	Fração de Vazio	212
5-7.5	Coefficiente de Transferência de Calor	213
5-7.6	Mistura Turbulenta	213
5-7.7	Fluxo de Calor Crítico	214
5-8	PARÂMETROS DE CÁLCULOS	214
5-9	APLICAÇÃO DOS FATORES DE CANAL QUENTE	215
5-9.1	Potência Relativa das Varetas	215
5-9.2	Fator de Potência das Varetas para o Subcanal Adjacente	216

	Página	
5-10	DADOS DE ENTRADA DO CÓDIGO PANTERA	218
5-11	APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS	218
5-11.1	Resultados de Cálculo	218
5-11.2	Coefficiente de Mistura Turbulenta	220
5-11.3	Evoluções de Entalpia e Velocidade de Massa	223
5-11.4	Evoluções de Temperatura	225
5-11.5	Avaliação dos Fatores de Canal Quente	229
5-11.6	Comparação com os Dados de Projeto	232
5-12	CONCLUSÃO	233
6-	CONCLUSÕES	235
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	239
	APÊNDICE	247

R E S U M O

O programa digital PANTERA destina-se à análise termo-hidráulica do núcleo de reatores a água pressurizada (PWR). Ele resulta de modificações no código COBRA-IIIC, pela introdução de um novo modelo de condução térmica para as varetas combustíveis. Os resultados calculados pelo programa são comparados com dados experimentais obtidos de feixes de varetas, simulando condições de reatores. A validade do novo modelo térmico é também investigada. O programa PANTERA, através de um procedimento simplificado de cálculo, é utilizado para a análise termo-hidráulica do núcleo do reator Indian Point, Unidade nº 2, em condições estacionárias. Os resultados são discutidos e comparados com os dados de projeto.

A B S T R A C T

The computer program PANTERA is applied in the thermo-hydraulic analysis of Pressurized Water Reactor Cores (PWR). It is a version of COBRA-IIIC in which a new thermal conduction model for fuel rods was introduced. The results calculated by this program are compared with experimental data obtained from bundles of fuel rods, simulating reactor conditions. The validity of the new thermal model is checked too. The PANTERA code, through a simplified procedure of calculation, is used in the thermo-hydraulic analysis of Indian Point, Unit 2, reactor core, in stationary conditions. The results are discussed and compared with design data.

UNIDADES

Como o programa digital, tomado como base para o desenvolvimento do presente trabalho, e as principais referências bibliográficas utilizam o Sistema Britânico de Unidades, tal sistema será adotado no decorrer desta apresentação. Isto tornará mais fácil o problema da programação digital, preparação de dados e a análise e comparação dos resultados calculados. Entretanto, as unidades do Sistema Britânico poderão ser convertidas ao Sistema Internacional mediante a utilização dos fatores de conversão apresentados abaixo:

GRANDEZA	SISTEMA BRITÂNICO/SISTEMA INTERNACIONAL		FATOR
Calor Específico	Btu/lb-°F	kJ/kg-°C	4,186
Comprimento	ft	m	0,3048
Condutância Térmica	Btu/h-ft ² -°F	W/m ² -°C	5,6783
Condutividade Térmica	Btu/h-ft-°F	W/m-°C	1,7307
Densidade	lb/ft ³	kg/m ³	16,018
Energia	Btu	J	1,0548x10 ³
Entalpia Específica	Btu/lb	kJ/kg	2,3256
Fluxo de Calor	Btu/h-ft ²	W/m ²	3,1546
Massa	lb	kg	0,45359
Potência	Btu/s	W	1,0548x10 ³
Pressão	psi	N/m ²	6,8947x10 ³
Tensão Superficial	lb _f /ft	N/m	14,594
Vazão de Massa	lb/s	kg/s	0,45359
Velocidade de Massa	lb/h-ft ²	kg/m ² -s	1,3562x10 ⁻³
Viscosidade	lb/h-ft	kg/m-s	4,1338x10 ⁻⁴

1 - INTRODUÇÃO

Para estabelecer os limites de segurança da operação de uma central nuclear, o comportamento da transferência de calor relacionada ao escoamento do fluido refrigerante nos feixes de varetas de combustível nuclear deve ser bem conhecido para todas as condições normais e anormais de operação. As maiores limitações na operação de um reator refrigerado a água são impostas pela máxima capacidade de remoção de calor, de modo a evitar a ocorrência de fluxos de calor crítico (DNB) e altas temperaturas no combustível.

Sempre que possível, as informações sobre o comportamento termo-hidráulico do refrigerante são obtidas a partir de experiências utilizando feixes de varetas, eletricamente aquecidas, para simular condições de operação de reatores. Parâmetros típicos, tais como distribuições de entalpia e vazão de massa, fluxo de calor crítico podem ser obtidos destas experiências, sob condições pré-estabelecidas. Entretanto, algumas condições de operação estacionárias e transitórias não podem ser simuladas em laboratórios em escalas reais. Então, técnicas analíticas são utilizadas para estender os resultados experimentais obtidos de feixes a núcleos de reatores.

Nos últimos anos tem-se desenvolvido técnicas analíticas que permitem a análise do comportamento do refrigerante em feixes de varetas aquecidas. Em tais técnicas, o feixe, percorrido axialmente pelo fluido refrigerante, é dividido em um certo número de subcanais paralelos e abertos lateralmente de modo que a mistura entre eles é permitida. As equações de conservação da massa, energia e momento, aplicadas a estes subcanais, são resolvidas simultaneamente por métodos numéricos computacionais para a obtenção das distribuições axiais e radiais de entalpia e vazão de massa do fluido refrigerante. Este tipo de procedimento é geralmente descrito como "análise por subcanais" e os programas de computadores digitais que im

plementam tal procedimento como "códigos de subcanais". Os códigos COBRA^(1,2,3,4), THINC^(5,6) e HAMBO⁽⁷⁾ são exemplos de códigos de subcanais. Apesar destes terem sido escritos independentemente, seus modelos matemáticos são, basicamente, os mesmos.

Paralelamente aos códigos de cálculo para o refrigerante, existem os códigos que analisam o comportamento de uma vareta de combustível nuclear sob as mais diversas condições de potência e tempo de irradiação. Nestes códigos, as equações de transporte de calor são resolvidas por métodos numéricos para obtenção das distribuições axial e radial de temperatura da vareta. O conhecimento das distribuições de temperaturas nas varetas é importante porque o bom desempenho do núcleo do reator depende da integridade física do combustível e revestimento. Níveis de potência que levam a temperaturas excessivamente altas nas varetas devem ser evitados. Os códigos GAPCON-THERMAL^(8,9,10), THERMO⁽¹¹⁾ e NUSTEP⁽¹²⁾ são exemplos de códigos destinados à análise do comportamento térmico de varetas de combustível.

Seria desejável que se dispusesse de um código digital que se prestasse, simultaneamente, à análise do comportamento termo-hidráulico do fluido refrigerante e ao cálculo das distribuições de temperaturas das varetas do núcleo do reator sob quaisquer condições de operação estacionárias ou transitórias.

O objetivo deste trabalho consistiu em desenvolver um programa de computador digital destinado à análise termo-hidráulica de núcleos de reatores. Este programa, cognominado PANTERA (Programa de Análise Termo-hidráulica de Reatores a Água), contém toda a capacidade de análise de subcanais do COBRA-IIIC⁽⁴⁾, bem como a capacidade de cálculo das temperaturas da vareta combustível do GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾. Os códigos COBRA-IIIC e GAPCON-THERMAL-2 foram escolhidos como base para o PANTERA devido às suas flexibilidades e a seus modelos de cálculos já largamente testados.

A confiabilidade do código PANTERA para cálculos termo-hidráulicos estacionários de feixes de varetas foi verificada através da comparação entre resultados calculados e dados experimentais disponíveis. O modelo transitório do programa não foi considerado neste trabalho. Os resultados fornecidos pelo modelo térmico do combustível foram comparados com aqueles calculados com o código GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ para uma mesma vareta exemplo, considerando vários níveis de potência linear e um longo período de irradiação.

Finalmente, utilizou-se o código PANTERA para os cálculos termo-hidráulicos do núcleo do reator Indian Point, Unidade 2, em condições no início da vida, seguindo um esquema de cálculo semelhante ao desenvolvido no Massachusetts Institute of Technology⁽¹³⁾.

2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2-1 INTRODUÇÃO

Para analisar o comportamento térmico e hidráulico do núcleo de um reator refrigerado e moderado a água é necessário resolver um conjunto de equações diferenciais, representando as equações de conservação da massa, energia e momento. A solução deste sistema de equações somente se torna possível, quando suposições simplificativas são adotadas no modelo físico que descreve o sistema. Além destas aproximações, certos fenômenos precisam ser considerados nos cálculos por meio de correlações empíricas ou semi-empíricas, ainda não perfeitamente estabelecidas.

Este capítulo destina-se à introdução dos fundamentos teóricos comuns à maioria dos códigos de análise por subcanais e de temperatura do combustível nuclear. Os detalhes omitidos nesta descrição, principalmente na apresentação das correlações empíricas e semi-empíricas, poderão ser encontrados nas referências bibliográficas.

2-2 MODELO MATEMÁTICO PARA O ESCOAMENTO DO FLUIDO

A aproximação básica usada no presente modelo matemático é a divisão do feixe de varetas em subcanais de escoamento, como mostra a Figura 2-1.

Cada subcanal do feixe é dividido em um certo número de segmentos axiais e as equações diferenciais simultâneas, representando as equações de conservação da massa, energia e momento, são derivadas para os volumes de controle definidos por cada segmento axial. Com suposições adequadas para as misturas laterais entre os subcanais adjacentes, o modelo matemático pode ser desenvolvido para descrever as distribuições de entalpia e vazão de massa nos subcanais do feixe.

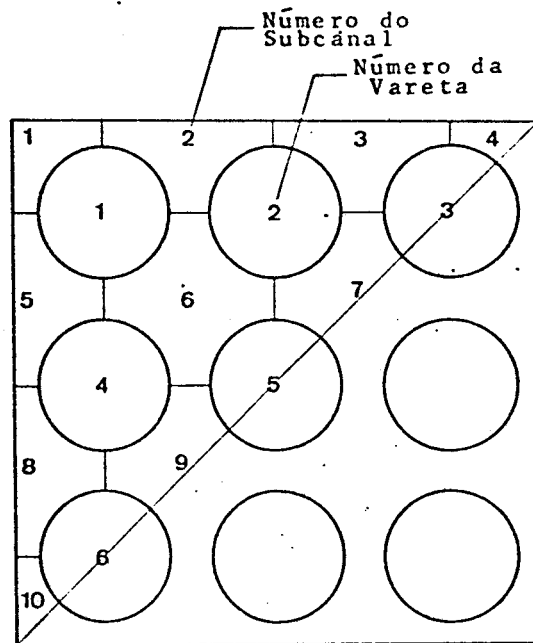


Figura 2-1 Seção transversal de um feixe de 9 varetas

2-2.1 Suposições Básicas

Várias suposições são necessárias para o desenvolvimento das equações do modelo matemático para o escoamento do fluido. Neste trabalho admite-se que ⁽¹⁴⁾:

- 1) Durante a ebulição, o escoamento do fluido em cada subcanal é uni-dimensional, bifásico e as fases líquida e vapor podem deslizar separadamente uma sobre a outra.
- 2) A densidade do fluido é especificada em função da entalpia, pressão, vazão, posição e tempo.
- 3) Os subcanais são acoplados por dois tipos de misturas. O primeiro é uma mistura turbulenta que não causa nenhuma redistribuição de massa. O segundo é uma mistura transversal que resulta de uma redistribuição de fluido, que pode ocorrer artificialmente devida a obstáculos nos subcanais ou, naturalmente, devida a gradientes radiais de pressão dentro do feixe.

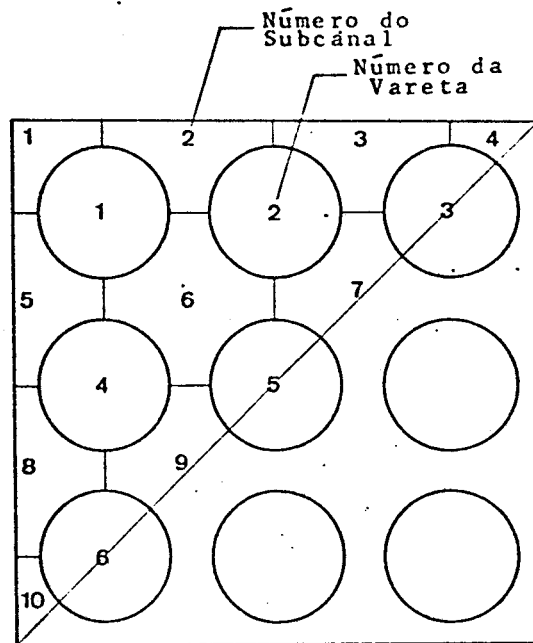


Figura 2-1 Seção transversal de um feixe de 9 varetas

2-2.1 Suposições Básicas

Várias suposições são necessárias para o desenvolvimento das equações do modelo matemático para o escoamento do fluido. Neste trabalho admite-se que ⁽¹⁴⁾:

- 1) Durante a ebulição, o escoamento do fluido em cada subcanal é uni-dimensional, bifásico e as fases líquida e vapor podem deslizar separadamente uma sobre a outra.
- 2) A densidade do fluido é especificada em função da entalpia, pressão, vazão, posição e tempo.
- 3) Os subcanais são acoplados por dois tipos de misturas. O primeiro é uma mistura turbulenta que não causa nenhuma redistribuição de massa. O segundo é uma mistura transversal que resulta de uma redistribuição de fluido, que pode ocorrer artificialmente devida a obstáculos nos subcanais ou, naturalmente, devida a gradientes radiais de pressão dentro do feixe.

- 4) A velocidade do escoamento transversal é pequena comparada à velocidade axial.
- 5) Os fenômenos que se propagam com velocidade sônica são ignorados.

A validade destas suposições é discutida na Referência 15.

2-2.2 Equações de Conservação

As equações do modelo matemático do escoamento podem ser derivadas considerando as suposições anteriores e aplicando as equações gerais de conservação da massa, energia e momento a um volume de controle de um subcanal arbitrário (i) em conexão com outro subcanal arbitrário (j).

1) Equação da Continuidade

Pela conservação da massa no volume de controle da Figura 2-2, tem-se:

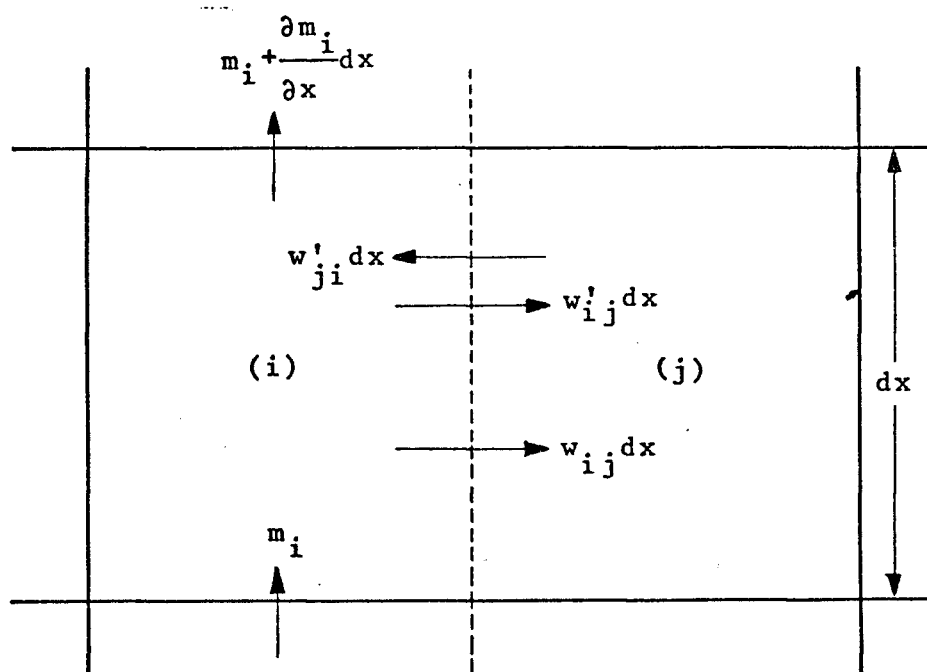


Figura 2-2 Conservação da massa

$$m_i - (m_i + \frac{\partial m_i}{\partial x} dx) - w'_{ij} dx + w'_{ji} dx - w_{ij} dx = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_i A_i dx) \quad (2-1)$$

onde

m_i : vazão de massa do subcanal (i),

w'_{ij} : vazão de massa por unidade de comprimento, entre os subcanais (i) e (j), devida à turbulência do escoamento.

w_{ij} : vazão de massa por unidade de comprimento, entre os subcanais (i) e (j), devida à redistribuição de vazão,

ρ_i : densidade do fluido no subcanal (i),

A_i : área de escoamento do subcanal (i).

A densidade do fluido é dada pela equação da densidade bifásica:

$$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f \quad (2-2)$$

onde $\alpha = A_g/A$ é a fração de vazio, e os subscritos f e g referem-se às fases líquida e vapor, respectivamente.

Supondo que a vazão transversal turbulenta não causa redistribuição de vazão $w'_{ij} = w'_{ji}$ e que $\partial A/\partial t = 0$,

$$A_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial m_i}{\partial x} = - w_{ij} \quad (2-3)$$

Supõe-se que a vazão transversal devida à redistribuição de vazão ou vazão transversal de desvio, w_{ij} , é positiva quando a diversão do escoamento se dá no sentido do subcanal (i) para o subcanal (j). A derivada temporal da densidade representa as variações no escoamento causadas pela expansão ou compressão do fluido.

Se existe mais de um subcanal adjacente, os termos de acoplamento são somados para todos estes subcanais:

$$A_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial m_i}{\partial x} = - \sum_{j=1}^N w_{ij} \quad (2-4)$$

2) Equação da Energia

Aplicando a conservação da energia no volume de controle da Figura 2-3, obtém-se:

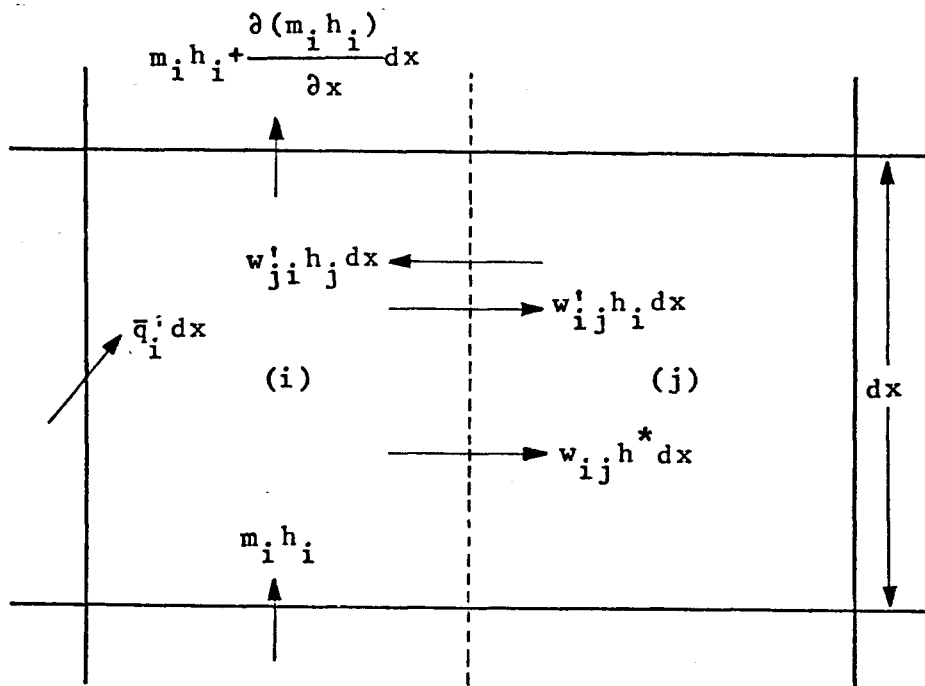


Figura 2-3 Conservação da Energia

$$m_i h_i - (m_i h_i + \frac{\partial}{\partial x} m_i h_i dx) + w'_{ji} h_j dx - w'_{ij} h_i dx - w_{ij} h^* dx + \bar{q}'_i dx = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_i^n A_i u_i) dx \quad (2-5)$$

onde

h : entalpia do fluido no subcanal (i),

$\overset{*}{h}$: entalpia transportada pela vazão transversal de desvio,

\bar{q}'_i : calor adicionado por unidade de comprimento ao subcanal (i),

ρ''_i : densidade efetiva para o transporte de entalpia no subcanal (i),

u_i : energia interna específica do subcanal (i).

Simplificando a Equação (2-5), tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho''_i u_i A_i) + \frac{\partial}{\partial x} (m_i h_i) = \bar{q}'_i + (h_j - h_i) w'_{ij} - w_{ij} \overset{*}{h} \quad (2-6)$$

A partir da definição de energia interna,

$$\rho'' u = \rho'' h - p, \quad (2-7)$$

onde p é a pressão do sistema. Substituindo isto na Equação (2-6) e considerando $\partial A / \partial t = 0$,

$$A_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho''_i h_i) + \frac{\partial}{\partial x} (m_i h_i) = \bar{q}'_i + (h_j - h_i) w'_{ij} - w_{ij} \overset{*}{h} + A_i \frac{\partial p_i}{\partial t}. \quad (2-8)$$

Usando a equação da continuidade e desprezando os efeitos que se propagam com velocidade sônica ($\partial p / \partial t = 0$), a Equação (2-8) torna-se:

$$A_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho_i'' h_i) - A_i h_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + m_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = \bar{q}_i' - (h_i - h_j) w_{ij}' +$$

$$+ (h_i - \bar{h}) w_{ij}^* \quad (2-9)$$

Usando a relação

$$h \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) - \rho \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (2-10)$$

a equação acima pode ser escrita como:

$$A_i \left[\rho_i - \frac{\partial}{\partial h_i} (\rho_i h_i - \rho_i'' h_i) \right] \frac{\partial h_i}{\partial t} + m_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = \bar{q}_i' - (h_i - h_j) w_{ij}' +$$

$$+ (h_i - \bar{h}) w_{ij}^*. \quad (2-11)$$

A expressão para $\rho'' h$ pode ser obtida a partir da equação de conservação

$$(\rho'' A dx) h = (\rho_g A_g dx) h_g + (\rho_f A_f dx) h_f. \quad (2-12)$$

Então,

$$\rho'' h = \alpha \rho_g h_g + (1 - \alpha) \rho_f h_f. \quad (2-13)$$

Considerando a função ψ definida por

$$\psi = \rho_f (1 - \alpha) X - \rho_g \alpha (1 - X), \quad (2-14)$$

onde $x = m_g/m$ é o título de vapor, pode-se mostrar que

$$(\rho h - \rho'' h) = \psi h_{fg}, \quad (2-15)$$

onde $h_{fg} = h_g - h_f$ é o calor latente de vaporização.

Substituindo a Equação (2-15) na Equação (2-11), tem-se:

$$A_i \left[\rho_i - h_{fg} \frac{\partial \psi}{\partial h_i} \right] \frac{\partial h_i}{\partial t} + m_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = \bar{q}'_i - (h_i - h_j) w'_{ij} + \\ + (h_i - \bar{h}) w_{ij}^*. \quad (2-16)$$

Uma simplificação pode ser feita nesta equação pela introdução da velocidade efetiva de transporte de entalpia, definida por

$$u'' = \frac{(m/A\rho)}{1 - \frac{h_{fg}}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial h}}. \quad (2-17)$$

Para o escoamento bifásico homogêneo ou para o escoamento monofásico $\psi = 0$.

Considerando a definição de u'' , a equação da energia pode ser escrita como:

$$\frac{1}{u''_i} \frac{\partial h_i}{\partial t} + \frac{\partial h_i}{\partial x} = \frac{\bar{q}'_i}{m_i} - (h_i - h_j) \frac{w'_{ij}}{m_i} + (h_i - \bar{h}) \frac{w_{ij}^*}{m_i} \quad (2-18)$$

O primeiro termo da equação representa a contribuição transiente para a variação espacial da entalpia. Este é um termo convectivo com uma velocidade de transporte u'' . O tempo de duração do transitório é relacionado a esta velocidade.

O segundo membro da equação contém três termos para o transporte de energia térmica. O primeiro termo representa a taxa de variação da entalpia, se não ocorre nenhum tipo de mistura transversal. O segundo termo leva em conta o transporte turbulento de entalpia entre os subcanais adjacentes. A mistura térmica turbulenta w' é análoga à difusão térmica por vórtices e é definida empiricamente. O terceiro termo leva em conta a energia térmica transportada pela vazão transversal de desvio. Este é um termo convectivo que requer, a priori, a escolha da entalpia \bar{h}^* transportada lateralmente.

A transferência de calor \bar{q}'_i pode ser dividida em dois termos. O primeiro é a transferência de calor q'_i da superfície do combustível para o fluido. Em regime estacionário este termo é facilmente especificado. Entretanto, para transitórios, ele depende, em cada instante, da temperatura do fluido, da temperatura da superfície do combustível e do coeficiente de transferência de calor superficial. Como uma alternativa, o valor de q'_i é especificado como função do tempo. O segundo termo de \bar{q}'_i é a condução térmica entre os subcanais adjacentes, suposta ser proporcional à diferença de temperatura dos subcanais. A constante de proporcionalidade é considerada como função da geometria do subcanal e da condutividade térmica do fluido.

Considerando o termo de condução térmica e todos os subcanais adjacentes, a equação da energia pode ser escrita como:

$$\frac{1}{u''_i} \frac{\partial h_i}{\partial t} + \frac{\partial h_i}{\partial x} = \frac{q'_i}{m_i} - \sum_{j=1}^N (T_i - T_j) \frac{c_{ij}}{m_i} - \sum_{j=1}^N (h_i - h_j) \frac{w'_{ij}}{m_i} +$$

$$+ \sum_{j=1}^N (h_i - h_j^*) \frac{w_{ij}}{m_i} \quad (2-19)$$

onde c_{ij} é o coeficiente de condução térmica entre os subcanais.

3) Equação do Momento Axial

Pela conservação do momento no volume de controle da Figura 2-4, tem-se:

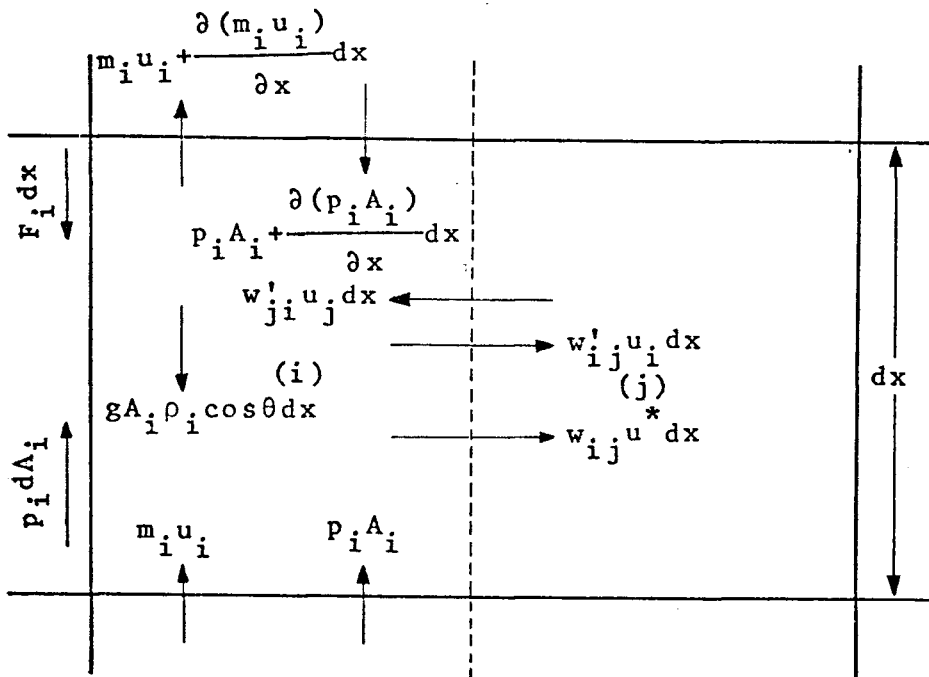


Figura 2-4 Conservação do Momento Axial

$$\begin{aligned} m_i u_i - (m_i u_i + \frac{\partial}{\partial x} m_i u_i dx) + p_i A_i - (p_i A_i + \frac{\partial}{\partial x} p_i A_i dx) - \\ - w_{ij} u_i^* dx + w'_{ji} u_j dx - w'_{ij} u_i dx - g A_i \rho_i \cos \theta dx + p_i dA_i - \\ - F_i dx = \frac{\partial}{\partial t} m_i dx \end{aligned} \quad (2-20)$$

onde

u_i : velocidade de escoamento no subcanal (i),

u^* : velocidade axial efetiva da mistura transversal,

g : aceleração da gravidade,

θ : ângulo do subcanal com a vertical,

F_i : força de resistência por unidade de comprimento do subcanal (i).

Simplificando a Equação (2-20), tem-se

$$\begin{aligned}
 - F_i - g A_i \rho_i \cos \theta + p_i \frac{dA_i}{dx} - \frac{\partial}{\partial x} (p_i A_i) = \frac{\partial m_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (m_i u_i) + \\
 + (u_i - u_j) w'_{ij} + u^* w_{ij}. \quad (2-21)
 \end{aligned}$$

Considerando

$$dA = \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{\partial A}{\partial t} dt \quad (2-22)$$

e $\partial A / \partial t = 0$,

$$\begin{aligned}
 - F_i - g A_i \rho_i \cos \theta - A_i \frac{\partial p_i}{\partial x} = \frac{\partial m_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (m_i u_i) + (u_i - u_j) w'_{ij} + \\
 + u^* w_{ij}. \quad (2-23)
 \end{aligned}$$

A força de resistência $F_i dx$ consiste de um termo de fricção nas paredes do subcanal e de um termo de arrasto que leva em conta os espaçadores e outros tipos de obstáculos.

O termo de fricção é calculado pela equação

$$F_f = - \left(\frac{dp}{dx} \right)_f A dx. \quad (2-24)$$

O gradiente de pressão bifásico $-\left(\frac{dp}{dx}\right)_f$ pode ser expresso em termos do gradiente de pressão monofásico $-\left(\frac{dp}{dx}\right)_{fo}$ para o fluido do canal considerado como líquido somente. Então

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right)_f = -\left(\frac{dp}{dx}\right)_{fo} \phi \quad (2-25)$$

onde ϕ é o multiplicador de fricção bifásico. O gradiente de pressão monofásico é calculado a partir da equação de Fanning,

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right)_{fo} = \frac{2f_{fo}}{D} v^2 \quad (m/A)^2 \quad (2-26)$$

onde f_{fo} é o fator de fricção baseado no escoamento apenas de líquido, v é o volume específico do líquido, e D é o diâmetro hidráulico. Considerando as Equações (2-25) e (2-26), a força de fricção é então dada por:

$$F_f = \frac{Avf\phi}{2D} (m/A)^2 dx \quad (2-27)$$

onde $f = 4f_{fo}$.

O termo de arrasto é calculado pela equação

$$F_D = - \left(\frac{dp}{dx} \right)_D A dx. \quad (2-28)$$

O gradiente de pressão - $\left(\frac{dp}{dx}\right)_D$ devido às grades espaçadoras ou outros tipos de obstáculos pode ser calculado usando a equação de queda de pressão para expansão e contração súbitas:

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right)_D = -\frac{K\rho'u^2}{2dx} \quad (2-29)$$

onde K é o coeficiente de perda de pressão, e ρ' uma densidade efetiva para o transporte de momento, definida a partir da equação de conservação

$$mu = m_g u_g + m_f u_f \quad (2-30)$$

Usando as relações

$$m = GA \quad m_g = GAX \quad m_f = GA(1 - X) \quad (2-31)$$

e

$$u = G/\rho' \quad u_g = \frac{GX}{\rho_g \alpha} \quad u_f = \frac{G(1 - X)}{\rho_f (1 - \alpha)} \quad (2-32)$$

obtém-se

$$u = G \left[\frac{X^2}{\rho_g \alpha} + \frac{(1 - X)^2}{\rho_f (1 - \alpha)} \right] \quad (2-33)$$

ou

$$u = G/\rho' = (m/A)v', \quad (2-34)$$

onde G é o fluxo de massa ou velocidade de massa, e

$$v' = 1/\rho' = \frac{x^2}{\rho g \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_f (1-\alpha)} \quad (2-35)$$

é o volume específico efetivo para o transporte de momento.

Considerando a Equação (2-34), o gradiente de pressão de arrasto pode ser escrito como

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right)_D = \frac{Kv'}{2dx} (m/A)^2 \quad (2-36)$$

e, portanto,

$$F_D = \frac{AKv'}{2dx} (m/A)^2 dx \quad (2-37)$$

Com as equações para os termos de fricção e arrasto, a força de resistência por unidade de comprimento, experimentada pelo fluido no subcanal (i), é calculada por

$$F_i = \left(\frac{A_i v_i f_i \phi_i}{2D_i} + \frac{A_i K_i v_i'}{2dx} \right) \left(\frac{m_i}{A_i} \right)^2 \quad (2-38)$$

Usando as Equações (2-34) e (2-38) e a equação da continuidade, a equação do momento axial pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_i}{\partial t} - 2u_i A_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + A_i \frac{\partial P_i}{\partial x} = -A_i \left(\frac{m_i}{A_i} \right)^2 \left[\frac{v_i f_i \phi_i}{2D_i} + \frac{K_i v_i'}{2dx} + \right. \\ \left. + A_i \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_i'}{A_i} \right) \right] - g A_i \rho_i \cos \theta - (u_i - u_j) w'_{ij} + (2u_i - u^*) w_{ij} \quad (2-39) \end{aligned}$$

Os dois primeiros termos da Equação (2-39) são os componentes transitórios do gradiente axial de pressão. Não considerando as misturas transversais, o segundo membro contém os componentes de resistência, aceleração espacial e gravitacional do gradiente de pressão. O termo devido à mistura transversal turbulenta tende a equalizar as velocidades dos subcanais adjacentes e o termo devido à mistura transversal de desvio leva em conta a variação na velocidade do subcanal.

Considerando todos os subcanais adjacentes, a equação do momento axial pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{1}{A_i} \frac{\partial m_i}{\partial t} - 2u_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial p_i}{\partial x} = & - \left(\frac{m_i}{A_i} \right)^2 \left[\frac{v_i f_i \phi_i}{2D_i} + \frac{K_i v_i'}{2dx} + \right. \\ & \left. + A_i \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_i'}{A_i} \right) \right] - g\rho_i \cos\theta - f_T \sum_{j=1}^N (u_i - u_j) \frac{w_{ij}'}{A_i} + \\ & + \sum_{j=1}^N (2u_i - u^*) \frac{w_{ij}'}{A_i} \end{aligned} \quad (2-40)$$

onde o f_t é o fator de momento turbulento. Este fator leva em conta a analogia imperfeita entre a difusividade turbulenta de entalpia e momento.

4) Equação do Momento Transversal

A diversão transversal de fluido é causada por gradientes radiais de pressão dentro do feixe. Estes gradientes podem decorrer naturalmente de uma diferença de aquecimento entre os subcanais ou, de uma maneira forçada, de obstáculos ou bloqueios existentes nos canais de escoamento.

O cálculo da vazão transversal entre os subcanais, requer uma formulação baseada na equação de conservação do momento transversal.

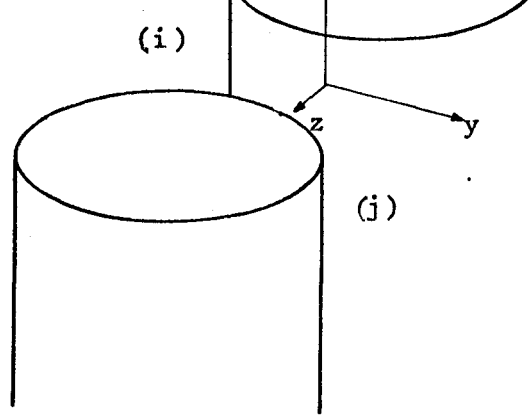


Figura 2-5 Sistema de coordenadas no espaçamento entre varetas

Para o escoamento turbulento, as velocidades em cada uma das direções mostradas na Figura 2-5 podem ser consideradas como a soma de um componente principal localmente constante e uma parte flutuante, isto é,

$$\text{na direção } x: u = \bar{u} + u'$$

$$\text{na direção } y: v = \bar{v} + v'$$

$$\text{na direção } z: w = \bar{w} + w'$$

Nestas coordenadas, a equação de movimento na direção y pode ser escrita como:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{v} -$$

$$- \rho \left(\overline{\frac{\partial u'v'}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial v'v'}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial v'w'}{\partial z}} \right) \quad (2-41)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do fluido. Esta expressão é

uma das equações de Navier-Stokes para um fluido incompressível. Os dois últimos termos da equação representam os efeitos de fricção e mistura turbulenta, os quais, segundo Rouhani⁽¹⁶⁾, podem ser desprezados em comparação com os demais termos. Rouhani mostrou também que a análise do escoamento transversal pode ser realizada a duas dimensões porque os efeitos na direção z são desprezíveis. O termo $\bar{v}\partial\bar{v}/\partial y$, na ausência de bloqueio, somente é desprezível quando os subcanais são semelhantes. No caso de subcanais diferentes, este termo é da mesma ordem de $\bar{u}\partial\bar{v}/\partial x$.

Uma outra expressão para o balanço de momento transversal foi derivada por Rowe⁽⁴⁾ para o volume de controle da Figura 2-6. Supondo que as velocidades transversais são pequenas comparadas às velocidades axiais, pode-se escrever:

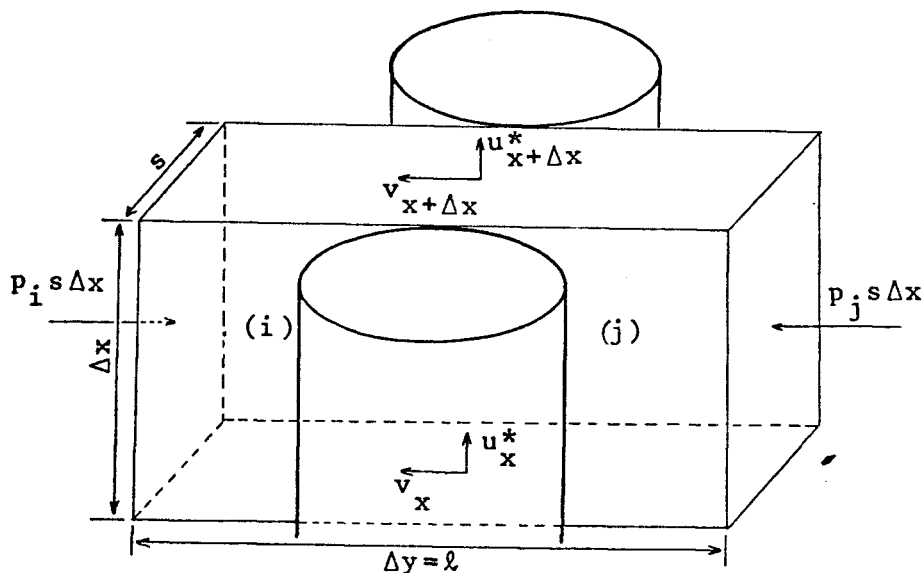


Figura 2-6 Volume de controle de Rowe⁽⁴⁾

$$(p_i - p_j)s\Delta x - F_{ij}l\Delta x + (\rho^*slu^*v)_x - (\rho^*slu^*v)_{x+\Delta x} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} (\rho^*v)sl\Delta x \quad (2-42)$$

onde

s : espaçamento entre as varetas,
 l : distância efetiva de mistura,
 F_{ij} : termo que leva em conta as forças de fricção ,
 expansão e contração,
 ρ^* : densidade da mistura transversal,
 u^* : velocidade axial efetiva do fluido entre as va-
 retas,
 v : velocidade de escoamento transversal.

Considerando o limite quando $\Delta x \rightarrow 0$, a equação aci-
 ma torna-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} w_{ij} + \frac{\partial}{\partial x} (u^* w_{ij}) + F_{ij} = (s/l) (p_i - p_j) \quad (2-43)$$

onde

$$w_{ij} = \rho^* s v. \quad (2-44)$$

O termo F_{ij} é calculado por

$$F_{ij} = (s/l) \Delta p_R \quad (2-45)$$

onde Δp_R é a queda de pressão devida à resistência ao escoamento transversal. Esta queda de pressão é dada por

$$\Delta p_R = \frac{\kappa \rho^* |v| v}{2} \quad (2-46)$$

onde κ é um coeficiente de perda de pressão, denominado coeficiente de resistência transversal. Considerando este resultado, a Equação (2-45) pode ser escrita como:

$$F_{ij} = (s/l) C_{ij} w_{ij} \quad (2-47)$$

onde

$$C_{ij} = \frac{K|w_{ij}|}{2\rho^*s^2} \quad (2-48)$$

A densidade ρ^* , suposta ser a densidade do subcanal doador, é definida por:

$$\rho^* = \begin{cases} \rho_i; & w_{ij} > 0 \\ \rho_j; & w_{ij} < 0. \end{cases} \quad (2-49)$$

A velocidade efetiva u^* e o parâmetro (s/l) são determinados empiricamente.

Brown et al. (17), usando a equação de Rowe, derivada para um volume de controle de comprimento uniforme Δy , não conseguiram verificar dados experimentais de bloqueio, nos quais escoamento transversal rápido e grandes redistribuições de pressão são encontrados. A verificação somente foi possível utilizando uma equação derivada a partir de um balanço de momento transversal aplicado a um volume de controle de comprimento variável. Considerando a Figura 2-7, pode-se mostrar que:

$$\begin{aligned} (p_i - p_j)s\Delta x - F_{ij}l\Delta x &= \frac{\partial}{\partial t} (\rho^*v)l s\Delta x + (\rho^*u^*v)_{x+\Delta x} \left(l - \frac{dl}{dx}\Delta x \right) s - \\ &- (\rho^*u^*v)_x l s \end{aligned} \quad (2-50)$$

Substituindo

$$\frac{dl}{dx} = -f(x)$$

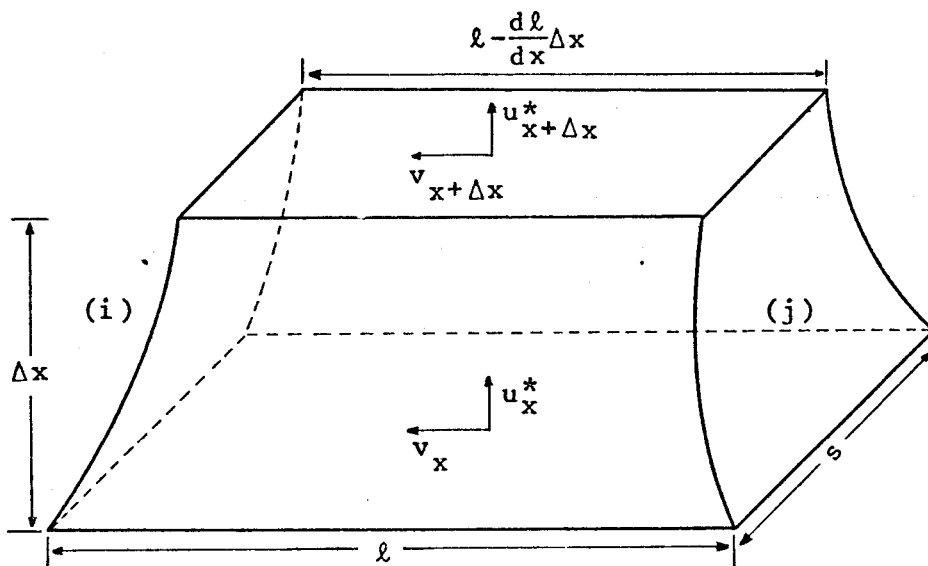


Figura 2-7 Volume de controle com largura não uniforme (17)

$$e \quad \int_{\Delta y}^{\ell} d\ell = - \int_0^x f(x) dx = \ell - \Delta y$$

na Equação (2-50), resulta:

$$\frac{\partial w_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u^* w_{ij}) + (s/\ell) C_{ij} w_{ij} - \frac{\ell'}{\ell} (u^* w_{ij})_{x+\Delta x} = \left(\frac{s}{\ell}\right) (p_i - p_j) \quad (2-51)$$

onde

$$\ell' = f(x); \quad \ell = \Delta y - \int_0^x f(x) dx \quad (2-52)$$

e $f(x)$ é uma função empírica. A expressão de Rowe é obtida com $f(x) = 0$.

O parâmetro Δy não é conhecido, mas pode ser expresso por $\Delta y = \beta Z_{ij}$, onde β é parâmetro empírico e Z_{ij} é a distância centro-a-centro dos subcanais (i) e (j). Segundo Brown, as forças de fricção e contração podem ser desprezadas e as perdas por expansão podem ser calculadas considerando

$$C_{ij} = \frac{K_e |w_{ij}|}{2\rho^* s^2} \quad (2-53)$$

onde

$$K_e = (1/\alpha - 1)^2 \quad (2-54)$$

é o coeficiente de perda de pressão por expansão. O parâmetro α é a razão entre as áreas menor e maior de escoamento, isto é,

$$\alpha = \frac{s\Delta x}{\lambda b\Delta x} \quad (2-55)$$

onde b é a largura efetiva do canal e λ é uma constante empírica. Portanto,

$$C_{ij} = \left(\frac{\lambda b}{s} - 1\right)^2 \frac{|w_{ij}|}{2\rho^* s^2} \quad (2-56)$$

Segundo Brown, a Equação (2-51), com valores adequados de β , λ e $f(x)$ verifica resultados experimentais de vazão transversal em configurações de bloqueio.

Sha et al.⁽¹⁸⁾ sugerem, para o caso de análise de bloqueios, a adição na equação de Rowe do termo $\partial(vw/\partial y)$, que leva em conta o gradiente transversal de pressão na equação do momento transversal. Então

$$\frac{\partial}{\partial t} w_{ij} + \frac{\partial}{\partial x} (u^* w_{ij}) + \frac{\partial}{\partial y} (v w_{ij}) + F_{ij} = (s/\ell) (p_i - p_j) \quad (2-57)$$

Esta equação, derivada a partir da equação geral do momento transversal, é uma aproximação adequada para o cálculo da vazão transversal de desvio nos problemas de bloqueios. Na ausência de bloqueios, ou quando as velocidades transversais forem pequenas comparadas à velocidade axial, a equação de Rowe pode ser utilizada.

2-3 MODELO MATEMÁTICO DE CONDUÇÃO TÉRMICA NO COMBUSTÍVEL

A distribuição de temperatura numa vareta de combustível nuclear pode ser obtida a partir de um balanço de calor nos elementos diferenciais cilíndricos mostrados na Figura 2-8. No presente modelo, uma aproximação de parâmetros agrupados é adotada para o combustível e revestimento. Nesta aproximação, as resistências e capacitâncias térmicas são avaliadas para condições médias de espaço e tempo em cada zona radial. O modelo de parâmetros agrupados é adequado somente para transitórios relativamente lentos, como no caso de acidentes de perda de refrigeração.

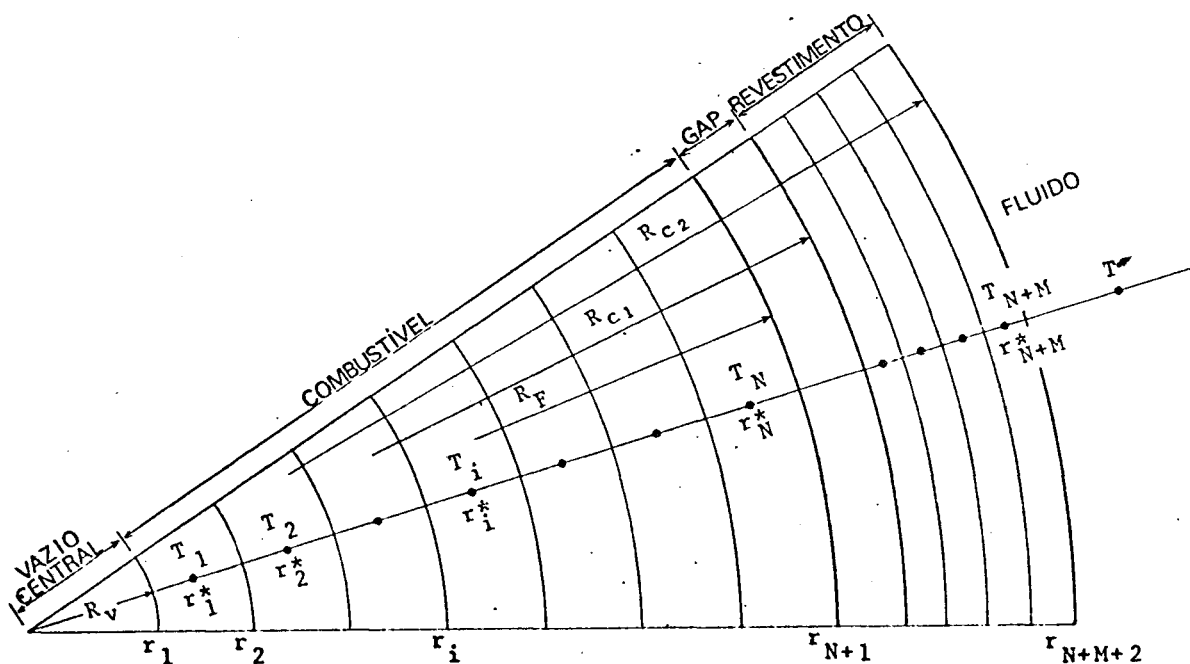


Figura 2-8 Modelo térmico da vareta combustível

2-3.1 Suposições

O modelo de condução de calor na vareta combustível é baseado nas seguintes suposições^(19,20):

- 1) O escoamento de calor é unidimensional, isto é, na direção radial. A distribuição de temperatura na vareta é independente de coordenadas axiais e angulares.
- 2) A superfície interna da primeira zona radial é adiabática.
- 3) A condutividade térmica e o calor específico do combustível e revestimento são funções da temperatura. As densidades podem ser especificadas para cada zona radial.
- 4) A geração de calor no combustível pode ser não uniforme.
- 5) Nenhuma energia térmica é armazenada no gás contido na folga radial.

2-3.2 Equações de Condução Térmica

O balanço de calor na zona radial (i) pode ser escrito da seguinte forma:

$$q_i(\text{entrando}) - q_i(\text{saindo}) + q_i(\text{gerado}) = \rho_i c_i V_i \frac{\partial T_i}{\partial t} \quad (2-58)$$

onde

- q : taxa de geração de calor ,
- ρ : densidade ,
- c : calor específico,
- T : temperatura,
- t : tempo.

As equações de condução para o combustível são:

$$\begin{aligned}
-\frac{T_1 - T_2}{R_1} + q_1 &= \rho_1 c_1 V_1 \frac{dT_1}{dt} & i=1 \\
\frac{T_{i-1} - T_i}{R_{i-1}} - \frac{T_i - T_{i+1}}{R_i} + q_i &= \rho_i c_i V_i \frac{dT_i}{dt} & 1 < i < N \\
\frac{T_{N-1} - T_N}{R_{N-1}} - \frac{T_N - T_{N+1}}{R_N} + q_N &= \rho_N c_N V_N \frac{dT_N}{dt} & i = N
\end{aligned}
\tag{2-59a}$$

e para o revestimento

$$\begin{aligned}
\frac{T_{N+j-1} - T_{N+j}}{R_{N+j-1}} - \frac{T_{N+j} - T_{N+j+1}}{R_{N+j}} + q_{N+j} &= \rho_{N+j} c_{N+j} V_{N+j} \frac{dT_{N+j}}{dt} & 1 \leq j < M \\
\frac{T_{N+M-1} - T_{N+M}}{R_{N+M-1}} - \frac{T_{N+M} - T}{R_{N+M}} + q_{N+M} &= \rho_{N+M} c_{N+M} V_{N+M} \frac{dT_{N+M}}{dt} & j=M
\end{aligned}
\tag{2-59b}$$

onde

$$\begin{aligned}
R_i &= \frac{\ln(r_{i+1}/r_i^*)}{2\pi\Delta x k_i} + \frac{\ln(r_{i+1}^*/r_{i+1})}{2\pi\Delta x k_{i+1}} & 1 \leq i < N \\
R_N &= \frac{\ln(r_{N+1}/r_N^*)}{2\pi\Delta x k_N} + \frac{1}{2\pi\Delta x r_{N+1} h_{\text{gap}}} + \frac{\ln(r_{N+1}^*/r_{N+2})}{2\pi\Delta x k_{N+1}} \\
R_{N+j} &= \frac{\ln(r_{N+j+2}/r_{N+j}^*)}{2\pi\Delta x k_{N+j}} + \frac{\ln(r_{N+j+1}^*/r_{N+j+2})}{2\pi\Delta x k_{N+j+1}} & 1 \leq j < M \\
R_{N+M} &= \frac{\ln(r_{N+M+2}/r_{N+M}^*)}{2\pi\Delta x k_{N+M}} + \frac{1}{2\pi\Delta x r_{N+M+2} h_F} \\
r_i &= R_V + (i-1)\Delta r & 1 \leq i \leq N+1 \\
r_{N+j+1} &= R_{C1} + (j-1)\Delta r_C & 1 \leq j \leq M+1 \\
\Delta r &= (R_F - R_V)/N \\
\Delta r_C &= (R_{C2} - R_{C1})/M
\end{aligned}$$

- T : temperatura do fluido,
 h_{gap} : condutância da folga radial,
 h_F : coeficiente de transferência de calor entre a superfície do revestimento e o fluido,
 k : condutividade térmica,
 Δx : segmento axial,
 N : número de zonas radiais no combustível,
 M : número de zonas radiais no revestimento.

Supondo volumes iguais para as semi-zonas, o raio de cada nodo é dado por:

$$r_i^* = [(r_{i+1}^2 + r_i^2)/2]^{1/2} \quad 1 \leq i \leq N$$

$$r_{N+j}^* = [(r_{N+j+2}^2 + r_{N+j+1}^2)/2]^{1/2} \quad 1 \leq j \leq M$$

Considerando

$$r_i = \Delta r [\gamma + (i-1)],$$

$$r_{N+j+1} = \Delta r_c [\xi + (j-1)]$$

onde

$$\gamma = R_V/\Delta r \quad \text{e} \quad \xi = R_{Cl}/\Delta r_c$$

obtêm-se:

$$r_i^* = \Delta r \{ [2\gamma^2 + 2(2i-1)\gamma + (2i^2 - 2i + 1)]/2 \}^{1/2} \quad 1 \leq i \leq N$$

$$r_{N+j}^* = \Delta r_c \{ [2\xi^2 + 2(2j-1)\xi + (2j^2 - 2j + 1)]/2 \}^{1/2} \quad 1 \leq j \leq M$$

e

$$V_i = \pi \Delta x \Delta r^2 [2\gamma + (2i-1)] \quad 1 \leq i \leq N$$

$$V_{N+j} = \pi \Delta x \Delta r_c^2 [2\xi + (2j-1)] \quad 1 \leq j \leq M$$

Usando uma diferença finita para dT/dt , isto é,

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{T_i(t+\Delta t) - T_i(t)}{\Delta t} = \frac{T_i - \bar{T}_i}{\Delta t}$$

e definindo

$$K_i = \frac{1}{\pi \Delta x R_i}$$

as equações de condução podem ser escritas como:

$$A_{21}T_1 + A_{31}T_2 = B_1 \quad i = 1$$

$$A_{1i}T_{i-1} + A_{2i}T_i + A_{3i}T_{i+1} = B_i \quad 1 < i \leq N$$

$$A_{1,N+j}T_{N+j-1} + A_{2,N+j}T_{N+j} + A_{3,N+j}T_{N+j+1} = B_{N+j} \quad 1 \leq j < M$$

$$A_{1,N+M}T_{N+M-1} + A_{2,N+M}T_{N+M} = B_{N+M} \quad j=M$$

(2-60)

onde

$$A_{21} = K_1 + (2\gamma+1)\Delta r^2 \rho_1 c_1 / \Delta t$$

$$A_{31} = -K_1$$

$$B_1 = (2\gamma+1)\Delta r^2 (q_i'' + \rho_1 c_1 \bar{T}_1 / \Delta t)$$

$$A_{1i} = -K_{i-1}$$

$$A_{2i} = K_{i-1} + K_i + [2\gamma + (2i-1)] \Delta r^2 \rho_i c_i / \Delta t$$

$$A_{3i} = -K_i$$

$$B_i = [2\gamma + (2i-1)] \Delta r^2 (q_i'' + \rho_i c_i \bar{T}_i / \Delta t)$$

$$A_{1,N+j} = -K_{N+j-1}$$

$$A_{2,N+j} = K_{N+j-1} + K_{N+j} + [2\xi + (2j-1)]\Delta r_c^2 \rho_{N+j} c_{N+j} / \Delta t$$

$$A_{3,N+j} = -K_{N+j}$$

$$B_{N+j} = [2\xi + (2j-1)]\Delta r_c^2 (q_{N+j}''' + \rho_{N+j} c_{N+j} \bar{T}_{N+j} / \Delta t)$$

$$A_{1,N+M} = -K_{N+M-1}$$

$$A_{2,N+M} = K_{N+M-1} + K_{N+M} + [2\xi + (2M-1)]\Delta r_c^2 \rho_{N+M} c_{N+M} / \Delta t$$

$$B_{N+M} = K_{N+M} T + [2\xi + (2M-1)]\Delta r_c^2 (q_{N+M}''' + \rho_{N+M} c_{N+M} \bar{T}_{N+M} / \Delta t)$$

onde q''' é a taxa de geração volumétrica de calor.

As Equações (2-60) podem ser colocadas sob a forma:

$$[A] \{T\} = \{B\} \quad (2-61)$$

onde $[A]$ é u'a matriz tri-diagonal e $\{B\}$ e $\{T\}$ são matrizes co lunares. O sistema de equações, determinado pela equação matri cial acima, pode ser resolvido para as temperaturas usando um método de eliminação de Gauss.

2-4 CORRELAÇÕES EMPÍRICAS E SEMI-EMPÍRICAS PARA O FLUIDO

A solução das equações de conservação para o fluido requer um certo número de suposições simplificativas e o uso de várias formulações empíricas e semi-empíricas.

2-4.1 Fator de Fricção

A queda de pressão por fricção em escoamento monofásico pode ser calculada por:

$$\Delta p = f \frac{\Delta x}{D} \frac{\rho V^2}{2} \quad (2-62)$$

onde

- V : velocidade do escoamento,
 ρ : densidade do fluido,
 Δx/D: razão comprimento-diâmetro equivalente,
 f : fator de fricção monofásico.

O fator de fricção de um escoamento isotérmico turbulento em tubos lisos é dado, como função do número de Reynolds, pela equação de Moody⁽²¹⁾:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2,0 \log_{10} (R_e \sqrt{f}) - 0,8 \quad (2-63)$$

A comparação de dados de escoamento isotérmico em tubos lisos mostra que

$$f = aR_e^b + c \quad (2-64)$$

onde a, b e c são constantes que dependem da rugosidade e geometria do canal.

Algumas das correlações mais utilizadas para calcular o fator de fricção isotérmico são apresentadas a seguir⁽²²⁾:

1) Correlação de McAdams

Para o escoamento turbulento em tubos lisos disponíveis comercialmente:

$$f = 0,184 R_e^{-0,2} \quad (2-65)$$

2) Correlação de Miller

Para um feixe de 37 varetas com 3 ft de comprimento e 0,625 in. de diâmetro num reticulado triangular de razão passo-diâmetro igual a 1,46:

$$f = 0,296 R_e^{-0,2} \quad (2-66)$$

3) Correlações de Wantland

Para um feixe de 100 varetas com 6 ft de compri -

mento e 0,188 in. de diâmetro num reticulado quadrado de razão passo-diâmetro igual a 1,106 e para número de Prandtl (P_r) entre 3 e 6 e número de Reynolds (R_e) entre 10^3 e 10^4 :

$$f = 1,76 R_e^{-0,39} \quad (2-67)$$

Para um feixe de 102 varetas com 6ft de comprimento e 0,188 in. de diâmetro num reticulado triangular de razão passo-diâmetro igual a 1,119 para $P_r = 3-6$ e $R_e = 2 \times 10^3 - 10^4$,

$$f = 90,0 R_e^{-1,0} + 0,0328 \quad (2-68)$$

Para o escoamento sobre uma superfície aquecida, é necessário considerar as variações no fator de fricção causadas por variações da viscosidade do fluido perto da superfície. O fator de fricção isotérmico, como calculado pela Equação (2-64), pode ser corrigido para a viscosidade próxima a parede do canal pela correlação ⁽⁴⁾:

$$\frac{f}{f_{iso}} = 1 + \frac{P_h}{P_w} \left[\left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0,6} - 1 \right] \quad (2-69)$$

onde

P_h : perímetro aquecido,

P_w : perímetro molhado,

μ_b : viscosidade média do fluido,

μ_w : viscosidade do fluido próximo à parede do canal, avaliada para a temperatura superficial.

2-4.2 Multiplicador de Fricção Bifásico

A queda de pressão no escoamento bifásico pode ser de finida em termos da queda de pressão monofásica por:

$$\phi = \frac{(\text{dp}/\text{dx})_f}{(\text{dp}/\text{dx})_{f_0}} \quad (2-70)$$

onde

- ϕ : multiplicador de fricção bifásico,
 $-(dp/dx)_f$: gradiente de pressão bifásico,
 $-(dp/dx)_{f0}$: gradiente de pressão monofásico baseado no líquido somente.

Várias relações são disponíveis para a avaliação do multiplicador de fricção bifásico:

1) Modelo Homogêneo

$$\phi = 1,0 \quad X \leq 0 \quad (2-71)$$

$$\phi = \frac{\rho_f}{\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f} \quad X > 0$$

2) Modelo de Armand⁽⁴⁾

$$\phi = 1,0 \quad \alpha \leq 0$$

$$\phi = \frac{(1-X)}{(1-\alpha)^{1,42}} \quad 0,39 < (1-\alpha) \leq 1,0 \quad (2-72)$$

$$\phi = 0,478 \frac{(1-X)^2}{(1-\alpha)^{2,2}} \quad 0,1 < (1-\alpha) \leq 0,39$$

$$\phi = 1,730 \frac{(1-X)^2}{(1-\alpha)^{1,64}} \quad 0 < (1-\alpha) \leq 0,1$$

Os efeitos da velocidade de massa no multiplicador de fricção, calculado pelos modelos homogêneo ou de Armand, podem ser considerados utilizando as correlações de Baroczy ou de Chrisholm⁽²³⁾.

3) Correlação de Levy

Uma correlação para o multiplicador de fricção bifásico para o escoamento anular foi derivada por Levy⁽²⁴⁾. Supondo que a somente a fase líquida está em contato com as paredes do canal e que o escoamento é horizontal e isotérmico, tem-se:

$$\phi = \frac{1}{(1-\alpha)^2} \quad (2-73)$$

Segundo Levy, esta equação apresenta uma boa concordância com dados experimentais de queda de pressão bifásica.

2-4.3 Queda de Pressão em Espaçadores

As quedas de pressão devidas aos espaçadores das varretas são do tipo de quedas de pressão de arrasto. Elas podem ser calculadas usando as equações de quedas de pressão em presença de contração e expansão súbitas⁽²²⁾.

Para uma contração súbita,

$$\Delta p_c = - \left[\frac{\rho V^2}{2} (1-\sigma^2) + K_c \frac{\rho V^2}{2} \right] \quad (2-74)$$

onde

σ : razão entre as áreas menor e maior de escoamento,

V : velocidade no canal menor.

Para uma expansão súbita,

$$\Delta p_c = \left[\frac{\rho V^2}{2} (1-\sigma^2) - K_e \frac{\rho V^2}{2} \right]. \quad (2-75)$$

Os valores dos coeficientes de perda de pressão K_c e K_e como função de σ e do número de Reynolds são apresentados na Figura 2-9.

A queda de pressão após a contração e a expansão em uma grade espaçadora pode ser expressa em termos de um coeficiente efetivo de perda de pressão da grade, K_G , ou seja,

$$\Delta p_G = K_G \frac{\rho V^2}{2}. \quad (2-76)$$

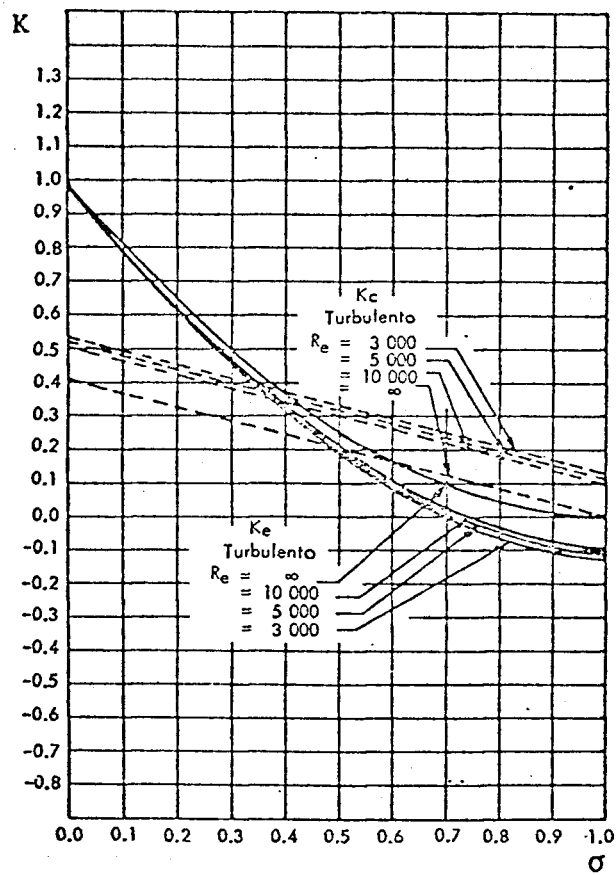


Figura 2-9 Curvas de Kays e London (22)

2-4.4 Fração de Vazio

Três expressões para calcular a fração de vazio em escoamento bifásico saturado são apresentadas:

1) Modelo Homogêneo

$$\alpha = 0 \quad X \leq 0$$

$$\alpha = \frac{X v_g}{(1-X) v_f + X v_g} \quad X > 0 \quad (2-77)$$

2) Modelos das Fases Separadas

$$\alpha = 0 \quad X \leq 0$$

$$\alpha = \frac{X v_g}{(1-X) v_f \gamma + X v_g} \quad X > 0 \quad (2-78)$$

onde $\gamma = u_g / u_f$ é a razão de deslizamento.

3) Modelo de Armand⁽⁴⁾

$$\alpha = 0 \quad X \leq 0$$

$$\alpha = \frac{(0,833 + 0,167X)Xv_g}{(1-X)v_f + Xv_g} \quad X > 0 \quad (2-79)$$

2-4.5 Ebulição Subresfriada e Título de Vapor

A princípio supunha-se que a ebulição em um canal aquecido iniciava quando a temperatura média do fluido atingia o seu ponto de saturação. A formação das primeiras bolhas era calculada por um balanço de energia de acordo com a primeira lei da Termodinâmica. Esta suposição, no entanto, não é válida quando altos fluxos de calor estão presentes, especialmente no caso do núcleo de reatores nucleares refrigerados a água.

Para altos fluxos de calor, a evaporação pode ocorrer próxima à superfície aquecida, a despeito do fato da temperatura média do fluido não ter atingido a temperatura de saturação. Este fenômeno, chamado de "ebulição subresfriada", é devido a ausência de equilíbrio termodinâmico no líquido. Existe uma camada de contorno superaquecida próxima à parede, embora a temperatura média local do fluido se mantenha subresfriada. As bolhas formadas perto da parede crescem devido à transferência de massa e calor dentro da camada de contorno superaquecida.

O desenvolvimento da ebulição ao longo de um canal aquecido é mostrado na Figura 2-10, onde quatro regiões distintas podem ser consideradas.

Na região I, devido ao alto subresfriamento do líquido, o escoamento é puramente monofásico. A transferência de calor da parede para o fluido ocorre somente por convecção forçada. À medida que o calor é adicionado, a temperatura do líquido aumenta e, eventualmente, a temperatura da parede atinge um ponto para o qual ocorre a formação das primeiras bolhas em alguns locais da superfície aquecida. Entretanto, o subresfriamento

é ainda suficientemente alto, de modo que as bolhas não podem crescer além da fina película de contorno superaquecida e elas recondensam-se imediatamente após o seu topo entrar na zona subresfriada. Nesta região II, tem-se a impressão de que as bolhas estão aderidas à parede. A fração de vazio é tão baixa que pode ser considerada como um efeito de parede.

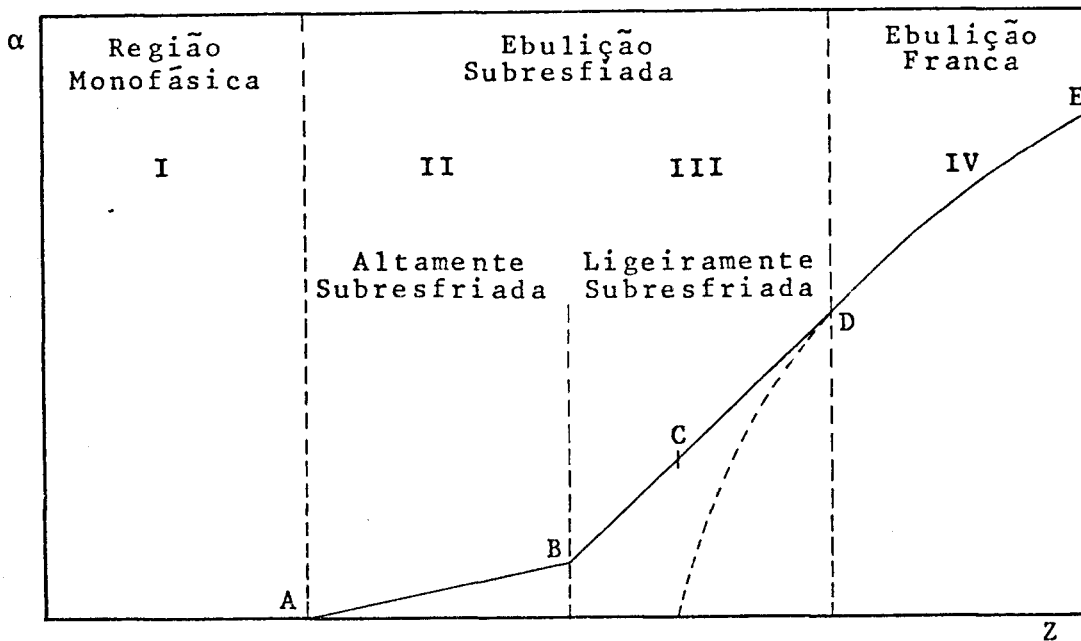


Figura 2-10 Fração de vazio ao longo de um canal aquecido

Seguindo ao longo do canal, a diferença entre a temperatura de saturação e a temperatura média do fluido torna-se pequena. As bolhas formadas na camada de contorno superaquecida podem agora destacar-se da superfície aquecida e condensar-se parcialmente no fluido subresfriado. A partir deste ponto de destacamento de bolhas, ponto B da Figura 2-10, a fração de vazio na região III aumenta rapidamente. O fluido, como mencionado, não está em equilíbrio termodinâmico, porque no meio subresfriado existe um grupo de bolhas na presença de líquido subresfriado. Na região IV, o fluido atinge o equilíbrio termodinâmico e então existe aí puramente uma geração líquida de vapor.

Para prever o início da ebulição e o título real de vapor em um canal com altas densidades de fluxo de calor, vários

modelos teóricos envolvendo muitas suposições empíricas são disponíveis. Os modelos de Berges-Rohsenow⁽²³⁾, Levy⁽²⁵⁾ e Bowring⁽²⁶⁾ podem ser mencionados.

1) Início da Ebulição Subresfriada

Considerando a variação do fluxo de calor com a temperatura de superfície, para uma dada posição axial, e supondo constantes o subresfriamento de entrada e a velocidade de escoamento do fluido, pode-se traçar a Figura 2-11. A linha ABD' representa a curva de transferência de calor monofásica sob convecção forçada e D'EF representa a curva de ebulição subresfriada completamente desenvolvida.

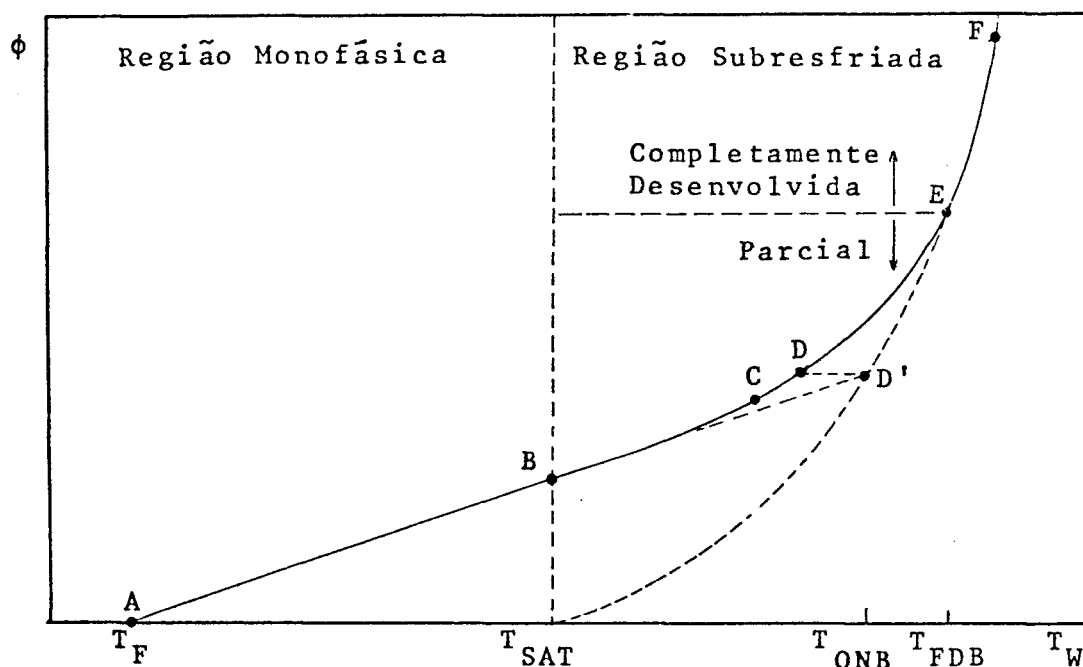


Figura 2-11 Fluxo de calor versus temperatura de superfície

O início da nucleação de bolhas é determinado como a interseção da curva de transferência de calor monofásica com a curva de ebulição subresfriada completamente desenvolvida.

A curva de transferência de calor monofásica é representada pela equação:

$$T_w = T_F + \phi/h \quad (2-80)$$

onde T_F é a temperatura do fluido. O coeficiente de transferência de calor sob convecção forçada h pode ser calculado pelas bem conhecidas equações de Dittus-Boelter ou Colburn⁽²³⁾.

Análises de dados experimentais realizados por McAdams, Jens-Lottes e Thom⁽²³⁾ mostraram que o subresfriamento e a velocidade do fluido não tem nenhuma influência no comportamento de transferência de calor na região de ebulição subresfriada completamente desenvolvida. Os dados experimentais foram relacionados através da expressão

$$T_w = T_{SAT} + \Delta T_{SAT} \quad (2-81)$$

onde ΔT_{SAT} é dado por

$$\Delta T_{SAT} = \beta \phi^n. \quad (2-82)$$

Os parâmetros β e n dependem das propriedades físicas do fluido e das condições de nucleação da superfície aquecida.

O superaquecimento ΔT_{SAT} para a água é frequentemente calculado pela correlação empírica de Jens-Lottes⁽²³⁾,

$$\Delta T_{SAT} = 1,9\phi^{1/4} \exp(-p/900) \quad (2-83)$$

ou pela correlação de Thom⁽²³⁾,

$$\Delta T_{SAT} = 0,072\phi^{1/2} \exp(-p/1260) \quad (2-84)$$

onde p é a pressão absoluta em psia, ΔT_{SAT} é em $^{\circ}F$, e ϕ é em $Btu/h-ft^2$.

O início da ebulição subresfriada é, portanto, dado por

$$T_F + \frac{\phi}{h} = T_{SAT} + \beta \phi^n \quad (2-85)$$

ou

$$\theta_{0NB} = \frac{\phi}{h} - \beta\phi^n \quad (2-86)$$

onde $\theta_{0NB} = T_{SAT} - T_F$ é o subresfriamento local no início da ebulição subresfriada.

As investigações experimentais mostram, entretanto, que o início da nucleação de bolhas ocorre para um superaquecimento de parede menor que aquele dado pelo ponto D' da Figura 2-11. A região BCDE entre o ponto real de início da nucleação e o ponto de início da ebulição subresfriada completamente desenvolvida é chamada "ebulição subresfriada parcial", porque nesta região o calor é transferido simultaneamente por convecção forçada monofásica e ebulição subresfriada.

Uma outra previsão do início da nucleação de bolhas foi obtida por Bergles e Rohsenow⁽²³⁾ considerando a distribuição de temperatura na camada de contorno da parede aquecida. Eles propuseram a seguinte equação empírica para a água:

$$\phi_{0NB} = 15,60 p^{1,156} (\Delta T_{SAT})_{0NB}^{(2,3/p^{0,0234})} \quad (2-87)$$

onde ϕ_{0NB} é em Btu/h-ft², $(\Delta T_{SAT})_{0NB}$ é em °F e, p é um psia. Esta equação é válida para pressões no intervalo 15 - 2000 psia.

2) Início da Ebulição Subresfriada Completamente Desenvolvida

A fração de vazio na ebulição subresfriada aumenta rapidamente quando o ponto E da Figura (2-11) é atingido (ponto B da Figura (2-10)). Um método para calcular o subresfriamento no ponto E foi proposto por Levy⁽²⁵⁾. No modelo de Levy, o ponto E é relacionado ao destacamento de bolhas. A posição onde as bolhas se destacam da superfície aquecida é obtida de um balanço das forças exercidas sobre a bolha, enquanto ela ainda está em contato com a parede, e da distribuição de temperatura no líquido monofásico além da parede. As forças que atuam sobre a bolha

são mostradas na Figura 2-12, para o caso de um escoamento vertical ascendente.

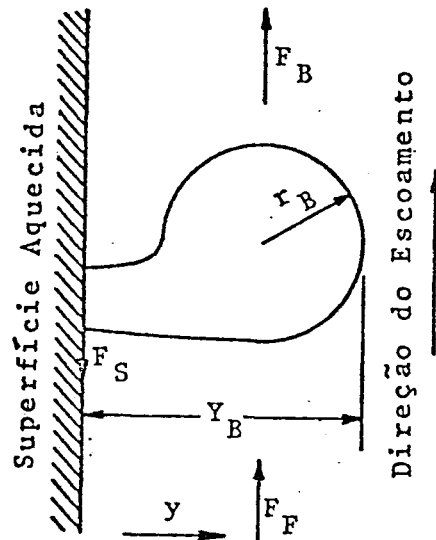


Figura 2-12 Modelo de Levy

A força de flutuação F_B é dada por

$$F_B = C_B g (\rho_F - \rho_g) r_B^3 \quad (2-88)$$

onde

- C_B : constante de proporcionalidade,
- r_B : raio da bolha,
- g : aceleração gravitacional.

A força de tensão superficial F_S pode ser expressa como

$$F_S = C_S r_B \sigma \quad (2-89)$$

onde C_S é uma constante de proporcionalidade e σ é a tensão superficial.

Finalmente, a força F_F pode ser relacionada ao gradiente de pressão por fricção e, portanto, à tensão de cisalha - mento na parede τ_w . A expressão para F_F é

$$F_F = C_F \frac{\tau_w}{D_e} r_B^3 \quad (2-90)$$

onde C_F é uma constante de proporcionalidade, e D_e é o diâmetro equivalente.

Um balanço destas forças aplicado à Figura 2-12 resulta:

$$C_B g (\rho_f - \rho_g) r_B^3 + C_F \frac{\tau_w}{D_e} r_B^3 - C_S r_B \sigma = 0 \quad (2-91)$$

de onde se obtém o raio da bolha

$$r_B = \left[\frac{C_S \sigma}{C_B g (\rho_f - \rho_g) + C_F \tau_w / D_e} \right]^{1/2} \quad (2-92)$$

Supondo que a distância y_B da parede ao topo da bolha é proporcional a r_B , pode-se escrever

$$y_B = C \left(\frac{\sigma D_e}{\tau_w} \right)^{1/2} \left[1 + C' \frac{g (\rho_f - \rho_g) D_e}{\tau_w} \right]^{-1/2} \quad (2-93)$$

Esta distância pode ser feita adimensional em termos de $\sqrt{\tau_w / \rho_f}$ pela equação

$$y_B^+ = y_B \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}} \cdot \frac{\rho_f}{\mu_f} \quad (2-94)$$

ou

$$y_B^+ = \frac{C (\sigma D_e \rho_f)^{1/2}}{\mu_f} \left[1 + \frac{C' g (\rho_f - \rho_g) D_e}{\tau_w} \right]^{-1/2} \quad (2-95)$$

Segundo Levy, a temperatura do fluido na posição y_B é aproximadamente igual à temperatura de saturação,

$$T_B = T_{SAT} \quad (2-96)$$

Por outro lado, a temperatura T_B na posição y_B^+ pode ser especificada por meio das equações de Martinelli para o perfil universal de temperatura, ou seja,

$$\begin{aligned}
 T_w - T_B &= QPr_f y_B^+ & 0 \leq y_B^+ \leq 5 \\
 T_w - T_B &= 5Q \left\{ Pr_f + \ln \left[1 + Pr_f \left(\frac{y_B^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & 5 \leq y_B^+ \leq 30 \\
 T_w - T_B &= 5Q \left[Pr_f + \ln(1 + 5Pr_f) + 0,5 \ln \left(\frac{y_B^+}{30} \right) \right] & y_B^+ > 30
 \end{aligned} \tag{2-97}$$

onde Q é um parâmetro adimensional definido em termos do fluxo de calor local ϕ e do calor específico do líquido c_{pf} :

$$Q = \frac{\phi}{\rho_f c_{pf} \sqrt{\tau_w / \rho_f}} \tag{2-98}$$

Utilizando a Equação (2-96) e

$$T_w - T_F = \phi/h \tag{2-99}$$

o subresfriamento no ponto de destacamento de bolhas é dado por

$$\begin{aligned}
 \theta_d &= T_{SAT} - T_F = \phi/h - QPr_f y_B^+ & 0 < y_B^+ \leq 5 \\
 \theta_d &= \phi/h - 5Q \left\{ Pr_f + \ln \left[1 + Pr_f \left(\frac{y_B^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & 5 < y_B^+ \leq 30 \\
 \theta_d &= \phi/h - 5Q \left[Pr_f + \ln(1 + 5Pr_f) + 0,5 \ln \left(\frac{y_B^+}{30} \right) \right] & y_B^+ > 30
 \end{aligned} \tag{2-100}$$

Se os valores das constantes são conhecidos, as Equações (2-95) e (2-100) podem determinar o subresfriamento do fluido na posição onde as bolhas deixam a superfície aquecida. As constantes C e C' , determinadas por Levy a partir de dados experimentais, são

$$C = 0,015; \quad C' = 0 \tag{2-101}$$

O resultado $C'=0$ indica que a força de flutuação pode ser des-

prezada em comparação com as demais forças que atuam sobre a bolha.

No modelo de Levy, o coeficiente de transferência de calor h pode ser calculado pela correlação de Dittus-Boelter e a tensão de cisalhamento τ_w pela equação

$$\tau_w = \frac{f}{8} \frac{G^2}{\rho_f} \quad (2-102)$$

onde f é o fator de fricção monofásico.

3) Título de Vapor

Os códigos de subcanais que tratam os regimes monofásico, ebulição subresfriada e ebulição franca têm geralmente uma opção para suprimir o título de vapor subresfriado. Mas, quanto sua inclusão se faz necessária, os modelos de Levy⁽²⁵⁾ ou Bowring⁽²⁶⁾ são frequentemente utilizados. Em ambos os modelos, o título de vapor é calculado, via título subresfriado, a partir do subresfriamento θ_d para o qual ocorre o destacamento de bolhas. O título de vapor, por suposição, parte de zero no subresfriamento θ_d .

No modelo de Levy⁽²⁵⁾, o único discutido nesta apresentação, o título real é calculado em termos do título de equilíbrio X_e e do título X_d para o qual ocorre o destacamento de bolhas, isto é,

$$\begin{aligned} X &= 0; & X_e < X_d & & (2-103) \\ X &= X_e - X_d \exp(X_e/X_d - 1); & X_e/X_d < 1 & \end{aligned}$$

onde

$$X_e = \frac{h-h_f}{h_{fg}} \quad (2-104)$$

e

$$X_d = - \frac{c_{pf}\theta_d}{h_{fg}} \quad (2-105)$$

2-4.6 Mistura Turbulenta

A mistura turbulenta entre subcanais resulta de uma difusão natural por vórtices e pode ser caracterizada por uma difusividade turbulenta de momento $\epsilon_M^{(27)}$. O efeito da mistura turbulenta na transferência de energia é medido pela difusividade térmica ϵ_H . Então, o transporte turbulento de calor entre os subcanais pode ser expresso por

$$w'_{ij} (\bar{h}_i - \bar{h}_j) = \rho s \bar{\epsilon}_{Hij} \left(\frac{d\bar{h}}{dz} \right)_{ij} \quad (2-106)$$

onde

\bar{h} : entalpia média,

s: espaçamento entre as varetas.

O gradiente médio de entalpia é dado, aproximadamente, por:

$$\left(\frac{d\bar{h}}{dz} \right)_{ij} \approx \frac{\bar{h}_i - \bar{h}_j}{z_{ij}} \quad (2-107)$$

onde z_{ij} é a distância efetiva de mistura entre os subcanais. Com esta aproximação, a Equação (2-106) torna-se:

$$w'_{ij} \approx \frac{\rho s \bar{\epsilon}_{Hij}}{z_{ij}} \quad (2-108)$$

Dividindo esta expressão por $G_{i,s}$ obtém-se a equação básica para a mistura turbulenta na sua forma adimensional, ou seja,

$$M_{ij} = \frac{w'_{ij}}{G_{i,s}} \approx \frac{\rho \bar{\epsilon}_{Hij}}{G_{i,z_{ij}}} \quad (2-109)$$

O parâmetro adimensional M_{ij} é chamado número de Stanton da mistura e representa a razão entre a velocidade de massa transversal e a velocidade de massa axial num dos subcanais.

De uma maneira geral todas as correlações para a mistura turbulenta são expressas da mesma forma ⁽²⁸⁾ :

$$M_{ij} = aL_{ij}Re^{-n} \quad (2-110)$$

onde a é uma constante e L_{ij} é uma função da distância efetiva de mistura. Uma correlação difere da outra pela maneira de calcular a difusividade térmica média $\bar{\epsilon}_{H_{ij}}$ e de se postular a distância Z_{ij} .

Rowe e Angle ⁽²⁹⁾, utilizando uma relação para ϵ_H , válida para a região central de tubos,

$$\epsilon_H \propto \nu R_e \sqrt{f/2} \quad (2-111)$$

onde ν é a viscosidade cinemática e o fator de fricção f é da forma

$$f = aRe^{-n}, \quad (2-112)$$

desenvolveram a expressão

$$\beta = K(D/Z_{ij})Re^{-n/2} \quad (2-113)$$

onde

$$\beta = \frac{w'_{ij}}{\bar{G}_s} = \frac{M_{ij}G_i}{\bar{G}} \quad (2-114)$$

e

$$\bar{G} = (G_i + G_j)/2. \quad (2-115)$$

O parâmetro de mistura turbulenta β deve ser determinado experimentalmente. Rowe e Angle, a partir de dados experimentais de mistura monofásica entre dois subcanais paralelos, em condições de operação próximas às de reatores, determinaram um valor de $K = 0,0062$ e o expoente do número de Reynolds igual

a $-0,10$. Eles concluíram também que a distância efetiva de mistura Z_{ij} é aproximadamente igual ao espaçamento s entre as varetas. Portanto, segundo a aproximação de Rowe e Angle

$$\beta = 0,0062(D/s)Re^{-0,1} \quad (2-116)$$

Castellana et al. ⁽³⁰⁾, a partir de dados experimentais de mistura em um feixe de 25 varetas, encontraram para a região monofásica

$$\beta = 0,0071(D/s)Re^{-0,1} \quad (2-117)$$

e, para a região de ebulição subresfriada

$$\beta = 0,0375 + 0,246 \bar{X}_{exit}; \bar{X}_{exit} < 0 \quad (2-118)$$

onde \bar{X}_{exit} é o título médio de saída.

As condições de realização destes testes são mostradas na Tabela (2-1).

	Monofásica		Bifásica	
Pressão do sistema (psia)	1500		1500	
Entalpia de entrada (Btu/lb)	305 a	501	488 a	575
Fluxo de calor (M.Btu/h-ft ²)	0,151 a	0,310	0,146 a	0,307
Velocidade de massa (M.lb/h-ft ²)	0,680 a	2,650	0,600 a	2,350
Título médio de saída	-0,463 a	-0,159	-0,161 a	-0,030

Tabela 2-1 Condições de operação dos testes de Castellana et al. ⁽³⁰⁾

Testes experimentais, analisando o comportamento da mistura turbulenta no escoamento bifásico em feixes de varetas, são apresentados nas Referências 31, 32 e 33.

2-5 CORRELAÇÕES EMPÍRICAS E SEMI-EMPÍRICAS PARA A VARETA COMBUSTÍVEL

O cálculo da distribuição de temperatura nas varetas de combustível nuclear, sob as mais diversas condições de po

tência e tempo de irradiação, requer a utilização de um certo número de correlações para representar os fenômenos envolvidos.

2-5.1 Condutância da Folga Radial

O cálculo da queda de temperatura através do espaçamento entre a pastilha combustível e o revestimento é uma das questões mais problemáticas quando se deseja determinar a distribuição de temperatura na vareta combustível. Por causa da ordem de grandeza desta queda de temperatura, muitos trabalhos teóricos e experimentais têm sido realizados para a sua determinação precisa⁽³⁸⁾.

A condutância da folga radial ou "condutância do gap" como é frequentemente chamada, pode ser expressa como a soma de três componentes:

$$h_{\text{gap}} = h_{\text{gás}} + h_{\text{sol}} + h_{\text{rad}} \quad (2-119)$$

onde

- $h_{\text{gás}}$: condutância através do gás interfacial,
- h_{sol} : condutância através dos pontos de contato,
- h_{rad} : condutância por radiação térmica.

Quando o combustível não está em contato com o revestimento, a condução térmica é principalmente através do gás. Se existe o contato, 5 a 20% do calor total pode ser transferido através dos pontos de contato, dependendo da pressão interfacial, dos gases contidos no "gap" e das rugosidades das superfícies. O calor transferido por radiação não excede 2% do total.

1) Condutância Através do Gás Interfacial

A queda de temperatura através do gás pode ser representada por dois componentes: o primeiro é a queda de temperatura através do meio gasoso, a qual depende da condutividade térmica do gás de acordo com a equação de Fourier

$$-k \frac{dT}{dx} = \phi_s \quad (2-120)$$

onde ϕ_s é o fluxo de calor superficial. O segundo componente, a parece da troca imperfeita de energia entre o gás e a superfície. Esta queda de temperatura é chamada "salto da temperatura".

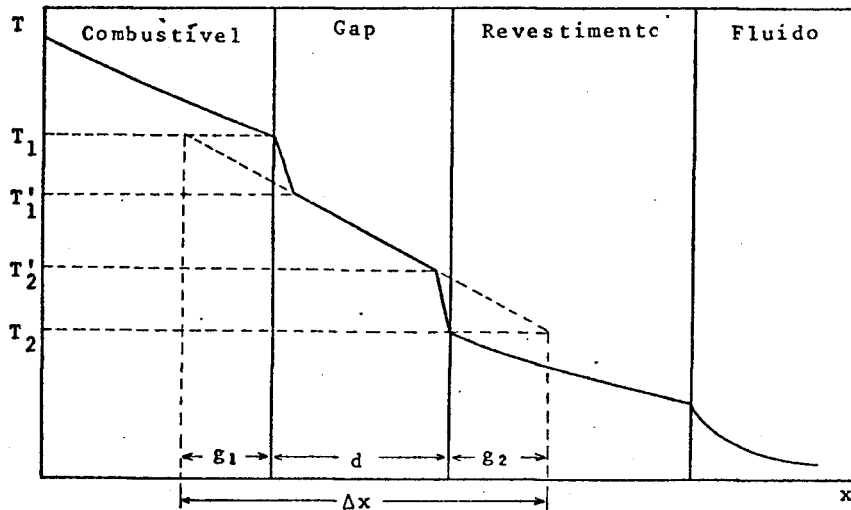


Figura 2-13 Quedas de temperatura através do "gap".

A partir da Figura 2-13, o gradiente médio de temperatura imposto ao gás pode ser escrito como:

$$\frac{\Delta T'}{d} = \frac{\Delta T}{d+g_1+g_2} \quad (2-121)$$

onde g , a "distância de salto da temperatura" é definida por

$$\delta T = -g \frac{dT}{dx} \quad (2-122)$$

Da equação de Fourier e Equação (2-121), tem-se:

$$\phi_s = k_{\text{gás}} \frac{\Delta T}{d+g_1+g_2} \quad (2-123)$$

Por outro lado,

$$h_{\text{gap}} = h_{\text{gás}} = \frac{\phi_s}{\Delta T} \quad (2-124)$$

Então

$$h_{\text{gás}} = \frac{k_{\text{gás}}}{d + g_1 + g_2} \quad (2-125)$$

A soma $(g_1 + g_2)$ é da mesma ordem do livre caminho médio das moléculas do gás, que é, em situações típicas de reatores, da mesma ordem da rugosidade do combustível (5×10^{-5} a 2×10^{-4} cm). Então, para "gaps" maiores que 10^{-3} cm, $h_{\text{gás}}$ pode ser calculado aproximadamente por

$$h_{\text{gás}} = \frac{k_{\text{gás}}}{d} \quad (2-126)$$

onde d é a espessura nominal do "gap".

Quando o combustível e revestimento tendem para o contato, o problema torna-se mais complexo: as distâncias de salto da temperatura devem ser consideradas e a distância efetiva entre as superfícies passa a ser uma função de suas rugosidades e, além disso, pode existir uma condutância através dos pontos de contato.

Essas dificuldades podem ser contornadas definindo a "distância total efetiva do gap" ΔX_{ef} :

$$\Delta X_{\text{ef}} = d_{\text{ef}} + g_1 + g_2 = \frac{k_{\text{gás}}}{h_{\text{gás}}} \quad (2-127)$$

Na ausência de dados suficientes para ΔX , deve-se estimar d_{ef} e $g_1 + g_2$ por teorias e modelos, considerando os dados disponíveis e extrapolando conservativamente nas regiões desconhecidas. Não existe nenhum modelo teoricamente exato porque a estimativa de d_{ef} depende do perfil das superfícies, a qual pode variar com a quebra do combustível, deformação elástica do revestimento e deformações dos pontos de contato. As distâncias

de salto da temperatura são calculadas a partir da teoria de transporte.

Dois modelos distintos são considerados aqui para calcular Δx : o modelo de Ross-Stoute⁽³⁴⁾ e o modelo de Shlykov.⁽³⁵⁾

a) Modelo de Ross-Stoute

No modelo de Ross-Stoute, a espessura efetiva do "gap" é calculada por

$$d_{ef} = C(R_1 + R_2) \quad (2-128)$$

onde

$$C = 1,98 \exp(-8,8 \times 10^{-5} P), \quad (2-129)$$

R_1 e R_2 são, respectivamente, as rugosidades superficiais do combustível e revestimento, e P é a pressão de contato em psi.

b) Modelo de Shlykov

O modelo de Shlykov foi derivado a partir de dados experimentais para a condutância entre pares de metais no ar e em outros gases. Neste modelo define-se:

$$V = \frac{\Delta X_{max}}{g_1 + g_2} \quad (2-130)$$

e

$$Y = \frac{\Delta X_{max}}{\Delta X_{ef}} \quad (2-131)$$

onde

$$\Delta X_{max} = 2(R_1 + R_2) \quad (2-132)$$

O parâmetro Y pode ser calculado como função de V pela expressão:

$$Y = \frac{10}{3} + \frac{10}{V} + \frac{4}{V^2} - 4\left(\frac{1}{V^3} + \frac{3}{V^2} + \frac{2}{V}\right) \ln(1+V). \quad (2-133)$$

O conhecimento de $Y = f(V)$ e a Equação (2-131) permitem o cálculo de ΔX_{ef} .

Lanning e Hann⁽³⁸⁾ recomendam utilizar estes dois modelos juntamente com a equação de Lloyd para calcular as distâncias de salto da temperatura e uma correção para ΔX derivada a partir de uma regressão linear aplicada aos dados experimentais de Ross-Stoute. Estas correções são:

Para o modelo de Ross-Stoute:

$$\Delta X_{reg} = 1,8 \Delta X_{calc} - 0,00012 \text{ cm} \quad (2-134)$$

onde

$$\Delta X_{calc} = C(R_1 + R_2) + (g_1 + g_2)_{Lloyd}. \quad (2-135)$$

Para o modelo de Shlykov:

$$\Delta X_{reg} = 2,5 \Delta X_{calc} - 0,00010 \text{ cm} \quad (2-136)$$

onde $\Delta X_{calc} = \Delta X_{ef}$ é dado pela Equação (2-131).

2) Condutância Através dos Pontos de Contato

Todos os modelos que correlacionam a condutância de contato têm a mesma forma básica⁽³⁸⁾:

$$h_{sol} = Ak_m \left(\frac{P}{H}\right)^n F(\lambda_i \text{ e/ou } R_i); i = 1, 2 \quad (2-137)$$

onde

A : constante,

k_m : condutividade térmica média, $2k_1k_2/(k_1+k_2)$,

P : pressão interfacial,

H : dureza de Meyer do revestimento,

λ_i : distância média entre picos adjacentes da superfície i,

R_i : rugosidade média da superfície i

n : geralmente igual a 0,5 ou 1,0, dependendo de como aumenta a pressão de contato. Os índices 1 e 2, referem-se ao combustível e ao revestimento, respectivamente.

Algumas correlações para calcular a condutância de contato são apresentadas a seguir:

a) Modelo de Cetinkale-Fishenden

A equação de Cetinkale-Fishenden⁽³⁸⁾ para h_{sol} é

$$h_{sol} = \left(\frac{2}{\pi}\right) k_m \left(\frac{P}{H}\right)^{1/2} \frac{1}{r_e} \quad (2-138)$$

onde r_e , o raio de um cilindro fictício associado a cada ponto de contato, é calculado pela relação empírica

$$r_e = 0,0048 \left(\frac{P}{H}\right)^{-5/6} (\lambda_1 + \lambda_2). \quad (2-139)$$

Combinando estas duas equações, tem-se:

$$h_{sol} = 132,6 k_m \left(\frac{P}{H}\right)^{4/3} \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (2-140)$$

b) Modelo de Rapier-Jones

A equação de Rapier-Jones⁽³⁶⁾ para h_{sol} é obtida substituindo

$$r_e = (\pi/2) \lambda_1 \quad (2-141)$$

na equação de Cetinkale-Fishenden:

$$h_{sol} = 1,0 k_m \left(\frac{P}{H}\right)^{1/2} \frac{1}{\lambda_1} \quad (2-142)$$

c) Modelo de Ross-Stoute

A equação de Ross-Stoute⁽³⁴⁾ para h_{sol} é

$$h_{sol} = 1,189k_m \left(\frac{P}{H}\right) \frac{1}{a_o (R_1^2 + R_2^2)^{1/4}} \quad (2-143)$$

onde $a_o = 1,0 \text{ cm}^{1/2}$.

d) Modelo de Fenech-Rohsenow

Neste modelo⁽³⁸⁾, a equação para a condutância de contato pode ser escrita como:

$$h_{sol} = 1,89k_m \left(\frac{P}{H}\right) \frac{1}{1,89(R_1 + R_2) + (P/H)^{1/2} \lambda_1} \quad (2-144)$$

e) Modelo de Mikic-Todreas

A condutância de contato no modelo de Mikic-Todreas⁽³⁷⁾ é dada por:

$$h_{sol} = 2,314k_m \left(\frac{P}{H}\right)^n \frac{1}{(R_1^2 + R_2^2)^{1/2}} \left(\frac{R_1}{\lambda_1}\right) \quad (2-145)$$

onde

$$\begin{aligned} n &= 0,5 & (P/H) < 0,0001 \\ (P/H)^n &= 0,01 & 0,0001 < (P/H) < 0,01 \\ n &= 1,0 & (P/H) > 0,01 \end{aligned} \quad (2-146)$$

e a razão (R_1/λ_1) , de acordo com Lanning e Hann, é calculada por

$$(R_1/\lambda_1) = \exp(0,52851 \ln R_1 + 1,071) \quad (2-147)$$

onde R_1 é em cm.

f) Modelo de Shlykov

A equação de Shlykov⁽³⁵⁾ para h_{sol} é

$$h_{sol} = 0,32 k_m \left(\frac{P}{H}\right)^{0,86} \frac{\kappa}{a} \quad (2-148)$$

onde $a = 40 \times 10^{-4}$ cm é o raio médio dos pontos reais de contato. O parâmetro κ é dado por:

$$\begin{aligned} \kappa &= 1,0 & (R_1 + R_2) &> 0,003 \text{ cm} \\ \kappa &= \frac{(0,0030)^{1/3}}{R_1 + R_2} & 0,001 &< (R_1 + R_2) < 0,003 \text{ cm} \\ \kappa &= \frac{0,0015}{R_1 + R_2} & (R_1 + R_2) &< 0,001 \text{ cm} \end{aligned} \quad (2-149)$$

g) Modelo de Dean

A equação de Dean⁽³⁸⁾ para h_{sol} é

$$h_{sol} = 11,67 k_m \left(\frac{P}{H}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1 \lambda_2}\right)^{1/2} \quad (2-150)$$

Lanning e Hann recomendam utilizar o modelo de Mikic-Todreas, reduzido por um fator de 4, que é conservativo quando comparado com dados disponíveis de h_{sol} para pares UO_2 -metal.

O código GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ usa o modelo de Mikic-Todreas reduzido por um fator de 5,58, baseado na média das razões entre o valor de h_{sol} calculado pela Equação (2-145) e os dados experimentais correspondentes, apresentados por Lanning e Hann.

3) Condutância por Radiação Térmica

A condutância por radiação térmica do combustível para o revestimento é determinada a partir da equação⁽³⁹⁾:

$$h_{rad} = \sigma_{SB} \left[\frac{1}{\epsilon_2} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right) \right]^{-1} (T_1^2 + T_2^2) (T_1 + T_2) \quad (2-151)$$

onde

- σ_{SB} : constante de Stefan-Boltzmann,
- ϵ : emissividade da superfície,
- A: área da superfície,
- T: temperatura absoluta da superfície.

2-5.2 Propriedades dos Gases

1) Viscosidade

A viscosidade de um gás monoatômico a baixa densidade pode ser calculada, de acordo com a teoria de Chapman-Enskog⁽⁴⁰⁾, pela equação:

$$\mu = 2,6693 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{MT}}{\sigma^2 \Omega_{\mu}} \text{ (g/cm-s)} \quad (2-152)$$

onde

- M : peso molecular,
- T : temperatura ($^{\circ}\text{K}$),
- σ : diâmetro de colisão (Å),
- Ω_{μ} : função de colisão.

Os valores de σ e Ω_{μ} encontram-se tabelados na Referência 40.

Embora esta equação tenha sido derivada para gases monoatômicos, ela apresenta bons resultados para gases poliatômicos.

A viscosidade de uma mistura de gases a baixa densidade é dada pela expressão:

$$\mu_{\text{mix}} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \mu_i}{\sum_{j=1}^n x_j \phi_{ij}} \quad (2-153)$$

onde n é o número de gases componentes da mistura; x_i e x_j são as frações molares dos componentes i e j ; μ_i é a viscosidade do componente i à pressão e temperatura do sistema. A função ϕ_{ij} é calculada por

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j}\right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i}\right)^{1/4}\right]^2 \quad (2-154)$$

onde M_i e M_j são os pesos moleculares dos componentes i e j .

2) Condutividade Térmica

A equação de Chapman-Enskog para calcular a condutividade térmica de um gás monoatômico a baixa densidade é

$$k = 1,9891 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{T/M}}{\sigma^2 \Omega_k} \quad (\text{cal/s-cm}^{-\circ}\text{K}) \quad (2-155)$$

onde σ e $\Omega_k = \Omega_\mu$ são calculados como na equação para a viscosidade.

Para um gás poliatômico a baixa densidade, a condutividade térmica pode ser calculada pela equação de Eucken⁽⁴⁰⁾:

$$k = \left(C_p + \frac{5}{4} R\right) \frac{\mu}{M} \quad (2-156)$$

onde

- C_p : capacidade térmica à pressão constante,
- R : constantes dos gases (1,987 cal/g-mol- $^{\circ}$ K),
- μ : viscosidade.

A condutividade térmica de uma mistura de gases pode ser estimada de uma maneira análoga àquela usada para a viscosidade, isto é,

$$k_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i k_i}{\sum_{j=1}^n x_j \phi_{ij}} \quad (2-157)$$

3) Coeficiente de Acomodação Térmica

O cálculo do coeficiente de acomodação é baseado nos dados experimentais de Ullman et al. ⁽⁴¹⁾. Tais dados referem-se ao hélio e ao xenônio entre superfícies de UO_2 e aço inoxidável, na faixa de temperatura de 500 a 1200°K.

O coeficiente de acomodação para o hélio e o xenônio como função da temperatura é dado por ⁽³⁸⁾:

$$a_{He} = 0,425 - 2,3 \times 10^{-4} T \quad (2-158)$$

$$a_{Xe} = 0,749 - 2,5 \times 10^{-4} T \quad (2-159)$$

onde T é um °K.

Para outros gases e mistura de gases, o coeficiente de acomodação a_j pode ser calculado por interpolação linear entre a_{He} e a_{Xe} baseada no peso molecular M_j ,

$$a_j = (a_{Xe} - a_{He}) \left(\frac{M_j - 4}{128} \right) + a_{He} \quad (2-160)$$

2-5.3 Distância de Salto da Temperatura

A distância de salto da temperatura pode ser calculada a partir da expressão generalizada proposta por Lanning e Hann ⁽³⁸⁾:

$$g = A \left[\frac{k_{gas} \sqrt{T_{gas}}}{P} \right] F(a_i, x_i, m_i) \text{ (cm)} \quad (2-161)$$

onde

A : constante,

k_{gas} : condutividade térmica do gás (cal/s-cm-°C)

T_{gas} : temperatura do gás (°K),

P : pressão do gás (dyn/cm²),

F : função do coeficiente de acomodação térmica a_i , fração molar x_i , e peso molecular M_i de cada componente do gás.

São apresentadas a seguir três equações para calcular a distância de salto da temperatura:

1) Equação de Kennard

Para uma mistura de gases⁽³⁸⁾

$$g = 7675 \left(\frac{2-a_{mix}}{a_{mix}} \right) \left(\frac{1}{1+C_p/C_v} \right) \left(\frac{k_{gas} \sqrt{T_{gas}}}{P} \right) \left(\frac{1}{\sum x_i/M_i} \right)^{1/2} \quad (2-162)$$

onde a_{mix} é o coeficiente de acomodação da mistura e C_p/C_v é a razão das capacidades térmicas a pressão e volume constante, respectivamente. Para gases monoatômicos, $C_p/C_v = 1,667$.

2) Equação do GAPCON

A equação utilizada no código GAPCON-THERMAL-1⁽⁹⁾ para calcular a distância de salto da temperatura foi derivada empiricamente a partir dos dados experimentais de Ross-Stoute. A equação original é

$$(g_1 + g_2) = 5,448 \left(\frac{\mu_{mix}}{P} \right) \left(\frac{T_{gas}}{\sum x_i M_i} \right)^{1/2} \quad (\text{cm}) \quad (2-163)$$

onde (g_1+g_2) é em cm e P em psi.

Supondo $g_1 = g_2 = g$ e considerando a Equação (2-156) com $C_p = 4,968 \text{ cal/g-mol}^{-\circ}\text{K}$ para os gases de enchimento, obtêm-se:

$$g = 2,52 \times 10^4 \left(\frac{k_{gas} \sqrt{T_{gas}}}{P} \right) \left[\frac{\sum_i (x_i k_i M_i / \sum_j x_j \phi_{ij})}{\sum_i (x_i k_i / \sum_j x_j \phi_{ij})} \right] \left(\frac{1}{\sum_i x_i M_i} \right)^{1/2} \quad (2-164)$$

onde $k_{gas} = k_{mix}$ e P é em dyn/cm^2 .

3) Equação de Lloyd

A equação de Lloyd⁽³⁸⁾ para a distância de salto de temperatura é:

$$g = 2875 k_{\text{gas}} \sqrt{T_{\text{gas}}} \left[\frac{1}{\sum (a_i p_i / \sqrt{M_i})} \right] \quad (2-165)$$

onde p_i é a pressão parcial de cada componente em dyn/cm^2 . Considerando $p_i = x_i P$, a equação torna-se

$$g = 2875 \left(\frac{k_{\text{gas}} \sqrt{T_{\text{gas}}}}{P} \right) \frac{1}{\sum (a_i x_i / \sqrt{M_i})} \quad (2-166)$$

Lanning e Hann sugerem utilizar a equação de Lloyd porque somente ela considera a variação do coeficiente de acomodação com a espécie de gás.

2-5.4 Pressão Interna da Vareta

Os espaços vazios dentro da vareta combustível dos reatores refrigerados a água leve (LWR) mais recentes são inicialmente preenchidos com um gás inerte, geralmente o hélio. O enchimento da vareta combustível é realizado à temperatura ambiente e a uma pressão que varia de 1 a 50 atm.

No procedimento para avaliar a pressão interna da vareta durante a operação supõe-se que a lei dos gases perfeitos pode ser aplicada. Então, a seguinte relação pode ser derivada:

$$P = \frac{nR}{\frac{V_P}{T_P} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{V_{v_i}}{T_{v_i}} + \frac{V_{g_i}}{T_{g_i}} + \frac{V_{d_i}}{T_{d_i}} \right)} \quad (2-167)$$

onde

n: número total de moles do gás,
 R: constantes dos gases,
 N: número de segmentos axiais,
 V: volume,
 T: temperatura,
 p: refere-se ao "plenum" superior da vareta,
 v: refere-se ao vazio central,
 g: refere-se ao espaçamento entre a pastilha e o re-
 vestimento ("gap"),
 d: refere-se aos espaços vazios entre as pastilhas
 ("dish").

O volume do "plenum" é determinado por:

$$V_p = \pi R_{C1}^2 L_p (1 - f_p) \quad (2-168)$$

onde

R_{C1} : raio interno do revestimento,
 L_p : comprimento do "plenum",
 f_p : fração do "plenum" ocupada.

O volume do vazio central em cada segmento axial é

$$V_v = \pi R_v^2 L_v \quad (2-169)$$

onde

R_v : raio do vazio central,
 L_v : comprimento do vazio central no segmento.

O volume do "gap" em cada segmento axial pode ser cal
culado por

$$V_g = \pi (R_{C1}^2 - R_F^2) \Delta x \quad (2-170)$$

onde

R_F : raio da pastilha,

Δx : comprimento do segmento axial.

O volume do "dish" é aproximado por um volume vazio na forma de um pequeno cilindro, como mostrado na Figura 2-14.

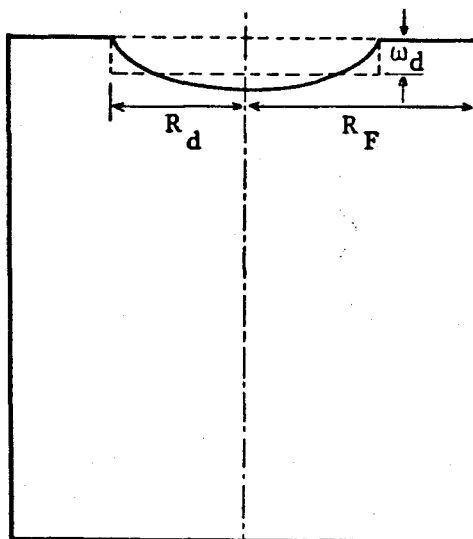


Figura 2-14 Pastilha de combustível

Supondo que existe um "dish" por segmento, pode-se escrever:

$$V_d = \pi R_d^2 w_d \quad (2-171)$$

onde

R_d : raio do "dish",

w_d : profundidade do "dish".

Geralmente, nos cálculos, ao invés de considerar w_d como um dado de entrada, considera-se a fração de volume total da coluna combustível que contribuiu para o volume do "dish". Então,

$$V_d = \pi (R_F^2 - R_v^2) \Delta x f_d \quad (2-172)$$

onde

$$f_d = \frac{\text{volume total dos "dish"}}{\text{volume total da coluna combustível}} \quad (2-173)$$

Quando se deseja um cálculo preciso da pressão interna, deve-se considerar, além da expansão radial, a ocupação dos espaços vazios pela expansão axial do combustível. A expansão axial inclui a expansão térmica e o inchamento do combustível causado pelos produtos de fissão. O código digital GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ apresenta um algoritmo simples para calcular a expansão axial do combustível devida às contribuições da dilatação térmica e inchamento.

2-5.5 Pressão Interfacial

A pressão interfacial entre o combustível e o revestimento, quando ocorre o fechamento do "gap", é calculada a partir da teoria da deformação elástica. Para o revestimento sujeito a um gradiente térmico, a pressão interfacial é dada por (9):

$$p = \left[\frac{\Delta R}{R_{c1}} E_c + \frac{2p_2 R_{c2}^2}{R_{c2}^2 - R_{c1}^2} \right] \left[\frac{R_{c2}^2 + R_{c1}^2}{R_{c2}^2 - R_{c1}^2} + \mu_c + \frac{E_c}{E_f} (1 - \mu_f) \right]^{-1} \quad (2-174)$$

onde

- p_2 : pressão externa sobre o revestimento,
- ΔR : interferência calculada combustível-revestimento,
- R_{c1} : raio interno do revestimento,
- R_{c2} : raio externo do revestimento,
- E_c : módulo de elasticidade do revestimento,
- E_f : módulo de elasticidade do combustível,
- μ_c : razão de Poisson do revestimento,
- μ_f : razão de Poisson do combustível.

Supõe-se que a pressão interfacial nunca pode exceder a pressão que causará o limite elástico do revestimento:

$$p_{\max} = \frac{[\sigma_y - (\sigma_t)t] (R_{c2}^2 - R_{c1}^2) + 2p_2 R_{c2}^2}{R_{c2}^2 + R_{c1}^2} \quad (2-175)$$

onde

σ_y : limite de elasticidade do revestimento,
 $(\sigma_t)_t$: tensão térmica do revestimento.

Este último termo é dado por:

$$(\sigma_t)_t = \frac{\alpha_c E_c (T_{c1} - T_{c2})}{2(1-\mu_c) \ln \left(\frac{R_{c2}}{R_{c1}} \right)} \left[1 - 2 \frac{R_{c1}^2}{R_{c2}^2 - R_{c1}^2} \ln \left(\frac{R_{c2}}{R_{c1}} \right) \right] \quad (2-176)$$

onde

α_c : coeficiente linear de expansão térmica do revestimento,
 T_{c1} : temperatura interna do revestimento,
 T_{c2} : temperatura externa do revestimento.

2-5.6 Depressão do Fluxo

A taxa de geração volumétrica de calor na vareta em qualquer posição radial não é uniforme, sendo mais alta na superfície do combustível e mais baixa no centro. Isto ocorre, principalmente, devido à não uniformidade da distribuição do fluxo de neutrons no combustível.

Pode-se mostrar, a partir da teoria de difusão, que o fluxo de neutrons numa vareta cilíndrica é governado pela equação:

$$\phi(r) = \phi_0 I_0(\kappa r) \quad (2-177)$$

onde

r : raio do combustível,
 ϕ_0 : fluxo de neutrons no centro da vareta,
 I_0 : função modificada de Bessel de primeira espécie e ordem zero,
 κ : inverso do comprimento de difusão do combustível.

Esta equação somente é válida para enriquecimento menor que 4% e na ausência de absorvedor forte (PUO_2).

O parâmetro κ pode ser calculado por

$$\kappa^2 = \frac{3\Sigma_a \Sigma_t}{1 - 0,8\Sigma_a/\Sigma_t}, \quad (2-178)$$

onde Σ_a e Σ_t são as seções de choque macroscópicas de absorção e transporte, respectivamente.

Como a taxa de geração volumétrica de calor é proporcional ao fluxo de nêutrons, tem-se:

$$q'''(r) = q'''_0 I_0(\kappa r). \quad (2-179)$$

O fator de depressão como função do raio pode ser definido por

$$f_D(r) = \frac{q'''(r)}{q'''_{\text{avg}}}, \quad (2-180)$$

onde a taxa de geração volumétrica de calor q'''_{avg} é dada por

$$q'''_{\text{avg}} = \frac{1}{\pi R_F^2} \int_0^{R_F} q'''(r) 2\pi r dr. \quad (2-181)$$

Considerando a Equação (2-179), obtém-se:

$$q'''_{\text{avg}} = \frac{2q'''_0 I_1(\kappa R_F)}{\kappa R_F} \quad (2-182)$$

onde I_1 é a função modificada de Bessel de primeira espécie e ordem um. Com este resultado, a equação para os fatores de depressão pode ser escrita como:

$$f_D(r) = C I_0(\kappa r) \quad (2-183)$$

onde

$$C = \frac{\kappa R_F}{2I_1(\kappa R_F)} \quad (2-184)$$

2-5.7 Propriedades do Combustível

1) Expansão Térmica

A elongação térmica de um sólido homogêneo na direção axial, quando aquecido da temperatura T_0 à temperatura T , é dada por:

$$\Delta L = \int_0^L \alpha [T(x) - T_0] dx \quad (2-185)$$

onde α é o coeficiente linear de expansão térmica.

A expansão axial de uma pilha de pastilhas de UO_2 poderia ser determinada pela equação acima se a distribuição de temperatura $T(x)$ fosse definida. Entretanto, a distribuição radial de temperatura complica o problema. Segundo Notley et al. (42) a utilização de um valor médio para $T(x)$ é inadequado, fornecendo uma elongação maior que a observada. Isto é atribuído ao fato de que o núcleo central da vareta é plástico e não contribui para a expansão axial.

A expansão axial das pastilhas de extremidades abauladas pode ser calculada usando a temperatura da casca cilíndrica não-plástica mais interna. Nestas pastilhas de combustível, o abaulamento estende radialmente além do raio plástico, de modo que a expansão axial pode ser expressa em termos da expansão do anel de combustível envolvendo a área abaulada ou "dish".

Se o combustível é dividido em segmentos axiais e se o revestimento permite a expansão livre do combustível, a elongação axial total da pilha de pastilhas é

$$\Delta L = \sum \alpha_i (T_{pi} - T_0) \Delta x \quad (2-186)$$

onde T_{pi} é a temperatura de plasticidade do combustível ou a temperatura lateral do "dish" no segmento i . A temperatura de plasticidade é usada se não existe considerações sobre o "dish" ou se a temperatura lateral do "dish" é maior que a temperatura de plasticidade.

A temperatura de plasticidade do UO_2 é fortemente dependente das tensões exercidas pelo revestimento sobre as pastilhas e pode variar de 750 a 2000°C. Para uma pastilha não comprimida o valor 1200°C para a temperatura de plasticidade é recomendada por Notley.

O modelo de Notley et al. para a expansão radial supõe que as pastilhas consistem de um núcleo plástico envolvido por um anel de fragmentos trincados. Se a expansão da região plástica pode ser acomodada nos espaços vazios disponíveis, a expansão térmica é expressa pela expansão da região não-plástica mais interna mais a expansão dos fragmentos rígidos. Se os espaços vazios são insuficientes, a expansão do núcleo plástico deve ser adicionada àquela do anel rígido. Analogamente à expansão do núcleo plástico, o aumento do volume devido à fusão do combustível pode causar uma adicional expansão radial, se o volume vazio é insuficiente para a sua acomodação.

Para uma análise simples da expansão radial da pastilha pode-se usar a expressão⁽⁴³⁾:

$$\Delta R = R_F \alpha (\bar{T} - T_0) \quad (2-187)$$

onde

- R_F : raio da pastilha à temperatura T_0 ,
- α : coeficiente linear médio de expansão térmica,
- \bar{T} : temperatura volumétrica média.

Se se deseja um cálculo mais detalhado, o modelo de Notley pode ser utilizado. Segundo a análise de Notley, a expansão radial do combustível pode ser prevista pela equação:

$$\Delta R = (R_F - R_p) \alpha \left[\frac{(T_{FS} + T_p)}{2} - T_o \right] + \Delta R_p \quad (2-188)$$

onde

- R_p : raio da região plástica,
 T_{FS} : temperatura superficial da pastilha,
 T_p : temperatura de plasticidade,
 ΔR_p : expansão radial do núcleo plástico.

A expansão radial do núcleo plástico pode ser calculada da seguinte maneira: volume expandido do núcleo plástico mais a expansão do volume fundido menos os volumes acomodados pelos vazios disponíveis e pela dilatação linear é igual ao aumento volumétrico do núcleo plástico. Equacionando, tem-se:

$$\int_0^{R_p} 2\pi r L (3\alpha) (T - T_o) dr + \pi R_m^2 L \left(\frac{\Delta V_m}{V} \right) - \pi R_p^2 L \left(\frac{\Delta V}{V} \right) - \pi R_p^2 L \left(\frac{\Delta L}{L} \right) = 2\pi R_p L \Delta R_p \quad (2-189)$$

onde

- R_m : raio da região fundida,
 $\frac{\Delta V_m}{V}$: aumento fracional do volume devido à fusão,
 $\frac{\Delta V}{V}$: fração do volume da coluna combustível que é volume vazio,
 $\frac{\Delta L}{L}$: aumento fracional na direção axial.

Simplificando a equação acima obtém-se:

$$\Delta R_p = \frac{R_p}{2} \left[\frac{6}{R_p^2} \int_0^{R_p} \alpha (T - T_o) r dr - \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta L}{L} \right) + \left(\frac{R_m}{R_p} \right)^2 \left(\frac{\Delta V_m}{V} \right) \right] \quad (2-190)$$

O GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ calcula a expansão térmica radial supondo que cada anel radial da pastilha é um corpo livre com uma temperatura média \bar{T} . O aumento no raio de cada anel, devido à expansão térmica na direção circunferencial, é calculado por

$$\Delta R_{ci} = \alpha_i \bar{R}_i (\bar{T}_i - T_0) \quad (2-191)$$

onde \bar{R}_i é o raio médio do anel. O aumento na espessura de cada anel é

$$\Delta t_i = \alpha_i t_i (\bar{T}_i - T_0) \quad (2-192)$$

onde t_i é a espessura inicial do anel i .

O programa determina o anel onde ocorreu maior aumento no raio e supõe que toda a expansão térmica da região interna é levada em conta pelo aumento radial deste anel. Assim, o aumento total no raio do combustível é calculado por

$$\Delta R = (\Delta R_c)_{\max} + \sum_{i=L}^N \Delta t_i - \frac{\Delta t_L}{2} \quad (2-193)$$

onde

L: número do anel imediatamente acima daquele para o qual ΔR_c é máximo,

N: número do anel mais externo.

O coeficiente linear de expansão térmica do UO_2 pode ser calculado, como função da temperatura, pela equação de Conway et al.⁽⁴⁴⁾:

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta T} = \frac{2,896 \times 10^{-9} (T^2 - 625) + 6,797 \times 10^{-6} (T - 25)}{T - 25} \quad (2-194)$$

onde T é em $^{\circ}C$.

2) Relocação

Durante a irradiação, os combustíveis cerâmicos es

tão sujeitos a tensões térmicas que podem causar a deformação das pastilhas. A deformação do UO_2 pode ocorrer por escoamento plástico a temperaturas acima da temperatura de plasticidade ($\sim 1200^\circ C$) ou por trincamento a temperaturas abaixo da temperatura de plasticidade. Uma variação de $60^\circ C$ na temperatura é suficiente para causar o trincamento das pastilhas de UO_2 (42).

A relocação é uma redução na espessura da folga radial, causada pelo trincamento e movimento radial do combustível para fora. Em oposição ao movimento do combustível, existe um movimento do gás de enchimento do "gap" na direção do centro da pastilha. Este último processo é irreversível.

A relocação é suposta ser uma função da potência, da ciclagem da potência, da espessura inicial do "gap", do "burnup" e do tempo de irradiação. O modelo utilizado pelo GAPCON-THERMAL-2 (10) para calcular a variação no raio da pastilha devida à relocação é expresso por:

$$\Delta R_{reloc} = \left[\alpha \left(\frac{b}{1+b} \right) + \beta P + \gamma \right] \frac{t_{gap}}{100} \quad (\text{in}) \quad (2-195)$$

onde

$$b = \exp (-4 + B^{0,25}) \quad (2-196)$$

e

P : potência linear (kw/ft),

t_{gap} : espessura inicial do "gap" (in),

B : "burnup" (MWD/T).

As constantes $\alpha = 40$, $\beta = 0,8$ e $\gamma = 1$ foram obtidas a partir de uma regressão linear de dados experimentais.

O modelo conservativo que dá menor relocação é

$$\Delta R'_{reloc} = \Delta R_{reloc} - 0,23 t_{gap}. \quad (2-197)$$

3) Densificação

As pastilhas de combustível antes de serem irradiadas são praticamente homogêneas, não apresentando variações acentuadas na sua densidade. Entretanto, à medida que o combustível é irradiado, ocorre uma eliminação da porosidade com uma consequente variação nas dimensões e na densidade das pastilhas e a formação de um vazio central. Tais efeitos podem aumentar o armazenamento de energia térmica no combustível, aumentar a taxa de geração linear de calor da pastilha, decrescer a capacidade de transferência de calor através da folga radial e criar condições para a ocorrência de picos locais de potência e defeitos no revestimento.

No modelo de densificação do UO_2 proposto pela General Electric⁽⁴⁵⁾, o decréscimo no comprimento da coluna combustível devidos aos efeitos da densificação é calculado pela expressão:

$$\Delta L_{\text{dens}} = \left(\frac{0,965 - F}{2} \right) L_F \quad (2-198)$$

onde L_F é o comprimento da coluna combustível, e F é a fração da densidade teórica do combustível. Esta equação é utilizada na determinação da taxa de geração linear de calor em BWR.

O comprimento máximo do vazio central resultante é dado por

$$L_{v,\text{dens}} = \left(\frac{0,965 - F}{2} + 0,004 \right) L_F \quad (2-199)$$

e a redução no raio da pastilha por

$$\Delta R_{\text{dens}} = \left(\frac{0,965 - F + 2\sigma}{3} \right) R_F \quad (2-200)$$

onde R_F é o raio inicial da pastilha e σ é o desvio padrão na densidade das pastilhas como fabricadas.

O modelo de densificação apresentado pelo GAPCON - THERMAL-2⁽¹⁰⁾ calcula a redução no raio da pastilha como função do tempo de irradiação e densidade diferencial. A redução radial é calculada por:

$$\Delta R_{\text{dens}} = - (M \cdot \ln B + N) \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{R_F}{2} \quad (2-201)$$

onde

$\Delta \rho$: diferença entre a densidade do combustível resintizado e como fabricado,

ρ : densidade do combustível como fabricado.

Esta equação é válida para um "burnup" B máximo de 2000 MWD/T. As constantes M e N são dadas por:

$$M = \frac{1}{\ln(2000) - \ln(5)} = 0,1669 \quad N = -M \cdot \ln(5); \quad \rho < 92\% \text{ D.T.}$$

$$M = \frac{1}{\ln(2000) - \ln(20)} = 0,2171 \quad N = M \cdot \ln(20); \quad \rho \geq 92\% \text{ D.T.}$$

Então,

$$\Delta R_{\text{dens}} = - 0,1669 \ln (B/5) \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{D_F}{4}; \quad \rho < 92\% \text{ D.T.}$$

$$\Delta R_{\text{dens}} = - 0,2171 \ln (B/20) \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{D_F}{4}; \quad \rho \geq 92\% \text{ D.T.} \quad (2-202)$$

$$\Delta R_{\text{dens}} = 0 \quad \text{para } B < 20 \text{ MWD/T.}$$

4) Inchamento

A expansão devida ao inchamento ou "swelling" do combustível, causado pelos produtos de fissão, é calculada no GAPCON-THERMAL-2 pela relação:

$$\Delta V_B = (h_F V_F + h_C V_C) (B/10^4) - (1-F) (0,8V_h + 0,5V_c + 0,3V_\ell) \quad (2-203)$$

onde

ΔV_B : variação no volume por unidade de comprimento devido ao inchamento,

F : fração da densidade teórica,

h_f : taxa de inchamento para a coluna de combustível (0,016 $\Delta V/V$ por 10000 MWD/T),

h_c : taxa de inchamento entre 1300 e 1700°C (0,004 $\Delta V/V$ por 10000 MWD/T),

V_F : volume de combustível por unidade de comprimento,

V_C : volume do combustível por unidade de comprimento entre 1300 e 1700°C,

V_h : volume do combustível por unidade de comprimento acima de 1700°C,

V_ℓ : volume do combustível por unidade de comprimento abaixo de 1300°C.

Supondo que 1/3 do aumento do volume se dá na direção axial, o aumento radial é

$$R_{\text{swell}} = \frac{2/3 \Delta V_B}{2\pi R_F} \quad (2-204)$$

5) Condutividade Térmica

A condutividade térmica do UO_2 como função da porosidade é dada pela equação de Maxwell-Eucken⁽⁴⁶⁾:

$$k_p = \frac{(1-p)}{(1+\beta p)} k_{100} \quad (2-205)$$

onde

k_{100} : condutividade térmica à densidade 100% DT,

p : fração volumétrica ocupada por póros,

β : coeficiente de porosidade ($\beta = 0,5$ para densidades maiores que 90% DT).

A porosidade, em termos da fração da densidade teórica F , é $p = 1 - F$, e então

$$k_p = \frac{F}{1+\beta(1-F)} k_{100} \quad (2-206)$$

Para $F = 0,95$ e $\beta = 0,5$, esta equação resulta:

$$k_p = \frac{1,025}{0,95} \left[\frac{F}{1+\beta(1-F)} \right] k_{95} \quad (2-207)$$

onde k_{95} é a condutividade térmica à densidade de 95% DT.

As seguintes correlações para a condutividade térmica do UO_2 à densidade de 95% DT são frequentemente utilizadas:

a) Equação de Lyons

A equação de Lyons é utilizada pela General Electric (11) e pelo código GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾:

$$k_{95} = \frac{38,256}{T + 402,55} + 6,1276 \times 10^{-13} (T+273)^3 \quad (2-208)$$

onde k_{95} é em $W/cm^{\circ}C$ e T é em $^{\circ}C$.

b) Equação da Westinghouse

A equação para a condutividade térmica utilizada pela Westinghouse⁽⁴⁷⁾ é:

$$k_{95} = \frac{1}{11,8 + 0,0238T} + 8,775 \times 10^{-13} T^3 \quad (2-209)$$

onde k_{95} é em $W/cm^{\circ}C$ e T é em $^{\circ}C$. Esta equação é representada na Figura 2-15 pela curva contínua.

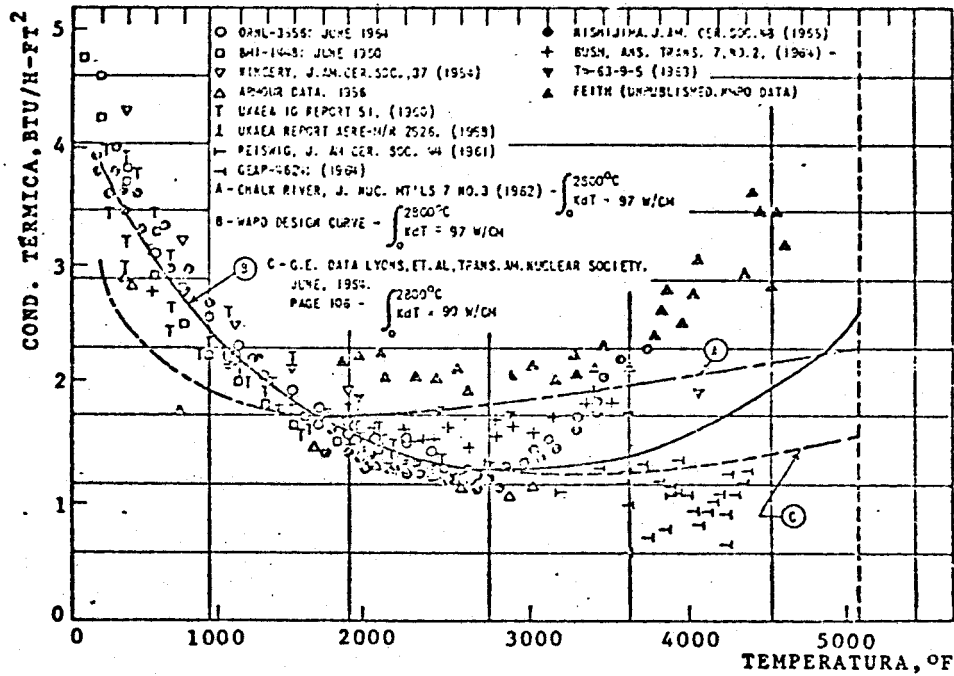


Figura 2-15 Condutividade térmica do UO_2 ⁽⁴⁷⁾

c) Belle et al.

A condutividade térmica do UO_2 como função da irradiação foi estudada por Belle et al ⁽⁴⁶⁾, que correlacionaram seus dados experimentais pela expressão:

$$k_p = \frac{(1-p)}{(1+\beta p)} [A_o + B_o T + (N_o/T) + (X_o/T) + FZ_o (1386/T)]^{-1} \quad (2-210)$$

onde

$$A_o = 0,116$$

$$B_o = 1,88 \times 10^{-4}$$

$$N_o = 6,23$$

$$X_o = 49,82$$

$$Z_o = 0,0139$$

$$F : \text{"burnup"} (10^{-20} \text{ fissões/cm}^3)$$

$$k_p : \text{condutividade térmica (Btu/h-ft.}^\circ\text{F)}$$

$$T : \text{temperatura (}^\circ\text{R)}.$$

6) Calor Específico

Segundo Tong⁽⁴⁹⁾, o calor específico do UO_2 pode ser calculado, como função da temperatura, pela equação:

$$c_p = 0,071 + 5,998 \times 10^{-6} T - 1,466 \times 10^3 / T^2. \quad (2-211)$$

Maiores detalhes das propriedades físicas e mecânicas do UO_2 e o comportamento dimensional das varetas combustíveis de LWR são apresentados por Stehle et al.⁽⁴⁹⁾.

2-5.8 Propriedades do Revestimento

1) Expansão Térmica

As características dimensionais do revestimento podem ser adequadamente descritas por aquelas de uma casca cilíndrica. Os acréscimos nos raios interno e externo do revestimento, devidos à expansão térmica, são calculados, respectivamente, por:

$$\Delta R_{c1} = R_{c1} \alpha_c (T_c - T_o) \quad (2-212)$$

$$\Delta R_{c2} = R_{c2} \alpha_c (T_c - T_o) \quad (2-213)$$

onde

R_{c1} : raio interno à temperatura inicial T_o ,

R_{c2} : raio externo à temperatura inicial T_o ,

α_c : coeficiente linear médio de expansão térmica,

T_c : temperatura média do revestimento.

2) Deflexão Elástica

A variação no raio interno do revestimento, devida às pressões interna e externa, é calculada por⁽¹⁰⁾:

$$\Delta R'_{c1} = \frac{R_{c1}}{E_c (R_{c2}^2 - R_{c1}^2)} \left[(R_{c1}^2 p_1 - R_{c2}^2 p_2) (1 - \mu_c) + R_{c2}^2 (p_1 - p_2) (1 + \mu_c) \right] \quad (2-214)$$

onde

p_1 : pressão interna,

p_2 : pressão externa,

E_c : módulo de elasticidade ou de Young,

μ_c : razão de Poisson.

3) Propriedades Físicas

Como o revestimento nem sempre é o mesmo para os diversos núcleos de reatores, suas propriedades físicas são fornecidas a partir de dados tabulares. O GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ dispõe de tabelas de propriedades para o Zircaloy-2, Zircaloy-4 e SS-304, na faixa de temperatura comum aos reatores.

2-5.9 Gases de Fissão

1) Geração de Gases de Fissão

Dois dos elementos produzidos em quantidades significativas a partir da fissão do urânio são os gases nobres criptônio e xenônio. Estatisticamente, cerca de 0,284 átomo dos produtos gasosos é gerado por cada fissão. Então, para um dado "burnup" em fissões/cm³ e para uma dada massa do combustível, a quantidade de gases de fissão gerada pode ser facilmente calculada.

O número de fissões/cm³ que ocorrem dentro da vareta é dado por:

$$N_f = 5,3930 \times 10^{17} \rho_o \frac{M_M}{M_o} \cdot \frac{B}{E_f} \quad (2-215)$$

onde

ρ_o : densidade do óxido combustível (g/cm³)

M_o : massa molecular do óxido combustível.

M_M : massa molecular do combustível metálico,

E_f : energia por fissão (MeV),

B : "burnup" (MWD/T)

O número de átomos de gases de fissão gerados por cm^3 de combustível é então

$$N_{gf} = 1,5316 \times 10^{17} \rho_o \frac{M_M}{M_O} \frac{B}{E_f}. \quad (2-216)$$

Para os objetivos de cálculo aproximado da pressão interna, a Equação (2-216) pode ser utilizada. Entretanto, se se deseja um cálculo mais exato, tal formalismo é inadequado e a utilização de um código de transmutação nuclear se faz necessária.

O cálculo mais preciso da geração de gases de fissão requer a solução de um conjunto de equações diferenciais representando as concentrações dos isótopos do Criptônio e Xenônio e seus precursores. O GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ dispõe-se de um modelo matemático que fornece a solução aproximada das equações diferenciais representando as concentrações dos principais núclídeos nas reações nucleares de um reator a água leve. O modelo, no entanto, não se encontra perfeitamente testado e apresenta problemas no que se refere à adoção de seções de choque térmicas constantes e iguais ao valor para velocidade de neutrons de 2200 m/s.

2) Liberação de Gases de Fissão

Nem todo o gás de fissão produzido pode contribuir para a pressão interna da vareta, porque grande quantidade do gás permanece presa dentro do combustível, contribuindo para o seu inchamento ou "swelling". Para calcular a pressão interna é necessário calcular a fração dos gases de fissão que é liberada do combustível.

O relacionamento mais simples para a fração de gás liberada é descrita em termos da temperatura volumétrica média do combustível.

O modelo empírico mais utilizado^(9,11,43) relaciona a fração liberada à temperatura volumétrica média do combustível através da Figura 2-16. A liberação obtida por este modelo é

conservativa para o cálculo da pressão interna e condutividade térmica do gás. A composição dos gases de fissão liberados do combustível é cerca de 85% de xenônio e 15% de criptônio⁽¹¹⁾.

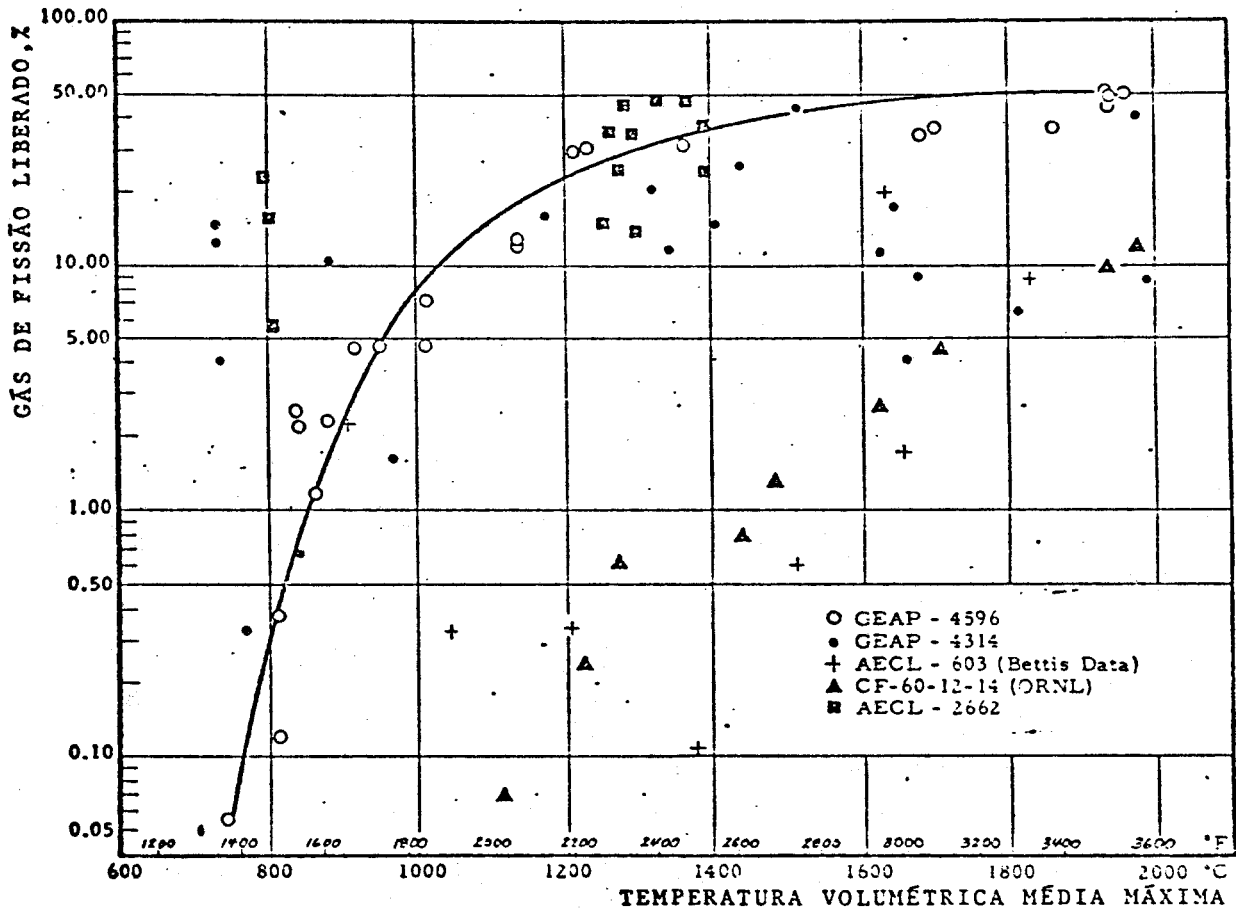


Figura 2-16 Percentagem de liberação de gases de fissão como função da temperatura média do combustível⁽⁴³⁾

A liberação de gases de fissão no GAPCON-THERMAL - 2⁽¹⁰⁾ é calculada por dois modelos: um modelo para baixas temperaturas (<1200°C) é um modelo para altas temperaturas (>1200°C).

a) Modelo para baixas temperaturas

Este modelo foi derivado por Bellamy-Rich⁽⁵⁰⁾ a partir de dados experimentais obtidos de varetas de combustível para "burnups" de 7000 a 43000 MWD/T. A fração de gás liberada é expressa por:

$$F = (S/V) \lambda \left\{ \frac{3}{4} - \frac{3}{vft} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4} vft\right) \right] \right\} \quad (2-217)$$

onde

(S/V): razão efetiva superfície/volume do combustível (cm^{-1}),

λ : distância de recuo dos fragmentos de fissão ($7 \times 10^{-4} \text{ cm}$)

v: volume médio de UO_2 ejetado da superfície pelo escapamento de fragmentos de fissão ($2 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$),

f: taxa de fissões (fissões/ cm^3 -s)

t: tempo de irradiação (s).

A razão (S/V) pode ser calculada pela expressão⁽¹⁰⁾:

$$(S/V) = 0,1938 (S/V)_i \exp(3,206 \times 10^{-6} B); B > 17000 \text{ MWD/T} \quad (2-218)$$

onde

B: "burnup" (MWD/T),

(S/V)_i: razão inicial superfície/volume do combustível, que é uma função da densidade inicial do combustível (Tabela 2-2).

Densidade (% DT)	91	92	93	94	95	96	97	98	99
(S/V) _i	1800	1200	850	570	300	160	75	27	7,5

Tabela 2-2 Razão inicial superfície/volume como função da percentagem da densidade teórica do UO_2 ⁽¹⁰⁾.

Para baixas temperaturas (<1200°C) e "burnup" menor que 20000 MWD/T a liberação de gás é cerca de 2% ou menos.

b) Modelo para altas temperaturas

O modelo de liberação para altas temperaturas é re-
presentado pela expressão ⁽⁵⁹⁾:

$$F = AX_1 + BX_2 + CX_3 \quad (2-219)$$

onde

X_1 : fração dos gases de fissão gerada entre 1200 e
1400°C,

X_2 : fração dos gases de fissão gerada entre 1400 e
1700°C,

X_3 : fração dos gases de fissão gerada entre 1700 e
2790°C,

A : fração liberada da região 1,

B : fração liberada da região 2,

C : fração liberada da região 3.

As frações geradas X_1 , X_2 , X_3 são calculadas toman-
do a razão entre o volume do combustível limitado pelas tempe-
raturas de cada região e o volume total do combustível, multi-
plicada pelo fator de depressão do fluxo da região:

$$\begin{aligned} X_1 &= f_{D1} (R_{1200}^2 - R_{1400}^2) / (R_F^2 - R_V^2) \\ X_2 &= f_{D2} (R_{1400}^2 - R_{1700}^2) / (R_F^2 - R_V^2) \\ X_3 &= f_{D3} (R_{1700}^2 - R_m^2) / (R_F^2 - R_V^2) \end{aligned} \quad (2-220)$$

onde

R : raio correspondente a cada temperatura,

R_m : raio de fusão ($=R_{2790}$),

R_F : raio da pastilha,

R_V : raio do vazio central,

f_{Di} : fator de depressão da região i.

Os valores $A=0,050$, $B=0,141$ e $C = 0,807$ foram determinados a partir de uma regressão linear aplicada a dados experimentais. Supondo que 100% de todo o gás de fissão gerado é liberado do combustível fundido, a Equação (2-219) pode ser escrita como:

$$F \cong 0,050X_1 + 0,141X_2 + 0,807X_3 + 1,0X_4 \quad (2-221)$$

onde

$$X_4 = f_{D4} (R_m^2 - R_V^2) / (R_F^2 - R_V^2). \quad (2-222)$$

Uma expressão conservativa para a liberação de gases é

$$F=0,050X_1+0,141X_2+0,807X_3+ \\ +1,68(0,002112+0,0052X_2^2-0,00269X_2X_3+0,00217X_3^2)^{1/2}. \quad (2-223)$$

Cerca de 95% dos dados experimentais usados nesta derivação ca em abaixo da curva representada pela Equação (2-223).

2-6 LIMITAÇÕES TÉRMICAS E HIDRÁULICAS DE PROJETO DE UM NÚCLEO DE REATOR

O objetivo do projeto térmico e hidráulico do núcleo do reator é estabelecer uma adequada transferência de calor que seja compatível com a geração de calor no núcleo. A capacidade de remoção de calor pelo Sistema de Refrigeração do Reator ou pelo Sistema de Refrigeração de Emergência deve garantir uma operação segura do reator.

2-6.1 - Critérios Básicos

Os critérios básicos de projeto do núcleo de um reator a água pressurizada (PWR), propostos pela Westinghouse⁽⁴⁷⁾ para satisfazer as condições de segurança de operação, são apresentados a seguir.

1) Afastamento da Ebulição Nucleada

Para evitar o afastamento da ebulição nucleada (DNB), uma adequada transferência de calor deve ser assegurada entre a superfície da vareta combustível e o fluido refrigerante, evitando assim danos no revestimento como o resultado de uma refrigeração deficiente.

O afastamento da ebulição nucleada não pode ocorrer, no mínimo, em 95% das varetas durante a operação normal e transientes operacionais (Condição I) e durante transitórios resultantes de incidentes de frequência moderada (Condição II) ⁽⁴⁷⁾.

2) Temperatura do Combustível

Em operação durante as Condições I ou II, a temperatura máxima do combustível deve ser menor que a temperatura de fusão do UO_2 . Evitando a fusão do UO_2 , a geometria do combustível é preservada e possíveis efeitos do UO_2 fundido sobre o revestimento são eliminados.

A temperatura de fusão do UO_2 não irradiado é considerada como $5080^{\circ}F$ e decresce $58^{\circ}F$ por 10.000 MWD/T. A temperatura máxima de $4700^{\circ}F$ é usada como valor de projeto para as condições de sobrepotência. A fusão do combustível não pode ocorrer, no mínimo, em 95% das varetas com picos de potência.

3) Pressão Interna das Varetas

A pressão interna das varetas, devida aos gases de fissão, deve ser menor que a pressão externa do refrigerante.

4) Tensões no Revestimento

As tensões no revestimento devem ser menores que a tensão correspondente ao limite de elasticidade do material do revestimento, com considerações da temperatura e efeitos da irradiação.

5) Refrigeração do Núcleo

No mínimo 95,5% da vazão de massa total do reator deve passar pelo núcleo e ser efetiva para a refrigeração das va

retas combustíveis. O refrigerante que flui através dos tubos-guias e pela região entre o barril e a cinta do núcleo não é considerado como efetivo para a remoção de calor.

6) Estabilidade Hidrodinâmica

A operação normal, transientes operacionais e incidentes transitórios de frequência moderada não podem levar a ocorrência de instabilidade hidrodinâmica no núcleo.

2-6.2 Conceitos de Canal Quente e Ponto Quente

As condições de transferência de calor no núcleo devem ser bem determinadas. Para isto, é necessário determinar o local radial do núcleo onde a distribuição de fluxo de calor estabelece a maior potência integrada. É necessário determinar também o local onde o fluxo de calor é máximo.

Os fluxos de calor realmente encontrados no núcleo podem ser maiores que aqueles obtidos a partir dos cálculos nucleares, por causa dos desvios das condições ideais. Estes desvios são levados em conta pelo uso dos conceitos de canal quente e ponto quente.

O conceito de canal quente engloba todos os desvios das condições ideais em um canal de escoamento tendo a maior potência integrada de saída. Analogamente, o conceito de ponto quente engloba todos os desvios das condições ideais em um local tendo a mais alta potência de saída.

As condições termo-hidráulicas no canal quente e no ponto quente devem satisfazer os critérios de projetos estabelecidos para operações estacionárias e transitórias. Usando estes conceitos conservativos no projeto de um núcleo, pode-se estabelecer uma operação segura do resto no núcleo.

2-6.3 Fatores de Canal Quente

Dois fatores de canal quente total são definidos (47, 48, 51): o fator de canal quente total para o fluxo de calor

(F_q) e o fator de canal quente total para o aumento de entalpia ($F_{\Delta H}$). Cada um destes fatores envolve um fator de canal quente nuclear que descreve a distribuição de potência neutrônica, e um fator de canal quente de engenharia que considera os desvios das condições ideais.

1) Fator de Canal Quente para o Fluxo de Calor

É definido como a razão entre a densidade linear máxima e a densidade linear média de potência da vareta:

$$F_q = \frac{q'_{\max}}{q'_{\text{avg}}} \quad (2-224)$$

ou

$$F_q = F_q^N \cdot F_q^E \quad (2-225)$$

onde

F_q^N : Fator de canal quente nuclear para o fluxo de calor; definido como a razão entre a densidade linear máxima e a densidade linear média de potência da vareta, com considerações nucleares somente.

F_q^E : Fator de canal quente de engenharia para o fluxo de calor; leva em conta as tolerâncias de fabricação do combustível.

O fator nuclear F_q^N é suposto ter vários componentes separáveis:

$$F_q^N = F_R^N \cdot F_Z^N \cdot F_u^N \quad (2-226)$$

onde

F_R^N : Fator nuclear radial,

F_Z^N : Fator nuclear axial,

F_u^N : Fator de incerteza.

a) Fator Nuclear Radial

O fator nuclear radial é a razão entre as densidades de potência máxima e média no plano horizontal do pico local de potência:

$$F_R^N = F_R^N(\text{ass.}) \cdot F_R^N(\text{rod}) \quad (2-227)$$

onde

$F_R^N(\text{ass.})$: potência relativa ao "assembly" mais quente (em relação à média do núcleo),

$F_R^N(\text{rod})$: potência relativa da vareta mais quente (em relação à medida do "assembly").

b) Fator Nuclear Axial

O fator nuclear axial é a potência axial relativa máxima (razão pico/media) do feixe com considerações sobre a posição das barras de controle, concentração de xenônio, distribuição de vazios e tempo de vida.

c) Fator de Incerteza

O fator de incerteza leva em conta as diferenças entre as distribuições reais de potência e as distribuições medidas ou calculadas.

O fator de engenharia F_q^E leva em conta as variações locais no enriquecimento, densidade e diâmetro da pastilha; área superficial da vareta e excentricidade do "gap" entre o combustível e o revestimento. Este fator pode ser expresso pelo produto de seus subfatores:

$$F_q^E = F_{\text{enriq.}}^E \cdot F_{\text{densidade}}^E \cdot F_{\text{diam.past.}}^E \cdot F_{\text{diam.vareta}}^E \quad (2-228)$$

O valor de F_q^E , determinado estatisticamente pela combinação das tolerâncias, é

$$F_q^E = 1 + 3\sigma_c \quad (2-229)$$

onde σ_c é o desvio padrão dos efeitos combinados. Esta equação significa que a probabilidade de não exceder o valor $1+3\sigma_c$ é 99,87%. O valor $F_q^E = 1,03$ é frequentemente utilizado.

2) Fator de Canal Quente para o Aumento de Entalpia

É definido como a razão entre o acréscimo máximo de entalpia no canal quente e o acréscimo médio de entalpia no núcleo:

$$F_{\Delta H} = \frac{\Delta H_{\max}}{\Delta H_{\text{núcleo}}} \quad (2-230)$$

ou

$$F_{\Delta H} = F_{\Delta H}^N \cdot F_{\Delta H}^E \quad (2-231)$$

onde

$F_{\Delta H}^N$: Fator de canal quente nuclear para o aumento de entalpia; definido como a razão entre a integral da potência linear ao longo da vareta com maior potência integrada e a potência média das varetas.

$F_{\Delta H}^E$: Fator de canal quente de engenharia para o aumento de entalpia; leva em conta as tolerâncias de fabricação e variações nas condições do escoamento.

O fator nuclear $F_{\Delta H}^N$ pode ser escrito como

$$F_{\Delta H}^N = F_R^N \cdot F_u^N, \quad (2-232)$$

onde F_R^N e F_u^N são definidos como antes.

O fator de engenharia $F_{\Delta H}^E$ pode ser expresso pelo produto de seus subfatores:

$$F_{\Delta H}^E = F_{\Delta H}^{\text{stat}} \cdot F_R \cdot F_{LP} \cdot F_M \quad (2-233)$$

onde

- $F_{\Delta H}^{stat}$: subfator estatístico para o aumento de entalpia,
 F_R : subfator de redistribuição de vazão,
 F_{LP} : subfator de "plenum" inferior,
 F_M : subfator de mistura.

a) Subfator Estatístico

O subfator estatístico inclui as tolerâncias de fabricação, tais como variações no diâmetro, passo e o envergamento das varetas que causam a redução de vazão no canal quente. Também as variações no diâmetro, densidade e enriquecimento das pastilhas, que podem contribuir para o aumento da entalpia no canal quente.

O valor de $F_{\Delta H}^{stat}$, determinado estatisticamente pela combinação das tolerâncias mencionadas, é

$$F_{\Delta H}^{stat} = 1 + 3\sigma_C \quad (2-234)$$

onde σ_C é o desvio padrão dos efeitos combinados. O valor $F_{\Delta H}^{stat} = 1,08$ é usualmente utilizado.

b) Subfator de Redistribuição de Vazão

A redistribuição de vazão leva em conta a redução na vazão do canal quente devida a um aumento na queda de pressão como resultado da ebulição nucleada.

c) Subfator de "Plenum" Inferior

O subfator de "plenum" inferior leva em conta os efeitos da má distribuição de vazão de refrigerante na entrada do núcleo. Normalmente uma redução de 5% na vazão do feixe quente é usada na análise termo-hidráulica do núcleo.

d) Subfator de Mistura

Leva em conta a redução no aumento de entalpia do canal quente como o resultado da mistura de refrigerantes entre os subcanais.

O fator de mistura é calculado por

$$F_m = \frac{\Delta H(\text{com mistura})}{\Delta H(\text{sem mistura})} \quad (2-235)$$

O valor deste fator varia de 0,9 a 1,0 e é obtido a partir da análise termo-hidráulica por subcanais.

2-6.4 Razão de Afastamento da Ebulição Nucleada

A capacidade de geração de potência dos reatores nucleares refrigerados a água é limitada pela necessidade de manter os fluxos de calor, dentro de uma margem de segurança, abaixo daquele fluxo que poderia levar ao afastamento da ebulição nucleada (DNB). Durante a ebulição nucleada, a geração de bolhas de vapor na superfície da vareta combustível pode levar a altos coeficientes de transferência de calor. Quando um certo fluxo de calor crítico é alcançado, a população de bolhas pode ficar tão grande que a superfície da vareta torna-se coberta por uma película isolante de vapor e a temperatura do revestimento pode aumentar significativamente. Como altas temperaturas do revestimento devem ser evitadas durante a operação, é necessário conhecer com precisão as condições de operação que possam levar ao afastamento da ebulição nucleada.

O critério de projeto é geralmente estabelecido em termos da razão DNB ou DNBR, que é definido como a razão entre o fluxo de calor crítico (DNB) e o fluxo de calor local,

$$\text{DNBR} = \frac{q''_{\text{DNB}}(z)}{q''(z)} \quad (2-236)$$

Uma situação típica é mostrada na Figura 2-17, onde

o fluxo de calor do reator e o fluxo de calor DNB são representados como função da altura relativa do núcleo. Para uma distribuição senoidal de fluxo, a menor razão DNB (MDNBR) ocorre na segunda metade da altura do núcleo.

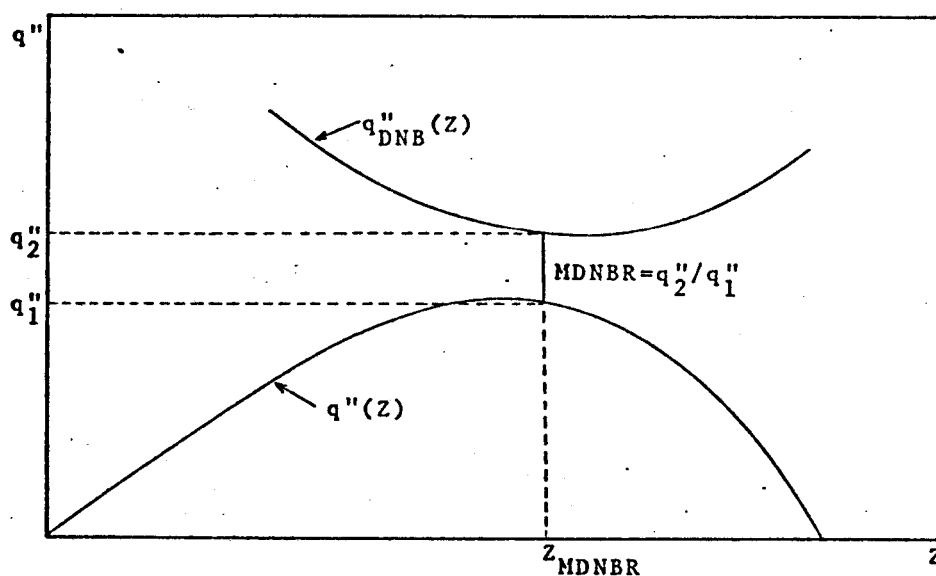


Figura 2-17 Razão DNB

O valor do MDNBR no canal quente é um dos critérios básicos do projeto térmico do núcleo do reator. Para um PWR típico, o MDNBR não pode ser menor que 1,3 em condições de operação normal, transitórios operacionais e transitórios decorrentes de incidentes de frequência moderada⁽⁴⁷⁾.

2-6.5 Fluxo de Calor Crítico

A diferença no comportamento do fluxo de calor crítico entre um canal simples uniformemente aquecido e um feixe de varetas pode ser atribuída aos seguintes efeitos⁽⁵³⁾:

- * forma das distribuições radial e axial de fluxo de calor,
- * mistura lateral entre os subcanais do feixe,
- * geometria das grades espaçadoras e aletas de mistura,

- * espaçamento axial entre os espaçadores,
- * parede não aquecida.

Devido à complexidade teórica, nenhuma solução analítica foi ainda obtida para o fluxo de calor crítico. As correlações existentes foram estabelecidas empiricamente a partir de dados experimentais. Duas correlações são frequentemente utilizadas para calcular o fluxo de calor crítico em condições de operação de reatores PWR: a correlação W-3⁽⁵²⁾ e a correlação B&W-2⁽⁵⁴⁾.

1) Correlação W-3

A correlação W-3 para calcular o fluxo de calor crítico foi derivada por Tong⁽⁵²⁾, em 1967, a partir de dados experimentais obtidos de canais simples e anulares. Entretanto, sua validade tem sido comprovada para feixes de varetas, simulando geometria e condições de PWR.

A correlação W-3 é dada pela expressão:

$$\begin{aligned}
 q_{\text{DNB,EU}}'' / 10^6 = & \{ (2.002 - 0,0004302p) + (0,1722 - 0,0000984p) \\
 & \times \exp [(18,177 - 0,004129p)X] \} \\
 & \times [(0,1484 - 1,596X + 0,1729X^2) (G/10^6) + 1,037] \\
 & \times (1,157 - 0,869X) \quad (2-237) \\
 & \times [0,2664 + 0,8357 \exp (-3,151 D_e)] \\
 & \times [0,8258 + 0,000794 (H_{\text{sat}} - H_{\text{in}})]
 \end{aligned}$$

onde q_{DNB}'' é um BTU/h-ft² e o subcrito EU refere-se ao fluxo de calor uniforme ou equivalentemente uniforme. Os parâmetros usados na derivação desta expressão estão entre os seguintes intervalos:

$$p = 1000 \text{ a } 2300 \text{ psia,}$$

$$G = 1,0 \times 10^6 \text{ a } 5,0 \times 10^6 \text{ lb/h-ft}^2,$$

$$X = -0,15 \text{ a } +0,15$$

$$L = 10 \text{ a } 144 \text{ in}$$

$$D_e = 0,2 \text{ a } 0,7 \text{ in}$$

$$\frac{\text{perímetro aquecido}}{\text{perímetro molhado}} = 0,88 \text{ a } 1,00$$

geometrias: tubos circulares e retangulares e feixes de varetas sem obstáculos.

A Equação (2-237) correlaciona os dados até então publicados com uma precisão de $\pm 23\%$.

O efeito da distribuição de fluxo não uniforme pode ser levado em conta usando o fator de forma de fluxo definido por

$$F_c = \frac{q''_{\text{DNB,EU}}}{q''_{\text{DNB,NU}}} \quad (2-238)$$

onde o subscrito NU refere-se ao fluxo não uniforme. O fator F_c é calculado pela expressão

$$F_c = \frac{C}{q''_{\text{local}} [1 - \exp(-CL_{\text{DNB}})]} \int_0^{L_{\text{DNB}}} q''(z) \exp[-C(L_{\text{DNB}} - z)] dz \quad (2-239)$$

onde

$$C = \frac{1,8(1 - X_{\text{DNB}})^{4,31}}{(G/10^6)^{0,478}} \text{ (ft}^{-1}\text{)} \quad (2-240)$$

e

L_{DNB} : distância axial entre o ponto de início da ebulição nucleada e ponto onde o DNB é calculado,

X_{DNB} : título no local onde o DNB é calculado,

q''_{local} : fluxo de calor no ponto onde o fluxo de calor DNB é calculado.

O efeito das grades espaçadoras é considerado usando o fator de espaçador F_s :

$$F_S = \frac{q''_{\text{DNB, com grade}}}{q''_{\text{DNB, sem grade}}} \quad (2-241)$$

O fator F_S é dado pela correlação

$$F_S = 1,0 + 0,03 \left(\frac{G}{10^6}\right) \left(\frac{\text{TDC}}{0,019}\right)^{0,35} \quad (2-242)$$

O coeficiente de difusão térmica TDC é calculado por

$$\text{TDC} = \frac{w'}{\rho V s} \quad (2-243)$$

onde

w' : vazão transversal por unidade de comprimento,

ρ : densidade do fluido,

V : velocidade axial do fluido,

s : espaçamento entre as varetas.

Recentemente, uma correlação modificada para o fator espaçador, para grades do tipo "R", foi desenvolvida pela Westinghouse⁽⁴⁷⁾. Esta correlação é:

$$F_S = \left(\frac{p}{225,896}\right)^{0,5} (1,445 - 0,0371L) [e^{(X+0,2)^2 - 0,73}] + K_S \left(\frac{G}{10^6}\right) \left(\frac{\text{TDC}}{0,019}\right)^{0,35} \quad (2-244)$$

onde

p : pressão do sistema (psia),

L : comprimento aquecido do núcleo (ft),

K_S : coeficiente de espaçamento das grades (Tabela 2-3),

Espaçamento das Grades (in)	K_S
20	0,066
26	0,046
32	0,027

Tabela 2-3 Coeficiente de Espaçamento das Grades

O fluxo de calor crítico em um canal com uma parede não aquecida é geralmente menor que aquele em um canal totalmente aquecido, desde que a entalpia de saída seja a mesma. O efeito da parede fria pode ser determinado, empiricamente, por:

$$\frac{q''_{\text{DNB, parede fria}}}{q''_{\text{DNB, W-3, } D_h}} = 1,0 - R_u \left[13,76 - 1,372 e^{1,78X} - 4,732 \left(\frac{G}{10^6} \right)^{0,0575} - 0,0619 \left(\frac{P}{10^3} \right)^{0,14} - 8,509 D_h^{0,107} \right] \quad (2-245)$$

onde

$$R_u = 1 - (D_e/D_h)$$

e D_e e D_h são os diâmetros equivalentes baseados nos perímetros molhado e aquecido, respectivamente.

2) Correlação B&W-2

A correlação B&W-2 para o fluxo de calor crítico, derivada por Gellerstedt et al. ⁽⁵⁴⁾ baseando-se em dados de sub-canais, pode ser escrita como:

$$q''_{\text{DNB, EU}} = \frac{(a - b D_e) [A_1 (A_2 G)^{A_3 + A_4 (p-2000)} - A_9 G X_{\text{DNB}} h_{fg}]}{A_5 (A_6 G)^{A_7 + A_8 (p-2000)}} \quad (2-246)$$

onde as constantes a, b e A_i são dadas na Tabela 2-4. O uso da equação B&W-2 é restrito aos seguintes intervalos:

$$G : 0,75 \times 10^6 \text{ a } 4,0 \times 10^6 \text{ lb/h-ft}^2$$

$$X : -0,03 \text{ a } +0,20$$

$$p : 2000 \text{ a } 2400 \text{ psia}$$

$$D_e : 0,2 \text{ a } 0,5 \text{ in (baseado no perímetro molhado).}$$

a	1,15509
b	0,40703
A ₁	0,37020x10 ⁸
A ₂	0,59137x10 ⁻⁶
A ₃	0,83040
A ₄	0,68479x10 ⁻³
A ₅	12,710
A ₆	0,30545x10 ⁻⁵
A ₇	0,71186
A ₈	0,20729x10 ⁻³
A ₉	0,15208

Tabela 2-4 Constantes da correlação B&W-2

A equação para o fator de forma de fluxo para a correlação B&W-2 é (55)

$$F_c = K_D \frac{C}{q''_{\text{local}} [1 - \exp(-CL_{\text{DNB}})]} \int_0^{L_{\text{DNB}}} q''(z) \exp[-C(L_{\text{DNB}} - z)] dz \quad (2-247)$$

onde

$$C = \frac{A_{21} (1 - X_{\text{DNB}})^{A_{22}}}{(G/10^6)^{A_{23}}} \quad (\text{ft}^{-1}) \quad (2-248)$$

e as constantes A_{2i} e K_D são dadas na Tabela 2-5.

A_{21}	2,98404
A_{22}	7,82293
A_{23}	0,45758
K_D	1,02508

Tabela 2-5 Constantes da equação para o fator de forma de fluxo para a correlação B&W-2

A correlação B&W-2 foi desenvolvida exclusivamente a partir de dados de feixes em condições de operação de reatores a água pressurizada. Ela correlaciona os dados experimentais com uma precisão de $\pm 20\%$.

3 - CÓDIGOS DIGITAIS PARA A ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA DO NÚCLEO DE REATORES REFRIGERADOS A ÁGUA

3-1 INTRODUÇÃO

Para a análise termo-hidráulica do núcleo de reatores refrigerados a água, dois tipos de códigos digitais podem ser considerados:

- * códigos para o refrigerante,
- * códigos para o combustível.

Os códigos para o refrigerante calculam as condições térmicas e hidráulicas nos subcanais dos feixes de varetas percorridos axialmente pelo fluido refrigerante. As distribuições de entalpia, vazão de massa, pressão, fração de vazio e a razão de afastamento da ebulição nucleada (DNBR) são parâmetros comumente avaliados por estes códigos.

Os códigos para o combustível analisam o comportamento das varetas de combustível sob condições de potência e tempo de irradiação. Parâmetros tais como distribuição de temperatura, geração e liberação dos gases de fissão, pressão interna dos gases de fissão, expansões térmicas e fenômenos devidos à irradiação do combustível e revestimento são geralmente considerados.

Muitos códigos para o refrigerante e códigos para o combustível têm sido elaborados. A maioria deles encontra-se em fase de evolução para incorporar os desenvolvimentos tecnológicos atuais, resultantes de modelos teóricos mais exatos e maior disponibilidade de testes experimentais. As bases teóricas desses códigos são bastante parecidas. Eles diferem entre si, principalmente, pelos modelos empíricos utilizados como aproximação para os diversos fenômenos envolvidos.

3-2 CÓDIGOS PARA O REFRIGERANTE

Segundo Weisman e Bowring⁽⁵⁶⁾, os códigos COBRA^(1,2,3,4) são os melhores que se dispõe atualmente para a análise por sub canais de feixes de varetas. A flexibilidade da entrada de da dos desta família de códigos permite especificar as áreas de escoamento de cada subcanal, as regiões com as quais os subca nais estão em conexão, e as varetas ou porções das varetas que fornecem calor a cada subcanal. Então, tubos de pressões e fei xes hexagonais com canais irregulares podem facilmente ser ar ranjados. É possível também especificar um subcanal que envol ve completamente uma vareta.

Os códigos COBRA têm sido submetidos a um processo contínuo de evolução. COBRA I e II foram desenvolvidos para o re gime estacionário e dispunham de um modelo simplificado para a queda de pressão lateral. Um procedimento passo-a-passo da en trada à saída foi utilizado na solução numérica das equações de conservação. Ao COBRA-III foi incluído o cálculo transitório. No COBRA-IIIC, a equação para o momento transversal foi modificada e um modelo simplificado para calcular a distribui ção de temperatura das varetas de combustível foi introduzido.

Mais recentemente, foi desenvolvida a versão COBRA - 4I⁽⁵⁷⁾, a qual elimina várias limitações das versões anteriores. As condições de contorno modificadas permitem cálculos em si tuações com reversão do escoamento, encontradas em vários ti pos de acidentes. Seu dimensionamento variável permite conside rar feixes com grande número de varetas. O modelo de condução térmica nas varetas, mais completo, inclui a condução axial e a condutividade térmica variável. No procedimento de solução, as equações da continuidade e momento são combinadas e resolvi das iterativamente em massa para o campo de pressão. A solução é então usada para calcular o campo da velocidade. Uma técnica de substituição sucessivas é utilizada.

O código HAMBO⁽⁷⁾, desenvolvido por Bowring em 1968, é destinado à análise termo-hidráulica, em regime estacionário, de um feixe de varetas refrigerado por um fluido em ebulição. O HAMBO é muito semelhante ao COBRA-II. Ambos adotam as mesmas

definições de subcanais, consideram os regimes de escoamento mono e bifásico, consideram a mistura lateral entre subcanais, incluem os efeitos da ebulição subresfriada, queda de pressão devida aos espaçadores e dispõem de opções para selecionar as várias correlações empíricas disponíveis. Eles diferem principalmente pelos modelos empíricos adotados na solução das equações de conservação.

Os códigos THINC^(5,6) são largamente utilizados na Westinghouse para a análise termo-hidráulica do núcleo de reatores a água pressurizada (PWR).

No THINC I⁽⁵⁾, a matriz tri-dimensional é usada para representar o núcleo. Cada feixe combustível ou grupo de feixes é considerado como um canal de escoamento. As propriedades do fluido dentro do canal são supostas uniformes no elemento diferencial de volume correspondente a cada posição axial. As condições do refrigerante em cada canal são determinadas através das soluções simultâneas das equações de conservação. O THINC I fornece uma análise global do comportamento térmico e hidráulico do núcleo, mas não considera os subcanais do feixe quente individualmente.

No desenvolvimento do THINC II, Chelemer et al.⁽⁵⁾ supõem que a resistência ao escoamento lateral é muito pequena e então somente pequenos gradientes laterais de pressão podem existir dentro do feixe. Os efeitos da resistência transversal sobre a distribuição de vazão são desprezíveis. A variação no escoamento axial em um dado subcanal é determinada pela condição de que a queda de pressão é a mesma para cada elemento de volume em cada posição axial. A maior diferença entre o THINC II e outros códigos resulta da suposição de que não existe gradiente lateral de pressão dentro do feixe.

Os códigos THINC I e II foram programados em cadeia de modo que os resultados calculados pelo primeiro são transferidos automaticamente ao segundo como dados de entrada.

A versão mais recente desta família de códigos, o

THINC IV⁽⁶⁾ calcula, em regime estacionário, as distribuições locais de densidade, velocidade de massa, entalpia, fração de vazio, pressão estática e DNBR. O THINC IV não utiliza a suposição de que não existe gradientes laterais de pressão entre os subcanais do feixe considerado. A equação do momento transversal inclui os efeitos inerciais e friccionais. Uma técnica de perturbação é usada para simplificar as equações de conservação e o método das substituições sucessivas é usado para resolvê-las numericamente.

3-3 CÓDIGOS PARA O COMBUSTÍVEL

Paralelamente ao comportamento do fluido refrigerante, o comportamento das varetas de combustível é de grande importância na operação de um reator refrigerado a água (LWR). Os seguintes efeitos devem ser considerados:

- * Distribuição de temperatura,
- * Expansão térmica,
- * Restruturação e relocação,
- * Densificação e inchamento,
- * Geração e liberação dos gases de fissão,
- * Deformações do revestimento,
- * Coeficiente de transferência de calor entre o combustível e o revestimento,
- * Corrosão.

Para analisar estes efeitos individualmente e seus principais interrelacionamentos, muitos códigos digitais têm sido desenvolvidos^(8,9,10,11,12). Entre os códigos para analisar o comportamento do combustível sob condições de irradiação, a família GAPCON-THERMAL^(8,9,10) é comumente utilizada.

A versão mais recente, o GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾, não é frequentemente usada como código de projeto do combustível, mas pode ser um programa de cálculo adequado na avaliação do desempenho da vareta combustível e na obtenção de dados de entrada

para a análise de acidentes. Embora o código não tenha sido ainda testado para dados de reatores, seus modelos individuais são baseados em dados experimentais disponíveis. Alguns dos modelos utilizados fornecem previsões conservativas.

Na Kraftwek-Union AG foi desenvolvido o código CARO⁽⁵⁸⁾ que tem sido usado como código de projeto da vareta combustível de um PWR e que é também aplicado com poucas modificações na análise da vareta combustível de BWR. A versão mais recente, o CARO-C3 é muito semelhante ao GAPCON-THERMAL, principalmente no que se refere ao modelo utilizado para calcular o coeficiente de transferência de calor entre o combustível e o revestimento. Ambos utilizam o modelo de Ross-Stoute⁽³⁴⁾. Outros modelos empíricos para representar os efeitos da irradiação sobre o combustível e revestimento são baseados em dados experimentais disponíveis na literatura e testes de irradiação realizados nos diversos laboratórios da República Federal da Alemanha.

Outros códigos, tais como o TERMO⁽¹¹⁾, NUSTEP⁽¹²⁾ e TAFY⁽⁴³⁾ são utilizados para determinar conservativamente as temperaturas e a pressão interna das varetas durante a irradiação do combustível no reator. Os modelos empíricos e semi-empíricos adotados nestes códigos não são tão sofisticados quanto aqueles do GAPCON-THERMAL.

3-4 PROGRAMA PARA ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA DE REATORES A ÁGUA

Os códigos digitais para análise simultânea do comportamento do fluido refrigerante e das varetas combustíveis são necessários para se ter certeza da operação segura do núcleo do reator em condições normais de potência e em situações de acidentes.

O código PANTERA (Programa para Análise Termo-hidráulica de Reatores a Água) representa um esforço de se ter um programa digital destinado a análise simultânea do fluido refrigerante e do combustível irradiado no núcleo do reator, em condições estacionárias ou transitórias.

PANTERA resulta de modificações na versão COBRA-IIIC

com a introdução de um modelo de transferência de calor sofisticado para as varetas combustíveis. O COBRA-IIIC, foi escolhido como base pela sua flexibilidade e aplicabilidade comprovada experimentalmente na análise de subcanais de feixes de varetas. Os modelos empíricos utilizados para a análise do combustível foram selecionados entre aqueles mais referenciados pela literatura. O código foi desenvolvido de maneira que a substituição de um modelo por outro seja rápida e fácil.

3-4.1 Características Gerais

As características gerais do código PANTERA são as seguintes:

- * Contém toda a capacidade de análise por subcanais do COBRA-IIIC,
- * Contém toda a capacidade de análise do comportamento do combustível do GAPCON-THERMAL-2,
- * Considera transitórios rápidos e intermediários, entretanto, não leva em conta os efeitos que se propagam com velocidade sônica,
- * As condições de contorno são: vazão de massa na entrada, vazões transversais na entrada, entalpia de entrada e pressão de saída,
- * As soluções numéricas não possuem limitações de estabilidade quanto aos incrementos temporal e espacial,
- * A equação do momento transversal inclui as acelerações temporal e espacial da mistura transversal de desvio,
- * Considera a mistura transversal forçada pelas aletas misturadoras e espaçadores helicoidais,
- * Permite a análise de bloqueios do escoamento,
- * Contém opções de cálculo do DNBR através das correlações W-3 e B&W-2,
- * Não considera situações com inversão de vazão.

3-4.2 Equações do Modelo Matemático do Fluido

As equações básicas do modelo matemático do fluido foram derivadas no Capítulo 2 a partir de suposições adequadas e aplicando as leis de conservação da massa, energia e momento. Estas equações são as seguintes:

1) Equação da Continuidade

$$A_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial m_i}{\partial x} = - \sum_{j=1}^N w_{ij}' \quad (3-1)$$

2) Equação da Energia

$$\frac{m_i}{u_i} \frac{\partial h_i}{\partial t} + m_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = q_i' - \sum_{j=1}^N (T_i - T_j) c_{ij} - \sum_{j=1}^N (h_i - h_j) w_{ij}' + \sum_{j=1}^N (h_i - h^*) w_{ij} \quad (3-2)$$

3) Equação do Momento Axial

$$\frac{1}{A_i} \frac{\partial m_i}{\partial t} - 2u_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial p_i}{\partial x} = \left(\frac{m_i}{A_i} \right)^2 \left[\frac{v_i f_i \phi_i}{2D_i} + \frac{K_i v_i'}{2\Delta x} + A_i \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_i'}{A_i} \right) \right] -$$

$$-\rho_i \cos \theta - f_T \sum_{j=1}^N (u_i - u_j) \frac{w_{ij}'}{A_i} + \sum_{j=1}^N (2u_i - u^*) \frac{w_{ij}}{A_i} \quad (3-3)$$

4) Equação do Momento Transversal

$$\frac{\partial w_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u^* w_{ij}) + (s/l) C_{ij} w_{ij} = (s/l) (p_i - p_j) \quad (3-4)$$

Estas equações podem ser resolvidas numericamente para a vazão, entalpia, pressão e vazão transversal dos subcanais. Para isso, todas as quantidades devem ser especificadas. A especificação de algumas delas por suposição é necessária devido ao conhecimento ainda não perfeitamente estabelecido do escoamento.

mento bifásico estacionário e transitório em feixes de varetas. A entalpia transportada pela mistura transversal h^* , é comumente suposta como a entalpia do subcanal doador. A velocidade axial efetiva da mistura transversal u^* , é considerada como a média das velocidades dos subcanais adjacentes. Outros valores de h^* e u^* poderiam ser selecionados para levar em conta a distribuição não uniforme de entalpia em um subcanal. O fator de momento turbulento f_T , que leva em conta uma analogia imperfeita entre as difusividades de calor e momento, é também desconhecido. Segundo Rowe⁽¹⁾, os efeitos de f_T são muito pequenos na faixa de 0 a 1. O valor $f_T = 1$ implica numa perfeita analogia entre as difusividades de calor e momento. O fator f_T é normalmente feito igual a zero para muitos problemas.

A equação do momento transversal introduz dois outros parâmetros que devem ser especificados como dados de entrada: o parâmetro de resistência transversal K contido no coeficiente C_{ij} e o parâmetro (s/l) . Os resultados calculados para feixes típicos são pouco sensíveis aos parâmetros K e (s/l) . Entretanto, o parâmetro K desempenha um papel muito importante na estabilidade das soluções numéricas, como será visto no decorrer deste capítulo.

As correlações necessárias para calcular as quedas de pressão são de grande importância. Nestas incluem-se as correlações para o fator de fricção, multiplicador de fricção bifásico e fração de vazio. A mistura turbulenta deve também ser especificada através de correlações empíricas ou dados experimentais.

A equação de estado estabelece uma relação entre a densidade e a entalpia do fluido. As outras propriedades são calculadas, via entalpia, por interpolação linear em dados tabulares.

3-4.3 Generalização das Equações

Se N é o número de subcanais e K o número de conexões entre subcanais adjacentes, então para cada uma das três primeiras equações de conservação existem N equações diferenciais par

ciais de primeira ordem. A equação do momento transversal resulta em K equações algébricas.

Se as equações para a vazão de massa, entalpia e pressão são representadas como N componentes de um vetor coluna e se as vazões laterais w_{ij} e w'_{ij} são representadas por K componentes de vetor coluna, então as equações de transporte podem ser escritas em uma notação matricial.

Para representar as equações de transporte na notação matricial, os subcanais e varetas são numerados em uma sequência arbitrária como mostra a Figura 3-1. As conexões entre subcanais adjacentes são numeradas na ordem crescente, fixando o canal (i) e variando o canal (j) para $j > i$.

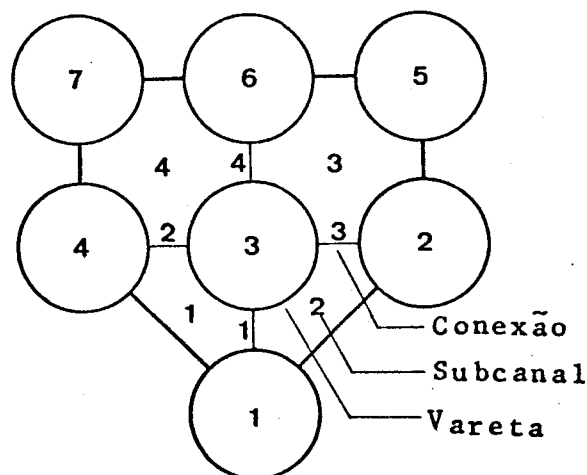


Figura 3-1 - Modelo de seleção de subcanais

A cada par (i, j) de subcanais adjacentes um valor de k é assinalado. No quadro abaixo são mostradas essas conexões para o caso exemplo da Figura 3-1:

Número da conexão	Pares de subcanais	
	k	$j(k)$
1	1	2
2	1	4
3	2	3
4	3	4

Usando esta notação $w_{ij} = w_k$, sendo $w_k > 0$ quando a mistura lateral flui do subcanal (i) para o subcanal (j) e $(i < j)$.

A equação do momento transversal, na forma matricial pode ser escrita como:

$$\left\{ \frac{\partial w}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (u^* w) \right\} + \left(\frac{S}{\ell} \right) \{Cw\} = \left(\frac{S}{\ell} \right) |S| \{p\} \quad (3-5)$$

onde $\{ \}$ e $| \ |$ representam, respectivamente, matrizes coluna e retangular. A matriz de transformação $|S|$ possui os elementos

$$\begin{aligned} s_{ki} &= 1 \quad \text{se } i = i(k) \\ s_{ki} &= -1 \quad \text{se } i = j(k) \\ s_{ki} &= 0 \quad \text{se } i \neq i(k) \neq j(k) \end{aligned} \quad (3-6)$$

Para o exemplo anterior, a matriz $|S|$ é dada por:

$$|S| = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (3-7)$$

Para a equação da continuidade obtém-se:

$$\left\{ A \frac{\partial \rho}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{\partial m}{\partial x} \right\} = -|S|^T \{w\} \quad (3-8)$$

onde $|S|^T$ é a matriz transporta de $|S|$.

A equação da energia na notação matricial é dada por:

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{m}{u''} \frac{\partial h}{\partial t} \right\} + \left\{ m \frac{\partial h}{\partial x} \right\} &= \{q'\} - |S|^T |\Delta T| \{c\} - |S|^T |\Delta h| \{w'\} + \\ + |h| |S|^T \{w\} - |S|^T |h^*| \{w\} &\quad (3-9) \end{aligned}$$

onde $|\Delta T|$, $|\Delta h|$ e $|h^*|$ são matrizes diagonais cujos elementos da diagonal são dados, respectivamente, por:

$$\begin{aligned}\Delta T_k &= T_i(k) - T_j(k) \\ \Delta h_k &= h_i(k) - h_j(k) \\ h_k^* &= \begin{cases} h_i(k) & ; w_k > 0 \\ h_j(k) & ; w_k < 0 \end{cases}\end{aligned}\quad (3-10)$$

A equação do momento axial pode ser escrita como:

$$\left\{ \frac{1}{A} \frac{\partial m}{\partial t} \right\} - \{2u \frac{\partial \rho}{\partial t}\} + \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial x} \right\} = \{a'\} + |A|^{-1} (|2u| |S|^T - |S|^T |u^*|) \{w\} \quad (3-11)$$

onde

$$\begin{aligned}\{a'\} &= -\left\{ \left(\frac{m}{A} \right)^2 \left(\frac{vf\phi}{2D} + \frac{Kv'}{2\Delta x} + A \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v'}{A} \right) \right) + g\rho \cos\theta \right\} - \\ &\quad - f_T |A|^{-1} |S|^T |\Delta u| \{w'\} \end{aligned}\quad (3-12)$$

Os elementos das matrizes diagonais $|u^*|$ e $|\Delta u|$ são dados por

$$\begin{aligned}u_k^* &= \frac{1}{2} [u_i(k) + u_j(k)] \\ \Delta u_k &= u_i(k) - u_j(k)\end{aligned}\quad (3-13)$$

3-4.4 Método de Solução das Equações

As equações de conservação são resolvidas como um problema valor de contorno, usando um esquema de diferenças finitas semi-implícito. As condições de contorno para o problema são:

- * Entalpia de entrada,
- * Vazão de entrada,
- * Vazões transversais de entrada,
- * Pressão de saída.

As condições iniciais para as distribuições de entalpia, vazão e

vazão transversal são estabelecidas a partir de um cálculo em regime estacionário.

O problema valor de contorno apresentado, limita-se aos casos nos quais a vazão de entrada pode ser especificada como uma função do tempo. A ausência de uma condição de contorno para permitir variações da vazão de entrada como função das pressões impostas de entrada e saída não permitem cálculos com inversão do escoamento.

No procedimento de diferenças finitas utilizado, as interfaces dos segmentos axiais são numerados a partir da extremidade inferior. A distância $x = 0$ corresponde a $j = 1$ e $x = L$ corresponde a $j = N + 1$, onde N é o número de segmentos de cálculo. A distância axial de cada nodo é dada por

$$x_j = (j - 1) \Delta x \quad (3-14)$$

onde $\Delta x = L/N$. A entalpia, vazão, pressão e vazões transversais são definidas na interface de cada segmento.

As equações de diferenças finitas correspondentes às equações de conservação são apresentadas a seguir:

1) Equação da Continuidade

A equação da continuidade pode ser aproximada pela equação de diferenças finitas:

$$|A_j| \left\{ \frac{\bar{\rho}_j - \bar{\rho}_{j-1}}{\Delta t} \right\} + \left\{ \frac{m_j - m_{j-1}}{\Delta x} \right\} = - |S|^T \{w_j\} \quad (3-15)$$

onde as variáveis encimadas por barra referem-se ao tempo anterior.

2) Equação da Energia

A equação da energia escrita na forma de diferenças finitas é

$$\left\{ \frac{1}{u_j} \frac{h_j - \bar{h}_j}{\Delta t} \right\} + \left\{ \frac{h_j - h_{j-1}}{\Delta x} \right\} = |m_{j-1}|^{-1} \{q'_{j-1/2} - |S|^T |\Delta T_{j-1}| \{c_{j-1}\} -$$

$$- |S|^T |\Delta h_{j-1}| \{w'_{j-1}\} + |h_{j-1}| |S|^T \{w_{j-1}\} - |S|^T |h^*_{j-1}| \{w_{j-1}\} \quad (3-16)$$

3) Equação do Momento Axial

A equação de diferenças finitas correspondente à equação do momento axial é dada por:

$$\left\{ \frac{1}{A_j} \frac{m_j - \bar{m}_j}{\Delta t} \right\} - \{2u_j \frac{\rho_j - \bar{\rho}_j}{\Delta t}\} + \left\{ \frac{p_j - p_{j-1}}{\Delta x} \right\} = \{a'_j\} +$$

$$+ |A_j|^{-1} |2u_j| |S|^T - |S|^T |u_j^*| \{w_j\} \quad (3-17)$$

onde

$$\{a'_j\} = - \{K_j m_j^2\} - \{f_j\} \quad (3-18)$$

$$e \quad K_j = \left[\frac{1}{A} \left(\frac{v f \phi}{2D} \right) + \frac{K v'}{2 \Delta x} + A \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v'}{A} \right) \right]_j \quad (3-19)$$

$$f_j = \left[\rho g \cos \theta + f_T |A|^{-1} |S|^T |\Delta u| \{w'\} \right]_j \quad (3-20)$$

4) Equação do Momento Transversal

A equação do momento transversal pode ser aproximada por:

$$\left\{ \frac{w_j - \bar{w}_j}{\Delta t} \right\} + \left\{ \frac{u_j^* w_j - u_{j-1}^* w_{j-1}}{\Delta x} \right\} + \left(\frac{S}{L} \right) \{C_j w_j\} = \left(\frac{S}{L} \right) |S| \{p_{j-1}\} \quad (3-21)$$

As equações da continuidade, momento axial e momento transversal podem ser combinadas para eliminar $\{p_{j-1}\}$ e $\{m_j\}$. A equação da continuidade pode ser escrita como

$$\{m_j\} = \{m_{j-1} + \Delta m\} \quad (3-22)$$

onde

$$\Delta m = - |S|^T \{w_j\} \Delta x - A_j (\rho_j - \bar{\rho}_j) \Delta x / \Delta t \quad (3-23)$$

A partir da Equação (3-22) obtém-se:

$$\{m_j^2\} = \{m_{j-1}^2 + (m_{j-1} + m_j) \Delta m\}. \quad (3-24)$$

O valor de m_j no segundo membro é desconhecido, mas pode ser facilmente estimado e ajustado iterativamente. Com este resultado, a Equação (3-18) torna-se:

$$\{a_j^i\} = -\{K_j m_j^2\} - \{K_j (m_{j-1} + m_j) \Delta m\} - \{f_j\} \quad (3-25)$$

Considerando as Equações (3-22) e (3-23), a equação do momento axial pode ser escrita como:

$$\{p_{j-1}\} = \{p_j\} - \{F_j\} \Delta x - |R_j| \{w_j\} \Delta x \quad (3-26)$$

onde

$$\begin{aligned} \{F_j\} = & -\{K_j m_{j-1}^2\} - \{f_j\} + \left\{ \frac{\bar{m}_j - m_{j-1}}{A_j \Delta t} \right\} + \\ & + \left\{ \frac{(\rho_j - \bar{\rho}_j)}{\Delta t} \left[2u_j + \frac{\Delta x}{\Delta t} + \Delta x K_j A_j (m_{j-1} + m_j) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3-27)$$

e

$$\begin{aligned} |R_j| = & |A_j|^{-1} \left[\left| 2u_j + \frac{\Delta x}{\Delta t} \right| |S|^T - |S|^T |u_j^*| \right] + \\ & + \Delta x |K_j (m_{j-1} + m_j)| |S|^T \end{aligned} \quad (3-28)$$

A diferença de pressão entre os subcanais é dada por

$$|S| \{p_{j-1}\} = |S| \{p_j\} - |S| \{F_j\} \Delta x - |S| |R_j| \{w_j\} \Delta x. \quad (3-29)$$

Substituindo este resultado na equação do momento transversal, resulta o seguinte conjunto de equações simultâneas:

$$|M_j| \{w_j\} = \{b_j\} \quad (3-30)$$

onde

$$|M_j| = \left| \frac{1}{\Delta t} \right| + \left| \frac{j}{\Delta x} \right| + \left(\frac{S}{\ell} \right) |C_j| + \left(\frac{S}{\ell} \right) |S| |R_j| \Delta x \quad (3-31)$$

e

$$\{b_j\} = \left\{ \frac{\bar{w}_j}{\Delta t} \right\} + \left\{ \frac{(u^*w)_{j-1}}{\Delta x} \right\} + \left(\frac{S}{\lambda} \right) |S| \{P_j\} - \left(\frac{S}{\lambda} \right) |S| \{F_j\} \Delta x \quad (3-32)$$

O cálculo das vazões transversais requer a solução de um conjunto de K equações simultâneas com K incógnitas. A solução somente é possível se a matriz $|M|$ é não-singular. Os três primeiros termos da Equação (3-31) resultam da inclusão das acelerações temporal e espacial na equação do momento transversal. Eles desempenham um papel importante na estabilidade das soluções numéricas. A partir da equação, é evidente que a redução de Δx ou Δt proporciona o maior predomínio dos elementos diagonais e adiciona maior estabilidade às soluções. O terceiro termo indica também que a estabilidade é maior para maiores valores do coeficiente de resistência transversal C. Para qualquer problema de feixe de varetas que apresente um ou mais caminhos de escoamento em torno da vareta e, neste caso, a vazão transversal não é única, o último termo pode conter u'a matriz singular. A inclusão dos demais termos remove a singularidade de $|M|$. A maneira pela qual o último termo é definido, permite considerar a análise de bloqueios dos subcanais e transitórios com incrementos de tempo menor que o tempo de trânsito pelo segmento.

O vetor $\{b\}$ contém os termos que forçam a mistura transversal. Os dois primeiros termos tendem manter as vazões transversais que existiam no espaço e tempo anterior. O terceiro termo é a contribuição à vazão transversal devida à queda de pressão radial. O último termo contém a força de circulação para a vazão transversal que atua no sentido de equalizar os gradientes de pressão de atrito, aceleração e gravitacional.

A entalpia $\{h_j\}$ pode ser calculada a partir da equação da energia. Pondo o segundo membro da equação igual a $\{\Delta H/\Delta x\}$, obtêm-se:

$$\{h_j\} = \left[1 + \frac{\Delta x}{u_j^2 \Delta t} \right]^{-1} \left\{ h_{j-1} + \frac{\Delta x \bar{h}_j}{u_j^2 \Delta t} + \Delta H \right\} \quad (3-33)$$

O esquema definido por esta equação é estável quando a velocidade efetiva de transporte de entalpia u'' for positiva.

As equações anteriores não requerem informações detalhadas da pressão, porque ela é eliminada explicitamente na equação do momento combinada. Somente a diferença de pressão $|S|\{p_{j-1}\}$ é utilizada. O cálculo da pressão $\{p_j\}$ é somente um cálculo de retorno. Ela pode ser calculada a partir da Equação (3-26):

$$\{p_j\} = \{p_{j-1}\} + \{\Delta p\} \quad (3-34)$$

onde

$$\{\Delta p\} = \{F_j\}\Delta x + |R_j|\{w_j\} \Delta x \quad (3-35)$$

Quando a saída é atingida, as pressões no último nodo são feitas iguais à pressão de saída e, as demais pressões $\{p_j\}$ são corrigidas.

3-4.5 Procedimento Numérico

As mesmas equações são utilizadas para os regimes estacionário e transitório. Para valores de Δt suficientemente grandes, as equações de diferenças finitas para o fluido reduzem-se às equações para as condições estacionárias.

As soluções numéricas em condições estacionárias e transitórias são obtidas da seguinte maneira: um cálculo iterativo é realizado da entrada à saída dos canais até obter a convergência da solução das vazões. A convergência é atingida quando a diferença relativa entre valor da vazão atual e da iteração anterior, para qualquer subcanal, for menor que um valor pré-especificado.

Com as informações de entrada acerca da vazão, vazões transversais e entalpia, a entalpia pode ser calculada para o nodo subsequente através da Equação (3-33).

Na primeira iteração a vazão $\{m_j\}$ é feita igual a $\{m_{j-1}\}$, caso contrário, os valores da iteração anterior são

utilizados. As vazões transversais $\{w_j\}$ são calculadas pela Equação (3-30) usando as condições iniciais, dados da iteração anterior ou tempo anterior. Em seguida, $\{m_j\}$ é calculada pela Equação (3-22), $\{p_j\}$ pela Equação (3-34) e $|S| \{p_{j-1}\}$ pela Equação (3-29). Na saída do canal $|S| \{p\} = 0$. Quando a saída é atingida, as pressões são corrigidas para concordarem com a pressão de referência.

Para o cálculo transitório, as funções dependentes do tempo (funções forçadas) para as condições de operação devem ser inicialmente fornecidas. As soluções obtidas no tempo anterior são usadas como novas condições iniciais. Transitórios de pressão de referência, entalpia ou temperatura de entrada, vazão de entrada e/ou fluxo de calor podem ser considerados.

3-4.6 Transferência de Calor nas Varetas Combustíveis

As equação de transporte de calor para cada nodo axial da vareta combustível pode ser escrita sob a forma matricial

$$|A_j| \{T_j\} = \{B_j\} \quad (3-36)$$

onde $|A_j|$ é u'a matriz tri-diagonal e $\{T_j\}$ e $\{B_j\}$ são vetores colunas. Os elementos das matrizes $|A_j|$ e $\{B_j\}$ foram apresentados no Capítulo 2.0 sistema de equações determinado pela equação acima pode ser resolvido para a distribuição de temperatura usando um método de eliminação de Gauss.

Na derivação deste modelo, as conduções axial e circunferencial foram desprezadas. A condução axial pode ser ignorada porque os gradientes axiais de temperatura são pequenos. A não consideração da condução circunferencial pode ser justificada se as propriedades térmicas são aproximadamente uniformes em cada zona radial e se os coeficientes de transferência de calor e a temperatura do refrigerante não variam acentuadamente em torno da vareta.

Os coeficientes de transferência de calor são calcu-

lados por correlações apropriadas. Um coeficiente médio é determinado por uma ponderação circunferencial dos coeficientes de transferência de calor dos subcanais envolvendo a vareta. Um cálculo semelhante é realizado para obter a temperatura média do fluido em torno da vareta.

O fluxo de calor médio das varetas é um dado de entrada no início de cada cálculo estacionário ou transitório. Em cada instante do transitório, o fluxo médio de entrada é calculado a partir da função forçada fluxo de calor X tempo. O fluxo de calor local em cada vareta é calculado a partir das distribuições axial e radial de potência. A potência transferida ao fluido em cada instante é dependente das propriedades do combustível, da temperatura superficial da vareta, da temperatura do fluido e do coeficiente de transferência de calor.

Utilizando os valores médios do coeficiente de transferência de calor e da temperatura do refrigerante e a taxa de geração volumétrica de calor em cada zona radial, a distribuição de temperatura em cada nodo axial da vareta pode ser iterativamente calculada. Em cada iteração radial, as propriedades do combustível e do revestimento são reajustadas. Dois critérios de convergência são utilizados: se a condutância do "gap" é considerada constante durante os cálculos, o teste de convergência é realizado sobre as temperaturas radiais; se a condutância do "gap" deve ser calculada, o teste de convergência é feito sobre ela.

Finalmente, se um transitório está sendo calculado, a potência transferida ao fluido é recalculada a partir da diferença de temperatura entre a superfície da vareta e o fluido e do coeficiente de transferência de calor.

3-4.7 Esquematização do Programa PANTERA

O programa PANTERA é uma versão modificada do programa COBRA-IIIC. Eles diferem entre si pelas várias subrotinas que foram introduzidas e algumas outras que foram modificadas. A inclusão de novas subrotinas se fez necessária para dotar o

programa de um modelo de transferência de calor capaz de determinar o comportamento das varetas combustíveis sob condições de irradiação. As subrotinas referentes ao fluido praticamente não sofreram modificações. Somente uma ou outra foi ligeiramente modificadas para acomodar o novo modelo térmico do combustível.

Os esquemas de cálculo de ambos os programas são idênticos. A organização do programa principal pode ser melhor descrita acompanhando o fluxograma da Figura 3-2.

Os dados de entrada são fornecidos em 12 grupos independentes de cartões perfurados. Os dados contidos em cada um dos grupos são resumidos a seguir:

Grupo 1: Propriedades saturadas do fluido.

Grupo 2: Correlações para o fluido.

- * vazio subresfriado
- * fração de vazio
- * multiplicador de fricção monofásico
- * correção do fator de fricção devida à viscosidade.

Grupo 3: Distribuição axial de potência.

Grupo 4: Dados geométricos para os subcanais.

Grupo 5: Tabela de variação de área dos subcanais.

Grupo 6: Tabela de variação do espaçamento entre varetas.

Grupo 7: Dados para os espaçadores.

Grupo 8: Dados para as varetas

- * dados geométricos
- * distribuição radial de potência
- * propriedades do combustível e revestimento

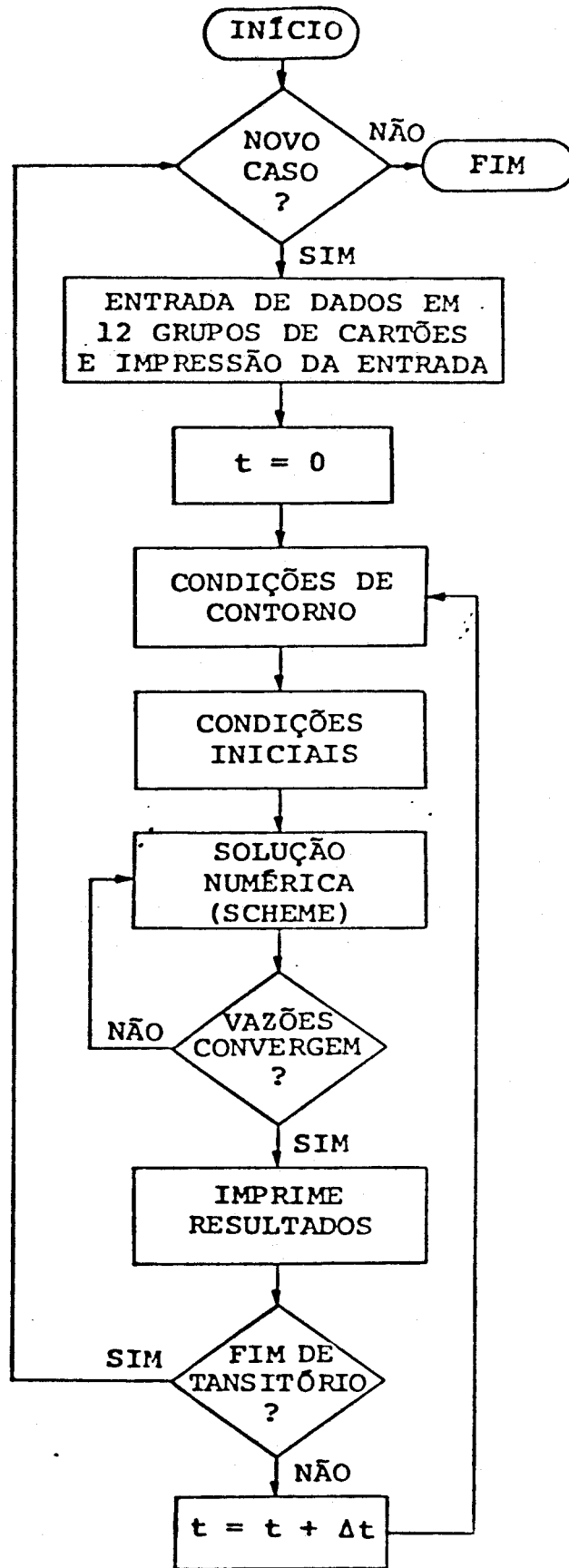


Figura 3-2 Fluxograma do programa principal

* gases de enchimento

* correlações para o fluxo de calor crítico.

Grupo 9: Parâmetros de cálculo.

Grupo 10: Correlações para a mistura turbulenta.

Grupo 11: Condições de operação.

Grupo 12: Opções para impressão dos resultados.

Os grupos 5, 6 e 7 são opcionais. Se o modelo térmico não é utilizado, parte do grupo 8 referente aos dados do combustível pode ser omitida. Além disso, para minimizar o custo do processamento, uma opção permite selecionar as varetas para as quais cálculos de irradiação são realizados. Este esquema de entrada é muito versátil quando vários casos são considerados para uma mesma configuração geométrica. Novos casos após o primeiro não requerem a repetição de todos os dados de entrada. Somente os grupos correspondentes aos dados modificados em relação ao caso anterior devem ser novamente fornecidos.

As condições de contorno para a solução estacionária são estabelecidas a partir dos valores de entrada da velocidade de massa e entalpia. Todas as vazões transversais e a matriz $|S|_p$ são feitas inicialmente iguais a zero para estabelecer as condições de contorno para as vazões transversais de entrada e pressão de saída. Tais valores são usados como estimativas iniciais para a primeira iteração.

Um esquema iterativo é então iniciado e percorre o feixe de varetas da entrada à saída. As iterações continuam até obter a convergência das vazões. Os resultados calculados através do feixe são impressos após a última iteração.

O esquema para o cálculo transitório é análogo àquele para o cálculo estacionário. No início de cada incremento de tempo as condições de contorno são estabelecidas para o tempo $t + \Delta t$. Durante cada intervalo de tempo, o mesmo esquema iterativo acima é utilizado. O procedimento de cálculo se repete para cada tempo $t + \Delta t$ até o fim do transitório. Finalmente, se não existe um outro caso para ser calculado, os cálculos param.

3-4.8 Principais Subprogramas

1) Subrotina SCHEME (JUMP)

Esta subrotina, cujo fluxograma é mostrado na Figura 3-3, realiza os cálculos numéricos em cada nó axial do feixe, a partir das condições de contorno e condições iniciais.

Após atingir a saída do feixe de varetas, os cálculos retornam ao programa principal com as seguintes indicações:

JUMP=1: as vazões ainda não convergiram,

JUMP=2: as vazões convergiram.

Uma opção permite armazenar em fita magnética as soluções das vazões transversais do primeiro caso, as quais poderão ser usadas nos casos subsequentes. Se tal opção é utilizada, o argumento JUMP=3 entra na subrotina SCHEME. Com este argumento, as vazões transversais não são calculadas e os valores previamente armazenados são utilizados.

2) Subrotina TEMP

A subrotina TEMP calcula a distribuição radial de temperatura para todos os nodos axiais da vareta combustível, utilizando o modelo térmico previamente derivado. Um cálculo iterativo é realizado até obter a convergência da condutância da folga radial ou a convergência das temperaturas radiais, dependendo, respectivamente, se a condutância é para ser calculada ou fornecida como um dado de entrada.

Na primeira iteração para os cálculos estacionários, a distribuição de temperatura é calculada a partir das propriedades de entrada. Para as iterações seguintes, as propriedades do combustível e revestimento e os demais parâmetros são recalculados para as temperaturas da última iteração. A convergência das soluções é indicada por JUMP=1. O cálculo de reestruturação do combustível é optativo.

Para o cálculo transitório, as propriedades calculadas no tempo anterior são utilizadas como dados iniciais para a

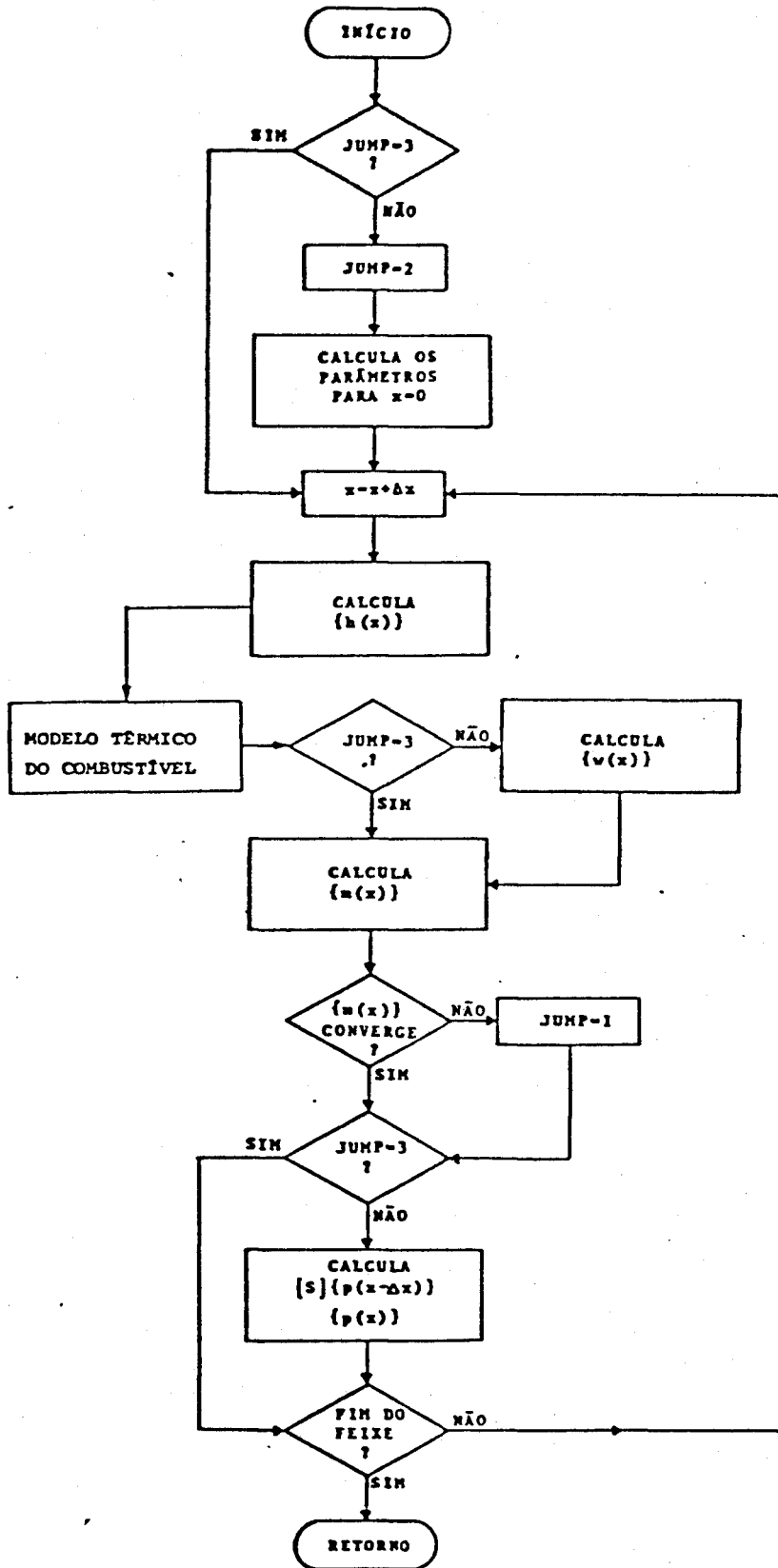


Figura 3-3 Fluxograma da subrotina SCHEME

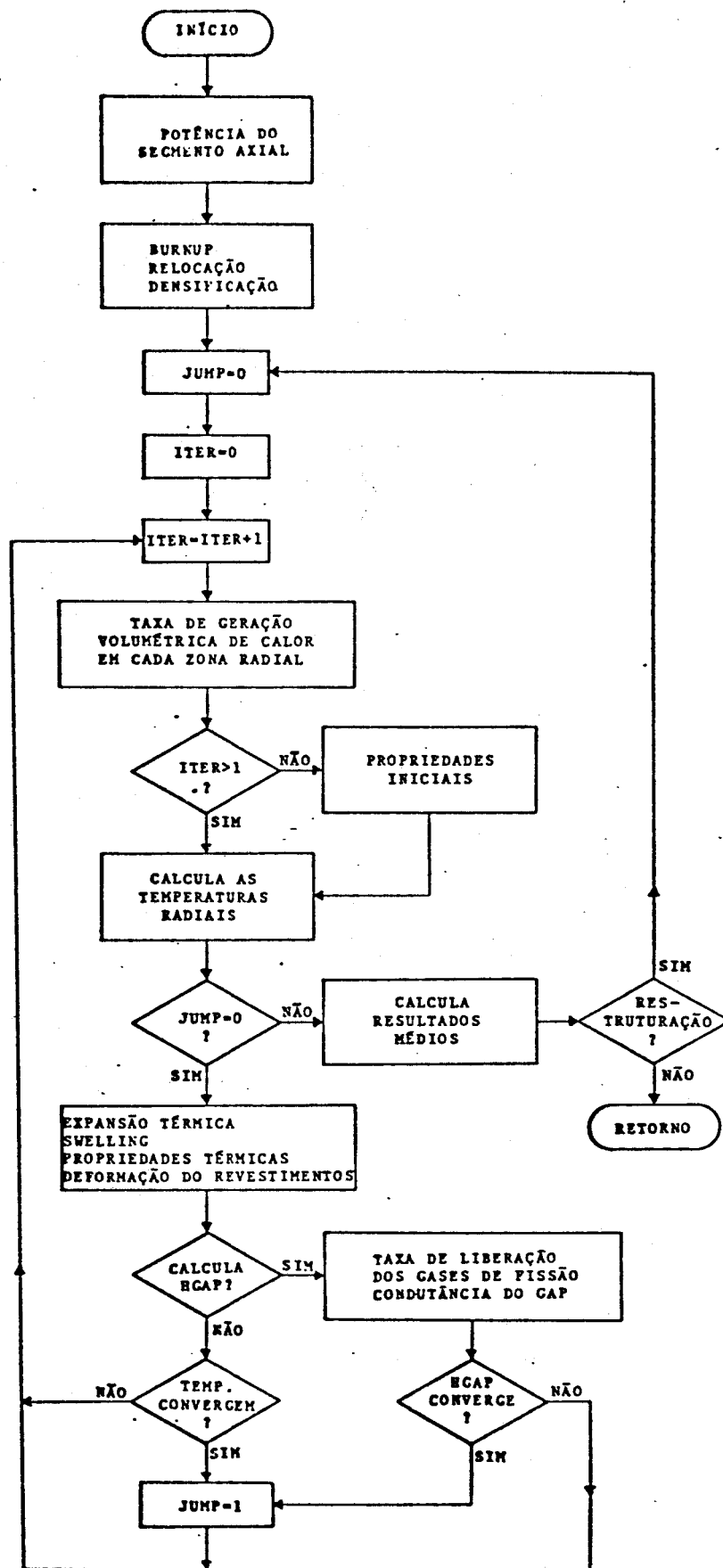


Figura 3-4 Fluxograma da subrotina TEMP

primeira iteração. O esquema de cálculo para as iterações subsequentes é análogo a aquele apresentado. Maiores detalhes podem ser vistos no fluxograma da Figura 3-4.

3) Subrotina GAPCON

Esta subrotina calcula o coeficiente de transferência de calor entre o combustível e o revestimento pelo modelo combinado de Ross-Stoute e Mikic-Todreas⁽³⁸⁾. Tal modelo é utilizado pelo código GAPCON-THERMAL-2.

4) Subrotina DIFFER

A subrotina DIFFER é dividida em quatro partes:

Parte 1: calcula o valor estacionário do gradiente de entalpia $\Delta H/\Delta x$ da Equação (3-33) e a entalpia transportada pela mistura transversal h^* , que é suposta a entalpia do subcanal doador.

Parte 2: calcula o segundo membro da Equação (3-15) que é o valor estacionário do gradiente de vazão.

Parte 3: calcula os coeficientes $\{K_j\}$ dados pela Equação (3-19) e os demais coeficientes $\{F_j\}$ do gradiente de pressão definido pela Equação (3-26), sem considerar os termos de mistura transversal.

Parte 4: calcula o gradiente de pressão incluindo os termos de mistura transversal.

5) Subrotina DIVERT

Esta subrotina calcula as vazões transversais $\{w(x)\}$ resolvendo o sistema de equações simultâneas definido por

$$|M|\{w(x)\} = \{b\}.$$

A velocidade axial efetiva da mistura transversal u^* é suposta ser a média das velocidades dos subcanais adjacentes.

3-4.9 Outros Subprogramas

Além dos subprogramas descritos, vários outros são necessários para a complementação do programa PANTERA. A lista abaixo identifica brevemente cada um dos subprogramas adicionais, com suas principais características. Os subprogramas assinalados por (*) são idênticos aos utilizados no COBRA-IIIC.

- HEAT - Calcula o fluxo de calor das varetas e o calor transferido aos subcanais.
- PONDER - Calcula os valores médios da temperatura do fluido, da pressão e do coeficiente de transferência de calor em torno de cada vareta, através de uma ponderação circunferencial.
- TEMCO - Esquema para calcular a quantidade de gases de fissão na vareta, distribuição de temperatura do combustível e pressão dos gases de fissão.
- FISGAS - Calcula a geração dos gases de fissão utilizando o modelo matemático descrito no código GAPCON-THERMAL-2⁽¹⁰⁾ para resolver as equações diferenciais que representam as concentrações dos isótopos do Criptônio e Xenônio e de seus precursores.
- OMEXP - Função definida por $1 - \exp(-x)$.
- RELGAS - Calcula a taxa de liberação dos gases de fissão utilizando o modelo de Bellamy-Rich⁽⁵⁰⁾ para baixas temperaturas e o modelo de Beyer-Hann⁽⁵⁹⁾ para altas temperaturas. Tais modelos são descritos na Seção 2-5.9.
- HCOOL - Calcula o coeficiente de transferência de calor entre a superfície da vareta e o fluido. A correlação de Dittus-Boelter é usada para a convecção monofásica e a correlação de Jens-Lottes para o regime de ebulição.
- CHF* - Esquema para calcular o fluxo de calor crítico.
- CHF1* - Contém a correlação B&W-2.
- CHF2* - Contém a correlação W-3.

- PROP* - Esta subrotina é dividida em duas partes: a primeira parte calcula as propriedades saturadas do líquido e vapor como função da pressão de referência; a segunda parte calcula as propriedades do fluido como função da entalpia.
- VOID* - Calcula o título real de vapor, fração de vazio, densidade bifásica, volume específico efetivo para o transporte de momento, multiplicador de fricção bifásico e velocidade efetiva de transporte de entalpia. Esta subrotina contém os mesmos modelos descritos em COBRA-IIIC.
- MIX* - Calcula a mistura turbulenta w' e o coeficiente de condução térmica c .
- AREAS* - Calcula a área do subcanal e o espaçamento entre as varetas a partir dos dados tabulares de entrada.
- FORCE* - Calcula a mistura transversal forçada.
- CIJ* - Calcula o coeficiente de resistência transversal C_{ij} .
- SPLIT* - Divide a vazão total entre os subcanais na entrada do feixe de modo que os gradientes de pressão através do primeiro segmento axial sejam iguais.
- BVOID* - Contém as correlações para o cálculo da fração de vazio como função do título de vapor.
- SCQUAL* - Contém o modelo de Levy para a ebulição subresfriada.
- EQUAC - Gera as matrizes $|A|$ e $\{B\}$ da equação de condução do modelo térmico.
- CAH - Calcula o coeficiente K dos elementos da matriz $|A|$.
- SIMPS - Calcula o fator axial de potência das varetas por uma integração de Simpson em cada segmento axial.
- DECOMP* - Resolve um sistema de equações lineares.
- SOLVE* - Subrotina auxiliar de DECOMP.
- GAUSS* - Esquema de eliminação de Gauss.
- S* - Gera os elementos da matriz de transformação $|S|$.
- CURVE* - Subrotina para interpolação linear de dados tabulares.
- PRINTE - Imprime resultados axiais para as varetas.

3-4.10 Capacidade de Cálculo

As características principais do código PANTERA, quanto à sua capacidade de cálculo, são apresentadas a seguir:

- * Considera o escoamento mono e bifásico em feixes de varetas, em condição estacionária ou transitória.
- * Diversas configurações geométricas de feixes podem ser consideradas. Um subcanal pode interagir com até quatro subcanais adjacentes e uma vareta pode transferir calor para até seis subcanais.
- * Considera as variações de área dos subcanais e espaçamento entre as varetas.
- * A distribuição axial de potência do feixe pode ser fornecida arbitrariamente.
- * Quaisquer distribuições radiais de potência podem ser facilmente acomodadas.
- * As subrotinas são desenvolvidas de maneira que outras correlações empíricas podem ser facilmente incorporadas.
- * Calcula a queda de pressão devida aos espaçadores.
- * Calcula o fluxo de calor crítico e a razão de afastamento da ebulição nucleada (DNBR).
- * Calcula a distribuição de temperatura das varetas.
- * Calcula a geração e a liberação dos gases de fissão.
- * Calcula a pressão interna das varetas.
- * Considera diversos tipos de combustível, quanto ao enriquecimento e concentrações de urânio e plutônio.
- * Não existem limitações quanto ao material do revestimento.
- * Inclui a expansão térmica do combustível e do revestimento.

- * Calcula a relocação, densificação, inchamento e reestruturação do combustível.
- * Considera a deformação elástica do revestimento.
- * Considera a deflexão do fluxo de calor no combustível.
- * A condutância da folga radial pode ser calculada ou fornecida como um dado de entrada.
- * As propriedades térmicas do combustível e revestimento são dependentes da temperatura.
- * As dimensões do programa, que podem ser facilmente modificadas, são limitadas por:
 - 38 varetas
 - 36 subcanais
 - 60 conexões entre subcanais
 - 41 nodos axiais
 - 8 zonas radiais no combustível
 - 15 incrementos de tempo para a análise de irradiação.
- * A linguagem de programação é o FORTRAN IV.
- * O programa requer cerca de 450k bytes e 18 segundos de compilação no Sistema IBM 370/145.

Na Tabela 3-1 são comparadas as capacidades de cálculo e os modelos de COBRA-IIIC e PANTERA. Os resultados de distribuições de entalpias e vazões calculados com COBRA-IIIC e PANTERA para subcanais de feixes de varetas típicos são idênticos. Os tempos de CPU requeridos por ambos os programas para este tipo de cálculo são também comparáveis. Entretanto, o uso do modelo de condução térmica completo de PANTERA para cálculos de irradiação de feixes com largo número de varetas pode levar o tempo de processamento. A possibilidade de se introduzir simplificações no modelo térmico e de se selecionar as varetas para as quais os cálculos de irradiação serão realizados, através de opções de entrada, permite minimizar o tempo e, portanto, o custo do processamento.

CAPACIDADE DE CÁLCULO OU MODELO	COBRA-IIIC	PANTERA
Cálculo transitório	x	x
Escoamento bifásico	x	x
Mistura lateral	x	x
Distribuições de entalpia e vazão	x	x
Quedas de pressão	x	x
Reversão do escoamento	-	-
Análise de bloqueios parciais	x	x
DNBR	x	x
Modelo de condução térmica	x	x
Propriedades do combustível e revestimento		
Constantes	x	x
Dependentes da temperatura	-	x
Efeitos da irradiação	-	x
Geração de calor não uniforme	-	x
Coefficiente de transferência de calor		
Constante	x	x
Calculado para os regimes mono e bifásico	-	x
Condutância da folga radial		
Constante	x	x
Calculada	-	x
Geração e liberação de gases de fissão	-	x
Pressão interna das varetas	-	x
Número de varetas	15	38
Número de subcanais	25	36
Número de segmentos axiais	61	41

Tabela 3-1. Comparações entre as capacidades e modelos dos códigos COBRA-IIIC e PANTERA.

4 - AVALIAÇÃO DO CÓDIGO PANTERA

4-1 INTRODUÇÃO

A avaliação do código PANTERA foi feita através da análise e comparação dos resultados calculados pelo código com os dados experimentais disponíveis. Estudos paramétricos foram também realizados para determinar os efeitos dos principais parâmetros e opções de entrada sobre as evoluções do escoamento em feixes de varetas.

Devido à indisponibilidade de dados experimentais para o combustível, o desempenho do modelo térmico inserido no programa foi testado somente através da comparação dos resultados calculados com a subrotina TEMCO isolada e com o programa GAPCON-THERMAL-2.

O modelo transitório do código não foi testado porque está além do objetivo principal deste trabalho, que é o desenvolvimento de um programa digital destinado à análise termo-hidráulica de núcleos de reatores a água pressurizada, em condições estacionárias.

4-2 EFEITOS DOS PARÂMETROS EMPÍRICOS SOBRE AS DISTRIBUIÇÕES DE ENTALPIA E VAZÃO EM FEIXES DE VARETAS

4-2.1 Feixe de 49 Varetas

Utilizando a configuração geométrica mostrada na Figura 4-1⁽⁴⁾, vários conjuntos de cálculos foram realizados para determinar os efeitos dos principais parâmetros empíricos de entrada sobre as evoluções de entalpia e vazão nos subcanais do feixe de varetas. Os parâmetros analisados foram os seguintes:

- * Coeficiente de mistura turbulenta, β
- * Coeficiente de resistência transversal, K
- * Parâmetro do momento transversal, s/l
- * Fator do momento turbulento, f_T .

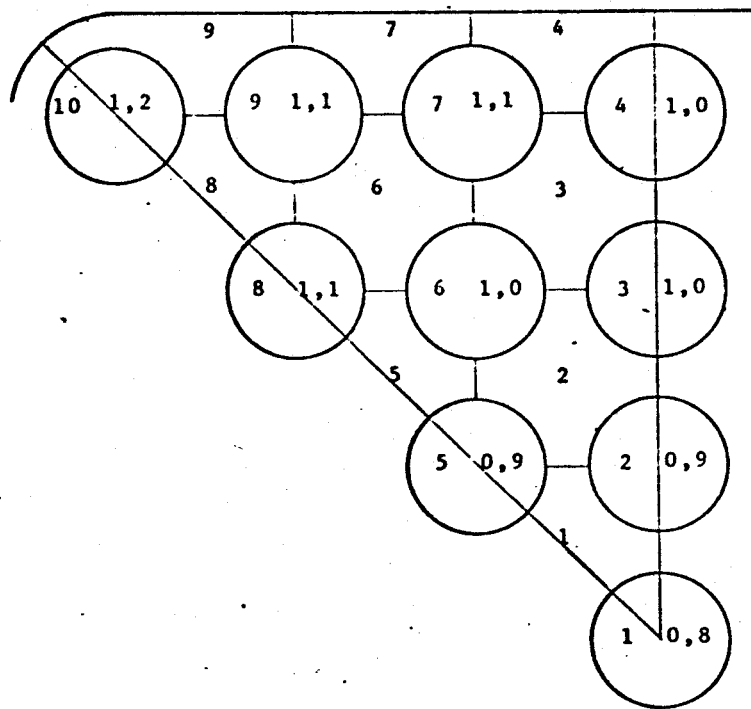


Figura 4-1 Feixe de 49 varetas com simetria de 1/8

1) Características Gerais do Feixe

A configuração mostrada na figura acima representa 1/8 da seção transversal de um feixe de 49 varetas, cujas dimensões, apresentadas na Tabela 4-1, são típicas do elemento combustível de um reator a água fervente (BWR). As numerações correspondentes às varetas e subcanais estão incluídas na figura. O outro número que aparece em cada vareta representa a sua potência relativa, isto é, a razão entre a potência da vareta e a potência média do feixe.

Diâmetro da vareta (in.)	0,562
Espaçamento vareta-vareta (in.)	0,177
Espaçamento vareta-parede (in.)	0,140
Comprimento do feixe (in.)	120,0

Tabela 4-1 Dimensões do feixe 7x7

2) Parâmetros de Entrada

Os parâmetros de entrada para o caso básico são apre

sentados a seguir:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME(1967) (63)
Fator de fricção	$f = 0,186R_e^{-0,2}$
Vazio subresfriado	não incluído
Fração de vazio	$\alpha = xv_g / [(1-x)v_f + xv_g]$
Multiplicador de fricção bifásico	$\phi = \rho_f / \rho$
Densidade bifásica	$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f$
Distribuição axial de fluxo de calor	senoidal, pico/média=1,26
Resistência transversal, K	0,5
Coefficiente de mistura turbulenta, β	$0,0062 (D/s) R_e^{-0,1}$
Parâmetro do momento transversal, s/l	0,5
Fator do momento turbulento, f_T	0,0
Número de segmentos axiais	30
Fator de convergência das vazões	0,01
Localização das grades espaçadoras	$Z/L=0,2-0,4-0,6-0,8$
Coefficiente de perda de pressão das grades	1,0

3) Condições de Operação

As condições de operação, para as quais os cálculos foram realizados, são as seguintes:

Pressão do sistema:	1000 psia
Temperatura de entrada:	505 °F
Velocidade de massa:	$1,0 \times 10^6 \text{ lb/h-ft}^2$
Fluxo médio de calor:	$0,3 \times 10^6 \text{ Btu/h-ft}^2$.

4) Análise dos Resultados

a) Coeficiente de Mistura Turbulenta

As influências do coeficiente de mistura turbulenta foram verificadas para valores constantes de β , na faixa de 0 a 0,3.

A Figura 4-2 mostra os acréscimos de entalpia como função de β para os subcanais 1, 8 e 9. A análise desta figura indica que as entalpias de saída convergem para um valor comum a todos os subcanais à medida que o coeficiente de mistura turbulenta é aumentado. O equilíbrio, contudo, não se completa, por que quando β é cerca de 0,18, os cálculos indicam a ocorrência de inversão do escoamento. Como o código não se presta para o caso de correntes reversas de fluido, $\beta=0,18$ representa o valor limite para a confiabilidade dos resultados. Em todos os casos processados, as subrotinas do código apresentaram falhas para $\beta > 0,20$.

Os efeitos de β sobre as velocidades de massa de saída dos subcanais 1, 8 e 9 são apresentados na Figura 4-3. As curvas para os subcanais adjacentes 8 e 9 indicam que a mistura transversal de desvio e a mistura turbulenta são comparáveis para β aproximadamente menor que 0,02. Para β acima deste valor, a mistura turbulenta superpõe a mistura transversal de desvio e as curvas evoluem paralelamente. Isto ocorre porque a mistura turbulenta não causa nenhuma redistribuição líquida de vazão entre os subcanais, isto é, $w'_{ij} = w'_{ji}$.

Nas Figuras 4-4 e 4-5 são mostradas as evoluções de acréscimo de entalpia e velocidade de massa ao longo do comprimento do subcanal 8, o mais solicitado do feixe. Os gráficos incluem as curvas na ausência de mistura turbulenta ($\beta=0$) e mistura quase completa ($\beta=0,10$). Os degraus que aparecem nas posições $Z/L = 0,2-0,4-0,6$ e $0,8$ para as curvas de velocidade de massa resultam da mistura lateral provocada pelas grades espaçadoras. O grande decréscimo na velocidade de massa logo após a posição da primeira grade decorre do início da ebulição. Isto pode ser visto claramente na Figura 4-6.

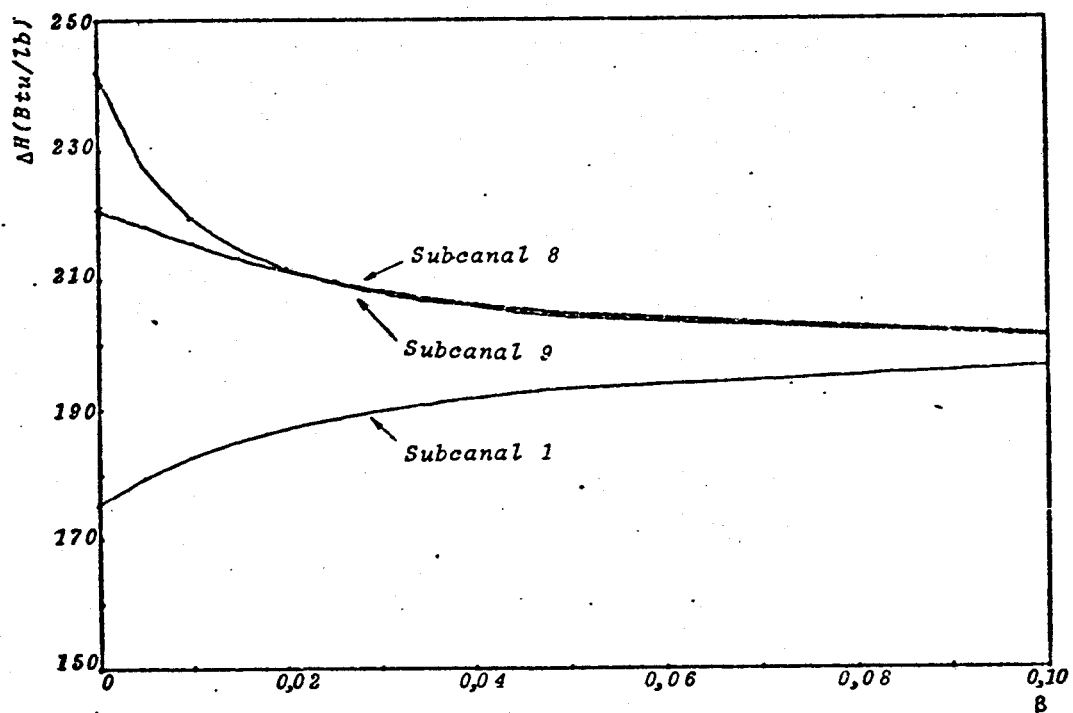


Figura 4-2 Acréscimo de entalpia em função do coeficiente de mistura turbulenta

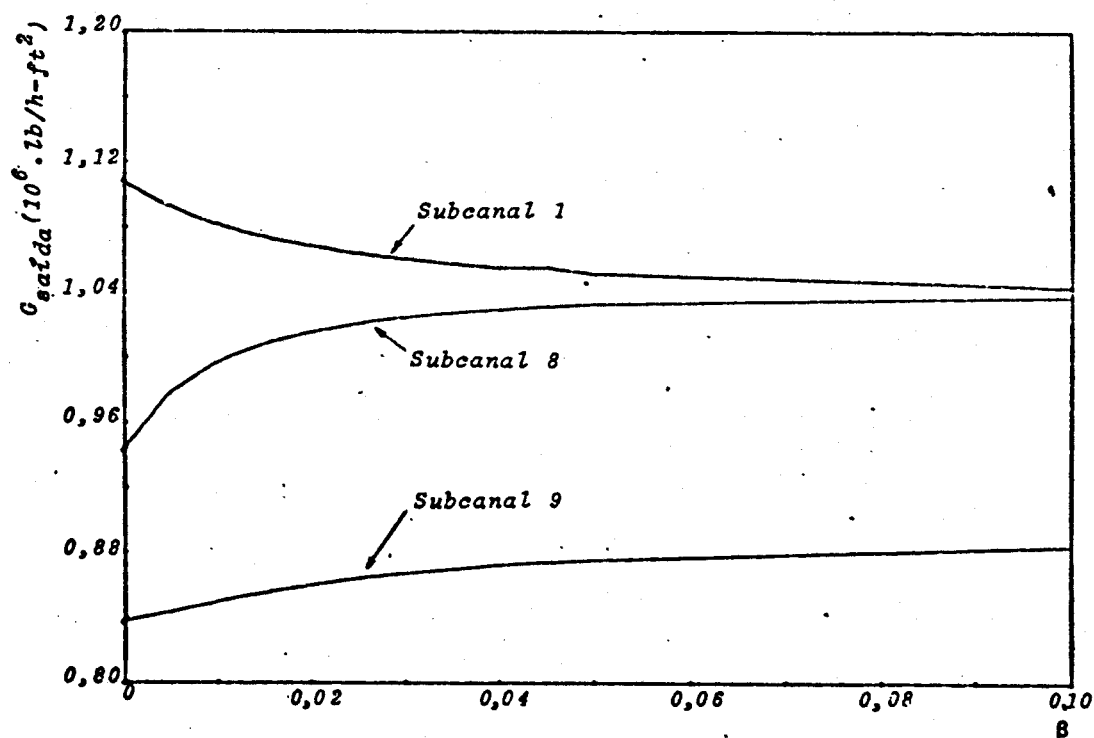


Figura 4-3 Velocidade de massa de saída em função do coeficiente de mistura turbulenta

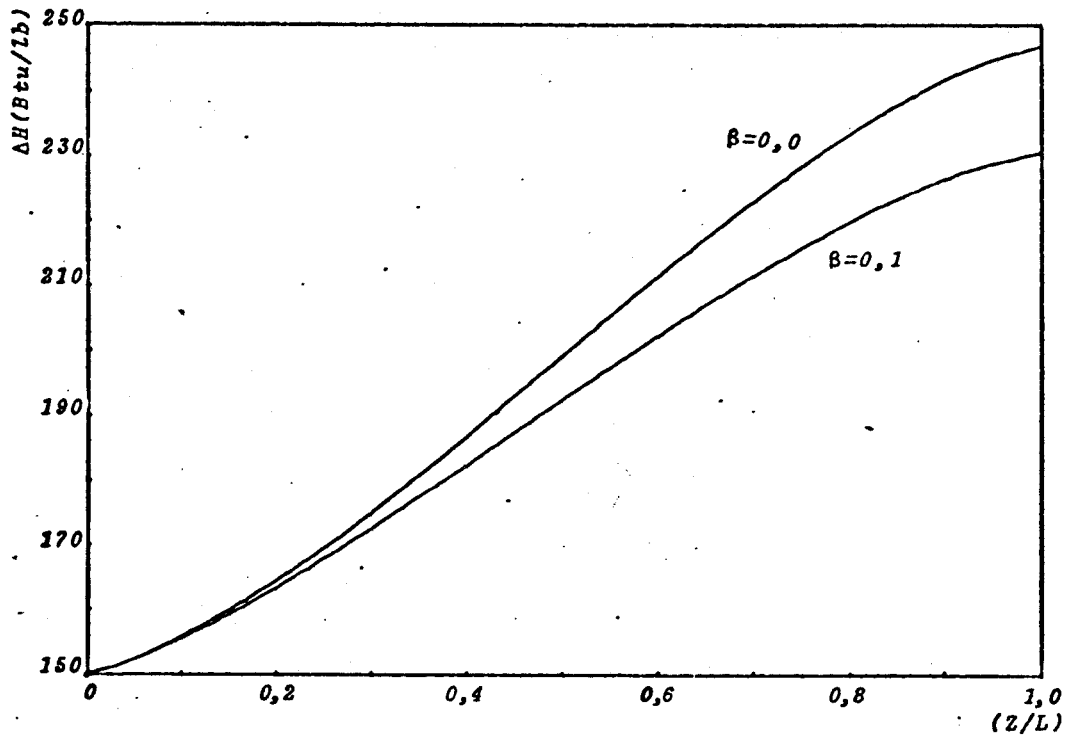


Figura 4-4 Efeitos de β sobre os acréscimos de entalpia ao longo do subcanal 8

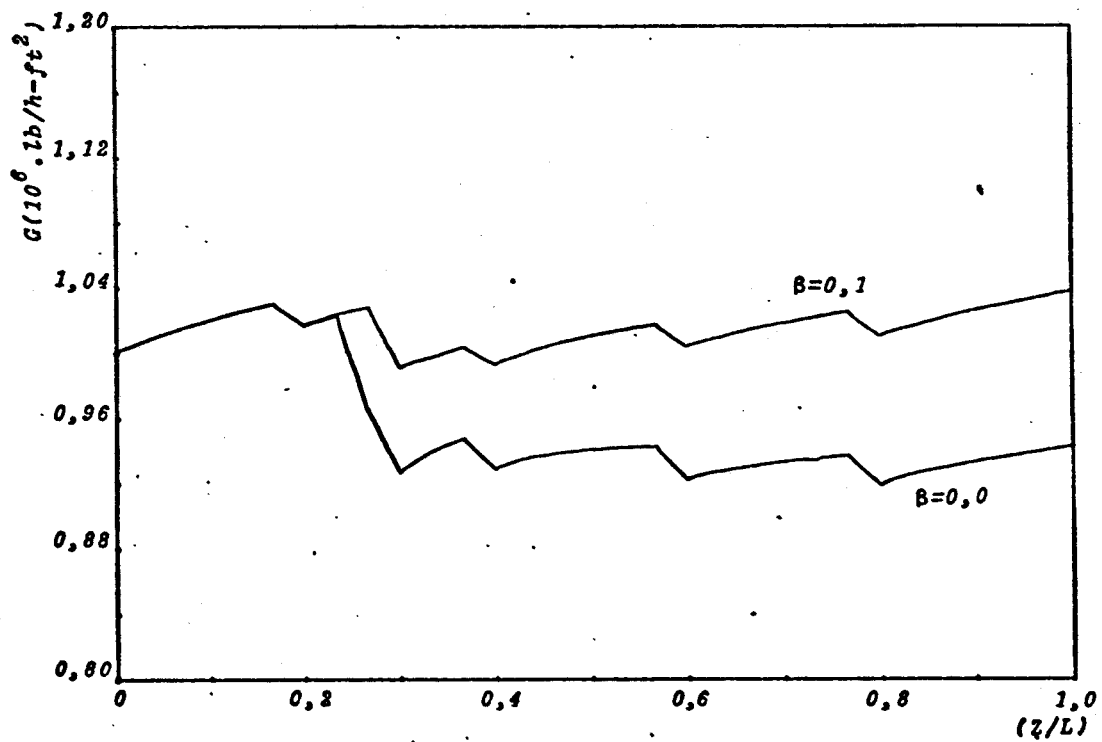


Figura 4-5 Efeitos de β sobre as velocidades de massa ao longo do subcanal 8

b) Coeficiente de Resistência Transversal

Os efeitos do coeficiente de resistência transversal foram analisados para valores de K na faixa de 10^{-5} a 10^8 . Os acréscimos de entalpia e velocidade de massa de saída, calculados como função de K para os subcanais 1, 8 e 9, são mostrados nas Figuras 4-7 e 4-8. A análise das velocidades de massa dos subcanais indica que não ocorre praticamente nenhuma variação nas vazões de saída quando K varia de 10^{-6} a 10^2 . As influências de K na faixa de 10^2 a 10^4 são ainda relativamente pouco importantes. Os maiores efeitos de K ocorrem para valores maiores que 10^4 . Para altos valores de K ($K > 10^8$), a análise dos resultados calculados mostra uma total ausência de mistura lateral ao longo de todo o comprimento do feixe. Pode-se concluir, portanto, que todos os subcanais se comportam como lateralmente fechados para $K > 10^8$.

No que se refere aos efeitos de K sobre os acréscimos de entalpia, a Figura 4-7 apresenta as mesmas tendências de variações nos intervalos de K acima descritos.

De um modo geral, tanto a partir da análise de acréscimos de entalpia quanto da análise das velocidades de massa, valores de K menores que 1,0 podem ser considerados como baixa resistência transversal; valores maiores que 10^4 como alta resistência transversal; e os valores intermediários como média resistência transversal.

As evoluções de acréscimo de entalpia e velocidade de massa ao longo do comprimento do subcanal 8 são mostradas nas Figuras 4-9 e 4-10, para baixa e alta resistência transversal.

c) Parâmetro do Momento Transversal

O parâmetro (s/l) que aparece na equação do momento transversal representa a razão entre o espaçamento das varetas e a distância efetiva de mistura.

A análise dos resultados calculados para valores de (s/l) no intervalo 0,0 a 1,0 indica que este parâmetro não tem nenhum efeito sobre as distribuições de entalpia e vazão de massa dos subcanais.

d) Fator do Momento Turbulento

Como as distribuições radiais de velocidades no subcanal de um feixe de varetas não são uniformes, os efeitos da mistura transversal turbulenta são menores que aqueles dados pela equação do momento axial, derivada da suposição de distribuição uniforme de velocidades em cada elemento diferencial de volume. Essa diferença é levada em conta pela inclusão do fator do momento turbulento f_T na equação do momento axial. Ele considera a analogia imperfeita entre os transportes turbulentos de entalpia e momento. O valor $f_T = 1,0$ indica uma analogia perfeita.

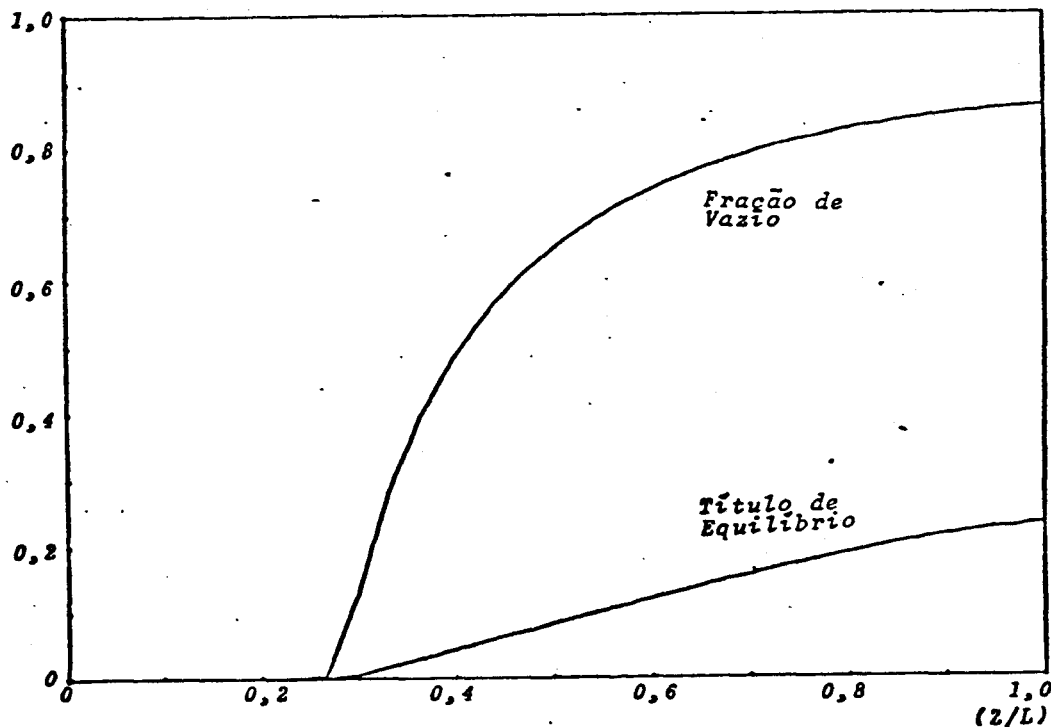


Figura 4-6 Fração de vazio e título de equilíbrio ao longo do subcanal 8

Nas Figuras 4-11 e 4-12 são comparados os efeitos de $f_T = 0$ e $f_T = 1,0$ sobre as distribuições de entalpia e velocidade de massa para o subcanal 8. Evidentemente, os efeitos globais de f_T são pequenos.

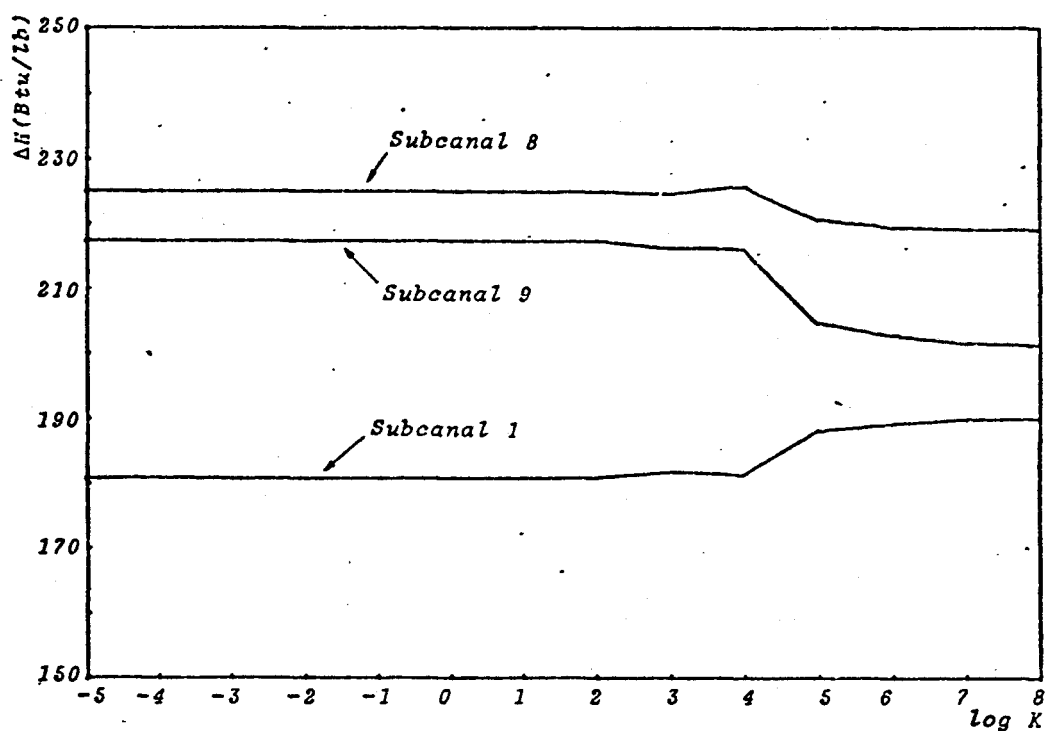


Figura 4-7 Acréscimo de entalpia em função do coeficiente de resistência transversal

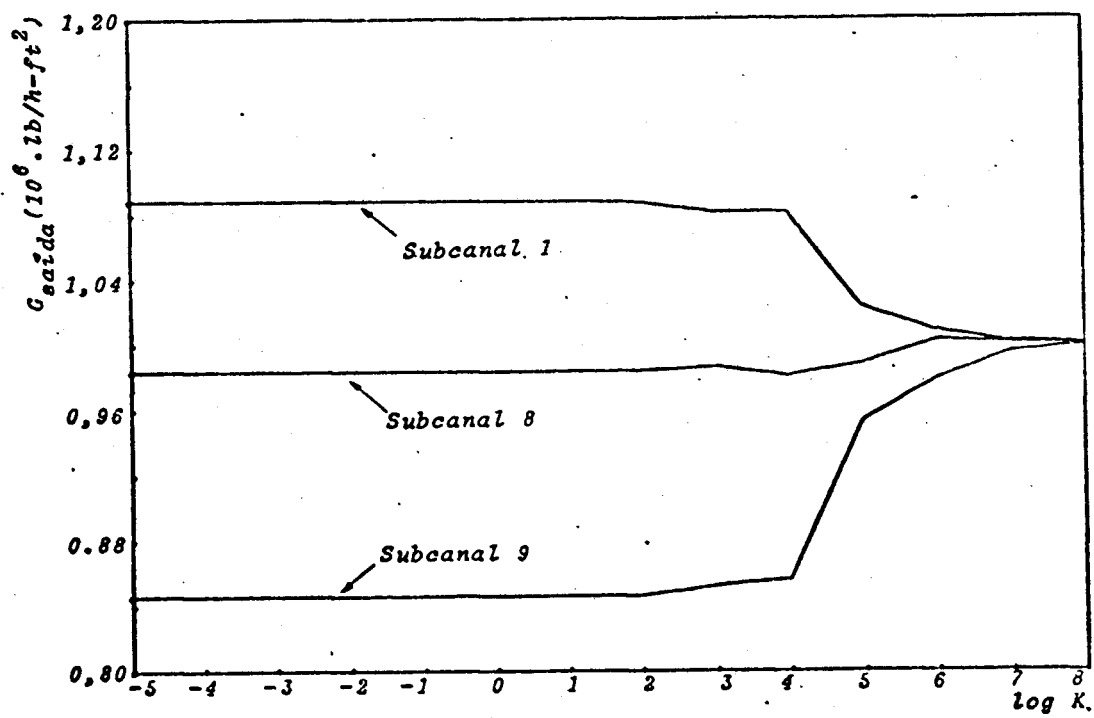


Figura 4-8 Velocidade de massa de saída em função do coeficiente de resistência transversal

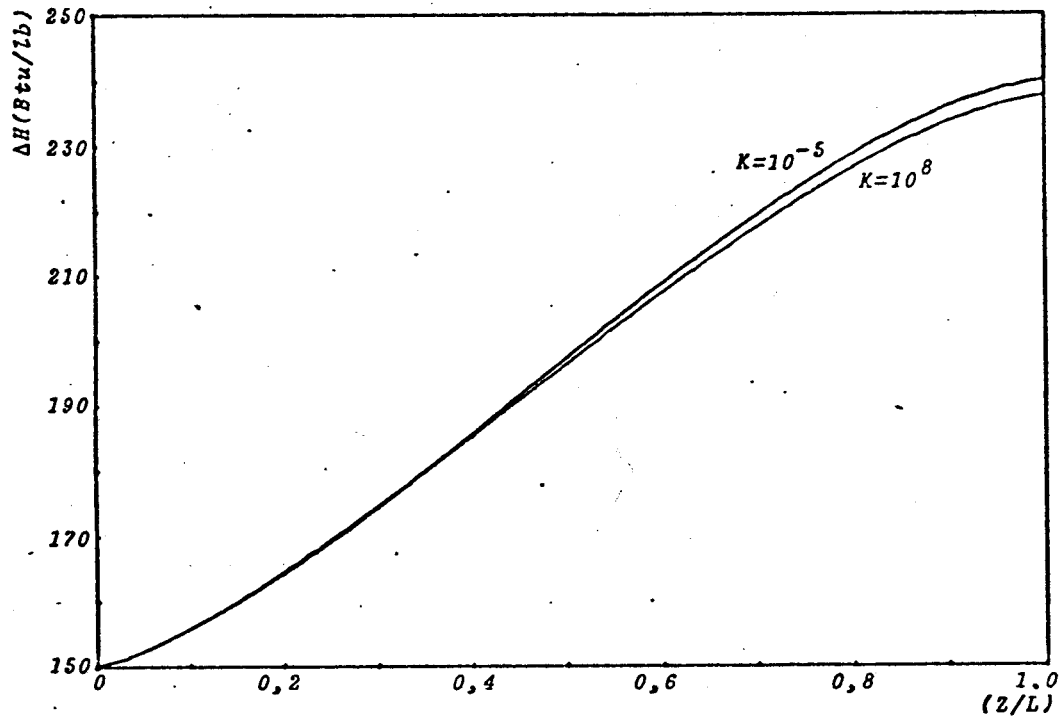


Figura 4-9 Efeitos de K sobre os acréscimos de entalpia ao longo do subcanal 8

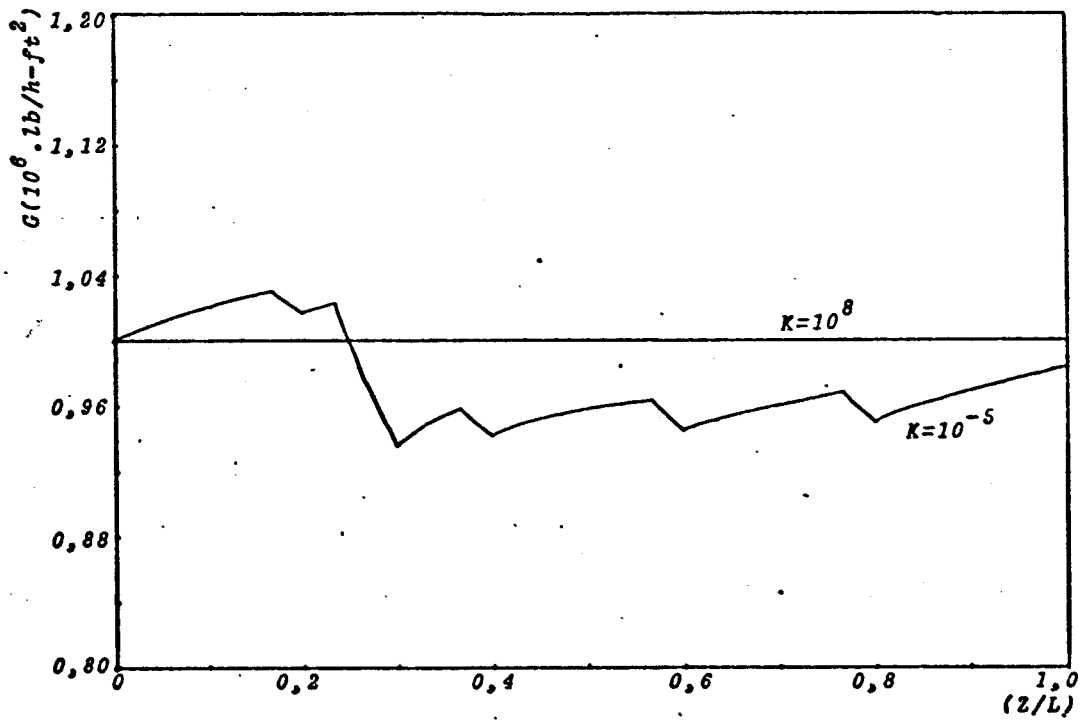


Figura 4-10 Efeitos de K sobre as velocidades de massa ao longo do subcanal 8

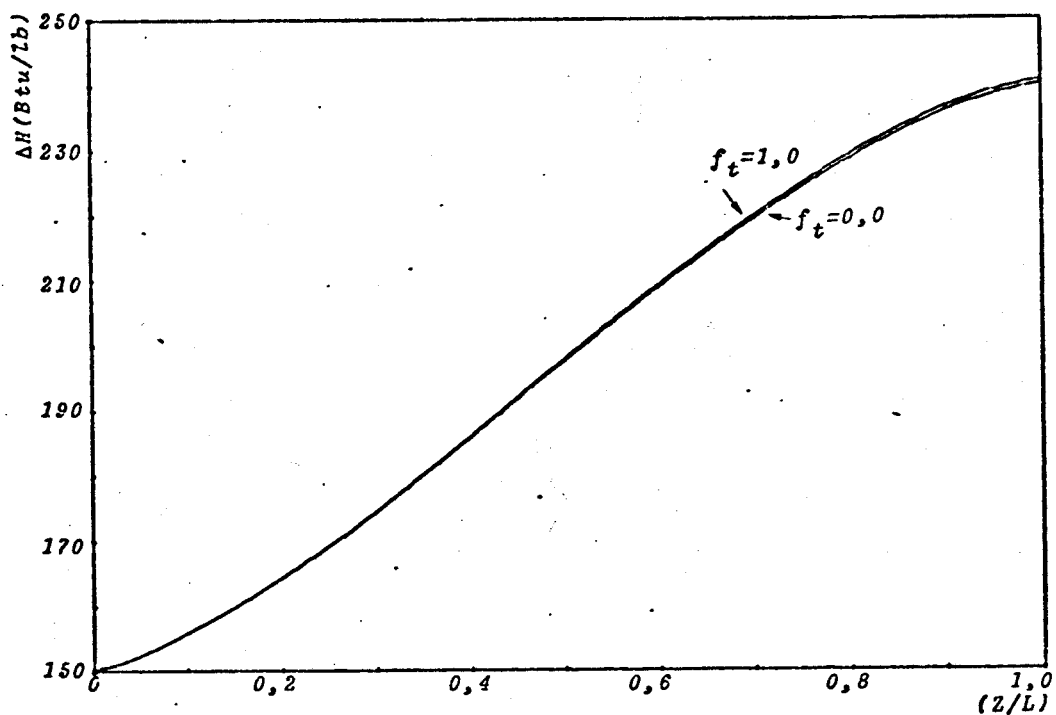


Figura 4-11 Efeitos de f_T sobre os acréscimos de entalpia ao longo do subcanal 8

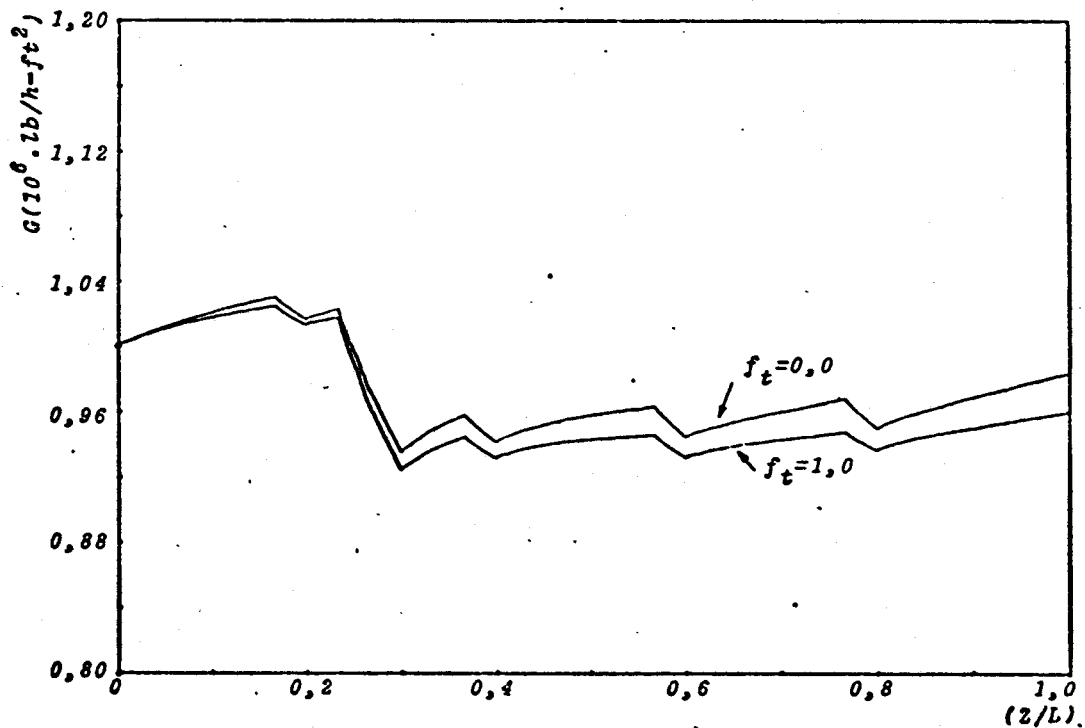


Figura 4-12 Efeitos de f_T sobre as velocidades de massa ao longo do subcanal 8

4-2.2 Dois Subcanais Adjacentes

Experiências de laboratório foram realizadas por Rowe e Angle⁽²⁹⁾ para determinar a quantidade de mistura turbulenta mono e bifásica entre dois subcanais adjacentes e paralelos.

Os dados experimentais obtidos por Rowe e Angle foram analisados com o código PANTERA em termos do coeficiente de mistura turbulenta. Os valores deste coeficiente, fornecendo concordância entre os resultados calculados pelo código e dados experimentais, foram então determinados.

1) Características Gerais da Seção de Testes

A configuração geométrica da seção de testes, utilizada por Rowe e Angle, é mostrada na Figura 4-13. Esta geometria simula um arranjo circular de varetas, cujas dimensões são típicas de um elemento combustível nuclear. As varetas que constituem os dois subcanais são aquecidas eletricamente.

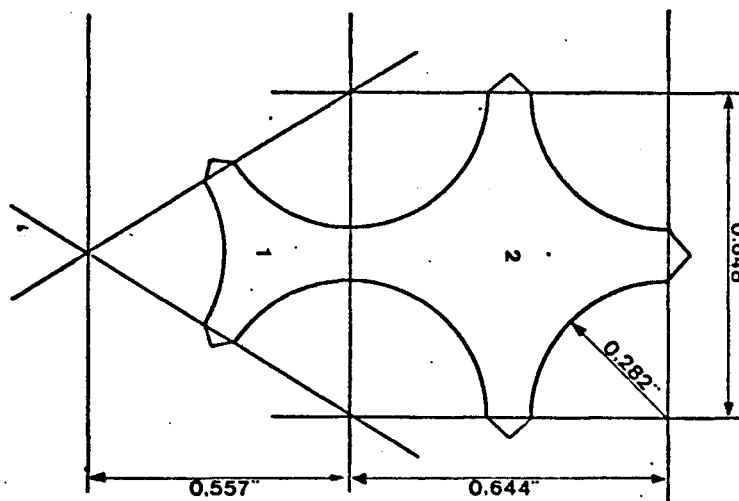


Figura 4-13 Dois subcanais adjacentes

2) Parâmetros de Entrada

Os dados de entrada tomados para os cálculos são os seguintes:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME (1967)
Fator de fricção	$f=0,5R_e^{0,32}+0,0053$
Vazio subresfriado	não incluído
Fração de vazio	$\alpha=xv_g/[(1-x)v_f+xv_g]$
Multiplicador de fricção bifásico	$\phi=\rho_f/\rho$
Densidade bifásica	$\rho=\alpha\rho_g+(1-\alpha)\rho_f$
Distribuição axial de fluxo de calor	uniforme
Resistência transversal, K	1,0
Coefficiente de mistura turbulenta	0-0,4
Fator de momento turbulento	0,0
Comprimento do feixe	60 in
Número de segmentos axiais	30

3) Condições de Operação

Em todas as experiências, a pressão da seção de teste foi mantida em 900 psia. Temperaturas de entrada da água de 330°F e 510°F foram utilizadas para os testes de não ebulição e ebulição, respectivamente. Velocidades de massa de 1,2 e 3 x 10⁶ lb/h-ft² foram testadas. Os valores máximos dos fluxos de calor não ultrapassaram 2/3 do fluxo de calor crítico esperado em cada situação.

4) Análise dos Resultados

Os testes analisados foram escolhidos entre aqueles obtidos para as seguintes condições experimentais:

Pressão de operação: 900 psia,

Entalpia de entrada: 300 Btu/lb,

Velocidade de massa: 2,0x10⁶ lb/h-ft²

Os testes em presença de mistura bifásica não foram analisados.

A análise dos resultados calculados permitiu concluir que o valor do coeficiente de mistura turbulenta para a configuração de teste encontra-se no intervalo $0 < \beta < 0,4$. O limite superior deste intervalo corresponde ao maior valor β matematicamente possível dentro da conjuntura do código. Assim, $\beta = 0,4$ pode ser considerado como β_{∞} .

Os acréscimos de entalpia dos subcanais, como função do fluxo de calor, são mostrados na Figura 4-14 para três valores do coeficiente de mistura turbulenta.

Os dados experimentais para estes testes foram analisados por Rowe e Angle com o código COBRA-II⁽²⁾. Quando se compara os resultados calculados com PANTERA com aqueles documentados por Rowe e Angle, as mesmas conclusões podem ser tiradas no que se refere à influência de β sobre os acréscimos de entalpia. Para $\beta = 0$ não ocorre nenhuma mistura turbulenta e o transporte lateral de entalpia é devido exclusivamente à mistura transversal de desvio. A concordância entre os resultados experimentais e calculados pode ser obtida com $\beta = 0,006$. À medida que β é aumentado a partir de 0,006, as entalpias dos dois subcanais tendem para um valor comum de equilíbrio. Quando β atinge o valor máximo ($\beta = 0,4$) o equilíbrio se completa e os subcanais apresentam o mesmo acréscimo de entalpia ao longo do feixe. Isto pode ser visto na figura pela superposição das curvas quando $\beta = 0,4$.

A partir da Figura 4-14, pode-se notar que os dados experimentais de velocidade de massa de saída dos subcanais são também verificados para $\beta = 0,006$.

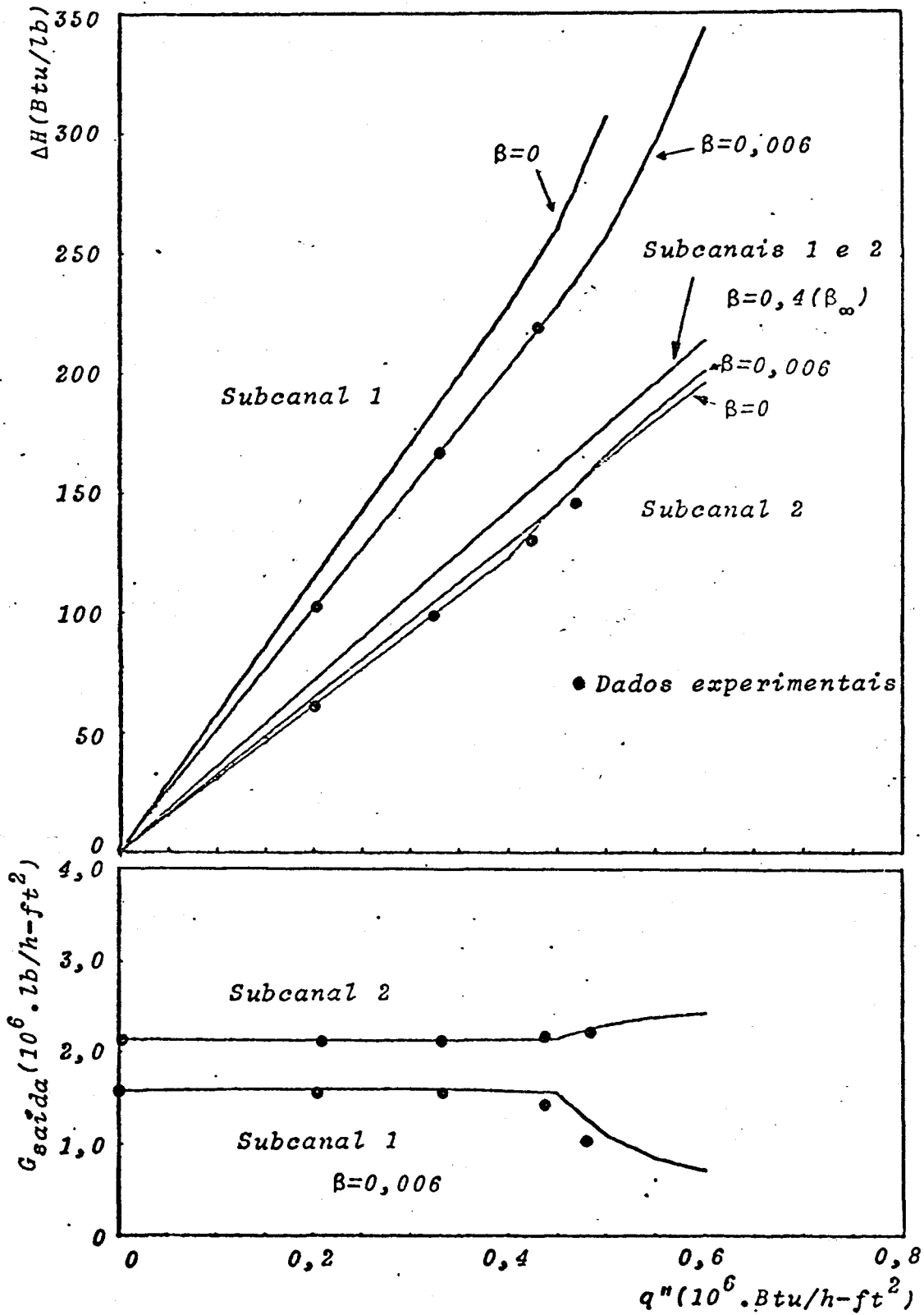


Figura 4-14 Acrêscimos de entalpia e velocidades de massa dos subcanais em função do fluxo de calor

4-2.3 Feixe AB/CNEN

Neste estudo foram determinados os coeficientes de mistura turbulenta e resistência transversal, que melhor verificam os resultados experimentais de distribuições de temperaturas e velocidades obtidos por Guerrieri et al.⁽⁶⁰⁾ a partir de duas seções de testes de 16 varetas.

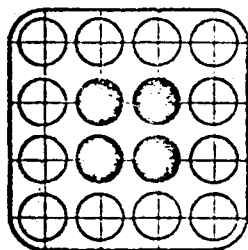
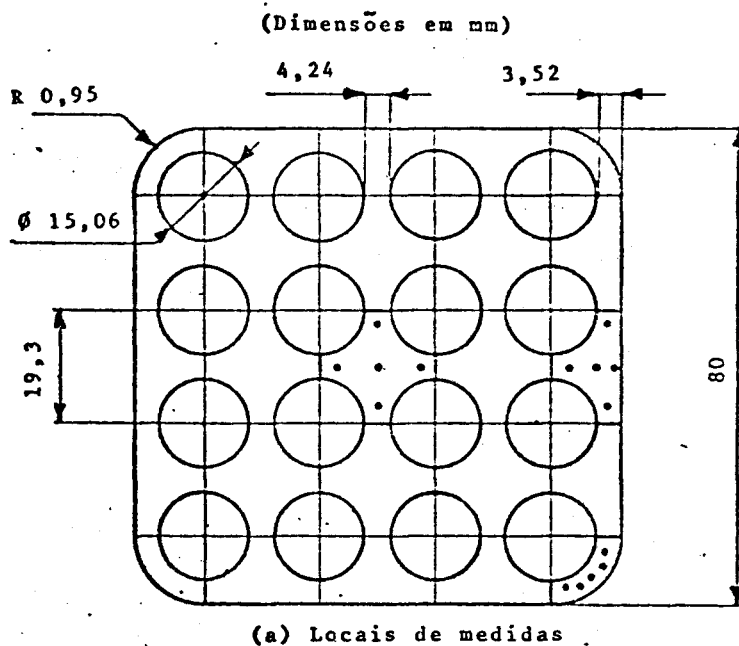
Na primeira seção de testes, o espaçamento entre as varetas é mantido por duas grades espaçadoras tendo pequenos coeficientes de perda de pressão. A segunda contém somente uma grade espaçadora com um alto coeficiente de perda de pressão.

A Figura 4-15(a) mostra a configuração geométrica do feixe de varetas das seções de testes. Existem dois tipos de varetas. As varetas não aquecidas são tubos de aço inoxidável e as varetas aquecidas são feitas com um núcleo de cobre para permitir que uma corrente elétrica flua na direção oposta à parede do tubo. A parte superior do feixe é construída de modo a permitir a mudança das varetas aquecidas. O feixe de varetas tem um comprimento total de 140 cm e um comprimento não aquecido de 40 cm na entrada. As configurações de aquecimento, consistindo de 4 varetas centrais, 2 varetas laterais, 1 vareta no canto e 6 varetas aquecidas, são mostradas nas Figuras 4-15(b), (c), (d) e (e), respectivamente.

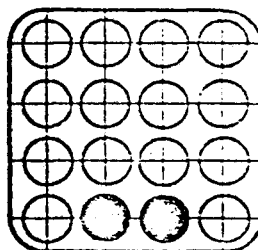
Os testes foram realizados à pressão atmosférica para cada conjunto de condições de velocidade de massa, entalpia de entrada, fluxo médio de calor e configuração de aquecimento.

1) Características Gerais do Feixe

Um resumo das características principais do feixe AB/CNEN é apresentado na Tabela 4-2.

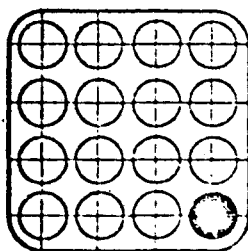


(b)

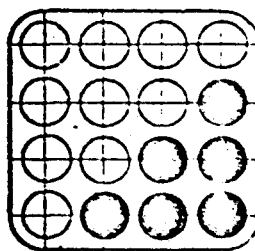


(c)

● Vareta aquecida
○ Vareta não aquecida



(d)



(e)

Figura 4-15 Feixe AB/CNEN

Número de varetas	16
Arranjo	4x4
Comprimento total (cm)	140
Comprimento aquecido (cm)	100
Dimensões do canal (mm)	80x80
Diâmetro das varetas (mm)	15,06
Distância vareta-vareta (mm)	4,24
Distância vareta-parede (mm)	3,52

Tabela 4-2 Características do feixe AB/CNEN

2) Parâmetros de Entrada

Nos cálculos realizados adotou-se a configuração de quatro varetas centrais aquecidas. Com a finalidade de reduzir o tempo de processamento, 1/4 de simetria do feixe foi adotado para os cálculos. A Figura 4-16 mostra 1/4 de simetria do feixe com as numerações correspondentes aos subcanais e varetas.

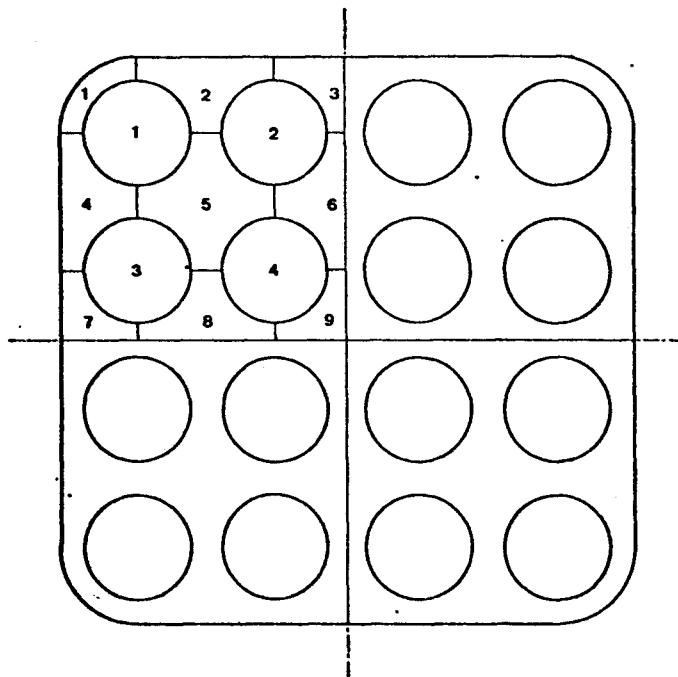


Figura 4-16 Simetria de 1/4 do feixe AB/CNEN

Duas cadeias de testes foram consideradas:

- * Teste C11 - Feixe com duas grades espaçadoras com baixo coeficiente de perda de pressão,
- * Teste GC11 - Feixe com uma grade espaçadora com alto coeficiente de perda de pressão.

Os parâmetros de entrada adotados para os cálculos são os seguintes:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME (1967)
Fator de fricção dos subcanais	$f = 0,186R_e^{-0,2}$
Vazio subresfriado	não incluído
Fração de vazio	$\alpha = xv_g / [(1-x)v_f + xv_g]$
Multiplicador de fricção bifásico	$\phi = \rho_f / \rho$
Densidade bifásica	$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f$
Distribuição axial de fluxo de calor	uniforme
Resistência transversal, K	variável
Coefficiente de mistura turbulenta, β	variável
Comprimento do feixe	55,12 in
Número de segmentos axiais	20
Localização das grades espaçadoras	
Teste C11	$z/L = 0,5$ e $1,0$
Teste GC11	$z/L = 0,5$
Coefficiente de perda dos espaçadores	
Teste C11	$K = 0,25$
Teste GC11	$K = 0,80.$

3) Condições de Operação

As condições de operação para os Testes C11 e GC11 são apresentadas a seguir:

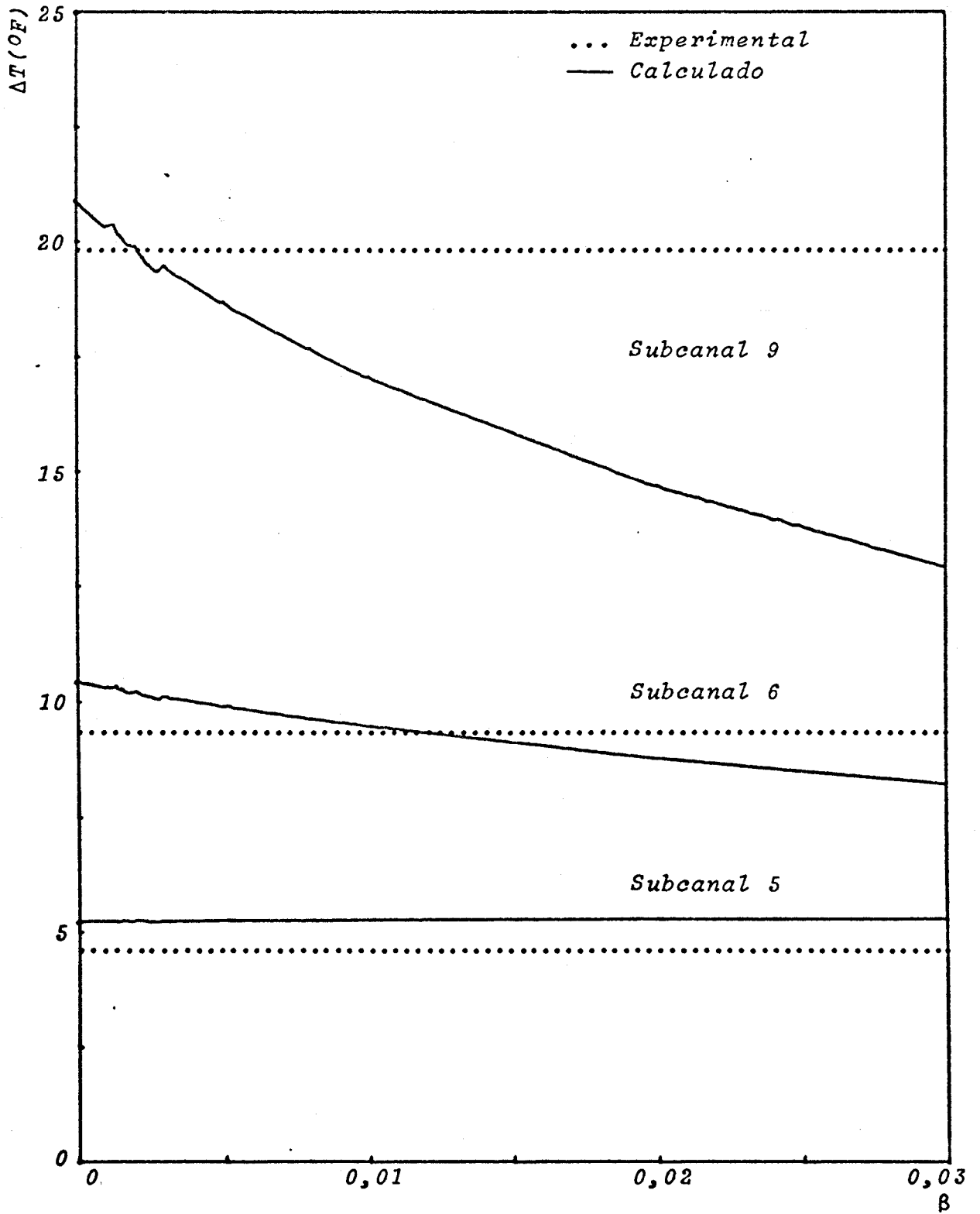


Figura 4-17 Acréscimos de temperatura em função de β para os testes C11

Teste C11

Pressão do sistema : 16,696 psia
 Entalpia de entrada : 54 Btu/lb
 Velocidade de massa : $1,01 \times 10^6$ lb/h-ft²
 Fluxo médio de calor: $0,1 \times 10^6$ Btu/h-ft²

Teste GC11

Pressão do sistema : 16,696 psia
 Entalpia de entrada : 50 Btu/lb
 Velocidade de massa : $1,01 \times 10^6$ lb/h-ft²
 Fluxo médio de calor: $0,1 \times 10^6$ Btu/h-ft²

4) Análise dos Resultados

a) Teste C11

Na determinação de β ótimo para o teste C11, a resistência transversal K foi inicialmente feita igual a 0,5. Entretanto, para este valor de K, o acréscimo de temperatura calculado para o subcanal mais aquecido do feixe estava abaixo do resultado experimental, mesmo na ausência de mistura turbulenta. Isto levou à conclusão de que havia excesso de mistura transversal de desvio e então os cálculos para vários coeficientes de mistura turbulenta β foram repetidos para uma alta resistência transversal, $K=1,0 \times 10^5$. Os resultados calculados para os subcanais 5, 6 e 9 encontram-se representados graficamente na Figura 4-17, juntamente com os dados experimentais correspondentes a cada subcanal.

A análise dos acréscimos de temperatura como função de β indica, em primeiro lugar, que um único valor de β para o feixe inteiro não é uma boa aproximação. Para o subcanal mais aquecido, $\beta=0,002$ é o valor que fornece melhor concordância entre os resultados.

Para o subcanal de aquecimento médio, o valor ótimo de β é 0,0125, enquanto que o subcanal menos aquecido é muito pouco sensível às variações de β e os acréscimos de temperatura calculados são ligeiramente maiores que os experimentais.

Tomando $\beta=0,002$, diversos cálculos foram realizados para valores de K na faixa de 10^{-6} a 10^8 . Os resultados calculados para o subcanal mais aquecido são mostrados nas Figuras 4-18 e 4-19. A comparação com os dados experimentais indica que $K=2,5 \times 10^5$ é um valor adequado para o coeficiente de resistência transversal. Esta alta resistência transversal decorre da ausência de promotores de turbulência no Teste C11, que torna comparáveis as influências de β e K .

Com $\beta=0,002$ e $K=2,5 \times 10^5$, os resultados calculados apresentam os seguintes desvios percentuais em relação aos dados experimentais:

Subcanal	ΔT (%)	V (%)
5	14,0	6,9
6	9,3	4,7
9	0,3	1,3

Tabela 4-3 Desvios para o teste C11

b) Teste GC11

A análise dos acréscimos de temperatura como função de β , realizada a partir da Figura 4-20, indica para o subcanal mais aquecido $\beta=0,0125$; para o subcanal de aquecimento intermediário $\beta=0,0225$, o subcanal menos aquecido, como no Teste C11, é pouco sensível às variações do coeficiente de mistura turbulenta.

A análise dos resultados da Tabela 4-4 indica que o coeficiente de resistência transversal não exerce nenhuma influência significativa quer sobre os acréscimos de temperatura,

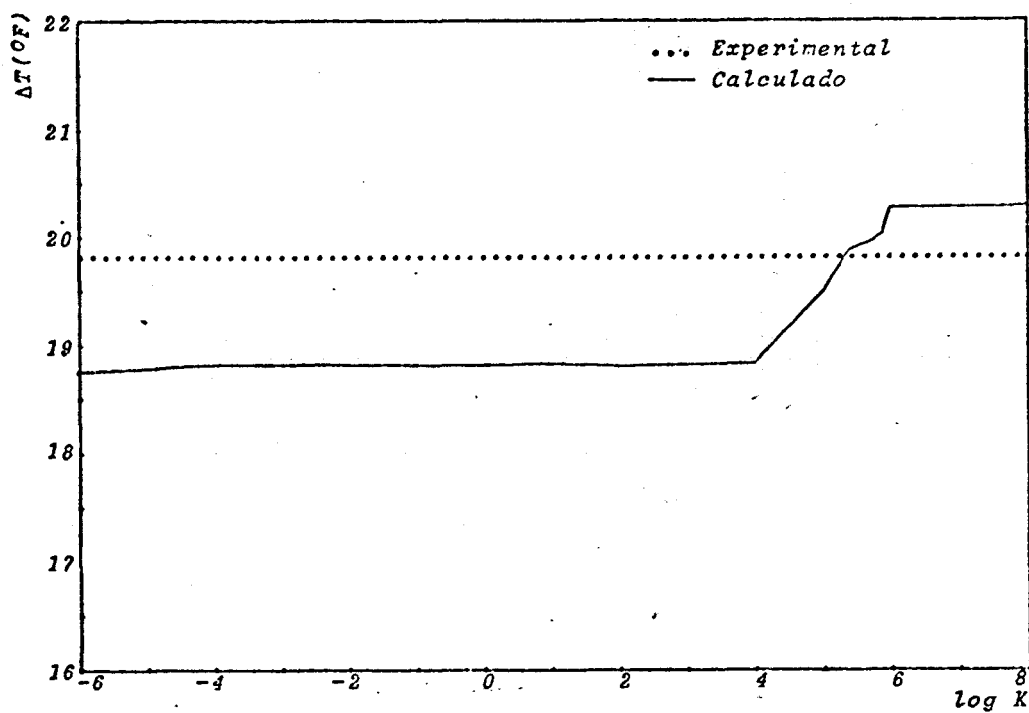


Figura 4-18 Acrêscimo de temperatura do subcanal 9 em função de K para os testes C11

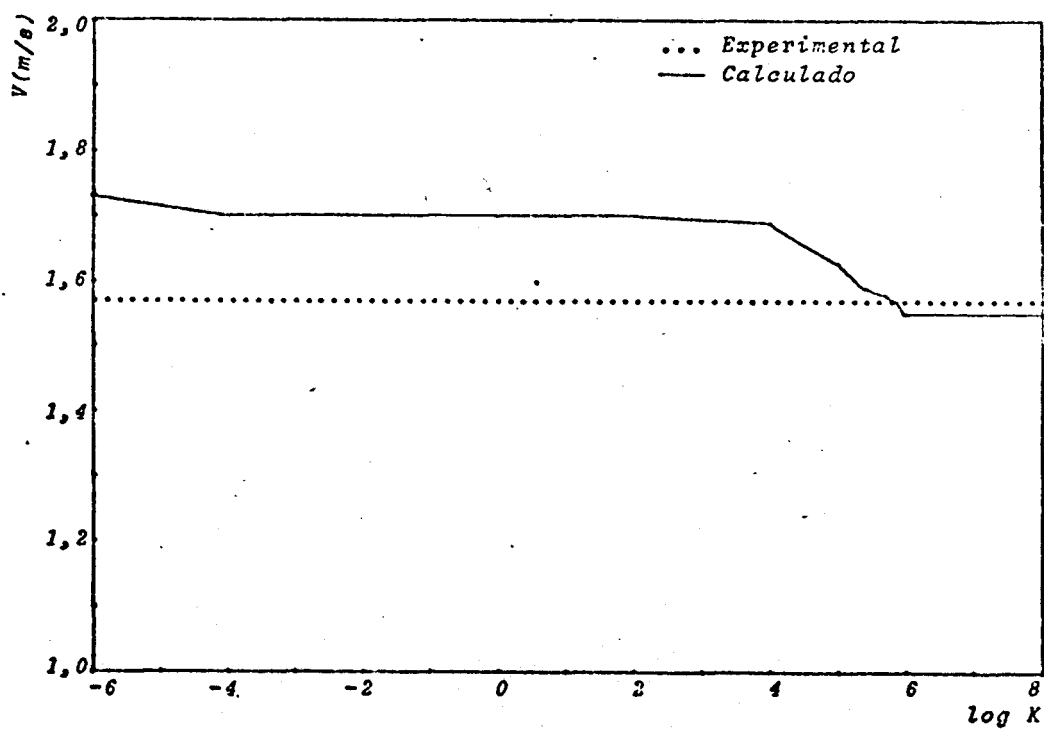


Figura 4-19 Velocidade do subcanal 9 em função de K para os testes C11

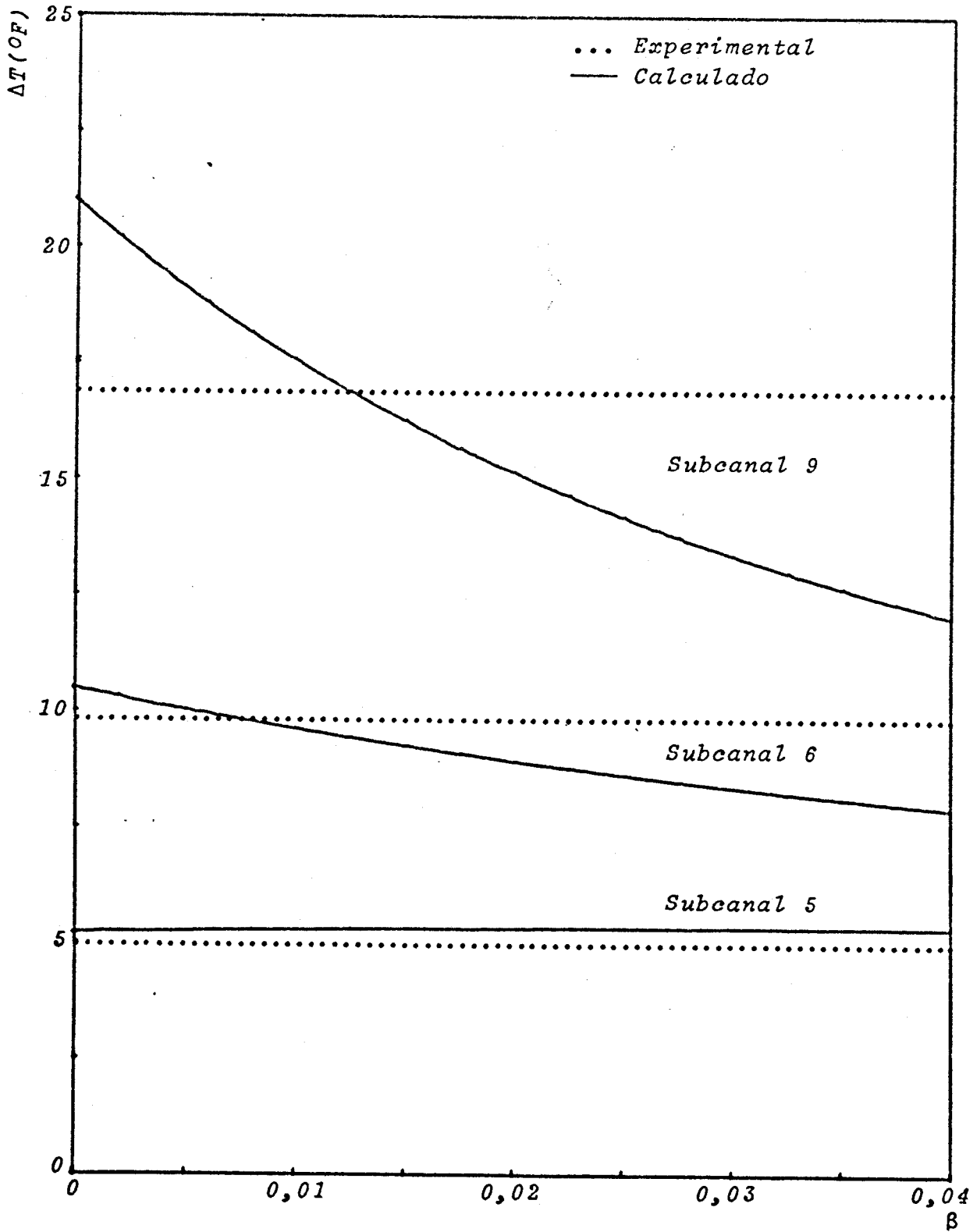


Figura 4-20 Acrêscimos de temperatura em função de β para os testes GC11

quer sobre as distribuições de velocidade dos subcanais. Isto decorre da presença do espaçador com alto poder de turbulência, que faz com que os efeitos de β se superponham aos efeitos de K . Esta conclusão é muito importante na análise termo-hidráulica de núcleos de reatores, uma vez que os mesmos possuem diversos espaçadores com grandes poderes de turbulência.

K	Subcanal 5		Subcanal 6		Subcanal 9	
	$\Delta T (^{\circ}F)$	V(m/s)	$\Delta T (^{\circ}F)$	V(m/s)	$\Delta T (^{\circ}F)$	V(m/s)
AB/CNEN	4,96	1,50	9,82	1,52	16,87	1,64
$1,0 \times 10^{-6}$	5,29	1,53	9,45	1,54	16,89	1,55
$1,0 \times 10^{-4}$	5,29	1,53	9,45	1,54	16,89	1,55
$1,0 \times 10^{-2}$	5,29	1,53	9,45	1,54	16,89	1,55
$1,0 \times 10^0$	5,29	1,53	9,45	1,54	16,89	1,55
$1,0 \times 10^2$	5,30	1,53	9,44	1,54	16,89	1,55
$1,0 \times 10^4$	5,32	1,53	9,49	1,53	16,89	1,54
$1,0 \times 10^6$	5,31	1,54	9,46	1,54	16,87	1,55

Tabela 4-4 Teste GC11 - Influências de K sobre os acréscimos de temperatura e velocidades de saída dos subcanais ($\beta=0,0125$)

Os desvios percentuais apresentados pelos resultados calculados com $\beta=0,0125$, em relação aos dados experimentais, são mostrados na Tabela 4-5.

Subcanal	$\Delta T (\%)$	V (%)
5	6,7	2,0
6	3,9	1,3
9	0,1	5,8

Tabela 4-5 Desvios para o teste GC11

4-3 TESTES PARA O FLUXO DE CALOR CRÍTICO

O código PANTERA dispõe de duas correlações opcionais para calcular o fluxo de calor crítico: a correlação W-3, derivada por Tong⁽⁵²⁾, e a correlação B&W-2, derivada por Gellerstedt et al.⁽⁵⁴⁾. Ambas correlações são aplicáveis na faixa de condições de reatores refrigerados a água pressurizada (PWR).

Como as correlações para prever o afastamento da ebulição nucleada são derivadas empiricamente, é então desejável comparar os resultados calculados por essas correlações com os dados experimentais obtidos sob condições próximas àquelas de sistemas reais. Alguns testes de laboratório, disponíveis na literatura específica, foram selecionados para verificar a confiabilidade dos modelos contidos no código PANTERA para calcular o afastamento da ebulição nucleada. Esses testes são descritos a seguir.

4-3.1 Testes da Westinghouse

Um feixe de 25 varetas, montadas numa matriz 5x5, foi utilizado por Weisman et al.⁽⁶¹⁾ para obter dados de DNB, sob condições próximas àquelas de um reator a água pressurizada.

O programa de testes foi dividido em três fases:

- * Fase I - Fluxo radial de calor uniforme,
- * Fase II - Fluxo radial de calor variável para permitir a avaliação dos efeitos da mistura térmica.
- * Fase III - Vareta central não aquecida e com o diâmetro aumentado para simular um tubo-guia.

Em todos os testes foi usada uma distribuição axial de fluxo de calor uniforme. Os testes foram conduzidos dentro de uma faixa de condições de interesses de reatores a água pressurizada:

Pressão: 1600 a 2300 psia

Temperatura de entrada: 430 a 595°F

Velocidade de massa: $0,55 \times 10^6$ a $2,75 \times 10^6$ lb/h-ft².

1) Características Gerais da Seção de Testes

A geometria da seção de testes básica consiste de um arranjo 5x5, como mostrado na Figura 4-21. Este arranjo permite que o feixe central de 9 varetas seja aquecido a uma potência mais elevada que as varetas externas. Além disso, a simetria do feixe se mantém quando a vareta central é substituída por outra não aquecida.

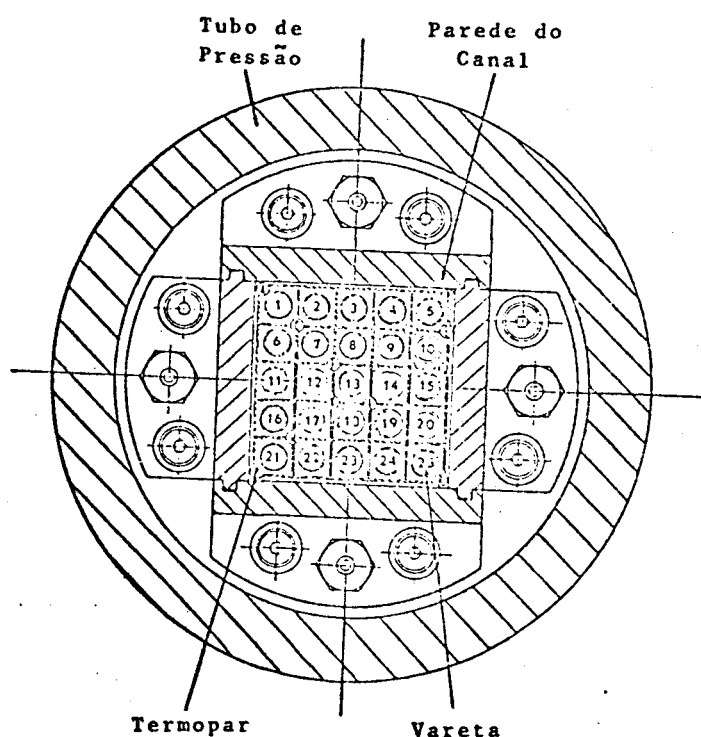


Figura 4-21 Feixe de 25 varetas

Como mencionado anteriormente, três configurações da seção de testes foram utilizadas. Na primeira, a distribuição radial de fluxo era uniforme; na segunda, as 9 varetas internas tinham um fluxo de calor 20% maior que as 16 varetas externas; a terceira configuração tinha uma vareta central não aquecida e o fluxo de calor das 8 varetas internas era 15% maior que o das externas. As características de cada uma das fases de testes são apresentadas na Tabela 4-6.

Características	FASE 1	FASE II	FASE III
Diâmetro das varetas aquecidas (in.)	0,422	0,422	0,422
Diâmetro da vareta não aquecida (in.)	-	-	0,535
Número de varetas aquecidas	25	25	24
Distância centro-a-centro (in.)	0,555	0,555	0,555
Comprimento aquecido (in.)	84,0	84,0	84,0
Dimensões do canal	2,915x2,913	2,959x2,936	2,962x2,957
Distribuição radial de potência (vareta interna: vareta externa)	1:1	1,204:1	1,154:1

Tabela 4-6 Características do feixe de 25 varetas

O espaçamento entre as varetas foi mantido por meio de 10 grades espaçadoras do tipo "caixa-de-ovos", afastadas entre si de 8 in. ao longo do comprimento aquecido. Quatro desses espaçadores eram protótipos de grades com aletas misturadoras. Além da extremidade superior do comprimento aquecido existia um conjunto de três grades espaçadoras que serviam para posicionar 15 termopares para medir a temperatura de saída da água nos subcanais selecionados do feixe.

As séries de testes para o DNB foram realizadas mantendo constantes a pressão, vazão de massa e a temperatura de entrada do refrigerante e aumentando a potência do feixe em uma série de incrementos. O início do DNB era determinado a partir da temperatura de parede das varetas aquecidas. Segundo Weisman, antes do DNB, seguindo um aumento da potência, a temperatura de parede aumentava de 5 a 15^oF. O início do DNB era indicado por um aumento de 20 a 100^oF na temperatura de uma ou mais varetas, seguindo um aumento da potência.

Os fluxos de calor crítico observados durante as três fases de testes encontram-se listados na Referência 61.

2) Parâmetros de Entrada

Na análise dos dados experimentais de DNB com o código PANTERA, os seguintes parâmetros de entrada foram utilizados:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME (1967)
Fator de fricção	$f = 0,184R_e^{-0,2}$
Vazio subresfriado	Modelo de Levy
Fração de vazio	$\alpha = xv_g / [(1-x)v_f + xv_g]$
Multiplicador de fricção bifásico	$\phi = \rho_f / \rho$
Densidade bifásica	$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f$
Distribuição axial de potência	uniforme
Resistência transversal, K	1,0
Coefficiente de mistura turbulenta, β	TDC
Parâmetro do momento transversal, s/l	0,25
Fator do momento turbulento, f_T	0,0
Número de segmentos axiais	35
Localização das grades espaçadoras	
Tipo 1	Z/L=0,071-0,167-0,262- 0,357-0,452-0,548
Tipo 2	Z/L=0,643-0,738-0,833- 0,929
Coefficiente de perda das grades	
Tipo 1	K = 1,0
Tipo 2	K = 1,0

3) Análise dos Resultados

Nas Tabelas 4-7 e 4-8 são apresentadas as condições de entrada para os testes que foram analisados com o código PANTERA. Os fluxos de calor crítico medidos e previsto pelas correlações W-3 e B&W-2 para as Fases I e III estão também incluídos.

dos nas tabelas. Os testes para a Fase II não foram analisados porque as medidas, segundo Weisman, foram prejudicadas por problemas de corrosão.

Nos cálculos de fluxo de calor crítico com a correlação W-3, as correções para parede fria e grades espaçadoras⁽⁵²⁾ foram consideradas. Para a correção devida às grades, o coeficiente de difusão térmica $TDC=0,076$ ⁽⁶¹⁾ foi utilizado.

Os valores medidos versus previstos para os fluxos de calor crítico são mostrados nas Figuras 4-22 a 4-25. A análise destas figuras indica que o modelo de cálculo do fluxo de calor crítico do código PANTERA, utilizando as correlações W-3 e B&W-2, fornece previsões dentro do limite de precisão estabelecido para cada uma das correlações.

Teste nº	Pressão (psia)	T _{entrada} (°F)	G (10 ⁶ lb/h-ft ²)	q _{DNB} " (10 ⁶ Btu/h-ft ²)		
				Medido	W-3	B&W-2
100	2014,0	550,4	2,04	0,581	0,548	0,600
108	1814,0	549,1	2,02	0,510	0,602	0,603
136	2014,0	546,8	1,02	0,351	0,424	0,426
169	2014,0	582,1	2,00	0,464	0,472	0,530
179	2014,0	581,6	2,95	0,640	0,540	0,599
202	2014,0	509,6	1,02	0,408	0,487	0,493
232	2014,0	485,1	1,02	0,456	0,504	0,501

Tabela 4-7 Dados para a Fase I

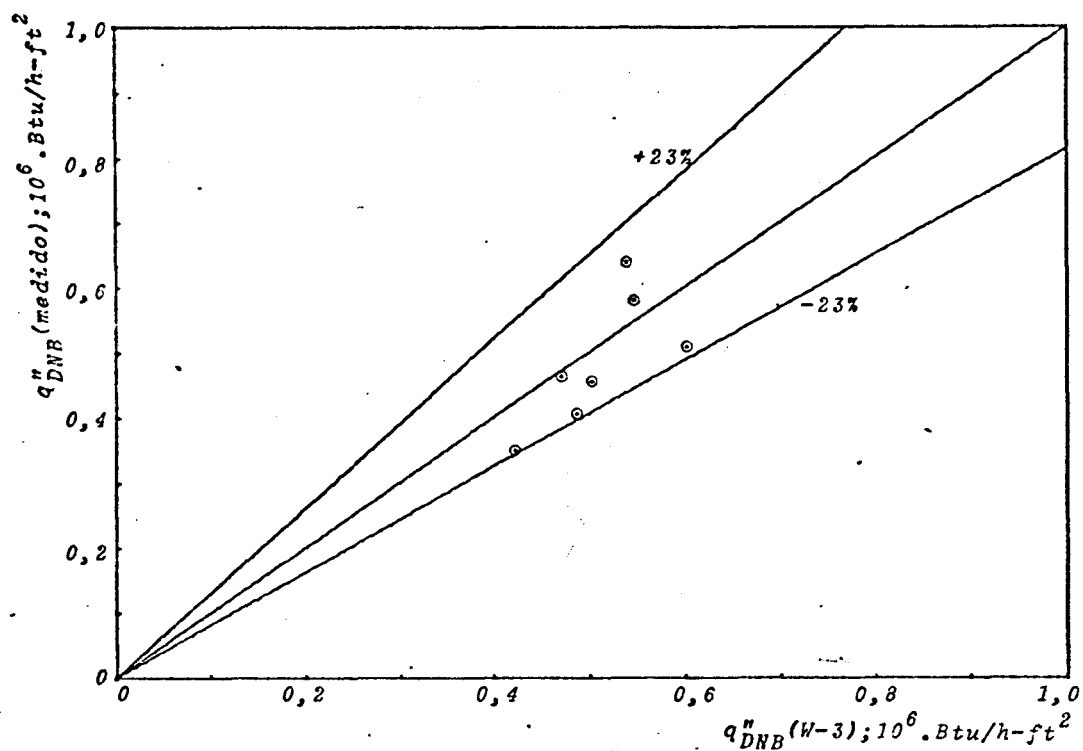


Figura 4-22 Comparação entre dados experimentais de DNB para a Fase I e resultados calculados por PANTERA, utilizando a correlação W-3

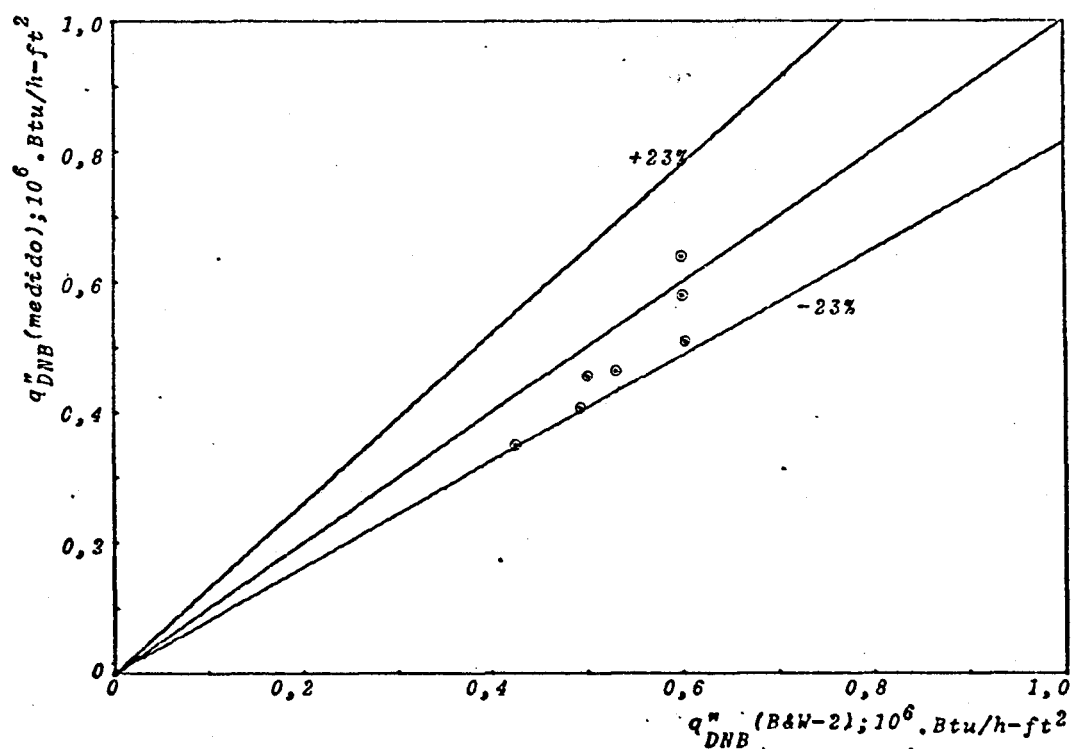


Figura 4-23 Comparação entre dados experimentais de DNB para a Fase I e resultados calculados por PANTERA, utilizando a correlação B&W-2

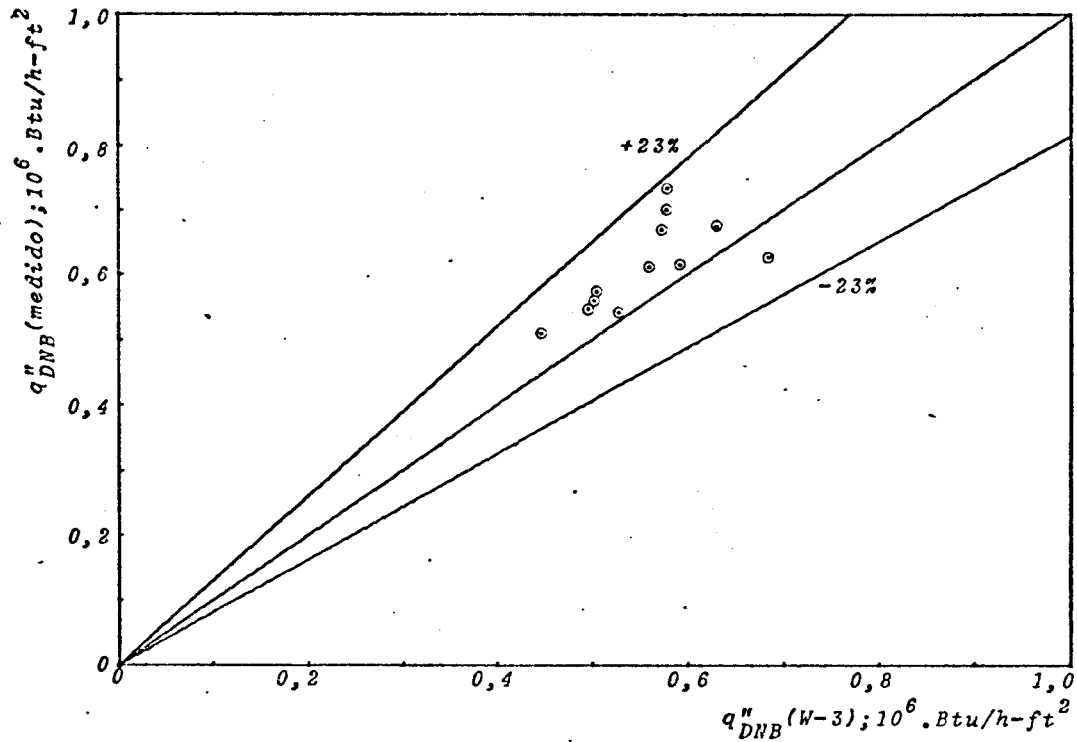


Figura 4-24 Comparação entre dados experimentais de DNB para a Fase III e resultados calculados por PANTEIRA, utilizando a correlação W-3

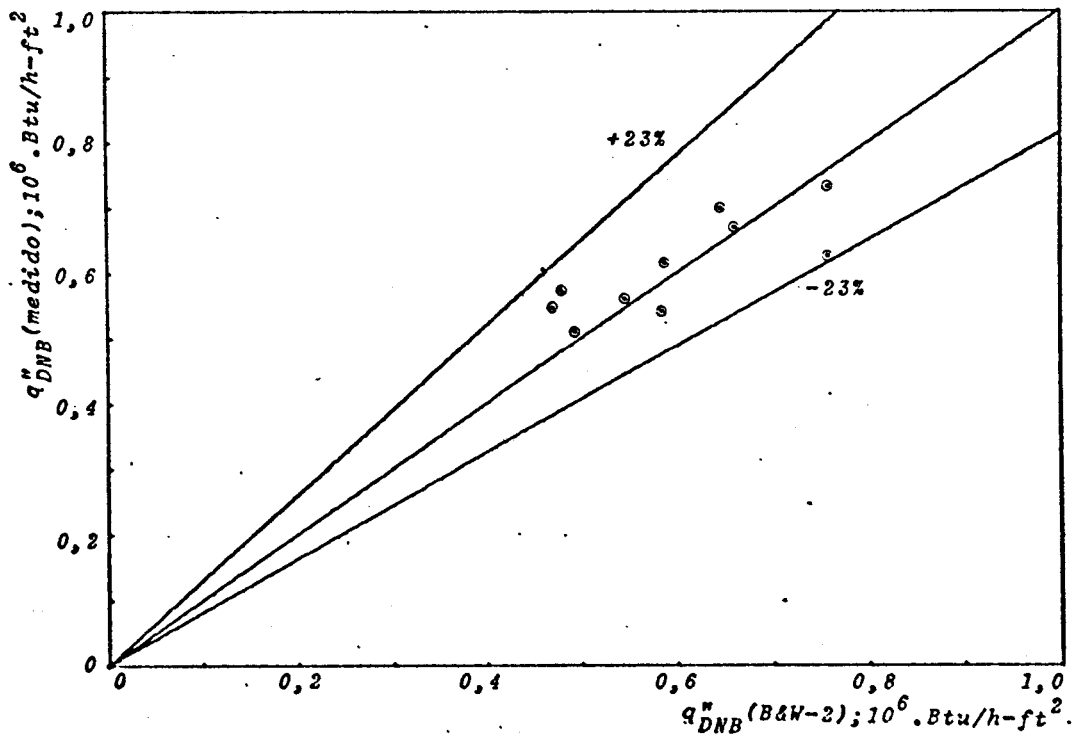


Figura 4-25 Comparação entre dados experimentais de DNB para a Fase III e resultados calculados por PANTEIRA, utilizando a correlação B&W-2

Teste nº	Pressão (psia)	T _{entrada} o _F	G (10 ⁶ lb/h-ft ²)	q" _{DNB} (10 ⁶ Btu/h-ft ²)		
				Medido	W-3	B&W-2
54	2014,0	551,1	1,5938	0,561	0,503	0,547
62	1814,0	580,8	1,5870	0,548	0,496	0,471
69	1814,0	552,0	2,0758	0,616	0,592	0,588
80	2014,0	552,1	2,0693	0,670	0,573	0,660
89	1614,0	552,4	2,0693	0,613	0,560	*
107	1614,0	555,6	2,6330	0,674	0,631	*
121	2014,0	576,7	1,6895	0,511	0,448	0,494
154	1814,0	577,0	2,2033	0,574	0,505	0,480
169	2014,0	577,4	2,7480	0,700	0,578	0,645
349	2014,0	513,5	1,6813	0,628	0,684	0,757
353	2014,0	553,8	1,6340	0,543	0,529	0,585
367	2314,0	583,4	2,7201	0,733	0,579	0,757

* Fora da faixa de condições

Tabela 4-8 Dados para a Fase III

4-3.2 Testes de Westinghouse - Columbia

Um extenso programa de testes foi realizado por Rosal-Casterline et al.⁽⁵³⁾ para investigar o fluxo de calor crítico em feixes de varetas eletricamente aquecidos, simulando o elemento combustível de um reator nuclear. Os efeitos sobre o DNB devidos à distribuição axial de fluxo não uniforme, geometria dos espaçadores e espaçamento axial das grades foram investigados.

Os testes experimentais foram realizados dentro das seguintes faixas de condições:

Pressão: 1490 a 2400 psia

Temperatura de entrada: 431 a 627°F

Velocidade de massa: $1,02 \times 10^6$ a $3,95 \times 10^6$ lb/h

Os resultados obtidos por Rosal-Casterline foram analisados com o código PANTERA, de modo verificar quantitativamente o uso da correlação W-3 e as correções para o fluxo não uniforme, parede não aquecida e grades espaçadoras.

1) Características Gerais das Seções de Testes

Duas seções de testes básicas foram utilizadas:

- * um feixe de 9 varetas, em arranjo 3x3, com 14 pés de comprimento,
- * um feixe de 16 varetas, em arranjo 4x4, com 8 pés de comprimento.

Cada feixe podia ser montado de modo a ter uma distribuição axial de fluxo de calor da forma cosu ou usenu. Para obter o fluxo de calor da forma desejada, os tubos foram manufaturados com a espessura da parede apropriadamente variável, mantendo-se constante o diâmetro externo.

A configuração geométrica da seção de testes 3x3 é mostrada na Figura 4-26, juntamente com as distribuições axiais

de fluxo correspondentes. O espaçamento entre as varetas do feixe foi conseguido por meio de grades com aletas de mistura e suportes simples de grades. As localizações das grades e detectores de DNB são mostrados na Figura 4-27 e as demais características desta seção de testes encontram-se resumidas na Tabela 4-9. A distribuição radial de potência desta configuração era uniforme.

Número de varetas	9
Arranjo	3x3
Comprimento aquecido (in.)	168
Diâmetro das varetas (in.)	0,500
Distância vareta-vareta (in.)	0,158
Distância vareta-parede (in.)	0,184
Dimensões do canal (in.)	2,184x2,184
Razões (pico/média) para o fluxo de calor	
usenu	1,55
cosu	1,56

Tabela 4-9 Características do feixe de 9 varetas

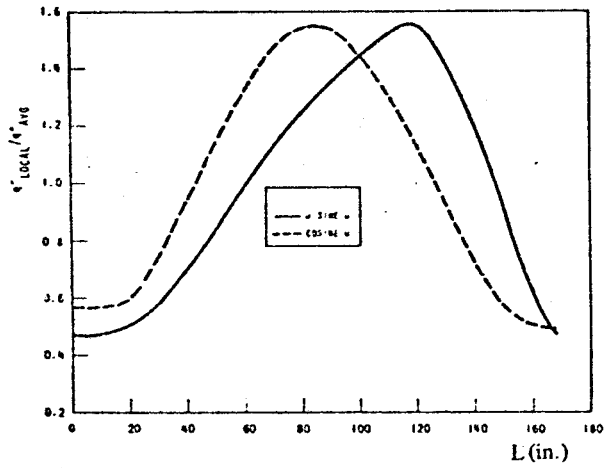
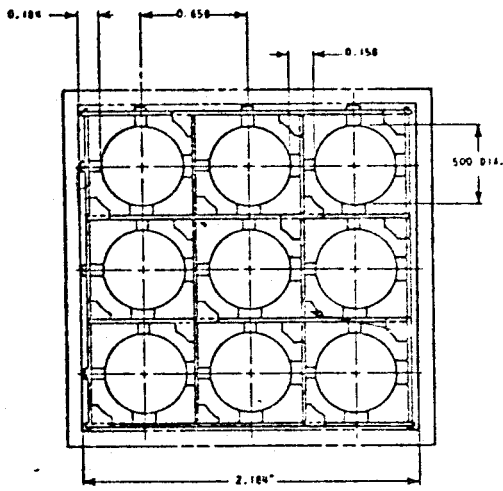


Figura 4-26 Feixe de 9 varetas e distribuições axiais de fluxo de calor

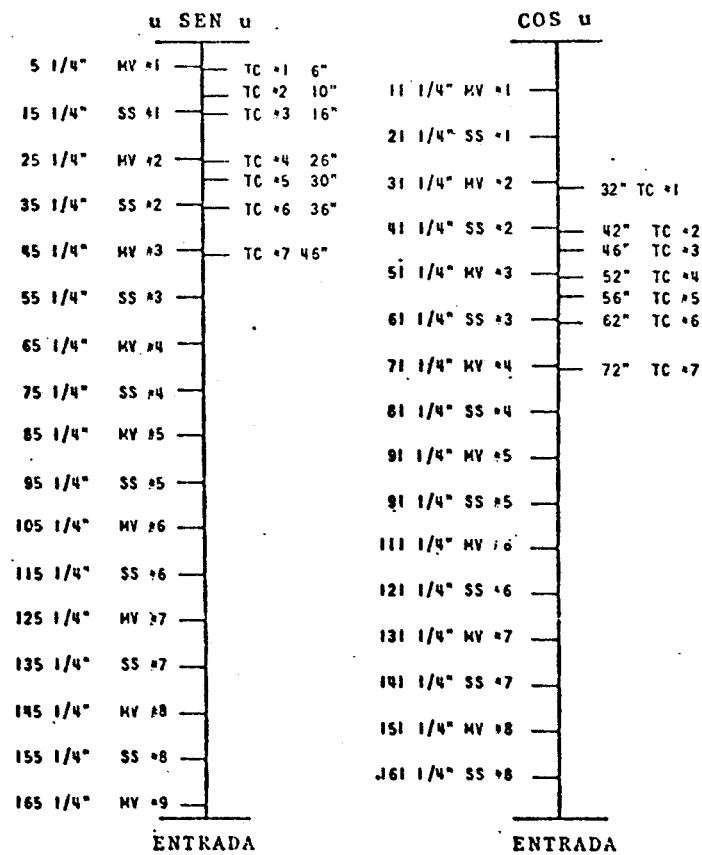


Figura 4-27 Localização das grades espaçadoras e detetores de DNB para o feixe de 9 varetas. MV: grade com aletas; SS: suporte simples de grades; TC: termopar detetores de DNB

A configuração geométrica e as distribuições radiais e axiais de fluxo de calor para a seção de testes de 16 varetas são mostrados na Figura 4-28. A distribuição radial de fluxo de calor era não uniforme, sendo que as quatro varetas centrais eram aquecidas a níveis de potência mais altos que as varetas externas.

Vários tipos de grades foram utilizados para manter o espaçamento entre as varetas do feixe. As localizações dos espaçadores e detetores de DNB são mostradas na Figura 4-29. As características básicas do feixe são resumidas na Tabela 4-10.

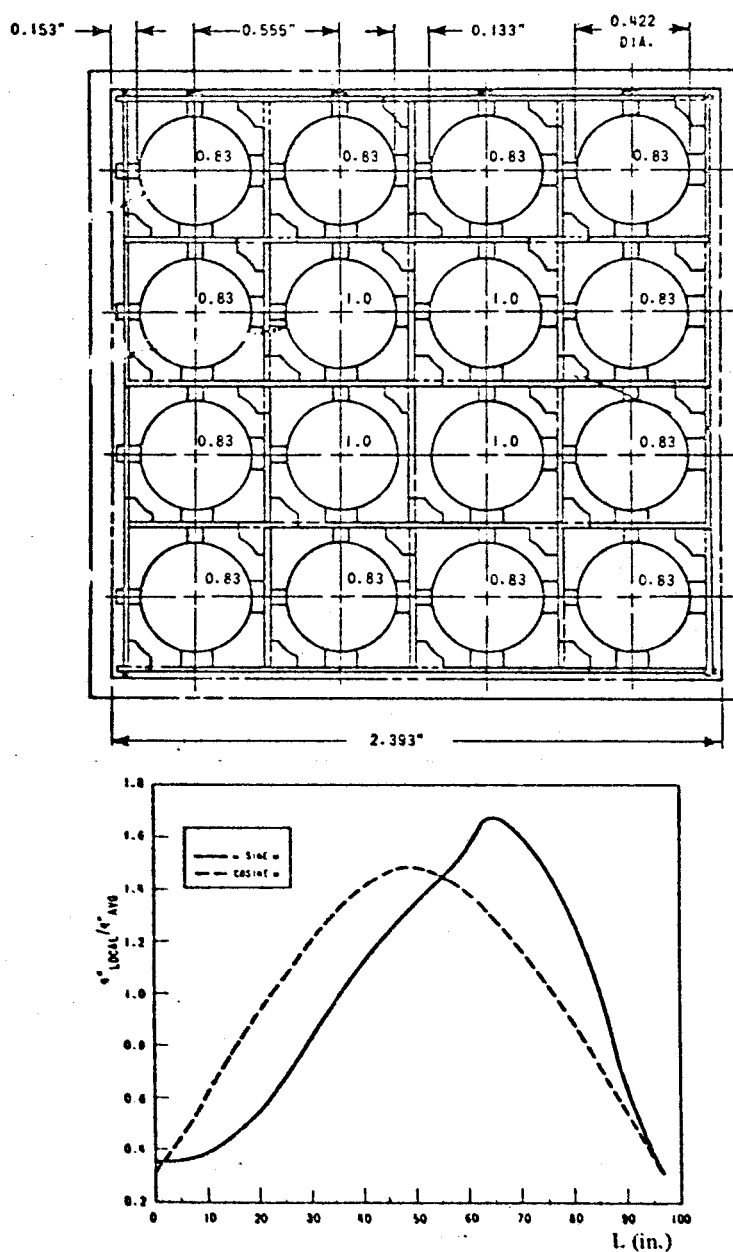


Figura 4-28 Feixe de 16 varetas e distribuições axiais de fluxo de calor

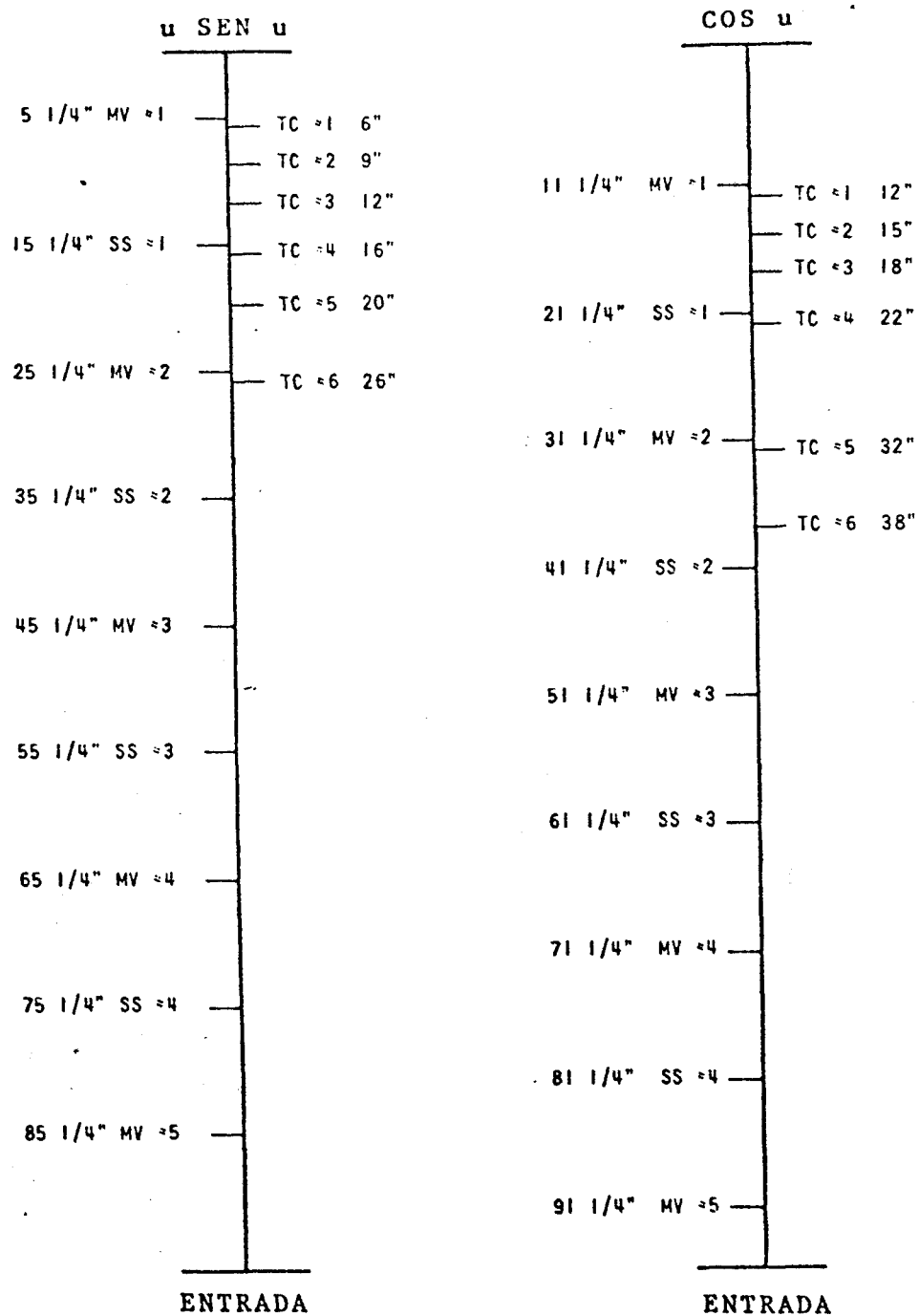


Figura 4-29 Localizações das grades e detetores de DNB para o feixe de 16 varetas. MV: grades com aletas; SS: suportes simples de grades; TC: termopar detetor de DNB.

Número de varetas	16
Arranjo	4x4
Comprimento aquecido (in.)	96
Diâmetro das varetas (in.)	0,422
Distância vareta-vareta (in.)	0,133
Distância vareta-parede (in.)	0,153
Dimensões do canal (in.)	2,393x2,393
Razões (pico/média) para o fluxo de calor	
cosu	1,48
usenu	1,68

Tabela 4-10 Características do feixe de 16 varetas

2) Parâmetros de Entrada

Os seguintes parâmetros de entrada para o código PAN TERA foram utilizados:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME (1967)
Fator de fricção	$f = 0,184 R_e^{-0,2}$
Vazio subresfriado	Modelo de Levy
Fração de vazio	$\alpha = x v_g [(1-x) v_f + x v_g]$
Multiplicador de fricção bifásica	$\phi = \rho_f / \rho$
Densidade bifásica	$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f$
Resistência transversal, K	1,0
Coefficiente de mistura turbulenta, β	$\beta = \text{TDC}$
Parâmetro do momento transversal, s/l	0,25
Fator do momento turbulento, f_T	0,0
Número de segmentos axiais	40
Coefficiente de perda das grades	
Tipo MV	K = 1,00
Tipo SS	K = 0,25

Teste nº	Pressão (psia)	T _{Entrada} °F	G (10 ⁶ lb/h-ft ²)	PDNB (MW)	q _{DNB} (10 ⁶ Btu/h-ft ²)	
					Medido	W-3
20	1504,0	495,0	2,55	2,722	0,726	0,750
22	1812,0	519,0	2,51	2,649	0,671	0,668
24	2091,0	564,0	2,53	2,414	0,612	0,512
25	2091,0	544,0	2,55	2,708	0,686	0,582
41	2095,0	544,0	2,00	2,313	0,532	0,438
44	1800,0	580,0	3,52	2,341	0,593	0,548
47	1799,0	540,0	3,02	2,777	0,704	0,646
50	1505,0	541,0	3,47	2,565	0,650	0,692
52	1796,0	482,0	2,03	2,718	0,650	0,692
70	1492,0	520,0	2,59	2,124	0,678	0,717
71	1509,0	507,0	2,58	2,197	0,702	0,777
74	1806,0	498,0	2,07	2,143	0,684	0,767
76	1798,0	588,5	3,54	2,040	0,603	0,521
79	2116,0	592,0	2,53	1,832	0,541	0,443
80	2111,0	564,0	2,54	2,020	0,597	0,597
84	2131,0	498,0	2,06	2,285	0,730	0,855
85	2148,0	603,0	3,62	2,133	0,630	0,516
90	2113,0	597,0	3,14	1,164	0,574	0,619
94	1498,0	498,0	2,48	2,275	0,726	0,767
95	1531,0	524,0	2,57	2,148	0,686	0,691
98	1850,0	586,0	3,59	2,077	0,614	0,559
101	1765,0	491,0	2,04	2,051	0,789	0,818
102	2088,0	579,0	2,57	1,891	0,559	0,520
103	2109,0	560,0	2,58	2,035	0,724	0,634
105	2097,0	542,0	2,03	1,994	0,589	0,559
106	2102,0	528,0	2,04	2,107	0,673	0,669
107	2103,0	496,0	2,07	2,242	0,862	0,883
108	2103,0	601,0	3,11	1,934	0,571	0,469
206	2084,0	579,3	2,60	2,431	0,583	0,470
207	2105,0	563,0	2,59	2,706	0,649	0,523
208	2026,0	536,7	2,61	2,884	0,774	0,732
209	1497,0	525,0	2,48	2,686	0,683	0,607
210	1497,0	499,5	2,55	3,058	0,821	0,725
212	1491,0	566,5	3,51	2,498	0,635	0,590
213	1498,0	536,7	3,63	2,905	0,820	0,858
214	1801,0	566,3	3,62	2,626	0,741	0,803
215	1797,0	568,7	3,51	2,836	0,680	0,580
216	1790,0	501,0	2,07	2,782	0,747	0,686

Tabela 4-11 Dados experimentais de DNB de Rosal-Casterline e resultados calculados pelo código PANTERA (correlação W-3)

3) Análise dos Resultados

Os dados experimentais obtidos por Rosal-Casterline foram analisados comparando os fluxos de calor DNB medidos localmente com os fluxos DNB previstos pelo código PANTERA, utilizando a correlação W-3 incluída das correções para a distribuição axial de fluxo de calor e espaçadores.

Dois valores do coeficiente de difusão térmica (TDC) foram usados na correlação que leva em conta os efeitos das grades espaçadoras sobre o fluxo de calor crítico. Como indicado por Rosal-Casterline, o valor TDC = 0,019 foi usado para grades sem aletas misturadoras. Para grades com aletas, separadas entre si de aproximadamente 20 in., TDC = 0,061 foi utilizado.

Os dados referentes aos testes que foram analisados são apresentados na Tabela 4-11, juntamente com o valor do fluxo de calor crítico previsto pelo código. As condições de cada teste encontram-se resumidas na Tabela 4-12.

O desvio padrão dos resultados previstos com a correlação W-3 é cerca de 12% para os 38 testes analisados. Os valores medidos versus os valores previstos para os fluxos de calor crítico são mostrados nas Figuras 4-30 a 4-33. Todos os resultados encontram-se dentro da faixa de precisão da correlação W-3. Para grande parte dos testes, as previsões com a W-3 mostram-se conservativas.

Testes nº	20-52	70-90	94-108	206-216
Seção de testes	3x3	4x4	4x4	4x4
Forma axial de fluxo	usenu	usenu	useno	cosu
TDC	0,061	0,019	0,019	0,061

Tabela 4-12 Condições dos testes analisados

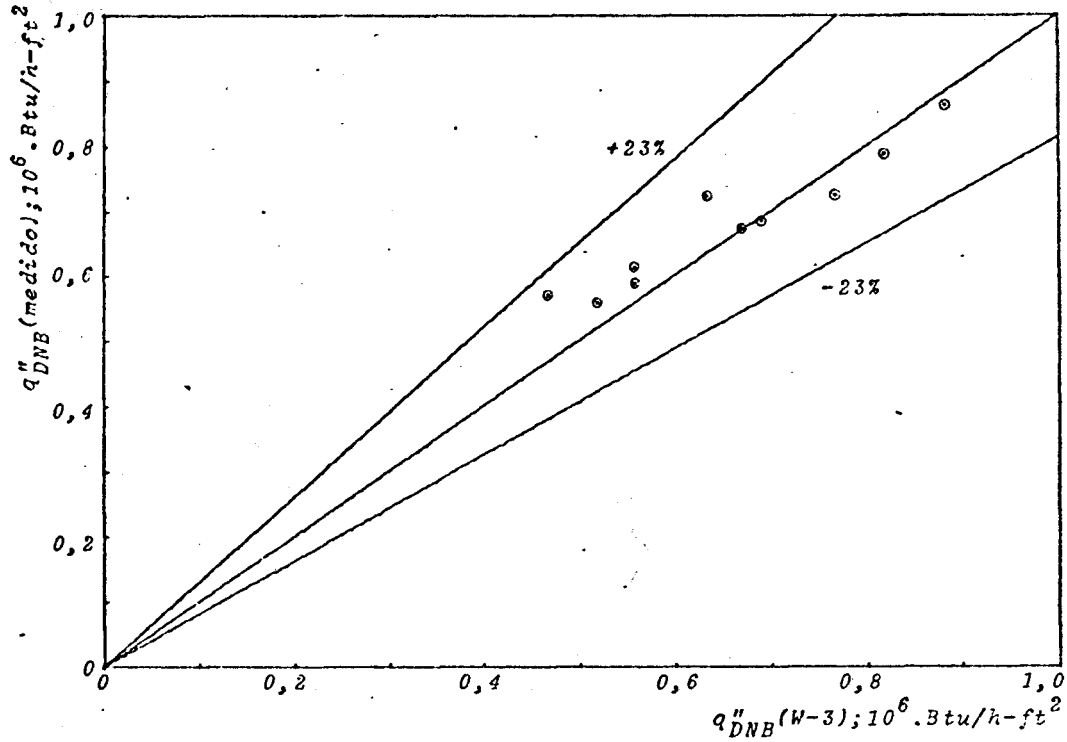


Figura 4-30 Comparação entre dados experimentais de DNB de Rosal-Casterline e resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando a correlação W-3 (Testes: 20-52)

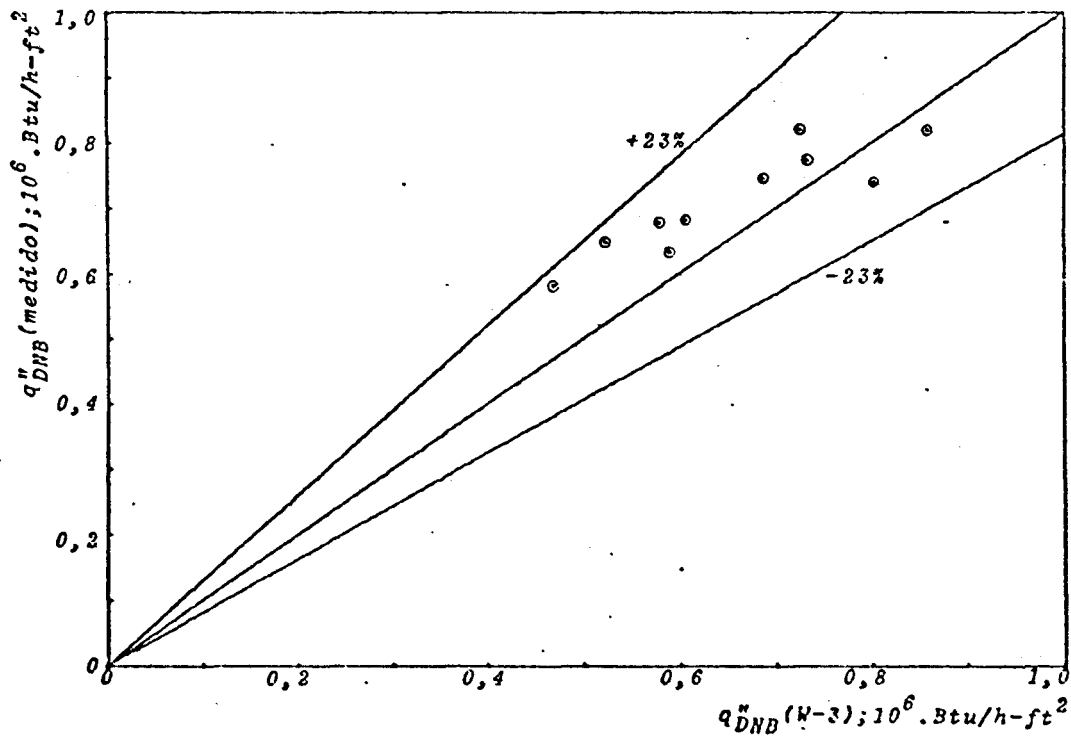


Figura 4-31 Comparação entre dados experimentais de DNB de Rosal-Casterline e resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando a correlação W-3 (Testes: 70-90)

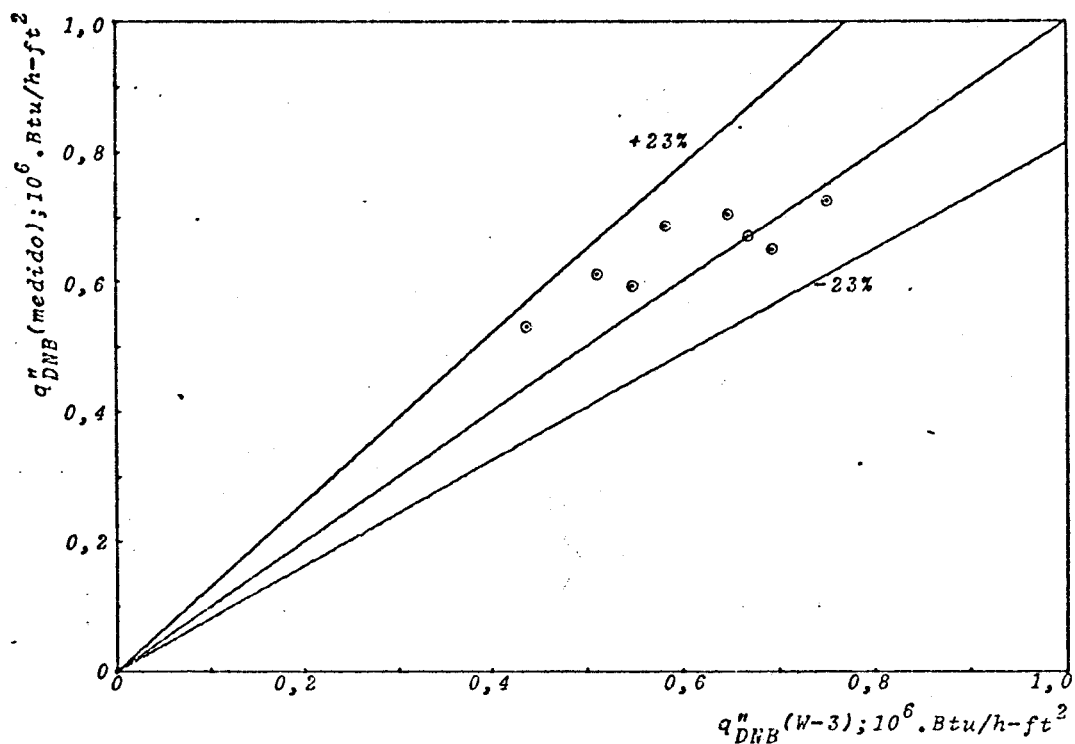


Figura 4-32 Comparação entre dados experimentais de DNB de Rosal-Casterline e resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando a correlação W-3 (Testes: 94-108)

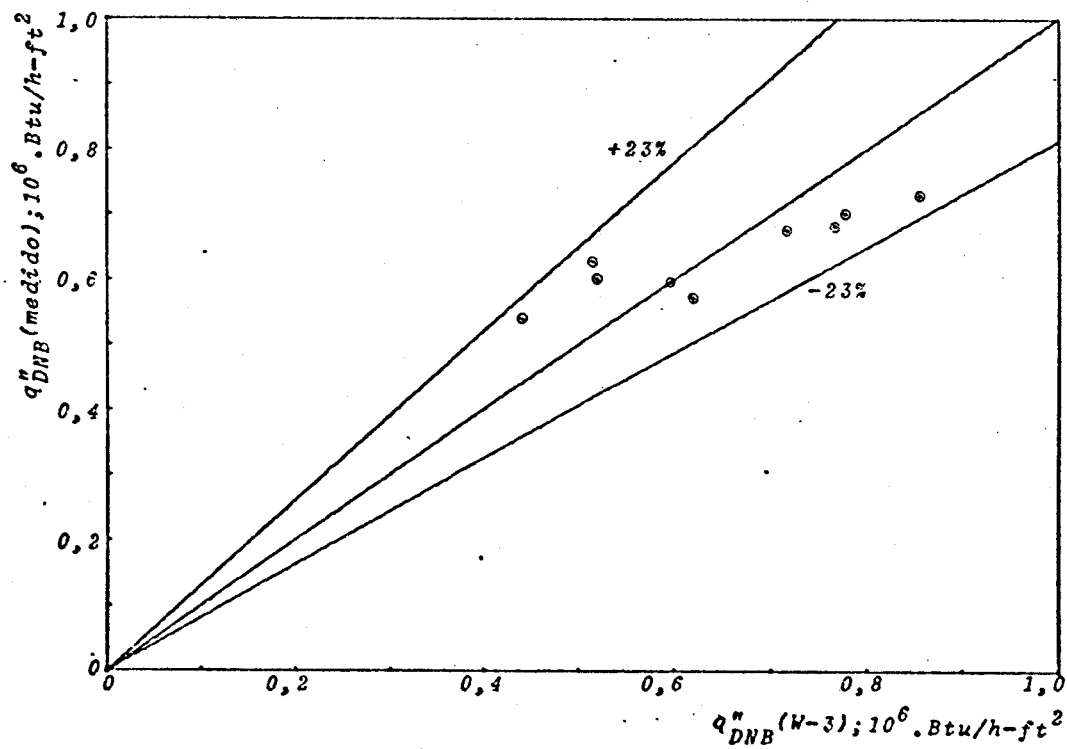


Figura 4-33 Comparação entre dados experimentais de DNB de Rosal-Casterline e resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando a correlação W-3 (Testes: 206-216)

4-3.3 Testes de Babcock & Wilcox

Um programa de testes para determinar o afastamento da ebulição nucleada foi realizado por Gellerstedt et al. (54) para um feixe de varetas com dimensões típicas daquelas encontradas em núcleos de reatores refrigerados a água.

Os efeitos da pressão, título do vapor, velocidade de massa e geometria do feixe foram analisados como um todo para verificar quais os parâmetros que exerciam maiores influências sobre os fluxos de calor DNB. Em seguida, os dados experimentais foram examinados através de uma análise de subcanais e, como resultado deste exame, a correlação B&W-2 foi desenvolvida. Os dados de Gellerstedt foram obtidos para uma distribuição axial de fluxo de calor uniforme.

Posteriormente, Wilson et al. (55) utilizaram o mesmo feixe, com uma distribuição axial de fluxo de calor não uniforme, para desenvolver uma correlação para o fator de forma de fluxo. Os testes experimentais foram realizados dentro das seguintes faixas de condições:

Pressão : 2000 a 2400 psia

Entalpia de entrada: 370 a 680 Btu/lb

Velocidade de massa: $1,0 \times 10^6$ a $3,5 \times 10^6$ lb/h-ft².

Os dados obtidos por Wilson foram usados para testar a correlação B&W-2 e o fator de forma de fluxo, incluídos no modelo de cálculo do fluxo de calor crítico do código PANTERA.

1) Características Gerais da Seção de Testes

A geometria da seção de testes consistia de um feixe de nove varetas montadas num arranjo 3x3, como mostra a Figura 4-34. O posicionamento das varetas foi mantido por meio de seis grades espaçadoras, separadas entre si de 15 in. As principais características do feixe são apresentadas na Tabela 4-13.

Número de varetas	9
Arranjo	3x3
Comprimento aquecido (in.)	72,0
Diâmetro das varetas (in.)	0,420
Distância centro a centro (in.)	0,558
Dimensões do canal (in.)	1,679x1,679

Tabela 4-13 Características do feixe de Babcock & Wilcox

Uma distribuição axial de fluxo de calor tendo uma razão (pico/média) igual a 1,19 foi utilizada para os testes. Esta distribuição, mostrada na Figura 4-35, simula o perfil de fluxo típico de um reator refrigerado a água. A não-uniformidade do fluxo foi conseguida por meio de variações adequadas no diâmetro interno de cada uma das varetas do feixe. O diâmetro externo foi mantido constante.

Para cada teste de fluxo de calor crítico, as variáveis independentes (vazão, temperatura de entrada e pressão) eram fixadas e a potência era aumentada gradativamente. À primeira indicação de DNB, a potência do feixe era rapidamente reduzida e o último conjunto de dados para o nível mais alto de potência foi usado como dados para o fluxo de calor crítico. O início do DNB era indicado através de medidas diretas das variações abruptas na temperatura de parede das varetas. Os termopares detetores de DNB foram colocados em seis posições diferentes ao longo do comprimento da vareta possíveis de ocorrer o afastamento da ebulição nucleada.

Os dados experimentais obtidos para esta seção de testes encontram-se listados nas Referências 54 e 55.

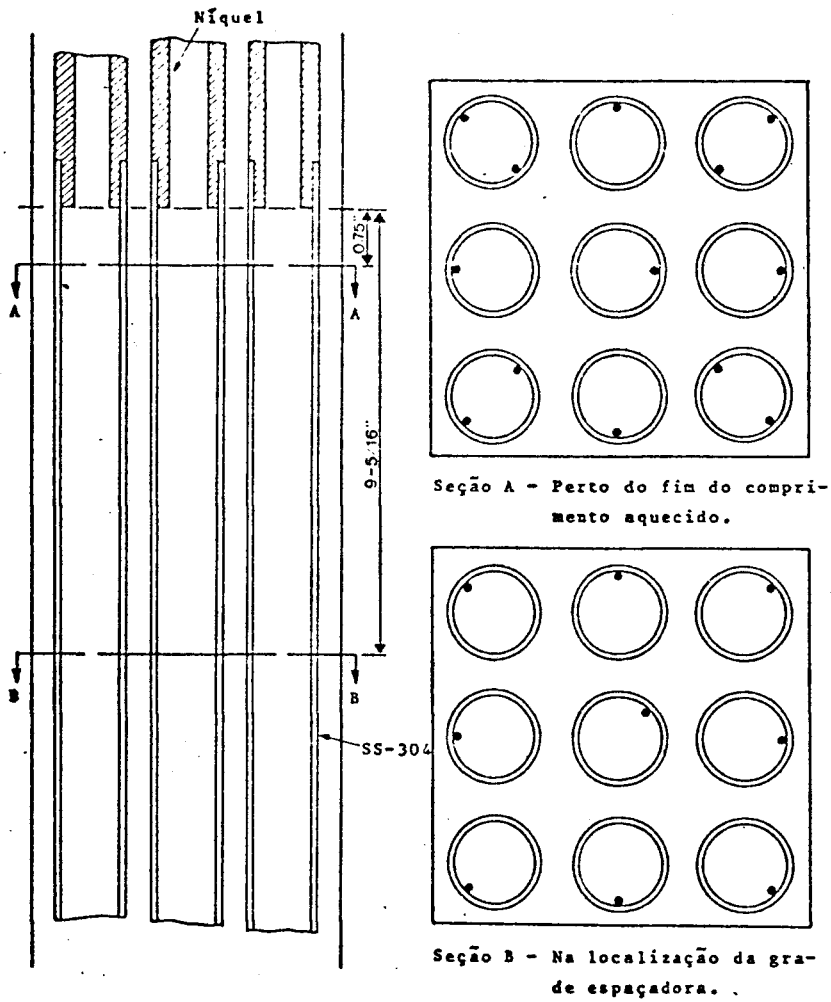


Figura 4-34 Feixe de Babcock & Wilcox

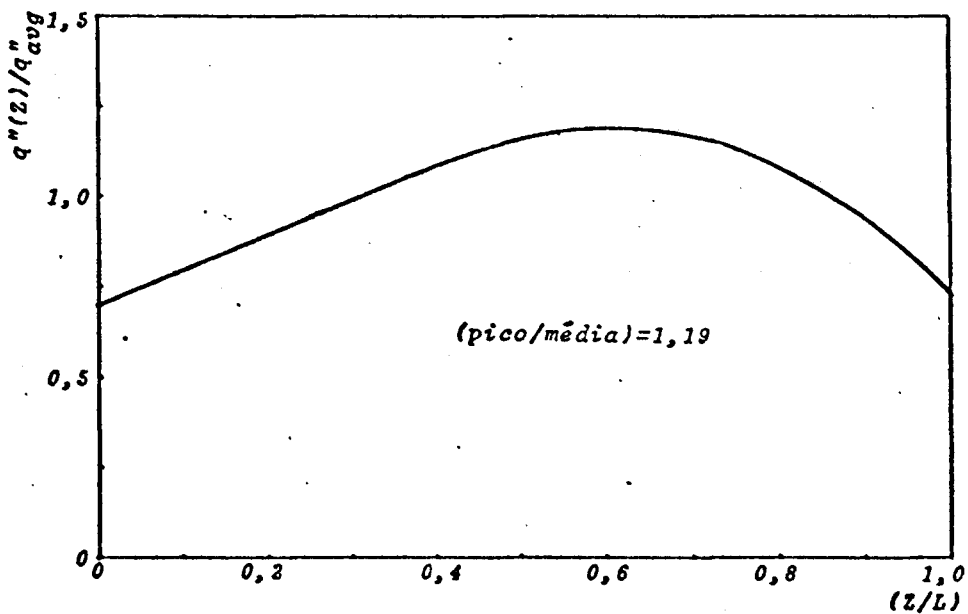


Figura 4-35 Distribuição axial de fluxo de calor

2) Parâmetros de Entrada

Na análise dos dados experimentais de Wilson com o código PANTERA, os seguintes parâmetros de entrada foram utilizados:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME (1967)
Fator de fricção	$f = 0,184R_e^{-0,2}$
Vazio subresfriado	Modelo de Levy
Fração de vazio	$\alpha = xv_g / [(1-x)v_f + xv_g]$
Multiplicador de fricção bifásico	$\phi = \rho_f / \rho$
Densidade bifásica	$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f$
Resistência transversal, K	0,25
Coefficiente de mistura turbulenta, β	0,06
Parâmetro do momento transversal, s/l	0,25
Fator do momento turbulento, f_T	0,0
Número de segmentos axiais	40
Localização das grades espaçadoras	
Coefficiente de perda das grades	K=0,50

3) Análise dos Resultados

Os dados para os testes que foram processados com o código PANTERA são apresentados na Tabela 4-14, juntamente com os valores medidos e calculados para os fluxos de calor crítico. A análise dos resultados indica que os 30 dados experimentais são correlacionados pela B&W-2 e correção para a forma de fluxo dentro de um desvio padrão de 9,4%. A partir do exame da Figura 4-36, pode-se concluir, também, que a correlação B&W-2 fornecem resultados conservativos para a maioria dos testes analisados.

Teste Nº	Pressão (psia)	Entalpia de Entrada (Btu/lb)	Velocidade de massa (10^6 lb/h-ft ²)	Fluxo médio de calor (10^6 Btu/h-ft ²)	q''_{DNB} (10^6 Btu/h-ft ²)	
					Medido	B&W-2
5483	2204,4	617,84	1,0175	0,31125	0,2330	0,2151
5505	2209,2	616,67	2,0560	0,51199	0,3832	0,3920
5506	2215,8	655,74	2,5206	0,49139	0,3678	0,3604
5509	2209,2	653,95	3,4851	0,62047	0,5146	0,4822
5510	2209,1	611,76	3,4790	0,75381	0,6938	0,6758
5517	2215,3	592,61	1,4912	0,47119	0,3527	0,3174
5530	2024,0	586,19	1,7562	0,47231	0,3535	0,3903
5534	2016,0	585,66	2,5182	0,61586	0,4610	0,4619
5536	2039,1	586,10	3,0122	0,72415	0,5421	0,4922
5539	2026,3	590,43	3,4472	0,76934	0,7081	0,6359
5540	2022,6	635,95	3,4787	0,60202	0,4506	0,3970
5544	2005,3	634,83	2,0206	0,42127	0,3157	0,2954
5545	2011,0	630,78	2,5423	0,49117	0,3677	0,3585
5546	2011,0	567,09	2,4964	0,68442	0,5123	0,4739
5547	1986,1	569,89	2,0349	0,58084	0,4348	0,4070
5554	1997,7	536,27	2,5037	0,78445	0,5872	0,5244
5555	1998,5	500,71	2,0380	0,77378	0,5792	0,5224
5556	1990,9	474,56	1,0134	0,50826	0,3805	0,3173
5557	1992,4	475,60	1,0146	0,50208	0,3758	0,3292
5558	1972,3	480,38	1,5163	0,64553	0,4832	0,4818
5563	2401,7	588,59	1,0210	0,37164	0,2782	0,2379
5564	2394,9	587,93	1,2750	0,43695	0,3271	0,3143
5570	2409,3	584,92	2,8248	0,77423	0,7461	0,8162
5571	2398,1	556,45	2,5266	0,79228	0,7635	0,8399
5573	2403,0	554,32	1,5239	0,57351	0,4293	0,4147
5576	2399,5	675,91	1,5421	0,34703	0,2598	0,2330
5577	2404,3	633,70	1,5246	0,41189	0,3083	0,3095
5580	2411,1	675,51	2,5665	0,48573	0,3636	0,3934
5581	2414,4	672,64	3,5461	0,61678	0,5677	0,6171
5583	2402,1	636,17	2,5194	0,58299	0,5098	0,5542

Tabela 4-14 Dados experimentais de DNB de Wilson e resultados calculados com PANTERA (correlação B&W-2)

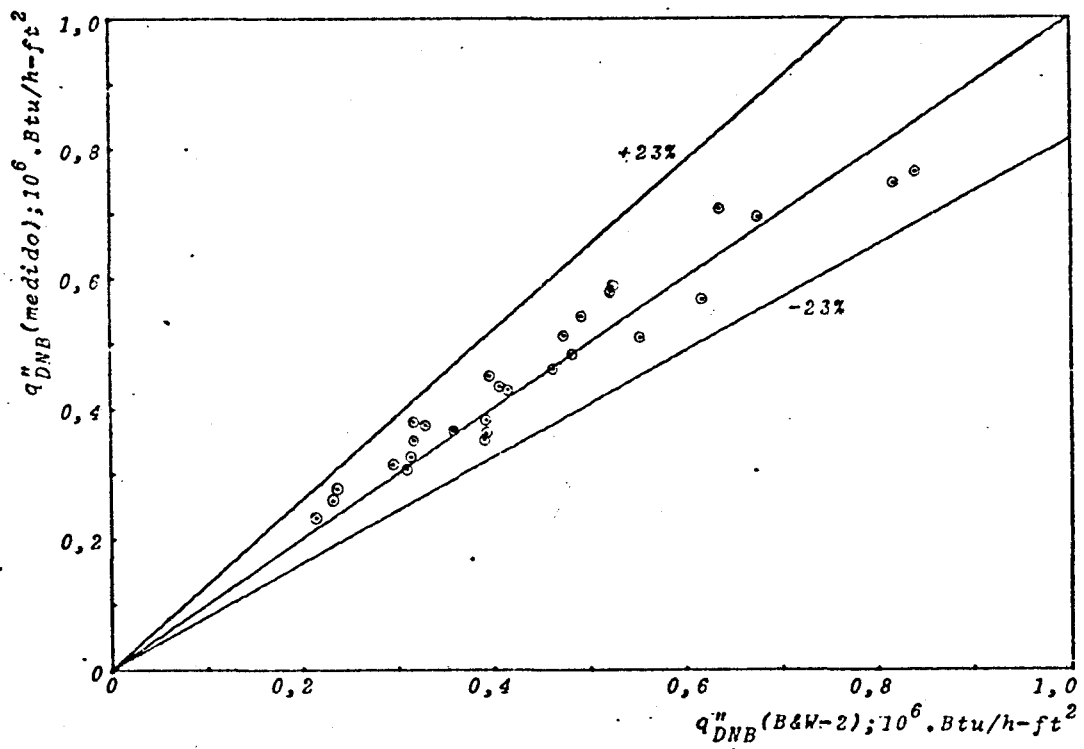


Figura 4-36 Comparação entre dados experimentais de DNB de Babcock & Wilcox e resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando a correlação B&W-2

4-4 TESTE DO MODELO DE CONDUÇÃO TÉRMICA DO COMBUSTÍVEL

O modelo de condução térmica das varetas combustíveis inserido no código PANTERA foi testado através da comparação dos resultados calculados pela subrotina TEMCO e pelo código GAPCON-THERMAL-2 para o mesmo problema exemplo.

A subrotina TEMCO contém um esquema para calcular a geração e liberação de gases de fissão, pressão interna, coeficiente de transferência de calor entre o combustível e o revestimento e as distribuições de temperatura da vareta combustível, como função da potência e tempo de irradiação.

O problema exemplo usado para comparar os dois modelos térmicos consiste de uma única vareta combustível, percorrida axialmente por um fluido refrigerante cujas distribuições de temperatura e pressão são conhecidas. As condições de entrada para ambos os programas foram mantidas idênticas para demonstrar as diferenças entre os resultados fornecidos por cada um dos modelos de cálculos.

4-1.1 Características da Vareta Combustível

As principais características da vareta combustível utilizada para a comparação dos modelos térmicos são apresentados na Tabela 4-15.

Material do combustível	UO ₂
Material do revestimento	Zircaloy-2
Densidade do combustível (% D.T.)	94,0
Enriquecimento do combustível (%)	3,0
Comprimento da coluna combustível (in.)	144,0
Diâmetro das pastilhas (in.)	0,477
Diâmetro externo do revestimento (in.)	0,563
Espessura do revestimento (in.)	0,037
Rugosidade do combustível (μ -in.)	39,0
Rugosidade do revestimento (μ -in.)	20,0
Volume do "plenum" (in ³)	2,2
Gás de enchimento das varetas	Hélio
Pressão interna do gás de enchimento (psia)	14,696
Temperatura de fusão do combustível (°F)	5054,0
Temperatura de plasticidade do combustível (°F)	2192,0
Diâmetro do vazio central (in.)	0,0
Raio do "dish" (in.)	0,0

Tabela 4-15 Características da vareta combustível

4-4.2 Parâmetros de Entrada

Os parâmetros de entrada para ambos os programas são os seguintes:

Número de segmentos de cálculo	10
Temperatura de entrada do refrigerante (°F)	533,0
Acréscimo de temperatura do refrigerante (°F)	20,0
Pressão do refrigerante (psia)	1050,0
Coefficiente de transferência de calor (Btu/h-ft ² -°F)	2,5x10 ⁴
Relocação	não incluída

Densificação	não incluída
Deflexão elástica do combustível	não incluída
Depressão radial do fluxo	Teoria da difusão
Fração da potência gerada no combustível	1,0
História de potência	

Dias: 0 60 120 180 240 300 360

kw/ft: 14,5 14,5 13,5 0,0 11,0 17,0 13,0.

As representações gráficas da história de potência e da distribuição axial de fluxo de calor são mostradas nas Figuras 4-37 e 4-38, respectivamente.

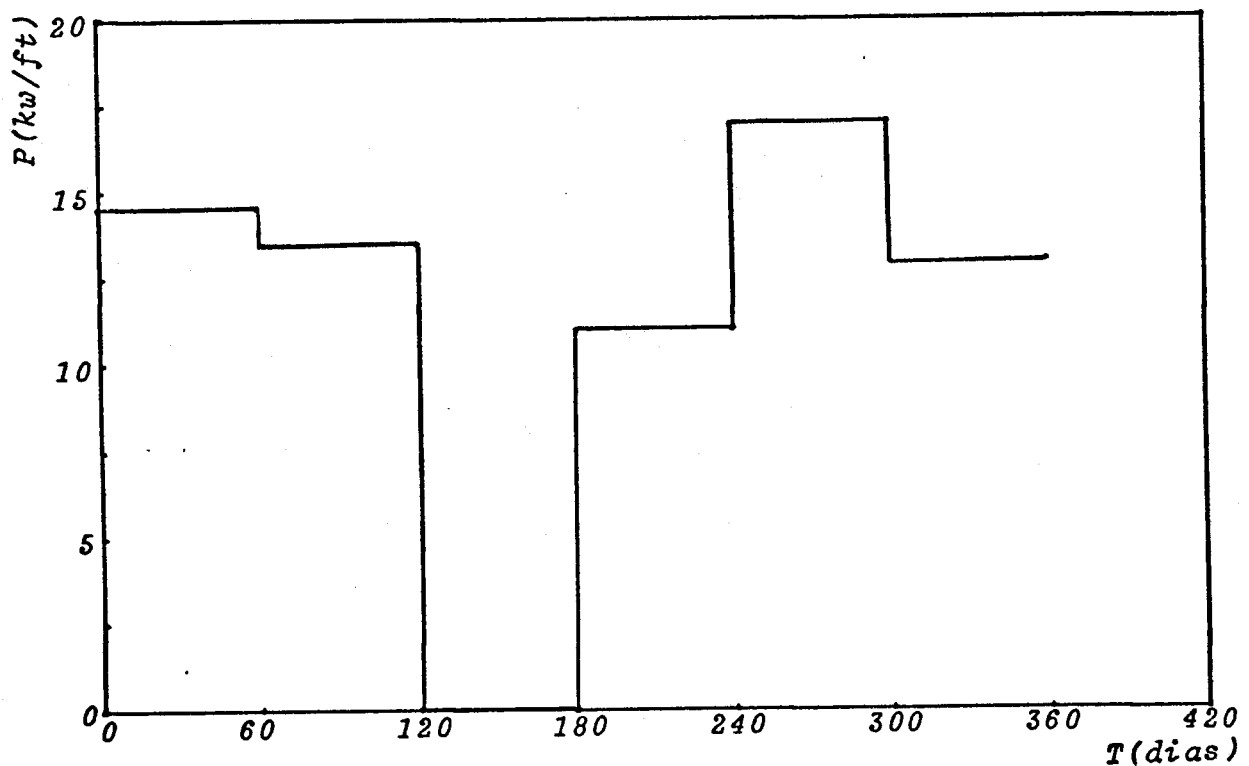


Figura 4-37 História de potência

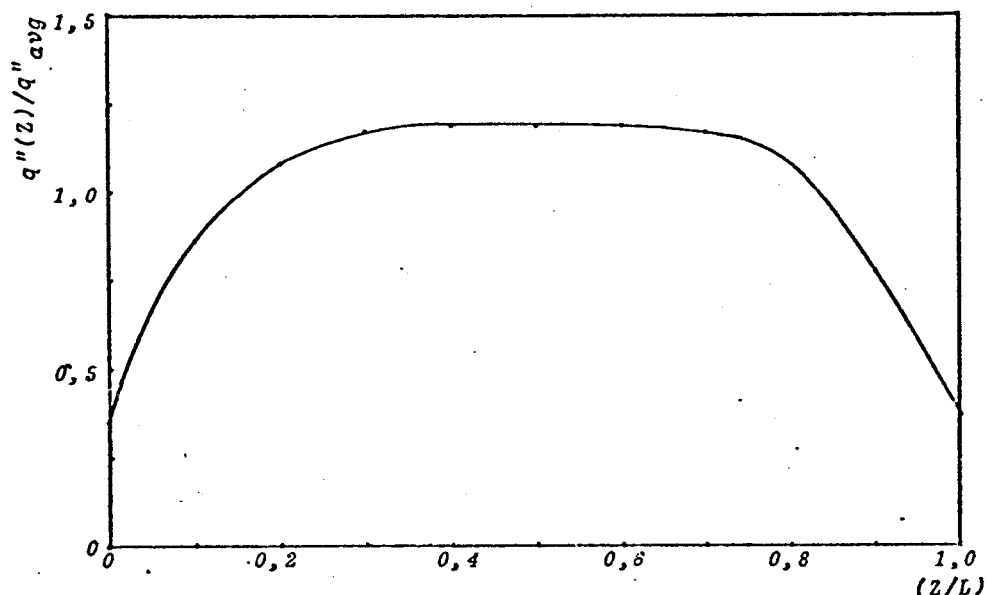


Figura 4-38 Distribuição axial de fluxo de calor

4-4.3 Comparação dos Resultados

Uma análise comparativa dos resultados calculados por cada um dos modelos de condução pode ser feita a partir da Tabela 4-16. O exame desta tabela indica que a subrotina TEMCO e o código GAPCON-THERMAL-2 fornecem resultados praticamente idênticos para o problema exemplo selecionado.

Tempo (dias)	Potência Linear (kw/ft)	Temperatura Central (°F)		Temperatura do Revestimento (°F)		Cond. do "Gap" (Btu/h.ft ² -°F)		Pressão Interna (psia)	
		TEMCO	GT-2	TEMCO	GT-2	TEMCO	GT-2	TEMCO	GT-2
0	14,50	3818	3838	618	619	668,8	648,9	39,9	37,8
60	14,50	4694	4633	618	619	298,5	313,4	148,0	142,5
120	13,50	4681	4657	613	614	246,3	250,8	265,2	261,8
180	0,00	544	545	544	545	32,9	33,3	160,1	158,1
240	11,00	4335	4358	601	602	186,9	184,0	339,4	339,2
300	17,00	5175	5084	630	631	323,7	357,9	584,6	540,5
360	13,00	4736	4735	611	612	214,8	215,2	683,3	663,8

Tabela 4-16 Resultados calculados com a subrotina TEMCO e GAPCON-THERMAL-2

Nas Figuras 4-39 e 4-40 são representadas as distribuições de temperaturas para o intervalo de tempo correspondente à potência linear de 17 kw/ft. Comparações das curvas apresentadas nestas figuras mostram que as temperaturas calculadas pela subrotina TEMCO são mais conservativas que aquelas calculadas pelo código GAPCON-THERMAL-2. Os perfis axial e radial de temperatura apresentam tendências idênticas de evolução para ambos os modelos de transferência de calor na vareta combustível.

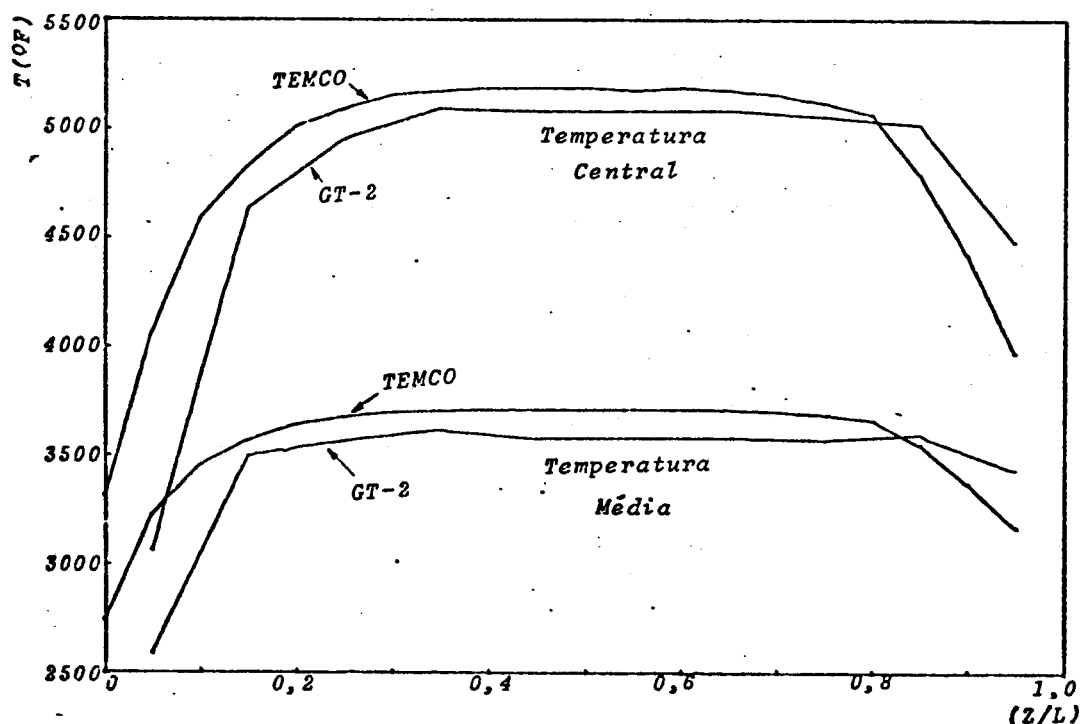


Figura 4-39 Evoluções axiais das temperaturas central e média do combustível

Nos cálculos com a subrotina TEMCO e com o código GAPCON-THERMAL-2 utilizou-se o modelo combinado de Ross-Stoute e Mikic-Todreas⁽³⁸⁾ para calcular a condutância do "gap".

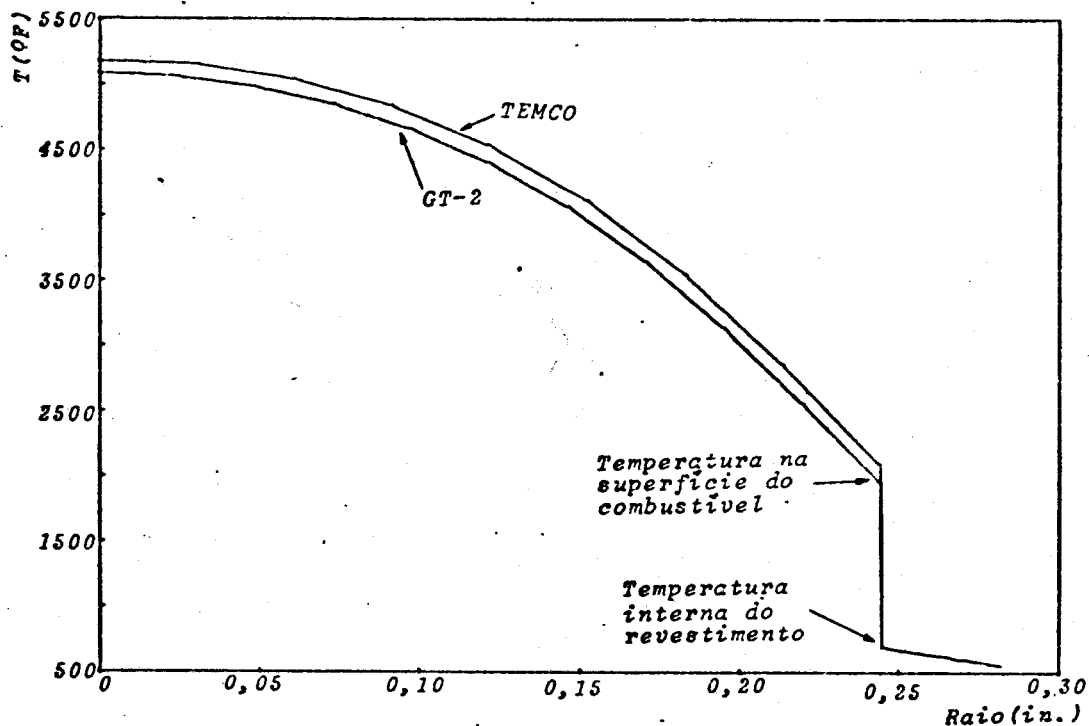


Figura 4-40 Evolução axial da temperatura central máxima

4-5 CONCLUSÕES

Os efeitos dos parâmetros empíricos, introduzidos nas equações de conservação, sobre as distribuições de entalpia e vazão de massa dos subcanais foram verificadas a partir de uma análise de sensibilidade aplicada a um feixe de 49 varetas, simulando condições típicas de reatores.

O coeficiente de mistura turbulenta é o parâmetro que afeta mais significativamente os resultados de saída dos subcanais. A mistura turbulenta atua no sentido de promover o equilíbrio de entalpia entre os subcanais à medida que esse coeficiente é aumentado. O limite superior do coeficiente de mistura turbulenta é determinado pela conjuntura do programa. Existe um valor máximo para o qual o programa indica a ocorrência de inversão do escoamento e os resultados tornam-se destituídos de significado físico.

O coeficiente de resistência transversal pode ser situado dentro de três intervalos: baixa resistência transversal, média resistência transversal e alta resistência transversal. Valores de baixa e média resistência transversal não exercem influências significantes sobre as distribuições de entalpia e vazão de massa dos subcanais. Para alta resistência transversal, os subcanais tendem a se comportar como lateralmente fechados à mistura lateral.

Para o caso do feixe analisado, no qual as condições de escoamento dos subcanais eram semelhantes, os efeitos globais do parâmetro de momento transversal (s/l) e do fator de momento turbulento (f_T) sobre as distribuições de entalpia e vazão foram pequenos.

Quando se compara os resultados calculados com os dados experimentais disponíveis para subcanais de feixes de varas, chega-se às mesmas conclusões acima, acerca dos efeitos do coeficiente de mistura turbulenta. Ademais, os resultados mostram que a adoção de um único coeficiente constante para o feixe inteiro não é adequada. Sua dependência com as características geométricas do subcanal, número de Reynolds e título devem ser consideradas.

A quantidade de mistura lateral entre subcanais, compreendendo a mistura lateral turbulenta e a mistura transversal de desvio, é altamente dependente das características das grades espaçadoras. Quando as grades não possuem aletas misturadoras, os dois componentes de mistura lateral são pequenos. Neste caso, valores do coeficiente de mistura turbulenta no intervalo 0,002-0,006 e valores do coeficiente de resistência transversal correspondendo à média resistência transversal dão resultados concordantes com os dados experimentais analisados. Se as grades possuem aletas misturadoras, os efeitos da mistura transversal de desvio são superpostos pelos efeitos da mistura turbulenta. Em tais situações, o coeficiente de resistência transversal não tem efeitos notáveis sobre as distribuições de entalpia e vazão dos subcanais. Isto é particularmente importante no caso de núcleos de reatores, os quais

possuem grades espaçadoras com altos poderes de mistura. Os valores do coeficiente de mistura turbulenta adequados a cada situação não se encontram perfeitamente estabelecidos, variando de feixe para feixe conforme suas dimensões e características das grades espaçadoras.

A análise do comportamento individual dos parâmetros empíricos permitiu estabelecer os valores ótimos a serem adotados nos cálculos por subcanais de feixes de varetas. A comprovação através da comparação de resultados calculados com os resultados de medidas confirma a validade do código PANTERA para a previsão do comportamento do fluido refrigerante ao longo de canais de reatores.

A comparação entre os dados experimentais de DNB disponíveis e aqueles calculados pelo código, utilizando as correlações W-3 e B&W-2, incluídas de suas respectivas correções, indicam previsões de fluxo de calor crítico dentro dos limites de precisão estabelecidos para cada uma das correlações, não sendo possível, contudo, estabelecer qual a melhor correlação em termos de confiabilidade. Para grande parte dos testes, as previsões mostram-se conservativas para ambas correlações.

O modelo de condução térmica das varetas combustíveis inserido no código PANTERA foi comparado quantitativamente com aquele apresentado pelo código GAPCON-THERMAL-2, utilizando o mesmo caso exemplo. Os resultados fornecidos por ambos programas são praticamente idênticos, comprovando, portanto, a confiabilidade do modelo introduzido e a validade de sua aplicação para a análise termo-hidráulica do núcleo de reatores de potência.

5- CÁLCULOS TERMO-HIDRÁULICOS DO NÚCLEO DO REATOR INDIAN POINT, UNIDADE Nº 2, COM O CÓDIGO PANTERA

5-1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é apresentado um método de análise do desempenho termo-hidráulico do núcleo de um reator a água pressurizada (PWR), em regime estacionário, utilizando o código PANTERA.

O método a ser descrito, denominado "método direto", resulta de modificações no modelo analítico apresentado por Herbin⁽¹³⁾, como trabalho de Tese de Mestrado (MSc), no Massachusetts Institute of Technology (MIT) em 1974.

A configuração geométrica adotada nos cálculos com o método direto consiste de 1/4 ou 1/8 do núcleo, homogeneizada de modo que:

- * nove pinos e quatro subcanais representam a região do canal quente,
- * uma vareta e um subcanal equivalentes representam o feixe de maior potência, não incluindo a região do canal quente,
- * uma vareta e um subcanal equivalentes representam o restante da fração do núcleo considerada.

Com esta homogeneização, um máximo de onze varetas combustíveis e seis subcanais de escoamento são suficientes para se obter os resultados médios do núcleo e as condições do canal quente.

A localização da região do canal quente é feita a partir da análise da distribuição radial de potência do núcleo. Esta análise envolve a localização da vareta quente e do subcanal com maior densidade integrada de potência, considerado, a priori, como o canal quente.

Como um exemplo de aplicação, o método direto foi utilizado para verificar os cálculos termo-hidráulicos do núcleo inicial do reator Indian Point, unidade nº 2, nas condições nominais de potência. A escolha do núcleo do Indian Point II se deve à maior disponibilidade de dados, principalmente no que se refere às distribuições radiais de potência. Os fatores nucleares de canal quente usados neste estudo foram baseados nos dados do FSAR do reator.

A descrição do método, a análise dos resultados e as comparações destes com os dados de projeto são apresentadas a seguir.

5-2 CARACTERÍSTICAS GERAIS DO NÚCLEO DO INDIAN POINT II

Os dados do núcleo do Indian Point II, necessários aos cálculos termo-hidráulicos, foram extraídos da Seção 3 do FSAR⁽⁶²⁾. As principais características do núcleo são apresentadas abaixo:

5-2.1 Características de Projeto

Arranjo do elemento combustível	15x15
Número de elementos combustíveis	193
Dimensões do elemento, in.	8,426x8,426
Comprimento total do feixe, in.	149,726
Comprimento da coluna combustível, in.	144,0
Número total de varetas	39.372
Passo das varetas, in.	0,563
Diâmetro das varetas, in.	0,422
Espessura do revestimento, in.	0,0243
Material do revestimento	Zircaloy-4
"Gap" diametral, in.	0,0165
Diâmetro da pastilha, in.	0,3669
Comprimento da pastilha, in.	0,600
Material da pastilha	UO ₂ sinterizado
Densidade, % D.T.	91-92-94

5-2.2 Parâmetros Térmicos e Hidráulicos

Potência total de saída, Btu/h	9413x10 ⁶
Potência gerada no combustível, %	97,4
Fluxo médio de calor, Btu/h-ft ²	175.600
Fluxo máximo de calor, Btu/h-ft ²	567.300
Potência linear média de saída, kw/ft	5,7
Potência linear máxima de saída, kw/ft	18,4
Sobrepotência térmica máxima, %	112
Pressão do sistema, psia	2250
Vazão de massa total, lb/h	136,3x10 ⁶
Vazão efetiva para remoção de calor, %	95,5
Velocidade de massa média, lb/h-ft ²	2,53x10 ⁶
Velocidade média ao longo da vareta, ft/s	15,4
Temperatura de entrada do refrigerante, °F	543
Acréscimo médio da temperatura no núcleo, °F	55,5
Temperatura média do núcleo, °F	571,0
Temperatura de saída do canal quente, °F	633,5
Temperatura máxima do revestimento, °F	657
Temperatura central do combustível, °F	
Máxima a 100% de potência	4090
Máxima a 112% de potência	4380
Fatores de canal quente	
Fluxo de calor, F _q	3,23
Aumento de Entalpia, F _{ΔH}	1,77
Razão DNB em condições nominais, DNBR	2,00

5-3 DISTRIBUIÇÕES DE POTÊNCIA

5-3.1 Distribuição Radial de Potência do Núcleo

A distribuição radial de potência do núcleo que foi utilizada nos cálculos é mostrada na Figura 5-1. Esta distribuição, apresentada pelo FSAR, corresponde ao começo da vida do núcleo (BOL) sem a inserção das barras de controle.

1.191	1.110	1.249	1.127	1.219	1.121	1.003	0.720
1.110	1.243	1.236	1.257	1.184	1.142	1.003	0.783
1.247	1.235	1.285	1.214	1.185	1.067	0.937	0.654
1.124	1.253	1.212	1.196	1.028	1.032	0.896	0.522
1.214	1.178	1.181	1.026	1.221	0.866	0.801	
1.115	1.135	1.052	1.027	0.864	0.981	0.471	
0.999	0.998	0.930	0.890	0.798	0.470		
0.731	0.782	0.651	0.519				

Figura 5-1 Distribuição de potência do núcleo-Ciclo 1, BOL e sem barras de controle

5-3.2 Distribuição Radial de Potência do Feixe Quente

Por não se dispor de uma distribuição pino-a-pino para o feixe de maior potência, foi preciso adotar a distribuição que é mostrada na Figura 5-2. Esta distribuição foi utilizada por Hsu⁽⁶⁴⁾ nos cálculos termo-hidráulicos do núcleo do Indian Point II, nas mesmas condições estabelecidas para o presente estudo.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
A	.936	.945	.957	.959	.964	.969	.965	.963	.965	.969	.964	.960	.957	.945	.936
B	.945	.962	.993	.984	.989	1.009	.991	.987	.991	1.009	.989	.984	.993	.962	.945
C	.957	.993	0	1.028	1.038	0	1.040	1.038	1.040	0	1.038	1.028	0	.993	.957
D	.959	.984	1.028	1.028	1.052	1.055	1.049	0	1.049	1.055	1.052	1.028	1.028	.964	.959
E	.964	.989	1.038	1.052	0	1.042	1.016	1.029	1.016	1.042	0	1.052	1.038	.989	.964
F	.969	1.009	0	1.055	1.042	1.006	.992	.994	.992	1.006	1.042	1.055	0	1.009	.969
G	.965	.991	1.040	1.049	1.016	.992	.988	1.002	.988	.992	1.016	1.049	1.040	.991	.965
H	.963	.987	1.038	0	1.029	.994	1.002	0	1.002	.994	1.029	0	1.038	.987	.963
I	.965	.991	1.040	1.049	1.016	.992	.988	1.002	.988	.992	1.016	1.049	1.040	.991	.965
J	.969	1.009	0	1.055	1.042	1.006	.992	.994	.992	1.006	1.042	1.055	0	1.009	.969
K	.964	.989	1.038	1.052	0	1.042	1.016	1.029	1.016	1.042	0	1.052	1.038	.989	.964
L	.960	.984	1.028	1.028	1.052	1.055	1.049	0	1.049	1.055	1.052	1.028	1.028	.984	.960
M	.957	.993	0	1.028	1.038	0	1.040	1.038	1.040	0	1.038	1.028	0	.993	.957
N	.945	.962	.993	.984	.989	1.009	.991	.987	.991	1.009	.989	.984	.993	.962	.945
O	.936	.945	.957	.960	.964	.969	.965	.963	.965	.969	.964	.960	.957	.945	.936

Figura 5-2 Distribuição de potência pino-a-pino - Ciclo 1, BOL e 2,2 w/o

5-3.3 Distribuição Axial de Potência

Uma distribuição axial de potência, representada por uma função "seno deformado", tendo uma razão (pico/média) igual a 1,79 foi simulada para cálculos. O fator de pico axial $F_Z^N = 1,79$ é indicado pelo FSAR.

A função seno deformado (Figura 5-3) é da forma

$$q'' = u' \text{sen} u' \quad 0 \leq u' \leq \pi \quad (5-1)$$

onde

$$u' = \pi Z/L',$$

Z é a coordenada axial, e L' é a distância axial entre $u'=0$ e $u' = \pi$.

Pode-se mostrar que a função $u' \text{senu}'$ tem um valor máximo $q''_{\max} = 1,8197$ para $u' = 2,0288$ e um valor médio $q''_{\text{avg}} = 1,0$. Para que se tenha uma razão (pico/média) igual a 1,79 é necessário truncar a função de modo que

$$q''_{\text{avg}} = \frac{q''_{\max}}{1,79} = 1,0166.$$

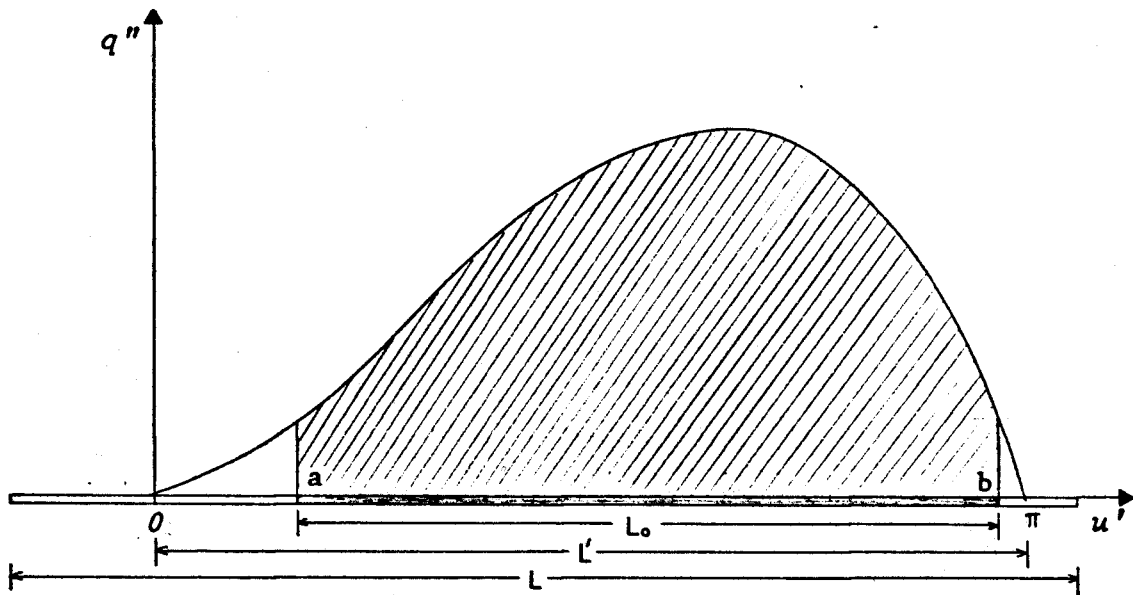


Figura 5-3 Função "seno deformado" (L : comprimento total do núcleo, L_0 : comprimento ativo do núcleo)

A função $u' \text{senu}'$, após o truncamento, é dada por:

$$q'' = \begin{cases} u' \text{senu}' & a \leq u' \leq b \\ 0 & u < a, u > b \end{cases} \quad (5-2)$$

onde

$$a = 0,05 \quad e \quad b = 3,14$$

para se ter $q''_{avg} = 1,0166$.

Deslocando o eixo para o início do comprimento do núcleo e considerando $L = 149,726$ in., a expressão anterior torna-se:

$$\frac{q''(z)}{q''_{avg}} = \begin{cases} 0,9837 [3,2131 (z/L) + 0,358] \text{sen} [3,2131 (z/L) + 0,0358] & 0,0046 \leq (z/L) \leq 0,9663 \\ 0; & (z/L) < 0,0046, (z/L) > 0,9663 \end{cases} \quad (5-3)$$

onde (z/L) é a altura relativa do núcleo. Um gráfico desta função é mostrado na Figura 5-4.

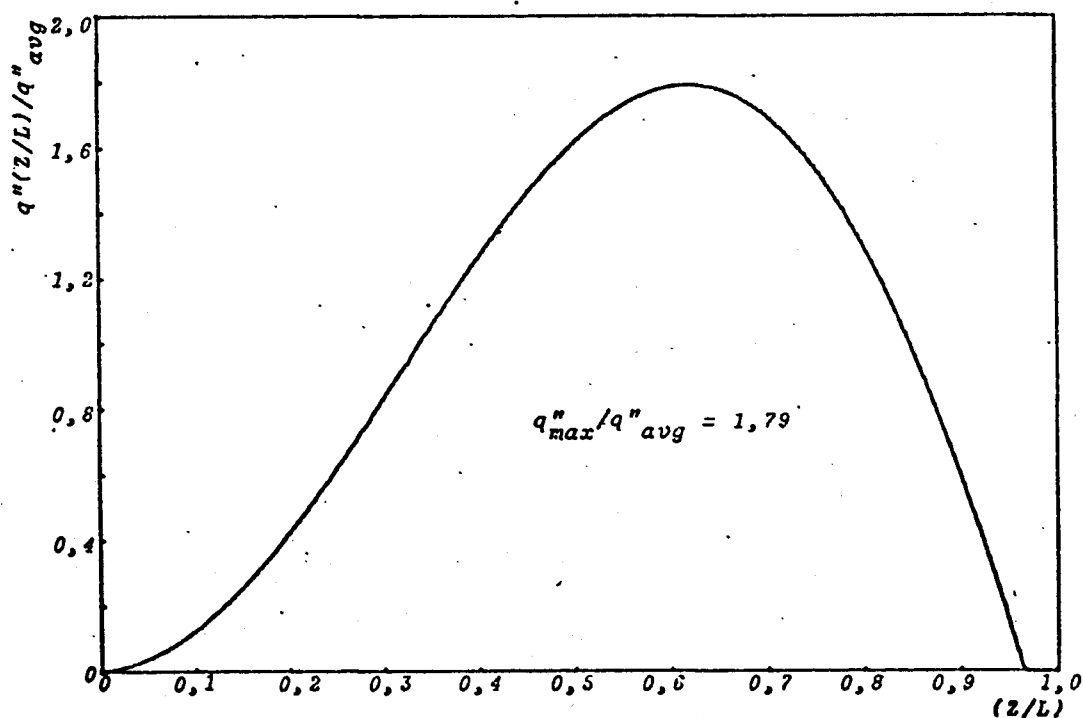


Figura 5-4 Distribuição axial de potência com $F_Z^N = 1,79$

5-4 DADOS PARA OS SUBCANAIS E VARETAS

No modelo do método direto, 1/4 do núcleo é homogeneizado como mostra a Figura 5-5. Cada subcanal equivalente tem a mesma área de escoamento da região que o forma e contém uma vareta equivalente, em potência, a todas as varetas agrupadas desta região. As características dos subcanais e varetas que compõem a região quente são calculadas como no caso de feixes simples de varetas.

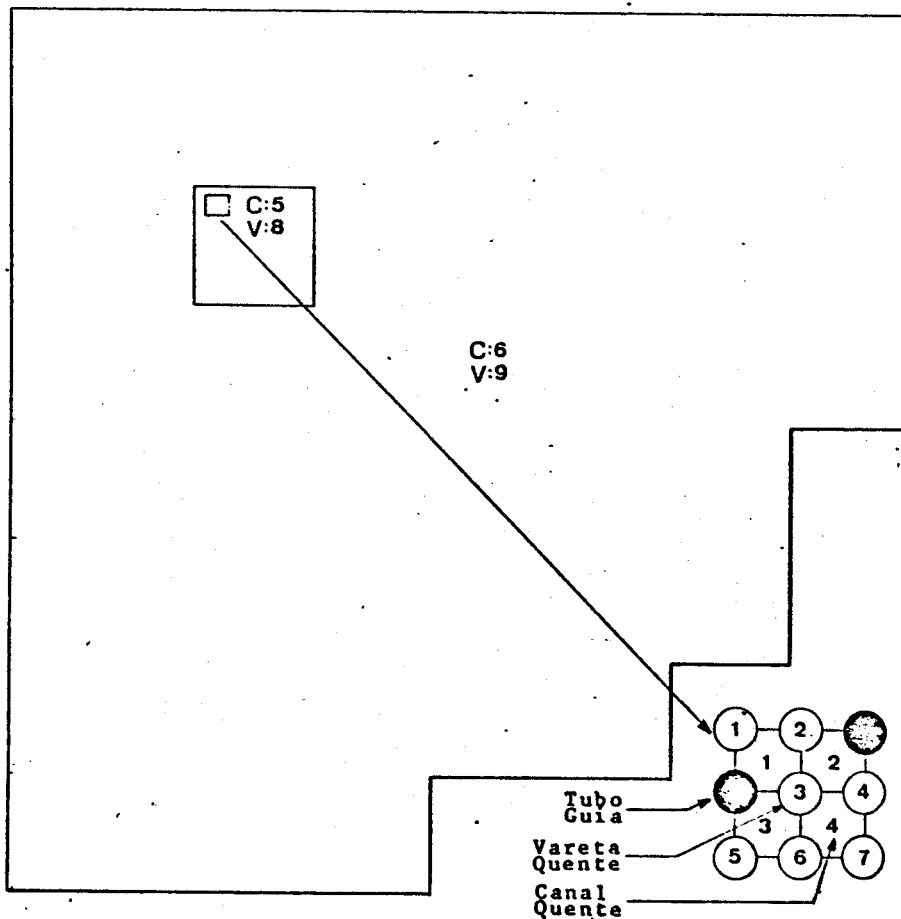


Figura 5-5 Homogeneização de 1/4 do núcleo do Indian Point II

Os dados para os subcanais e varetas equivalentes podem ser calculados como segue:

5-4.1 Dados para os Subcanais

1) Área de Escoamento

Pode-se mostrar que a área de escoamento por elemento combustível é dada por:

$$A = a^2 - n_R \pi D_R^2 / 4 - n_G \pi D_G^2 / 4 + 4a\epsilon, \quad (5-4)$$

onde

a : dimensão lateral do elemento,

D_R : diâmetro da vareta combustível,

D_G : diâmetro do tubo-guia,

n_R : número de varetas combustíveis por elemento,

n_G : número de tubos-guias por elemento,

ϵ : semi-espaçamento entre elementos.

Se n é número de elementos (não necessariamente inteiro) constituindo o subcanal equivalente, então a área de escoamento deste subcanal é

$$AC = nA. \quad (5-5)$$

Para o elemento combustível do Indian Point II, mostrado na Figura 5-6, tem-se que:

$$a = 8,426 \text{ in.}$$

$$D_R = 0,422 \text{ in.}$$

$$D_G = 0,484 \text{ in.}$$

$$n_R = 204$$

$$n_G = 21$$

$$\epsilon = 0,020 \text{ in.}$$

Então, a área de escoamento do subcanal equivalente é

$$AC = 39,275n$$

(5-6)

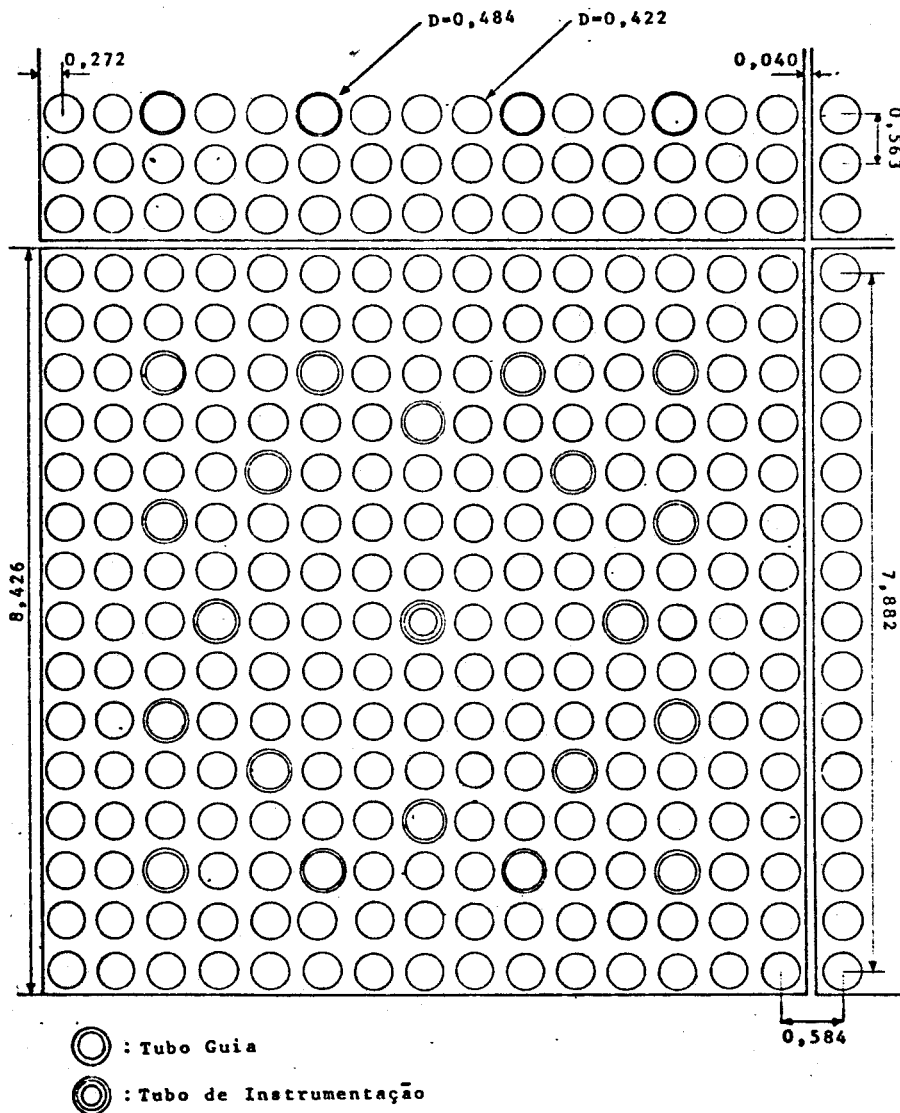


Figura 5-6 Elemento combustível do Indian Point II

2) Perímetro Aquecido

O perímetro aquecido por elemento combustível é dado por

$$P_h = n_R \pi D_R' \quad (5-7)$$

e para um subcanal equivalente

$$PH = nP_h \quad (5-8)$$

Para o Indian Point II:

$$PH = 270,453n. \quad (5-9)$$

3) Perímetro Molhado

O perímetro molhado por elemento combustível é dado por:

$$P_w = n_R D_R + n_G D_G. \quad (5-10)$$

Para um subcanal equivalente, tem-se:

$$PW = (n_R \pi D_R + n_G \pi D_G) n + (a+2\epsilon)m, \quad (5-11)$$

onde m é o número de lados adjacentes à cinta do núcleo.

Para o Indian Point II:

$$PW = 302,385n + 8,446m \quad (5-12)$$

4) Fronteira entre Subcanais Adjacentes

O espaço aberto na lateral de um elemento 15x15 é dado por

$$s = a + 2\epsilon - 15D_R \quad (5-13)$$

Se p é o número de elementos constituindo a fronteira entre dois subcanais adjacentes, então o espaço aberto total é

$$S = ps \quad (5-14)$$

Para o Indian Point II:

$$S = 2,136p. \quad (5-15)$$

Os dados geométricos para os subcanais, numerados na Figura 5-5, são apresentados na Tabela 5-1, da maneira como

eles são utilizados como entrada para o código PANTERA.

Subcanal nº	Área (in ²)	Perimetro Molhado (in.)	Perimetro Aquecido (in.)	Subcanais adjacentes		
				Espaçamento (in.) - (nº subcanal)		
1	0,1661	1,374	0,9943	0,141 (2)	0,110 (3)	0,251 (5)
2	0,1661	1,374	0,9943	0,141 (4)	0,251 (5)	
3	0,1661	1,374	0,9943	0,141 (4)	0,251 (5)	
4	0,1771	1,326	1,326	0,282 (5)		
5	38,60	296,94	266,14	8,554 (6)		
6	1855,74	14414,36	12778,92			

Tabela 5-1 Dados para os subcanais

5-4.2 Dados para as Varetas

1) Diâmetro

O diâmetro de uma vareta equivalente a N varetas combustíveis agrupadas poderia ser dado por

$$DR = ND_R' \quad (5-16)$$

o que equivale em manter constante a área total de transferência de calor. Isto, no entanto, leva a situação geometricamente impossíveis, nas quais o diâmetro da vareta poderia ser maior que o diâmetro de escoamento da região agrupada. Além do mais, os cálculos das temperaturas seriam desprovidos de significado físico.

Para evitar tais impossibilidades, o diâmetro da vareta equivalente é mantido igual ao de uma única vareta combustível, isto é,

$$DR = D_R \quad (5-17)$$

A potência total, gerada na região de combustível que é transferida à região de escoamento é levada em conta no fa-

tor de potência da vareta para o subcanal adjacente.

2) Potência Relativa

A potência relativa de uma vareta equivalente é obtida ponderando as potências relativas individuais das varetas agrupadas:

$$\bar{f}_p = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_{pi} \quad (5-18)$$

3) Potência da Vareta para o Subcanal Adjacente

A fração da potência da vareta cedida ao subcanal adjacente é expressa pelo fator de potência \bar{f}_G . No caso de N varetas agrupadas, o fator de potência é dado por

$$\bar{f}_G = N. \quad (5-19)$$

Os dados para as varetas numeradas na Figura 5-5 são apresentados na Tabela 5-2, sem a aplicação dos fatores de canal quente de engenharia para o fluxo de calor e aumento de entalpia.

Vareta nº	Diâmetro (in.)	Potência Relativa, \bar{f}_p	Fator de potência para o subcanal adjacente, \bar{f}_G - (subcanal adjacente)
1	0,422	1,334	0,25 (1) 0,75 (5)
2	0,422	1,352	0,25 (1) 0,25 (2) 0,50 (5)
3	0,422	1,356	0,25 (1) 0,25 (2) 0,25 (3) 0,25 (4)
4	0,422	1,339	0,25 (2) 0,25 (4) 0,50 (5)
5	0,422	1,336	0,25 (3) 0,75 (5)
6	0,422	1,348	0,25 (3) 0,25 (4) 0,50 (5)
7	0,422	1,306	0,25 (4) 0,75 (5)
8	0,422	1,283	197,0 (5)
9	0,422	0,994	9639,0 (6)

Tabela 5-2 Dados para as varetas

Os dados que foram utilizados para calcular a distribuição de temperatura da vareta quente são apresentados na Tabela 5-3.

Material do combustível	UO ₂
Material do revestimento	Zircaloy-4
Densidade do combustível, % D.T.	94,0
Enriquecimento do combustível, %	2,20
Comprimento da coluna combustível, in.	140,0
Diâmetro das pastilhas, in.	0,3669
Diâmetro externo do revestimento, in.	0,422
Espessura do revestimento, in.	0,0243
Rugosidade do combustível, μ -in.	39,4
Rugosidade do revestimento, μ -in.	19,7
Volume do "plenum", in ³	0,43
Gás de enchimento das varetas	Ar
Pressão interna inicial, psia	14,7
Burnup, MWD/T	0,0
Condutividade térmica do UO ₂	Dados de Chalk River ⁽⁴²⁾
Condutância do "gap"	Modelo modificado de Ross-Stoute 1000 Btu/h-ft ²
Depressão do fluxo	Teoria da difusão

Tabela 5-3 Dados para o modelo térmico

5-5 CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO

5-5.1 Fluxo Médio de Calor

A partir de dados do FSAR:

Calor total de saída: $9,413 \times 10^9$ Btu/h

Área total de transferência de calor: $5,2198 \times 10^4$ ft².

Então, o fluxo médio de calor é

$$q''_{\text{avg}} = \frac{9,413 \times 10^9}{5,2198 \times 10^4} = 0,18033 \times 10^6 \text{ Btu/h.ft}^2.$$

Este fluxo de calor inclui o calor que é gerado no combustível e a fração que é gerada no moderador e estruturas.

5-5.2 Velocidade de Massa

A vazão de refrigerante que é efetiva para a remoção de calor é cerca de 95,5% da vazão do total do núcleo, ou seja,

$$m_{\text{ef}} = (0,955) (136,3 \times 10^6) = 130,17 \times 10^6 \text{ lb/h.}$$

A área total de escoamento do núcleo é

$$A = (193) (39,275) (1/144) = 52,639 \text{ ft}^2.$$

Então, a velocidade de massa média é

$$G_{\text{avg}} = \frac{m_{\text{ef}}}{A} = 2,4728 \times 10^6 \text{ lb/h-ft}^2.$$

5-5.3 Pressão do Sistema e Temperatura de Entrada do Refrigerante

Pressão do sistema: 2250 psia

Temperatura de entrada: 543°F.

5-6 GRADES ESPAÇADORAS

Para cada elemento combustível existem 9 grades espaçadoras. A localização axial dessas grades são mostradas na Figura 5-7.

Dois tipos de grades são considerados. As duas grades das extremidades são do Tipo 1, enquanto as sete grades intermediárias são do Tipo 2. As grades do Tipo 2 possuem aletas misturadoras e são posicionadas na região aquecida do elemento combustível para promover a mistura do refrigerante entre os subcanais. As grades do Tipo 1, que estão localizadas no fundo e no topo do elemento combustível, são semelhantes às aquelas do

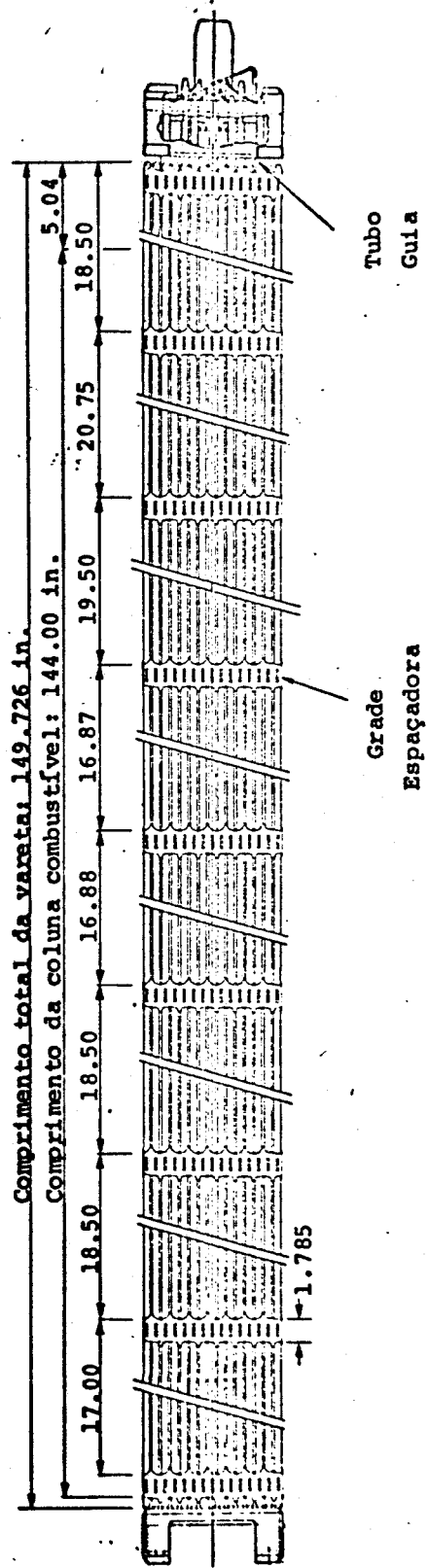


Figura 5-7 Grades espaçadoras

tipo misturadoras, exceto que não possuem aletas.

As grades espaçadoras contribuem acentuadamente para a queda de pressão no núcleo. Um cálculo preciso desta queda de pressão requer o conhecimento dos coeficientes de perda de cada uma das grades⁽²²⁾. Como estes coeficientes não são disponíveis, torna-se necessário adotar coeficientes de outros reatores tendo os mesmos tipos de grades.

No caso do cálculo do Indian Point II, os coeficientes de perda das grades intermediárias (Tipo 2) foram feitos iguais a aqueles das grades análogas do reator Yankee⁽¹³⁾, isto é,

$$K_2 = 1,57.$$

Os coeficientes de perda para as grades do tipo 1 são mais complicadas porque neles são incluídos as contribuições de perda de pressão devidas às placas perfuradas das extremidades. Por não se dispor de informações sobre tais placas, a queda de pressão média do núcleo foi considerada como um dado conhecido para objetivos de cálculo do coeficiente K_1 . Segundo o FSAR do Indian Point II

$$\Delta p_{avg} = 31,5 \text{ psia.}$$

O coeficiente K_1 é calculado como segue:

A queda de pressão média, devida somente às grades, é dada por

$$\Delta p_G = \sum_{i=1}^9 \frac{K_i G_i^2}{2g_c \rho_i} \quad (5-20)$$

onde

K_i : coeficiente de perda da grade i ,

G_i : velocidade de massa na posição da grade i ,

ρ_i : densidade na posição da grade i ,

g_c : aceleração gravitacional.

Como a velocidade média de massa se mantém constante ao longo do núcleo, a equação anterior pode ser escrita como:

$$\Delta p_G = \frac{G^2}{2g_c} \left[K_1 \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_9} \right) + K_2 \left(\sum_{i=2}^8 \frac{1}{\rho_i} \right) \right] \quad (5-21)$$

Por outro lado,

$$\Delta p_G = \Delta p_{avg} - \Delta p_{SG}, \quad (5-22)$$

onde Δp_{SG} é a queda de pressão do núcleo sem as grades espaçadoras. Resultados calculados na ausência de grades indicam que

$$\Delta p_{SG} = 8,37 \text{ psia}, \quad (5-23)$$

e então

$$\Delta p_G = 31,5 - 8,37 = 23,13 \text{ psia}. \quad (5-24)$$

Também, a partir dos mesmos cálculos, obtém-se:

$$\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_9} = 0,045 \quad \text{e} \quad \sum_{i=2}^8 \frac{1}{\rho_i} = 0,156.$$

Considerando estes resultados e

$$G = 2,4728 \times 10^6 \text{ lb/h-ft}^2$$

$$g_c = 32,17 \text{ ft/s}^2$$

a Equação (5-21) torna-se:

$$K_1 = 10,10 - 3,47K_2 \quad (5-23)$$

Então, se $K_2 = 1,57$, o coeficiente de perda para as grades do

Tipo 1 é

$$K_1 = 4,65.$$

As características e localização das grades espaçadoras são apresentadas na Tabela 5-4.

Grade nº	Tipo	Posição relativa (z/L)	K
1	1	0,010	4,65
2	2	0,124	1,57
3	2	0,248	1,57
4	2	0,371	1,57
5	2	0,484	1,57
6	2	0,597	1,57
7	2	0,727	1,57
8	2	0,865	1,57
9	1	0,989	4,65

Tabela 5-4 Dados para as grades espaçadoras

5-7 CORRELAÇÕES E MODELOS UTILIZADOS

As correlações e modelos para o fluido, utilizados nos cálculos termo-hidráulicos do núcleo do reator Indian Point II, foram selecionados entre aqueles disponíveis no código PAN TERA, cuja confiabilidade foi verificada através de comparações com dados experimentais de feixes de varetas, descritas no capítulo precedente.

5-7.1 Factor Fricção Monofásico

Para todos os subcanais utilizou-se a correlação de McAdams⁽²²⁾:

$$f_{iso} = 0,184 R_e^{-0,2}, \quad (5-24)$$

para calcular o fator de fricção monofásico isotérmico.

O fator de fricção é corrigido para a viscosidade na parede pela equação⁽⁴⁾ :

$$\frac{f}{f_{iso}} = 1 + \frac{P_h}{P_w} \left[\left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0,6} - 1 \right] \quad (5-25)$$

onde

P_h : perímetro aquecido,

P_w : perímetro molhado,

μ_w : viscosidade do fluido para a temperatura de parede

μ_b : viscosidade para a temperatura média do fluido.

5-7.2 Multiplicador de Fricção Bifásico

Para o multiplicador de fricção bifásica utilizou-se o modelo homogêneo:

$$\begin{aligned} \phi &= 1,0 & x \leq 0 \\ \phi &= \rho_f / \rho & x > 0 \end{aligned} \quad (5-26)$$

onde a densidade média do fluido é calculada por

$$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f. \quad (5-27)$$

5-7.3 Vazio Subresfriado

A formação de vazio subresfriado foi incluída nos cálculos usando o modelo de Levy⁽²⁶⁾.

5-7.4 Fração de Vazio

A fração de vazio foi calculada utilizando o modelo

homogêneo:

$$\alpha = 0 \quad x < 0 \quad (5-28)$$

$$\alpha = \frac{xv_g}{(1-x)v_f + xv_g} \quad x > 0$$

5-7.5 Coefficiente de Transferência de Calor

O coeficiente de transferência de calor entre a superfície da vareta combustível e o fluido refrigerante foi calculado na região de escoamento monofásico pela correlação de Dittus-Boelter⁽²³⁾:

$$h = 0,023 \frac{k_f}{D} Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4}, \quad (5-29)$$

onde k_f é a condutividade térmica do fluido, D é o diâmetro hidráulico do subcanal, e Re_f e Pr_f são, respectivamente, os números de Reynolds e Prandtl do fluido.

Na região de ebulição utilizou-se a correlação de Jens-Lottes⁽²³⁾:

$$\Delta T_{SAT} = 1,9 (q'')^{0,25} \exp(-p/900) \quad (5-30)$$

onde q'' é o fluxo de calor transferido ao fluido em Btu/h-ft², e p é a pressão em psia.

5-7.6 Mistura Turbulenta

A mistura turbulenta entre subcanais foi calculada pela equação

$$w' = \beta sG, \quad (5-31)$$

onde s é o espaçamento entre os subcanais e G é a velocidade de massa média. O coeficiente de mistura turbulenta β pode ser fornecido como um valor constante de entrada ou através de uma correlação como, por exemplo⁽²⁹⁾,

$$\beta = K (D/s) Re^{-0,1}. \quad (5-32)$$

onde K é uma constante.

O valor adequado do coeficiente de mistura turbulenta entre subcanais equivalentes deve ser escolhido de modo que a condição seguinte seja satisfeita:

$$\frac{\Delta H_i}{\Delta H_{avg}} = \bar{f}_{pi} \quad (5-33)$$

onde

ΔH_i : acréscimo de entalpia da região i ,

ΔH_{avg} : acréscimo de entalpia médio do núcleo,

f_{pi} : potência relativa da região.

5-7.7 Fluxo de Calor Crítico

Os fluxos de calor crítico foram calculados pela correlação W-3⁽⁵²⁾, incluída de suas correções para:

- * fluxo não uniforme,
- * grades espaçadoras,
- * parede fria.

Para a correção devida às grades espaçadoras, o parâmetro $TDC=0,061$ foi utilizado na correlação que calcula o fator de espaçador. Este valor foi tomado com bases na verificação dos testes experimentais de Rosal et al.⁽⁵³⁾.

5-8 PARÂMETROS DE CÁLCULOS

Os parâmetros de cálculo adotados na avaliação termo-hidráulica do núcleo do reator, em complementação dos dados apresentados anteriormente, são os seguintes:

Propriedades saturadas da água	Tabela ASME(1967)
Fator do momento turbulento, f_T	0,0
Parâmetro do momento transversal, s/l	0,25
Resistência transversal, K	1,0
Comprimento axial	149,7 in.
Número de segmentos axiais	30
Ângulo com a vertical,	0°
Fator de convergência das vazões de massa	0,01.

5-9 APLICAÇÃO DOS FATORES DE CANAL QUENTE

Na aplicação dos fatores de canal quente a potência gerada em uma dada região de combustível e transferida para a região de escoamento é determinada usando as regras descritas a seguir:

5-9.1 Potência Relativas das Varetas

* Vareta quente:

$$f'_p = f_s \cdot F_R^N(\text{ass.}) \cdot f_p \cdot F_q^E \quad (5-34)$$

* Outras varetas da região quente

$$f'_p = F_R^N(\text{ass.}) \cdot f_p \quad (5-35)$$

* Varetas agrupadas do feixe quente

$$f'_p = F_R^N(\text{ass.}) \bar{f}_p \quad (5-36)$$

onde

f'_p : potência relativa resultante da vareta,
 f_p : potência relativa da vareta, dada pela distribuição pino-a-pino,

- \bar{f}_p : potência relativa das varetas agrupadas,
 f_s : fator de acréscimo de segurança,
 F_R^N (ass.): potência relativa do feixe quente,
 F_q^E : subfator de engenharia para o fluxo de calor.

O fator de acréscimo de segurança leva em conta os desvios na distribuição da densidade de potência nuclear calculada ou medida. O fator f_s foi aplicado a cada uma das varetas combustíveis que compoem o canal quente, de modo a obter o fator nuclear de canal quente para fluxo de calor F_q^N , estabelecido pelas condições de projeto.

Para cada quarto de vareta do canal quente tem-se:

$$f_s = \frac{F_q^N}{F_Z^N \cdot F_R^N (ass.) f_p} \quad (5-37)$$

5-9.2 Fator de Potência das Varetas para o Subcanal Adjacente

* Vareta quente para o canal quente:

$$f'_G = \frac{F_{\Delta H}^{stat}}{F_q^E} \cdot f_G \quad (5-38)$$

* Vareta quente para outros canais:

$$f'_G = \frac{1}{f_s F_q^E} f_G \quad (5-39)$$

* Outras varetas para o canal quente:

$$f'_G = f_s \cdot F_{\Delta H}^{stat} \cdot f_G \quad (5-40)$$

* Outras varetas para outros canais:

$$f'_G = f_G \quad (5-41)$$

* Varetas agrupadas:

$$f'_G = N \quad (5-42)$$

onde

f'_G : fração da potência da vareta cedida ao subcanal adjacente,

f_G : fração do perímetro aquecido da vareta para subcanal adjacente,

$F_{\Delta H}^{stat}$: subfator estatístico para o aumento de entalpia,

N : número de varetas agrupadas.

Considerando os fatores nucleares e os subfatores de canal quente para o Indian Point II:

$$F_q^N = 3,12$$

$$F_{\Delta H}^N = 1,75$$

$$F_R^N(\text{ass.}) = 1,285$$

$$F_Z^N = 1,79$$

$$F_q^E = 1,03$$

$$F_{\Delta H}^{stat} = 1,08$$

e os dados de potência da distribuição pino-a-pino, as características de entrada para as varetas são modificadas de acordo com a Tabela 5-5.

Vareta nº	Diâmetro (in.)	Potência Relativa f'_p	Fator de potência para o subcanal adjacente, f'_G - (subcanal adjacente)			
1	0,422	1,334	0,25 (1)	0,75 (5)		
2	0,422	1,352	0,25 (1)	0,25 (2)	0,50 (5)	
3	0,422	1,805	0,1879 (1)	0,1879 (2)	0,1879 (2)	0,2621 (4)
4	0,422	1,339	0,25 (2)	0,3533 (4)	0,50 (5)	
5	0,422	1,336	0,25 (3)	0,75 (5)		
6	0,422	1,348	0,25 (3)	0,3509 (4)	0,50 (5)	
7	0,422	1,306	0,3622 (4)	0,75 (5)		
8	0,422	1,283	197,0 (5)			
9	0,422	0,994	9639,0 (6)			

Tabela 5-5 Dados para as varetas após a aplicação dos fatores de canal quente

Para levar em conta a má distribuição de refrigerante na entrada do núcleo, a vazão de massa de entrada do feixe quente foi reduzida de 5% em relação à vazão média de entrada do núcleo.

5-10 DADOS DE ENTRADA DO CÓDIGO PANTERA

Como foi apresentado no Capítulo 3, os dados de entrada para o código PANTERA são fornecidos em 12 grupos de cartões perfurados. Nos cálculos termo-hidráulicos do núcleo do Indian Point II não foram incluídos os dados referentes às variações de área dos subcanais (Grupo 5) e nem os dados referentes às variações de espaçamento entre os subcanais (Grupo 6). Os dados relativos a cada grupo de entrada do código são mostrados no Apêndice.

5-11 APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS

5-11.1 Resultados de Cálculo

Um resumo dos resultados de interesse, calculados para o Indian Point II, é apresentado a seguir:

* Balanco de Massa

Vazão de entrada, lb/s	90,312x10 ³
Vazão de saída, lb/s	90,310x10 ³
Erro na vazão, %	0,0

* Balanco de Energia

Potência de entrada, Btu/s	4,882x10 ⁶
Potência adicionada, Btu/s	0,6806x10 ⁶
Potência de saída, Btu/s	5,534x10 ⁶
Erro na potência, %	-4,2%

* Acrêscimo de Entalpia

Acrêscimo médio, Btu/lb	72,2
Acrêscimo máximo, Btu/lb	127,8

* Acrêscimo de Temperatura

Acrêscimo médio, °F	54,0
Acrêscimo máximo, °F	90,5

* Condições no Canal Quente

Canal quente, n°	4
Entalpia de saída, Btu/lb	668,4
Temperatura de saída, °F	633,5
Entalpia máxima, Btu/lb	672,6
Temperatura máxima, °F	636,0

* Condições na Vareta Quente

Vareta quente, n°	3
Fluxo máximo de calor, Btu/h-ft ²	0,5659x10 ⁶
Temperatura máxima na superfície da vareta, °F	656,7
Temperatura máxima na superfície da pastilha, °F	

h_{gap} (modelo de Ross-Stoute)	1759
h_{gap} (1000 Btu/h-ft ² -°F)	1427
Temperatura central máxima a 100% de potência, °F	
h_{gap} (modelo de Ross-Stoute)	4222
h_{gap} (1000 Btu/h-ft ² -°F)	4087
Temperatura central máxima a a 112% de potência, °F	
h_{gap} (modelo de Ross-Stoute)	*
h_{gap} (1000 Btu/h-ft ² -°F)	4442
Pressão interna, psia	62,6

* DNBR Mínimo em Condições Normais

Vareta, nº	3
Canal, nº	4
Local, (Z/L)	0,73
MDNBR	2,00

* Tempo de Cálculo

Tempo de CPU por caso, min.	2,1
Tempo total incluindo o cálculo de subfatores, min.	6,3

Maiores detalhes acerca destes resultados podem ser encontrados no Apêndice.

5-11.2 Coeficiente de Mistura Turbulenta

A análise dos acréscimos de entalpia do feixe quente e da região correspondente ao restante do núcleo (subcanais 5 e 6), em função do coeficiente de mistura turbulenta β , indica que a condição definida pela Equação (5-33) é satisfeita para

* Não foi calculada devido a problemas de convergência no cálculo da condutância do "gap".

$\beta = 0,002$. Entretanto, a comparação entre os resultados calculados pelo código PANTERA e dados de testes obtidos por Guerrieri et al.⁽⁶⁰⁾ em um feixe de 16 varetas, apresentada no capítulo precedente, mostra que a utilização de um único valor do coeficiente de mistura turbulenta é inadequada para prever precisamente as condições locais de escoamento.

Enquanto a suposição de um único valor de β é adequada para as regiões de escoamento monofásico, ela é somente uma aproximação para a determinação da mistura turbulenta de refrigerante entre os subcanais da região quente (subcanais 1 a 4), para os quais condições de ebulição subresfriada podem ser atingidas. De acordo com os testes realizados por Castellana et al.⁽³⁰⁾ para um feixe de 25 varetas, o coeficiente de mistura turbulenta aumenta proporcionalmente ao aumento do título subresfriado. Portanto, é de se esperar que ocorram valores diferentes de β para a região quente e outras regiões menos aquecidas do núcleo.

Como o código permite somente o uso de um único valor de β para todos os subcanais do núcleo, as condições no canal quente do Indian Point II foram determinadas, como no restante do núcleo, para $\beta = 0,002$.

O acréscimo de entalpia do canal quente depende sensivelmente da quantidade de mistura turbulenta com os subcanais adjacentes. A Figura 5-8 mostra que o acréscimo de entalpia deste canal decresce com o aumento do coeficiente de mistura turbulenta. Por sua vez, a velocidade de massa na saída do canal quente é pouco influenciada por variações no coeficiente β . A Figura 5-9 mostra uma quase independência da velocidade de massa com o aumento do valor de β .

Os efeitos de β sobre o DNBR mínimo foram também analisados. A Figura 5-10 mostra que o MDNBR em torno da vareta quente aumenta cerca de 16% quando β varia de 0 a 0,004. Para valores de β acima deste intervalo, o MDNBR mantém-se aproximadamente constante.

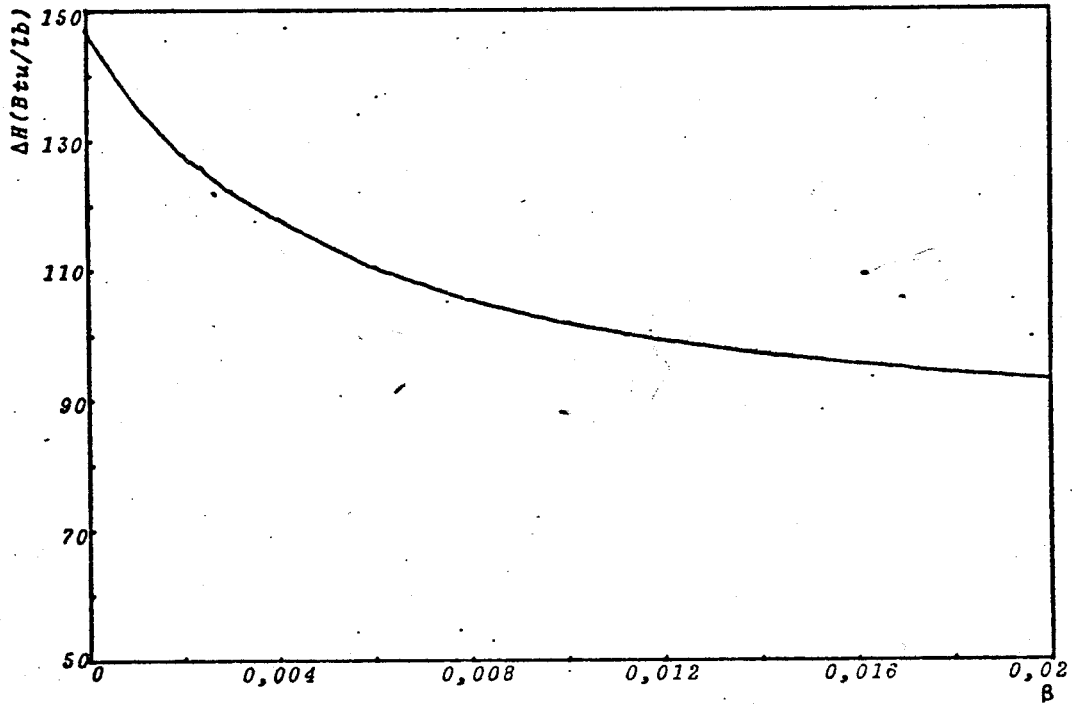


Figura 5-8 Acréscimo de entalpia do canal quente com função de β

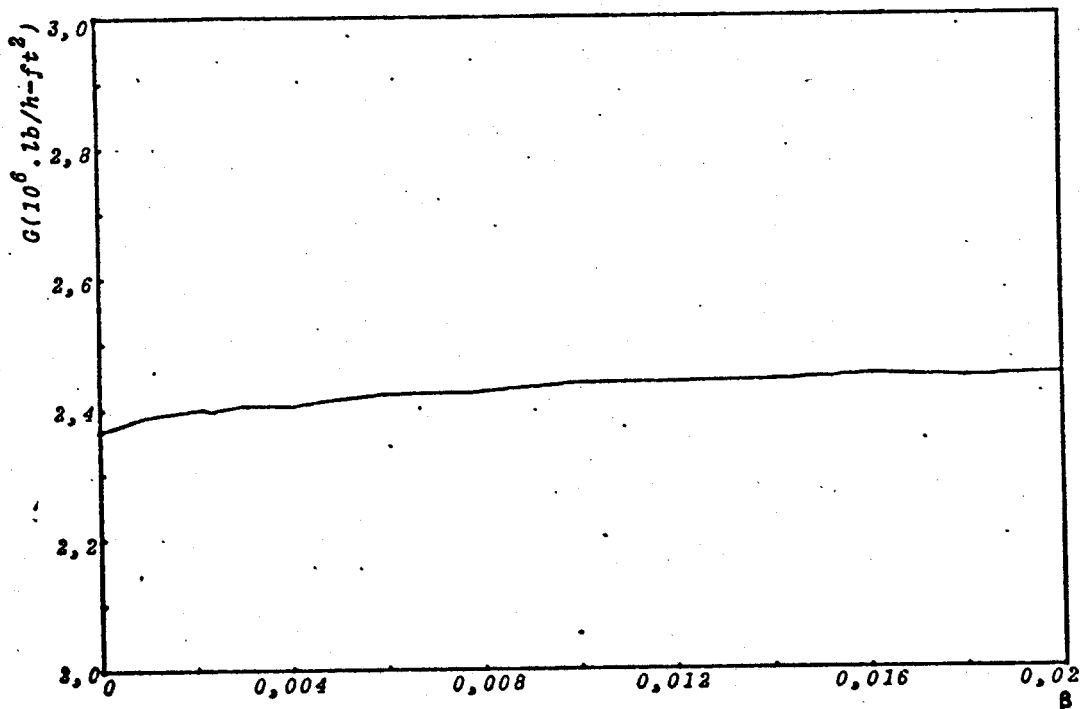


Figura 5-9 Velocidade de massa de saída do canal quente como função de β

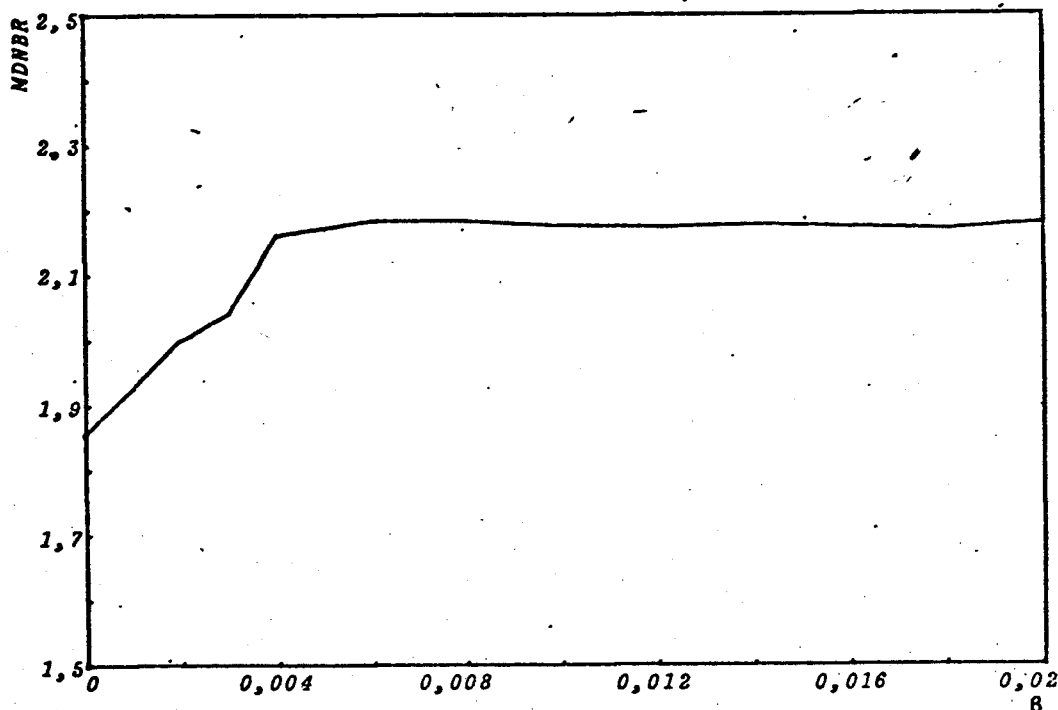


Figura 5-10 MDNBR como função de β

5-11.3 Evoluções de Entalpia e Velocidade de Massa

As figuras 5-11 e 5-12 mostram, respectivamente, as evoluções de entalpia e velocidade de massa para o núcleo, feixe quente e para o canal quente. As curvas para o acréscimo de entalpia apresentam as mesmas tendências ao longo de toda a distância axial, exceto na extremidade superior do canal quente, onde ocorre uma modificação no comportamento curva. A redução no acréscimo de entalpia resulta de uma recuperação de vazão pelo canal quente após o término da região com altos fluxos de calor. A ocorrência de nucleação de bolhas nesta região é detetada nos cálculos pela presença de fração de vazio.

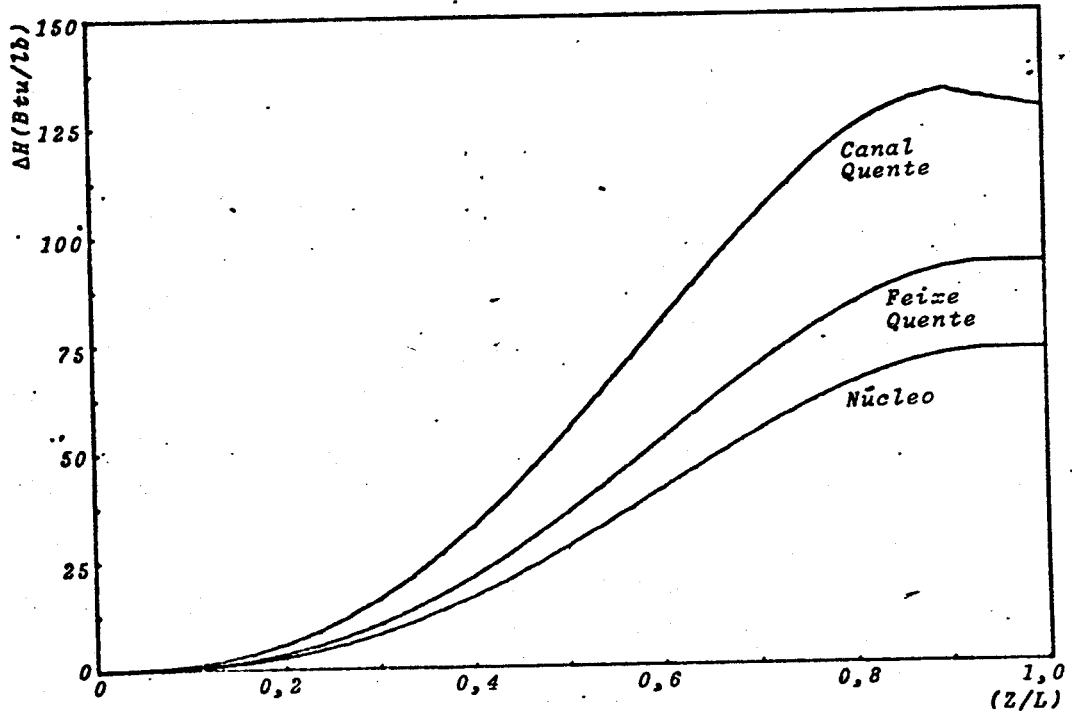


Figura 5-11 Distribuições de entalpia

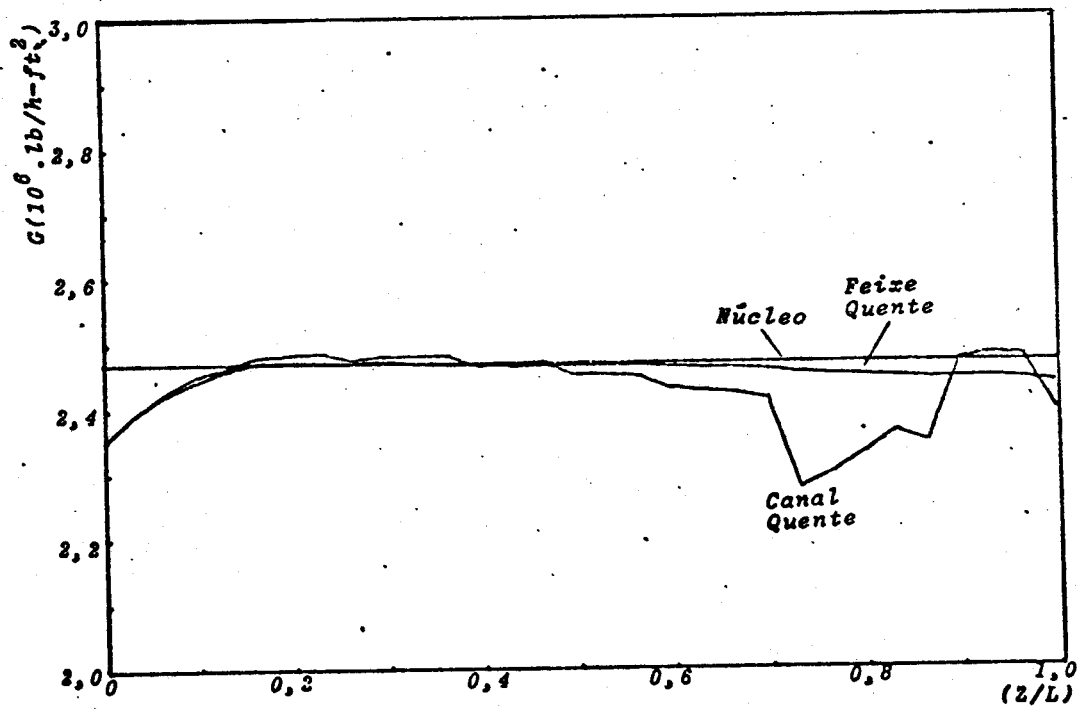


Figura 5-12 Distribuições de velocidade de massa

A região para a qual ocorre a ebulição nucleada é bem caracterizada na Figura 5-12 pela grande redução na vazão do canal quente. Esta figura fornece ainda uma outra conclusão importante: a velocidade de massa do canal quente, reduzida de 5% na entrada do núcleo, em relação à velocidade de massa média, é recuperada após percorrer cerca de apenas 15% da altura do núcleo.

Os pequenos degraus de redução na velocidade de massa do canal quente são devidos à mistura transversal provocada pelas grades espaçadoras.

5-11.4 Evoluções de Temperatura

As evoluções da temperatura superficial da vareta mais quente e da temperatura do fluido que envolve esta vareta são mostradas na Figura 5-13. A curva da temperatura de saturação correspondente à pressão de operação está também incluída.

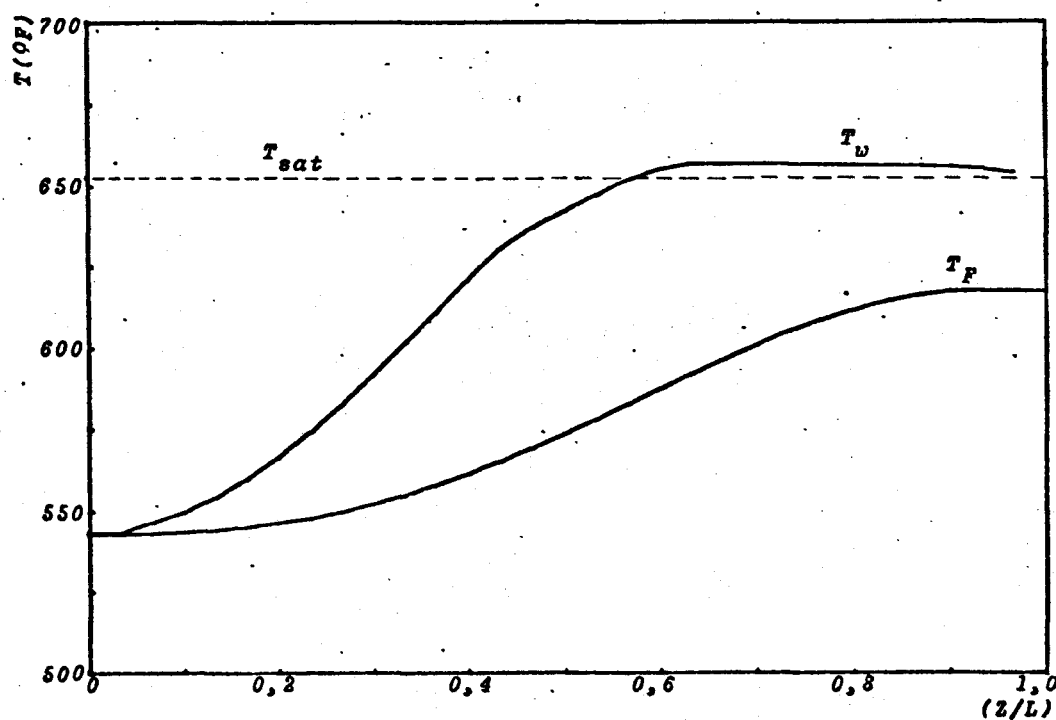


Figura 5-13 Evoluções axiais das temperaturas superficial do revestimento e do fluido

As distribuições axiais de temperatura apresentam um comportamento típico das curvas de temperatura de parede e do fluido para o escoamento mono e bifásico. Quando a temperatura do fluido atinge o valor correspondente ao início da ebulição nucleada, a temperatura da superfície do revestimento mantém-se aproximadamente constante e igual à temperatura de saturação mais o superaquecimento dada pela equação de Jens-Lottes. A temperatura do fluido envolvente permanece abaixo da temperatura de saturação ao longo de todo o comprimento da vareta quente.

A Figura 5-14 mostra as evoluções axiais das temperaturas central e superficial do combustível, para a condutância da folga radial calculada pelo modelo de Ross-Stout e mantida constante e igual a $1000 \text{ Btu/h-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$, como indicada pelo FSAR.

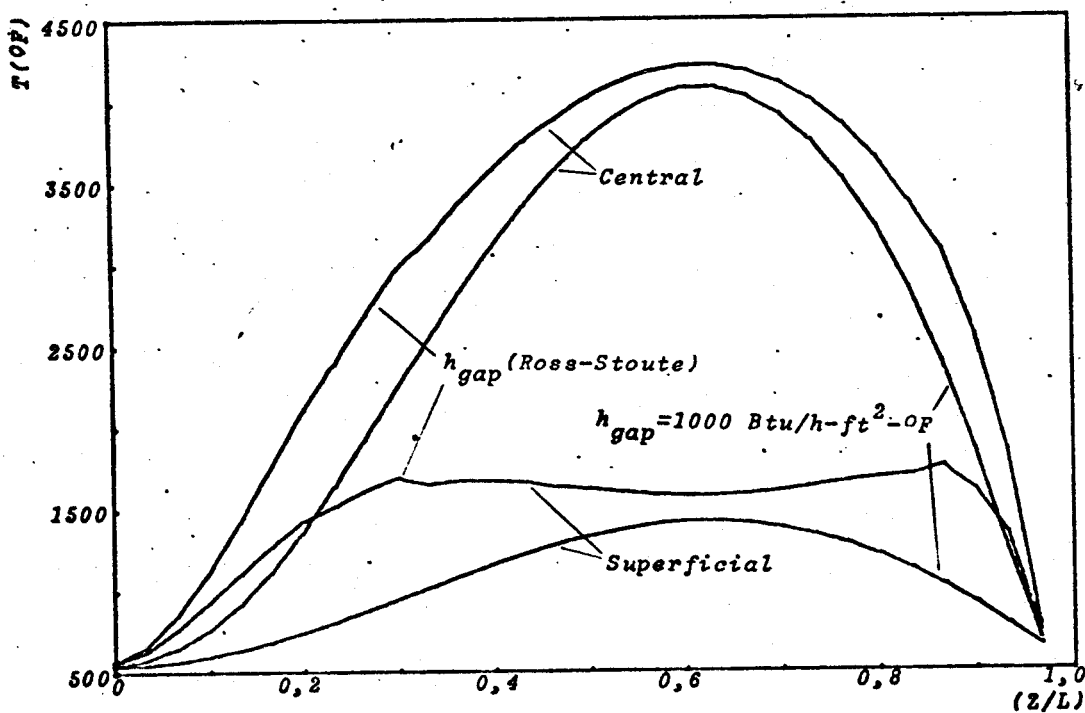


Figura 5-14 Evoluções axiais das temperaturas central e superficial do combustível

As distribuições radiais de temperatura, correspondentes ao local axial da vareta quente com mais alto fluxo de calor, são mostradas na Figura 5-15, também para dois valores da condutância da folga radial.

A análise das Figuras 5-14 e 5-15 indica que as curvas das temperaturas axiais e radiais do combustível apresentam o mesmo tipo de comportamento para ambos os modelos de cálculo da condutância da folga radial, embora as temperaturas calculadas através do modelo modificado de Ross-Stoute sejam ligeiramente maiores que aquelas obtidas com $h_{gap} = 1000 \text{ Btu/h-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$. O perfil da temperatura superficial é notadamente dependente do modelo escolhido para calcular a condutância do "gap".

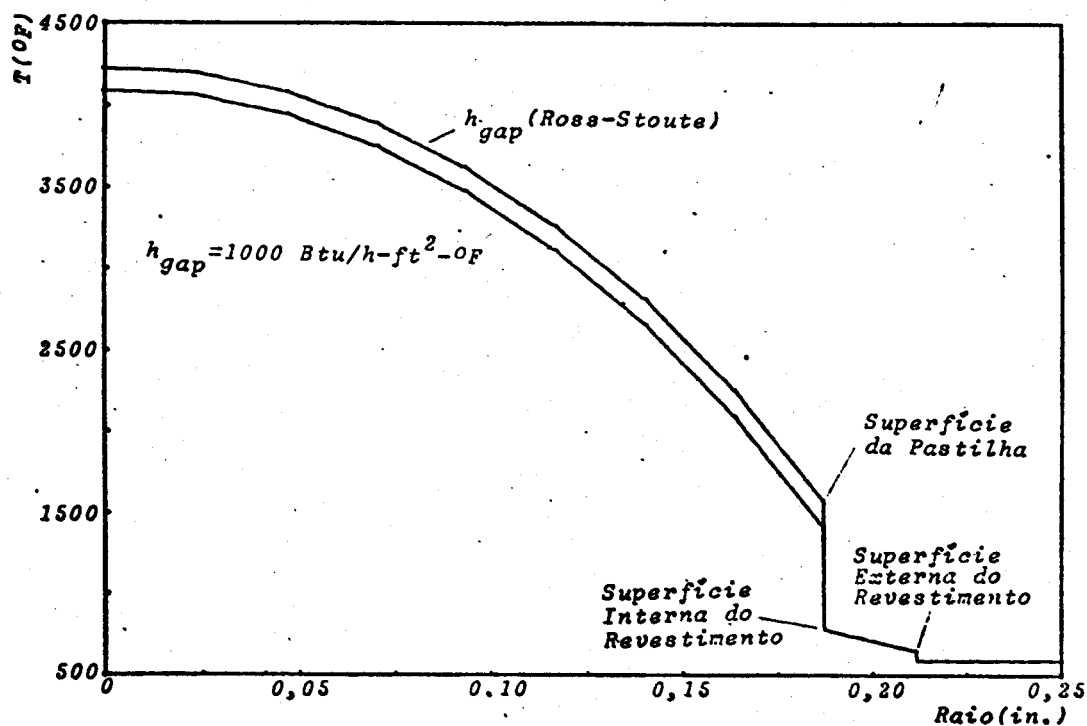


Figura 5-15 Evoluções radiais das temperaturas no ponto quente

Na Figura 5-16 são comparadas as formas da distribuição axial de fluxo de calor da vareta quente e da respectiva distribuição de fluxo de calor DNB calculada com a correlação W-3. Esta figura apresenta também, em outra escala, a razão destes dois fluxos, ou seja, a razão DNB ou DNBR. Verifica-se que o menor DNBR ocorre na segunda metade do comprimento da vareta e um pouco além do local onde o fluxo de calor é máximo.

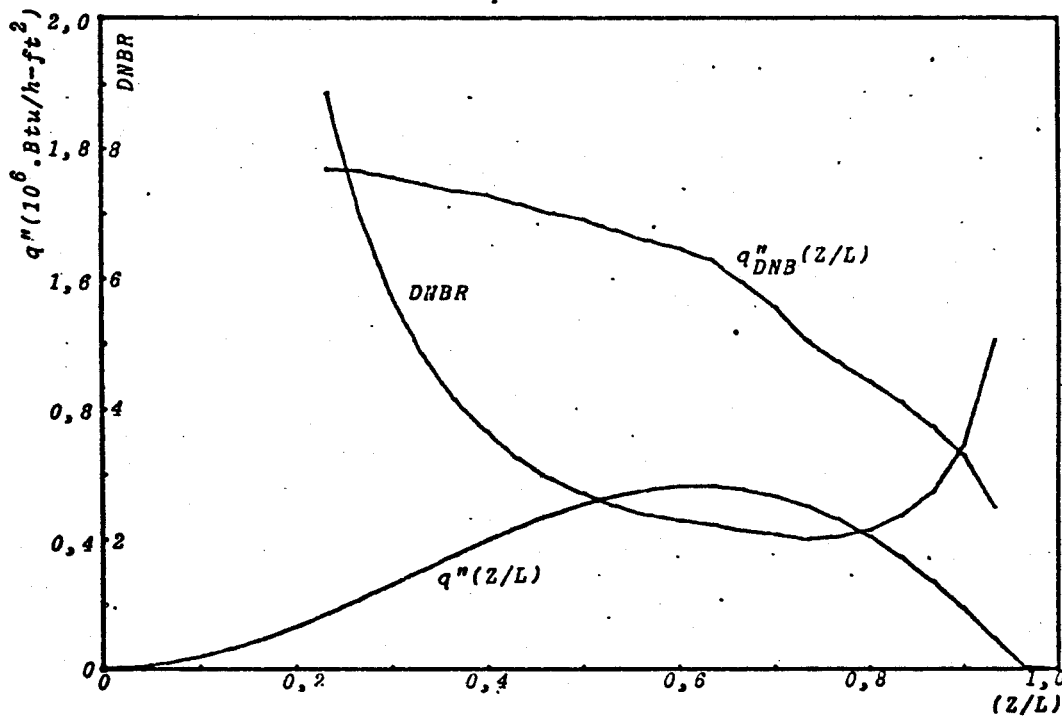


Figura 5-16. Distribuições axiais de fluxo de calor, fluxo de calor DNB e DNBR da vareta quente.

5-11.5 Avaliação dos Fatores de Canal Quente

1) Fator de Canal Quente para o Fluxo de Calor

O fator de canal quente para o fluxo de calor pode ser calculado por:

$$F_q = \frac{q''_{\max}}{q''_{\text{avg}} \cdot \alpha} \quad (5-43)$$

onde

q''_{\max} : fluxo de calor no ponto quente,

q''_{avg} : fluxo médio de calor no núcleo,

α : fração da potência gerada no combustível.

A partir dos dados apresentados no Apêndice, têm-se:

$$q''_{\max} = 0,5659 \times 10^6 \text{ Btu/h-ft}^2,$$

$$q''_{\text{avg}} = 0,1803 \times 10^6 \text{ Btu/h-ft}^2,$$

$$\alpha = 0,974.$$

Portanto,

$$F_q = 3,23$$

que é justamente o valor de projeto.

2) Fator de Canal Quente para o Aumento da Entalpia

O fator de canal quente para o aumento de entalpia é dado por:

$$F_{\Delta H} = \frac{\Delta H_{\max}}{\Delta H_{\text{avg}}} \quad (5-44)$$

onde

ΔH_{\max} : acréscimo de entalpia do canal quente,

ΔH_{avg} : acréscimo de entalpia do núcleo.

A partir dos resultados de cálculo, têm-se:

$$\Delta H_{max} = 127,79 \text{ Btu/lb,}$$

$$\Delta H_{avg} = 72,18 \text{ Btu/lb.}$$

Então,

$$F_{\Delta H} = 1,77.$$

3) Fator de Engenharia para o Aumento de Entalpia

O fator de engenharia para o aumento da entalpia pode ser expresso como:

$$F_{\Delta H}^E = \frac{F_{\Delta H}}{F_{\Delta H}^N} \quad (5-45)$$

onde o fator nuclear $F_{\Delta H}^N$ pode ser recalculado a partir da potência nuclear integrada das quatro varetas que delimitam o canal quente. Usando a definição dos fatores f'_p e f'_G , pode-se escrever:

$$F_{\Delta H}^N = \frac{\sum_{i=1}^4 f'_i \cdot f'_{G_i}}{F_{\Delta H}^{stat}} \quad (5-46)$$

A partir da Tabela 5-5, obtêm-se:

$$F_{\Delta H}^N = 1,75$$

e, portanto,

$$F_{\Delta H}^E = 1,012.$$

4) Subfatores de Engenharia para o Aumento de Entalpia

O fator de engenharia $F_{\Delta H}^E$ pode ser expresso em termos de seus subfatores:

$$F_{\Delta H}^E = F_{\Delta H}^{\text{stat}} \cdot F_M \cdot F_{LP} \cdot F_R \quad (5-47)$$

onde o subfator estatístico $F_{\Delta H}^{\text{stat}} = 1,08$.

O subfator de mistura F_M pode ser avaliado eliminando a mistura lateral entre os subcanais. A mistura turbulenta é eliminada com o coeficiente de mistura turbulenta $\beta = 0$. Cálculos realizados para feixes têm mostrado que os subcanais se comportam como lateralmente fechados à mistura transversal de desvio para a resistência transversal $K > 10^8$.

O subfator F_M é calculado por:

$$F_M = \frac{\Delta H_{\text{max}} \text{ (com mistura)}}{\Delta H_{\text{max}} \text{ (sem mistura)}} \quad (5-48)$$

onde os acréscimos de entalpia são tomados no local de menor DNBR.

A partir dos resultados calculados,

$$F_M = \frac{110,75 \text{ Btu/lb}}{125,29 \text{ Btu/lb}} = 0,884.$$

O subfator de "plenum" inferior F_{LP} é calculado a partir dos acréscimos de entalpia do canal quente com e sem a redução de 5% na vazão de entrada do feixe quente. Então,

$$F_{LP} = \frac{\Delta H_{\text{max}} \text{ (com redução)}}{\Delta H_{\text{max}} \text{ (sem redução)}} \quad (5-49)$$

Os resultados calculados indicam que

$$F_{LP} = \frac{127,79 \text{ Btu/lb}}{127,38 \text{ Btu/lb}} = 1,003.$$

O subfator de redistribuição de vazão F_R pode ser calculado pela expressão:

$$F_R = \frac{F_{\Delta H}^E}{F_{\Delta H}^{stat} \cdot F_M \cdot F_{LP}}. \quad (5-50)$$

Utilizando os resultados anteriores, obtêm-se:

$$F_R = 1,057.$$

5-11.6 Comparação com os Dados de Projeto

Uma comparação final entre os resultados calculados pelo código PANTERA, utilizando o método de cálculo termo-hidráulico descrito, e os dados de projeto apresentados pelo FSAR do Indian Point II, pode ser feita a partir da tabela abaixo:

	PANTERA	FSAR
Acréscimo médio de temperatura do núcleo, °F	54,0	55,5
Temperatura na saída do canal quente, °F	633,5	633,5
Temperatura central máxima a 100% de potência, °F		
modelo de Ross-Stoute	4222	4090
$h_{gap} = 1000 \text{ Btu/h-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$	4080	4090
Temperatura central máxima a 112% de potência, °F		
modelo de Ross-Stoute	-	4380
$h_{gap} = 1000 \text{ Btu/h-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$	4432	4380
Temperatura máxima na superfície do revestimento, °F	657	657
MDNBR sob condições nominais	2,00	2,00

	PANTERA FSAR	
Pressão interna máxima das varetas, psia	63	50
Fator de engenharia para o aumento de entalpia, $F_{\Delta H}^E$	1,012	1,01
Subfator de mistura, F_M	0,884	0,90
Subfator de "plenum" inferior, F_{LP}	1,003	1,01
Subfator de redistribuição de vazão, F_R	1,057	1,03

Tabela 5-6 Resultados calculados pelo PANTERA e dados de projeto.

5-12 CONCLUSÃO

O método direto, desenvolvido para a análise termo-hidráulico do núcleo de um reator a água pressurizada, usando o código PANTERA, fornece resultados satisfatórios em comparação com os dados de projeto do núcleo do reator Indian Point II, que é um PWR típico. O método descrito apresenta duas vantagens em relação aos métodos que analisam o núcleo em diversos estágios de cálculo: (1) o procedimento é simples e não apresenta problemas de contorno, uma vez que o núcleo e a região do canal quente são tratados simultaneamente, e (2), baixo tempo computacional e área de memória. Portanto, o método direto é um procedimento atraente para a obtenção de resultados termo-hidráulicos médios do núcleo e condições no canal quente.

6 - CONCLUSÕES

A importância do código PANTERA, na análise termo-hidráulica do núcleo de reatores a água pressurizada, deve-se à confiabilidade dos resultados obtidos, bem como da capacidade de avaliação simultânea dos parâmetros que descrevem o comportamento do fluido refrigerante e das varetas combustíveis no núcleo do reator, em condições estacionárias ou transitórias. Adicionalmente, o programa requer um tempo de processamento bastante reduzido, quando os cálculos termo-hidráulicos do núcleo são realizados através do método direto.

O programa PANTERA resultou da incorporação ao código COBRA-IIIC de um novo modelo térmico para as varetas combustíveis, em substituição ao modelo simplificado previamente existente. No desenvolvimento desta nova versão, o método de solução das equações de conservação do fluido do COBRA-IIIC foi preservado. Na derivação das equações de transferência de calor nas varetas cilíndricas utilizou-se a técnica dos parâmetros agrupados, aplicada a um número finito de zonas radiais concêntricas no combustível e revestimento. As conduções axiais e circunferenciais não foram consideradas. O novo programa contém opções para selecionar os modelos de cálculo do coeficiente de transferência de calor entre a superfície do revestimento e o fluido, sob condições de escoamento mono e bifásico. Duas opções para calcular a condutância da folga radial ou "gap" combustível-revestimento são disponíveis. As deformações do combustível e revestimento devidas às expansões térmicas e fenômenos de irradiação foram consideradas. Não existem limitações quanto ao tipo de combustível e revestimento, uma vez que suas propriedades podem ser calculadas, como função da temperatura, por correlações apropriadas ou através de dados tabulares. O Programa PANTERA, além de conter toda a capacidade de cálculo das distribuições de entalpia, vazão de massa, temperatura das varetas combustíveis e DNBR do COBRA-IIIC, em condições estacionárias ou transitórias, fornece ainda resultados de geração e liberação de gases de fissão e pressão interna das varetas pa-

ra períodos longos de irradiação. Os modelos empíricos utilizados no desenvolvimento do programa foram selecionados entre aqueles sugeridos pelas bibliografias específicas. Contudo, novos modelos, resultantes de maiores avanços tecnológicos, podem ser facilmente incorporados.

Os efeitos dos parâmetros empíricos, introduzidos nas equações de conservação do fluido, sobre as distribuições de entalpia e vazão de massa foram investigados a partir de análises por subcanais aplicadas a feixe de varetas simulando condições típicas de reatores. Tais análises permitiram estabelecer os intervalos de maiores influências desses parâmetros, bem como estabelecer os valores adequados a serem utilizados em cálculos termo-hidráulicos de núcleos de PWR's.

A concordância entre resultados calculados por PANTE-RA e dados experimentais disponíveis na literatura para feixes de varetas comprova a validade do programa para a avaliação das distribuições de entalpia ou temperatura, vazão de massa ou velocidade de escoamento e DNBR nos subcanais do núcleo do reator, em condições estacionárias. Comparações entre resultados calculados utilizando o modelo de condução térmica desenvolvido neste trabalho e aqueles calculados pelo código GAPCON-THERMAL-2, para uma mesma vareta combustível de um reator a água pressurizada, mostraram previsões praticamente idênticas para ambos os programas, embora o código PANTE-RA tenha apresentado tendências mais conservativas na avaliação das temperaturas e pressão interna dos gases de fissão da vareta combustível.

O modelo transitório do programa PANTE-RA não foi investigado porque estava além do objetivo deste trabalho, que era a sua utilização para a análise termo-hidráulica estacionária do núcleo de reatores a água pressurizada. Além do mais, a indisponibilidade de dados experimentais, em condições transitórias, para feixes de varetas e varetas combustíveis levaram à não realização de cálculos nestas condições. Sugere-se, no entanto, que o programa seja aperfeiçoado e analisado quanto à sua aplicação à transitórios moderados e rápidos.

Finalmente, utilizou-se o código PANTERA para a análise termo-hidráulica estacionária do núcleo do reator Indian Point, Unidade nº 2, sob condições no início da vida (BOL). Para esse estudo, usou-se o método direto de cálculo. O código PANTERA, através do procedimento direto, fornece resultados satisfatórios para as condições médias do núcleo e condições no canal quente, quando comparados com os dados de projeto do núcleo do reator. Por sua simplicidade e baixo tempo computacional, o método direto é preferível aos métodos que analisam o núcleo em diversos estágios de cálculos. Portanto, para a análise termo-hidráulica do núcleo de reatores a água pressurizada, sugere-se utilizar o procedimento descrito, acrescido dos recentes aperfeiçoamentos nele introduzidos e cuja disponibilidade é posterior à conclusão deste trabalho.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ROWE, D.S. Crossflow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling, Part 1. COBRA - Computer Program for Coolant Boiling in Rod Arrays, BNWL-371. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1967.
2. ROWE, D.S. COBRA-II: A Digital Computer Program for Thermal-Hydraulic Subchannel Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements, BNWL-1229. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1970.
3. ROWE, D.S. COBRA-III: A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements, BNWL-B-82. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1971.
4. ROWE, D.S. COBRA-IIIC: A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements, BNWL-1695. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1973.
5. CHELEMER, H.; WEISMAN, J.; TONG, L.S. Subchannel Thermal Analysis of Rod Bundle Core. Nuclear Engineering and Design, 21:35-45, 1972.
6. CHELEMER, H.; CHU, P.T.; HOCHREITER, L.E. THINC-IV - An Improved Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Cores, WCAP-7956. Westinghouse Electric Corporation, 1973.
7. BOWRING, R.W. HAMBO: A Computer Programme for the Subchannel Analysis of the Hydraulic and Burnout Characteristics of Rod Clusters, Part 1: General Description, AEEW-R524 (1967), Part 2: The Equations, AEEW-R582 (1968), U.K. Atomic Energy.

8. HORN, G.R.; PANISKO, F.E. User's Guide for GAPCON: A Computer Program to Predict Fuel-to-Cladding Heat Transfer Coefficients in Oxide Fuel Pins. HEDL-TME 72-128, 1972.
9. HANN, C.R.; BEYER, C.E.; PARCHEN, L.J. GAPCON-THERMAL-1: A Computer Program For Calculating The Gap Condutance in Oxide Fuel Pins, BNWL-1778. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1973.
10. HANN, C.R. et alii. GAPCON-THERMAL-2: A Computer Program for Calculating the Thermal Behavior of an Oxide Fuel Rod, BNWL-1898. Pacific Northwest Laboratory, Washington, 1975.
11. VAUGHAN, F.R.; NIETO, J.M. THERMO-II Code Description and User's Manual, NUS-1503. NUS Corporation, Maryland, 1976.
12. NEIVA, B.C. Código NUSTEP da NUS Corporation, Comunicação Pessoal, IPR/NUCLEBRÁS, Belo Horizonte, ago., 1977.
13. HERBIN, H.C. Analysis of Operating Data Related to Power and Flow Distribution in a PWR, Massachusetts Institute of Technology, jun., 1974.
14. ROWE, D.S. A Mathematical Model for Transient Subchannel Analysis of Rod-Bundle Nuclear Fuel Elements. Journal of Heat Transfer. Trans. ASME, Serie C, 95(2):211-217, mai., 1973.
15. BUETTIKER, P. A Mathematical Model for Transient Subchannel Analysis of Rod-Bundle Nuclear Fuel Elements. Journal of Heat Transfer. Trans. ASME, Serie C, 96: 565-566, nov., 1974.
16. ROUHANI, S.Z. Axial and Transverse Momentum Balance in Subchannel Analysis, AEC-480. Aktiebolaget Atomenergi, Suécia, 1973.

17. BROWN, W.D.; KHAN, E.U.; TODREAS, N.E. Production of Cross Flow Due to Coolant Channel Blockage, Nuclear Science and Engineering, 57: 164-174, 1975.
18. SHA, W.T. et alii. Cross-Flow Approximations Used in Thermal-Hydraulic Multichannel Analysis, Trans. Am. Nucl. Soc., 18: 134-135, 1974.
19. MARR, W.W. COBRA-3M: A Digital Computer Code for Analyzing Thermal-hydraulic Behavior in Pin Bundles, ANL-8131. Argonne National Laboratory, Illinois, 1975.
20. LINFORD, R.B. Analytical Methods of Plant Transient Evaluations for the General Electric Boiling Water Reactor, NEDO-10802, General Electric, California, 1973.
21. WAGGENER, J.P., Friction Factors for Pressure-Drop Calculations, Nucleonics, 19(11): 145-47, nov., 1961.
22. TONG, L.S. Pressure Drop Performance of a Rod Bundle. Heat Transfer in Rod Bundles, ASME, 57-69, 1968.
23. COLLIER, J.G. Convective Boiling and Condensation. Londres, MacGraw-Hill Book Company (UK), 1972. p. 47-54.
24. LEVY, S. Steam Slip-Theoretical Prediction from Momentum Model, Journal of Heat Transfer, 82C: 113-124, mai., 1960.
25. LEVY, S. Forced Convection Subcooled Boiling-Prediction of Vapor Volumetric Fraction, Int. J. Heat Mass Transfer, 10: 951-965, 1967.
26. BOWRING, R.W. Physical Model Based on Bubble Detachment, and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel, HPR-10. OECD Halden Reactor Project, dez., 1962.

27. ROGERS, J.T., TODREAS, N.E. Coolant Interchannel Mixing in Reactor Fuel Rod Bundles Single-Phase Coolants. Heat Transfer in Rod Bundles, ASME, 1-56, 1968.
28. BAYOUMI, M.A.A. Etude des Répartitions de Débit et d'Enthalpie dans les Sous-Canaux d'une Géométrie en Grappe, des Réacteurs Nucléaires, en Écoulements Monophasique et Diphasique, L'Université Scientifique et Médicale - L'Institut National Polytechnique de Grenoble, out., 1976.
29. ROWE, D.S.; ANGLE, C.W. Crossflow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling-Part II - Measurement of Flow and Enthalpy in Two Parallel Channels, BNWL-371 PT2. Pacific Northwest Laboratory, Washington, dez., 1967.
30. CASTELLANA, F.S. et alii, Single-Phase Subchannel Mixing in Simulated Nuclear Fuel Assembly, Nuclear Engineering and Design, 26:242-49, mar., 1973.
31. CASTELLANA, F.S., CASTERLINE, J.E. Subchannel Flow and Enthalpy Distributions at the Exit of a Typical Nuclear Fuel Core Geometry. Nuclear Engineering and Design, 22:3-18, nov., 1971.
32. LAHEY, R.T. et alii. Mass Flux and Enthalpy Distribution in a Rod Bundle for Single-and Two-Phase Flow Conditions, Journal of Heat Transfer, 93(2): 197-209, mai., 1971.
33. SINGH, K., ST.PIERRE, C.C. Two-Phase Mixing for Annular Flow in Simulated Rod Bundle Geometries. Nuclear Science and Engineering, 50: 382-401, 1973.

34. ROSS, A.M., STOUTE, R.L. Heat Transfer Coefficient Between UO_2 and Zircaloy-2, CRFD-1075. Atomic Energy of Canada Limited., jun., 1962.
35. SHLYKOV, Y.L. Calculating Thermal Contact Resistance of Machined Metal Surfaces, Thermal Engineering, 12: 102-108, 1966.
36. RAPIER, A.C., JONES, T.M., McINTOSH, J.E., The Thermal Conductance of Uranium Dioxide/Stainless Steel Interfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 6: 397-416, 1962.
37. JACOBS, G., TODREAS, N. Thermal Contact Conductance in Reactor Fuel Elements, Nuclear Science and Engineering, 50: 283-306, 1973.
38. LANNING, D.D., HANN, C.R. Review of Methods Applicable to the Calculation of Gap Conductance in Zircaloy-Clad UO_2 Fuel Rods, BNWL-1894. Pacific Northwest Laboratories, Washington, abr., 1975.
39. BENNET, C.D., MYERS, J.E., Radiant Heat Transfer. In: _____. Momentum, Heat, and Mass Transfer. 2nd ed., New York, McGraw-Hill, 1974, p. 418-46.
40. BIRD, R., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N., Theory of Viscosity of Gases at Low Density - Theory of Thermal Conductivity of Gases at Low Density. In: _____. Transport Phenomena. 7th ed., New York, John Wiley & Sons, Inc., 1966.
41. ULLMAN, A., ACHARYA, R., OLANDER, D.R. Thermal Accommodation Coefficients of Inert Gases on Stainless Steel and UO_2 , Journal of Nuclear Materials, 51: 277-79, 1974.

42. NOTLEY, M.J.F., BAIN, A.S., ROBERTSON, J.A.L. The Longitudinal and Diametral Expansions of UO₂ Fuel Elements, AECL-2143, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, nov., 1964.
43. MORGAN, C.D., KAO, H.S. - TAFY - Fuel Pin Temperature and Gas Pressure Analysis, BAW-10044, Babcock & Wilcox, Lynchburg (Virginia), abr., 1972.
44. CONWAY, J.B. et alii, The Thermal Expansion and Heat Capacity of UO₂ to 2200C, Trans. Am. Nuclear Soc., 6(1): 153, 1963.
45. STAFF REGULATORY, Technical Report on Densification of General Electric Reactor Fuels, U.S. Atomic Energy Commission, ago., 1973.
46. BELLE, J. et alii Thermal Conductivity of Bulk Oxide Fuels, WAPD-TM-586, Westinghouse Electric Corporation, abr., 1967.
47. Reference Safety Analysis Report, RESAR-41. Westinghouse Nuclear Energy Systems, Vol. II, dez., 1973.
48. TONG, L.S.; WEISMAN, J., Thermal Analysis of Pressurized Water Reactor, American Nuclear Society, 1970, 302 p.
49. STEHLE, H. et alii Uranium Dioxide Properties for LWR Fuel Rods, Nuclear Engineering and Design, 33: 230-60, 1975.
50. BELLAMY, R.G., RICH, J.B. Grain-Boundary Gas Release and Swelling in High Burn-up Uranium Dioxide - Journal of Nuclear Materials, 33: 64-76, abr., 1969.
51. LeTOURNEAU, B.W., GRIMBLE, R.E. Engineering Hot Channel Factors for Nuclear Reactor Design, Nuclear Science and Engineering, 21: 359-69, abr., 1956.

52. TONG, L.S. Boiling Crisis and Critical Heat Flux, AEC Critical Review Series, 1972.
53. ROSAL, E.R. et alii High Pressure Rod Bundle DNB Data With Axially Non-Uniform Heat Flux, Nuclear Engineering and Design, 31: 1-20; 1974.
54. GELLERSTEDT, J.S. et alii Correlation of Critical Heat Flux in a Bundle Cooled by Pressurized Water, ASME, Winter Annual Meeting, 1969, p. 63-71.
55. WILSON, R.H. et alii Critical Heat Flux in a Nonuniformly Heated Rod Bundle, ASME, Winter Annual Meeting, 1969, p. 56-62.
56. WEISMAN, J.; BOWRING, R.W. Methods for Detailed Thermal and Hydraulic Analysis of Water-Cooled Reactors, Nuclear Science and Engineering, 57: 255-276, 1975.
57. ARGONNE CODE CENTER PROGRAMMING NOTE 77-36 COBRA 4I, ACC No. 432.7600, jul., 1977.
58. KRAWCZYNSKI, S.; REICHARDT, K. Fuels and Fuel Elements for Power Reactors, Part II, Programa de Treinamento do PRONUCLEAR/UFGM, out., 1977, p. 255-42.
59. BEYER, C.E.; HANN, C.R. Prediction of Fission Gas Release from UO₂ Fuel, BNWL-1875, Pacific Northwest Laboratories, Washington, 1974.
60. GUERRIERI, V. et alii Experimental Investigation of Mass Velocity and Enthalpy Exchange among the Subchannels of LWR Bundles in Single-Phase Flow, CNEN (Itália), A.B. Atomenergi (Suécia). International Meeting on Reactor Heat Transfer (Karlsruhe), out., 1973.

61. WEISMAN, J. et alii Experimental Determination of the Departure from Nucleate Boiling in Large Rod Bundle at High Pressure, Heat Transfer Conference, Seattle, ago., 1967.
62. WESTINGHOUSE NUCLEAR ENERGY SYSTEMS, Indian Point Nuclear Generating Unit n° 2 - Final Facility Description and Safety Analysis Report. Section 3, out., 1968.
63. ASME-STEAM TABLES 1967. Thermodynamic and Transport Properties of Steam. The American Society of Mechanical Engineers, New York, 1967.
64. HSU, D.K. Thermal-Hydraulic Characteristics of Indian Point Unit n° 1 and Unit n° 2 Reactors. Consolidated Edison Company of New York, Inc. jul., 1973.

A P E N D I C E

DADOS DE ENTRADA E RESULTADOS CALCULADOS

COM PANTERA PARA INDIAN POINT II

INPUT FOR CASE 1 INDIAN POINT II * CONDENSES NOMINALS * METRO DIRECTION *

FLUID PROPERTY TABLE										
P	T	VF	VG	HF	HG	VISC.	KF	SIGMA		
690.9	500.00	0.32043	0.67492	437.90	1202.20	0.24985	0.34367	0.00115		
713.5	506.00	0.02057	0.63779	495.13	1201.40	0.24634	0.34414	0.00110		
757.7	512.00	0.02072	0.60288	502.33	1200.50	0.24292	0.34159	0.00106		
793.6	518.00	0.02086	0.57006	509.60	1199.40	0.23955	0.33997	0.00102		
941.0	524.00	0.02102	0.53914	516.90	1198.20	0.23628	0.33832	0.00098		
995.2	530.00	0.02113	0.51004	524.30	1196.90	0.23306	0.33660	0.00094		
931.2	536.00	0.02134	0.48257	531.70	1195.40	0.22993	0.33486	0.00090		
979.9	542.00	0.02151	0.45665	539.30	1193.70	0.22680	0.32901	0.00086		
937.1	543.00	0.02154	0.45250	540.60	1193.40	0.22628	0.32752	0.00085		
1029.0	548.00	0.02169	0.43217	546.90	1191.90	0.22376	0.32514	0.00083		
1080.0	554.00	0.02183	0.40903	554.60	1189.90	0.22077	0.32220	0.00079		
1133.0	560.00	0.02207	0.38714	562.40	1187.70	0.21742	0.31920	0.00076		
1189.0	566.00	0.02223	0.36662	570.30	1185.30	0.21491	0.31614	0.00073		
1246.0	572.00	0.02249	0.34678	578.30	1182.70	0.21205	0.31301	0.00070		
1306.0	578.00	0.02271	0.32816	586.40	1179.90	0.20923	0.30983	0.00067		
1363.0	584.00	0.02295	0.31068	594.60	1176.90	0.20645	0.30657	0.00064		
1432.0	590.00	0.02319	0.29369	602.90	1173.70	0.20372	0.30324	0.00061		
1498.0	596.00	0.02345	0.27770	611.40	1170.20	0.20100	0.29985	0.00059		
1566.0	602.00	0.02373	0.26268	620.00	1166.40	0.19832	0.29637	0.00057		
1637.0	608.00	0.02402	0.24796	628.80	1162.40	0.19566	0.29279	0.00054		
1711.0	614.00	0.02433	0.23409	637.80	1158.00	0.19301	0.28911	0.00052		
1787.0	620.00	0.02466	0.22081	646.90	1153.20	0.19041	0.28537	0.00050		
1866.0	626.00	0.02501	0.20807	656.30	1148.00	0.18780	0.28143	0.00043		
1947.0	632.00	0.02539	0.19581	665.90	1142.00	0.18520	0.27749	0.00046		
2031.0	638.00	0.02580	0.18405	675.80	1136.00	0.18261	0.27356	0.00045		
2119.0	644.00	0.02625	0.17269	685.90	1129.00	0.18004	0.26972	0.00043		
2209.0	650.00	0.02674	0.16173	696.40	1121.40	0.17744	0.26470	0.00041		
2294.0	652.00	0.02691	0.15816	700.00	1118.70	0.17557	0.26318	0.00041		
2270.0	654.00	0.02709	0.15463	703.70	1115.90	0.17369	0.26161	0.00040		
2366.0	660.00	0.02768	0.14431	714.90	1107.00	0.17306	0.25686	0.00039		

FRICITION FACTOR CORRELATION
 CHANNEL TYPE 1 FRICT = 0.184*RE**(-200) + 0.0
 WALL VISCOSITY CORRECTION TO FRICTION FACTOR IS INCLUDED

THO-PHASE FLOW CORRELATIONS
 LEVY SUBCOOLED VOID CORRELATION
 HOMOGENEOUS BULK VOID MODEL
 HOMOGENEOUS MODEL FRICTION MULTIPLIER

HEAT FLUX DISTRIBUTION

X/L	RELATIVE FLUX
0.0	0.0
0.004	0.0
0.005	0.003
0.040	0.026
0.080	0.083
0.120	0.169
0.160	0.293
0.200	0.419
0.240	0.573
0.280	0.741
0.320	0.915
0.360	1.090
0.400	1.259
0.440	1.416
0.480	1.552
0.520	1.663
0.560	1.743
0.600	1.785
0.620	1.790
0.640	1.795
0.660	1.739
0.720	1.645
0.760	1.502
0.800	1.308
0.840	1.064
0.880	0.774
0.920	0.439
0.960	0.065
0.966	0.0
1.000	0.0

PROPERTIES FOR ROD MATERIAL

FUEL AND CLAD PARAMETERS

FUEL INITIAL VALUES

PELLET DIAMETER	0.3669	INCHES
RESTRUCTURED DIAMETER	0.0	INCHES
LENGTH OF FUEL COLUMN	144.00	INCHES
CENTRAL VOID DIAMETER	0.0	INCHES
CENTRAL VOID LENGTH	0.0	INCHES
RADIUS OF PELLET DISH	0.0	INCHES
DISH VOLUME FRACTION	0.0	
SURFACE ROUGHNESS	0.3940E-04	INCHES
THEORETICAL DENSITY FRACTION	0.9400	
RESTRUCTURED DENSITY FRACTION	0.9400	
THERMAL CONDUCTIVITY	1.760	BTU/HR-FT-F
SPECIFIC HEAT	0.0799	BTU/LB-F
DENSITY	643.00	LB/FT3
MELT TEMPERATURE	5054.00	DEG-F
PLASTICITY TEMPERATURE	2192.00	DEG-F

CLAD INITIAL VALUES

THICKNESS	0.02430	INCHES
SURFACE ROUGHNESS	0.1970E-04	INCHES
THERMAL CONDUCTIVITY	9.360	BTU/HR-FT-F
SPECIFIC HEAT	0.1200	BTU/LB-F
DENSITY	494.40	LB/FT3
GAP CONDUCTANCE	1600.00	BTU/HR-FT2-F

FUEL CALCULATION PARAMETERS

FRACTION OF HEAT GENERATED IN FUEL	0.9740	
TIME AT POWER	0.0	DAYS
AVERAGE POWER	5.69	KW/FT
AVERAGE BURNUP	0.0	MWD/MTM
RADIAL ALLOWABLE ITERATIONS	35	
TEMPERATURE CONVERGENCE FACTOR	0.100E-01	

FUEL COMPOSITION

WEIGHT FRACTION UO2 1.0000
 WEIGHT FRACTION U-235 0.0220
 WEIGHT FRACTION U-238 0.9780
 WEIGHT FRACTION PU2 0.0
 WEIGHT FRACTION PU-239 0.0
 WEIGHT FRACTION PU-240 0.0
 WEIGHT FRACTION PU-241 0.0

GAP CONDITANCE CALCULATION PARAMETERS

FILL GAS PRESSURE 14.700 PSI
 PLENUM VOLUME 0.430 IN3
 SORBED GAS CONTENT 0.0 IN3/LB
 FRACTION OF SORBED GAS
 CO AND CO2 0.0
 HYDROGEN 0.0
 NITROGEN 0.0
 FILL GAS COMPOSITION
 MOLE FRACTION HELIUM 0.0
 MOLE FRACTION ARGON 0.0
 MOLE FRACTION HYDROGEN 0.0
 MOLE FRACTION NITROGEN 1.0000
 MOLE FRACTION KRYPTON 0.0
 MOLE FRACTION XENON 0.0

FUEL PROPERTY TABLE

TEMP. (F)	THERMAL CONDUCTIVITY (BTU/HR-FT-F)		SPECIFIC HEAT (BTU/LB-F)		DENSITY (LB/FT3)	
	UNFIN.	SIN.	UNFIN.	SIN.	UNFIN.	SIN.
392.0	2.447	2.447	0.080	0.080	643.0	643.0
572.0	2.276	2.276	0.080	0.080	643.0	643.0
932.0	1.935	1.935	0.080	0.080	643.0	643.0
1112.0	1.817	1.817	0.080	0.080	643.0	643.0
1472.0	1.707	1.707	0.080	0.080	643.0	643.0
1832.0	1.707	1.707	0.080	0.080	643.0	643.0
2732.0	1.817	1.817	0.080	0.080	643.0	643.0
3632.0	1.935	1.935	0.080	0.080	643.0	643.0
4532.0	2.162	2.162	0.080	0.080	643.0	643.0
5072.0	2.276	2.276	0.080	0.080	643.0	643.0

FLUX DEPRESSION FACTORS

R/FUEL	FACTOR
0.0	0.9571
0.100	0.9677
0.200	0.9697
0.300	0.9729
0.400	0.9775
0.500	0.9834
0.600	0.9907
0.700	0.9992
0.800	1.0092
0.900	1.0205
1.000	1.0333

POWER HISTORY

DAYS	POWER (KW/FT)
0.0	5.690

CALCULATION PARAMETERS

CROSSFLOW RESISTANCE, KIJ	1.000
MOMENTUM TURBULENT FACTOR	0.0
PARAMETER, (S/L)	0.250
CHANNEL LENGTH	149.70 INCHES
CHANNEL ORIENTATION	0.0 DEGREES
NUMBER OF AXIAL NODES	30
NODE LENGTH	4.990 INCHES
NUMBER OF TIME STEPS	0
TOTAL TRANSIENT TIME	0.0 SECONDS
TIME STEP	0.0 SECONDS
ALLOWABLE ITERATIONS	30
FLOW CONVERGENCE FACTOR	.10000E-01

MIXING CORRELATIONS

SUBCOOLED MIXING, BETA = 0.0020
BOILING MIXING, BETA IS ASSUMED SAME AS SUBCOOLED

OPERATING CONDITIONS

SYSTEM PRESSURE	=	2250.0 PSIA
INLET ENTHALPY	=	540.6 BTU/LB
AVG. MASS VELOCITY	=	2.473 MILLION LB/(HR-SQFT)
INLET TEMPERATURE	=	543.0 DEGREES F
AVG. HEAT FLUX	=	0.180325 MILLION BTU/(HR-SQFT)

UNIFORM INLET TEMPERATURE
INDIVIDUAL SUBCHANNEL FLOWS SPECIFIED

CHANNEL EXIT SUMMARY RESULTS
CASE 1 INDIAN POINT II * CONDIÇÕES NOMINAIS * METODO DIRETO *

MASS BALANCE
MASS FLOW INLET 0.90312E 04 LB/SEC
MASS FLOW OUTLET 0.90310E 04 LB/SEC
MASS FLOW ERROR -.19531E 00 LB/SEC
ENERGY BALANCE
FLOW ENERGY INLET 0.49823E 07 BTU/SEC
FLOW ENERGY OUTLET 0.55340E 07 BTU/SEC
ENERGY ADDED 0.66062E 06 BTU/SEC
ENERGY ERROR -.28850E 05 BTU/SEC

CHANNEL (NO.)	ENTHALPY (BTU/LB)	TEMPERATURE (DEG-F)	DENSITY (LB/FT ³)	EQUIL QUALITY	VOID FRACTION	FLW (LB/SEC)	MASS FLUX (MLB/HR-FT ²)
1	628.35	607.70	41.66	0.0	0.0	0.7814	2.4388
2	633.12	610.89	41.39	0.0	0.0	0.7797	2.4304
3	633.08	610.85	41.38	0.0	0.0	0.7787	2.4305
4	668.39	633.51	39.23	0.0	0.0	0.8196	2.3991
5	632.97	610.78	41.39	0.0	0.0	181.9602	2.4437
6	612.36	596.67	42.59	0.0	0.0	8845.8906	2.4707

CHANNEL RESULTS
CASE 1 INDIAN POINT II * CONDICIONES NOMINAIS * METODO DIRETO * DATE

BUNDLE AVERAGED RESULTS

DISTANCE (IN.)	DELTA-P (PSI)	ENTHALPY (BTU/LB)	TEMPERATURE (DEG-F)	DENSITY (LB/CU-FT)	EQUIL QUALITY	VOID FRACTION	FLOW (LR/SEC)	MASS FLUX (MLR/HR-FT ²)
0.0	31.43	540.60	543.00	46.43	0.0	0.0	9031.2031	2.4702
5.0	26.07	540.61	543.01	46.42	0.0	0.0	9031.1914	2.4702
10.0	25.79	540.78	543.14	46.42	0.0	0.0	9031.1836	2.4702
15.0	25.51	541.09	543.39	46.40	0.0	0.0	9031.1758	2.4702
20.0	23.52	541.61	543.80	46.37	0.0	0.0	9031.1719	2.4702
24.9	23.24	542.38	544.41	46.33	0.0	0.0	9031.1602	2.4702
29.9	22.96	543.43	545.25	46.28	0.0	0.0	9031.1523	2.4702
34.9	22.67	544.81	546.34	46.21	0.0	0.0	9031.1434	2.4702
39.9	20.68	546.53	547.70	46.12	0.0	0.0	9031.1406	2.4702
44.9	20.40	548.60	549.33	46.02	0.0	0.0	9031.1328	2.4702
49.9	20.13	551.04	551.23	45.89	0.0	0.0	9031.1250	2.4702
54.9	19.85	553.85	553.41	45.74	0.0	0.0	9031.1172	2.4702
59.9	17.82	557.00	555.95	45.58	0.0	0.0	9031.1133	2.4702
64.9	17.54	560.49	558.53	45.41	0.0	0.0	9031.1094	2.4702
69.9	17.27	564.26	561.42	45.21	0.0	0.0	9031.1055	2.4702
74.8	15.22	568.30	564.48	44.99	0.0	0.0	9031.0977	2.4702
79.8	14.94	572.53	567.67	44.77	0.0	0.0	9031.0899	2.4702
84.8	14.66	576.92	570.96	44.54	0.0	0.0	9031.0820	2.4702
89.8	12.58	581.39	574.29	44.30	0.0	0.0	9031.0703	2.4702
94.8	12.30	585.86	577.60	44.06	0.0	0.0	9031.0703	2.4702
99.8	12.02	590.26	580.83	43.82	0.0	0.0	9031.0625	2.4702
104.8	11.74	594.51	583.93	43.58	0.0	0.0	9031.0596	2.4702
109.8	9.63	598.51	586.93	43.36	0.0	0.0	9031.0508	2.4702
114.8	9.35	602.19	589.49	43.16	0.0	0.0	9031.0469	2.4702
119.8	9.07	605.46	591.81	42.98	0.0	0.0	9031.0430	2.4702
124.7	8.79	608.23	593.76	42.82	0.0	0.0	9031.0352	2.4702
129.7	6.65	610.41	595.30	42.70	0.0	0.0	9031.0273	2.4702
134.7	6.37	611.93	596.37	42.61	0.0	0.0	9031.0234	2.4702
139.7	6.10	612.72	596.92	42.57	0.0	0.0	9031.0156	2.4702
144.7	5.82	612.78	596.96	42.56	0.0	0.0	9031.0117	2.4702
149.7	0.0	612.78	596.96	42.56	0.0	0.0	9031.0078	2.4702

CHANNEL RESULTS

CASE 1 INDIAN POINT II * CONDICoes NOMINAIS * METODO DIRETO *

DATE

TIME = 0.0 SECONDS (0.0 DAYS) DATA FOR CHANNEL 4

DISTANCE (IN.)	DELTA- ² (PSI)	ENTHALPY (BTU/LB)	TEMPERATURE (DEG-F)	DENSITY (LB/CU-FT)	EQUIL QUALITY	VOID FRACTION	FLOW (L/SEC)	MASS FLUX (MLR/HR-FT ²)
0.0	31.19	540.60	543.00	46.43	0.0	0.0	0.8025	2.3492
5.0	26.12	540.63	543.02	46.42	0.0	0.0	0.8176	2.3931
10.0	25.83	540.97	543.30	46.41	0.0	0.0	0.8292	2.4272
15.0	25.54	541.63	543.82	46.37	0.0	0.0	0.8379	2.4526
20.0	23.55	542.69	544.66	46.32	0.0	0.0	0.8421	2.4651
24.9	23.26	544.24	545.89	46.24	0.0	0.0	0.8475	2.4808
29.9	22.99	546.35	547.56	46.13	0.0	0.0	0.8489	2.4849
34.9	22.72	549.09	549.70	45.99	0.0	0.0	0.8497	2.4871
39.9	20.72	552.49	552.35	45.81	0.0	0.0	0.8460	2.4765
44.9	20.45	556.60	555.54	45.60	0.0	0.0	0.8430	2.4822
49.9	20.18	561.39	559.22	45.36	0.0	0.0	0.8480	2.4823
54.9	19.91	566.86	563.39	45.07	0.0	0.0	0.8484	2.4834
59.9	17.88	573.00	568.02	44.74	0.0	0.0	0.8427	2.4667
64.9	17.61	579.78	573.10	44.38	0.0	0.0	0.8438	2.4701
69.9	17.33	587.06	578.48	44.00	0.0	0.0	0.8447	2.4725
74.8	15.27	594.78	584.13	43.56	0.0	0.0	0.8382	2.4535
79.8	14.99	602.91	590.01	43.12	0.0	0.0	0.8381	2.4531
84.8	14.71	611.24	595.89	42.65	0.0	0.0	0.8372	2.4506
89.8	12.61	619.69	601.78	42.16	0.0	0.0	0.8311	2.4327
94.8	12.32	628.11	607.53	41.67	0.0	0.0	0.8296	2.4284
99.8	12.04	636.29	613.00	41.19	0.0	0.0	0.8282	2.4242
104.8	11.76	644.09	618.15	40.72	0.0	0.0	0.8254	2.4161
109.8	9.62	651.35	622.84	36.80	0.0	0.006	0.7733	2.2781
114.8	9.35	653.30	627.25	36.69	0.0	0.013	0.7862	2.3014
119.8	9.07	661.81	630.70	36.68	0.0	0.013	0.7968	2.3325
124.7	8.79	667.96	633.25	36.83	0.0	0.009	0.8081	2.3654
129.7	6.63	670.73	634.92	37.06	0.0	0.000	0.8028	2.3498
134.7	6.37	672.56	636.04	38.96	0.0	0.0	0.8452	2.4740
139.7	6.10	670.82	634.98	39.07	0.0	0.0	0.8481	2.4824
144.7	5.84	669.62	634.25	39.15	0.0	0.0	0.8474	2.4805
149.7	0.0	668.39	633.51	39.23	0.0	0.0	0.8196	2.3991

INDIAN POINT II

INDIAN POINT II * CONDICoes NOMINAIS * METODO DIRETO *

DATE

CASE 1 INDIAN POINT II * CONDICIONES NOMINAIS * METODO DIRETO *

TIME = 0.0 SECONDS (0.0 DAYS) CALCULATION DATA FOR ROD 3

DISTANCE (FT.)	RFUEL (IN.)	RRDD (IN.)	IGAP (IN.)	RMELT (IN.)	RVOID (IN.)	BURNUP (MWD/MTM)	TCOOL (F)	TF AVG (F)	KFAVG (S/H-FT-F)	HSURF (B/H-FT-F)	HGAP (B/H-FT-F)
0.0	0.1838	0.2113	0.00316	0.0	0.0	0.0	543.0	567.6	2.280	6551.8	94.2
1.0	0.1839	0.2113	0.00310	0.0	0.0	0.0	543.0	645.8	2.206	29354.0	97.5
2.0	0.1840	0.2113	0.00297	0.0	0.0	0.0	543.2	7813.1	2.047	6594.0	107.5
3.0	0.1842	0.2113	0.00281	0.0	0.0	0.0	543.6	10224.5	1.874	6604.5	122.9
4.0	0.1844	0.2113	0.00262	0.0	0.0	0.0	544.2	12266.5	1.770	6622.7	140.3
5.0	0.1846	0.2114	0.00242	0.0	0.0	0.0	545.1	15150.5	1.670	6641.9	159.9
6.0	0.1848	0.2114	0.00222	0.0	0.0	0.0	546.3	17769.2	1.571	6655.7	182.3
7.0	0.1852	0.2114	0.00198	0.0	0.0	0.0	547.9	21191.2	1.475	6665.7	218.1
8.0	0.1854	0.2114	0.00167	0.0	0.0	0.0	549.8	22865.7	1.371	6697.3	249.9
9.0	0.1856	0.2114	0.00148	0.0	0.0	0.0	552.2	22347.7	1.261	6709.2	285.6
10.0	0.1859	0.2114	0.00114	0.0	0.0	0.0	554.9	22420.1	1.147	6679.4	355.5
11.0	0.1861	0.2114	0.00097	0.0	0.0	0.0	558.0	22548.6	1.031	6710.3	407.6
12.0	0.1862	0.2114	0.00084	0.0	0.0	0.0	561.5	22649.0	0.911	6729.8	469.6
13.0	0.1864	0.2114	0.00072	0.0	0.0	0.0	565.3	22741.1	0.794	6745.3	530.9
14.0	0.1865	0.2115	0.00062	0.0	0.0	0.0	569.4	22797.2	0.685	7027.8	604.7
15.0	0.1865	0.2115	0.00056	0.0	0.0	0.0	573.8	22859.9	0.581	7429.5	662.9
16.0	0.1866	0.2115	0.00050	0.0	0.0	0.0	578.3	22922.3	0.481	7751.7	719.6
17.0	0.1867	0.2115	0.00047	0.0	0.0	0.0	582.9	22978.8	0.381	8025.5	769.0
18.0	0.1867	0.2115	0.00045	0.0	0.0	0.0	587.5	22943.2	0.281	8353.4	799.0
19.0	0.1867	0.2115	0.00044	0.0	0.0	0.0	592.1	22947.2	0.181	8745.1	817.9
20.0	0.1867	0.2115	0.00046	0.0	0.0	0.0	596.5	22933.0	0.081	9224.9	774.5
21.0	0.1866	0.2115	0.00050	0.0	0.0	0.0	600.7	22935.4	0.081	9574.7	727.6
22.0	0.1866	0.2115	0.00056	0.0	0.0	0.0	604.7	22861.3	0.081	9726.1	660.7
23.0	0.1865	0.2115	0.00066	0.0	0.0	0.0	608.5	22774.0	0.081	9668.9	582.6
24.0	0.1863	0.2115	0.00080	0.0	0.0	0.0	611.6	22697.6	0.081	9232.8	498.4
25.0	0.1861	0.2115	0.00098	0.0	0.0	0.0	614.1	22580.3	0.081	8365.0	409.8
26.0	0.1857	0.2114	0.00142	0.0	0.0	0.0	615.9	22437.9	0.081	6859.0	301.6
27.0	0.1853	0.2114	0.00178	0.0	0.0	0.0	617.8	22097.5	0.081	4939.7	239.1
28.0	0.1847	0.2114	0.00239	0.0	0.0	0.0	621.5	22005.1	0.081	2690.4	168.3
29.0	0.1840	0.2114	0.00307	0.0	0.0	0.0	627.5	22051.6	0.081	1322.4	108.8
30.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	617.3	22000.0	0.081	0.0	0.0

ROD AVERAGED RESULTS INDIAN POINT II * CONDICIONES NOMINAIS * METODO DIRETO *

CYCLE TIME = 0.0 SECONDS (0.0 DAYS) * METODO DIRETO *

ROD NO.	TEMPERATURE (F)	COND. (B/H-FT-F)	INTERNAL GAS PRES. (PSI)	GAS RELEASE FRACTION	GRAMS HELIUM	AVERAGE GAS COMPOSITION	MOLE FRACTION	XENON
3	2238.1	0.0	62.56	0.0	0.0	ARGON HYDROG. NITROG. CO+CO2 KRYPTON	0.0	0.0

Y.D. among 8710

W-3 CRITICAL HEAT FLUX SUMMARY

CASE 1 INDIAN POINT II * CONDIC0ES NOMINAIS * METODO DIRETO *
TIME = 0.0 SECONDS (0.0 DAYS)

DISTANCE	FLUX	MDNBR	ROD	CHANNEL
0.0	0.0	0.0	0	0
5.0	0.0	0.0	0	0
10.0	0.0	0.0	0	0
15.0	0.0	0.0	0	0
20.0	0.0	0.0	0	0
24.9	0.0	0.0	0	0
29.9	0.0	0.0	0	0
34.9	0.174	8.830	3	2
39.9	0.217	7.054	3	3
44.9	0.262	5.770	3	3
49.9	0.309	4.837	3	3
54.9	0.354	4.149	3	3
59.9	0.399	3.658	3	3
64.9	0.440	3.250	3	3
69.9	0.473	2.933	3	3
74.8	0.510	2.715	3	3
79.8	0.536	2.523	3	3
84.8	0.554	2.379	3	3
89.8	0.565	2.291	3	3
94.8	0.566	2.226	3	3
99.8	0.556	2.140	3	3
104.8	0.536	2.079	3	3
109.8	0.506	2.000	3	3
114.8	0.465	2.036	3	3
119.8	0.414	2.145	3	3
124.7	0.350	2.358	3	3
129.7	0.276	2.717	3	3
134.7	0.192	3.445	3	3
139.7	0.100	5.054	3	3
144.7	0.009	9.573	3	3
149.7	0.0	0.0	0	0

CONDIC0ES

P.T. FERROS
O.C.B.P. STIMPETTES
E.W.W. CALLEDO
W.W. B. IODD
M.B. BIMPETRO
M.W. DINTS

W.V. B. C. IAS
O.H.E.V. D. B
S.I.A. V. Y
J.E.H. C. D. A
O.H.E.V. D. B
S.I.A. V. Y

CONDIC0ES

CONDIC0ES

CONDIC0ES

CONDIC0ES

CONDIC0ES

CONDIC0ES

NO EXCERPT

CONDIC0ES

NUCLEBRÁS/CDTN
Departamento de Tecnologia de Reatores

LISTA DE DISTRIBUIÇÃO DE PUBLICAÇÃO EXTERNA
NUCLEBRÁS/CDTN-425/80

Publicação:

VELOSO, M.A. Análise Termo-Hidráulica de Reatores a Água Pressurizada. Belo Horizonte, 1980. (Tese apresentada à Universidade Federal de Minas Gerais para obtenção do grau de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares).

Distribuição:

Nº Exempl.

NUCLEBRÁS:

Diretor	J.M.A. Forman	(1)
SUECO	A.L. Casadei	(1)
SUPLA	S.C. Valadao	(1)
SUPED	V.M.A. Silva	(1)
DEDI.SI	M.A. Diniz	(1)
DETR.PD	R.B. Pinheiro	(2)
	A.A.R. Lobo	(1)
DIFNU.PD	F.A.N. Carneiro	(2)
LABTEH.PD	O.C.R.L. Simbalista	(1)
SEDOE.PD	L.L. Santos	(1)

NUCLEN:

Diretor Técnico	G. Herzog	(1)
-----------------	-----------	-----

CNEN:

Centro de Informações Nucleares		(1)
---------------------------------	--	-----

IPEN:

Divisão de Informação e Documentação Científica		(1)
---	--	-----

FURNAS:

Deptº de Comb. Nuclear	R.A. Silva	(1)
Deptº de Eng. Nuclear	W.L. Dezordi	(1)

UFMG:

Deptº de Eng. Nuclear	B. Cimblaris	(1)
Deptº de Eng. Térmica	E.B. de Andrade	(1)

UFRJ:

COPPE/Programa de Eng. Nuclear	Z.D. Thomé Filho	(1)
--------------------------------	------------------	-----

Belo Horizonte, 30.4.80 Total de cópias (20)

Assinado em

[Handwritten signature]

* DETR. PD, SUPED, SUPLA, SUECO, DEDI.SI, DETR.PD, DIFNU.PD, LABTEH.PD, SEDOTE.PD, NUCLEN, CNEN, IPEN, FURNAS, UFMG, UFRJ