

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MODELO MATEMÁTICO PARA O ESTUDO DO COMPORTAMENTO
DINÂMICO DE GERADORES DE VAPOR DE TUBOS EM U COM
CIRCULAÇÃO NATURAL**

EDUARDO LOBO LUSTOSA CABRAL

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do grau de "Mestre na Área de Concentração de Reactores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

Orientador: Dr. Artur José Gonçalves Faya

São Paulo
1985

MODELO MATEMÁTICO PARA O ESTUDO DO COMPORTAMENTO
DINÂMICO DE GERADORES DE VAPOR DE TUBOS EM U
COM CIRCULAÇÃO NATURAL

Eduardo Lobo Lustosa Cabral

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
"Mestre na Área de Concentração em
Reatores Nucleares de Potência e
Tecnologia do Combustível Nuclear".

Orientador: Dr. Artur José Gonçalves Faya



SÃO PAULO

1985

COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR
I. P. E. N.

*Aos meus pais e
à minha esposa.*

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Artur José Gonçalves Faya pela honesta e segura orientação demonstrada durante a realização deste trabalho.

À minha esposa Raquel Domingues Pessoa Cabral pela compreensão durante todo o curso de pós-graduação e pelo sincero encorajamento para a realização deste trabalho.

À minha mãe Any Lobo Lustosa Cabral pelo carinho que sempre me dedicou.

Ao meu pai Paulo Emilio Lustosa Cabral, cuja lembrança me incentivou à realização do curso de pós-graduação.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) pela utilização de suas instalações.

Aos colegas do Centro de Processamento de Dados pelo auxílio à solução dos problemas computacionais.

Aos colegas do Departamento de Tecnologia de Reatores que direta ou indiretamente ajudaram na elaboração desta dissertação.

MODELO MATEMÁTICO PARA O ESTUDO DO COMPORTAMENTO DINÂMICO
DE GERADORES DE VAPOR DE TUBOS
EM U COM CIRCULAÇÃO NATURAL

EDUARDO LOBO LUSTOSA CABRAL

RESUMO

Este trabalho trata do desenvolvimento de um modelo matemático para o estudo do comportamento dinâmico de um gerador de vapor vertical de tubos em U com circulação natural, do tipo presente na maior parte dos reatores de água pressurizada (PWR). A técnica de modelagem utilizada é a de divisão do sistema em volumes de controle. O processo de desenvolvimento resultou na elaboração de quatro modelos que diferem entre si pelo grau de complexidade, sendo que para todos eles aplica-se a lei de conservação de energia para o fluido primário, para os tubos de metal e para o fluido secundário, faz-se um balanço de massa para os fluidos primário e secundário e balanço de quantidade de movimento para o fluido secundário. O modelo mais complexo inclui também, o cálculo dos coeficientes de transferência de calor, cálculo do nível de água e cálculo de perda de pressão durante os transientes. Inicialmente calcula-se o estado estacionário desejado, para depois calcular o transiente causado por alguma perturbação de interesse, tais como: manobras na válvula de vapor, variação da temperatura de entrada do fluido primário e outras. As respostas do modelo são comparadas com os resultados experimentais de testes dinâmicos disponíveis na literatura mostrando as mesmas tendências e formas.

A MATHEMATICAL MODEL TO STUDY THE DYNAMIC BEHAVIOR
OF U-TUBE NATURAL CIRCULATION STEAM GENERATORS

EDUARDO LOBO LUSTOSA CABRAL

ABSTRACT

This work presents the development of a computer program to study the transient behavior of a typical PWR U-tube steam generators. Using the lumped-parameter approach four models of different complexity were elaborated. Conservation of mass and energy equations were applied for the fluid in the primary side while conservation of mass, momentum and energy equations were employed for the fluid in the secondary side. The most complex model computes heat transfer coefficients, water level and transient pressure drop. The programs starts by computing the steady-state condition and then procedes in evaluating the transient caused by a given disturbance such as, maneuvers in the steam valve, changes in the inlet temperature of the primary side fluid and others. The results yielded by the model compared well against the experimental data available in the literature.

ÍNDICE

	Pág.
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Considerações gerais	1
1.2 Objetivos	1
1.3 Relevância do estudo	4
1.4 Revisão bibliográfica	4
1.5 Comentários	9
2. A TÉCNICA DE DIVISÃO DO SISTEMA EM VOLUMES DE CONTROLE ...	11
2.1 Introdução	11
2.2 Problemas com a técnica	12
2.2.1 O efeito de depressão	12
2.2.2 Fluxo de calor - diferença de temperaturas	21
2.2.3 Presença de ebulição	22
2.2.4 Simplificações induzidas pelo método	22
2.3 O gerador de vapor de tubos em U	25
3. DESENVOLVIMENTO DO MODELO MATEMÁTICO	28
3.1 Introdução	28
3.2 Descrição do sistema físico	28
3.3 Hipóteses básicas	30
3.4 Estrutura do modelo matemático	36
3.5 Equações básicas do modelo	37
3.5.1 Circuito primário	37
3.5.1.1 Câmara de entrada (PRE)	39
3.5.1.2 Bloco 1 do primário (PRL1)	41
3.5.1.3 Bloco 2 do primário (PRL2)	42
3.5.1.4 Bloco 3 do primário (PRL3)	43
3.5.1.5 Bloco 4 do primário (PRL4)	44
3.5.1.6 Câmara de saída (PRS)	45
3.5.2 Tubos de metal	46
3.5.2.1 Bloco de metal 1 (MTL1)	46
3.5.2.2 Bloco de metal 2 (MTL2)	50
3.5.2.3 Bloco de metal 3 (MTL3)	51

	Pág.
3.5.2.4 Bloco de metal 4 (MTL4)	51
3.5.3 Circuito secundário	52
3.5.3.1 Bloco subresfriado (FSSL)	52
3.5.3.2 Bloco bifásico (FSBL)	56
3.5.3.3 Pleno superior (FSPL)	58
3.5.3.3.1 Separadores	60
3.5.3.3.2 Volume de água	60
3.5.3.3.3 Volume de vapor	62
3.5.3.4 "Downcomer" (FSDL)	63
3.5.4 Equação de recirculação	64
3.5.4.1 Modelo 1	65
3.5.4.2 Modelos 3 e 4	66
3.5.4.3 Modelo 2	73
3.5.5 Perturbações	75
3.6 Cálculo dos coeficientes de transferência de calor ..	76
3.6.1 Coeficientes de película	76
3.6.2 Condutância do metal	80
3.6.3 Coeficientes globais de transferência de calor	81
3.7 Propriedades físicas	83
4. ANÁLISE NUMÉRICA	86
4.1 Introdução	86
4.2 Cálculo do estado estacionário	88
4.3 Cálculo do transiente	89
5. RESULTADOS	95
5.1 Introdução	95
5.2 Resultados numéricos	95
5.3 Comparação com resultados experimentais	102
5.3.1 Gerador de vapor da usina KCB-1	102
5.3.2 Gerador de vapor da usina Biblis-A	112
5.4 Comparação dos modelos 1,2,3 e 4	120
6. COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES	140
6.1 Avaliação do processo de desenvolvimento	140

	Pág.
6.2 Possíveis utilizações do presente modelo	141
6.3 Conclusões	141
6.4 Recomendações para trabalho futuro	142
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	144
APÊNDICE A - Descrição do fluxo de calor para o volume sub - resfriado do secundário	148
APÊNDICE B - Correlações para as propriedades termodinâmicas e físicas da água	152
APÊNDICE C - Programa computacional	160
APÊNDICE D - Respostas dos transientes simulados	175
APÊNDICE E - Dados de entrada para o programa computacional.	190

ÍNDICE DE FIGURAS

	Pág.
Fig. 1.1 Esquema de um reator de água pressurizada (PWR) ...	2
Fig. 1.2 Detalhes de um gerador de vapor de tubos em U	3
Fig. 2.1 Esquema do gerador de vapor com único volume	13
Fig. 2.2 Exemplos do efeito de depressão (figura obtida na referênciã [34])	16
Fig. 2.3 Comparação entre diversos modelos na simulação da equação de transporte	17
Fig. 2.4 Esquema de um volume de controle de comprimento variável e com escoamento de fluido subresfriado	23
Fig. 3.1 Esquema de um gerador de vapor vertical de tubos em U com circulação natural	29
Fig. 3.2 Esquema da divisão do gerador de vapor em volumes de controle	35
Fig. 3.3 Divisão do circuito primário em volume de controle.	40
Fig. 3.4 Esquema dos volumes de controle adotados para os tubos de metal	47
Fig. 3.5 Representação do problema da descrição do fluxo de calor para o volume subresfriado do secundário	49
Fig. 3.6 Volumes de controle adotados para descrever o circuito secundário do gerador de vapor	53
Fig. 3.7 Esquema do pleno superior do gerador de vapor mostrando as suas subdivisões	59
Fig. 3.8 Esquema do circuito secundário do gerador para o desenvolvimento da equação de quantidade de movimento.	71
Fig. 3.9 Esquema dos tubos usado no cálculo da resistênciã térmica da parede	82
Fig. 4.1 Esquema das curvas de operação de um reator que segue o programa de temperatura média no reator constante	89
Fig. 5.1 Dados experimentais e resultados da simulação do gerador de vapor da usina nuclear KCB-1 (transiente número 1)	108

	Pág.
Fig. 5.2	Dados experimentais e resultados da simulação do gerador de vapor da usina nuclear Biblis-A (transiente número 2) 117
Fig. 5.3	Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do gerador de vapor da usina Biblis-A para o transiente de parada da turbina. (transiente número 2) 121
Fig. 5.4	Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do transiente de redução de potência de 100% para 50% na forma de degrau (transiente número 4) 125
Fig. 5.5	Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do transiente de aumento de potência de 40% para 100% na forma de rampa em 10 segundos (transiente número 6) 132
Fig. C.1	Esquema geral do programa computacional 162
Fig. C.2	Esquema de cálculo da subrotina INÍCIO usada para calcular a condição inicial e o estado estacionário final 166
Fig. C.3	Esquema geral da subrotina PERM 167
Fig. C.4	Esquema simplificado da subrotina RUNGE 169
Fig. C.5	Esquema simplificado da subrotina HAVING 171
Fig. C.6	Esquema simplificado da subrotina COEF 173
Fig. D.1	Respostas da simulação do transiente de aumento de potência de 70% para 100% na forma de degrau, utilizando o modelo 4 (transiente número 3) 176
Fig. D.2	Respostas da simulação do transiente de fechamento da válvula de vapor na forma de degrau de 100% aberta para 70% aberta, utilizando o modelo 4 (transiente número 5) 181
Fig. D.3	Respostas da simulação do transiente de redução da temperatura de entrada do fluido primário na forma de degrau, com o modelo 4 (transiente número 7). 186

ÍNDICE DE TABELAS

	Pág.
Tabela 3.1 Aspectos gerais dos modelos desenvolvidos	33
Tabela 4.1 Variáveis e equações dos modelos	87
Tabela 5.1 Resumo dos transientes simulados	96
Tabela 5.2 Comparação entre os métodos numéricos de integração, Runge-Kutta e previsor-corretor de Haming...	98
Tabela 5.3 Comparação entre os valores finais calculados diretamente com as equações do estado estacionário e os valores finais do transiente (transitório número 3)	101
Tabela 5.4 Comparação entre os valores finais calculados diretamente com as equações do estado estacionário e os valores finais do transiente (transitório número 6)	102
Tabela 5.5 Parâmetros de operação do gerador de vapor da usina KCB-1	104
Tabela 5.6 Parâmetros de operação do gerador de vapor da usina Biblis-A	113
Tabela A.1 Variação dos fluxos de calor Q''_{ms1} e Q''_{ms4} em função dos coeficientes β_1 e β_4	150
Tabela D.1 Sumário dos transientes apresentados no apêndice D	175

NOMENCLATURA

A	área	m^2
B	fator bifásico de atrito	-
C	calor específico à pressão constante	$J/Kg^{\circ}C$
Cd	coeficiente de perda de carga	-
C _v	coeficiente da válvula de vapor	m^3/seg ba
d	diâmetro	m
D	diâmetro hidráulico	m
e	espessura dos tubos em U	m
	erro numérico (ver seção 4.3)	-
f	fator de atrito	-
	função da derivada de variável diferencial (ver seção 4.3)	-
F	parâmetro da correlação de Chen	-
	parâmetro da correlação do fator bifásico de atrito	-
Fr	número de Froude	-
F _s	fator de incrustação	$^{\circ}Cm^2/W$
g	aceleração da gravidade	m/seg^2
G	velocidade de massa	Kg/m^2seg
h	entalpia específica	J/Kg
h _c , h _{EB} , h _N	coeficiente de película por convecção, coeficiente de película por ebulição nucleada, coeficiente de película por nucleação	$W/m^2^{\circ}C$
i _{mn}	controle da escolha do método numérico de integração	-
K	condutividade térmica	$W/m^{\circ}C$
l	diâmetro médio de bolhas	m

L	comprimento	m
M	massa	Kg
n, n_t, n_v	número de variáveis no estado estacionário, número de variáveis diferenciais, número to- tal de variáveis	-
P	pressão	bar
Pr	número de Prandtl	-
P_r, P_{r1}, P_{r2}	perímetro, perímetro total interno dos tu- bos em U, perímetro total externo dos tu- bos em U	m
\dot{Q}	taxa de transferência de calor	W
Q''	fluxo de calor	W/m ²
r	relação entre coeficiente local e coeficiente glo- bal de perda de pressão	-
R	raio	m
Re	número de Reynolds	-
R_t	resistência térmica	°Cm ² /W
RT	relação entre tempo de transporte e tempo de arma- zenamento de calor (ver seção 2.2.1)	-
S	passo do arranjo de tubos em U	m
	parâmetro da correlação de Chen	-
$t, t_{m\acute{a}x}$	tempo, tempo máximo do transiente	seg
T	temperatura	°C
U	coeficiente global de transferência de calor	W/m ² °C
v	velocidade	m/s
	volume específico	m ³ /Kg
V	volume	m ³
W	vazão mássica	Kg/seg
X	título mássico	-
	variável do estado estacionário (ver apêndice C)	-

X_{tt}	fator de Martinelli	-
y	variável diferencial (ver seção 4.3)	-
z	variável algébrica do transiente (ver seção 4.3)	-

SÍMBOLOS GREGOS

β	ângulo de saída das pás dos separadores de vapor	rd
	fator de interpolação (ver seção 2.2.1)	-
ΔL	diferença de cota (ver seção 3.5.4.2)	m
$\Delta P, \Delta P_A, \Delta P_g, \Delta P_L$	perda de pressão, perda de pressão por atrito, perda de pressão por gravidade, perda de pressão localizada	N/m^2
Δt	incremento de tempo	seg
ΔT_{sat}	diferença de temperatura ($T_w - T_{sat}$)	$^{\circ}C$
ΔP_{sat}	diferença de pressão ($P_{sat}(T_w) - P_{sat}(\text{fluido})$)	N/m^2
$\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_{GS}, \epsilon_c, \epsilon_f$	critérios de convergência (ver apêndice E)	-
ζ, ζ_c	constante de tempo associada ao sistema de controle da água de alimentação	seg
$\zeta_t, \zeta_f, \zeta_m$	constantes de tempo (ver seção 2.2.1)	seg
μ	viscosidade	$Kg/mseg$
ξ	coeficiente de perda de carga dos separadores	-
ρ	massa específica	Kg/m^3
Ψ	ângulo de abertura das pás dos separadores	rd
σ	tensão superficial	N/m

SUBSCRITOS

a	volume de água da câmara superior
b	bloco bifásico
cs	câmara superior
d	"downcomer"

e seção de saída da região de troca de calor
ent seção de entrada
ext externo
F seção de entrada da água de alimentação do secundário
f líquido saturado
fg evaporação
g vapor saturado
int interno
m metal dos tubos em U
p primário
pe câmara de entrada do fluido primário
ps câmara de saída do fluido primário
r bloco dos separadores
s secundário
sai seção de saída
sat saturação
sp seção das pás dos separadores
st lado secundário da região dos tubos em U
sub bloco subresfriado, subresfriado
v volume de vapor da câmara superior
vs seção de saída de vapor do gerador
w superfície
o condição inicial

CAPÍTULO I

1. INTRODUÇÃO

1.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

A análise dinâmica é um fator essencial para o projeto de componentes de centrais nucleares. A simulação dos sistemas fornece informações necessárias para avaliar capacidade de manobras, estratégias de controle e tolerâncias a mal funcionamentos.

Embora geradores de vapor sejam usados em instalações de potência a longo tempo, o interesse pelo seu comportamento dinâmico surgiu somente após a utilização da energia nuclear como um substituto adequado dos combustíveis fósseis. A figura 1.1 mostra esquematicamente um reator de água pressurizada (PWR). Note-se que o gerador de vapor é uma parte integral da instalação, servindo como um acoplamento térmico entre o circuito primário e o circuito secundário. O estudo de seu comportamento dinâmico, em razão da posição estratégica que ocupa, é de considerável interesse para a análise de segurança e para assegurar uma operação confiável da instalação.

O gerador de vapor considerado neste trabalho é vertical de tubos em U, com circulação natural, que é o tipo de gerador presente na maior parte dos reatores PWR. Os detalhes de tal gerador de vapor são apresentados na figura 1.2 e um esquema na figura 3.1.

1.2 OBJETIVOS

O propósito deste trabalho é desenvolver um modelo matemático, utilizando a técnica de divisão do sistema em volumes de controle, para investigar o comportamento dinâmico de um gerador de vapor vertical de tubos em U com circulação natural. O modelo desenvolvido deve ter um grau de detalhamento capaz de fornecer subsídios para o projeto deste tipo de ge-

ESQUEMA DE UM REATOR PWR

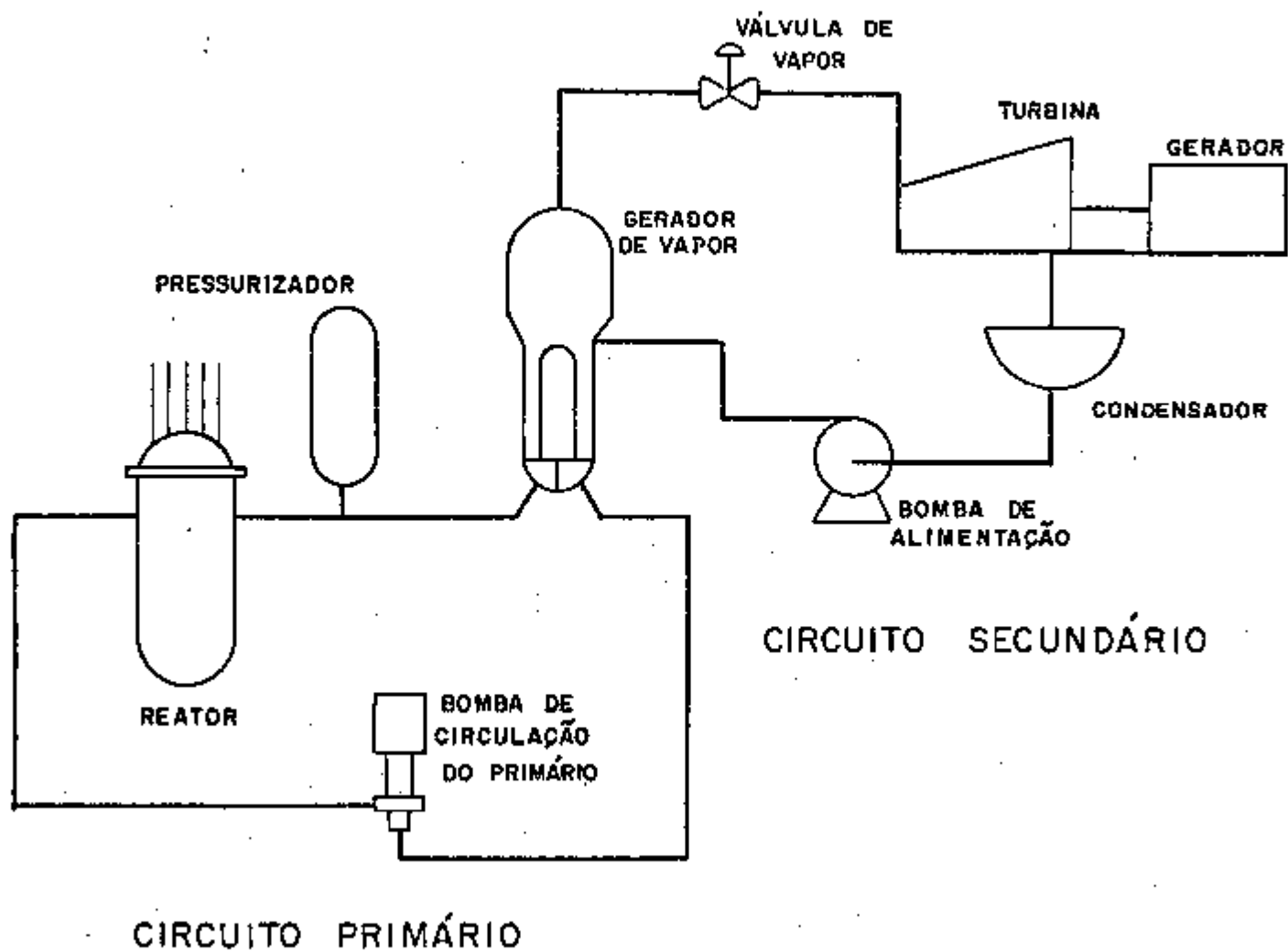


Figura 1.1 : Esquema de um reator de água pressurizada (PWR).

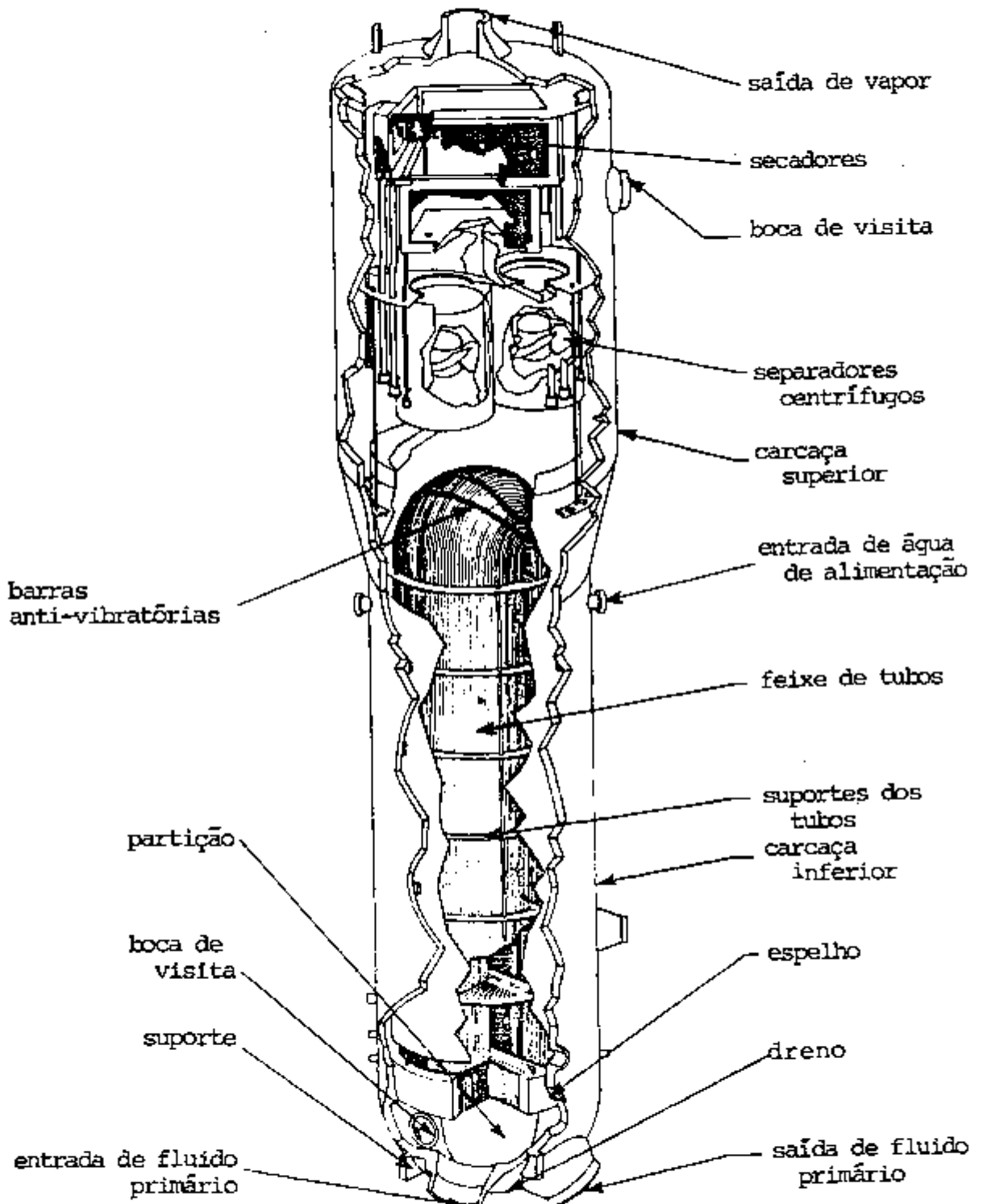


Figura 1.2 : Detalhes de um gerador de vapor de tubos em U.

rador de vapor e para estudos de sistemas de controle.

O modelo matemático deve estar em uma forma adequada para o uso de um computador digital e também para ser acoplado a modelos de outros subsistemas da central nuclear para o estudo da resposta dinâmica do sistema integrado.

A validade do modelo deverá ser verificada através de respostas de outros modelos já consagrados e principalmente através de resultados experimentais de testes dinâmicos.

1.3 RELEVÂNCIA DO ESTUDO

A importância deste estudo advém da crescente necessidade, proveniente do crescimento da indústria nuclear, de técnicas práticas e eficientes que descrevam o comportamento dinâmico de geradores de vapor nucleares. O projeto de um gerador de vapor de uma central nuclear, exige um conhecimento detalhado dos processos termohidráulicos que afetam seu desempenho, não somente no estado estacionário, mas também durante transientes. À medida que é necessário um computador para prever a resposta dinâmica de sistemas complexos, um modelo matemático eficiente deve ter as seguintes características:

1. o número de equações deve ser o mínimo necessário para simular adequadamente o comportamento do sistema;
2. deve ser de fácil acoplamento com outros modelos;
3. o mesmo modelo deve ser adequado para o estudo de transientes operacionais e acidentais, respostas de frequência e análise de estabilidade.

A necessidade de um modelo dinâmico com razoável grau de detalhe e com as características acima, estimularam o desenvolvimento do presente trabalho.

1.4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O desenvolvimento de modelos dinâmicos que predizem o comportamento dinâmico de geradores de vapor nucleares tem

recebido atenção considerável nos últimos anos. Nesta seção, apresenta-se uma revisão de certo número de publicações, com o propósito de apresentar uma amostra da literatura disponível pertinente à área de simulação dinâmica de sistemas de geração de vapor com circulação natural em geral, e de geradores de vapor de tubos em U em particular.

Os processos de troca de calor que ocorrem no caroço de um reator BWR, ou numa caldeira, são similares à aqueles que ocorrem na região dos tubos de um gerador de vapor nuclear de tubos em U. Nos três casos, calor é cedido por uma fonte primária para um fluido secundário, que entra na região de troca de calor subresfriado e sai na forma de uma mistura bifásica água-vapor. Dessa forma, são também apresentadas, algumas referências que tratam de geradores de vapor que utilizam combustível fóssil e outras que tratam de reatores BWR.

Westmoreland [35] apresenta um modelo para um gerador de vapor nuclear horizontal com circulação natural e com pleno superior. Seu estudo enfoca os processos que ocorrem na separação do vapor do líquido e os fenômenos de evaporação e condensação natural na superfície líquida no pleno superior. Investiga principalmente a qualidade do vapor que é fornecido às turbinas durante um transiente e os regimes de escoamento bifásico presentes no processo de ebulição.

Chien et al [10] apresenta uma análise dinâmica de um evaporador que utiliza combustível sólido, com circuito de circulação natural e banco de superaquecimento. O modelo inclui equação de perda de pressão para o circuito e para o superaquecedor, conjuntamente com o cálculo do nível de água no pleno superior. A resposta de um transiente iniciado por perturbações na vazão de vapor, na vazão da água de alimentação, ou no suprimento de combustível é obtida por métodos analógicos.

Fleck [18] utilizou as leis de conservação de massa, de energia e de quantidade de movimento, na forma integral para deduzir um sistema de equações ordinárias diferenciais que governam o comportamento de sistemas de geração de vapor com circulação natural. A estas equações são adicionadas, as equa-

ções de cinética do reator, as equações de transferência de calor do combustível para o fluido e a relação entre fração de vazio e reatividade, para se obter um modelo dinâmico de um reator BRW.

Enns [16] classificou diversos modelos de trocadores de calor segundo a técnica de modelagem utilizada, dividindo os modelos em dois grupos: técnica de elementos finitos e técnica de divisão do sistema em volumes de controle. Mostra também a adequação da técnica de diferenças finitas para simulação de transitórios causados por variações de temperatura enquanto que a técnica de volumes de controle é recomendada para simulação de transitórios causados por perturbações nos fluxos de calor ou de massa.

Anderson et al [3] examinaram a estabilidade e as respostas dinâmicas de sistemas bifásicos com circulação natural para a aplicação em reatores BWR. O tratamento usado é similar ao requerido por um gerador de vapor com circulação natural. O modelo utiliza as equações de conservação de massa, energia e momento. Utiliza um modelo de razão de escorregamento para a mistura bifásica água-vapor e a técnica de modelagem é a de divisão do sistema em volumes de controle. O sistema de equações é resolvido por um computador analógico.

Clarke [12] apresenta um modelo matemático para um gerador de vapor horizontal com circulação natural e com pleno superior em separado, do tipo usado na instalação nuclear de Shippingport. Aplica as equações de conservação de massa, de energia e de quantidade de movimento, incluindo, cálculo de perda de pressão, cálculo de propriedades e controle automático do nível de água. Utiliza um modelo de diferenças finitas para o fluido primário e para os tubos de metal e volumes de controle para o fluido secundário. As respostas são obtidas por meio de um computador digital e comparadas com resultados experimentais da usina Shippingport.

Nahavandi e Batenburg [29] apresentam um modelo matemático combinado digital-analógico para um gerador de vapor vertical de tubos em U com circulação natural. A técnica de di

ferenças finitas e um computador digital são usados para descrever o comportamento dinâmico da região de ebulição e do "downcomer". A técnica de volumes de controle e um computador analógico são usados para descrever o pleno superior, as linhas de vapor e de água de alimentação e o controle do nível de água. O modelo é aplicado para o estudo do sistema de controle do nível de água com a finalidade de se determinar e otimizar os parâmetros de controle.

Ter Wolde [34] investigou vários aspectos da simulação dinâmica de geradores de vapor. Estudou tanto o gerador de vapor utilizado em reatores rápidos refrigerados a sódio, quanto o gerador de vapor de tubos em U utilizado em centrais nucleares tipo PWR. Investigou também os problemas da técnica de volumes de controle e a comparou com a técnica de diferenças finitas. Apresentou dois modelos para um gerador de vapor de tubos em U; um segundo a técnica de diferenças finitas no qual se descreve a região de transferência de calor e um outro no qual descreve o gerador com um único volume de controle. Os resultados são comparados com dados de testes experimentais obtidos através de um gerador de vapor de tubos em U de 6Mw de potência.

Christensen [11] desenvolveu um modelo para um gerador de vapor de tubos em U com circulação natural, utilizando uma técnica mista de diferenças finitas e volumes de controle. A região de transferência de calor e o "downcomer" são descritos por equações diferenciais parciais enquanto que as outras regiões são descritas por equações diferenciais ordinárias. O modelo calcula primeiro o estado estacionário para depois calcular o transiente causado por uma determinada perturbação. As equações podem ser resolvidas ou por técnicas digitais ou híbridas (digital-analógica).

Matausek [27] desenvolveu um modelo de volumes de controle para a investigação do fenômeno de instabilidade hidrodinâmica em sistemas de geração de vapor em circuitos de circulação natural. O modelo consiste de equações de conservação de massa, de momento e de energia, resultando em um sistema de equações diferenciais ordinárias não lineares. Os dados

de entrada necessários são, a geometria do sistema sob consideração, as propriedades do fluido e os coeficientes de perda de pressão ao longo do circuito. São fornecidas várias opções de correlação para a razão de escorregamento e para o fator bifásico de atrito.

Ahmed Ali [2] desenvolveu um modelo dinâmico para um gerador de vapor de tubos em U com circulação natural. Aplica basicamente as leis de conservação de massa e de energia, sendo que, para o fluido secundário, aplica também a equação de conservação de quantidade de movimento, mas no estado estacionário. A técnica de modelagem utilizada é de volumes de controle com uma divisão detalhada do sistema. As equações finais são linearizadas, de modo que é um modelo aplicável somente para a simulação de pequenos transitórios.

Arwood [4] apresenta um modelo para um gerador de vapor de tubos em U com economizador, do tipo presente na usina nuclear Angra I. As características deste modelo são as mesmas do modelo de Ahmed Ali, com diferenças somente na divisão do sistema em volumes de controle para possibilitar a descrição do economizador.

Hoeld [19] desenvolveu um modelo para geradores de vapor de tubos em U com circulação natural, utilizando uma técnica mista de diferenças finitas e volumes de controle. Considerou além do gerador, o sistema de remoção de vapor com suas válvulas de alívio, válvulas de segurança e válvulas de controle da vazão de vapor e da vazão da água de alimentação. As perturbações podem ser provenientes das condições do fluido primário, das condições da água de alimentação, da vazão de vapor e de manobras de válvulas. Aplicou as leis de conservação de massa, de energia e de momento, resultando em um sistema de equações não lineares. É um bom modelo para a simulação de grandes transientes.

Bruens [7] estudou o comportamento dinâmico de dois tipos diferentes de geradores de vapor: gerador de vapor helicoidal de passo único para propulsão naval e gerador de vapor de tubos em U com circulação natural. Utilizou a técnica de

diferenças finitas para modelar o gerador helicoidal e a técnica de volumes de controle, com grande grau de detalhamento na divisão do sistema, para modelar o gerador de tubos em U. A resposta da simulação de um transitório é obtida por um computador digital no caso do gerador de vapor helicoidal e por um computador analógico no caso do gerador de vapor de tubos em U. Realizou também uma análise de sensibilidade para determinar os parâmetros que mais influenciam o comportamento dinâmico destes geradores de vapor.

Singhal, Keeton e Spalding [33] desenvolveram um modelo tridimensional para o cálculo do estado estacionário de geradores de vapor de tubos em U com circulação natural, utilizando três modelos diferentes para escoamento bifásico: modelo homogêneo, modelo com razão de escorregamento e modelo de dois fluidos. Uma comparação entre as respostas obtidas com os diversos modelos de escoamento bifásico aponta pequenas diferenças, por exemplo, o desvio na razão de recirculação é menor do que 10% para diversos níveis de potência.

1.5 COMENTÁRIOS

A partir dos modelos apresentados, observa-se que existem basicamente dois métodos de abordagem para o problema de simulação dinâmica.

1. Técnica de diferenças finitas.
2. Técnica de divisão do sistema em volumes de controle.

No primeiro método o sistema de equações diferenciais parciais é discretizado no tempo e no espaço para a obtenção dos valores locais de certas variáveis. Em geral os modelos que seguem esta técnica apresentam grande grau de complexidade e de detalhamento, podendo, com isso, simular transientes de grandes amplitudes. Mas devido a este alto grau de complexidade, consomem grande tempo de computação para simular qualquer tipo de transiente, desde, por exemplo, um transiente operacional até uma parada de turbina.

Na aplicação da técnica de volumes de controle a um sistema físico, são obtidas equações diferenciais ordinárias, que podem posteriormente, sofrer uma linearização. Se estas equações forem linearizadas, como o são em quase todos os modelos que seguem esta abordagem, as situações possíveis de serem estudadas são limitadas a pequenos transientes. Por outro lado, se o sistema de equações não for linearizado, pode-se estudar qualquer tipo de transiente, sendo que o grau de precisão da resposta estará ligado ao nível de complexidade do modelo. Uma das grandes vantagens desta técnica é permitir a introdução do nível de detalhes desejado, sem contudo perder a simplicidade das equações e exigindo relativamente pequenos tempos de computação.

Nota-se que existem modelos que unem as duas técnicas, aplicando diferenças finitas em regiões onde os processos físicos sofrem grandes variações espaciais e temporais e volumes de controle em regiões onde os processos físicos variam mais suavemente.

Nesta dissertação apresenta-se um modelo que utiliza a técnica de volumes de controle, com uma detalhada divisão do sistema e com equações diferenciais não lineares, podendo assim, ser usado para simular uma grande variedade de transientes.

CAPÍTULO II

2. A TÉCNICA DE DIVISÃO DO SISTEMA EM VOLUMES DE CONTROLE

2.1 INTRODUÇÃO

Embora a maioria das informações apresentadas neste capítulo seja de conhecimento geral das pessoas ligadas à área de simulação, as seguintes motivações fundamentam a análise desta técnica:

1. este tipo de análise raramente aparece na literatura, conseqüentemente a presente discussão será uma introdução útil para pessoas menos experientes;
2. deseja-se enfatizar os problemas encontrados nesta técnica e a maneira de contorná-los.

A abordagem de volumes de controle é usualmente utilizada na simulação de grandes sistemas como uma primeira aproximação, visando minimizar tempo de computação. Esta técnica implica que a coordenada axial é dividida em um ou mais volumes. À primeira vista a técnica de volumes de controle usando um grande número de volumes parece bem similar à técnica de diferenças finitas, mas a abordagem básica dos dois métodos permanece completamente diferente, tanto do ponto de vista físico quanto numérico. Geralmente a utilização de maior número e conseqüentemente menores volumes de controle irá aumentar a precisão, mas é evidente que esta solução é limitada, pois seria mais vantajoso usar diferenças finitas.

Observa-se que grande parte dos modelos existentes que utilizam volumes de controle, utilizam também um computador analógico para a resolução das equações. Basicamente a grande diferença entre esses modelos consiste no número de volumes e no tratamento de fronteiras móveis.

2.2 PROBLEMAS COM A TÉCNICA

As equações de balanço para os volumes de controle podem ser obtidas a partir de uma aproximação das equações diferenciais parciais originais. Portanto, devido a transição de volumes elementares para grandes volumes, os seguintes problemas são encontrados:

1. depressões irrealísticas na resposta temporal de certas grandezas;
2. em adição ao efeito de depressão o fluxo em contra-corrente de alguns trocadores de calor pode tornar negativa a diferença de temperatura que determina o fluxo de calor;
3. algumas simplificações induzidas pela técnica podem acarretar em falta de precisão nas respostas;
4. a simulação de processos de ebulição apresenta um aspecto especial que deve ser discutido.

Todos os problemas citados acima são tratados juntamente com suas possíveis soluções e posteriormente é localizado neste contexto, o gerador de vapor de tubos em U.

2.2.1 O Efeito de Depressão

Como exemplo deste fenômeno considere o modelo de um gerador de vapor de um único volume, (como esquematizado na figura 2.1), as equações que descrevem o comportamento dinâmico deste sistema são:

lado primário:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{\zeta_{tp}} (T_{pent} - T_{psai}) + \frac{1}{\zeta_{fp}} (T_p - T_m) \quad (2.1)$$

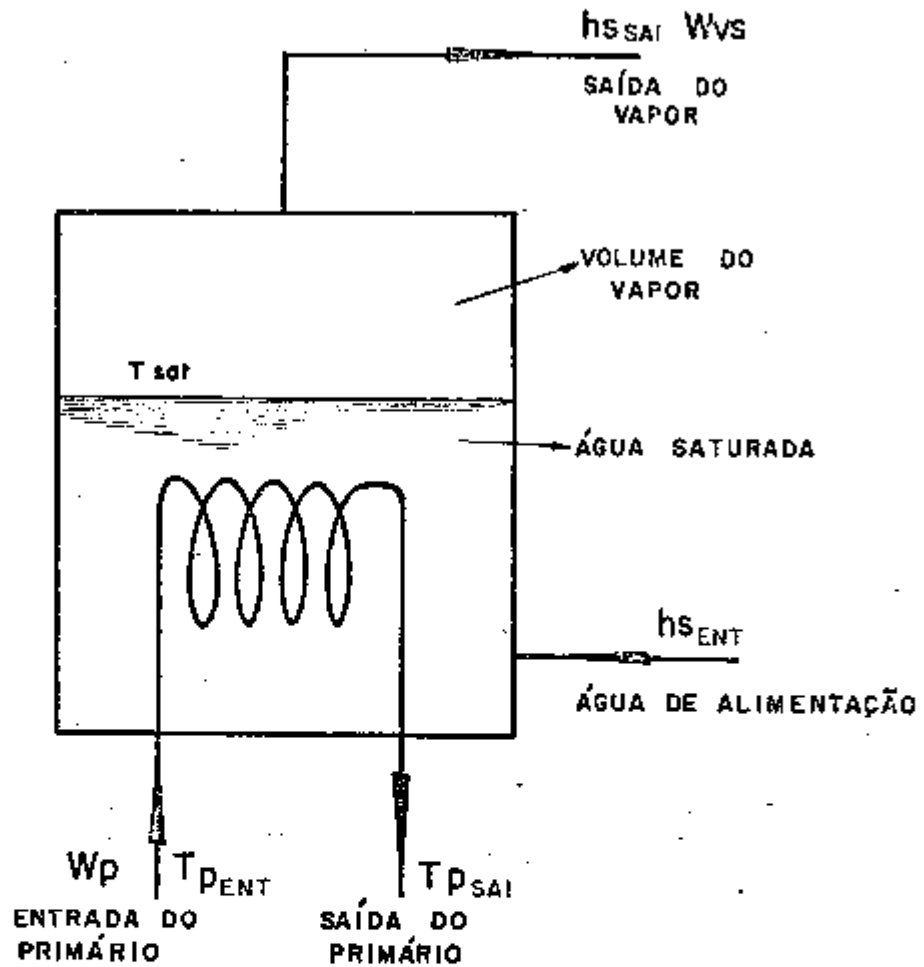


Figura 2.1 : Esquema do gerador de vapor com um único volume.

tubos de metal:

$$\frac{dT_m}{dt} = \frac{1}{\tau_{mp}} (T_p - T_m) + \frac{1}{\tau_{ms}} (T_m - T_{sat}) \quad (2.2)$$

lado secundário:

$$\frac{dh_s}{dt} = \frac{1}{\tau_{ts}} (h_{sent} - h_{ssai}) + \frac{U_{ms} P L}{M_s} (T_m - T_{sat}) \quad (2.3)$$

onde,

$$\zeta_t = \text{tempo de resposta do volume} = \frac{L}{V}$$

$$\zeta_f = \text{constante de tempo de armazenamento de fluido e calor} \\ = \frac{\rho CA}{U P_r}$$

$$\zeta_m = \text{constante de tempo de armazenamento de calor} = \frac{\rho_m C_m A_m}{U_m P_r}$$

$$T_p = \text{temperatura média do fluido primário} = \frac{T_{pent} + T_{psai}}{2}$$

$$T_m = \text{temperatura média dos tubos} \quad (2.4)$$

$$h_s = \text{entalpia média do fluido secundário} = \frac{h_{sent} + h_{ssai}}{2}$$

Existe grande desvantagem nessa definição para os valores médios das temperaturas em grandes volumes, pois uma perturbação nas temperaturas de entrada resultará em respostas fisicamente inaceitáveis nas temperaturas de saída. Ten Wolde [34] apresenta uma figura que mostra a resposta da temperatura de saída do primário, que está reproduzida na figura 2.2 (para $\beta = 0,5$). Observa-se que a depressão inicial na resposta é evidentemente irrealística. Este efeito não aparece se a perturbação for no fluxo de massa e se torna menos aparente se a perturbação na temperatura for suave e gradual.

Para a interpretação deste fenômeno será considerado somente o lado primário. Se a temperatura de entrada é perturbada, a temperatura média responderá segundo uma constante de tempo imposta pelo sistema de equações. Mas à medida que a temperatura de saída é computada algebricamente a partir da temperatura média e de entrada, (veja equação 2.4) ocorrerá que a resposta da temperatura de saída será diretamente induzida pela temperatura de entrada. Definindo a temperatura média como $\bar{T} = \beta T_{sai} + (1 - \beta) T_{ent}$, com $0 \leq \beta \leq 1$, este efeito de depressão é reduzido a medida que se aumenta β . Se β for igual a

1, ou seja, $\bar{T} = T_{sai}$, (este caso será chamado de diferença para trás*) este efeito é eliminado. Na figura 2.2 são também apresentadas respostas, do sistema de equações descrito, para $\beta = 0,6$ e $0,7$.

Nota-se que a utilização de um grande número de volumes oculta este efeito. Este processo também foi investigado por Wolde [34] e uma resposta para o mesmo sistema de equações dado anteriormente, utilizando dois volumes, é apresentada na figura 2.2. Fora a divergência entre os valores finais, a utilização de dois volumes elimina a depressão inicial, mas um segundo e maior pico aparece, provavelmente devido à interação entre os volumes. Além do que, agora, perturbações no fluxo de massa também provocarão este efeito, isto porque uma variação na vazão resultará numa variação na temperatura de saída do primeiro volume, que serve como temperatura de entrada para o próximo volume. Dessa forma, a utilização de dois ou mais volumes de controle, com equações do tipo apresentadas, não evita o efeito de depressão.

A principal causa do problema de depressão é o termo de transporte. Assumindo que não há troca de calor com a parede do tubo a equação 2.1, torna-se uma equação de transporte do tipo:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{\tau_t} (T_{pent} - T_{psai}) \quad (2.5)$$

(*) Erroneamente adotado a expressão "diferença para trás", pois este termo é utilizado quando se usa diferenças finitas.

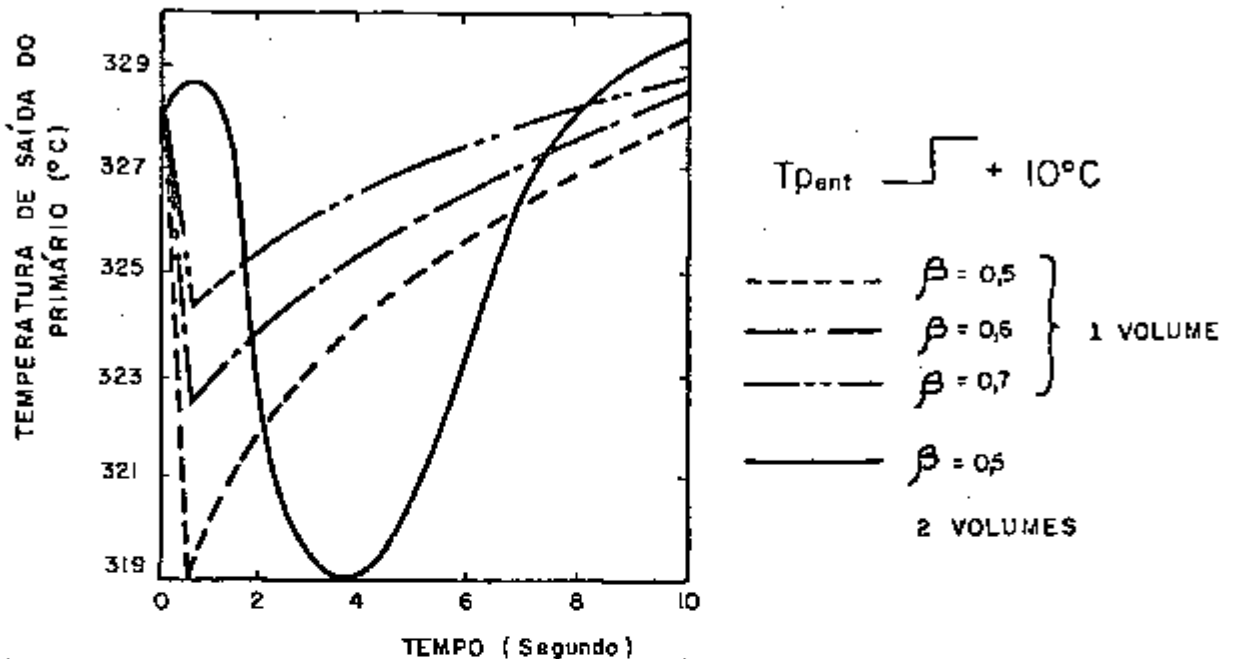


Figura 2.2 : Exemplos do Efeito de Depressão (figura obtida na referência [34]).

Foi utilizado um computador digital para resolver a equação acima utilizando-se o método de Runge-Kutta para integração de equações diferenciais ordinárias. Adotou-se um tempo de transporte de 4 segundos, selecionado de acordo com valores típicos de geradores de vapor de tubos em U de centrais nucleares tipo PWR. Introduziu-se perturbações na temperatura de entrada na forma de degrau e de rampas de várias inclinações. As respostas para a temperatura de saída com valores de β iguais a 0,5 e 1,0 e para um, dois e três volumes estão apresentadas na figura 2.3. Observa-se uma grande influência da inclinação da rampa nos resultados de todos os modelos. Para grandes gradientes todos os modelos são imprecisos; além do que T_1 apresenta uma grande depressão e T_3 apresenta inicialmente um grande pico e depois uma grande depressão. Para pequenos gradientes os modelos não diferem significativamente, exceto

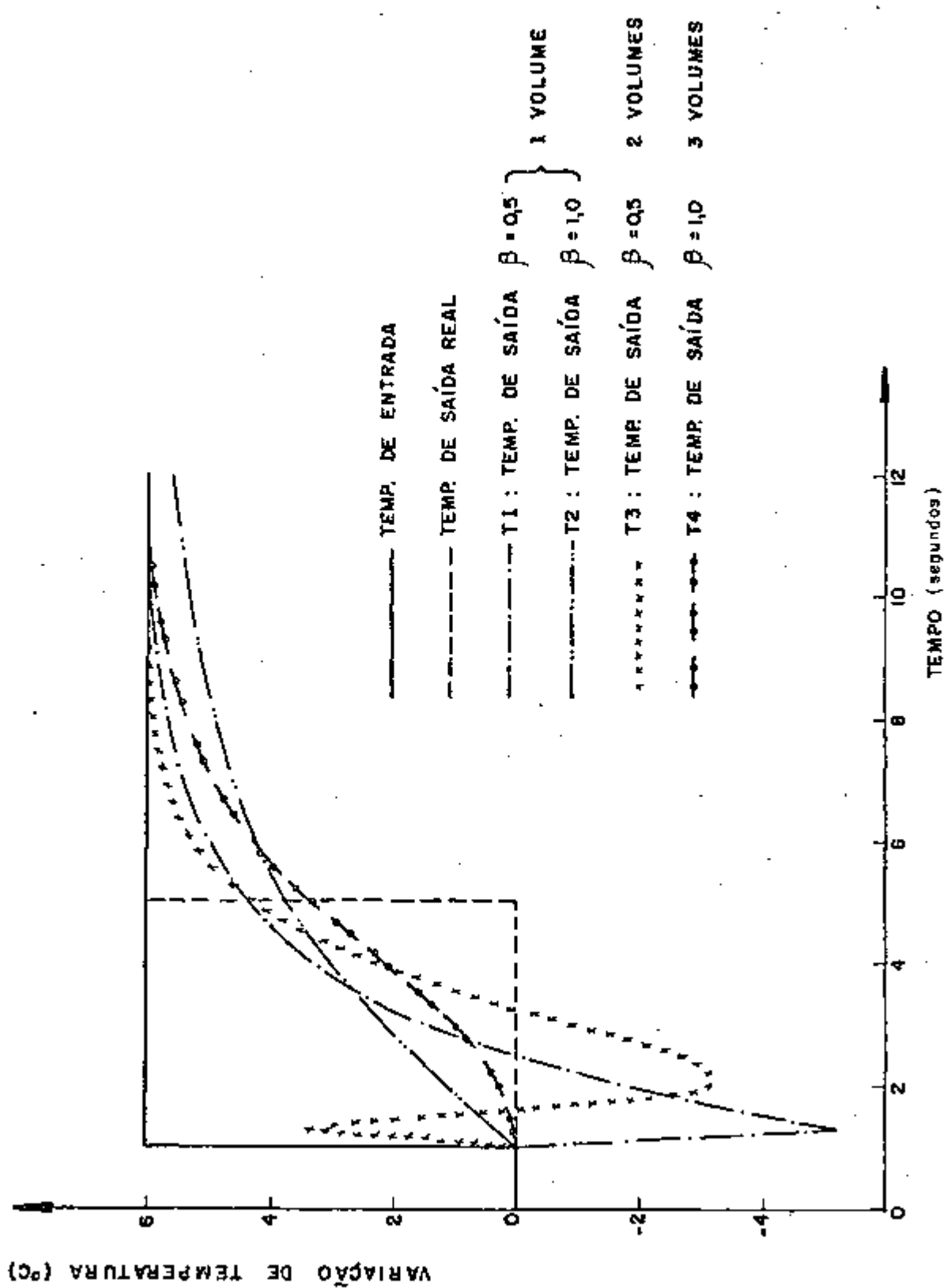


Figura 2.3 : Comparação entre diversos modelos na simulação da equação de transporte.

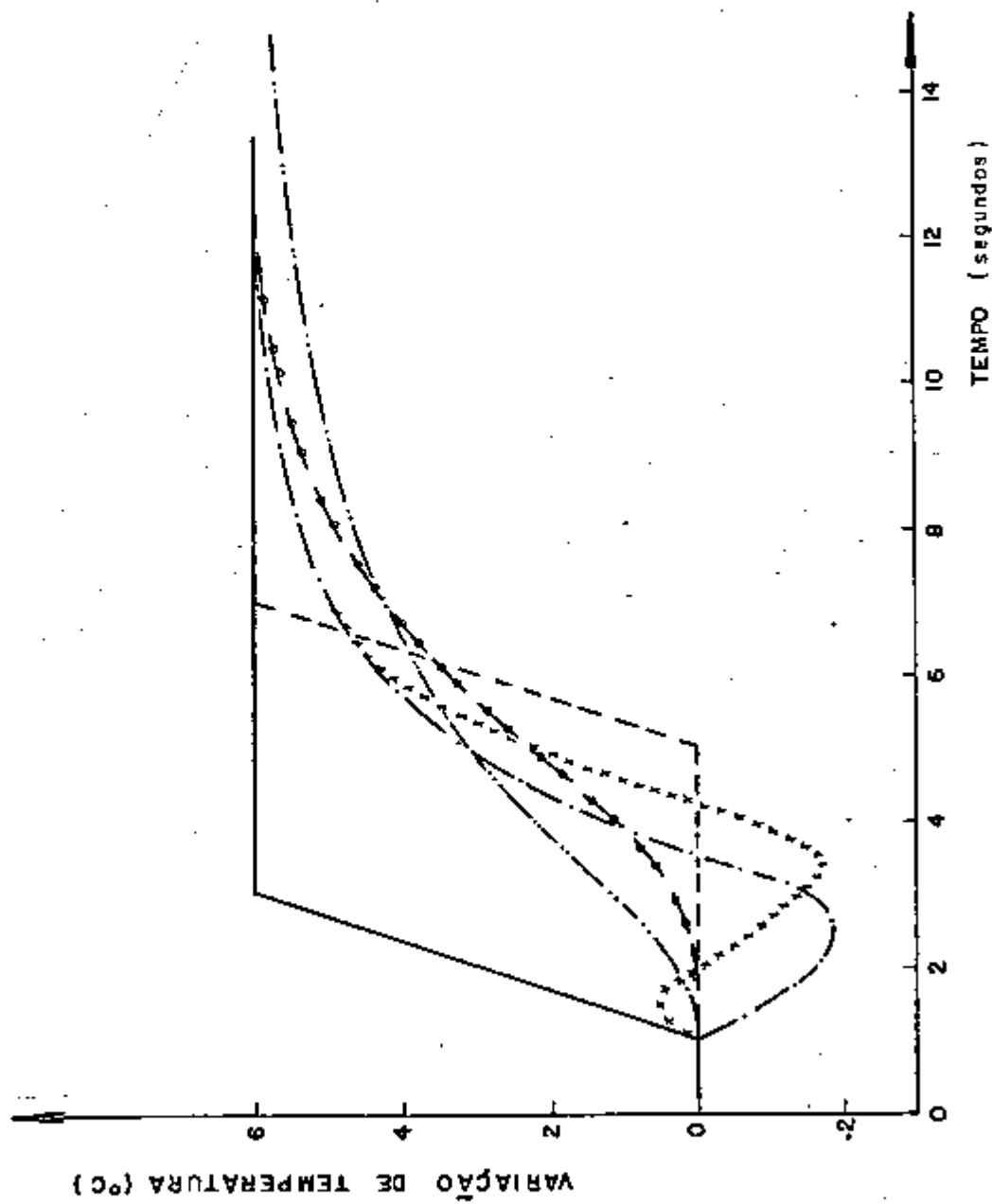


Figura 2.3 : (Continuação).

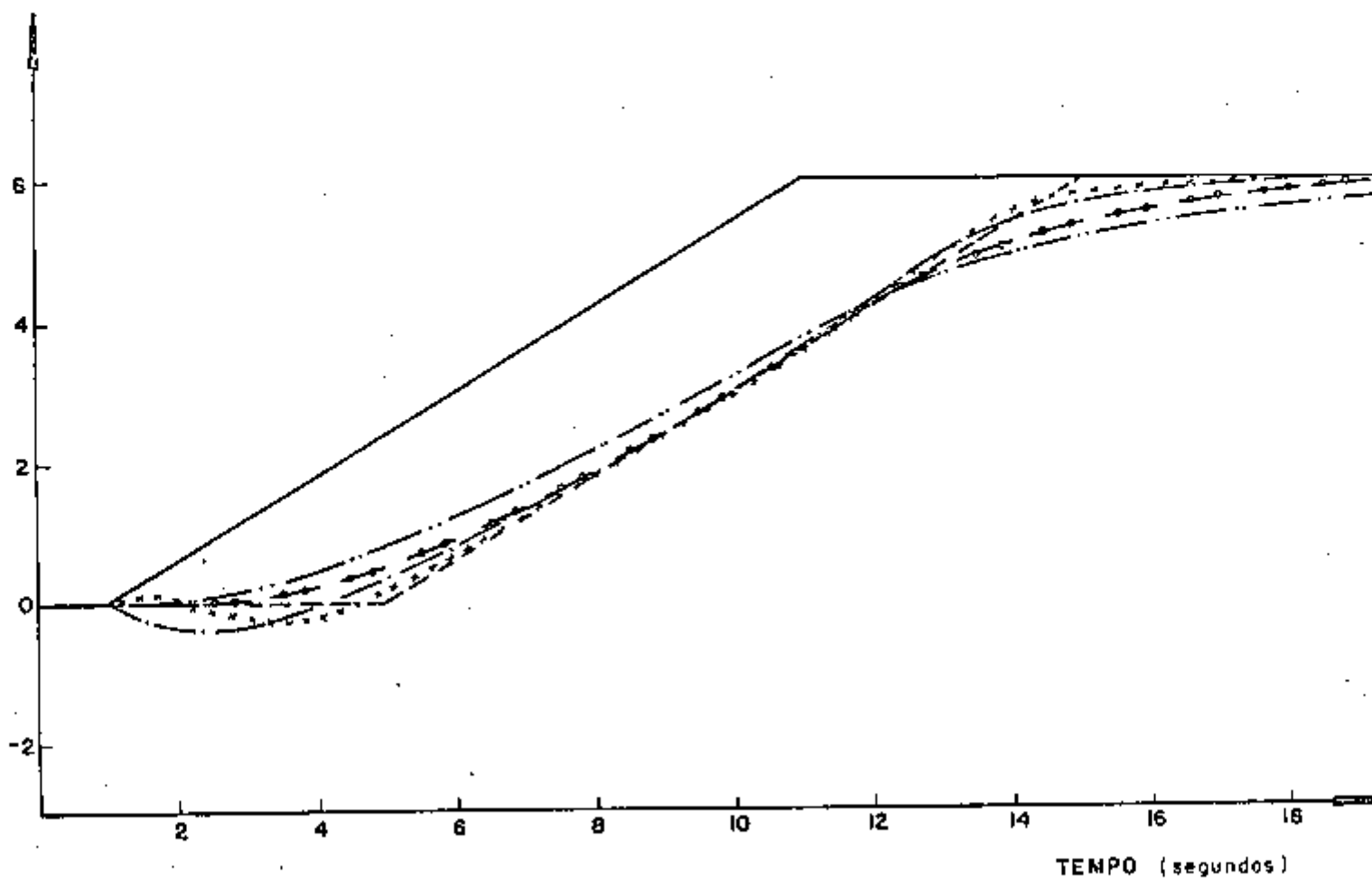


Figura 2.3 : (Continuação).

pequenas depressões que T_1 e T_3 ainda apresentam e pequenos picos iniciais em T_3 . Nota-se que T_2 não apresenta o problema de depressão mas resulta em maior tempo de transporte. Dessa forma chega-se as seguintes conclusões:

1. a utilização de $\beta = 0,5$ deve ser sempre evitada porque implica em grandes deformações nas respostas do modelo mesmo com um maior número de volumes;
2. a utilização da diferença para trás resulta em melhores precisões, mas não deve ser utilizada quando se tem grandes volumes, pois implicará em tempo de resposta do modelo maior que o real;
3. a melhor maneira de modelar com a técnica de volumes de controle é aliar a diferença para trás com um grande número de volumes, pois um aumento do número de volumes sempre acarreta em maiores precisões.

Além do tempo de transporte e da forma de perturbação a ocorrência deste problema de depressão é influenciado também pela transferência de calor através das paredes dos tubos. Este fenômeno foi investigado por Laubli [24] e mostrou-se que apesar da equação de transporte sofrer o problema de depressão para qualquer valor de β , exceto para $\beta=1$, a presença de transferência de calor aumenta o intervalo de valores de β permissíveis sob este ponto de vista. Provou-se ainda que o número de volumes de controle deve ser tal que obedeça a seguinte relação:

$$1 - \frac{\Delta RT}{1 + \beta \Delta RT} > 0 \quad (2.6)$$

onde,

$$\Delta RT = \frac{RT}{n}$$

n = número de volumes de controle

RT = relação entre o tempo de transporte e tempo de armazenamento de calor no sistema : $RT = \frac{UP_r L}{\rho CAV}$

O adimensional RT caracteriza o tamanho do volume, porém este "tamanho" não significa necessariamente dimensões físicas. Um volume de controle é considerado pequeno, mesmo tendo grandes dimensões físicas, quando apresenta um baixo tempo de transporte e conseqüentemente um baixo RT.

2.2.2 Fluxo de Calor - Diferenças de Temperaturas

A diferença para trás ($\beta=1$) mostrou-se superior frente ao problema de depressão nas introduz problemas adicionais se aplicada a trocadores de calor com fluxo em contra-corrente. Isto é causado pelo fato de que neste caso, o processo de transferência de calor é descrito por uma diferença entre duas temperaturas que não correspondem nem no tempo, nem no espaço, sendo que esta diferença pode se tornar até negativa.

A primeira vista, este problema parece ser resolvido fazendo-se uma distinção entre a temperatura média relativa ao fenômeno de transporte e a temperatura média relativa ao fluxo de calor. A primeira podendo ser escolhida igual a temperatura de saída e a segunda escolhida de forma a garantir uma diferença de temperatura, entre o primário e o secundário, positiva sob qualquer condição. Mas isto implica em um desvio da equação original e em um desacoplamento parcial entre os problemas de transporte e de transferência de calor.

Uma solução simples para este problema é fazer corresponder no espaço e no tempo as temperaturas que descrevem o fluxo de calor, mantendo a diferença para trás. Dessa forma resulta no estudo da temperatura de saída e de entrada nos volumes sem utilizar as temperaturas médias. Esta solução somente é satisfatória quando se tem um grande número de pequenos volumes.

Outra solução adotada por Wolde [34], é usar duas temperaturas na parede dos tubos de metal, sendo constante a diferença entre elas. Assim, o gradiente de temperatura na parede é sempre constante. O armazenamento de calor nos tubos é descrito por uma equação de energia para uma das temperaturas,

assume-se que o calor fornecido ao outro nível de temperatura é transferido imediatamente. Esta diferença constante de temperatura garante o balanço de energia correto para os tubos.

2.2.3 Presença de Ebulição

À medida que o processo de ebulição ocorre a temperatura constante o lado secundário de evaporadores de fluxo em paralelo, ou em contra-corrente, não pode ser descrito por equações similares às até agora analisadas. O processo de transferência de calor é inerentemente desacoplado dos fenômenos de transporte e armazenamento; isto decorre dos seguintes fatores: a temperatura em um volume que apresenta ebulição é constante (igual à temperatura de saturação) assim, não há problemas na diferença de temperaturas que determina o fluxo de calor, e a entalpia de saída não está diretamente relacionada à temperatura de saturação. Este fato implica na utilização da diferença para trás sem problemas. Ao contrário do caso considerado na seção anterior, o desacoplamento resultante do uso da diferença para trás é admissível para escoamento bifásico. Além disto, a temperatura do volume sendo constante, resulta em aumento da precisão da simulação, em razão das equações estarem descrevendo fielmente as características dos processos.

2.2.4 Simplificações Induzidas pelo Método

Quando se aplica a técnica de volumes de controle a qualquer sistema, uma série de simplificações são realizadas com a finalidade de tornar mais manipulável o sistema de equações. Nesta seção será verificado o erro cometido em tais simplificações, usuais quando se tem líquido subresfriado. Nota-se que mesmo eliminando estas simplificações mais comuns os erros de aproximação não deixam de existir, pois este tipo de abordagem contém, por natureza, aproximações impossíveis de serem eliminadas, como por exemplo, escoamento unidimensional.

Considere o volume de controle esquematizado na figura 2.4, que apresenta um escoamento de fluido subresfriado e

comprimento variável.

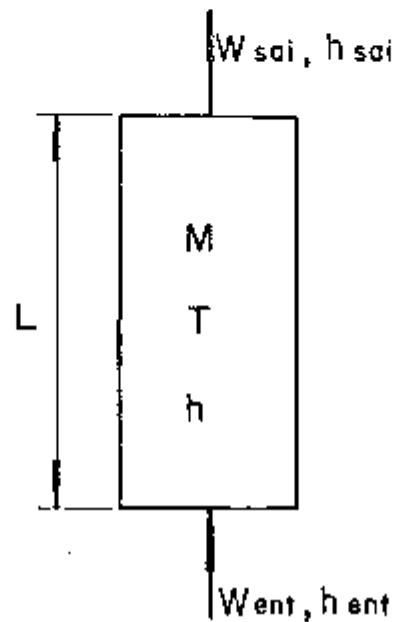


Figura 2.4 : Esquema de um Volume de Controle de Comprimento Variável e com Escoamento de Fluido Subresfriado.

Fazendo-se um balanço de massa, tem-se:

$$\frac{dM}{dt} = W_{ent} - W_{sai} \quad (2.7)$$

onde,

$$M = AL\rho$$

Assim, desenvolvendo a derivada, fica:

$$A \left(L \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{dL}{dt} \right) = W_{ent} - W_{sai} \quad (2.8)$$

Admitindo que o fluido subresfriado não é incompressível, tem-se:

$$A \left(L \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{dh}{dt} + \rho \frac{dL}{dt} \right) = W_{ent} h_{ent} - W_{sai} h_{sai} \quad (2.9)$$

Fazendo-se o balanço de energia, tem-se:

$$\frac{d}{dt}(Mh) = W_{ent} h_{ent} - W_{sai} h_{sai} \quad (2.10)$$

desenvolvendo a derivada, obtém-se:

$$A \left(L \rho \frac{dh}{dt} + hL \frac{d\rho}{dt} + h\rho \frac{dL}{dt} \right) = W_{ent} h_{ent} - W_{sai} h_{sai} \quad (2.11)$$

novamente, admitindo-se fluido compressível, fica:

$$A \left(L \rho \frac{dh}{dt} + hL \frac{\partial \rho}{\partial h} \frac{dh}{dt} + h\rho \frac{dL}{dt} \right) = W_{ent} h_{ent} - W_{sai} h_{sai} \quad (2.12)$$

Observa-se que não foi considerado transferência de calor através das fronteiras do volume de controle, porque não interfere na presente análise.

As equações (2.9) e (2.12) descrevem o comportamento dinâmico do volume em consideração. Analisando estas equações, conclui-se que se for admitido que o fluido é incompressível, ou seja, adotando-se $\frac{\partial \rho}{\partial h} = 0$, estará sendo feito um erro da ordem de 1%. Isto é verificado pelo fato de que nas condições de operação do gerador de vapor o termo $\frac{\partial \rho}{\partial h}$ é da ordem de $10^{-4} \text{ Kg}^2/\text{m}^3\text{J}$ e as derivadas temporais das variáveis estão no intervalo de 10 a 0,1% de seu valor.

Se além desta simplificação for admitido que $dh = C dT$, em volumes de controle onde existam grandes variações de pressão, como nas regiões do lado do circuito secundário, o erro cometido será da ordem de 5%. Este fato pode ser visualizado da seguinte forma: considere a relação termodinâmica,

$$dh = CdT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dP \quad (2.13)$$

Admitir que $dh = CdT$ significa que se despreza o termo $\left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dP$, que é da ordem de 10^2 J/Kg , (para os volumes de controle que apresentam líquido subresfriado no lado do circuito secundário), que se comparado com o outro termo (da ordem de $5 \times 10^3 \text{ J/Kg}$), chega-se ao resultado discutido.

Esta aproximação aplicada ao lado do circuito primário não resulta no mesmo erro, porque neste caso as variações de pressão são desprezíveis, sendo amortizadas pelo pressurizador. Observa-se que o erro de 5% é cometido somente na descrição do volumes de controle onde a aproximação $dh = CdT$ é aplicada; assim o uso desta simplificação no lado do circuito secundário, resulta em um erro global menor.

Note-se que não tem sentido considerar o termo $\partial \rho / \partial h$ para fluido subresfriado, pois é realmente desprezível e se for considerado complica desnecessariamente as equações. A aproximação da entalpia usando o calor específico somente se justifica como uma maneira de simplificação adotada para processos com fluido subresfriado onde não ocorra grandes variações de pressão. Observa-se ainda que estas simplificações são inaceitáveis para volumes onde há presença de vapor ou escoamento bifásico.

2.3 O GERADOR DE VAPOR DE TUBOS EM U

Pelo que foi visto, a utilização da técnica de volumes de controle pode acarretar em diversos problemas, mas nesta seção será mostrado que esta técnica é adequada para simular sistemas de produção de vapor e em particular o gerador de vapor de tubos em U. Isto ocorre em razão dos seguintes fatores:

1. o coeficiente de transferência de calor para ebulição é pouco dependente da vazão. Um cálculo térmico pode ser razoavelmente realizado mesmo

com uma estimativa pobre da recirculação;

2. o coeficiente global de transferência de calor é determinado principalmente pela resistência térmica dos tubos, portanto a precisão nos coeficientes de transferência de calor por convecção é de pouca importância;
3. a perda de pressão do fluido secundário no gerador de vapor e o comprimento da região subresfriada são pequenos, dessa forma a temperatura no lado secundário é praticamente independente da posição;
4. em vista dos pontos 2 e 3 uma equação para a recirculação somente é justificada se for desejado o estudo do nível de água, ou grandes precisões.

Dessa forma o lado do secundário da região de transferência de calor é um sistema que segue por natureza as características da abordagem de volumes de controle. O emprego da técnica de diferenças finitas somente se justifica quando é desejado o cálculo da composição da mistura água-vapor antes dos separadores. A necessidade de conhecer esta composição aparece por exigências do processo de separação que se constitui no grande problema da operação confiável dos geradores de vapor de tubos em U. Separação inadequada tem dois aspectos, vapor que é carregado pela água recirculada ("carry-under") e partículas de água levadas junto com o vapor para a turbina ("carry-over"). O primeiro fenômeno resulta numa diminuição da circulação natural, enquanto que o segundo causa erosão nas pás da turbina. Para propósitos de projeto a qualidade exata da mistura bifásica que deixa o gerador deve ser conhecida sob quaisquer condições, inclusive transientes. Mas devido ao pouco conhecimento de escoamento bifásico em geometrias complexas, o cálculo preciso de fração de vazio em função do espaço e do tempo se constitui em um problema ainda não totalmente resolvido. Muitos experimentos tem sido realizados em geometrias especiais, mas o processo de separação e escoamento por fora

de um feixe de tubos ainda não são muito bem conhecidos.

Como comentário final, deve ser enfatizado que os resultados de qualquer modelo de trocador de calor que utilize relativamente grandes volumes de controle deve ser interpretado com certo ceticismo e a aplicação de correlações de transferência de calor acuradas é irrelevante em tais casos. Porém, com uma razoável divisão do sistema os problemas analisados podem ser minimizados, ou até eliminados.

CAPÍTULO III

3. DESENVOLVIMENTO DO MODELO MATEMÁTICO

3.1 INTRODUÇÃO

Uma parte essencial da análise dinâmica de qualquer sistema é a modelagem dos processos físicos que ocorrem durante um transiente. O propósito do processo de modelagem é obter uma descrição matemática capaz de prever as respostas do sistema físico para os possíveis tipos de perturbações.

Para um sistema térmico-hidráulico como um gerador de vapor, um modelo matemático deve consistir em equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. O presente modelo inclui, balanço de energia para os fluidos primário e secundário e para os tubos de metal, balanço de massa para os fluidos primário e secundário e balanço da quantidade de movimento para o fluido secundário.

À medida que o modelo final foi obtido a partir de um modelo inicial simplificado pela introdução de diversas complexidades, o estudo resultou na confecção de quatro modelos, que diferem entre si basicamente nas hipóteses adotadas, ou seja, no nível de complexidade (ver tabela 3.1). Deve-se ressaltar, contudo, que as equações básicas são as mesmas para todos os modelos.

3.2 DESCRIÇÃO DO SISTEMA FÍSICO



Como foi mencionado, o gerador de vapor considerado é vertical de tubos em U com circulação natural, como esquematizado na figura 3.1. Observando-se este esquema pode-se definir os diferentes processos que ocorrem na operação normal deste gerador.

A. Lado do circuito primário

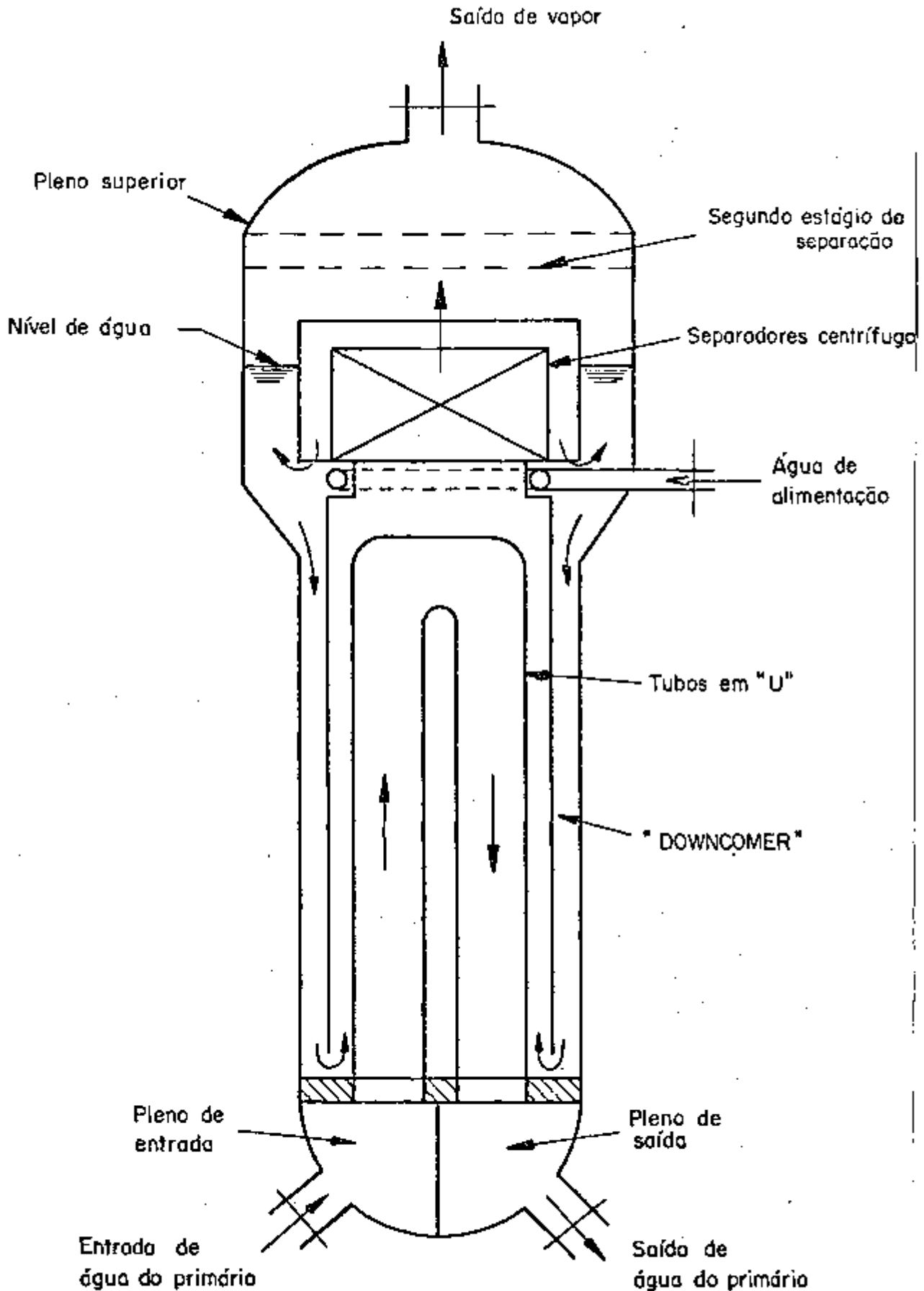


Figura 3.1 : Esquema de um gerador de vapor vertical de tubos em U com circulação natural.

O fluido primário proveniente da perna quente do reator entra na câmara inferior do gerador de vapor através do bocal de entrada. Escoa pelo interior dos tubos em U transferindo calor para o fluido do circuito secundário e entra na câmara de saída antes de deixar o gerador. Note-se que o fluxo do fluido primário tem o mesmo sentido que o fluxo do fluido secundário quando da sua subida pelo interior dos tubos e em contra-corrente quando da descida. Assim, o gerador de vapor de tubos em U pode ser considerado composto de um gerador de fluxo paralelo e um de fluxo em contra-corrente.

B. Tubos em U

As paredes dos tubos em U separam o fluido primário do fluido secundário. A condutância do metal juntamente com os coeficientes de película interno e externo aos tubos determinam os coeficientes globais de transferência de calor, relacionados com as temperaturas médias dos fluidos e do metal.

C. Lado do circuito secundário

A água de alimentação do circuito secundário entra no pleno superior, através de um anel, onde se mistura com água saturada separada do vapor pelos separadores e secadores. Esta água ligeiramente subresfriada desce pelo "downcomer" (região anular entre os tubos e a carcaça) e entra na região de transferência de calor. O calor proveniente do circuito primário é transferido para o fluido secundário à medida que este sobe, escoando por fora dos tubos, formando uma mistura água-vapor. A mistura bifásica abandona a região dos tubos, passando através dos separadores de vapor, onde o vapor é separado e coletado na parte superior do gerador, enquanto a água é misturada com a água de alimentação. O vapor sai do gerador por um bocal na sua parte superior, a uma taxa determinada pela demanda elétrica.

3.3 HIPÓTESES BÁSICAS

No desenvolvimento de um modelo matemático para um sistema complexo como este gerador de vapor, várias hipóteses

devem ser feitas. As hipóteses comuns aos quatro modelos são as seguintes:

1. escoamento unidimensional tanto para o fluido primário quanto para o fluido secundário;
2. condutividade térmica, calor específico e densidade constantes para o metal;
3. supõe-se que a entalpia e o título da mistura bifásica, na região de ebulição do circuito secundário, variem linearmente com a posição;
4. modelo homogêneo para a mistura bifásica água-vapor;
5. o vapor proveniente dos separadores é saturado seco;
6. despreza-se os processos de ebulição subresfriada;
7. despreza-se os processos naturais de condensação e evaporação na superfície de líquido no pleno superior;
8. não há transferência de calor entre a região dos tubos e o "downcomer";
9. não há transferência de calor entre as câmaras de entrada e de saída do fluido primário;
10. não há perda de calor para o ambiente;
11. despreza-se os termos de dissipação por atrito na equação de energia;
12. despreza-se acúmulo de energia nas partes metálicas do gerador de vapor que não sejam os tubos em U.

O primeiro modelo, além das hipóteses acima, admite também o seguinte:

1. fluido incompressível e propriedades constantes para a água do primário e para a água subresfriada do secundário;
2. coeficientes de transferência de calor constantes durante os transientes;
3. as constantes de tempo relacionadas aos fenômenos hi-

dráulicos são bem menores do que as constantes de tempo dos fenômenos térmicos, ou seja, considera-se a equação da quantidade de movimento para o transiente igual à do estado estacionário.

O segundo modelo admite além das hipóteses comuns a todos os modelos, as seguintes:

1. fluido incompressível e propriedades constantes para a água do primário e água subresfriada do secundário;
2. despreza-se o acúmulo de quantidade de movimento durante o transiente.

O terceiro modelo apresenta basicamente as mesmas hipóteses que o segundo, mas considera o acúmulo de quantidade de movimento. Porém considera somente armazenamento de quantidade de movimento no "downcomer".

O quarto modelo considera a variação de todas as propriedades, tanto para o fluido primário quanto para o fluido secundário, apresentando as mesmas hipóteses adotadas no terceiro modelo.

A tabela 3.1 apresenta um resumo dos quatro modelos desenvolvidos, mostrando seus aspectos gerais.

Análise das hipóteses adotadas

Na adoção das hipóteses é fundamental a consideração da técnica de modelagem utilizada, pois não há sentido em tentar descrever certos detalhes (minúcias) dos processos físicos com a finalidade de obter precisão, se inerentemente a técnica da modelagem introduz um determinado erro. Resumindo, as hipóteses admitidas devem ser condizentes com a técnica de modelagem.

Foi admitido escoamento unidimensional por imposição da técnica de modelagem utilizada. Na região dos tubos, do lado do circuito secundário, ocorre fluxo cruzado, ocasionado pela maior formação de vapor do lado da perna quente do primário, mas a consideração de fluxo cruzado não tem significado face à proposição deste estudo. No máximo poderia se considerar uma divisão do fluxo do fluido secundário entre a perna

Tabela 3.1 : Aspectos Gerais dos Modelos Desenvolvidos

Características :

1. Coeficientes de transferência de calor constantes durante os transitórios.
2. Admite-se a equação da quantidade de movimento para o transiente igual a equação do estado estacionário.
3. Fluido incompressível e propriedades constantes para a água do primário e a água subresfriada do secundário.
4. Despreza-se o acúmulo de quantidade de movimento no "downcomer".
5. Cálculo de todas as propriedades tanto do fluido primário quanto do fluido subresfriado do secundário.
6. Utilização da entalpia no lugar da aproximação CDT , para o fluido subresfriado do secundário.

	CARACTERÍSTICA					
	1	2	3	4	5	6
Modelo 1	X	X	X	X		
Modelo 2			X	X		
Modelo 3			X			
Modelo 4					X	X

quente e a perna fria.

A hipótese de propriedades constantes para o metal é amplamente satisfatória, pois a variação das propriedades com a temperatura, para os metais geralmente empregados na construção dos tubos em U (Inconel) é praticamente desprezível.

A hipótese de que o título mássico e consequentemente a entalpia da mistura bifásica, variam linearmente com a posição é razoável à medida que, em condições normais, nos geradores de vapor de tubos em U somente um mecanismo de geração de vapor (ebulição nucleada) está presente e não há interesse nos valores locais destas grandezas e sim nos seus valores médios.

Foi adotado um modelo homogêneo para a mistura bifásica, o que não é longe da realidade, pois em condições normais tem-se escoamento do tipo turbulento ("churn") na região dos tubos. O modelo homogêneo não é muito apropriado para a descrição do processo de separação de vapor, mas tendo em conta que não há interesse nos detalhes do processo de separação, este é um modelo simples e eficiente. Existe interesse somente na perda de carga que ocorre durante o processo de separação, os detalhes de "carry-over" e "carry-under" não são relevantes, e isto fica claro quando se admite que o vapor proveniente dos separadores é saturado seco.

Os processos de ebulição subresfriada foram desprezados, pois de acordo com Wolde [34], que apresenta um estudo da influência de uma região de ebulição subresfriada, tem-se que em condições estacionárias menos do que 1% do total de calor é transferido por este mecanismo. Ainda, segundo esta mesma referência, a inclusão de tal mecanismo de transferência de calor não resulta em diferenças significativas do comportamento dinâmico, exigindo somente maiores tempos de computação.

A região do "downcomer" pode, satisfatoriamente, ser considerada adiabática. A perda de calor para o ambiente é minimizada pela presença de isolante térmico. Se for considerado um coeficiente global de transferência de calor entre a região dos tubos e o "downcomer" da mesma ordem de grandeza do

coeficiente global de transferência de calor entre o fluido primário e o fluido secundário (observa-se que dessa forma maximiza-se o fluxo de calor entre a região dos tubos e o "downcomer"), tem-se um aumento de cerca de $0,5^{\circ}\text{C}$ na temperatura do fluido secundário entre a entrada e a saída do "downcomer".

Desprezou-se a troca de calor entre as câmaras de entrada e de saída do fluido primário apesar da razoável diferença de temperatura, porque a área de troca de calor é muito pequena e a velocidade do fluido nestas câmaras é relativamente baixa, implicando em uma pequena transferência de calor.

A medida que os mecanismos naturais de condensação e evaporação na superfície de líquido na câmara superior são no caso, de importância secundária e também de difícil avaliação, não foram considerados. Achou-se melhor desprezar um processo de pouca importância do que considerá-lo erroneamente.

Os termos de dissipação por atrito da equação de energia devido a escoamento monofásico e bifásico foram desprezados porque não chegam a representar, segundo Bruens [7], 0,02% e 1% do fluxo de calor linear, respectivamente.

A variação da energia acumulada nas partes metálicas que não sejam os tubos em U foi desprezada em razão da grande dificuldade de avaliação. Para a realização de um balanço de energia na estrutura do gerador de vapor deve-se conhecer detalhadamente a massa da carcaça e dos internos e os processos de transferência de calor do fluido para estes corpos metálicos, o que é extremamente difícil.

As hipóteses adotadas em alguns modelos, de coeficientes de transferência de calor constantes, propriedades constantes para a água subresfriada, constantes de tempo relacionadas aos fenômenos hidráulicos bem menores do que às relacionadas com fenômenos térmicos e a não consideração de acúmulo de quantidade de movimento, são analisadas a posteriori, na comparação dos diversos modelos desenvolvidos.

3.4 ESTRUTURA DO MODELO MATEMÁTICO

Na divisão do gerador de vapor em volumes de controle considerou-se os problemas apontados no capítulo 2, procurando-se obter "pequenos" volumes de forma que a relação 2.6 fosse respeitada e que em cada volume a natureza dos processos físicos não variasse muito entre a entrada e a saída.

Utilizou-se basicamente a "diferença para trás" para eliminar os problemas de depressão. A presença de uma região onde ocorre ebulição não implica em grandes problemas no cálculo da diferença de temperatura que descreve o fluxo de calor. Este problema somente aparece nos volumes da região de transferência de calor onde existe fluido subresfriado do lado do secundário e, para eliminá-lo impôs-se a correspondência no espaço entre as temperaturas. Desprezou-se, como aconselhado, o termo $\partial\rho/\partial h$. Adotou-se o calor específico para aproximar as diferenças de entalpia no lado do circuito primário. Para o fluido subresfriado do secundário nos três primeiros modelos também foi adotado o calor específico, mas para o modelo 4 usou-se as entalpias.

Alguns volumes são de comprimento variável, determinado por uma fronteira móvel que separa regiões com processos significativamente diferentes. Existem duas fronteiras móveis. Uma localizada na região dos tubos, no ponto onde o fluido secundário atinge o ponto de saturação, ou seja, separa a região subresfriada da região saturada e a outra localizada no pleno superior, representando o nível de água no gerador de vapor.

A repartição em volumes do gerador de vapor está esquematizado na figura 3.2, onde se distingue:

A. Lado do circuito primário

- . câmara de entrada - PRE
- . bloco 1 do primário - PRL1
- . bloco 2 do primário - PRL2
- . bloco 3 do primário - PRL3
- . bloco 4 do primário - PRL4
- . câmara de saída - PRS

B. Tubos em U

- . bloco de metal 1 - MTL1
- . bloco de metal 2 - MTL2
- . bloco de metal 3 - MTL3
- . bloco de metal 4 - MTL4

C. Lado do Circuito Secundário

- . bloco subresfriado - FSSL
- . bloco bifásico - FSBL
- . pleno superior - FSPL
 - . separador
 - . volume de água
 - . volume de vapor
- . "downcomer" - FSDL

A fronteira móvel entre o bloco subresfriado (FSSL) e o bloco bifásico (FSBL) é calculada na simulação. O comprimento dos blocos adjacentes de metal e do circuito primário acompanha a variação dos blocos do secundário.

3.5 EQUAÇÕES BÁSICAS DO MODELO

Existem quatro modelos que diferem basicamente nos seguintes aspectos :

- . coeficientes de transferência de calor;
- . propriedades físicas;
- . equação da quantidade de movimento.

As equações apresentadas nesta seção são desenvolvidas, quando possível, somente para o modelo mais complexo. As equações para os modelos mais simples são obtidas das equações do modelo mais complexo por simplificações, como por exemplo, densidade e calor específico iguais em todos os pontos do primário.

3.5.1 Circuito Primário

As equações para este circuito consistem em duas

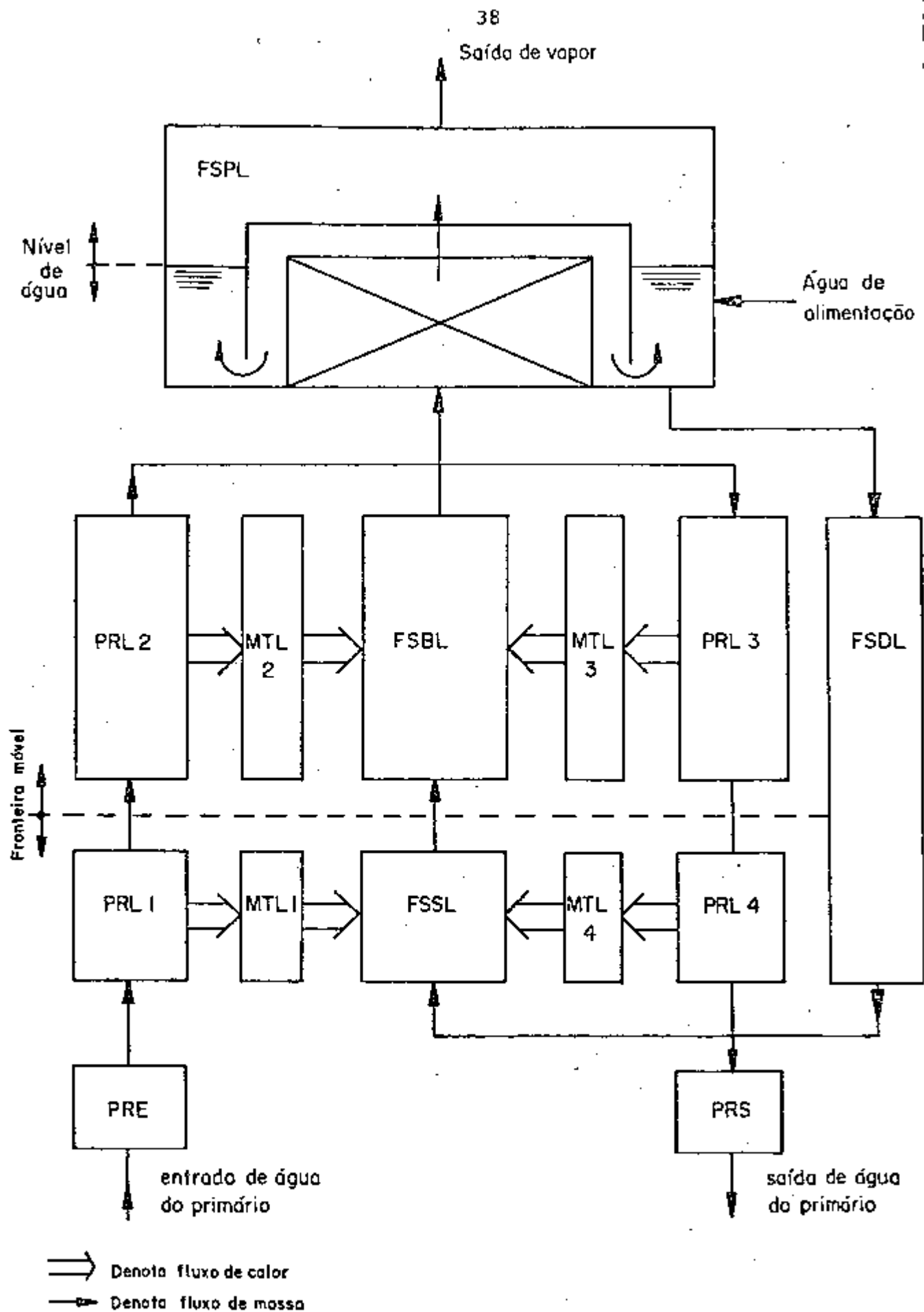


Figura 3.2 : Esquema da divisão do gerador de vapor em volumes de controle.

equações para as câmaras de entrada e de saída e quatro equações para os blocos do primário na região dos tubos. São consideradas as equações de conservação de massa e energia. Atenção especial é dada à fronteira móvel entre as regiões subresfriada e saturada do circuito secundário; esta fronteira é determinada pelo comprimento requerido para que a água subresfriada do secundário, atinja a temperatura de saturação. Esta distância também fixa o comprimento dos blocos de metal. O esquema da figura 3.3 mostra os volumes de controle do circuito primário.

3.5.1.1 Câmara de Entrada (PRE)

Um balanço de massa neste volume resulta em :

$$\frac{d}{dt}(M_{pe}) = W_p - W_{pe} \quad (3.1)$$

onde,

$$M_{pe} = \rho_{pe} V_{pe} \quad (3.2)$$

Assim,

$$V_{pe} \frac{d}{dt}(\rho_{pe}) = W_p - W_{pe} \quad (3.3)$$

Como o termo $\frac{d\rho_{pe}}{dt}$ é desprezível, segue que :

$$W_p = W_{pe} \quad (3.4)$$

Balanço de energia.

$$\frac{d}{dt}(M_{pe} h_{pe}) = W_p (h_{pent} - h_{pe}) \quad (3.5)$$

como o volume da câmara é constante e a variação da densidade é desprezível, tem-se;

$$M_{pe} \frac{dh_{pe}}{dt} = W_p (h_{pent} - h_{pe}) \quad (3.6)$$

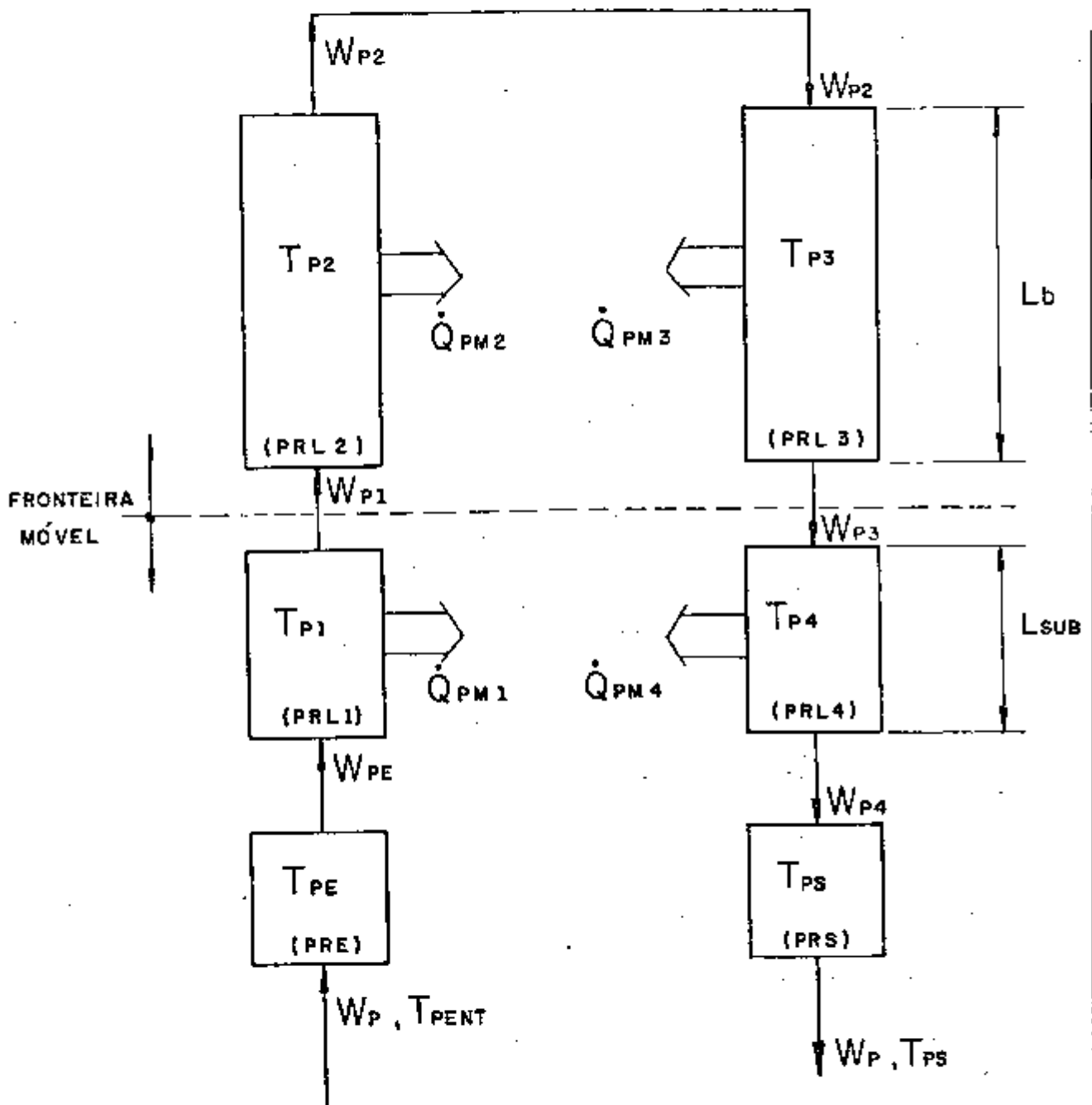


Figura 3.3 : Divisão do circuito primário em volumes de controle.

Adotando, $dh = C_d T$, segue;

$$M_{pe} C_{pe} \frac{dT_{pe}}{dt} = W_p C_{pe} (T_{pent} - T_{pe}), \quad (3.7)$$

que resulta em,

$$\frac{dT_{pe}}{dt} = \frac{W_p}{M_{pe}} (T_{pent} - T_{pe}) \quad (3.8)$$

3.5.1.2 Bloco 1 do Primário (PRL1)

Balanco de massa.

$$\frac{d}{dt} (M_{p1}) = W_p - W_{p1} \quad (3.9)$$

onde,

$$M_{p1} = \rho_{p1} A_p L_{sub} \quad (3.10)$$

Desenvolvendo a derivada e observando que a área de escoamento é constante, tem-se :

$$A_p \frac{d}{dt} (\rho_{p1} L_{sub}) = W_p - W_{p1}, \quad (3.11)$$

desprezando o termo $\frac{d\rho_{p1}}{dt}$, fica;

$$A_p \rho_{p1} \frac{dL_{sub}}{dt} = W_p - W_{p1} \quad (3.12)$$

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{p1} h_{p1}) = W_p h_{pe} - W_{p1} h_{p1} - \dot{Q}_{pm1} \quad (3.13)$$

onde,

\dot{Q}_{pm1} = taxa de transferência de calor entre o bloco 1 do primário e o bloco de metal 1, dada por;

$$\dot{Q}_{pm1} = U_{pm1} P_{r1} L_{sub} (T_{p1} - T_{m1}) \quad (3.14)$$

Usando a aproximação, $dh = C dT$ e desprezando $\frac{d\rho_{p1}}{dt}$, tem-se:

$$\rho_{p1} A_p C_{p1} (L_{sub} \frac{dT_{p1}}{dt} + T_{p1} \frac{dL_{sub}}{dt}) = W_p C_{pe} T_{pe} - W_{p1} C_{p1} T_{p1} - \dot{Q}_{mp1}, \quad (3.15)$$

como $C_{pe} = C_{p1}$, pode-se adotar $C_{pe} = C_{p1}$. Substituindo as equações (3.12) e (3.14) na equação acima, obtém-se:

$$\rho_{p1} A_p C_{p1} L_{sub} \frac{dT_{p1}}{dt} = W_p C_{p1} (T_{pe} - T_{p1}) - U_{pm1} P_{r1} L_{sub} (T_{p1} - T_{m1}) \quad (3.16)$$

3.5.1.3 Bloco 2 do Primário (PRL2)

Balanco de massa.

$$\frac{d(M_{p2})}{dt} = W_{p1} - W_{p2}, \quad (3.17)$$

mas,

$$M_{p2} = \rho_{p2} A_p L_b \quad (3.18)$$

assim,

$$A_p \rho_{p2} \frac{dL_b}{dt} = W_{p1} - W_{p2} \quad (3.19)$$

Sendo, $L_{sub} + L_b = \text{constante}$ (comprimento total dos tubos), tem-se:

$$\frac{dL_b}{dt} = - \frac{dL_{sub}}{dt}, \quad (3.20)$$

portanto, a equação (3.19) reduz-se a;

$$W_{p2} = W_{p1} + \rho_{p2} A_p \frac{dL_{sub}}{dt}, \quad (3.21)$$

Mas da equação (3.12), tem-se que;

$$W_{p1} = W_p - \rho_{p1} A_p \frac{dL_{sub}}{dt},$$

que substituindo na equação (3.21) e desprezando variações entre as densidades ρ_{p_1} e ρ_{p_2} , resulta no balanço de massa do volume;

$$W_{p_2} = W_p \quad (3.22)$$

Balanço de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{p_2} h_{p_2}) = W_{p_1} h_{p_1} - W_{p_2} h_{p_2} - \dot{Q}_{pm_2} \quad (3.23)$$

onde,

$$\dot{Q}_{pm_2} = U_{pm_2} P_{r_1} L_b (T_{p_2} - T_{m_2}) = \text{taxa de transferência} \quad (3.24)$$

de calor entre o bloco 2 do primário e o bloco de metal 2.

Adotando as simplificações, $dh = C_d T$ e $\frac{d\rho_{p_2}}{dt} \approx 0$, tem-se:

$$C_{p_2} \rho_{p_2} (A_p L_p \frac{dT_{p_2}}{dt} + T_{p_2} \frac{dL_b}{dt}) = W_{p_1} C_{p_1} T_{p_1} - W_{p_2} C_{p_2} T_{p_2} - U_{pm_2} P_{r_1} L_b (T_{p_1} - T_{m_2}) \quad (3.25)$$

Como $C_{p_1} = C_{p_2}$, substituindo as equações (3.22) e (3.20) na equação anterior e rearranjando, obtém-se :

$$\frac{dT_{p_2}}{dt} + \frac{(T_{p_1} - T_{p_2})}{L_b} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{W_p}{\rho_p A_p L_b} (T_{p_1} - T_{p_2}) - \frac{U_{pm_2} P_{r_1}}{\rho_p A_p C_{p_2}} (T_{p_1} - T_{m_2}) \quad (3.26)$$

3.5.1.4 Bloco 3 do primário (PRL3)

Balanço de massa.

$$\frac{d}{dt} (M_{p_3}) = W_{p_2} - W_{p_3} \quad (3.27)$$

onde,

$$M_{P_3} = \rho_{P_3} A_P L_b \quad (3.28)$$

assim,

$$\rho_{P_3} A_P \frac{dL_b}{dt} = W_{P_2} - W_{P_3} \quad (3.29)$$

Substituindo na equação acima a equação (3.22), resulta:

$$W_{P_3} = W_P + \rho_{P_3} A_P \frac{dL_{sub}}{dt} \quad (3.30)$$

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{P_3} h_{P_3}) = W_{P_2} h_{P_2} - W_{P_3} h_{P_3} - \dot{Q}_{pm_3} \quad (3.31)$$

onde,

$$\dot{Q}_{pm_3} = U_{pm_3} P_{r1} L_b (T_{P_3} - T_{m_3}) \quad (3.32)$$

Adotando as aproximações para a entalpia, desprezando a deriva da da densidade e substituindo as equações (3.22) e (3.30), tem se:

$$\begin{aligned} \rho_{P_3} A_P C_{P_3} T_{P_3} \left(\frac{dL_b}{dt} + L_b \frac{dT_{P_3}}{dt} \right) &= W_P C_{P_3} (T_{P_2} - T_{P_3}) + \rho_{P_3} A_P C_{P_3} \frac{dL_b}{dt} - \\ &- U_{pm_3} P_{r1} L_b (T_{P_3} - T_{m_3}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

que rearranjando, resulta;

$$\frac{dT_{P_3}}{dt} = \frac{W_P}{\rho_{P_3} A_P L_b} (T_{P_2} - T_{P_3}) - \frac{U_{pm_3} P_{r1}}{\rho_{P_3} A_P C_{P_3}} (T_{P_3} - T_{m_3}) \quad (3.34)$$

3.5.1.5 Bloco 4 do primário (PRL4)

Balanco de massa.

$$\frac{d}{dt} (M_{P_4}) = W_{P_3} - W_{P_4} \quad (3.35)$$

substituindo, $M_{p_4} = \rho_{p_4} A L_{sub}$, obtêm-se;

$$\rho_{p_4} A \frac{dL_{sub}}{dt} = W_{p_3} - W_{p_4} \quad (3.36)$$

Introduzindo na equação acima a equação (3.30), tem-se:

$$W_{p_4} = W_p \quad (3.37)$$

. Balanço de energia

$$\frac{d}{dt} (M_{p_4} h_{p_4}) = W_{p_3} h_{p_3} - W_{p_4} h_{p_4} - \dot{Q}_{pm_4} \quad (3.38)$$

adotando as simplificações para a entalpia, desprezando a derivada da densidade e usando as equações (3.30) e (3.37), consegue-se;

$$\rho_{p_4} A C_{p_4} \left(T_{p_4} \frac{dL_{sub}}{dt} + L_{sub} \frac{dT_{p_4}}{dt} \right) = \left(W_p + \rho_{p_3} A \frac{dL_{sub}}{dt} \right) C_{p_3} T_{p_3} - W_p C_{p_4} T_{p_4} - \dot{Q}_{pm_4} \quad (3.39)$$

como $C_{p_3} = C_{p_4}$ e $\rho_{p_3} = \rho_{p_4}$, pode-se adotar $C_{p_3} = C_{p_4}$ e $\rho_{p_3} = \rho_{p_4}$.

Substituindo a equação da taxa de transferência de calor,

$$\dot{Q}_{pm_4} = U_{pm_4} P_{r_2} L_{sub} (T_{p_4} - T_{m_4}) \quad (3.40)$$

e rearranjando, resulta;

$$\frac{dT_{p_4}}{dt} + \frac{(T_{p_4} - T_{p_3})}{L_{sub}} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{W_p}{\rho_{p_4} A L_{sub}} (T_{p_3} - T_{p_4}) - \frac{U_{pm_4} P_{r_1}}{\rho_{p_4} A L_{sub}} (T_{p_4} - T_{m_4}) \quad (3.41)$$

3.5.1.6 Câmara de Saída (PRS)

A equação para este volume de controle é obtida da mesma maneira que para o pleno de entrada, resultando no seguinte :

$$\frac{dT_{ps}}{dt} = \frac{W_p}{M_{ps}} (T_{p_4} - T_{ps}) \quad (3.42)$$

onde,

$$M_{ps} = V_{ps} \rho_{ps} \quad (3.43)$$

3.5.2 Tubos de Metal

Como no caso dos volumes do primário na região dos tubos é necessário atenção especial para o tratamento da fronteira móvel entre as seções subresfriada e saturada. Neste caso, assume-se que a fronteira move a uma taxa $\frac{dL_{sub}}{dt}$, isto adiciona (ou subtrai) uma quantidade de calor a uma taxa de $\rho_m A_m \bar{T}_m \frac{dL_{sub}}{dt}$ do bloco de metal sob consideração. Onde,

\bar{T}_m = temperatura média na fronteira.

O esquema da figura 3.4 apresenta os volumes de controle dos tubos de metal.

3.5.2.1 Bloco de Metal 1 (MTL1)

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{m_1} C_m T_{m_1}) = \dot{Q}_{pm_1} - \dot{Q}_{ms_1} + \rho_m A_m C_m \bar{T}_m \frac{dL_{sub}}{dt}, \quad (3.44)$$

substituindo as expressões abaixo;

$$M_{m_1} = \rho_m A_m L_{sub} \quad (3.45)$$

$$\bar{T}_{m_1} = \frac{T_{m_1} + T_{m_2}}{2}$$

e observando que ρ_m e C_m são admitidas constantes, tem-se;

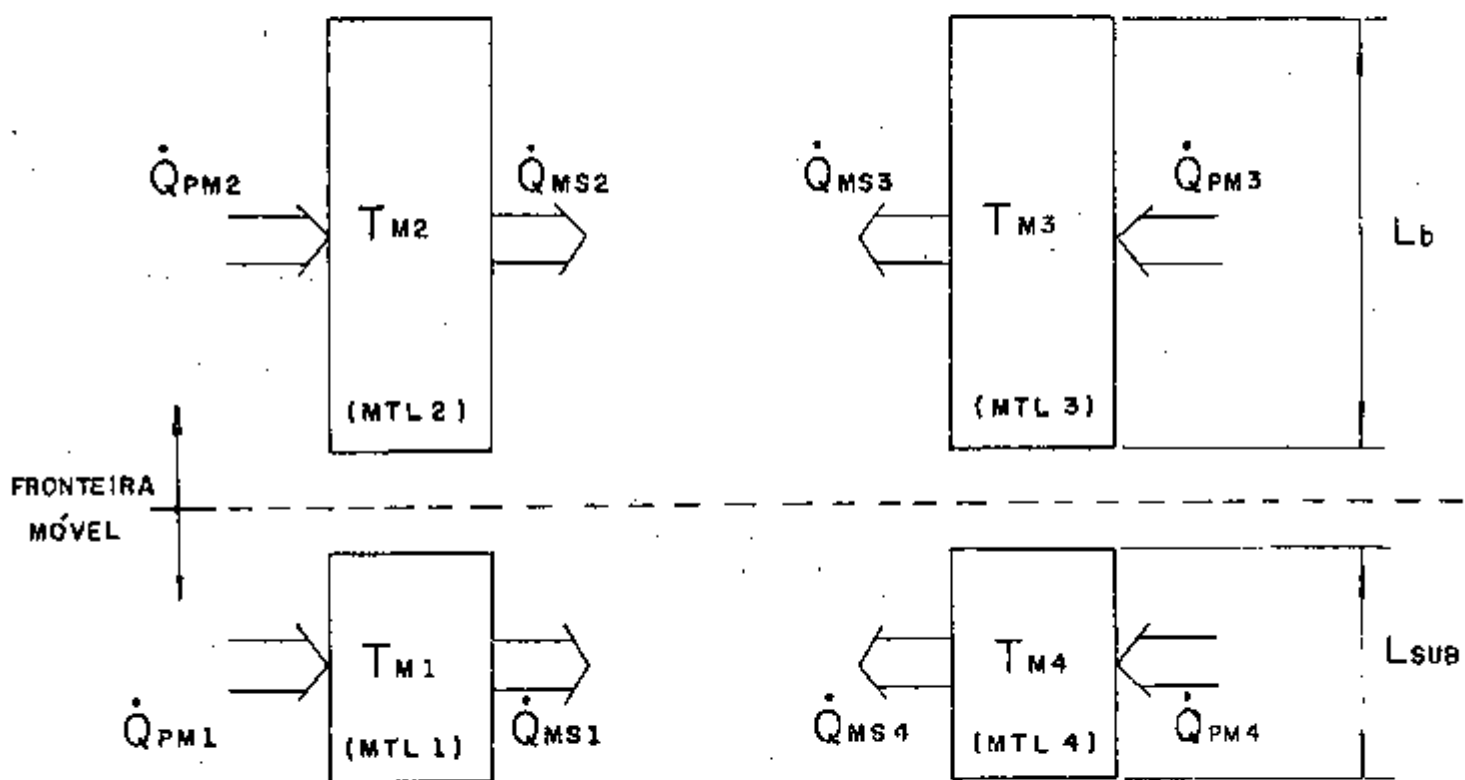


Figura 3.4 : Esquema dos volumes de controle adotados para os tubos de metal.

$$\frac{dT_{m_1}}{dt} + \frac{(T_{m_1} - T_{m_2})}{2L_{sub}} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{pm_1} - \dot{Q}_{ms_1}}{\rho_m A_m C_m L_{sub}} \quad (3.46)$$

Neste volume aparece o problema da diferença de temperaturas que descreve o fluxo de calor. Observando o esquema da figura 3.5 tem-se o seguinte: a descrição do fluxo de calor entre o bloco 1 do primário e o bloco 1 de metal é feita por, $\dot{Q}_{pm_1} = U_{pm_1} P_{r_1} L_{sub} (T_{p_1} - T_{m_1})$, portanto o nível da temperatura T_{m_1} está definido como sendo na parte superior do volume de metal; assim, se a taxa de transferência de calor entre o bloco de metal 1 e o volume subresfriado do secundário for representada por, $\dot{Q}_{ms_1} = U_{ms_1} P_{r_2} L_{sub} (T_{m_1} - T_{sub})$, estarão sendo relacionadas duas temperaturas que não correspondem nem no espaço, nem no tempo. Com a finalidade de tentar eliminar este problema adotou-se a seguinte descrição para o fluxo de calor do metal para o secundário :

$$\dot{Q}_{ms_1} = U_{ms_1} P_{r_2} L_{sub} [T_{m_1} - \beta_1 T_d - (1 - \beta_1) T_{sat}] \quad (3.47)$$

Esta representação permite estudar a influência do nível de temperatura do líquido subresfriado que descreve o fluxo de calor. Variou-se o valor de β_1 de 0 a 1 e não se verificou grandes diferenças, (no apêndice A encontra-se variações do fluxo de calor Q''_{ms_1} em função de β_1). Portanto, adotou-se $\beta_1 = 0$, de forma a manter a correspondência no espaço e no tempo entre as temperaturas.

Substituindo as expressões das taxas de transferência de calor dadas pelas equações (3.14) e (3.47), obtém-se:

$$\frac{dT_{m_1}}{dt} + \frac{(T_{m_1} - T_{m_2})}{2L_{sub}} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{1}{C_m \rho_m A_m} U_{pm_1} P_{r_1} (T_{p_1} - T_{m_1}) - U_{ms_1} P_{r_2} [T_{m_1} - \beta_1 T_d - (1 - \beta_1) T_{sat}] \quad (3.48)$$

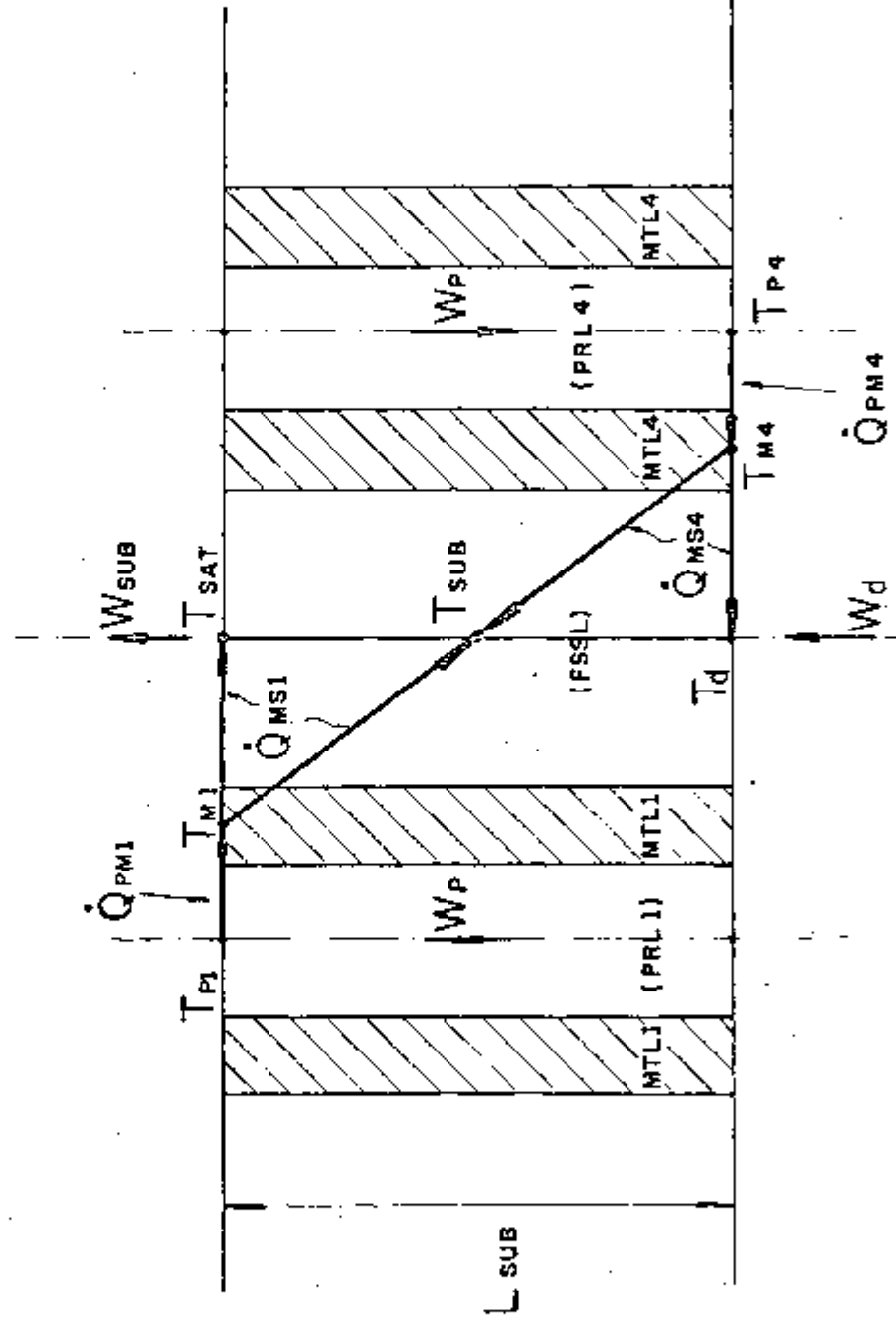


Figura 3.5 : Esquema do problema da descrição do fluxo de calor para o volume subresfriado do secundário.

3.5.2.2 Bloco de Metal 2 (MTL2)

Balço de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{m_2} C_m T_{m_2}) = \dot{Q}_{pm_2} - \dot{Q}_{ms_2} - \rho_m A_m C_m \bar{T}_{m_1} \frac{dL_{sub}}{dt}, \quad (3.49)$$

substituindo as expressões abaixo :

$$M_{m_2} = \rho_m A_m L_b \quad (3.50)$$

$$\bar{T}_{m_1} = \frac{T_{m_1} + T_{m_2}}{2}$$

Como admite-se C_m e ρ_m constantes, tem-se;

$$\frac{dT_{m_2}}{dt} + \frac{(T_{m_1} - T_{m_2})}{2L_b} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{pm_2} - \dot{Q}_{ms_2}}{\rho_m A_m C_m L_b} \quad (3.51)$$

onde a taxa de transferência de calor \dot{Q}_{pm_2} é descrita pela equação (3.24) e a taxa de transferência de calor do metal para o secundário é dada por ;

$$\dot{Q}_{ms_2} = U_{ms_2} P_{r_2} L_b (T_{m_2} - T_{sat}) \quad (3.52)$$

Nota-se que neste volume não aparece o problema na diferença de temperaturas, que descreve o fluxo de calor do metal para o secundário, pois nesta região o secundário está à temperatura constante (temperatura de saturação).

Substituindo as expressões (3.24) e (3.52) na equação (3.51), resulta em:

$$\frac{dT_{m_2}}{dt} + \frac{(T_{m_1} - T_{m_2})}{2L_b} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{1}{\rho_m A_m C_m} \left[U_{pm_2} P_{r_1} (T_{p_2} - T_{m_2}) - U_{ms_2} P_{r_2} (T_{m_2} - T_{sat}) \right] \quad (3.53)$$

3.5.2.3 Bloco de Metal 3 (MTL3)

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{m_3} C_m T_{m_3}) = \dot{Q}_{pm_3} - \dot{Q}_{ms_3} - \rho_m A_m C_m \frac{(T_{m_3} + T_{m_4})}{2} \frac{dL_{sub}}{dt} \quad (3.54)$$

Seguindo o mesmo procedimento do bloco de metal 2, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{m_3}}{dt} - \frac{(T_{m_4} - T_{m_3})}{2L_b} \frac{dL_{sub}}{dt} &= \frac{1}{\rho_m A_m C_m} U_{pm_3} P_{r_1} (T_{p_3} - T_{m_3}) - \\ &- U_{ms_3} P_{r_2} (T_{m_3} - T_{sat}) \end{aligned} \quad (3.55)$$

3.5.2.4 - Bloco de Metal 4 (MTL4)

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_{m_4} C_m T_{m_4}) = \dot{Q}_{pm_4} - \dot{Q}_{ms_4} + \rho_m A_m C_m \frac{(T_{m_3} + T_{m_4})}{2} \frac{dL_{sub}}{dt} \quad (3.56)$$

Neste volume aparece o mesmo tipo de problema no fluxo de calor que se apresentava no bloco de metal 1. Observando a figura 3.5 nota-se que a taxa de transferência de calor entre o volume 4 do primário e o bloco 4 de metal, dado por, $\dot{Q}_{pm_4} = U_{pm_4} P_{r_2} L_{sub} (T_{p_4} - T_{m_4})$, estabelece o nível da temperatura T_{m_4} como sendo na parte inferior do bloco de metal. Para a descrição do fluxo de calor do bloco de metal 4 para o líquido subresfriado do secundário, as temperaturas dos dois volumes devem se corresponder no espaço e tempo. Portanto, adotou-se o mesmo procedimento para o bloco de metal 1, ou seja,

$$\dot{Q}_{ms_4} = U_{ms_4} P_{r_2} L_{sub} [T_{m_4} - \beta_4 T_d - (1 - \beta_4) T_{sat}] \quad (3.57)$$

Da mesma forma estudou-se a influência do nível de temperatura do volume subresfriado, variando-se β_4 de 0 a 1. Notou-se pouca diferença para qualquer valor β_4 , assim, adotou-se $\beta_4 = 1$ para manter a correspondência no tempo e no espaço entre as temperaturas.

No apêndice A encontra-se as variações dos fluxos de calor Q''_{ms_1} e Q''_{ms_4} em função de β_1 e β_4 , mostrando o mecanismo de compensação responsável pela pequena diferença observada nos valores das variáveis para quaisquer valores de β_1 e β_4 .

Desenvolvendo a equação (3.56) segundo o mesmo procedimento realizado para o bloco de metal 1, obtêm-se:

$$\frac{dT_{m_4}}{dt} + \frac{(T_{m_4} - T_{m_3})}{2L_{sub}} \frac{dL_{sub}}{dt} = \frac{1}{\rho_m A_m C_m} U_{pm_4} P_{r_1} (T_{p_4} - T_{m_4}) - U_{ms_4} P_{r_2} [T_{m_4} - \beta_4 T_d - (1 - \beta_4) T_{sat}] \quad (3.58)$$

3.5.3 CIRCUITO SECUNDÁRIO

Em razão da existência de dois mecanismos diferentes de transferência de calor entre os tubos e o fluido secundário, a região ativa de transferência de calor é dividida em duas seções: uma subresfriada e outra saturada (bifásica). O comprimento da região subresfriada é determinado pela quantidade de calor necessária para elevar a temperatura do fluido até a temperatura de saturação. Na figura 3.6 estão esquematizados os volumes de controle do circuito secundário.

3.5.3.1 Bloco Subresfriado (FSSL)

Água ligeiramente subresfriada, proveniente do "downcomer", entra na região dos tubos a uma vazão mássica W_d e temperatura T_d . Calor é transferido para o fluido secundário à medida que este sobe. Como resultado disto, a temperatura do fluido se eleva até atingir a temperatura de saturação, (que é função da pressão do sistema), e a partir deste ponto começa a ocorrer ebulição.

Este volume de controle apresenta para o modelo 4 (o mais complexo) um equacionamento diferente dos outros modelos.

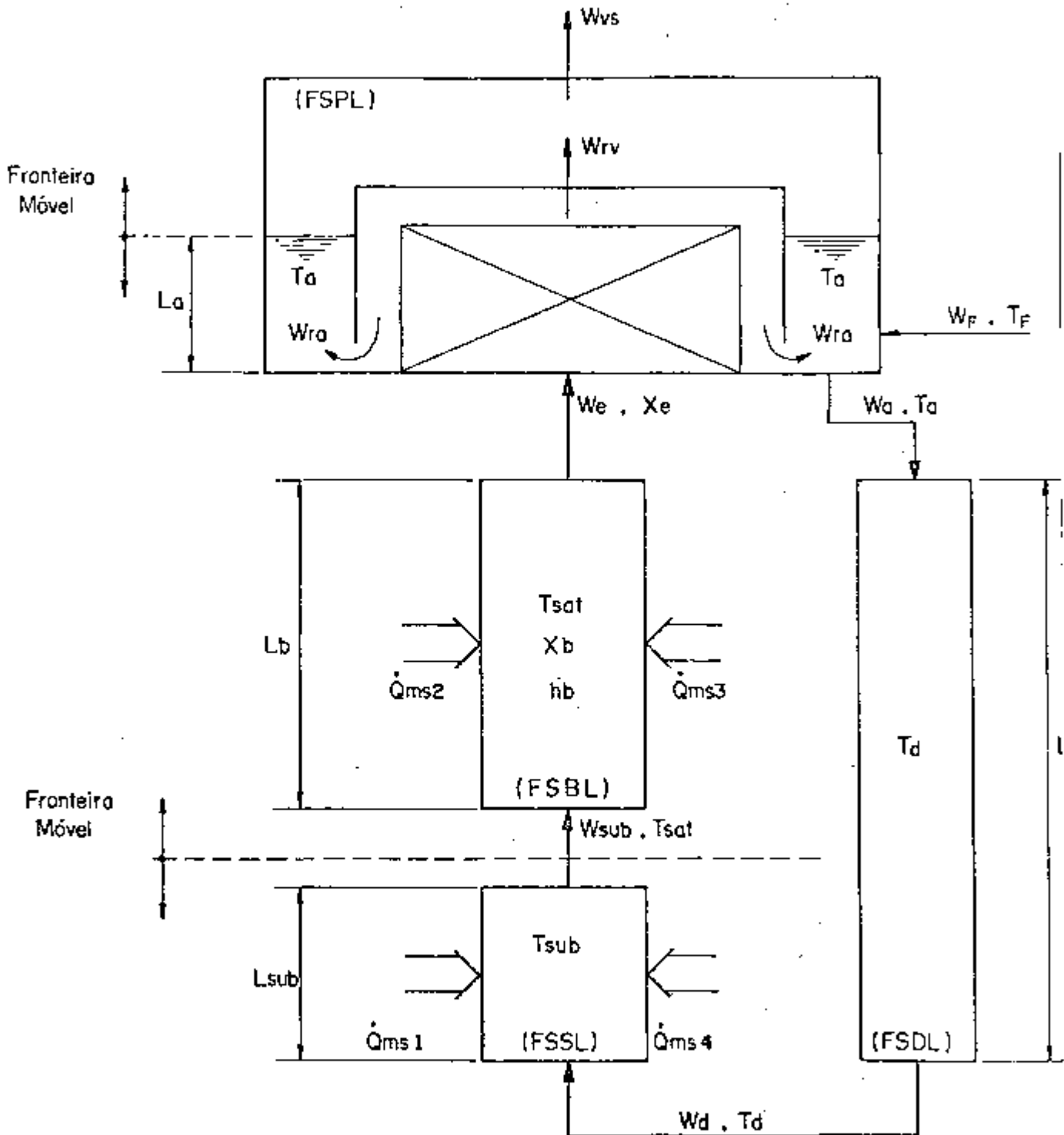


Figura 3.6 : Volumes de controle adotados para descrever o circuito secundário do gerador de vapor.

1) Modelo 4:

Balanco de massa.

$$\frac{d}{dt}(M_{\text{sub}}) = W_d - W_{\text{sub}} \quad (3.59)$$

onde,

$$M_{\text{sub}} = \rho_{\text{sub}} A_{\text{st}} L_{\text{sub}} \quad (3.60)$$

Desprezando $\frac{d\rho_{\text{sub}}}{dt}$ e observando que a área de escoamento é constante, tem-se:

$$\rho_{\text{sub}} A_{\text{st}} \frac{dL_{\text{sub}}}{dt} = W_d - W_{\text{sub}} \quad (3.61)$$

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt}(M_{\text{sub}} h_{\text{sub}}) = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_4} + W_d h_d - W_{\text{sub}} h_f \quad (3.62)$$

Devido à pequena diferença entre h_d e h_f pode-se assumir que:

$$h_{\text{sub}} = \frac{h_d + h_f}{2} \quad (3.63)$$

substituindo esta expressão na equação (3.62), obtêm-se;

$$\frac{d}{dt} \left[A_{\text{st}} \rho_{\text{sub}} L_{\text{sub}} \frac{(h_d + h_f)}{2} \right] = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_4} + W_d h_d - W_{\text{sub}} h_f \quad (3.64)$$

Desenvolvendo a derivada, fica:

$$\frac{A_{\text{st}} \rho_{\text{sub}} L_{\text{sub}}}{2} \left(\frac{dh_d}{dt} + \frac{dh_f}{dt} \right) = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_4} + W_d h_d - W_{\text{sub}} h_f - A_{\text{st}} \rho_{\text{sub}} \frac{(h_d + h_f)}{2} \frac{dL_{\text{sub}}}{dt} \quad (3.65)$$

Mas sabendo-se que:

$$\frac{dh_f}{dt} = \frac{dh_f}{dT_{sat}} \frac{dT_{sat}}{dt}, \quad (3.66)$$

tem-se que;

$$\begin{aligned} \frac{A_{st} \rho_{sub} L_{sub}}{2} \frac{dh_f}{dT_{sat}} \frac{dT_{sat}}{dt} &= \dot{Q}_{ms_1} + \dot{Q}_{ms_4} + W_d h_d - W_{sub} h_f - \\ - A_{st} \rho_{sub} \frac{(h_d + h_f)}{2} \frac{dL_{sub}}{dt} &- \frac{A_{st} \rho_{sub} L_{sub}}{2} \frac{dh_d}{dt}, \end{aligned} \quad (3.67)$$

onde as taxas de transferência de calor são dadas pelas expressões (3.47) e (3.57), sendo ;

$$\dot{Q}_{ms_1} = U_{ms_1} P_{r_2} L_{sub} [T_{m_1} - \beta_1 T_d - (1 - \beta_1) T_{sat}]$$

$$\dot{Q}_{ms_4} = U_{ms_4} P_{r_2} L_{sub} [T_{m_4} - \beta_4 T_d - (1 - \beta_4) T_{sat}]$$

As equações 3.61 e 3.67 descrevem o comportamento dinâmico deste volume de controle no modelo 4.

2) Modelos 1, 2 e 3 :

Balço de massa.

$$\frac{d}{dt}(M_{sub}) = W_d - W_{sub} \quad (3.68)$$

onde,

$$M_{sub} = \rho_{sub} A_{st} L_{sub} \quad (3.69)$$

Nestes modelos ρ_{sub} é considerado constante, assim tem-se:

$$\rho_{sub} A_{st} \frac{dL_{sub}}{dt} = W_d - W_{sub} \quad (3.70)$$

Balço de energia.

$$\frac{d}{dt}(M_{\text{sub}} h_{\text{sub}}) = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_2} + W_d h_d - W_{\text{sub}} h_f$$

Neste caso adota-se a aproximação, $dh = CdT$, portanto;

$$C_{\text{sub}} \frac{d}{dt}(M_{\text{sub}} T_{\text{sub}}) = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_2} + W_d C_{\text{sub}} T_d - W_{\text{sub}} C_{\text{sub}} T_{\text{sat}} \quad (3.71)$$

Desde que a diferença entre T_d e T_{sat} é pequena, pode-se assumir que:

$$T_{\text{sub}} = \frac{T_d + T_{\text{sat}}}{2} \quad (3.72)$$

Substituindo a equação acima na expressão (3.71), obtém-se:

$$C_{\text{sub}} \frac{d}{dt} \left[L_{\text{sub}} \frac{(T_d + T_{\text{sat}})}{2} \right] = \dot{Q}_{\text{ms}_1} + \dot{Q}_{\text{ms}_2} + W_d C_{\text{sub}} T_d - W_{\text{sub}} C_{\text{sub}} T_{\text{sat}} \\ - A_{\text{st}} C_{\text{sub}} \frac{(T_d + T_{\text{sat}})}{2} \frac{dL_{\text{sub}}}{dt} \quad (3.73)$$

onde as taxas de transferência de calor são dadas, como anteriormente, pelas equações (3.47) e (3.57).

As equações (3.70) e (3.73) descrevem o comportamento dinâmico do volume subresfriado do secundário nos modelos 1, 2 e 3.

3.5.3.2 Bloco Bifásico (FSBL)

O processo de geração de vapor começa quando a temperatura do fluido secundário atinge a temperatura de saturação e termina quando acaba a região ativa de transferência de calor, logo acima dos tubos. À medida que o fluido escoar o título mássico da mistura bifásica aumenta de zero até o título de saída x_e . Nota-se que para este volume de controle as equações são as mesmas para todos os modelos.

Adotando o modelo homogêneo para a mistura bifásica, tem-se as seguintes expressões para a densidade e entalpia médias no volume;

$$\rho_b = \frac{1}{v_f + x_b v_{fg}} \quad (3.74)$$

$$h_b = h_f + x_b h_{fg} \quad (3.75)$$

onde x_b é o título mássico médio no volume. Supõe-se que o título varie linearmente com a posição, portanto tem-se que:

$$x_b = \frac{x_e}{2}$$

Balanco de massa.

$$\frac{d}{dt} (M_b) = W_{sub} - W_e \quad (3.76)$$

onde,

$$M_b = \rho_b A_{st} L_b \quad (3.77)$$

Desenvolvendo a derivada, fica:

$$A_{st} \left(\rho_b \frac{dL_b}{dt} + L_b \frac{d\rho_b}{dt} \right) = W_{sub} - W_e \quad (3.78)$$

Mas da equação (3.20) tem-se que, $\frac{dL_b}{dt} = - \frac{dL_{sub}}{dt}$, portanto:

$$A_{st} \left(\frac{L_b d\rho_b}{dt} - \frac{\rho_b dL_{sub}}{dt} \right) = W_{sub} - W_e \quad (3.79)$$

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_b h_b) = \dot{Q}_{ms_2} + \dot{Q}_{ms_1} + W_{sub} h_f - W_e h_e \quad (3.80)$$

substituindo a expressão de M_b e desenvolvendo a derivada, tem-se;

$$A_{st} \left(\rho_b L_b \frac{dh_b}{dt} + L_b h_b \frac{d\rho_b}{dt} + \rho_b h_b \frac{dL_b}{dt} \right) = \dot{Q}_{ms_2} + \dot{Q}_{ms_3} + W_{sub} h_f - W_e (h_f + x_e h_{fg}) \quad (3.81)$$

Substituindo as expressões das taxas de transferência de calor, \dot{Q}_{ms_2} e \dot{Q}_{ms_3} , e a equação (3.20), na equação acima, obtêm-se:

$$A_{st} \left(L_b \rho_b \frac{dh_b}{dt} + L_b h_b \frac{d\rho_b}{dt} - \rho_b h_b \frac{dL_{sub}}{dt} \right) = U_{ms_2} P_{r_2} L_b (T_{m_2} - T_{sat}) + U_{ms_3} P_{r_2} L_b (T_{m_3} - T_{sat}) + h_f (W_{sub} - W_e) - W_e x_e h_{fg} \quad (3.82)$$

As equações (3.79) e (3.82) governam o comportamento dinâmico deste volume de controle. Observa-se que nestas expressões os valores de ρ_b e h_b devem ser substituídas pelas equações (3.74) e (3.75) respectivamente.

3.5.3.3 Pleno Superior (FSPL)

A câmara superior neste modelo é limitada por um plano hipotético logo acima do feixe de tubos e pelo corpo do gerador, como está esquematizado na figura 3.7. Esta câmara pode ser subdividida em três volumes de controle.

1. Separadores
2. Volume de água
3. Volume de vapor

O volume dos separadores representa o volume de controle limitado pelo plano hipotético acima dos tubos em U e pela superfície interna dos separadores. O volume de água é controlado pelo plano hipotético acima dos tubos, pela interface água-vapor, pelos separadores e pelo corpo do gerador (veja figura 3.7). O volume de vapor representa o volume de controle limitado pela interface água-vapor, pelos separadores e pela carcaça do gerador. A mistura bifásica proveniente da região de transferência de calor é transportada para os separadores onde o vapor saturado é separado e dirigido para o volume de vapor, enquanto a água saturada se dirige para o volume de água. A água saturada proveniente dos separadores é misturada, no vo

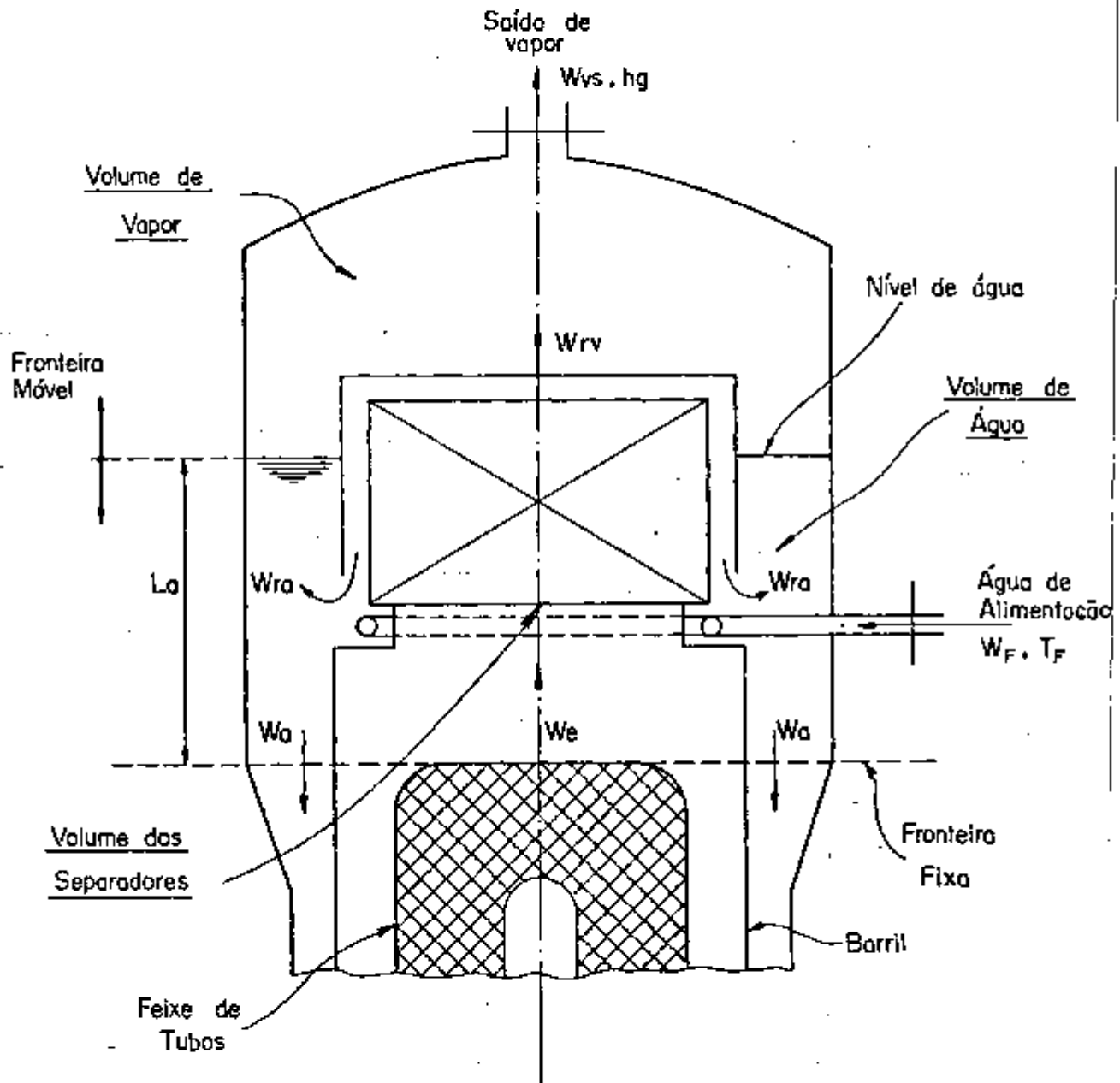


Figura 3.7 : Esquema do pleno superior do gerador de vapor mostrando as suas subdivisões.

lume de água, com a água de alimentação que entra através do anel de distribuição, resultando em líquido ligeiramente subresfriado que desce pelo "downcomer". O vapor proveniente dos separadores entra no volume de vapor a uma taxa proporcional ao título na saída do feixe de tubos e sai a uma taxa proporcional à demanda elétrica.

3.5.3.3.1 Separadores

O volume dos separadores age como uma seção de transporte entre a região de transferência de calor e o volume de vapor. O tempo de atraso associado com este volume pode ser estimado por um balanço de massa, como se segue:

$$\frac{d}{dt}(M_r) = W_e - W_r, \quad (3.83)$$

onde,

$$M_r = \rho_r V_r \quad (3.84)$$

A densidade média do fluido pode ser expressa por:

$$\rho_r = \frac{1}{v_f + x_e v_{fg}} \quad (3.85)$$

Como o volume do bloco é fixo, tem-se;

$$V_r \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{v_f + x_e v_{fg}} \right) = W_e - W_r \quad (3.86)$$

3.5.3.3.2 Volume de água

Este volume de controle apresenta para o modelo 4 um equacionamento diferente dos outros modelos.

1) Modelo 4 :

Balanço de massa.

$$\frac{d}{dt}(M_a) = W_F + W_{ra} - W_a \quad (3.87)$$

onde,

$$\begin{aligned} M_a &= \rho_a A_a L_a \\ W_{ra} &= (1 - x_e) W_r \end{aligned} \quad (3.88)$$

Substituindo, fica:

$$\frac{d}{dt}(\rho_a A_a L_a) = W_F + W_r(1 - x_e) - W_a \quad (3.89)$$

Desenvolvendo a derivada e observando que $\frac{d\rho_a}{dt}$ é desprezível, obtêm-se:

$$\rho_a A_a \frac{dL_a}{dt} = W_F + W_r(1 - x_e) - W_a \quad (3.90)$$

Balanco de energia.

$$\frac{d}{dt}(M_a h_a) = W_F h_F + W_{ra} h_f - W_a h_a \quad (3.91)$$

substituindo as expressões (3.88) e notando que $\frac{d\rho_a}{dt}$ é desprezível, obtêm-se:

$$\rho_a A_a \left(L_a \frac{dh_a}{dt} + h_a \frac{dL_a}{dt} \right) = W_F h_F + W_r(1 - x_e) h_f - W_a h_a \quad (3.92)$$

As equações (3.90) e (3.92) governam o comportamento dinâmico deste volume de controle no modelo 4.

2) Modelos 1, 2 e 3:

O balanço de massa para este volume nos modelos 1, 2 e 3 é igual ao do modelo 4, com exceção de que a densidade da água subresfriada (ρ_a) é igual à densidade do líquido subresfriado (ρ_{sub}) na região subresfriada dos tubos. Portanto, tem-se:

$$\rho_{sub} A_a \frac{dL_a}{dt} = W_F + (1 - x_e) W_r - W_a \quad (3.93)$$

Balanco de energia.

Neste caso adota-se a aproximação, $dh = C_d T$, assim o balanço de energia no volume resulta em:

$$C_{\text{sub}} \frac{d}{dt} (M_a T_a) = W_F C_{\text{sub}} T_F + W_r (1 - x_e) C_{\text{sub}} T_{\text{sat}} - W_a C_{\text{sub}} T_a \quad (3.94)$$

Substituindo a expressão para M_a e desenvolvendo a derivada, obtêm-se:

$$\rho_{\text{sub}} A_a \left(L_a \frac{dT_a}{dt} + T_a \frac{dL_a}{dt} \right) = W_F T_F + W_r (1 - x_e) T_{\text{sat}} - W_a T_a \quad (3.95)$$

As equações (3.93) e (3.95) descrevem o comportamento do volume de água do pleno superior nos modelos 1, 2 e 3.

3.5.3.3.3 Volume de Vapor

O vapor proveniente dos separadores se dirige ao volume de vapor que inclui os secadores de vapor, os quais limitam a porcentagem de água presente no vapor que sai do gerador à 0,25%. A taxa com que o vapor deixa o gerador é determinada pela abertura da válvula de vapor, que por sua vez é ajustada de acordo com a demanda elétrica.

Balanco de massa.

$$\frac{d}{dt} (M_v) = W_{rv} - W_{vs} \quad (3.96)$$

onde,

$$W_{rv} = x_e W_r \quad (3.97)$$

Assumindo que o vapor no volume é saturado seco, tem-se:

$$M_v = \rho_g V_v \quad (3.98)$$

O volume de vapor pode ser relacionado com o nível de água pela seguinte relação :

$$V_v = V_{cs} - A_a L_a \quad (3.99)$$

Substituindo as equações (3.97), (3.98) e (3.99) na expressão (3.96) e desenvolvendo a derivada, chega-se ao seguinte:

$$V_v \frac{d\rho_g}{dt} + \rho_g \frac{d}{dt}(V_{cs} - A_a L_a) = x_e W_r - W_{vs} \quad (3.100)$$

que rearranjando fica;

$$(V_{cs} - A_a L_a) \frac{d\rho_g}{dt} - \rho_g A_a \frac{dL_a}{dt} = x_e W_r - W_{vs} \quad (3.101)$$

A equação acima governa o volume de vapor. Contudo, antes que possa ser acoplada às outras equações do modelo, deve-se adotar um tratamento para a vazão de saída de vapor (W_{vs}). Esta vazão pode ser tratada como uma condição de contorno, ou relacionada às outras variáveis do sistema. Neste estudo, assume-se fluxo crítico na válvula de vapor, dessa forma pode-se relacionar W_{vs} com o coeficiente da válvula (C_v) e com as condições do vapor (pressão e volume específico). Desse modo,

$$W_{vs} = C_v \sqrt{\frac{p_{sat}}{v_g}} \quad (3.102)$$

Substituindo a equação (3.102) na expressão (3.101), obtém-se a equação final para o volume de vapor,

$$(V_{cs} - A_a L_a) \frac{d\rho_g}{dt} - \rho_g A_a \frac{dL_a}{dt} = x_e W_r - C_v \sqrt{\frac{p_{sat}}{v_g}} \quad (3.103)$$

3.5.3.4 "Downcomer" (FSDL)

O "downcomer" age somente como um tempo de atraso entre a saída do volume de água e a entrada da região de transferência de calor. À medida que a seção do "downcomer" tem volume fixo e despreza-se variações na densidade da água subresfriada, ou seja, assume-se $\frac{d\rho_d}{dt} \approx 0$, um balanço de massa neste volume resulta no seguinte:

$$W_d = W_a \quad (3.104)$$

Como há a presença de água subresfriada o balanço de energia para o modelo 4 será diferente dos outros modelos.

1) Modelo 4:

Balanço de energia.

$$\frac{d}{dt} (M_d h_d) = W_d h_a - W_d h_d \quad (3.105)$$

onde,

$$M_d = V_d \rho_d$$

Desprezando-se a derivada de ρ_d , tem-se :

$$V_d \rho_d \frac{dh_d}{dt} = W_d (h_a - h_d) \quad (3.106)$$

2) Modelos 1, 2 e 3 :

Balanço de energia.

Neste caso adota-se a aproximação, $dh = C_d T$, assim tem-se:

$$C_{\text{sub}} \frac{d}{dt} (M_d T_d) = W_d C_{\text{sub}} (T_a - T_d) \quad (3.107)$$

Substituindo a expressão de M_d e diferenciando, obtém-se:

$$V_d \rho_{\text{sub}} \frac{dT_d}{dt} = W_d (T_a - T_d) \quad (3.108)$$

3.5.4 Equação de Recirculação

As equações desenvolvidas anteriormente não são suficientes para a resolução do problema (vide tabela 4.1), é necessário ainda uma equação que forneça uma das vazões no circuito de circulação natural. O método para a obtenção desta incógnita é aplicar a equação da quantidade de movimento para todos os nós do lado do secundário.

Praticamente cada modelo apresenta um enfoque diferente para o balanço de quantidade de movimento, assim nesta seção, são apresentadas todas as diferentes maneiras de aplicação desta equação.

3.5.4.1 Modelo 1

A maneira mais simples desta equação é considerá-la no estado estacionário (estática), admitindo-se a hipótese de que as constantes de tempo ligadas aos fenômenos hidráulicos são muito menores do que as constantes de tempo dos fenômenos térmicos. Observando que a perda de carga por atrito e por aceleração espacial são proporcionais ao quadrado da vazão, um balanço entre estas perdas dinâmicas e a perda devido à gravidade fornece a seguinte equação:

$$\Delta P_g = C_d w_d^2 \quad (3.109)$$

onde, ΔP_g é a diferença de peso entre as colunas de fluido na subida e na descida.

O peso da coluna de fluido na descida (ΔP_{g_1}) consiste de duas partes:

1. líquido subresfriado na câmara superior;
2. líquido subresfriado no "downcomer".

Portanto ΔP_{g_1} pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$\Delta P_{g_1} = g (\rho_a L_a + \rho_d L_d) \quad (3.110)$$

O peso da coluna de fluido na subida (ΔP_{g_2}) consiste em:

1. líquido subresfriado na região dos tubos;
2. mistura bifásica na região dos tubos;
3. mistura bifásica dos separadores;

portanto;

$$\Delta P_g = g (\rho_{\text{sub}} L_{\text{sub}} + \rho_b L_b + \rho_r L_r) \quad (3.111)$$

Substituindo as equações (3.110) e (3.111) na equação (3.109) e notando que neste modelo a densidade do líquido subresfriado é admitida constante (igual a ρ_{sub}), tem-se:

$$C_d W_d^2 = g \left[\rho_{\text{sub}} (L_a + L_d) - \rho_{\text{sub}} L_{\text{sub}} - \rho_b L_b - \rho_r L_r \right] \quad (3.112)$$

Esta equação fornece a vazão W_d . Observa-se que o coeficiente de perda de carga (C_d) é adotado de modo a se obter a razão de recirculação conhecida pelo projeto do gerador de vapor. Esta é também a equação de quantidade de movimento no estado estacionário para todos os modelos, com a diferença de que no modelo 4 a densidade do líquido subresfriado é diferente para cada região do secundário.

3.5.4.2 Modelos 3 e 4

À medida que a equação de quantidade de movimento utilizada no modelo 2, como será visto, é uma simplificação da equação usada nos modelos 3 e 4, primeiramente será desenvolvida a equação mais complexa.

O procedimento para a obtenção da equação de recirculação destes modelos vem a seguir.

- 1) Inicialmente é calculado o estado estacionário utilizando uma equação semelhante à desenvolvida na seção anterior (eq. 3.112), ou seja, assume-se que a perda de pressão total no circuito é igual à diferença de peso das colunas de subida e de descida do fluido.
- 2) Com o perfil de temperatura e vazão obtidos no estado estacionário calcula-se as seguintes perdas de pressão conhecidas:

a) perda por atrito nas paredes do "downcomer";

$$\Delta P_{Ad} = f \frac{L_d}{D_d} \frac{W_d^2}{2 \rho_d A_d^2} \quad (3.113)$$

$k \frac{\rho v^2 L}{D}$
 $k \frac{G^2 L}{2 \rho D^3}$

onde o fator de atrito (f) é dado pela aproximação de Blasius, apresentada por Busch [8] ,

$$\begin{aligned} f &= 64/Re & , \text{ para } Re < 2.400 \\ f &= 0,316 Re^{-0,25} & , \text{ para } Re \geq 2.400 \end{aligned} \quad (3.114)$$

b) perda por atrito paralelo ao feixe de tubos na região subresfriada;

$$\Delta P_{Asub} = f \frac{L_{sub}}{D_{st}} \frac{W_d^2}{2\rho_{sub} A_{st}^2} \quad (3.115)$$

onde, f é dado pela equação (3.114).

c) perda por atrito paralelo ao feixe de tubos da mistura bifásica;

$$\Delta P_{Ab} = B f \frac{L_b}{D_{st}} \frac{W_d^2}{2\rho_f A_{st}^2} \quad (3.116)$$

onde,

f é dado pela expressão (3.114)

B = fator bifásico de atrito de Martinelli-Nelson, que segundo Delhaye [14] pode ser correlacionado da seguinte maneira:

para $G_{st} \leq 950 \text{ Kg/m}^2\text{s}$

$$F = 1,36 + 7,2519 \times 10^{-3} p + (7,37338 \times 10^{-5} - 7,635661 \times 10^{-6} p) G_{st}$$

para $G_{st} > 950 \text{ Kg/m}^2\text{s}$

$$F = 1,26 + 5,80152 \times 10^{-3} p + (1,613914 \times 10^2 + 5,507737p) / G_{st}$$

e

$$\bar{B} = 1,0 + 1,2 F \left(\frac{v_g}{v_f} \right) (x_D)^{0,824} \quad (3.117)$$

onde, p = pressão (bar)

COLLIER
Pág 41

$$G_{st} = \frac{W_d}{A_{st}}$$

d) perda de pressão nos separadores;

A perda de carga nos separadores é calculada assumindo um separador de pás radiais que segundo Brandes[6] pode ser expressa por;

$$\Delta P_{SP} = \xi \psi^2 \frac{W_d^2}{2\rho_r A_{SP}^2} \quad (3.118)$$

onde,

ξ = coeficiente de perda de carga do separador, igual a,

$$\xi = C_1 + \frac{C_2}{C_3 + Fr} \quad (3.119)$$

onde;

C_1 , C_2 e C_3 são constantes obtidas de modo a ajustar uma curva de ξ versus Fr , apresentada por Brandes.

Fr = número de Froude, dado por,

$$Fr = \frac{(\psi \cos \beta)^2}{501g} \frac{W_d^2}{\rho_r^2 A_{SP}^2} \quad (3.120)$$

onde, l é o diâmetro médio das bolhas, antes da mistura entrar no separador, que no caso em questão Brandes [6] aconselha adotar igual a 2,5 mm.

Maiores detalhes sobre o cálculo desta perda de pressão podem ser obtidos na referência citada.

e) perdas de carga localizadas;

A diferença entre as perdas conhecidas, (calculadas pelas equações apresentadas anteriormente) e a perda de pressão total (ΔP_g) é considerada como sendo perdas localizadas. Admite-se que todas estas perdas localizadas ocorrem no "downcomer", sendo provenientes do seguinte: perdas na placa reguladora de fluxo, perdas na curvatura da base do "downcomer" e perdas em outras restrições presentes no "downcomer". Desse mo-

do, as perdas localizadas do estado estacionário são dadas por;

$$\Delta P_{LO} = \Delta P_g - \Delta P_{Ad} - \Delta P_{Asub} - \Delta P_{Ab} - \Delta P_{Sp} \quad (3.121)$$

Equacionando a quantidade de movimento dessa forma, despreza-se o seguinte:

- perdas por atrito devido ao fluxo cruzado aos tubos na entrada da região dos tubos e na curvatura dos tubos em U;
- perdas nas grades espaçadoras dos tubos;
- perdas nas expansões e contrações na parte superior da região dos tubos;
- perdas por aceleração.

As perdas por aceleração não são consideradas, porque é um termo desprezível face aos outros termos presentes na equação de quantidade de movimento. Segundo Bruens [7], estas perdas contribuem com cerca de 0,1% e 0,7% da perda de pressão total em escoamento monofásico e bifásico respectivamente.

As outras formas de perda de pressão mencionadas acima, não são consideradas porque para tanto é necessário o conhecimento detalhado do gerador de vapor a ser simulado e, isto nem sempre é possível. Assim, adotou-se esta solução e à medida que for conhecida a geometria detalhada do gerador a inclusão destas perdas é muito simples. Note-se que mesmo sem a descrição detalhada de tais perdas, a equação de quantidade de movimento é satisfatória, pois estas não chegam a representar 5% da perda de pressão total no gerador e são indiretamente consideradas no termo de perdas singulares localizadas no "downcomer" (ΔP_{Ld}).

- 3) Foi visto o procedimento para se calcular o perfil de perda de pressão no estado estacionário. Para o transiente a equação de quantidade de movimento deve ser aplicada a cada um dos nós do circuito secundário, como esquematizado na figura 3.8, fornecendo o seguinte:

1. pleno superior "downcomer" ;

$$\left\{ P_v - P_d = \frac{(L_d + L_a)}{A_d} \frac{dW_d}{dt} - \Delta P_{g_d} + \Delta P_{Ad} + \Delta P_{Ld}^* \right. \quad (3.122)$$

2. região subresfriada;

$$P_d - P_{sub} = \frac{L_{sub}}{A_{st}} \frac{d}{dt} \left(\frac{W_d + W_{sub}}{2} \right) + \Delta P_{g_{sub}} + \Delta P_{A_{sub}} + \Delta P_{L_{sub}} \quad (3.123)$$

3. região bifásica dos tubos;

$$P_{sub} - P_e = \frac{L_b}{A_{st}} \frac{d}{dt} \left(\frac{W_{sub} + W_e}{2} \right) + \Delta P_{g_b} + \Delta P_{Ab} + \Delta P_{Lb} \quad (3.124)$$

4. separadores ;

$$P_e - P_v = \frac{L_r}{A_r} \frac{d}{dt} \left(\frac{W_e + W_r}{2} \right) + \Delta P_{g_r} + \Delta P_{sp}^{**} \quad (3.125)$$

Somando as diversas quedas de pressão ao longo do circuito e desprezando-se as perdas singulares fora do "downcomer" (ΔP_{sub} e ΔP_{Lb}), tem-se;

$$\begin{aligned} & \frac{(L_d + L_a)}{A_d} \frac{dW_d}{dt} - \Delta P_{g_d} + \Delta P_{Ad} + \Delta P_{Ld} + \frac{L_{sub}}{A_{st}} \frac{d}{dt} \left(\frac{W_d + W_{sub}}{2} \right) + \\ & + \Delta P_{g_{sub}} + \Delta P_{A_{sub}} + \frac{L_b}{A_{st}} \frac{d}{dt} \left(\frac{W_{sub} + W_e}{2} \right) + \Delta P_{g_b} + \Delta P_{Ab} + \frac{L_r}{A_r} \frac{d}{dt} \\ & \left(\frac{W_e + W_r}{2} \right) + \Delta P_{g_r} + \Delta P_{sp} = 0 \end{aligned} \quad (3.126)$$

(*) A pressão no nível de água é admitida igual à pressão do vapor no pleno superior.

(**) Admite-se $P_r = P_v$; na realidade tem-se que $P_r = P_v + g \Delta L \rho_g$ mas sendo ΔL da ordem de centímetros a densidade do vapor pequena em relação à densidade do líquido, assumir $P_r = P_v$ é razoável.

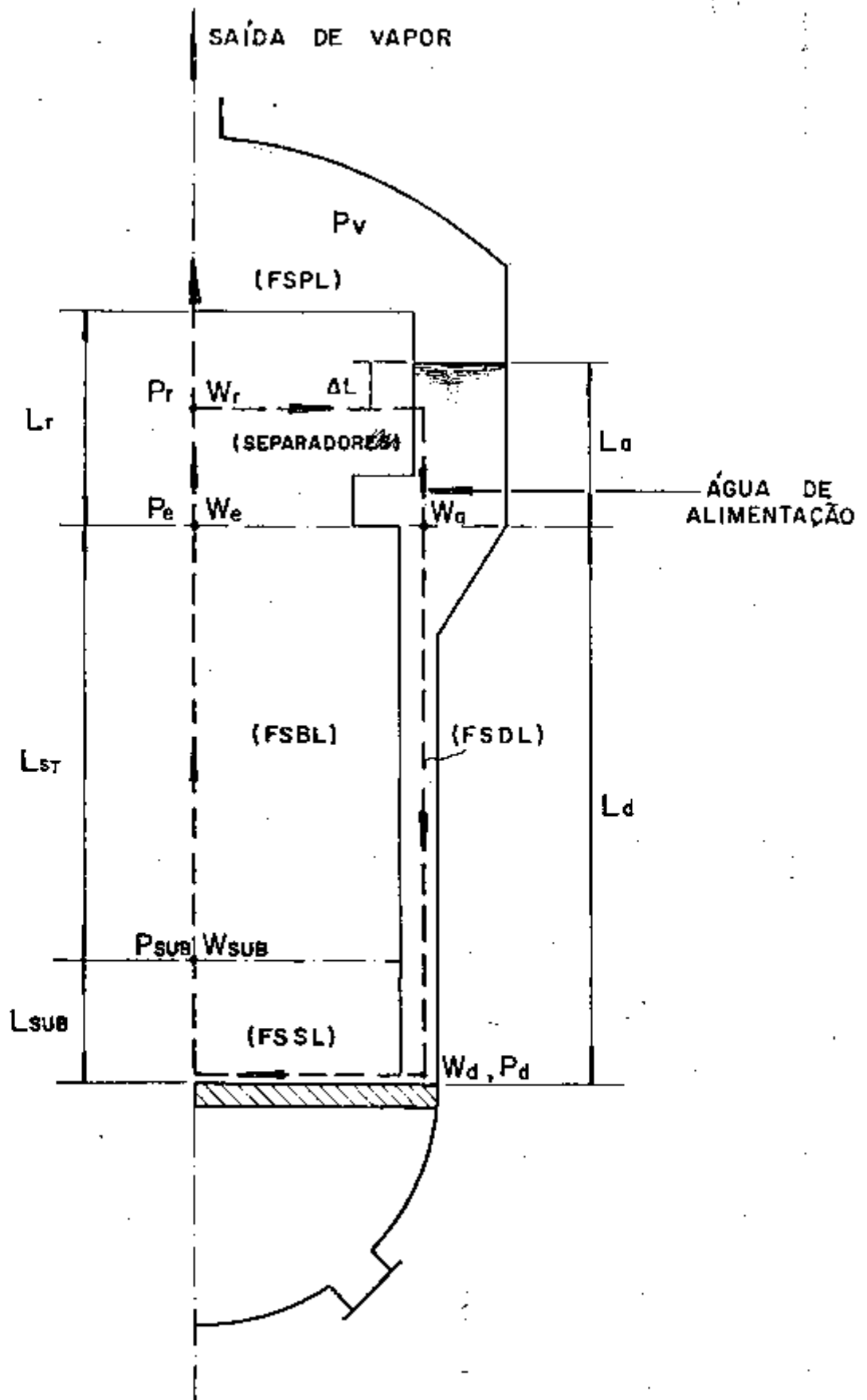


Figura 3.8 : Esquema do circuito secundário do gerador para o desenvolvimento da equação de quantidade de movimento.

Desprezando-se o armazenamento de quantidade de movimento fora do "downcomer", tem-se:

$$\left(\frac{L_d + L_a}{A_d} + \frac{L_{sub}}{2A_{st}} \right) \frac{dW_d}{dt} = \Delta P g_d - \Delta P g_{sub} - \Delta P g_b - \Delta P g_r - \Delta P_{Ad} - \Delta P_{Ld} - \Delta P_{Asub} - \Delta P_{Ab} - \Delta P_{sp} \quad (3.127)$$

O que permite não considerar o armazenamento de quantidade de movimento fora do "downcomer", é o fato de que estes termos são desprezíveis em face ao que ocorre no "downcomer". A área de escoamento do "downcomer" é cerca de 6 vezes menor do que a área transversal de escoamento na região dos tubos, portanto, a velocidade de massa do fluido no "downcomer" será da ordem de 6 vezes maior do que em qualquer outra região do gerador de vapor. Assim, qualquer perturbação no fluxo que ocorra, por exemplo, na região dos tubos resultará em grandes variações na quantidade de movimento no "downcomer" devido a um efeito multiplicador. Além disso, os termos de armazenamento são em geral desprezíveis, contribuindo segundo Bruens [7] com cerca de 0,5% a 0,3% à perda de pressão total nas regiões de escoamento monofásico e bifásico respectivamente, no caso de uma variação de 10% na velocidade mássica do escoamento a uma taxa de 10% por segundo.

Os vários termos da equação (3.127), são expressos por:

$$\Delta P g_d - \Delta P g_{sub} - \Delta P g_b - \Delta P g_r = \Delta P g = g(\rho_d L_d + \rho_a L_a - \rho_{sub} L_{sub} - \rho_b L_b - \rho_r L_r) \quad (3.128)$$

$$\Delta P_{Ad} = f \frac{L_d}{D_d} \frac{W_d^2}{2\rho_d A_d^2} \quad (3.129)$$

$$\Delta P_{Ld} = \Delta P L_o \frac{\rho_{do}}{W_{do}^2} \frac{W_d^2}{\rho_d} \quad (3.130)$$

onde, ρ_{do} e W_{do} são valores do estado estacionário inicial.

$$\Delta P_{Asub} = f \frac{L_{sub}}{D_{st}} \frac{(W_d + W_{sub})^2}{8\rho_{sub} A_{st}^2} \quad (3.131)$$

$$\Delta P_{Ab} = B f \frac{L_b}{D_{st}} \frac{(W_{sub} + W_e)^2}{8\rho_f A_{st}^2} \quad (3.132)$$

$$\Delta P_{SP} = \xi \psi^2 \frac{(W_e + W_r)^2}{8\rho_r A_{sp}^2} \quad (3.133)$$

Nota-se que nas expressões anteriores são utilizadas as vazões médias nos volumes de controle, ou seja, a média entre a vazão de entrada e a de saída.

3.5.4.3 Modelo 2

Como mencionado a equação de quantidade de movimento utilizada neste modelo é uma simplificação da equação desenvolvida na seção anterior. Considere a equação (3.127), desprezando o termo de armazenamento de quantidade de movimento $\frac{(dW_d)}{dt}$ tem-se que:

$$\begin{aligned} \Delta P_{g_d} - \Delta P_{g_{sub}} - \Delta P_{g_b} - \Delta P_{g_r} - \Delta P_{Ad} - \Delta P_{Ld} - \Delta P_{Asub} - \Delta P_{Ab} - \\ - \Delta P_{sp} = 0. \end{aligned} \quad (3.134)$$

Substituindo os diversos termos expressos pelas equações de número (3.128) e (3.133), obtêm-se:

$$\begin{aligned} \Delta P_g = f \frac{L_d}{D_d} \frac{W_d^2}{2\rho_d A_d^2} + \Delta P_{Lo} \frac{\rho_{do}}{W_{do}} \frac{W_d^2}{\rho_d} + f \frac{L_{sub}}{D_{st}} \frac{(W_d + W_{sub})^2}{8\rho_{sub} A_{st}^2} + \\ + B f \frac{L_b}{D_{st}} \frac{(W_{sub} + W_e)^2}{8\rho_f A_{st}^2} + \xi \psi^2 \frac{(W_e + W_r)^2}{8\rho_r A_{sp}^2} \end{aligned} \quad (3.135)$$

Considerando que as perdas dinâmicas possam ser representadas por uma relação do tipo :

$$\Delta P_i = C d_i W^2 \quad (3.136)$$

tem-se que;

$$\Delta P_g = Cd_1 W_d^2 + Cd_2 W_d^2 + Cd_3 \frac{(W_d + W_{sub})^2}{4} + Cd_4 \frac{(W_{sub} + W_e)^2}{4} + Cd_5 \frac{(W_e + W_r)^2}{4} \quad (3.137)$$

onde, a soma dos diversos coeficientes de perda de pressão ao longo do gerador representa o coeficiente global de perda de carga, ou seja;

$$Cd = Cd_1 + Cd_2 + Cd_3 + Cd_4 + Cd_5 \quad (3.138)$$

Dividindo-se a equação por Cd e desenvolvendo os quadrados, obtêm-se:

$$\frac{\Delta P_g}{Cd} = r_1 W_d^2 + r_2 W_d^2 + \frac{r_3}{4} (W_d^2 + 2W_d W_{sub} + W_{sub}^2) + \frac{r_4}{4} (W_{sub}^2 + 2W_{sub} W_e + W_e^2) + \frac{r_5}{4} (W_e^2 + 2W_e W_r + W_r^2) \quad (3.139)$$

onde,

$$r_i = \frac{Cd_i}{Cd}$$

Agrupando os termos, tem-se:

$$\frac{\Delta P_g}{Cd} = W_d^2 r_1 + r_2 + \frac{r_3}{4} + W_{sub}^2 \frac{r_3 + r_4}{4} + W_e^2 \frac{r_4 + r_5}{4} + W_r^2 \frac{r_5}{4} + W_d W_{sub} \frac{r_3}{2} + W_{sub} W_e \frac{r_4}{2} + W_e W_r \frac{r_5}{2} \quad (3.140)$$

A expressão acima (3.140) é a equação de recirculação utilizada no modelo 2. Observa-se que os coeficientes de perda de carga (Cd_i) ao longo do gerador de vapor são considerados constantes durante os transientes. Os valores destes coeficientes de perda de pressão são fornecidos com uma porcentagem do coeficiente total, ou seja, fornece-se os r_i .

3.5.5 Perturbações

O gerador de vapor é acoplado ao sistema de refrigeração do reator pela vazão e pela temperatura do fluido primário, sendo que estas condições determinam a quantidade de energia fornecida ao gerador de vapor. O acoplamento ao ciclo da turbina é feito pela vazão de vapor e pelas condições da água de alimentação. A vazão de vapor é determinada pela posição da válvula de vapor, que por sua vez é determinada pela demanda elétrica. As condições da água de alimentação (vazão e temperatura) são determinadas pela bomba de alimentação, pelos pré-aquecedores e pelo sistema de controle.

Lembrando que o principal objetivo deste trabalho é o desenvolvimento do modelo do gerador de vapor, os seguintes parâmetros são considerados como condições de contorno, podendo produzir perturbações:

1. temperatura da água de entrada do primário;
2. vazão do fluido primário;
3. coeficiente da válvula de vapor;
4. temperatura da água de alimentação;
5. vazão de água de alimentação.

Note-se que todos estes valores dependem de mecanismos externos ao gerador de vapor. Deve-se observar também que o sistema de alimentação de água não é incluído, sendo assim, a vazão de alimentação quando não for uma das causas da perturbação segue o mesmo valor da vazão de vapor, mas com um atraso associado ao sistema de controle. A equação que representa este atraso é a seguinte :

$$W_F = W_{VS} - (W_{VS} - W_{VS_0}) \exp\left[-(t - t_0) / \zeta_c\right], \quad (3.141)$$

onde;

t_0 = tempo de início da perturbação;

ζ_c = tempo de atraso associado ao sistema de controle;

W_{VS_0} = vazão de vapor no estado estacionário inicial.

É previsto pelo modelo uma função polinomial de até 39 grau para cada uma das possíveis perturbações.

3.6 CÁLCULO DOS COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Nesta seção apresenta-se as correlações e os métodos usados para calcular os coeficientes de transferência de calor. Os processos de transferência de calor presentes em um gerador de vapor de tubos em U são os seguintes :

1. Convecção; processos de convecção ocorrem na transferência de calor do fluido primário para a superfície interna dos tubos e da superfície externa dos tubos para o líquido subresfriado do secundário.
2. Condução; calor é transferido radialmente por condução através das paredes dos tubos.
3. Ebulição nucleada; este é o principal mecanismo de transferência de calor da superfície externa dos tubos para o fluido secundário, estando presente na região bifásica do lado do circuito secundário.

3.6.1 Coefficientes de Película

No lado do circuito primário o calor é transferido pela água a alta pressão, escoando pelo interior dos tubos em U, com altos números de Reynolds (cêrca de $3,8 \times 10^6$). A medida que a diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da superfície interna dos tubos é pequena ($< 20^\circ\text{C}$), não há necessidade de uma correlação que considere condições de filme, como a correlação de Sieder-Tate, apresentada por Lienhard [25]. Portanto para o cálculo do coeficiente de película interno aos tubos adotou-se a correlação de Dittus-Boelter apresentada por Lienhard [25], que pode ser escrita da seguinte forma:

$$h_{\text{cint}} = 0,023 \left(\frac{K}{D}\right) \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^n \quad (3.142)$$

onde,

(*) Esta correlação é válida somente para escoamento turbulento com $\text{Re} > 10.000$.

$$Re = \text{número de Reynolds} = \frac{GD}{\mu}$$

$$Pr = \text{número de Prandtl} = \frac{\mu C}{K}$$

O valor do expoente n é admitido 0,3 quando há resfriamento do fluido e 0,4 quando o fluido recebe calor.

O título máximo da mistura bifásica na saída da região de troca de calor é limitado em cerca de 0,3 nas condições de plena carga. Notando que o "dry-out" (secagem da superfície dos tubos) ocorre com títulos mássicos da ordem de 0,5, somente regiões de pré-aquecimento e de ebulição nucleada são consideradas.

Na região de pré-aquecimento (região subresfriada do lado secundário) nas condições de plena carga o número de Reynolds é da ordem de 10^5 , justificando, assim, a utilização da correlação de Dittus-Boelter, mencionada para o fluido primário. Adicionando um fator de correlação dado El Wakil [15], para o efeito do arranjo de tubos sobre o coeficiente de transferência de calor, tem-se:

$$h_{c \text{ ext}} = C \left(\frac{K}{D} \right) Re^{0,8} Pr^n \quad (3.143)$$

onde,

$$C = 0,042 \frac{S}{d_{\text{ext}}} - 0,024, \text{ para arranjos quadrados, } 1,1 \leq \frac{S}{d_{\text{ext}}} \leq 1,3 \quad (3.144)$$

$$C = 0,026 \frac{S}{d_{\text{ext}}} - 0,006, \text{ para arranjos triangulares, } 1,1 \leq \frac{S}{d_{\text{ext}}} \leq 1,5$$

Para a região de ebulição nucleada foram selecionadas as correlações de Chen e Thom, com a finalidade de se estudar a influência de diferentes métodos de cálculo para o coeficiente de película externo aos tubos no comportamento do modelo. A correlação proposta por Chen, apresentada por Collier [13] e por Fenech [17], assume que a ebulição nucleada na região de sa

turação ocorre devido à contribuição dos mecanismos de convecção forçada e de nucleação. A correlação de Thom assume que o processo de ebulição nucleada ocorre primariamente devido à diferença entre a temperatura da parede e a temperatura de saturação do fluido.

A correlação proposta por Chen, como mencionado, tem contribuições de uma parcela de convecção e outra de nú-cleação, sendo da seguinte forma:

$$h_{EB} = h_{NU} + h_c \quad (3.145)$$

onde,

h_{EB} = coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada;

h_{NU} = contribuição devido à nucleação;

h_c = contribuição devido à convecção.

A contribuição devido à convecção (h_c) é calculada por uma equação modificada da correlação de Dittus-Boelter,

$$h_c = C \left[\frac{G(1-x)D}{\mu_f} \right]^{0,8} Pr_f^{0,4} \left(\frac{K_f}{D} \right) F, \quad (3.146)$$

onde a constante C é dada pela equação (3.144) e o parâmetro F é uma função do fator de Martinelli (X_{tt}), podendo ser correlacionado, segundo Fenech [7] da seguinte maneira:

$$F = 1,0 \quad , \quad \text{para } X_{tt} \geq 10, \\ F = 2,35 \left[1/X_{tt} + 0,213 \right]^{0,736}, \quad \text{para } X_{tt} < 10. \quad (3.147)$$

A contribuição devido à nucleação é expressa por:

$$h_{NU} = 0,00122 \left[\frac{K_f^{0,79} C_f^{0,45} \rho_f^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_f^{0,29} h_{fg}^{0,24} \rho_g^{0,24}} \right] \Delta T_{sat}^{0,24} \Delta P_{sat}^{0,75} S \quad (3.148)$$

aplicando Clapeyron,

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{sat}} = \frac{h_{fg}}{T_{\text{sat}}(v_g - v_f)} \quad (3.149)$$

tem-se,

$$h_{\text{NU}} = 0,00122 \left[\frac{K_f^{0,79} C_f^{0,45} \rho_g^{0,49} h_{fg}^{0,51}}{\sigma^{0,5} \mu_f^{0,29} \rho_g^{0,24} T_{\text{sat}}^{0,75}} \right] \frac{\Delta T_{\text{sat}}^{0,99}}{(v_g - v_f)^{0,75}} S \quad (3.150)$$

O parâmetro S é função do número de Reynolds bifásico local (Re_{2F}), sendo correlacionado segundo Fenech [17] pela seguinte expressão:

$$Re_{2F} = Re_f F^{1,25} = \frac{G(1-x)D}{\mu_f} F^{1,25} \quad (3.151)$$

$$S = \left[1 + 0,12 (Re_{2F} \times 10^{-4})^{1,14} \right]^{-1} \quad \text{para } Re_{2F} < 32,5 \times 10^4$$

$$S = \left[1 + 0,42 (Re_{2F} \times 10^{-4})^{0,78} \right]^{-1} \quad \text{para } 32,5 \times 10^4 \leq$$

$$\leq Re_{2F} < 70,0 \times 10^4 \quad (3.152)$$

$$s = 0,1 \quad , \quad \text{para } Re_{2F} \geq 70,0 \times 10^4$$

Maiores detalhes sobre o cálculo dos coeficientes de transferência de calor utilizando a correlação de Chen podem ser obtidos nas referências [13] e [17].

A correlação de Thom, apresentada por Delhaye [14], pode ser escrita na seguinte forma:

$$h_{\text{EB}} = 1,97 \times 10^3 (T_w - T_{\text{sat}}) e^{0,23P} \quad (3.153)$$

onde,

T_w = temperatura da superfície da parede ($^{\circ}\text{C}$)

T_{sat} = temperatura de saturação do fluido ($^{\circ}\text{C}$)

P = pressão do fluido (MPa)

h_{EB} = coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada dado em ($\text{W}/\text{m}^2 \text{ } ^{\circ}\text{C}$)

Não foi encontrado na literatura nenhum fator de correção para possíveis efeitos, devido à curva dos tubos em U sobre o coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada. Mas à medida que este coeficiente de película contribui pouco para a resistência térmica total (cêrca de 15%) e que, a curva dos tubos em U representa somente 16% da área total de transferência de calor, a falta de um fator de correção é considerado de pouca importância. Observa-se que a curva é considerada como sendo parte reta dos tubos.

3.6.2 Condutância do Metal

No desenvolvimento de um modelo dinâmico de um trocador de calor geralmente é dada pouca atenção à simulação das paredes dos tubos. Contudo, para uma descrição acurada do comportamento termodinâmico dos fluidos é necessário o bom conhecimento dos fluxos de calor nas superfícies interna e externa dos tubos.

Na maioria dos evaporadores nucleares é a resistência térmica dos tubos que controla o fluxo de calor. Este fato ocorre em razão da grande resistência térmica das paredes de metal se comparada com as resistências térmicas dos filmes de convecção e de ebulição. Isto só não é verdade quando há presença de líquido subresfriado no lado do circuito secundário. Além disso, os grandes coeficientes de película causam uma pequena diferença entre a temperatura do fluido e a temperatura da superfície e como o fluxo de calor é função desta diferença de temperatura é clara a necessidade de uma descrição acurada das temperaturas na parede.

O método utilizado para descrever a distribuição de temperatura na parede dos tubos e a localização radial da temperatura média está esquematizado na figura 3.9.

A aplicação da equação de condução de calor na parede dos tubos fornece o seguinte:

1. localização radial da temperatura média;

$$\bar{r} = R_{\text{ext}} \exp \left[\frac{R_{\text{int}}^2}{(R_{\text{ext}}^2 - R_{\text{int}}^2)} \ln(R_{\text{ext}}/R_{\text{int}}) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.154)$$

2. resistência térmica entre a superfície interna dos tubos e o local da temperatura média da parede;

$$R_{t \text{ int}} = \frac{\ln(\bar{R}/R_{\text{int}})}{K_m} R_{\text{int}} \quad (3.155)$$

3. resistência térmica entre o local da temperatura média e a superfície externa dos tubos;

$$R_{t \text{ ext}} = \frac{\ln(R_{\text{ext}}/\bar{R})}{K_m} R_{\text{ext}} \quad (3.156)$$

4. resistência térmica total dos tubos;

$$R_{t \text{ m}} = \frac{\ln(R_{\text{ext}}/R_{\text{int}})}{K_m} R_{\text{ext}} \quad (3.157)$$

3.6.3 Coefficientes Globais de Transferência de Calor

Nas equações desenvolvidas no item 3.5 são utilizados os seguintes coeficientes de transferência de calor:

1. coeficiente de transferência de calor entre a temperatura média do fluido primário e a temperatura média da parede dos tubos (U_{pm}), sendo expresso por;

$$\frac{1}{U_{\text{pm}}} = \frac{1}{h_{\text{c int}}} + R_{t \text{ int}} + F_{s \text{ int}} \quad (3.158)$$

onde, $h_{\text{c int}}$ é o coeficiente de película interno aos tubos, dado pela correlação de Dittus-Boelter.

2. coeficiente de transferência de calor entre a temperatura média da parede dos tubos e a temperatura média do fluido secundário (U_{ms}), sendo dado por;

$$\frac{1}{U_{\text{ms}}} = \frac{1}{h_{\text{c ext}}} + R_{t \text{ ext}} + F_{s \text{ ext}} \quad (3.159)$$

onde, $h_{\text{c ext}}$ é o coeficiente de película externo aos tubos, que depende do fluido secundário ser subresfriado ou saturado.

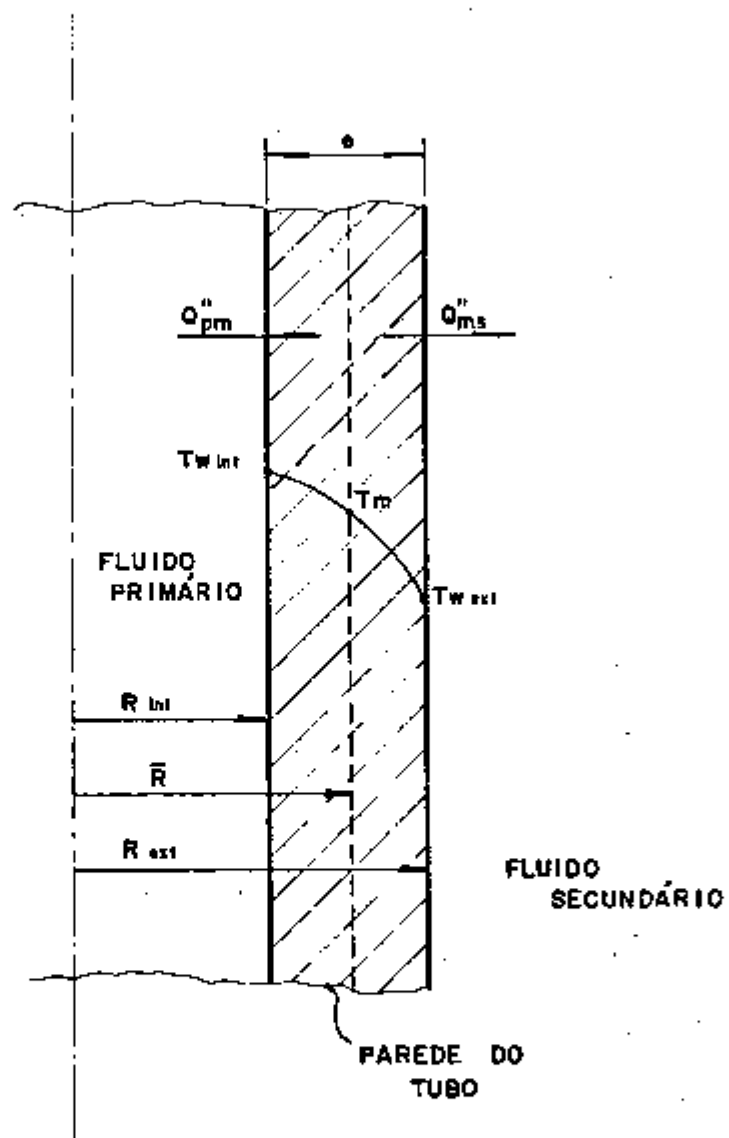


Figura 3.9 : Esquema dos tubos mostrando o cálculo da resistência térmica da parede.

Em vista das exigências de grande pureza para o fluido primário o fator de incrustação para o lado do circuito primário (superfície interna dos tubos) pode ser desprezado. A qualidade da água do circuito secundário é pior do que a do fluido primário e neste caso o fator de incrustação deve ser considerado. Segundo Ahmed [2] e Wolde [34] este fator situa-se na faixa de 0,0088 a 0,026 m²C/KW.

O coeficiente global de transferência de calor é a soma de todas as resistências. Baseando-se na área externa de troca de calor tem-se:

$$\frac{1}{U} = \frac{A_{ext}}{h_{c\ int} A_{int}} + R_{tm} + \frac{1}{h_{c\ ext}} + F_{s\ int} + F_{s\ ext}, \quad (3.160)$$

onde,

$$A_{int} = \pi d_{int}$$

$$A_{ext} = \pi (d_{int} + 2e)$$

Observa-se que a resistência dos tubos de metal juntamente com os fatores de incrustação representam cerca de 52% a 60% da resistência térmica total.

3.7 PROPRIEDADES FÍSICAS

Além das equações e das condições de contorno desenvolvidas anteriormente são necessárias as equações de estado, para obter-se os valores das propriedades termodinâmicas e físicas da água em função das condições de temperatura e pressão. As propriedades calculadas são as seguintes:

1. entalpia do líquido saturado em função da pressão;
2. entalpia do vapor saturado em função da pressão;
3. calor latente de vaporização em função da pressão;
4. volume específico do líquido saturado em função da pressão;
5. volume específico do vapor saturado em função da pressão;

6. entalpia do líquido subresfriado em função da pressão e da temperatura;
7. temperatura do líquido subresfriado em função da entalpia e da pressão;
8. volume específico do líquido subresfriado em função da temperatura e da pressão;
9. pressão de saturação em função da temperatura;
10. temperatura de saturação em função da pressão;
11. derivada da entalpia do líquido saturado em função da pressão de saturação;
12. derivada da entalpia do vapor saturado em função da pressão de saturação;
13. derivada do volume específico do líquido saturado em função da pressão de saturação;
14. derivada do volume específico do vapor saturado em função da pressão de saturação;
15. derivada da temperatura do líquido subresfriado em função da entalpia;
16. tensão superficial da água em função da temperatura;
17. condutividade térmica do líquido saturado em função da temperatura;
18. condutividade térmica do líquido subresfriado em função da temperatura e da pressão;
19. calor específico à pressão constante do líquido em função da temperatura;
20. calor específico à pressão constante do líquido subresfriado em função da temperatura e da pressão;
21. viscosidade dinâmica do vapor saturado em função da temperatura;
22. viscosidade dinâmica do líquido saturado em função da temperatura;
23. viscosidade dinâmica do líquido subresfriado em função da temperatura e da pressão.

Somente o modelo 4 utiliza todas estas propriedades, sendo que algumas são usadas apenas nas correlações dos coeficientes de transferência de calor. Para o cálculo destas propriedades, com exceção da tensão superficial, utiliza-se um

ajuste por uma função tipo hipérbole, que dentro das faixas de uso apresentam um desvio máximo do valor real de 0,5%. Estas correlações estão no apêndice B.

CAPÍTULO IV

4. ANÁLISE NUMÉRICA

4.1 INTRODUÇÃO

As equações do modelo, desenvolvidas no capítulo anterior, formam um sistema de 20 equações e 20 incógnitas. Estas equações podem ser simplificadas de modo a se obter um sistema misto de equações diferenciais ordinárias e equações algébricas não lineares. Devido à grande complexidade deste sistema, que deve ser resolvido juntamente com o cálculo das propriedades, cálculo das condições de contorno, cálculo dos coeficientes de transferência de calor e cálculo dos coeficientes de perda de pressão (quando for o caso), um tratamento especial deve ser dado à resolução numérica das equações. A eficiência do esquema de resolução das equações em termos de precisão e tempo de computação estará intimamente ligada aos métodos numéricos utilizados.

Observa-se que existem dois grandes problemas a serem resolvidos. O primeiro é a obtenção do estado estacionário, necessário para inicializar o transiente, e o segundo é a resolução das equações para o prosseguimento do transiente.

A existência de quatro modelos diferentes não implica em tratamentos numéricos diferentes, pois todos possuem basicamente as mesmas equações. As variáveis do modelo e suas respectivas equações estão indicadas na tabela 4.1.

Tabela 4.1 : Variáveis e Equações dos Modelos

Número	Variável	Equação / Tipo
1	T_{pe}	eq. 3.8 / EDO
2	T_{p1}	eq. 3.16 / EDO não linear
3	T_{p2}	eq. 3.26 / EDO não linear
4	T_{p3}	eq. 3.34 / EDO não linear
5	T_{p4}	eq. 3.41 / EDO não linear
6	T_{ps}	eq. 3.42 / EDO
7	T_{m1}	eq. 3.48 / EDO não linear
8	T_{m2}	eq. 3.53 / EDO não linear
9	T_{m3}	eq. 3.55 / EDO não linear
10	T_{m4}	eq. 3.58 / EDO não linear
11	T_{sat}	modelos 1,2 e 3: eq. 3.73 /EDO não linear modelo 4: eq. 3.67 /EDO não linear
12	T_d h_d	modelos 1,2 e 3: eq. 3.108/EDO não linear modelo 4: eq. 3.106/EDO não linear
13	T_a h_a	modelos 1,2 e 3: eq. 3.95/EDO não linear modelo 4: eq. 3.92/EDO não linear
14	X_e	eq. 3.82 / EDO não linear
15	L_{sub}	modelos 1,2 e 3: eq. 3.70/EDO não linear modelo 4: eq. 3.61/EDO não linear
16	L_a	modelos 1,2 e 3: eq. 3.93/EDO não linear modelo 4: eq. 3.90/EDO não linear
17	W_d	modelo 1: eq. 3.112/algébrica não linear, modelo 2: eq. 3.140/algébrica não linear, modelos 3 e 4: eq. 3.127/EDO não linear,
18	W_{sub}	eq. 3.79/algébrica não linear.
19	W_e	eq. 3.86/algébrica não linear.
20	W_r	eq. 3.103/algébrica não linear.

Obs: a sigla EDO significa - equação diferencial ordinária.

4.2 CÁLCULO DO ESTADO ESTACIONÁRIO

Para simular um transiente é necessário primeiramente obter o estado estacionário. Para tanto, basta fazer as derivadas em relação ao tempo iguais a zero, obtendo-se dessa forma, um sistema de equações algébricas não lineares, cuja solução será a condição inicial. O sistema de equações, assim obtido, pode ser simplificado de modo que das 20 incógnitas necessárias ao transiente, somente 12 permanecem no estado estacionário.

Utiliza-se o método de Newton-Raphson para a resolução deste sistema de equações algébricas não lineares. Além da iteração do método de Newton-Raphson, existe uma iteração externa para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor. Resolve-se o sistema de equações, em cada iteração do método de Newton-Raphson, por eliminação de Gauss com critério de máxima pivotação considerando linha e coluna. Este sistema de equações se constitui de equações obtidas pela linearização das equações originais. Explicações mais detalhadas do método de cálculo utilizado se encontram no apêndice C.

É possível calcular o estado estacionário final com as equações utilizadas para o cálculo da condição inicial. Assim, pode-se comparar o valor final das variáveis, obtidas pela resolução do transiente e o valor final, calculado diretamente pelas equações do estado estacionário. Esta comparação permite avaliar a precisão dos métodos numéricos de integração.

O cálculo do estado final, sem a utilização das equações diferenciais, é realizado alterando-se duas condições de contorno, temperatura de entrada do fluido primário no gerador de vapor e pressão (temperatura) de saturação do secundário. Estes dois valores são obtidos das curvas de operação do reator, que seguem algum programa, como por exemplo, temperatura média do fluido no reator constante para qualquer nível de potência, como é considerado neste estudo. As curvas de operação seguem o esquema da figura 4.1.

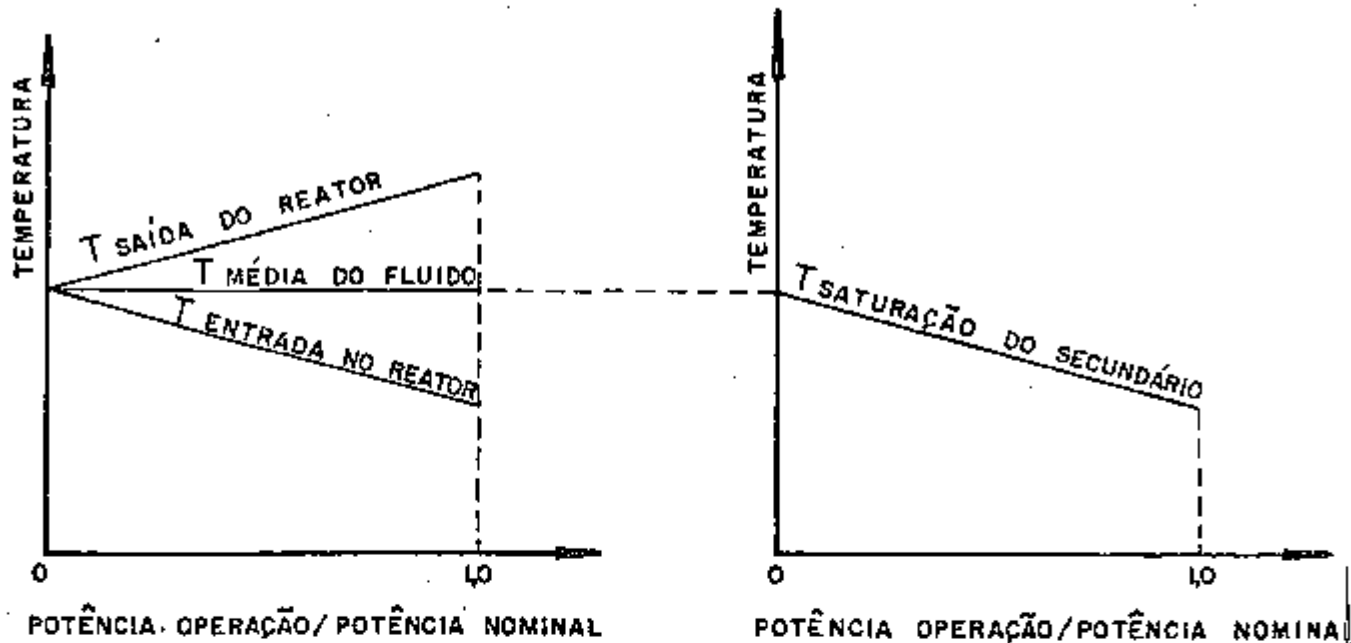


Figura 4.1 : Esquema das Curvas de Operação de um Reator que Segue o Programa de Temperatura Média no Reator Constante.

Observa-se que existem falhas no cálculo do estado final segundo as curvas de operação esquematizado na figura 4.1. Dessa forma, não se considera a variação do nível de água no gerador em função da potência, nem é possível considerar a variação dos coeficientes de perda de pressão. Porém o nível de água e os coeficientes de perda de carga influenciam somente os valores da vazão no secundário, do comprimento da região subresfriada; e do título mássico, sendo que os perfis de temperaturas, tanto do primário quanto do secundário não se modificam.

4.3 CÁLCULO DO TRANSIENTE

No cálculo do transiente deve ser resolvido um sistema misto de equações diferenciais e equações algébricas. Es-

te sistema é obtido a partir das equações desenvolvidas no capítulo 3 e mencionadas na Tabela 4.1. A forma final das equações é a seguinte:

. equações diferenciais,

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = A\bar{y} + B \quad (4.1)$$

onde, \bar{y} = vetor das variáveis "diferenciais" *

A = matriz dos coeficientes do sistema diferencial

B = vetor independente do sistema diferencial;

. equações algébricas,

$$C\bar{z} = D + E \frac{d\bar{y}}{dt} \quad (4.2)$$

onde, \bar{z} = vetor das variáveis "algébricas" **

C = matriz dos coeficientes do sistema algébrico

D = vetor independente do sistema algébrico

E = vetor dos coeficientes das derivadas no sistema algébrico.

Nota-se que nos coeficientes das matrizes A e C e dos vetores B, D e E aparecem as próprias variáveis. Assim, o cálculo das variáveis do vetor \bar{y} necessita das derivadas ($d\bar{y}/dt$), mas para isso precisa-se dos valores atualizados do vetor \bar{z} , que por sua vez são determinados a partir das derivadas ($d\bar{y}/dt$). Portanto, os sistemas de equações algébricas e diferenciais devem ser resolvidos simultaneamente. O esquema utilizado

(*) Variável diferencial é definida como uma variável cuja derivada aparece pelo menos uma vez no sistema de equações.

(**) Variável algébrica é definida como aquela cuja derivada não aparece em nenhum momento.

para este cálculo está ilustrado no apêndice C.

Na resolução do sistema algébrico utiliza-se o método iterativo de Gauss-Siedel aplicado a equações não lineares. Observa-se que as derivadas presentes no sistema de equações algébricas (derivada do título (x_e) e derivada da temperatura de saturação) funcionam também como uma variável algébrica do vetor \bar{z} . A distinção entre essas derivadas e as variáveis algébricas, apresentada na equação 4.2, é feita somente para ressaltar a interdependência entre os sistemas algébrico e diferencial.

O processo de desenvolvimento do modelo resultou, no que concerne ao cálculo do sistema de equações diferenciais, na escolha de dois métodos numéricos de integração diferentes: o método de Runge-Kutta de 4ª ordem e o método predictor-corrector de Hamming. O método de Runge-Kutta é um método direto e o método de Hamming é um método indireto e iterativo que deve ser inicializado por um método direto. Ambos os métodos apresentam o mesmo erro de discretização, da ordem de Δt^5 em cada passo de integração. Para um melhor entendimento das características destes métodos numéricos o sistema de equações representado pela equação 4.1 pode ser escrito na seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} &= f_1(t, y_1, y_2, \dots, y_{n_t}) \\ \frac{dy_2}{dt} &= f_2(t, y_1, y_2, \dots, y_{n_t}) \\ &\vdots \\ \frac{dy_{n_t}}{dt} &= f_{n_t}(t, y_1, y_2, \dots, y_{n_t}) \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde n_t é o número de variáveis diferenciais.

No método de Runge-Kutta de 4ª ordem escolhido utiliza-se o seguinte algoritmo para a integração do sistema de equações acima através de um intervalo de tempo.

$$Y_{j,i+1} = Y_{j,i} + \frac{\Delta t}{6} (K_{1j} + 2K_{2j} + 2K_{3j} + K_{4j}) \quad (4.4)$$

com,

$$K_{1j} = f_j (t, Y_{1,i}, Y_{2,i}, \dots, Y_{n_t,i}) \quad (4.5)$$

$$Y'_{j,i} = Y_{j,i} + \frac{1}{2} \Delta t K_{1j} \quad (4.6)$$

$$K_{2j} = f_j (t + \frac{1}{2} \Delta t, Y'_{1,i}, Y'_{2,i}, \dots, Y'_{n_t,i}) \quad (4.7)$$

$$Y''_{j,i} = Y_{j,i} + \frac{1}{2} \Delta t K_{2j} \quad (4.8)$$

$$K_{3j} = f_j (t + \frac{1}{2} \Delta t, Y''_{1,i}, Y''_{2,i}, \dots, Y''_{n_t,i}) \quad (4.9)$$

$$Y'''_{j,i} = Y_{j,i} + \Delta t K_{3j} \quad (4.10)$$

$$K_{4j} = f_j (t, \Delta t, Y'''_{1,i}, Y'''_{2,i}, \dots, Y'''_{n_t,i}) \quad (4.11)$$

onde, o índice "i" refere-se ao tempo e o índice "j" à variável de número j.

As expressões das equações 4.4 a 4.11 são aplicadas em paralelo para todas as n_t equações em cada instante de tempo. Deve ser conhecida a condição inicial ($Y_{j,0}$) para inicializar o método. Maiores detalhes sobre este método são fornecidos por Carnahan [9].

O método predictor corretor de Hamming apresenta as seguintes equações para a integração do sistema de equações 4.3 através de um intervalo de tempo.

. previsão:

$$Y_{j,i+1,0} = Y_{j,i-3} + \frac{4}{3} \Delta t (2f_{j,i} - f_{j,i-1} + 2f_{j,i-2}) \quad (4.12)$$

. primeira correção:

$$y_{j,i+1,1} = \frac{1}{8} \left[9 y_{j,i} - y_{j,i-2} + 3 \Delta t (f_{j,i+1,0}^* + 2 f_{j,i} - f_{j,i-1}) \right] \quad (4.13)$$

onde,

$$y_{j,i+1,0}^* = y_{j,i+1,0} + \frac{112}{9} e_{j,i} \quad (4.14)$$

$$f_{j,i+1,0}^* = f(t, y_{1,i+1,0}^*, y_{2,i+1,0}^*, \dots, y_{n_t,i+1,0}^*) \quad (4.15)$$

. correções seguintes:

$$y_{j,i+1,k} = \frac{1}{8} \left[9 y_{j,i} - y_{j,i-2} + 3 \Delta t (f_{j,i+1,k-1} + 2 f_{j,i} - f_{j,i-1}) \right] \quad (4.16)$$

. solução após cada passo de integração:

$$e_{j,i+1} = \frac{9}{121} (y_{j,i+1,k} - y_{j,i+1,0}) \quad (4.17)$$

$$y_{j,i+1} = y_{j,i+1,k} - e_{j,i+1} \quad (4.18)$$

. o índice "i" refere-se ao tempo, o índice "j" à variável de número j e o índice "K" à iteração da correção.

Como no método de Runge-Kutta as expressões acima são aplicadas em paralelo para todas as n_t equações em cada instante de tempo. Como pode-se observar é necessário um método direto para realizar a integração através dos três primeiros intervalos de tempo. Utiliza-se o método de Runge-Kutta de 4ª ordem para inicializar o previsor-corretor. Este tipo de método (previsor-corretor) tende a apresentar vantagens em relação

a tempo de computação e precisão, mas perde muito em simplicidade se comparado com o método de Runge-Kutta.

Verificou-se que é indispensável um controle do passo de integração para se obter todas as vantagens do método previsor-corretor. Como os transientes estudados partem de um estado estacionário inicial e chegam a outro estado estacionário final, adotou-se um esquema de somente aumentar o passo de integração ao longo do tempo. Dessa forma, inicia-se o transiente com pequenos passos de integração (aumentando, com isso a precisão na região onde há maiores perturbações). Maiores detalhes deste método estão no apêndice C.

CAPÍTULO V

5. RESULTADOS

5.1 INTRODUÇÃO

Foi simulado um certo número de transientes, utilizando o modelo desenvolvido, com a finalidade de investigar o comportamento do gerador de vapor frente a diferentes perturbações, bem como a validade das hipóteses simplificadoras e dos métodos numéricos adotados. Na tabela 5.1 apresenta-se um resumo dos transientes simulados.

Deve-se salientar a grande dificuldade de obtenção de resultados experimentais referentes à operação de geradores de vapor de tubos em U, tanto no estado estacionário quanto durante transitórios. Os únicos resultados experimentais encontrados, possíveis de serem utilizados, foram os das usinas nucleares KCB unidade 1 de 450 Mw de potência elétrica e Biblis A de 1200 Mw de potência elétrica. Porém, no caso do gerador de vapor da usina Biblis-A, não havia a disponibilidade de todos os dados geométricos necessários à simulação. Dessa forma os resultados apresentados neste capítulo são baseados principalmente no gerador de vapor da usina KCB unidade 1, sendo que somente um único transiente da usina Biblis-A é discutido.

5.2 RESULTADOS NUMÉRICOS

À medida que as equações desenvolvidas são resolvidas por um computador digital, alguns aspectos da resolução numérica destas equações, como por exemplo, erros numéricos e intervalo de tempo máximo permitido, tornam-se de grande importância para a compreensão do modelo e para verificação de sua confiabilidade.

Ao se simular os diversos transientes verificou-se problemas de instabilidade, cujas causas não foram determinadas. Observou-se somente que esta instabilidade não estava

Tabela 5.1 : Resumo dos Transientes Simulados

Número do transiente	Tipo do transiente	Usina	Perturbações	Modelo Utilizado	Método Numérico	Intervalo de tempo (seg.)
1	Transiente experimental de redução de potência	KCB-1	Vazão de vapor Vazão da água de alimentação Temp. de entrada do fluido primário	1	P-V / R-K	0,0125/0,1
				2	R-K	0,1
				3	R-K	0,1
				4	R-K	0,1
2	Transiente experimental de parada da turbina com desligamento do reator	Biblis-A	Vazão de vapor Vazão da água de alimentação Temp. de entrada do fluido primário	1	P-V	0,00625
				2	P-V	0,00625
				3	P-V	0,00625
				4	P-V	0,00625
3	Transiente de aumento de potência de 70% para 100% da condição nominal, na forma de degrau	KCB-1	Coeficiente da válvula de vapor Temp. de entrada do fluido primário	1	R-K	0,05/0,1/0,2
				2	R-K	0,05/0,1/0,7
				3	R-K	0,1/0,2
				4	R-K	0,1/0,2
4	Transiente de redução de potência na forma de degrau de 100% para 50% da condição normal	KCB-1	Coeficiente da válvula de vapor Temp. de entrada do fluido primário	1	R-K	0,1
				2	R-K	0,1
				3	R-K	0,1
				4	R-K	0,1
5	Transiente de fechamento da válvula de vapor na forma de degrau de 100% aberta para 70% aberta	KCB-1	Coeficiente da válvula de vapor	1	R-K / P-V	0,1/0,0125
				2	R-K	0,1
				3	R-K	0,1
				4	R-K / P-V	0,1/0,0125
6	Transiente de aumento de potência de 40% para 100% da condição nominal, na forma de rampa em 10 segundos	KCB-1	Coeficiente da válvula de vapor Temp. de entrada do fluido primário	1	R-K / P-V	0,1/0,0125
				2	R-K / P-V	0,1/0,0125
				3	R-K	0,1
				4	R-K	0,1
7	Transiente de redução da temperatura de entrada do fluido primário na forma de degrau	KCB-1	Temp. de entrada do fluido primário	1	R-K	0,2
				2	R-K	0,2
				3	R-K	0,2
				4	R-K	0,2

Observações:

1) Método Numérico:

P-V - significa método predictor-corrector de Hamming

R-K - significa método de Runge-Kutta

2) O intervalo de tempo indicado quando se usa o método predictor-corrector, é o intervalo de tempo inicial.

diretamente relacionada, nem com o tipo de transiente, nem com o intervalo de tempo e nem com o método numérico de integração das equações diferenciais. Assim, um transiente muito repentino e de grande amplitude não implica necessariamente em problemas de instabilidade, bem como um transitório lento e de pequena amplitude não está, a priori, isento de instabilidade. Verificou-se que a partir de um certo valor do incremento de tempo ($\Delta t = 0,2$ segundos) a resolução numérica das equações se torna inerentemente instável, porém mesmo com intervalos de tempo menores pode ocorrer instabilidade. Contudo estes problemas de instabilidade foram parcialmente contornados ao adotar-se um critério de convergência pequeno para a resolução do sistema algébrico e para a correção do método predictor-corrector, quando utilizado (da ordem de Δt^7 , bem menor do que o erro de discretização dos métodos numéricos de integração-para uma boa visualização destes critérios de convergência ver o Apêndice C). A inconveniência desta solução é um aumento do tempo de computação necessário à simulação. Verificou-se também que os problemas de instabilidade são reduzidos à medida que os modelos se tornam mais complexos; assim o modelo mais estável é o modelo 4 e o menos estável é o modelo 1. Um estudo mais detalhado, envolvendo o cálculo dos autovalores das matrizes dos coeficientes dos sistemas diferencial e algébrico, é necessário para se determinar com exatidão a razão deste problema. Porém o fato dos coeficientes destas matrizes variarem a cada passo de integração dificulta esta análise.

Inicialmente pensou-se que a instabilidade era causada pelo método numérico de integração, pois era utilizado somente o método predictor-corrector de Hamming. Em vista deste fato introduziu-se a possibilidade de utilização do método de Runge-Kutta durante todo o transiente, porém, os problemas de instabilidade continuavam.

Comparando-se as respostas do modelo obtidas na simulação com o método de Runge-Kutta com as respostas obtidas utilizando-se o método predictor-corrector, verifica-se que são exatamente iguais, não apresentando nenhum desvio considerável. Na tabela 5.2 encontra-se uma comparação entre os estados

Tabela 5.2: Comparação entre os Métodos Numéricos de Integração, Runge-Kutta e Previsor-Corretor de Hamming

Variável	Estado Estacionário Inicial	Transiente experimental de redução de potência (nº 1)				Transiente de fechamento da Válvula de Vapor (nº 5)			
		Condição final R - K	Condição final P - V	Desvio Relativo	Condição final R - K	Condição final P - V	Desvio Relativo		
T_{ps} (°C)	290,68	294,1155	294,1159	$1,4 \times 10^{-6}$	294,3535	294,3535	0		
T_{sat} (°C)	274,20	290,9384	290,9384	0	280,5703	280,5702	$3,6 \times 10^{-8}$		
P_{sat} (bar)	58,65	75,2875	75,2878	$4,0 \times 10^{-6}$	64,5519	64,5519	0		
X_e	0,2456	0,091261	0,091263	$2,2 \times 10^{-5}$	0,22254	0,22252	$8,9 \times 10^{-5}$		
L_{sub} (m)	1,313	1,98186	1,98187	$7,1 \times 10^{-6}$	1,41184	1,41187	$2,1 \times 10^{-5}$		
L_a (m)	2,317	1,93279	1,93278	$2,5 \times 10^{-6}$	2,15108	2,15227	$5,5 \times 10^{-4}$		
W_d (Kg/s)	1.472,22	943,8447	943,8499	$5,5 \times 10^{-6}$	1,390,7422	1.390,8973	$1,1 \times 10^{-4}$		
W_{vs} (Kg/s)	361,43	-	-	-	309,499	309,498	$3,2 \times 10^{-6}$		
Pot (Mw)	682,9	212,2098	212,2002	$4,5 \times 10^{-5}$	581,8811	581,8825	$2,3 \times 10^{-6}$		

Observações:

- 1) No transiente de número 1 as vazões de vapor não estão presentes porque se cons tituem em perturbações, sendo assim, dados de entrada.
- 2) Os resultados apresentados são obtidos com a simulação do modelo 1.

finais de dois transientes distintos simulados com os métodos previsor-corretor e Runge-Kutta. Observa-se que os desvios apresentados são desprezíveis. Este fato ocorre para todos os transitórios simulados com os dois métodos e com qualquer modelo. Além disso, os dois métodos admitem o mesmo intervalo de tempo máximo (0,2 segundos), acima do qual a resolução é inerentemente instável. A única diferença observada na utilização de um ou de outro método é no tempo de computação, que é em média cerca de 14% menor para o previsor-corretor.

Como foi visto no capítulo anterior (análise numérica) é possível o cálculo do estado final com as equações do estado estacionário com a finalidade de verificar o erro numérico realizado no cálculo do transiente. Nas tabelas 5.3 e 5.4 encontra-se uma comparação entre os valores finais das variáveis calculadas pela integração das equações e os valores finais calculados pelas equações do estado estacionário. Salienta-se que esta comparação é realizada sem se considerar os valores do nível de água, título mássico, comprimento da região subresfriada, e vazão no downcomer, pois o cálculo da condição final com as equações do estado estacionário não considera uma curva de variação do nível de água em função da potência, nem a variação dos coeficientes de perda de pressão com a vazão. Deste modo estas variáveis serão diferentes, porém não alterarão os valores das outras variáveis, que são funções somente da potência. É importante lembrar que um gerador de vapor com circulação natural pode operar com diferentes níveis de água e diferentes razões de recirculação a uma mesma potência.

Analisando as tabelas 5.3 e 5.4 observa-se que os erros são desprezíveis. Lembra-se que em um transiente de 120 segundos com um intervalo de tempo de 0,1 segundos, utilizando-se o método de Runge-Kutta, são realizadas cerca de 4800 iterações, sem contar a resolução do sistema algébrico, envolvendo, assim, um número considerável de truncamentos. Este resultado é importantíssimo, pois fornece a confiabilidade necessária aos esquemas de resolução das equações do transiente.

Tabela 3.1: Comparação entre os valores finais calculados diretamente com as equações do estado estacionário e os valores finais do transiente (transitório número 3).

		variável									
		T_{ig} (°C)	T_{sat} (°C)	\dot{W}_{VS} (kg/s)	Pot (kW)	x_e	L_{sub} (m)	L_d (m)	\dot{W}_d (kg/s)		
Modelo 1	Calculado diretamente	290,6439	274,200	362,180	683,0576	0,2572	1,3028	1,820	1408,105		
	Fim do transiente	290,6561	274,1842	361,999	683,6247	0,2506	1,3080	2,2001	1441,146		
	Desvio relativo	$4,2 \times 10^{-5}$	$5,7 \times 10^{-5}$	$5,0 \times 10^{-5}$	$4,0 \times 10^{-5}$	-	-	-	-	-	
Modelo 2	Calculado diretamente	290,6988	274,200	361,409	682,5028	0,2572	1,3248	1,820	1405,341		
	Fim do transiente	290,6934	274,2044	361,460	682,5952	0,2501	1,3176	2,1140	1445,204		
	Desvio relativo	$1,2 \times 10^{-5}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$1,4 \times 10^{-5}$	$1,3 \times 10^{-5}$	-	-	-	-	-	
Modelo 3	Calculado diretamente	290,6968	274,200	361,409	682,5028	0,2572	1,3248	1,820	1405,341		
	Fim do transiente	290,6901	274,1971	361,376	682,4436	0,2620	1,3296	2,1443	1379,334		
	Desvio relativo	$8,0 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-5}$	$9,1 \times 10^{-5}$	$8,8 \times 10^{-5}$	-	-	-	-	-	
Modelo 4	Calculado diretamente	290,4780	274,200	360,998	683,3750	0,2653	1,3511	1,820	1360,564		
	Fim do transiente	290,4794	274,1904	360,979	683,3189	0,2680	1,3538	2,1429	1347,100		
	Desvio relativo	$4,8 \times 10^{-6}$	$5,8 \times 10^{-6}$	$5,3 \times 10^{-6}$	$5,2 \times 10^{-6}$	-	-	-	-	-	

Observações:

- 1) Valores obtidos na simulação do transiente de aumento de potência de 70% para 100% da condição nominal na forma de degrau.
- 2) Intervalo de tempo utilizado = 0,2 segundos.
- 3) Considera-se que o novo estado estacionário é atingido aos 100 segundos do início do transiente.

Tabela 5.4: Comparação entre os valores finais calculados diretamente com as equações do estado estacionário e os valores finais do transiente (transitório número 6).

		Variável									
		T_{ps} (°C)	T_{est} (°C)	W_{vs} (kg/m ³)	W_{oc} (kg)	X_g	L_{sub} (m)	L_a (m)	W_d (kg/s)		
Modelo 1	Calculado diretamente	296,6299	288,6420	186,796	348,5069	0,1484	1,5183	2,317	1258,939		
	Final do transiente	296,6133	288,6974	187,043	348,9522	0,1590	1,4949	1,7658	1187,404		
	Desvio relativo	$5,6 \times 10^{-3}$	$1,9 \times 10^{-3}$	$1,3 \times 10^{-3}$	-	-	-	-	-	-	
Modelo 2	Calculado diretamente	296,9869	288,6470	181,553	338,7252	0,1457	1,5829	2,317	1246,279		
	Final do transiente	296,9974	288,6470	181,532	338,7123	0,1564	1,6007	1,7274	1168,621		
	Desvio relativo	$1,7 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-4}$	$1,1 \times 10^{-3}$	$3,8 \times 10^{-3}$	-	-	-	-	-	
Modelo 3	Calculado diretamente	296,9869	288,6470	181,553	338,7252	0,1457	1,5829	2,317	1246,279		
	Final do transiente	296,9866	288,6455	181,546	338,7342	0,1477	1,5865	1,6839	1229,219		
	Desvio relativo	$1,0 \times 10^{-3}$	$5,0 \times 10^{-3}$	$3,9 \times 10^{-3}$	$2,6 \times 10^{-3}$	-	-	-	-	-	
Modelo 4	Calculado diretamente	296,9054	288,5420	181,392	340,4225	0,1564	1,6289	2,317	1259,764		
	Final do transiente	296,9057	288,5397	181,380	340,4144	0,1610	1,6467	1,6977	1125,575		
	Desvio relativo	$1,0 \times 10^{-3}$	$8,0 \times 10^{-4}$	$6,6 \times 10^{-3}$	$2,4 \times 10^{-3}$	-	-	-	-	-	

Observações:

- 1) Valores obtidos na simulação do transiente de redução de potência na forma de degrau de 100% para 50% da condição nominal.
- 2) Intervalo de tempo utilizado = 0,1 segundos.
- 3) Considera-se um transiente de 120 segundos.

5.3 COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A comparação com resultados experimentais é realizada somente com o modelo mais complexo (modelo 4). Posteriormente, as respostas dos modelos mais simples são comparadas com as do modelo 4 com a finalidade de analisar a influência das diversas simplificações.

A verificação do modelo desenvolvido foi realizada pela comparação de seus resultados com resultados de testes experimentais, realizados durante o comissionamento das usinas nucleares KCB unidade 1 e Biblis-A. Limitações na instrumentação do gerador de vapor e na precisão dos dados experimentais, disponíveis somente na forma de gráficos, prejudicam uma melhor verificação, somente as formas e tendências das curvas podem ser comparadas.

Os valores experimentais, da temperatura de entrada e da vazão mássica do fluido primário, da temperatura e vazão da água de alimentação e da vazão de vapor, são usados para introduzir a perturbação. A pressão no pleno superior, ou pressão de saturação do secundário, e o nível de água no gerador se constituem nos valores de saída utilizados para a verificação do modelo, através da comparação com os respectivos dados experimentais. Note-se que não existia um valor experimental para a temperatura de entrada do fluido primário no gerador de vapor. Para o caso de Biblis-A este problema foi resolvido pela utilização de resultados da simulação da usina pelo código ALMOD, apresentados em trabalho publicado por Hoeld[19]. Para o gerador de vapor da usina KCB-1 esta temperatura foi obtida a partir dos dados experimentais da potência do reator e da temperatura média do refrigerante no reator, como menciona Bruens [7].

5.3.1 Gerador de Vapor da Usina KCB-1

Estado Estacionário:

Na tabela 5.5 estão presentes os parâmetros de

operação na condição nominal de operação e os valores resultantes do cálculo do estado estacionário pelo modelo 4, utilizando-se as correlações de Chen e Thom para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor por ebulição nucleada.

Os desvios apresentados no cálculo do estado estacionário variam consideravelmente dependendo da variável considerada e da correlação de transferência de calor para ebulição nucleada utilizada. Observa-se que alguns dos parâmetros operacionais apresentados não são possíveis de serem medidos diretamente, como, título mássico e coeficiente global de transferência de calor. A fonte mais confiável de comparação é a temperatura de saída do fluido primário e observa-se que esta variável é a que apresenta o menor desvio.

O estado estacionário calculado utilizando-se a correlação de Chen apresenta desvios maiores do que o calculado utilizando-se a correlação de Thom. Isto decorre do fato de que a correlação de Chen tende a subestimar os valores dos coeficientes de transferência de calor. Dessa forma todos os transientes apresentados foram simulados utilizando-se a correlação de Thom.

Uma análise dos desvios de cada uma das diversas variáveis não tem sentido à medida que são decorrentes de diversos fatores, tais como, simplificações do modelo, erros inerentes das correlações que fornecem os coeficientes de transferência de calor e erros nos dados geométricos, (impossíveis de serem avaliados exatamente). Observa-se simplesmente, que os valores calculados apresentam desvios insignificantes.

Transiente:

Dos transientes medidos durante o período de comissionamento da usina KCB unidade 1 foi selecionado, para a verificação do modelo, um transiente que se constitui em uma redução de potência de 100% para 42% da potência nominal. Os resultados desta simulação são comparados com os resultados experimentais e com os resultados do modelo desenvolvido por Bruens [7].

Tabela 5.5 : Parâmetros de Operação do Gerador de Vapor da Usina KCB-1

Parâmetro	Valor Operacional	Valor Calculado (Thom)		Valor Calculado (Chen)	
		Valor	Desvio (%)	Valor	Desvio (%)
Número de circuitos	2				
Potência elétrica da usina (Mw)	450				
Potência térmica por circuito	682,8	683,375	0,085	659,050	3,5
Pressão do fluido primário (bar)	155				
Vazão do fluido primário (Kg/s)	5.000				
Temp. de entrada no reator (°C)	290,5	290,480	0,007	291,442	0,3
Temp. de saída do reator (°C)	315,5				
Pressão do vapor (bar)	58,8	58,6	0,34	58,6	0,34
Vazão de vapor (Kg/s)	369,17	361,15	2,1	348,15	5,7
Temp. da água de alimentação (°C)	210				
Temp. do vapor (°C)	274,2				
Coef. global de transf. de calor ($W/m^2°C$)	6.573,3	6.536,1	0,6	6.104,5	7,1
Título mássico	0,25	0,257	2,8	0,245	2,0

Observação: os parâmetros que não aparecem nas colunas de valores calculados são dados de entrada.

Este transiente é caracterizado por uma rápida redução da potência térmica do reator de 100% para 46% da potência nominal, seguida por um pequeno aumento para 55% devido a ação dos sistemas de controle. Após este ligeiro aumento a potência é novamente reduzida atingindo 42%. Paralelamente a estas ações as válvulas de vapor são parcialmente fechadas e as válvulas de desvio para o condensador são abertas. A vazão de água de alimentação é reduzida por ações do sistema de controle do nível de água. Dessa forma, as perturbações são introduzidas pela vazão de saída de vapor, pela vazão de água de alimentação e pela temperatura de entrada do fluido primário no gerador, note-se que estes valores são dados experimentais. A vazão do fluido primário e a temperatura da água de alimentação permanecem constantes durante o transiente.

As perturbações, os resultados experimentais e os resultados da simulação pelo modelo 4 e pelo modelo de Bruens [7] estão apresentados na figura 5.1. Observa-se que nas figuras 5.1.b e 5.1.c, a temperatura de saída do fluido primário e a pressão de saturação, calculadas pelo modelo de Bruens [7] não estão presentes; isto se deve ao fato de que estas respostas são praticamente idênticas às do modelo 4, sendo portanto desnecessária a sua repetição.

Inicialmente é realizada uma análise do transitório, para explicar o comportamento das diversas variáveis. Para isso são usados basicamente os resultados experimentais. Posteriormente comparam-se os resultados do modelo 4 com as respostas experimentais e com os resultados do modelo de Bruens [7].

A pressão de saturação e a temperatura de saída do fluido primário sabem de acordo com o programado pelas curvas de operação do reator. Observa-se que não se conhece exatamente as curvas de operação deste reator, porém pelos resultados experimentais pode-se concluir que estas curvas são semelhantes às curvas presentes na figura 4.1.

O comprimento da região subresfriada (figura 5.1.f) é um resultado do modelo 4, sendo que foi apresentado somente

para ajudar a compreensão e análise do transiente. Mesmo não se tendo condições de avaliá-lo experimentalmente, o comportamento real desta variável certamente seguirá as mesmas tendências. Este comprimento apresenta inicialmente um grande aumento em razão do corte da vazão da água de alimentação não seguir de perto o corte na vazão de vapor. Dessa forma, este aumento inicial é a maneira encontrada pelo sistema para acumular a diferença entre a quantidade de massa que entra na região dos tubos e a que sai na forma de vapor. Posteriormente, este comprimento tende a sofrer uma ligeira diminuição, se situando no final, em valores maiores do que o inicial devido ao aumento da temperatura de saturação, que implica na necessidade de uma maior quantidade de energia para o fluido atingir a saturação.

A análise do comportamento do nível de água (figura 5.1.d) é dificultada pela discrepância entre as medidas experimentais dos detetores de pequeno e de grande intervalo. Segundo Bruens esta diferença é causada por um intervalo de medidas limitado, no caso do detetor de pequeno intervalo; a efeitos locais perto da junção do medidor de pressão diferencial na base do "downcomer" e à presença da placa reguladora de fluxo no "downcomer", no caso do detetor de grande intervalo. O nível de água no final apresenta um valor menor do que no início do transiente em razão da contração do fluido secundário presente no gerador, que por sua vez é provocada pelo aumento da pressão e pela menor formação de vapor. Note-se que o desacoplamento entre a vazão da água de alimentação e a vazão de vapor não é suficiente para manter o nível de água em valores próximos do seu valor inicial.

A vazão no "downcomer" (figura 5.1.e) é outra variável que não possui uma medida experimental, portanto somente as tendências gerais podem ser analisadas. Esta vazão apresenta nos instantes iniciais um ligeiro aumento para manter as perdas de pressão dinâmica iguais à diferença de peso das colunas de fluido somada aos termos de acúmulo de quantidade de movimento, pois as vazões do secundário na região dos tubos e nos separadores sofrem diminuições bruscas com o corte

repentino da vazão de vapor. No restante do transiente, esta vazão apresenta diminuições devido à redução da diferença de pressão hidrostática, que por sua vez é provocada pela contração do fluido e pela diminuição do nível de água.

Note-se que as pequenas oscilações, presentes nas respostas da simulação das diversas variáveis, são ocasionadas por oscilações presentes nas perturbações. Neste transitório não se atinge um estado estacionário final em razão da dificuldade de controle de um reator em um tempo de 100 segundos.

Apresenta-se na figura 5.1.g a variação da potência fornecida pelo fluido primário no gerador de vapor e a potência retirada pelo secundário. Note-se que a potência fornecida pelo primário no gerador é superior à potência fornecida pelo reator, pois em um transiente de redução de potência ocorre uma diminuição da energia acumulada no reator, principalmente no combustível; sendo que esta variação de energia é transferida em parte para o gerador de vapor. Observa-se que a potência retirada pelo secundário é sempre menor que a fornecida pelo primário, resultando assim em acúmulo de energia no gerador de vapor. A energia acumulada no gerador pode ser obtida pela integração destas curvas de potência.

Os resultados mostram que a pressão do secundário é prevista muito bem pelo modelo, exceto durante os primeiros segundos do transiente. Esta falha pode ser atribuída à utilização de condições de contorno incorretas decorrentes da imprecisão dos dados experimentais. Uma boa indicação deste fato é a resposta do modelo de Bruens [7] seguir o mesmo resultado. Os desvios subsequentes estão dentro de uma margem de 4% de erro.

A resposta do nível de água mostra uma concordância excelente com as medidas do detetor de pequeno intervalo durante os segundos iniciais do transiente. No restante do transitório a resposta da simulação permanece dentro de um intervalo compreendido entre as medidas dos detetores de pequeno e de grande intervalo, seguindo a mesma tendência. Não foi possível achar nenhuma explicação para esta discrepância exceto à sua atribuição aos limites de precisão das medidas dos senso

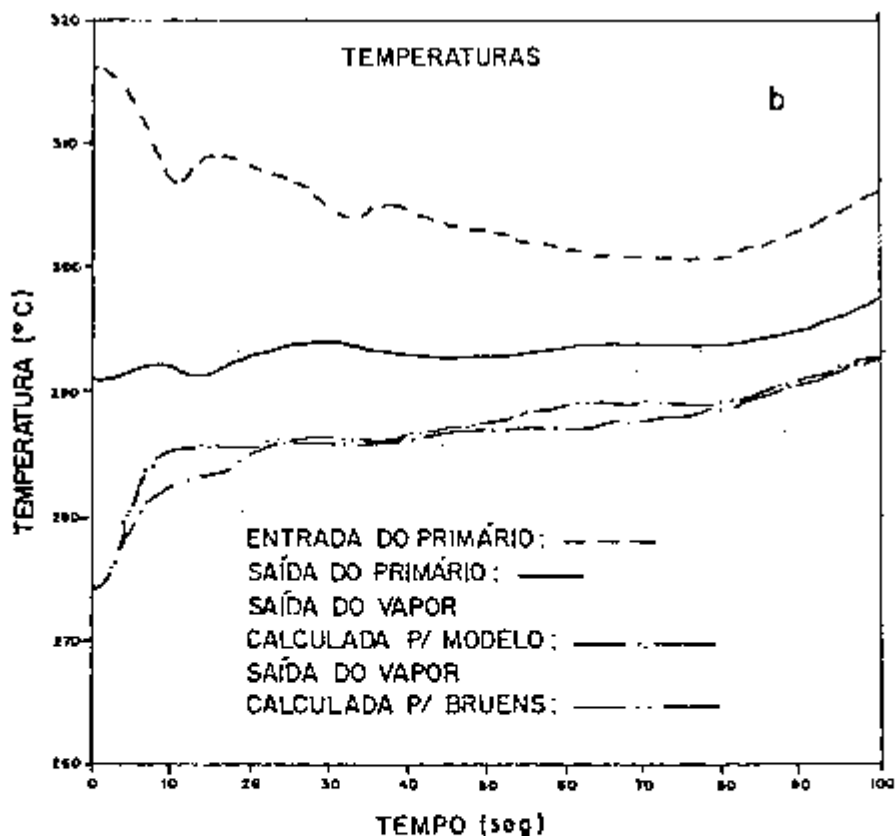
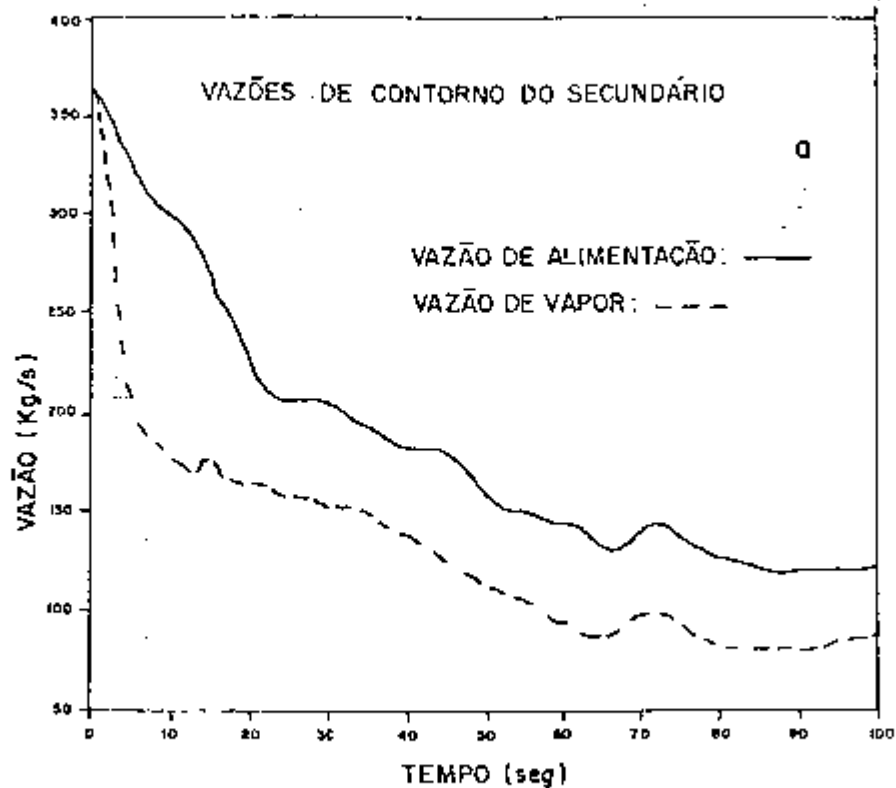


Figura 5.1 : Dados experimentais e resultados da simulação do gerador de vapor da usina nuclear KCB-1 (transiente número 1).

PRESSÃO DE SATURAÇÃO DO SECUNDÁRIO

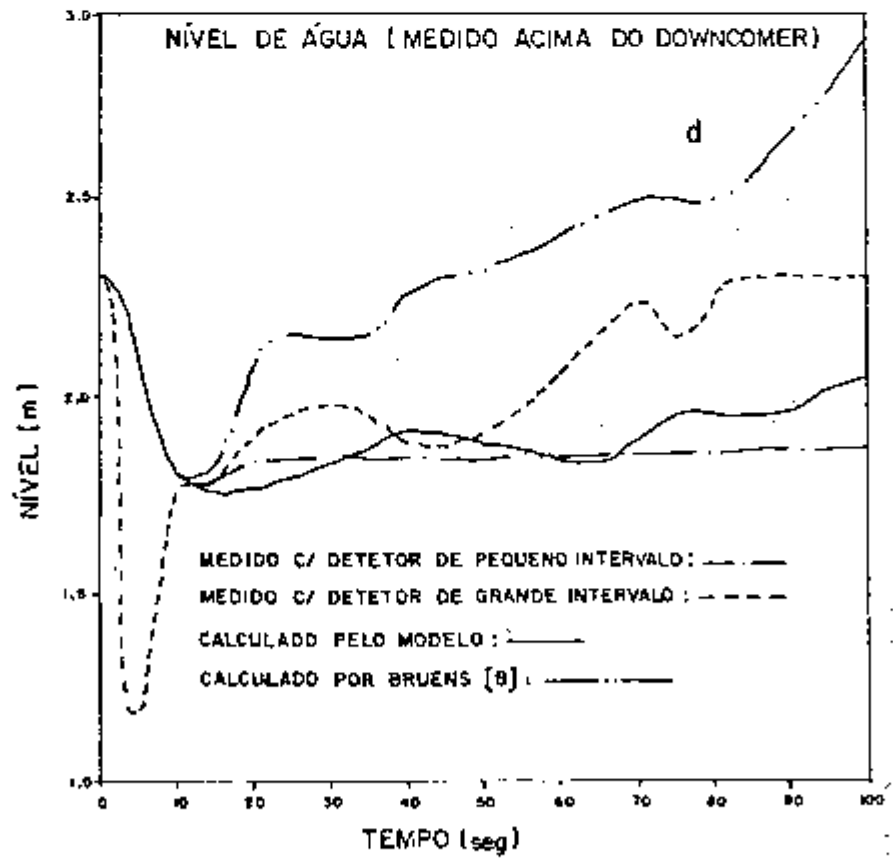
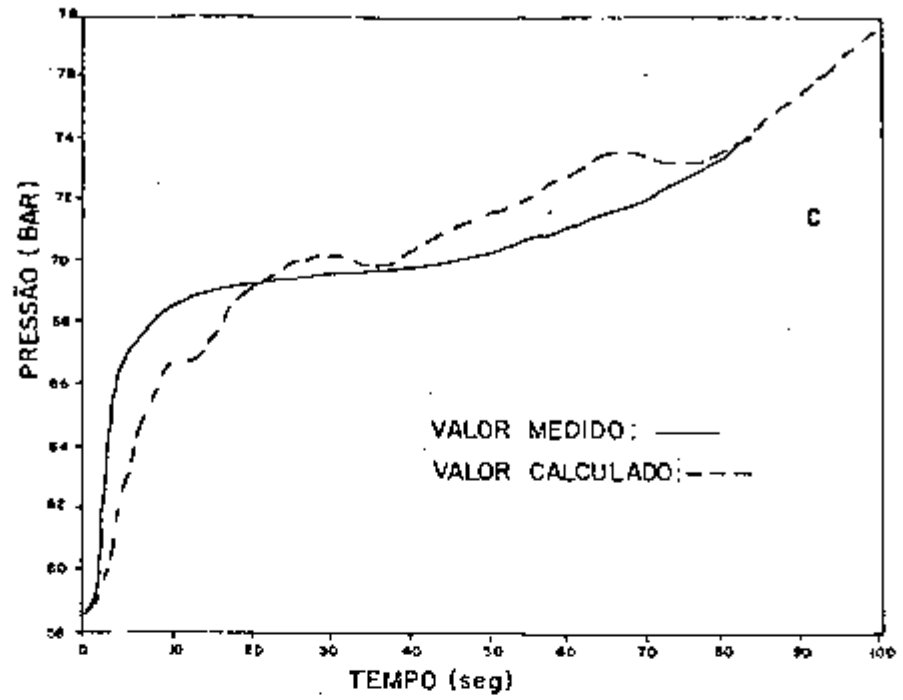


Figura 5.1 : (Continuação).

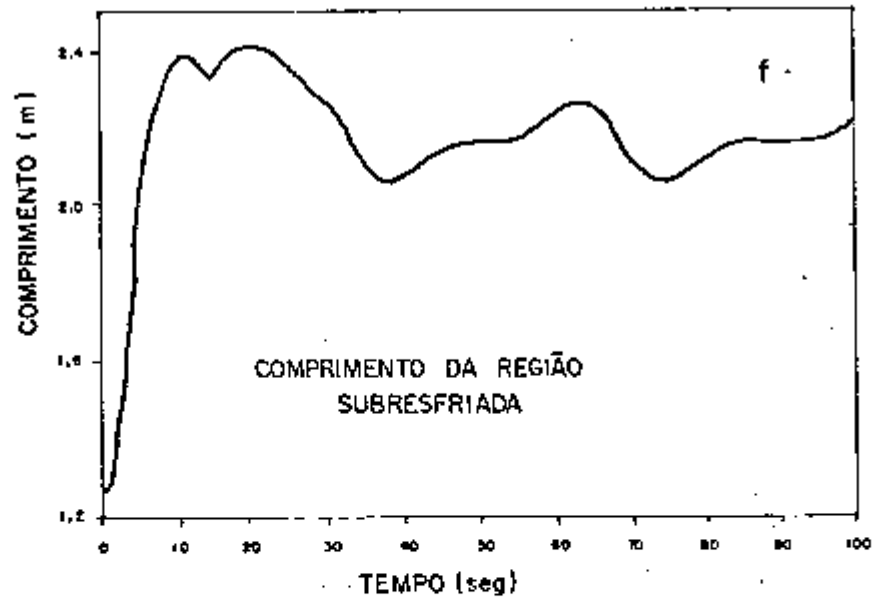
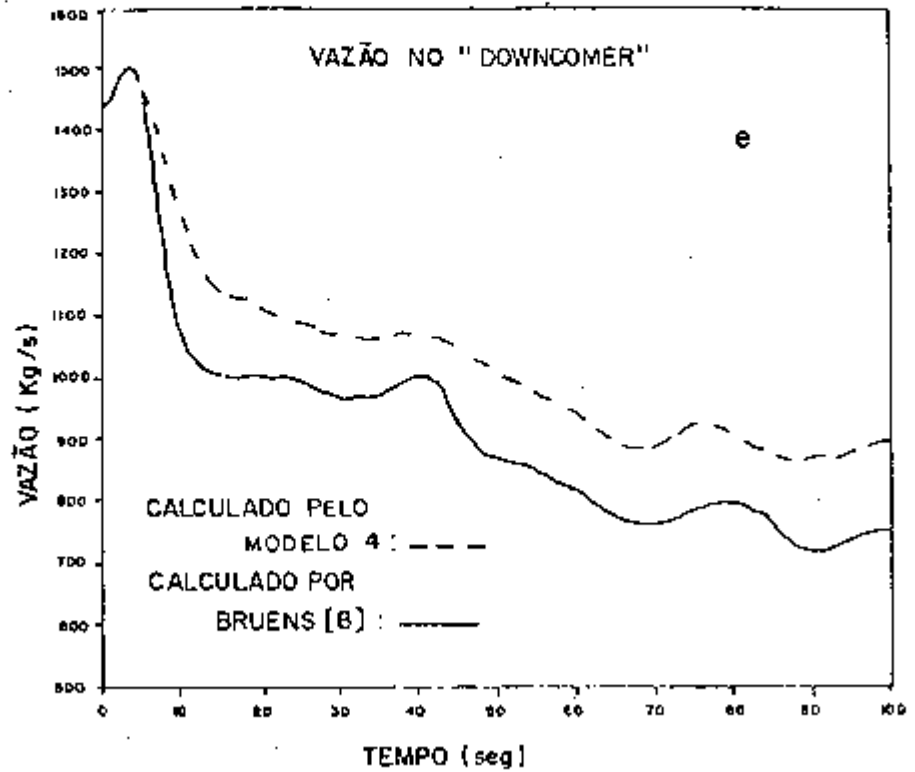


Figura 5.1 : (Continuação).

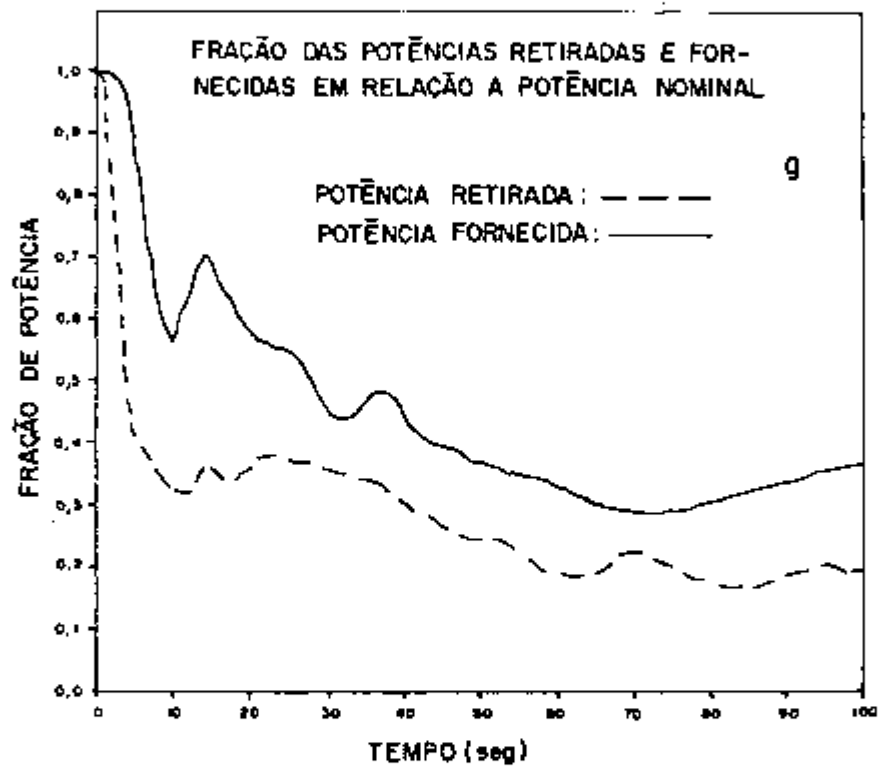


Figura 5.1 : (Continuação).

res de nível durante grandes transientes.

Na figura 5.1.e é apresentada uma comparação entre a vazão no "downcomer" calculada pelo modelo 4 e a calculada pelo modelo de Bruens [7]. Observa-se que a vazão calculada por Bruens tende a apresentar valores menores. Esta fato é causado por simplificações feitas por Bruens na equação da quantidade de movimento, como por exemplo, a não consideração do termo de acúmulo de quantidade de movimento. Estas simplificações são provavelmente as causadoras das discrepâncias na resposta do nível de água do modelo de Bruens.

5.3.2 Gerador de Vapor da Usina Biblis-A

Estado Estacionário:

A tabela 5.6 apresenta os parâmetros de funcionamento e os resultados do cálculo do estado estacionário pelo modelo 4 utilizando a correlação de Thom. Os erros apresentados no cálculo do estado estacionário deste gerador de vapor são, no geral, maiores do que os desvios apresentados no cálculo do estado estacionário do gerador da usina KCB-1. Isto é decorrência do desconhecimento de alguns parâmetros geométricos do gerador da usina Biblis-A, que desta forma tiveram que ser avaliados, mas mesmo assim, os desvios são aceitáveis.

A análise dos desvios neste caso é idêntica à realizada na seção anterior para o gerador de vapor da usina KCB-1, sendo portanto desnecessária sua repetição.

Transiente:

Dos transientes medidos durante o período de comissionamento da usina Biblis-A foi selecionado para a verificação do modelo um transiente de grande amplitude, que se constitui em uma parada da turbina com desligamento do reator. Os resultados da simulação deste transitório são comparados com resultados experimentais e com os resultados do código UTSG, desenvolvido por Hoeld [19].

Tabela 5.6 : Parâmetro de Operação do Gerador da Usina Biblis-A

Parâmetro	Valor Operacional	Valor Calculado	Desvio (%)
Número de circuitos	4		
Potência elétrica da usina (Mw)	1.200		
Potência térmica por circuito (Mw)	885	853,4	3,6
Pressão do fluido (bar)	154		
Vazão de fluido primário (Kg/s)	5.250		
Temp. de entrada no reator (°C)	282,5	281,7	0,3
Temp. de saída do reator (°C)	312,5		
Pressão do vapor (bar)	52	52,1	0,2
Vazão de vapor (Kg/s)	464	446,2	3,8
Temp. da água de alimentação (°C)	207		
Temp. do vapor (°C)	266,5		
Coef. global de transf. de calor (M/m ² °C)	6.065,8	6.006,4	1,0
Título mássico	0,25	0,249	0,4

Observação: os parâmetros que não aparecem na coluna de valores calculados são dados de entrada.

Este transiente é caracterizado por um rápido fechamento das válvulas de vapor e uma rápida abertura das válvulas de desvio para o condensador. A vazão da água de alimentação é reduzida por ações do sistema de controle de nível do gerador. Como consequência do desligamento do reator, que se segue logo após a parada da turbina, a temperatura de entrada do fluido primário no gerador de vapor diminui. As perturbações são introduzidas pela vazão de vapor, pela vazão da água de alimentação e pela temperatura de entrada do fluido primário. A vazão do fluido primário e a temperatura da água de alimentação permanecem constantes. As perturbações, os resultados experimentais e os resultados da simulação pelo modelo desenvolvido e pelo código UTSG estão na figura 5.2.

Da mesma forma que foi feito para o transiente experimental do gerador de vapor da usina KCB-1, primeiramente realiza-se uma análise do transiente para depois serem feitas as comparações.

A pressão de saturação (figura 5.2.c) sofre um aumento brusco até cerca de 5 segundos do início do transiente. Isto ocorre em razão do corte da vazão de vapor, que implica na não retirada da energia fornecida pelo primário ao secundário, sendo que esta energia é armazenada no fluido secundário na forma de aumento de pressão. Logo após este salto repentino da pressão ocorre a abertura das válvulas de desvio para os condensadores, descarregando vapor e aliviando, assim, a pressão. No restante do transiente a pressão aumenta mais vagarosamente em razão da menor transferência de calor do primário para o secundário, que por sua vez é provocada pelo desligamento do reator e pelo aumento da temperatura do fluido secundário.

A temperatura de saída do fluido primário (figura 5.2.a) apresenta inicialmente um aumento, que ocorre em razão do aumento da temperatura do fluido secundário ser sentida pela perna fria do primário antes de chegar a informação de redução da temperatura de entrada do fluido primário. Após um tempo de trânsito suficiente para que a perturbação na temperatura de entrada seja sentida por todo o fluido primário presente no

gerador de vapor, a temperatura de saída diminui seguindo a redução da temperatura de entrada.

O comprimento da região subresfriada (figura 5.2.f) aumenta em razão de dois fatores: o primeiro é o acúmulo de massa na região subresfriada, sendo que esta massa é proveniente do desbalanceamento entre a vazão de saída de vapor e a vazão da água de alimentação; o segundo é o aumento da temperatura de saturação, que ocasiona a necessidade de uma maior quantidade de energia para que o fluido atinja a saturação.

O nível de água no "downcomer" (figura 5.2.d) tende a diminuir em razão da contração do fluido secundário, que por sua vez é provocada pelo aumento da pressão e pela diminuição de formação de bolhas. O grande desacoplamento entre a vazão de vapor e a vazão da água de alimentação exerce pouca influência no nível, sendo que esta influência age em sentido oposto à da contração do fluido.

Observa-se que segundo as respostas do modelo 4, fenômenos de condensação devem começar a acontecer cerca de 15 segundos do início do transiente. Porém, a temperatura de saturação do fluido secundário prevista pelo modelo 4 é maior do que a medida experimentalmente, sendo assim é difícil avaliar exatamente se ocorrem ou não fenômenos de condensação do fluido secundário. Note-se ainda que somente as formas e tendências das curvas previstas pelo modelo 4 podem ser avaliadas, pois como mencionado, não se dispunha de todos os dados geométricos do gerador de vapor da usina Biblis-A.

Os resultados mostram que a pressão de saturação do secundário é melhor prevista pelo código UTSG do que pelo modelo desenvolvido. Porém os dois modelos prevêm uma pressão maior do que a experimental devido, provavelmente, à omissão dos fenômenos de condensação e à não consideração de armazenagem de calor na complexa estrutura do gerador. Imprecisões nas medidas da pressão do vapor podem também ter contribuído para as diferenças.

Em contraste com a resposta de pressão, os resulta

dos mostram que o nível de água no "downcomer" é melhor previsto pelo modelo desenvolvido, pelo menos até cerca de 15 segundos do início do transiente, do que pelo código UTSG. Após 15 segundos o nível de água previsto pelo modelo apresenta valores menores do que o experimental, em razão da não consideração dos fenômenos de condensação e do acúmulo de quantidade de movimento fora do "downcomer".

A resposta da temperatura de saída do fluido primário prevista pelo modelo 4 apresenta valores maiores do que a prevista pelo código UTSG. Isso é decorrência de um menor nível de potência causado por pressões maiores e consequentemente temperatura de saturação maior na seção de transferência de calor. Esta é também a razão porque o modelo desenvolvido apresenta valores maiores para o comprimento da região subresfriada, pois quanto maior a pressão de saturação maior a quantidade de calor necessária para se atingir o ponto de saturação.

Inicialmente a vazão calculada pelo modelo 4 apresenta valores maiores do que a calculada pelo código UTSG em razão da consideração de perda de pressão em todo o circuito de circulação natural, (o código UTSG admite que toda a queda de pressão está concentrada no "downcomer"). O corte repentino da vazão de vapor provoca diminuições bruscas do fator bifásico de atrito, o que por sua vez, implica em uma redução da perda de pressão no circuito de circulação natural, ocasionando, assim, um aumento da vazão. O maior comprimento da região subresfriada é também uma consequência direta do aumento da vazão de circulação. A menor vazão no "downcomer" no final do transiente é consequência de uma menor diferença de pressão hidrostática devido a um menor nível de água e a um maior comprimento da região subresfriada.

O transiente foi interrompido aos 30 segundos porque neste instante a região dos tubos em U está completamente tomada por água subresfriada e o modelo desenvolvido não prevê esta possibilidade.

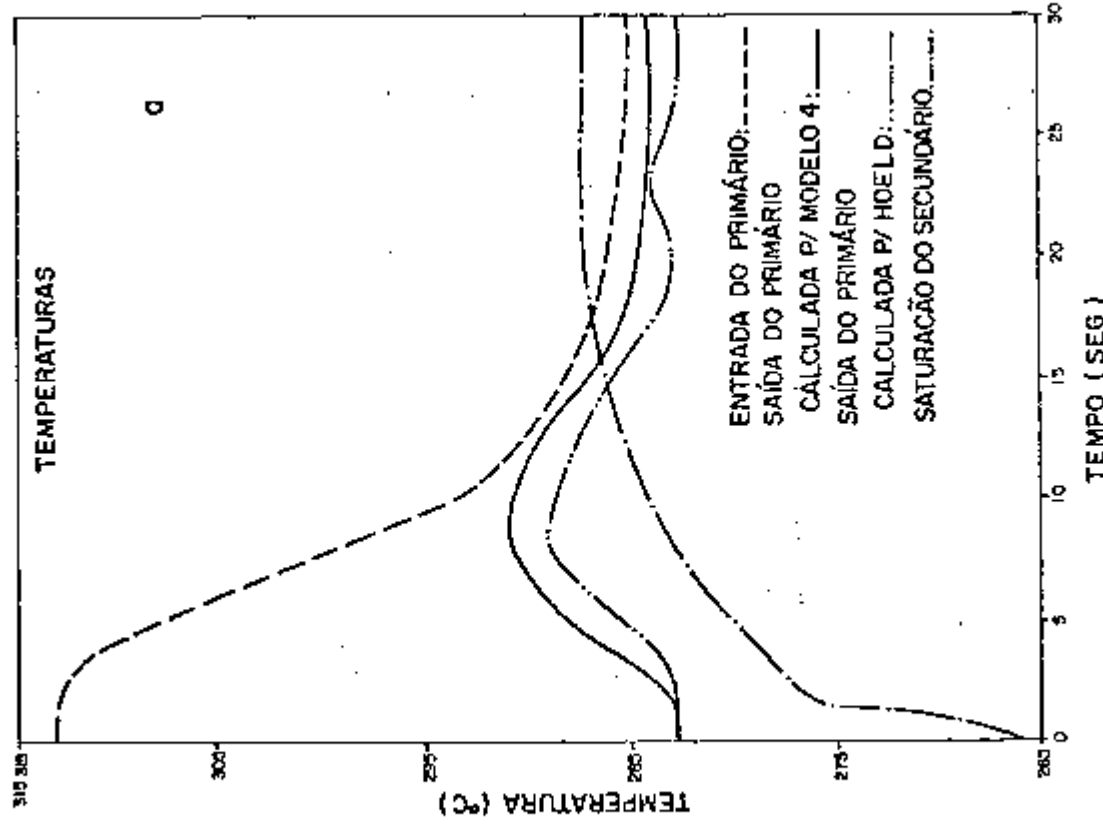
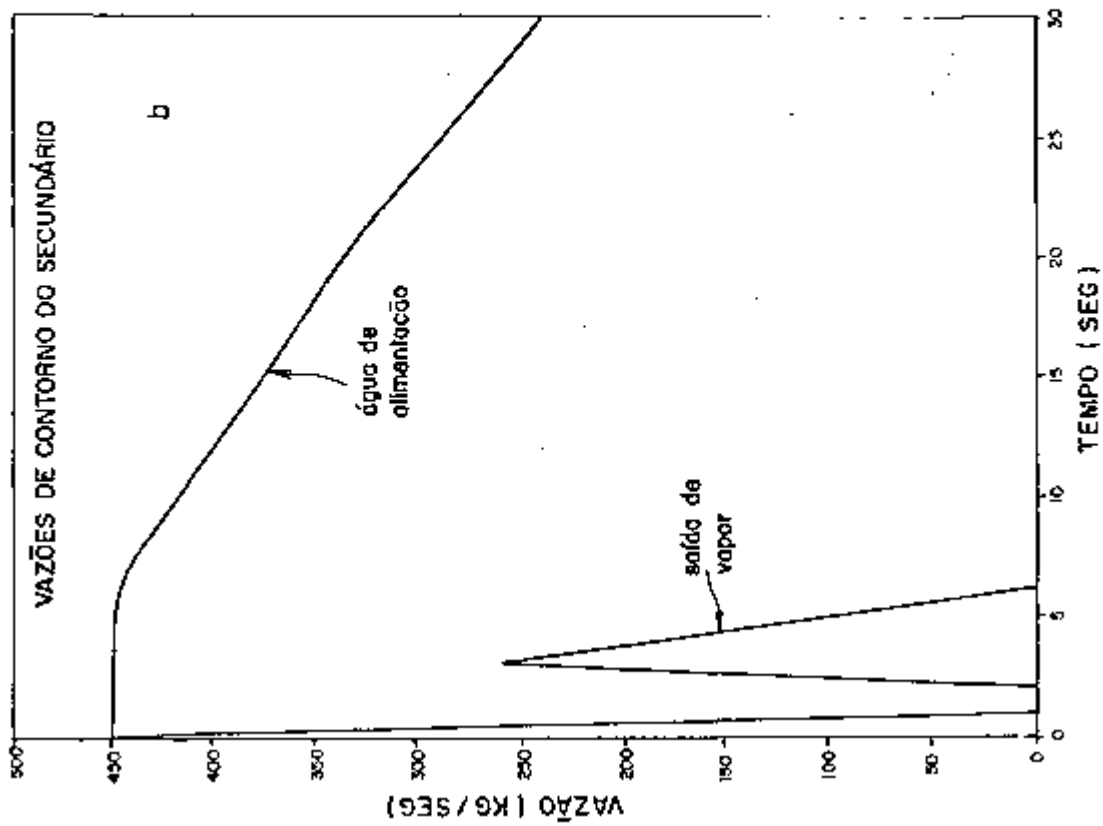


Figura 5.2 : Dados experimentais e resultados da simulação do gerador de vapor da usina nuclear Biblis-A (transiente número 2).

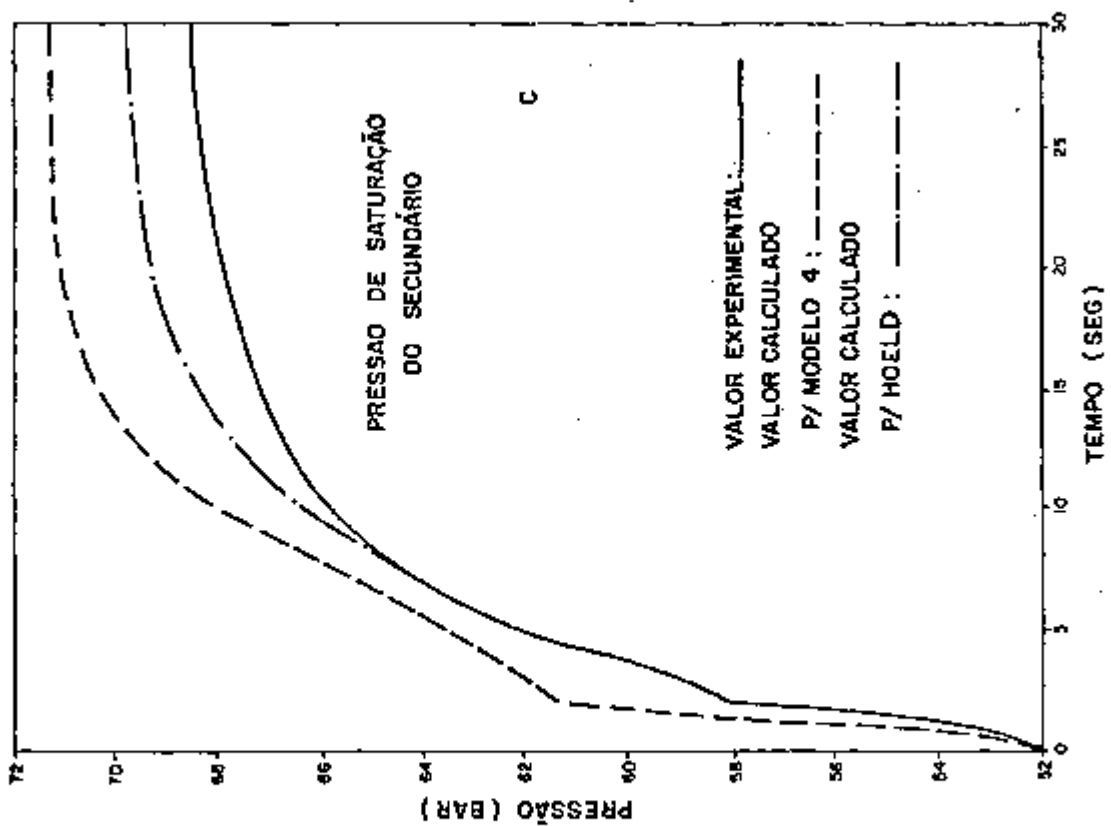
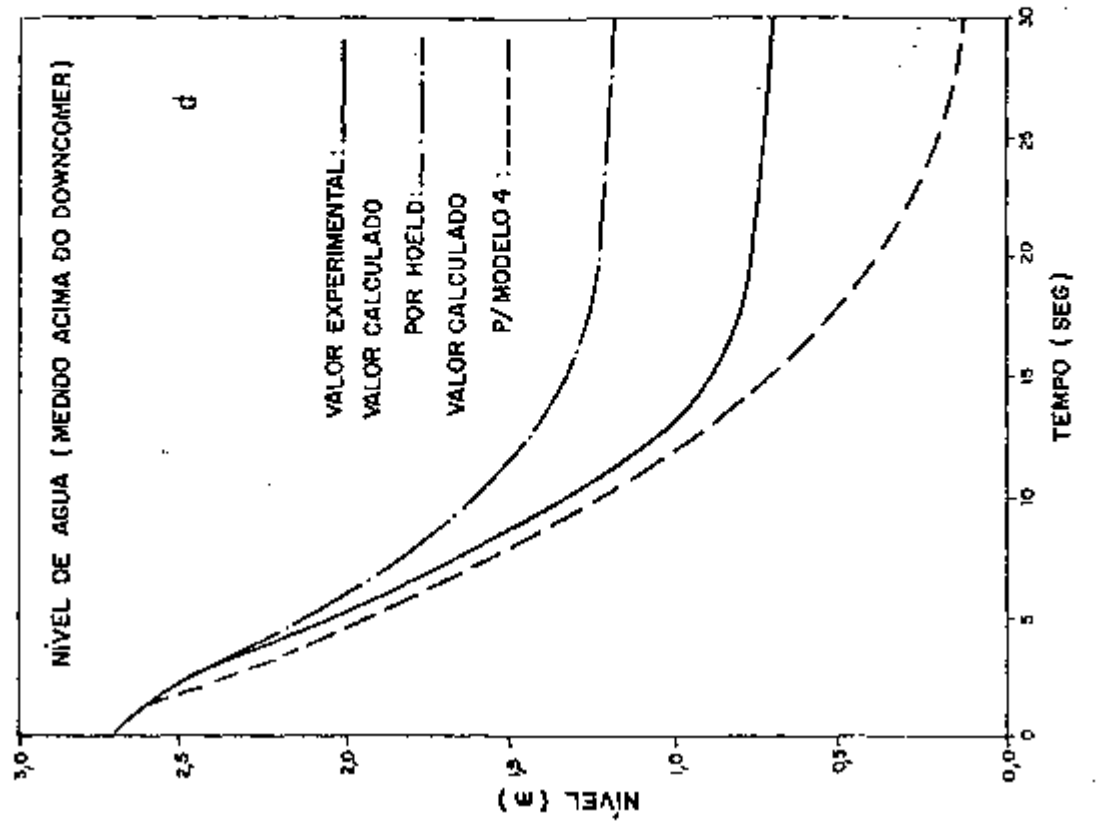


Figura 5.2 : (Continuação).

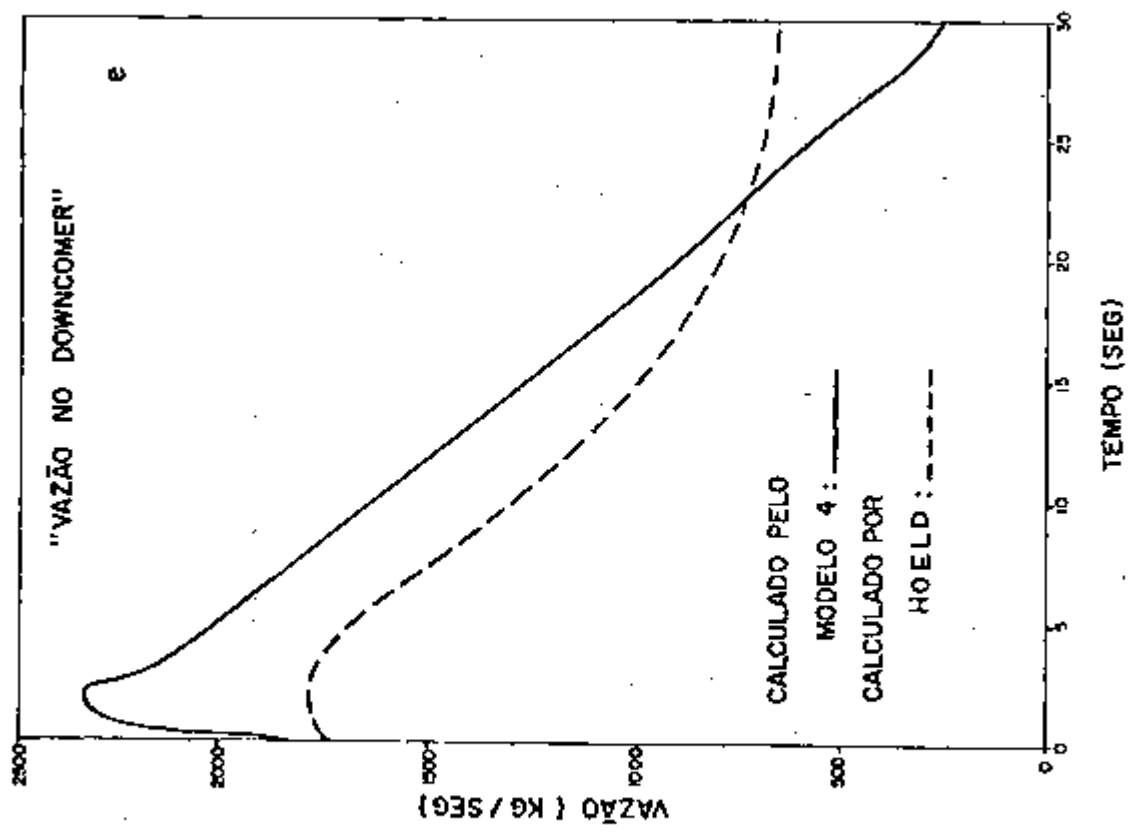
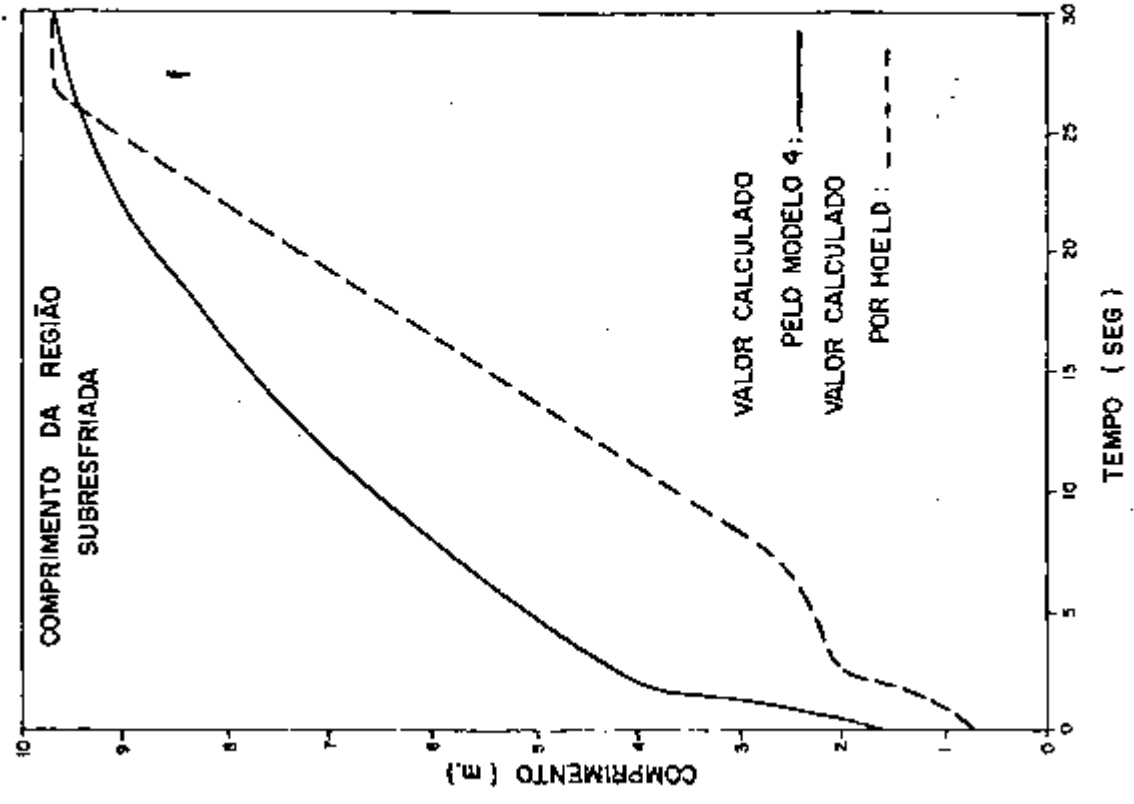


Figura 5.2 : (Continuação).

5.4 COMPARAÇÃO DOS MODELOS 1,2,3 e 4

A comparação dos modelos desenvolvidos tem por finalidade verificar a influência das hipóteses simplificadoras, presentes nos modelos 1,2 e 3, no comportamento dinâmico do sistema. Assim, após esta comparação, será possível saber se as complexidades, introduzidas gradualmente, trazem algum benefício para a precisão do modelo ou, se são mascaradas pela técnica de modelagem.

Para realizar esta comparação utilizou-se os transientes de números 2,4 e 6, apresentados na tabela 5.1. Porém, antes de se comparar as respostas dos modelos realiza-se uma análise dos transientes de números 4 e 6. Observa-se que a análise do transiente número 2 (transiente experimental de parada da turbina, realizado com o reator Biblis-A), foi realizada na seção 5.3.2.

As respostas dos modelos na simulação do transiente número 2 estão presentes na figura 5.3. Note-se que as perturbações causadoras deste transitório foram apresentadas na seção 5.3.2, figuras 5.2.a e 5.2.b.

Transiente 4: Redução de potência de 100% da condição nominal de operação para 50%, na forma de degrau.

As perturbações para este transiente são o fechamento da válvula de vapor e a redução da temperatura de entrada do fluido primário, ambas na forma de degrau. Na realidade a redução da temperatura de entrada do fluido primário no gerador deveria ocorrer com um certo atraso, após o fechamento da válvula de vapor e não na forma de degrau, devido à inércia do reator. Porém, foi feito desta maneira porque é um transitório teórico realizado somente com a finalidade de comparação dos modelos.

Estas perturbações e as respostas dos modelos desenvolvidos estão na figura 5.4. A pressão de saturação (figura 5.4.c) e a temperatura de saída (figura 5.4.d) do fluido primário aumentam de acordo com o programado pelas curvas de opera-

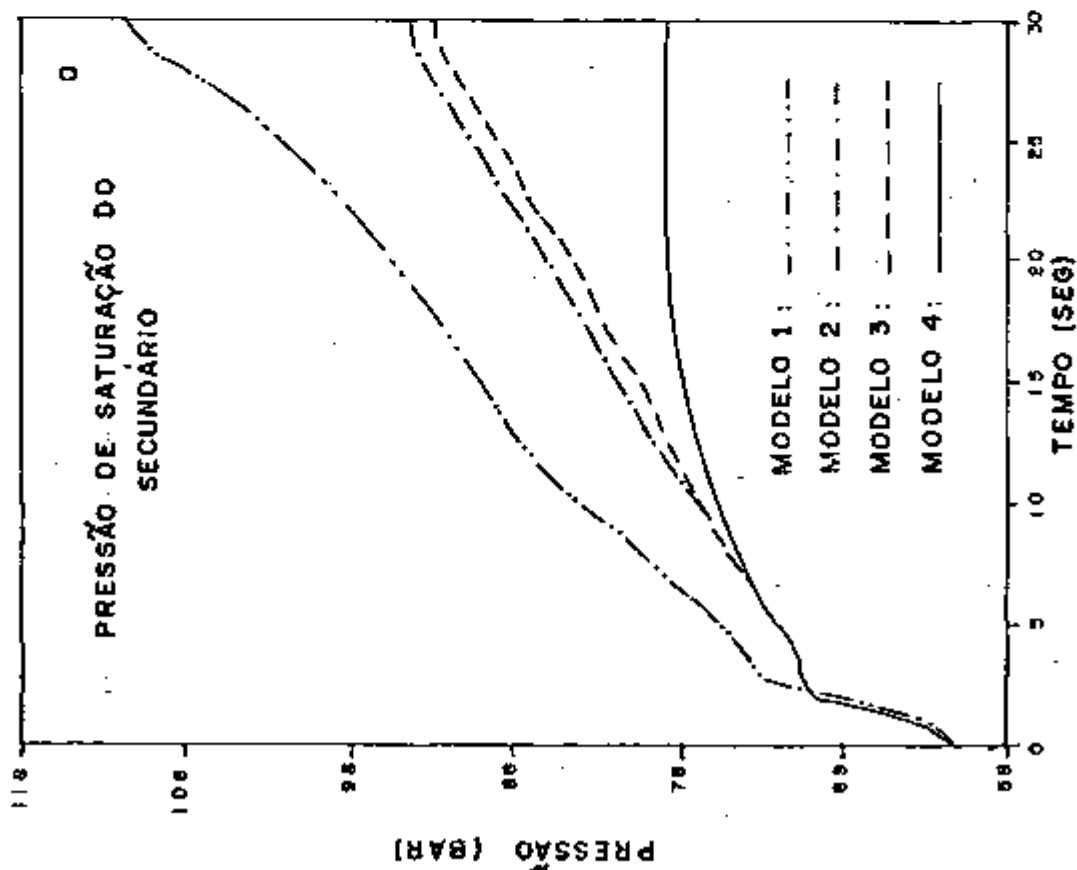
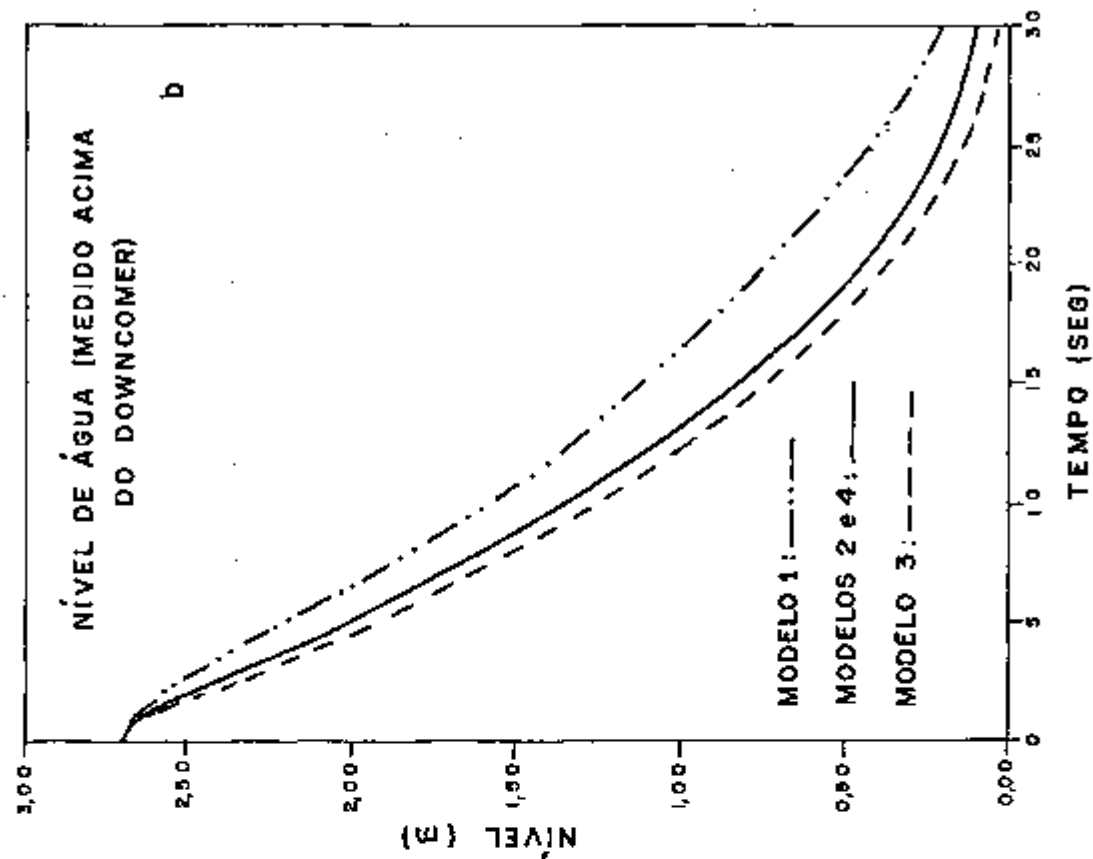


Figura 5.3 : Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do gerador de vapor da usina Biblis-A para o transiente de parada da turbina (transiente número 2).

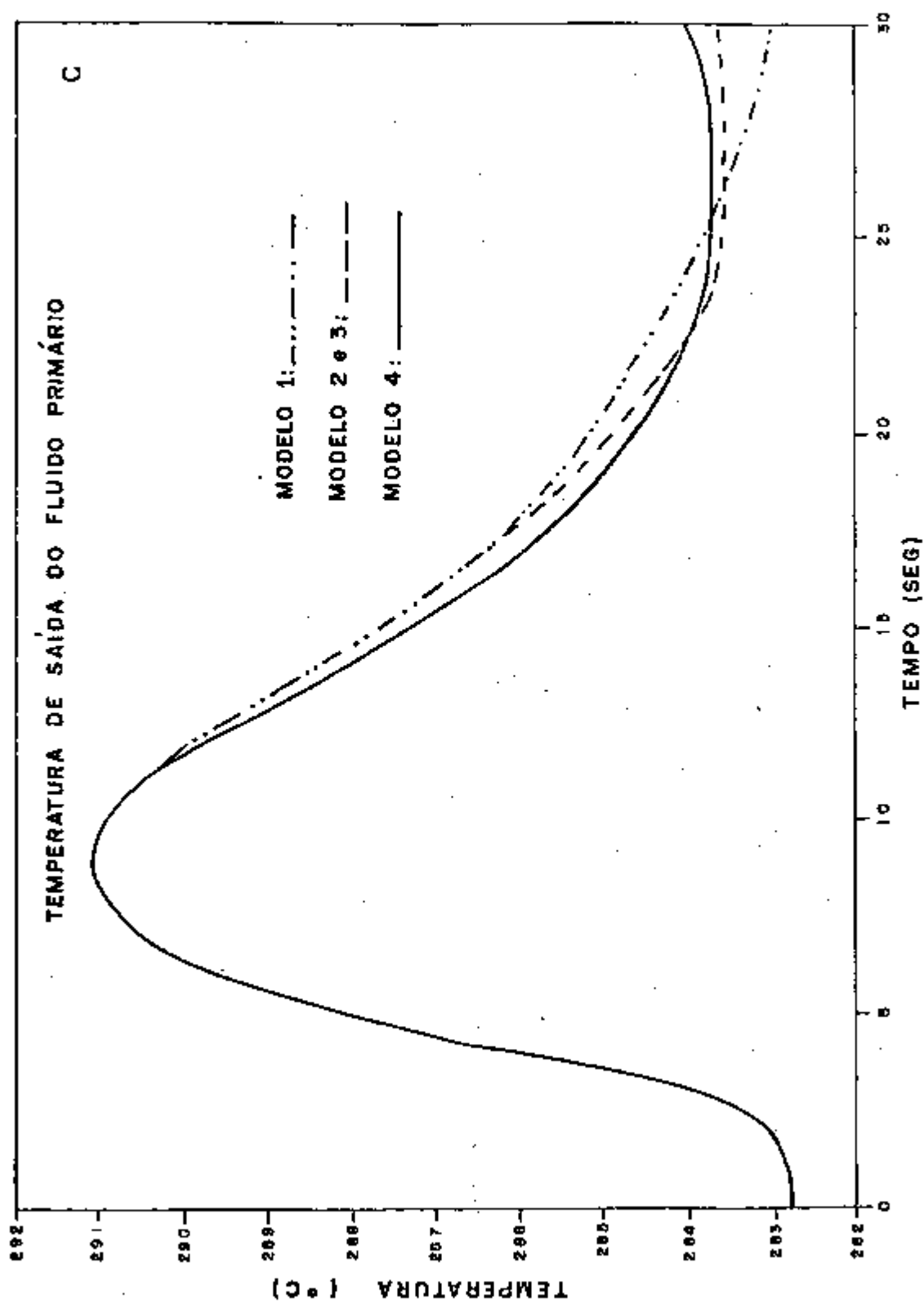


Figura 5.3 : (Continuação).

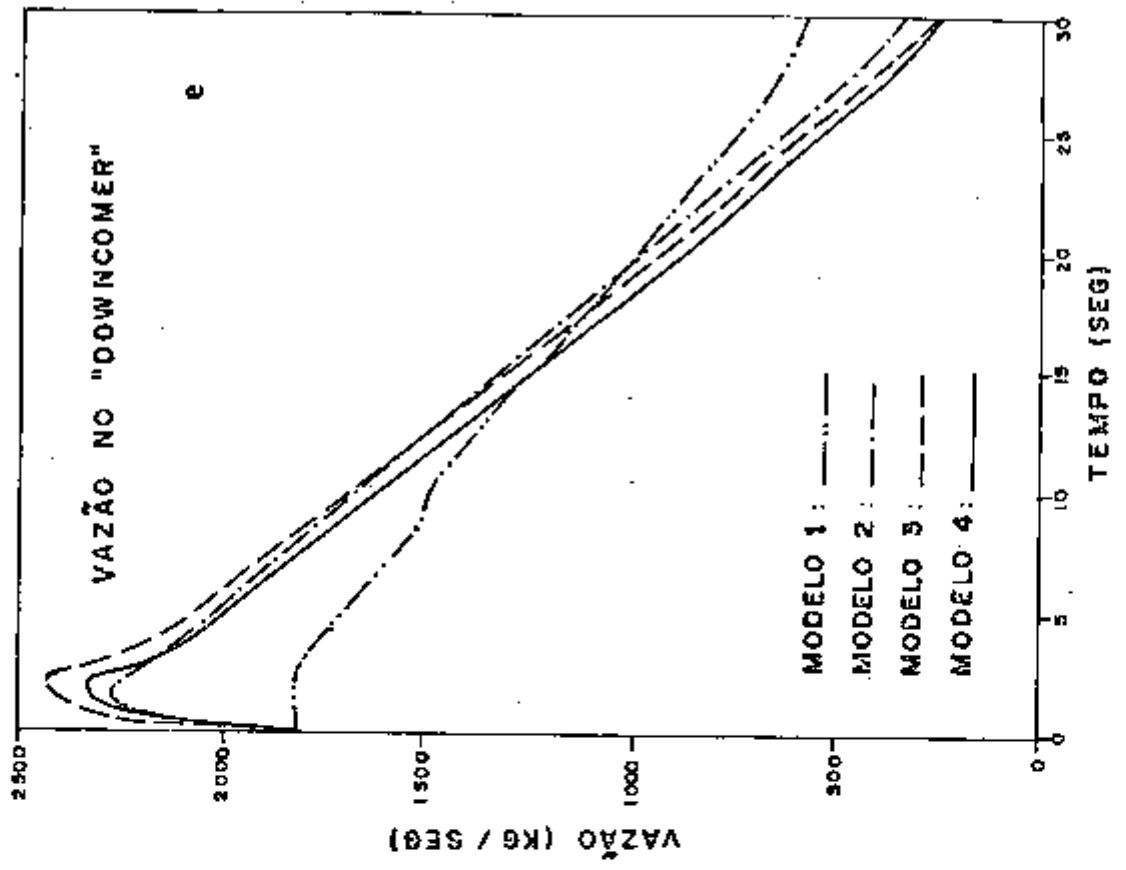
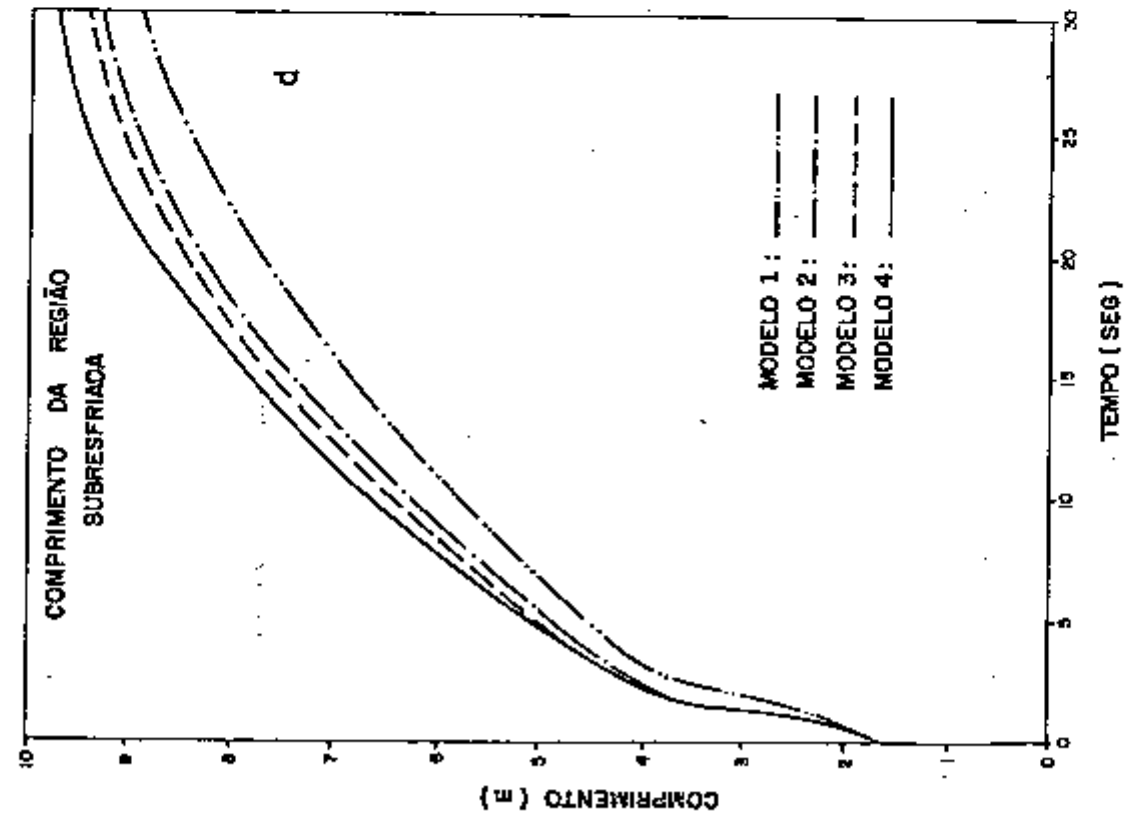


Figura 5.3 : (Continuação).

ção do reator, semelhantes às apresentadas na figura 4.1.

A vazão de saída de vapor (figura 5.4.e) sofre inicialmente uma queda brusca devido ao fechamento da válvula de vapor na forma de degrau. Posteriormente, à medida que as condições do vapor presente no pleno superior se alteram (volume específico e pressão) a vazão de vapor se estabiliza na sua nova condição.

O comprimento da região subresfriada (figura 5.4.f) sofre um rápido aumento inicial em razão do corte repentino da vazão de vapor. Este aumento inicial é a maneira encontrada pelo sistema para armazenar a diferença entre a quantidade de massa que entra na região dos tubos e a que sai na forma de vapor, pois a vazão no secundário demora para se ajustar na nova condição. Posteriormente, à medida que o lado secundário do gerador se ajusta às novas condições, o comprimento da região subresfriada tende a diminuir ligeiramente, se situando no final em um valor superior ao inicial. O valor final é maior do que o inicial em razão do aumento da temperatura de saturação, que implica na necessidade de uma maior quantidade de energia para o fluido atingir a saturação.

A razão de recirculação (figura 5.4.g) sofre inicialmente uma queda repentina devido a uma maior taxa de formação de vapor nos instantes iniciais do transiente. Este aumento inicial na geração de vapor ocorre em razão de ser necessário um tempo para que todo o fluido primário presente no gerador de vapor sinta a redução da temperatura de entrada. À medida que o fluido primário sente a variação de temperatura, a potência transferida pelo primário ao secundário diminui, provocando, assim, uma redução da geração de vapor e conseqüentemente um aumento da razão de recirculação.

O nível de água (figura 5.4.h) no final do transiente apresenta um valor menor do que no início devido à contração do fluido secundário presente no gerador de vapor. Contudo, nos instantes iniciais, tende a sofrer reduções maiores em virtude da diminuição inicial da razão de recirculação. Observa-se que a vazão da água de alimentação é mantida igual à vazão

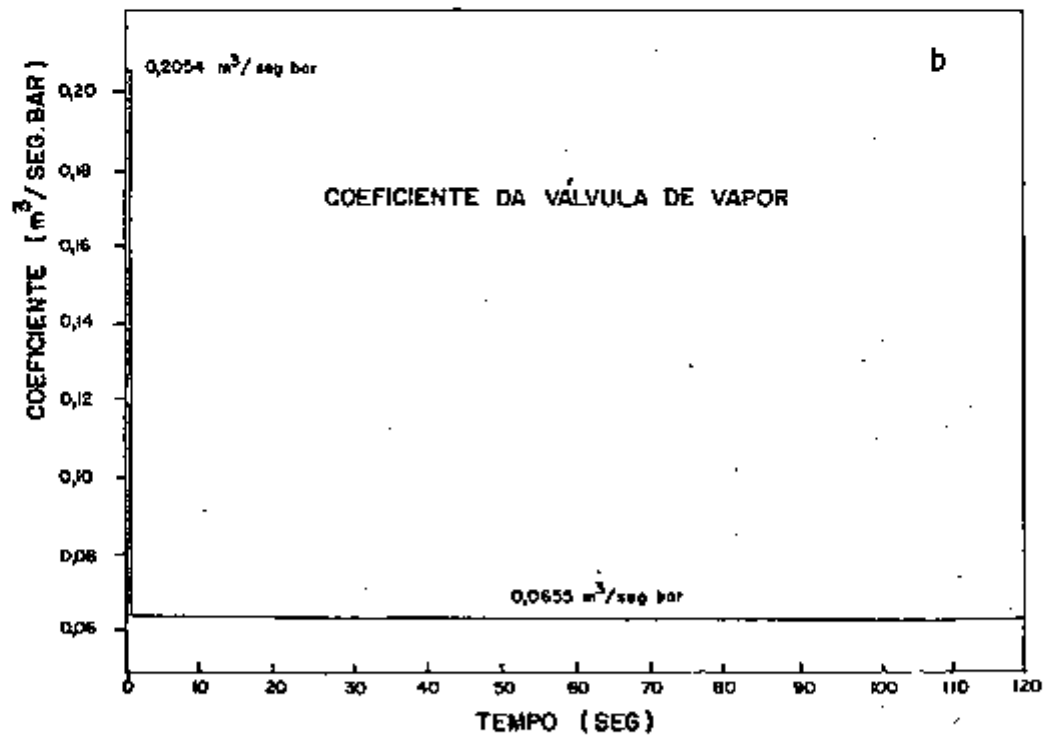
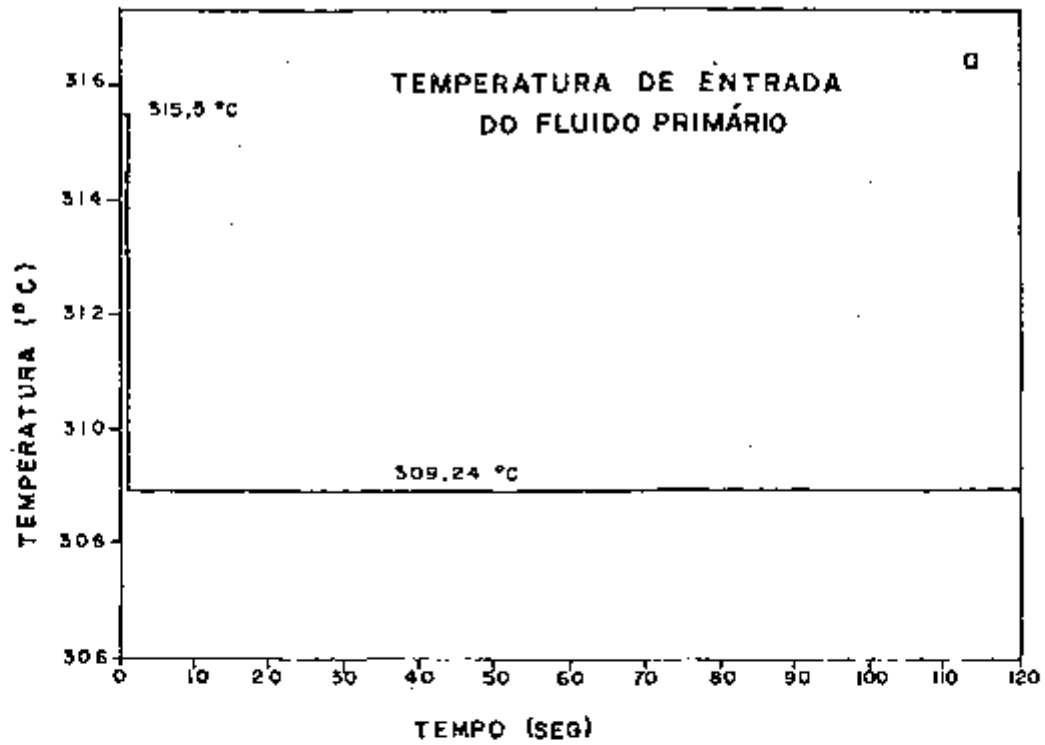


Figura 5.4 : Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do transiente de redução de potência de 100% para 50% na forma de degrau (transiente número 4).

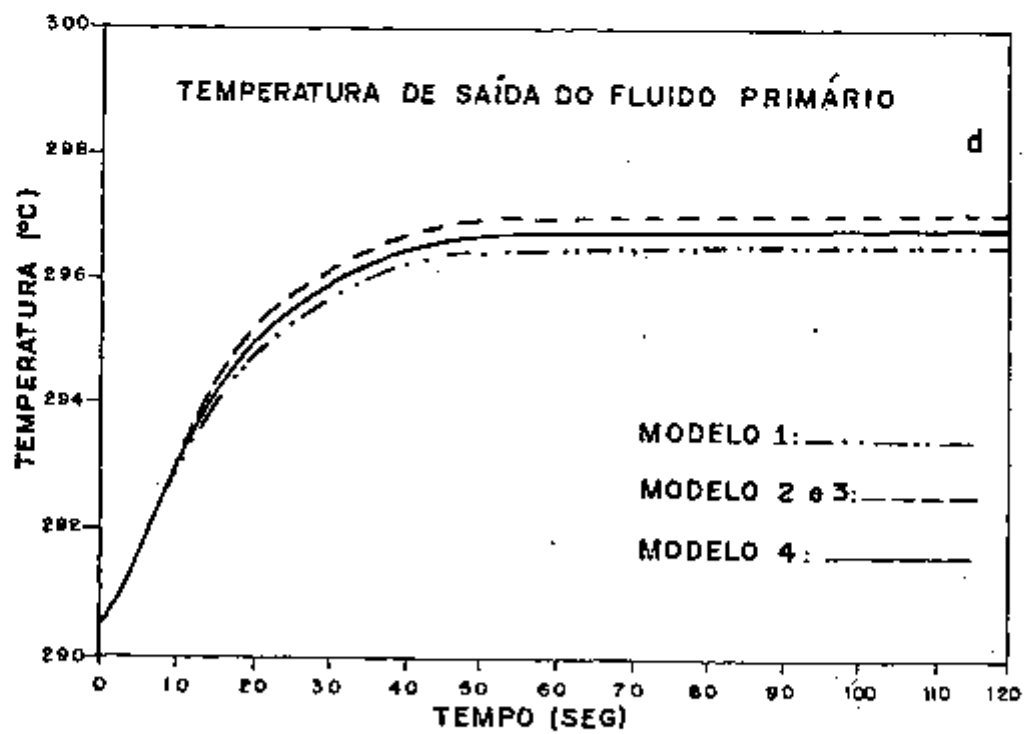
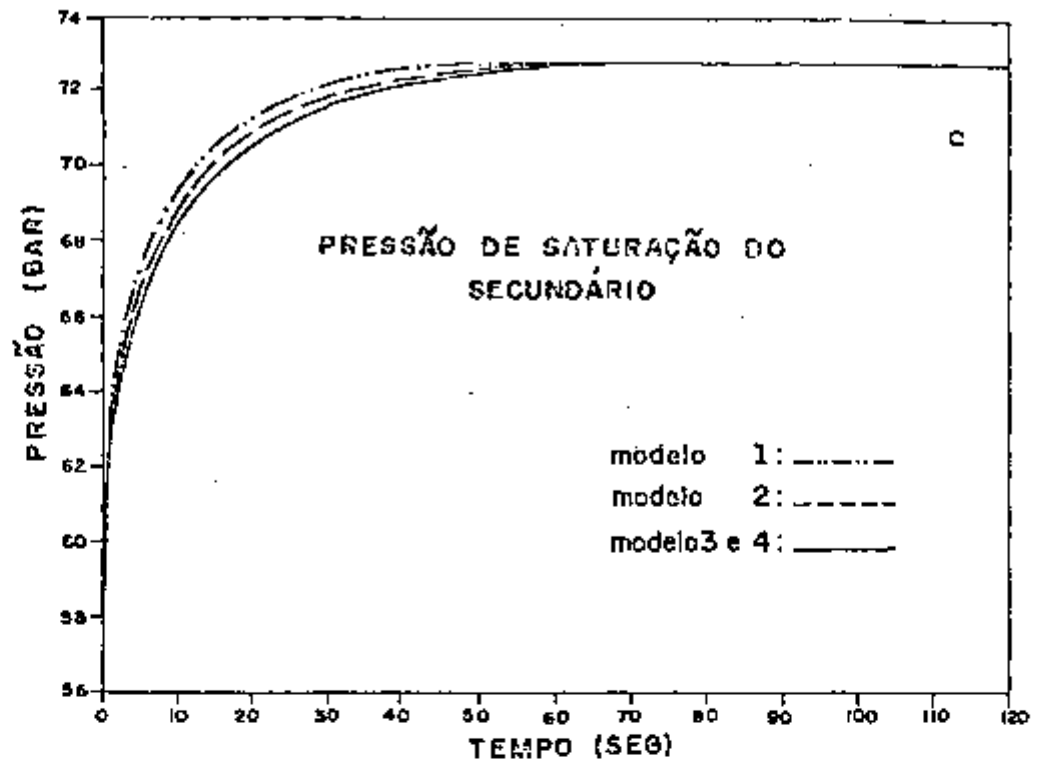


Figura 5.4 : (Continuação).

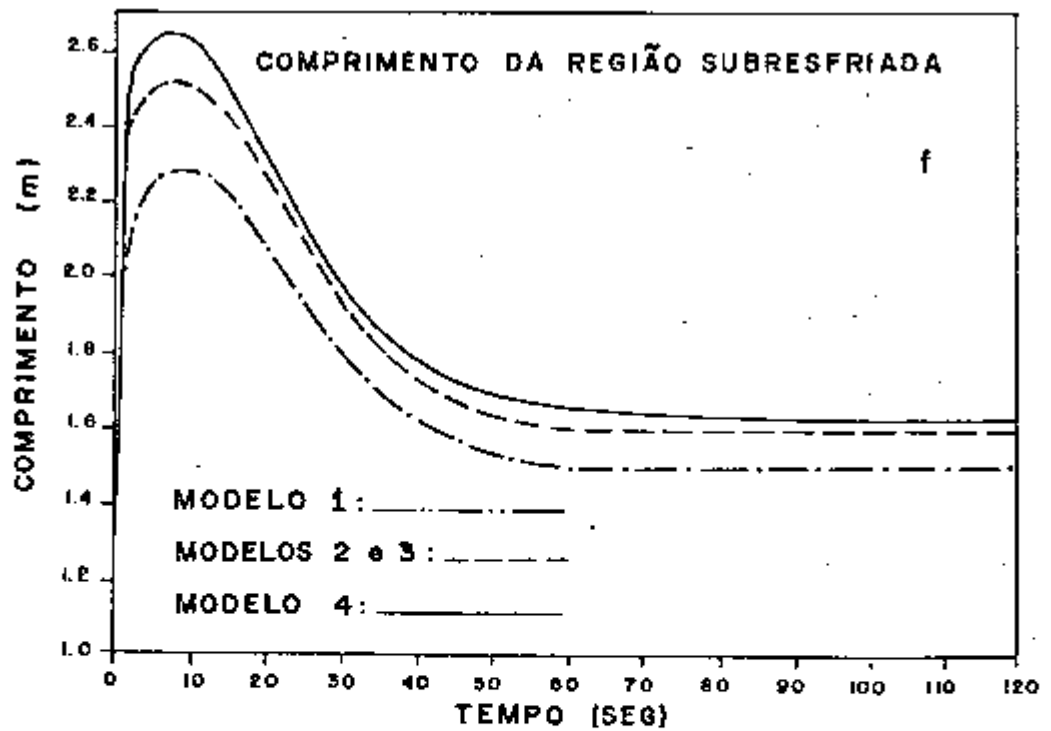
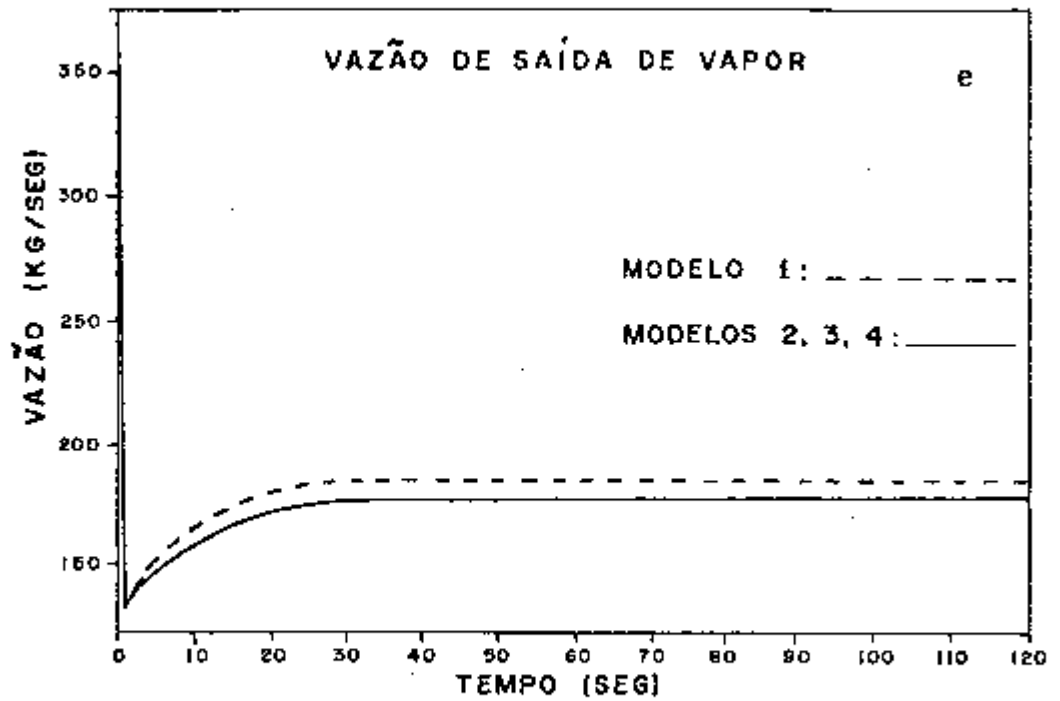


Figura 5.4 : (Continuação).

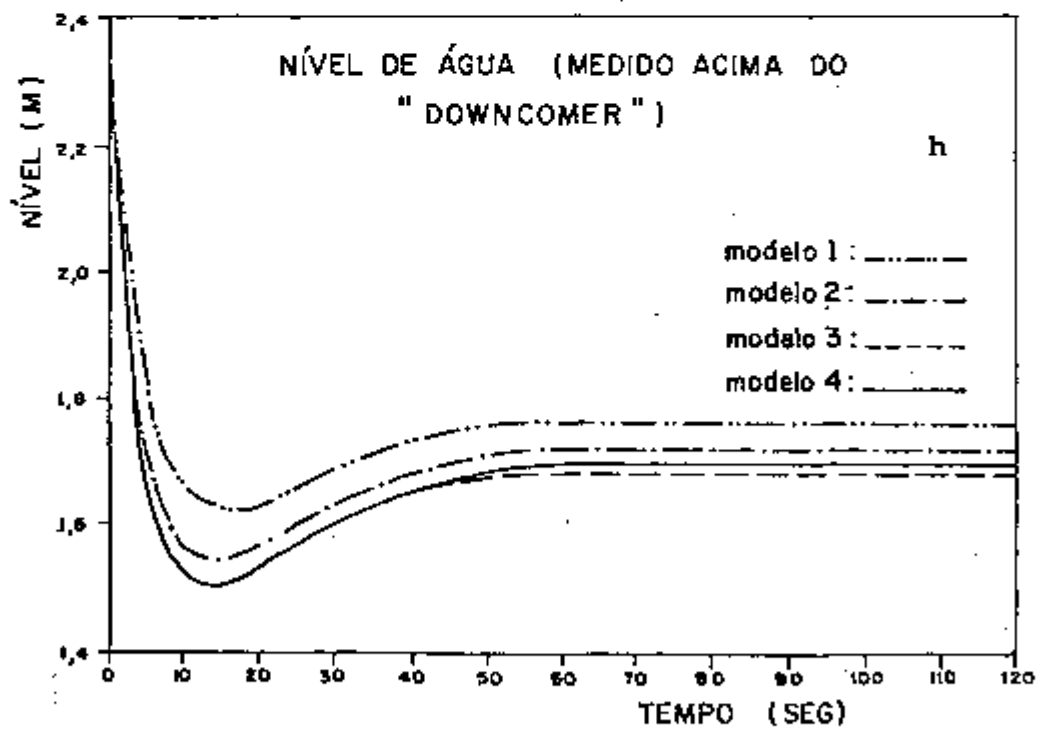
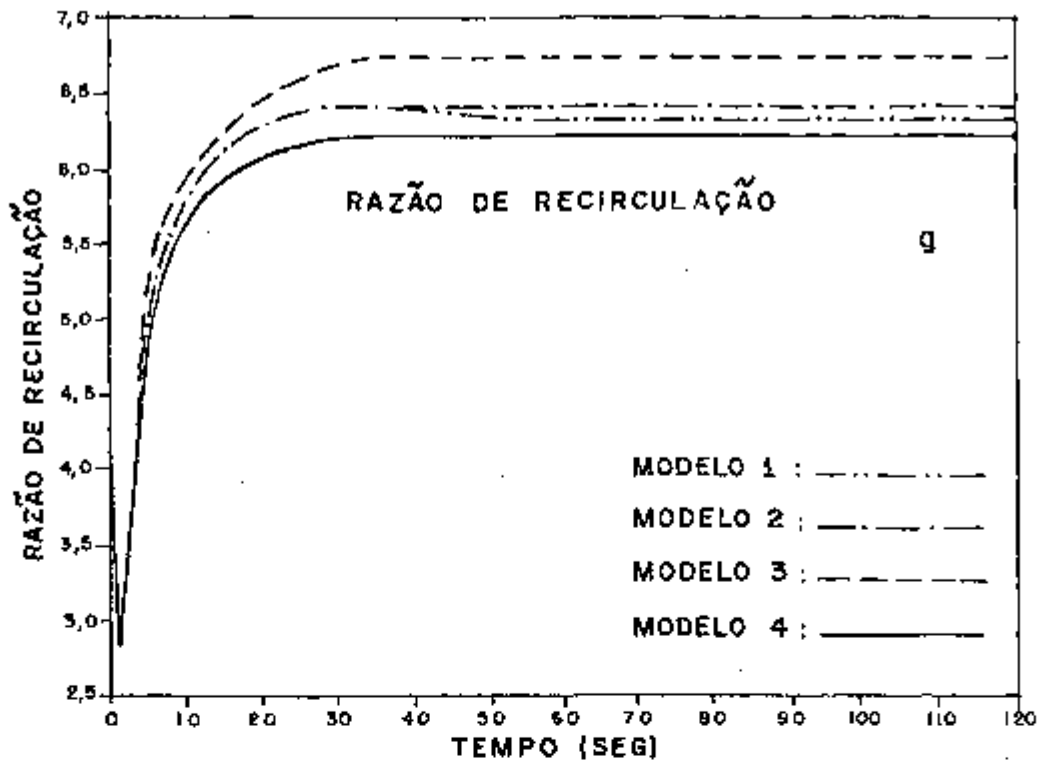


Figura 5.4 : (Continuação).

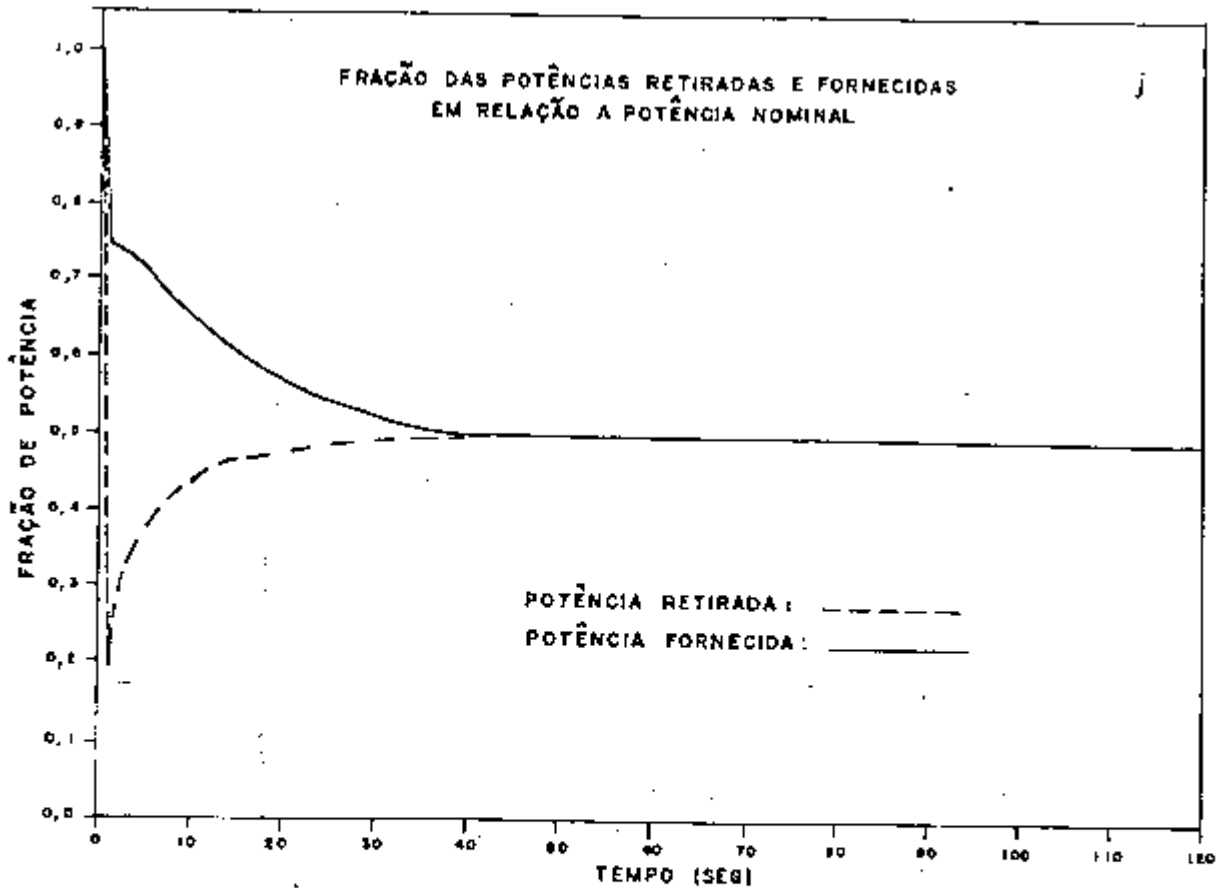
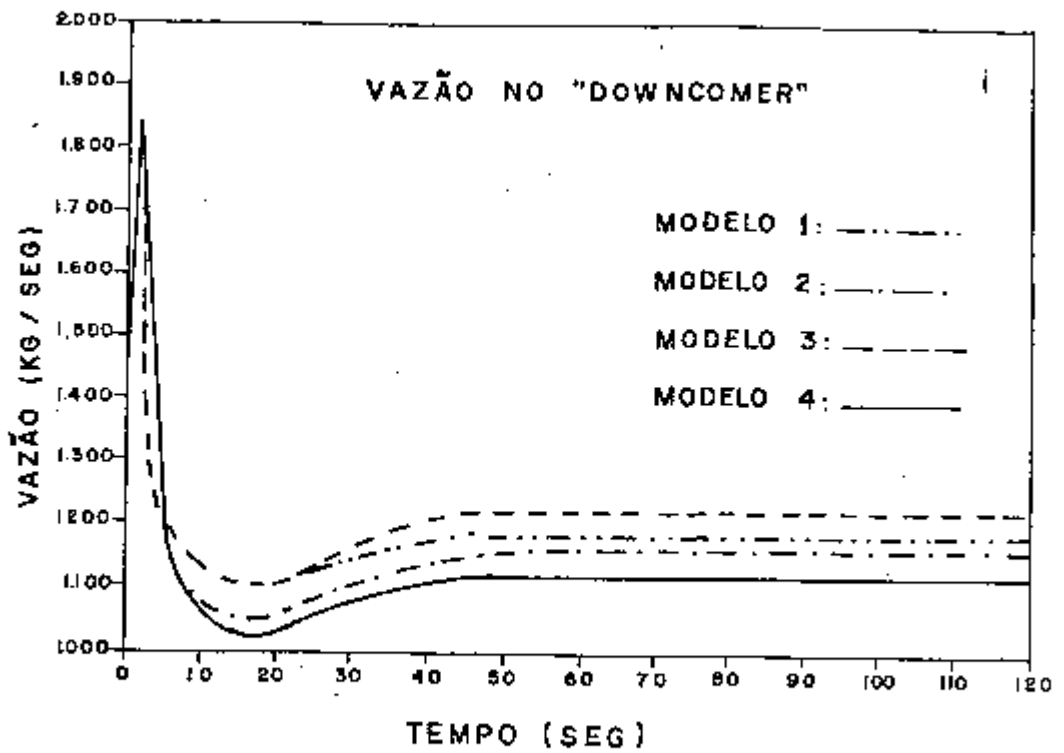


Figura 5.4 : (Continuação).

de saída de vapor a menos de um atraso associado ao sistema de controle. Este atraso segue uma função exponencial (equação 3.141), dessa forma ao redor de 6 segundos do início do transiente, a vazão de alimentação é praticamente igual a vazão de vapor, pois adotou-se uma constante de tempo (τ_c) de 2 segundos.

A resposta da vazão no "downcomer", (figura 5.4.i) fornecida pelos modelos 2,3 e 4, apresenta um aumento brusco nos instantes iniciais do transiente para manter as perdas de pressão dinâmica iguais a diferença de peso das colunas de fluido somada aos termos de acúmulo de quantidade de movimento, pois as vazões na região dos tubos e nos separadores sofrem reduções repentinas provocadas pelo corte da vazão de saída de vapor. No restante do transiente esta vazão apresenta o mesmo aspecto para todos os modelos, apresentando uma redução brusca devido à diminuição inicial do nível de água e ao aumento repentino do comprimento da região subresfriada. Em seguida, a vazão se estabiliza em um novo valor, menor do que o inicial, em razão da menor diferença de peso das colunas de fluido.

Na figura 5.4.j apresenta-se a variação da potência fornecida pelo fluido primário e a potência retirada pelo fluido secundário, fornecidas pelo modelo 4. A apresentação destas variáveis tem somente a finalidade de ajudar a visualizar o transiente. Note-se que a potência fornecida pelo primário durante o transiente é maior do que a potência retirada pelo secundário. Esta diferença de potência é acumulada no gerador de vapor, provocando o aumento da temperatura média do fluido secundário. Observa-se que o fluido primário não armazena energia, pois no final do transiente a sua temperatura média é igual à inicial.

Transiente 6: Aumento de potência de 40% da condição nominal de operação para 100%, na forma de rampa em 10 segundos.

As perturbações que introduzem este transitório são a abertura da válvula de vapor e o aumento da temperatura de

entrada do fluido primário, ambas em forma de uma rampa de 10 segundos. Estas perturbações e as respostas dos diversos modelos estão na figura 5.5.

A pressão de saturação do secundário (figura 5.5.c) e a temperatura de saída do fluido primário (figura 5.5.d) diminuem de acordo com o programado pelas curvas de operação do reator, semelhantes às apresentadas na figura 4.1. Observa-se que a temperatura de saída começa a diminuir com um certo atraso em relação ao início das perturbações, provocada pelo tempo necessário para que todo o fluido primário presente no gerador de vapor sinta a variação das condições de temperatura.

No início do transiente o comprimento da região subresfriada (figura 5.5.e) diminui seguindo a abertura da válvula de vapor. Neste transiente acontece o inverso do que ocorre no transiente de redução de potência, ou seja, uma demanda de vapor maior do que o sistema tem instantaneamente capacidade de fornecer; dessa forma ocorre uma retirada momentânea de massa do sistema que se traduz na redução do comprimento da região subresfriada. Posteriormente, à medida que o gerador de vapor se ajusta na nova condição, este comprimento tende a aumentar, se situando no final em um valor menor do que o inicial, devido à diminuição da temperatura de saturação, que implica em uma menor necessidade de energia para o fluido secundário atingir a saturação.

A vazão de saída de vapor (figura 5.5.f) aumenta seguindo a abertura progressiva da válvula de vapor. Após o término da perturbação esta vazão sofre uma ligeira diminuição devido ao ajuste das condições do vapor à nova situação, estabilizando-se em um valor final maior do que o inicial.

O nível de água (figura 5.5.g) no final do transiente apresenta um valor maior do que o inicial em razão da expansão do fluido secundário, provocada pela diminuição da pressão e pela maior formação de bolhas. Logo após a cessação das perturbações, o nível apresenta um valor maior do que o valor final, em decorrência de acúmulo de massa na câmara superior, provocado pelo maior retorno de água (a razão de recirculação

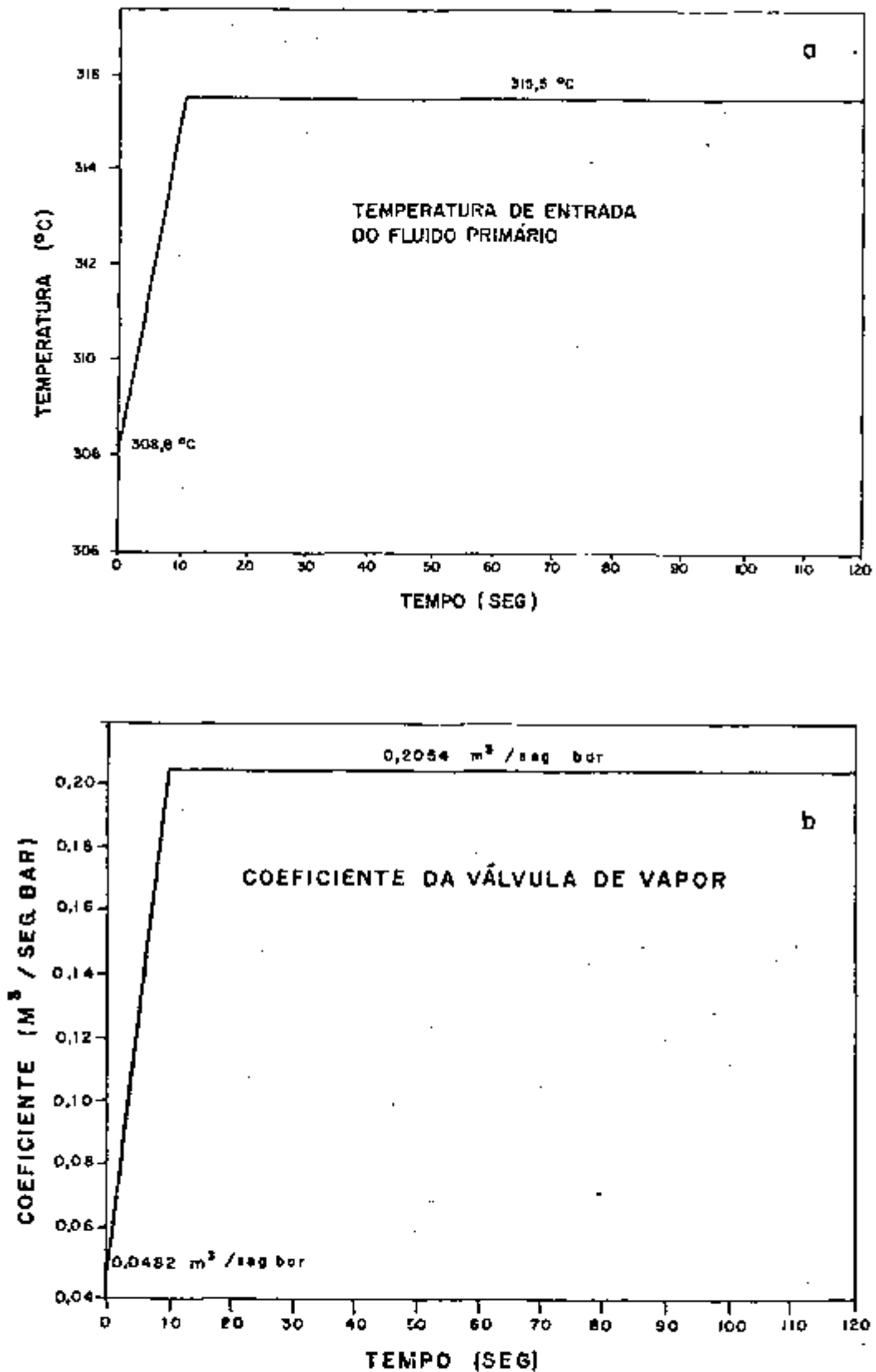


Figura 5.5 : Comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4 na simulação do transiente de aumento de potência de 40% para 100% na forma de rampa em 10 segundos (transiente número 6).

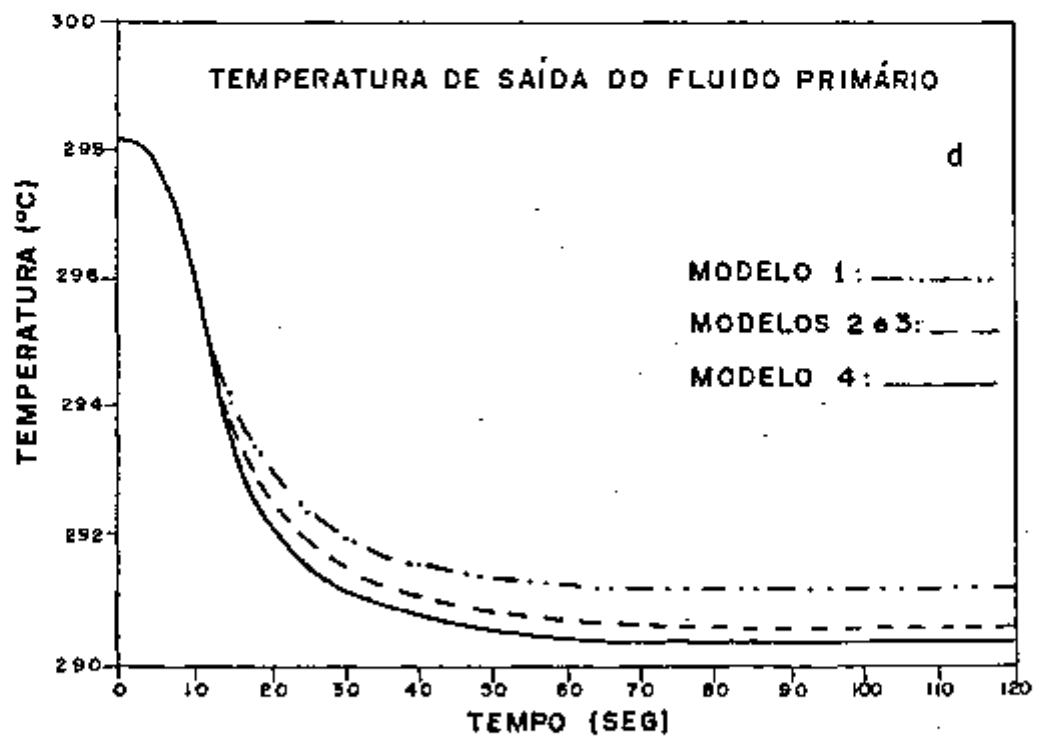
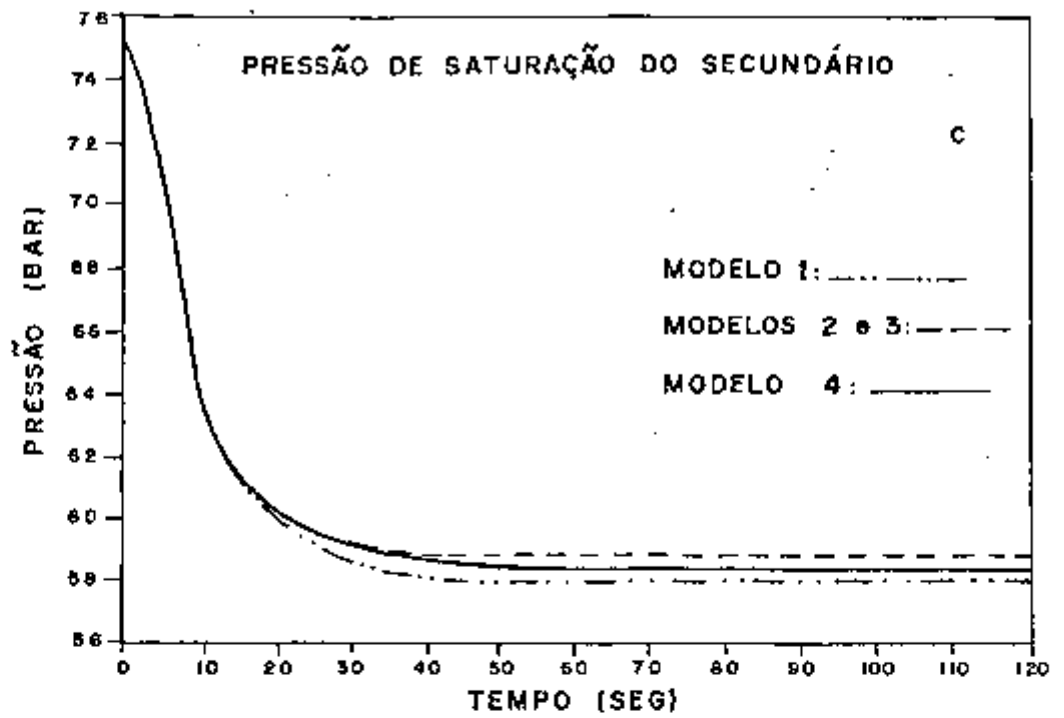


Figura 5.5 : (Continuação).

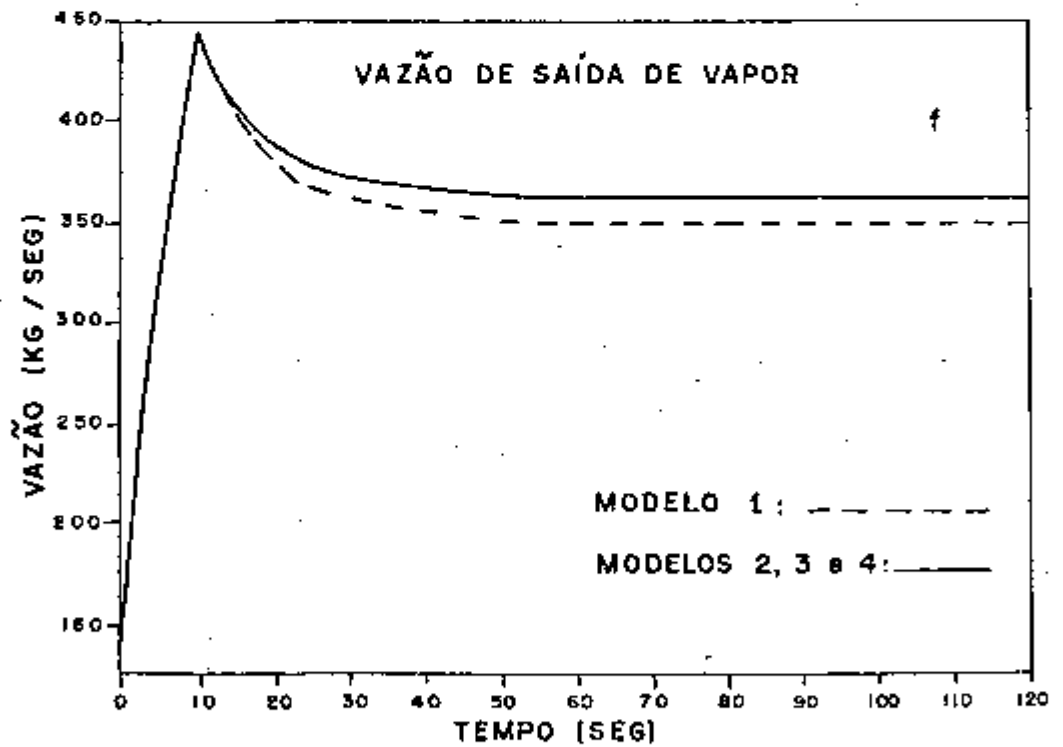
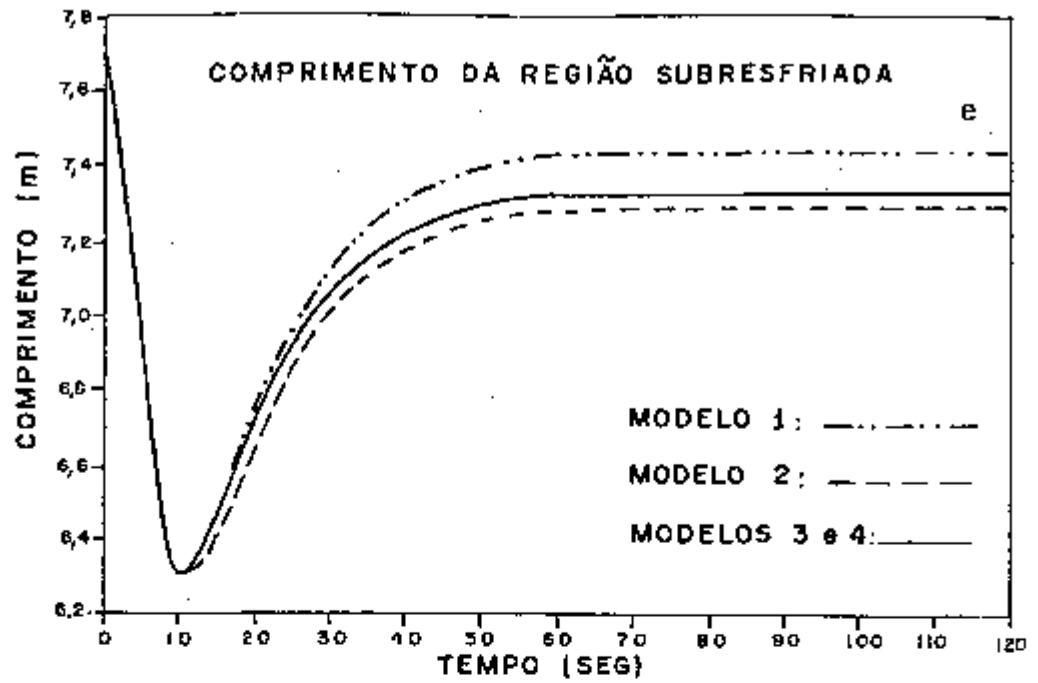


Figura 5.5 : (Continuação).

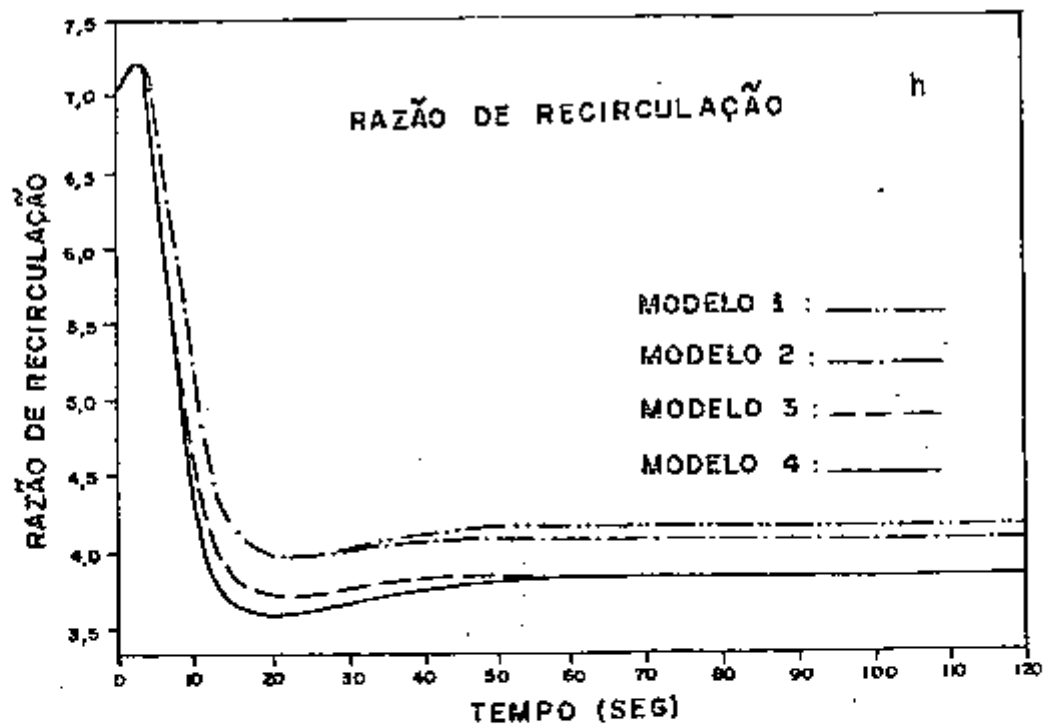
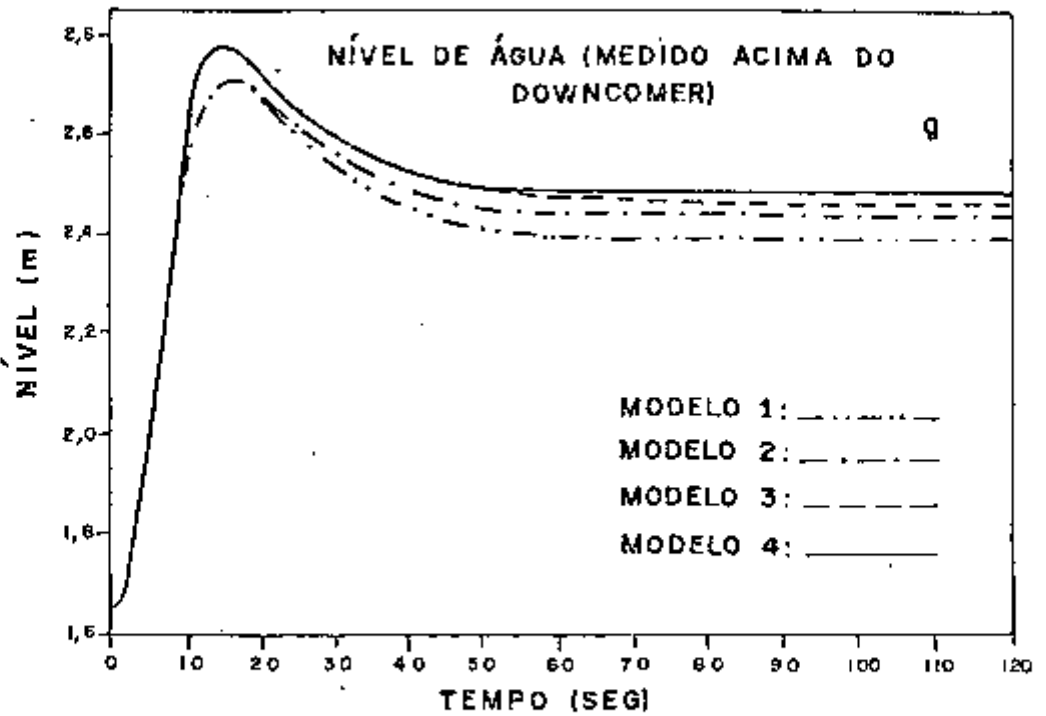


Figura 5.5 : (Continuação)

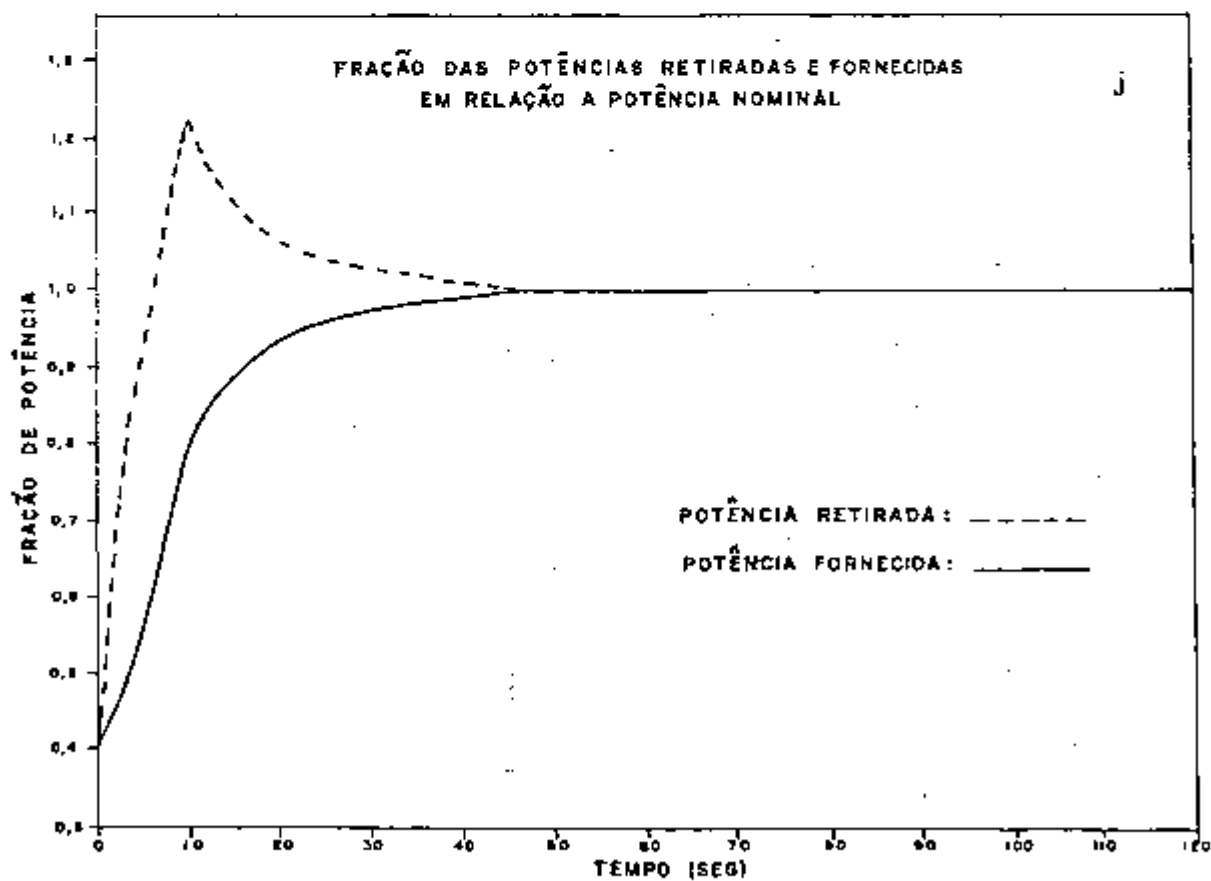
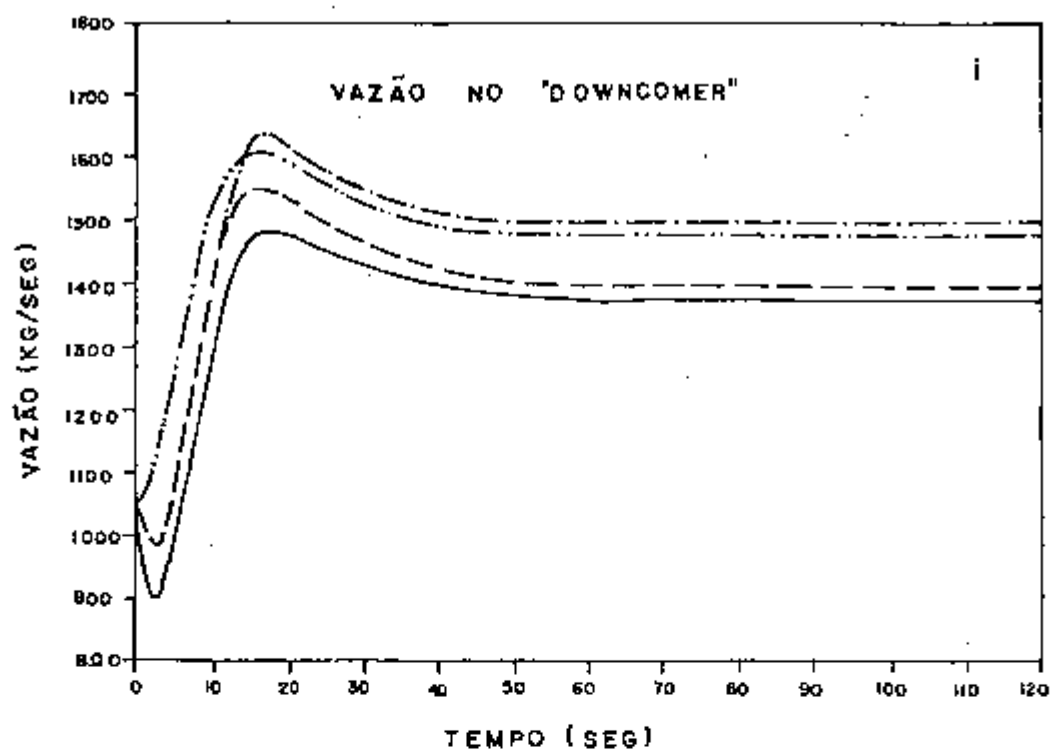


Figura 5.5 : (Continuação).

aumenta nos instantes iniciais). Posteriormente esta massa de líquido acumulada no pleno superior é redistribuída, sendo que este fato pode ser observado pelo aumento da região subresfriada após a parada das perturbações.

A razão de recirculação (figura 5.5.h) aumenta nos instantes iniciais do transiente em razão do aumento da vazão de líquido na região dos tubos. O aumento da vazão de líquido sem o correspondente aumento da vazão de vapor é decorrência da abertura da válvula de vapor sem um aumento significativo na formação de vapor. A geração de vapor somente aumenta após o fluido primário presente no gerador de vapor sentir o aumento da temperatura de entrada. Posteriormente, a razão de recirculação diminui traduzindo a maior formação de bolhas.

A resposta da vazão no "downcomer" (figura 5.5.i), dos modelos 2,3 e 4 apresenta inicialmente uma ligeira redução para manter as perdas de pressão dinâmicas iguais à diferença de peso das colunas de fluido, pois como foi visto, ocorre um aumento inicial da vazão na região dos tubos. Posteriormente o comportamento desta vazão é controlado pela variação do nível de água, sofrendo um aumento até atingir um máximo, para depois diminuir ligeiramente.

Apresenta-se na figura 5.5.j a variação da potência fornecida pelo fluido primário e da potência retirada pelo fluido secundário, fornecidas pelo modelo 4. Como no caso anterior, a apresentação destas potências tem somente a finalidade de ajudar a visualização do transiente. Observa-se que a potência fornecida pelo fluido primário durante o transitório é menor do que a potência retirada pelo secundário. Esta diferença de potência é obtida pela redução da energia acumulada no fluido secundário, que se traduz na redução da pressão de saturação.

Comparação:

As variáveis utilizadas para a comparação das respostas dos modelos 1,2,3 e 4, são as seguintes: pressão de saturação do secundário, temperatura de saída do fluido primário,

nível de água, comprimento da região subresfriada, vazão no "downcomer", vazão de saída de vapor e razão de recirculação.

Observando-se as figuras 5.3 a 5.5, vê-se que as respostas dos quatro modelos são consistentes. Sem considerar o transiente de parada da turbina, os máximos desvios encontrados são os seguintes:

- . temperatura de saída do fluido primário - 0,5%
- . pressão de saturação - 1,5%
- . nível de água - 4%
- . vazão de vapor - 3%
- . vazão no "downcomer" - 9%
- . comprimento da região subresfriada - 9%
- . razão de recirculação - 8%

A vazão no "downcomer", o comprimento da região subresfriada e a razão de recirculação são as variáveis que apresentam os maiores desvios. A origem destes desvios é a grande diferença no equacionamento da quantidade de movimento para os quatro modelos. O balanço de quantidade de movimento exerce grande influência sobre o comportamento do nível de água e da vazão no "downcomer", sendo que o comprimento da região subresfriada e a razão de recirculação são funções diretas da vazão. Observa-se que a variação do coeficiente global de transferência de calor neste transientes é desprezível, pois o coeficiente de película externo aos tubos, o único a sofrer variação significativa, representa somente cerca de 15% da resistência térmica total entre os fluidos primário e secundário; portanto a hipótese de coeficientes de transferência de calor constantes, presente no modelo 1, não implica em grandes desvios. Os desvios apresentados pelas outras variáveis são insignificantes, não ultrapassando 4%.

No transiente de parada da turbina as diferenças entre as respostas dos diversos modelos é bem acentuada, principalmente no que se refere à pressão de saturação e ao nível de água. As grandes discrepâncias existentes neste caso ocor -

rem em razão da grande amplitude e velocidade do transiente. Dessa forma, a simulação com o modelo 1 implica em altas pressões de saturação e em um maior nível de água porque não considera a diminuição dos coeficientes de transferência de calor, que neste transiente chegam a atingir valores quase nulos. As respostas dos modelos 2 e 3 apresentam desvios em relação às do modelo 4 porque não consideram a variação das propriedades da água subresfriada e conseqüentemente a variação da capacidade de armazenamento de massa e de energia em regiões como o "downcomer" e o pleno superior. Um fato interessante de se notar é que a vazão no "downcomer" (figura 5.3.c), prevista no modelo 1, apresenta o mesmo comportamento da vazão prevista pelo código UTSG. Nos dois casos considera-se que a perda de pressão no circuito de circulação natural está totalmente concentrada no "downcomer", diferentemente dos outros modelos.

Com a análise destes resultados chega-se inevitavelmente a conclusão de que o nível de complexidade de um modelo está diretamente relacionado ao que se deseja deste modelo. Assim, se for desejado um modelo matemático para se estudar pequenos transientes operacionais, o modelo 1 é o suficiente, não necessitando de maiores complexidades. Porém, se for desejado um modelo para se estudar transitórios muito rápidos e de grande amplitude é necessário um modelo mais elaborado, que considere mais detalhadamente os fenômenos físicos. Dessa forma, a introdução das complexidades desde o modelo 1 até o modelo 4, simplesmente aumenta o potencial de se analisar um maior número de tipos de acidentes.

CAPÍTULO VI

6. COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

6.1 AVALIAÇÃO DO PROCESSO DE DESENVOLVIMENTO

Nos capítulos anteriores foi descrita uma abordagem que se constituiu no desenvolvimento em etapas de modelos, cada vez mais complexos, para um gerador de vapor vertical de tubos em U. Esta abordagem iniciou-se com o estudo da técnica de modelagem utilizada, para o reconhecimento de suas limitações e de seus problemas. Em seguida, foram identificados os processos físicos que ocorrem no sistema em condições normais de operação e durante transitórios. A abordagem continuou pela divisão do gerador de vapor nos volumes de controle necessários para descrever seu comportamento físico e na adoção de diversas hipóteses. Após a análise das respostas do sistema, obtidas com um primeiro modelo simplificado, foi-se eliminando algumas das hipóteses simplificadoras e introduzindo-se a descrição de novos fenômenos físicos. Essa metodologia apresenta as seguintes vantagens:

1. Uma idéia das respostas pode ser obtida por um modelo simplificado. A simplicidade torna possível checar em detalhes os métodos numéricos utilizados e a formulação analítica do problema, afim de garantir que não existam erros. Progressivamente a medida que os modelos mais complexos são desenvolvidos, seu desempenho pode ser analisado através da comparação de seus resultados com resultados dos modelos anteriores mais simples. Dessa forma, grandes diferenças indicarão prováveis erros na formulação do novo modelo mais detalhado.
2. Essa abordagem progressiva permite uma avaliação da complexidade do modelo versus fidelidade. Esta informação pode fornecer subsídios na seleção de um modelo com custo de computação e grau de detalhamento apropriados para uma determinada aplicação.

6.2 POSSÍVEIS UTILIZAÇÕES DO PRESENTE MODELO

As possíveis utilizações dos modelos matemáticos desenvolvidos nesta dissertação dependem do propósito de se realizar uma análise dinâmica do sistema. Basicamente a escolha do modelo a ser usado depende do transiente a ser estudado.

O modelo 1 pode ser utilizado para análises de pequenos transientes operacionais ou quando for necessário um modelo de um gerador de vapor relativamente simples para ser associado a modelos de outros componentes, com a finalidade de simular integralmente uma central nuclear PWR.

Os modelos 2 e 3 tem uma grande variedade de aplicações, sendo que podem ser utilizados, por exemplo, para estudos paramétricos de controle ou para transitórios de relativa amplitude.

O modelo 4 pode ser considerado o produto final do trabalho descrito nesta dissertação, sendo que pode ser utilizado para simular quase todos os tipos de transientes, sejam operacionais ou acidentais. Além do estudo do comportamento dinâmico do gerador de vapor, que é essencial para análise de acidentes e para estudos de controle, este modelo pode ser utilizado para o projeto de geradores de vapor de tubos em U das seguintes maneiras:

1. levantamento das curvas de operação no estado estacionário para determinar razão de recirculação e nível de água ótimos para diferentes condições de carga;
2. cálculo da energia e da massa armazenada nas diversas regiões do gerador de vapor durante os transientes, fornecendo assim, informações necessárias a estudos de inércia e de análise de acidentes.

6.3 CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho, ou seja, o desenvolvimento de um programa computacional para o estudo do comportamento dinâmico de um gerador de vapor vertical de tubos em U,

foi atingido. A técnica de modelagem de divisão do sistema em volumes de controle e as hipóteses adotadas mostraram-se aceitáveis para a análise de um grande número de transientes. Porém o modelo final desenvolvido não cobre as seguintes situações:

1. inundação completa do gerador de vapor, ou evaporação completa do fluido secundário na região dos tubos;
2. escoamento bifásico do fluido primário.

A comparação dos resultados das simulações com dados experimentais mostraram as mesmas tendências e formas. As discrepâncias podem ser atribuídas a imprecisões nos dados experimentais, a simplificações do modelo e a imprecisões nas correlações de transferência de calor e perda de pressão. Este é também o caso da comparação entre as respostas calculadas pelo presente modelo e as respostas de outros modelos (Bruens [7] e Hoeld [19]).

Os métodos de solução e a implementação do modelo em um computador digital forneceram resultados satisfatórios e uma relação razoável entre o tempo real do transitório e o tempo de computação, sendo que o último pode ser reduzido através de uma otimização da programação.

Finalmente observando-se a dificuldade de obtenção de resultados experimentais, recomenda-se os seguintes pontos para a validação de modelos em geral: realização de uma avaliação comparativa entre os diversos códigos existentes e um grande esforço na obtenção de dados experimentais completos e precisos através de sistemas projetados especialmente para este fim.

6.4 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHO FUTURO

O trabalho apresentado nesta dissertação pode ser expandido em diversas direções. Possíveis desenvolvimentos futuros, com a finalidade de aumentar a aplicabilidade do modelo, podem incluir os pontos listados a seguir.

1. Um maior detalhamento dos processos físicos que ocorrem no gerador de vapor pela introdução das seguintes complexidades:
 - . mudança do modelo homogêneo para o escoamento bifásico, por um modelo que utilize fração de vazio, para considerar os fenômenos de ebulição subresfriada;
 - . consideração dos fenômenos de condensação e evaporação na superfície de líquido no pleno superior;
 - . consideração de acúmulo de quantidade de movimento em todas as regiões do lado do circuito secundário do gerador de vapor;
 - . descrição mais detalhada do processo de separação da mistura água-vapor.
2. Acoplar ao modelo do gerador de vapor o sistema de controle da vazão de água de alimentação para se estudar e otimizar os parâmetros de controle.
3. Relacionar a vazão de vapor à carga elétrica da turbina e a temperatura de entrada do fluido primário no gerador à potência térmica do reator. Dessa forma acoplar o modelo do gerador de vapor ao reator no lado do circuito primário e à turbina no lado do secundário, para verificar capacidade de manobras da usina nuclear PWR.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 ACTON, S.F. Numerical methods that work. New York, Harper & Row, 1970. Cap. 5 p.129-56.
- 2 AHMED, A.M.R. Lumped parameter. State variable dynamic models for U-tube. Recirculation type nuclear steam generators. Knoxville, Tn., 1976 (Dissertation, Nuclear Engineering Department).
- 3 ANDERSON, R.P.; BRYANT, L.T.; CARTER, J.C.; MARCHALTERE, J.F. An analog simulation of the transient behaviour of two-phase natural circulation systems. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., 59 (41): 96-103, 1963.
- 4 ARWOOD, D.C. A mathematical model for an integral economizer steam generator. Nucl. Technol., 35: 12-32, 1977.
- 5 BATISTA FILHO, B.D. Comunicação pessoal.
- 6 BRANDES, H. Determination of the performance of steam separators with the aid of the laws of similitude. Kern-technik, 14 (5): 210-19, 1972.
- 7 BRUENS, N.W.S. PWR plant and steam generator dynamics. Delft, 1981. (Ph.D. Thesis, Delft University of Technology).
- 8 BUSCH, J.S.; LYNN, L.L.; BONILLA, C.F. The calculation of pressure drop and flow distribution within a reactor vessel in a pressurized water nuclear reactor system. Pittsburgh, Penn., Bettis Atomic Power Laboratory, Aug., 1959. (WAPD-217).
- 9 CARNAHAN, B.; LUTHER, H.A.; WILKES, J.O. Applied numerical methods. New York, Wiley, 1976.

- 10 CHIEN, K.L.; ERGIN, E.I.; LING, C.; LEE, A. Dynamic analysis of a boiler. Trans. ASME, 50: 1809-19, 1958.
- 11 CHRISTENSEN, P.C. Description of a model of a U-tube steam generator. Risoe, Danish Atomic Energy Commission, 1973. (RISO-M-1564).
- 12 CLARKE, W.G. Transient analysis of steam generators in nuclear power plants using digital computer techniques. Pittsburgh, Bettis Atomic Power Lab., 1965 (WAPD-T-1648).
- 13 COLLIER, J.G. Convective boiling and condensation. 2.ed. London, McGraw-Hill, 1981.
- 14 DELHAYE, J.M.; GIOT, M.; RIETHMULLER, M.L. eds. Thermo-hydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering. New York, McGraw-Hill, 1981.
- 15 EL-WAKIL, M.M. Nuclear heat transport. Scranton, Penn., 1971.
- 16 ENNS, M. Comparison of dynamic models of a superheater. J. Heat Transfer, 84: 373-85, 1962. (Trans. ASME, C).
- 17 FENECH, H. Heat transfer and fluid flow in nuclear systems. New York, Pergamon, 1981. Cap. 3, p. 162-3, Cap. 6 Pt. 1, p. 463-96.
- 18 FLECK JR., J.A. The dynamic behaviour of boiling water reactors. J. Nucl. Energy, A, Reactor Sci., 11: 114-30, 1960.
- 19 HOELD, A. A theoretical model for the calculation of large transients in nuclear natural circulation U-tube steam generators (Digital code UTSG). Nucl. Eng. Des., 47: 1-23, 1978.

- 20 JENS, W.H. & LOTTES, P.A. Reactor handbook engineering. New York, McGraw-Hill, 1955. v.3, p.55-85.
- 21 KALRA, S.P.; ADAMS, G.; DUFFY, R.B.; LAPSON, W.; LUNDBERG, R. Experimental simulation studies of PWR U-tube steam generators. Boiler dynamics and control in nuclear power station. London, BNES, 1979.
- 22 KALRA, S.P.; DUFFY, R.B.; ADAMS, G. Loss of feed water transients in PWR U-tube steam generators: simulation experiments and analysis. AIChE Symp. Ser., 76:36-44, 1980.
- 23 KERLIN, T.W.; KATZ, E.M.; CHEN, A.T.; THAKKAR, J.G.; CHANG, S. I. Dynamic testing in nuclear power plants for model validation. J. Dyn. Syst. Meas. Control, 98:1-8, 1976.
- 24 LAUBLI, F. The problem of simulating the dynamic behaviour of steam generators in analogue computer. Sulzer Tech. Rev., 2: 35-42, 1961.
- 25 LIENHARD, J.H. A heat transfer textbook. Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1981.
- 26 MARKATOR, N.C.G.; MOULT, A.; PHELPS, P.J.; SPALDING, D.B. The calculation of steady, three-dimensional two phase flow and heat transfer in steam generators. In: HEAT transfer, international conference held in Toronto, 1978 (Separata).
- 27 MATAUSEK, M.R. SINOD-A, non linear lumped parameter model for analysis of two-phase flow in natural circulation boiling water loop. Nucl. Sci. Eng., 53: 440-57, 1974.
- 28 METHOD of reducing carry-over and reducing pressure drop through steam separators. Palo Alto, Ca., Electric Power Research Institute, Nov. 1980. (EPRI-NP-1607).

- 29 NAHAVANDI, A.N. & BATENBURG, A. Steam generator water level control. J. Basic Eng., 88(2):343-54, 1966. (Trans. ASME, D).
- 30 PINTO, A.C.; RAM, K.S.; NAIR, R.K. A simplified model of steam generators for digital simulation. Ann. Nucl. Energy, 7:381-88, 1980.
- 31 SCHMIDT, E. Properties of water and steam in SI-units. München, Technische Universität, 1982.
- 32 SHUM, F.B. The development of a four equation drift-flux computer code (Drift-4). Troy, N.J. 1978. (Dissertation, Rensselaer, Polytechnic Institute).
- 33 SINGHAL, A.K.; KEETON, L.W.; SPALDING, D.B. Prediction of thermal hydraulics of a PWR steam generator by using the homogeneous, the two-fluid and the algebraic-slip model. AIChE Symposium Series, 76(199): 45-55, 1980.
- 34 TEN WOLDE, D.G. Transient behaviour of nuclear steam generator dynamics. Delft, 1972 (Ph.D. Thesis, Delft University of Technology). (WTHD-36).
- 35 WESTMORELAND, J.C. Natural circulation steam generators for nuclear power plants. Nucl. Sci. Eng., 2:533-46, 1957.
- 36 WHITAKER, S. Introduction to fluid mechanics. Malabar, Florida, Robert Krieger, 1981.

APÊNDICE A

DESCRIÇÃO DO FLUXO DE CALOR PARA O VOLUME SUBRESFRIADO DO SECUNDÁRIO

Como foi visto no capítulo 3, nos blocos de metal 1 e 4 aparece o problema da diferença de temperatura que descreve o fluxo de calor dos tubos para o fluido secundário presente no volume subresfriado. Este problema é causado pela utilização da diferença para trás em todos os volumes do primário. Para eliminá-lo adotou-se a descrição abaixo para as taxas de transferência de calor. Para uma melhor visualização a figura 3.5 está reproduzida na página seguinte.

$$\dot{Q}_{ms1} = U_{ms1} P_{r2} L_{sub} [T_{m1} - \beta_1 T_d - (1 - \beta_1) T_{sat}] \quad (A.1)$$

$$\dot{Q}_{ms4} = U_{ms4} P_{r2} L_{sub} [T_{m4} - \beta_4 T_d - (1 - \beta_4) T_{sat}] \quad (A.2)$$

Estudou-se a variação dos fluxos de calor Q''_{ms1} e Q''_{ms4} em função dos coeficientes β_1 e β_4 para verificar a razão da sua pequena influência sob os valores das diversas variáveis. Para este estudo usou-se, para as variáveis envolvidas, os valores obtidos a partir do gerador de vapor da usina nuclear KCB-1 na condição nominal de operação, com o modelo 4; sendo os seguintes:

$$T_{sat} = 274,2^\circ\text{C}$$

$$T_d = 257,690^\circ\text{C}$$

$$T_{p1} = 313,305^\circ\text{C}$$

$$T_{p4} = 290,697^\circ\text{C}$$

$$T_{m1} = 302,451^\circ\text{C}$$

$$T_{m4} = 281,535^\circ\text{C}$$

$$U_{ms1} = 5465,206 \text{ W/m}^2\text{C}$$

$$U_{ms4} = 5.465,206 \text{ W/m}^2\text{C}$$

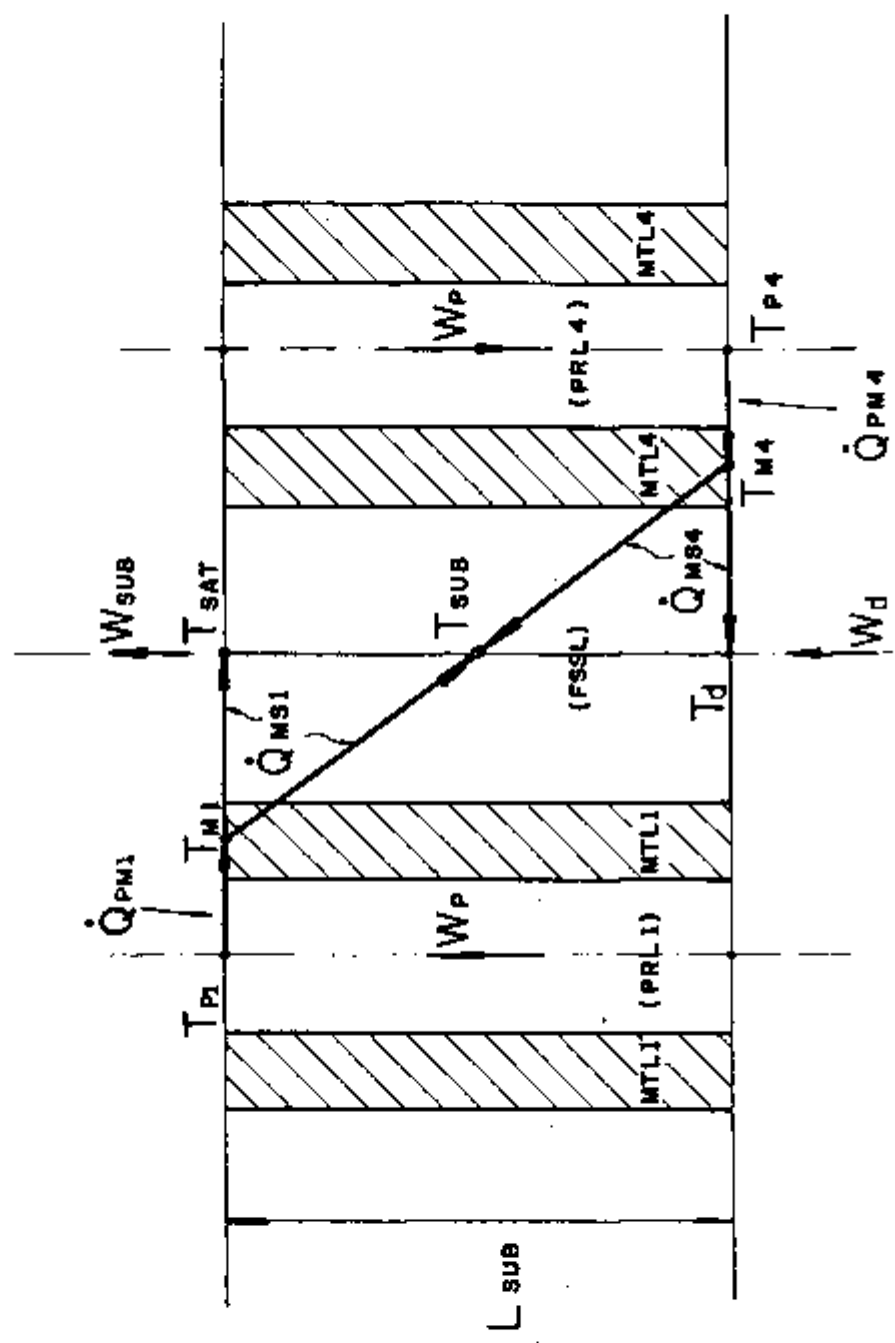


Figura 3.5 : Esquema do problema da descrição do fluxo de calor para o volume subresfriado do secundário.

Na tabela A.1 apresenta-se os valores dos fluxos de calor Q''_{ms1} e Q''_{ms4} para diversos valores de β_1 e β_4 . Observa-se que neste estudo desprezou-se a área de troca de calor, admitindo-se que variações nos coeficientes β_1 e β_4 não alteram o comprimento da região subresfriada (L_{sub}). Note-se ainda que a soma de β_1 e β_4 deve ser sempre igual a 1.

Tabela A.1 : Variação dos Fluxos de Calor Q''_{ms1} e Q''_{ms4} em Função dos Coeficientes β_1 e β_4 .

β_1	β_4	Q''_{ms1} (W/m ²)	Q''_{ms4} (W/m ²)	$Q''_{ms1} + Q''_{ms4}$ (W/m ²)
0	1,0	154.397,0	130.320,0	284.717,0
0,25	0,75	176.954,9	107.762,1	284.717,0
0,50	0,50	199.512,8	85.204,2	284.717,0
0,75	0,25	222.070,7	62.646,3	284.717,0
1,0	0	244.628,6	40.088,4	284.717,0

Da tabela A.1 observa-se que a variação individual dos fluxos de calor, Q''_{ms1} e Q''_{ms4} , são consideráveis. Porém a faixa permissível de variação para β_1 é de 0 a 0,5 e de β_4 é de 0,5 a 1,0. Neste caso a variação de Q''_{ms1} e Q''_{ms4} é cerca de 45.000 W/m², o que representa cerca de 22,6% e 34,6% dos fluxos de calor respectivamente. Mas a soma dos fluxos de calor, ou seja, o total de calor perdido pelo fluido primário não se altera, dessa forma qualquer influência que diferentes valores de β_1 e β_4 possam ter sob as temperaturas do primário e dos tubos será pequena.

Como foi mencionado, o total de calor transferido para o fluido secundário presente no volume subresfriado é constante, não dependendo dos valores de β_1 e β_4 . Desse modo, a hipótese de que a área de transferência de calor, ou seja, o comprimento da região subresfriada (L_{sub}) não se altera com a variação de β_1 e β_4 é satisfeita. Tem-se ainda que nenhuma grandeza do circuito secundário sofre qualquer influência dos valores de β_1 e β_4 , em razão da quantidade total de calor recebida pelo fluido secundário ser invariável.

Note-se que a utilização dos mesmos valores para as temperaturas do fluido primário e dos tubos para diversos valores de β_1 e β_4 , não invalidam este estudo. Isso é decorrência de um mecanismo de compensação, que age da seguinte maneira: por exemplo, um aumento de β_1 de 0 a 0,5 provoca um aumento do fluxo de calor Q''_{ms_1} (ver tabela A.1), ocasionando, dessa forma, uma maior perda de energia do volume e portanto uma menor T_{p_1} o que por sua vez provoca diminuição do fluxo de calor. Observa-se que este mecanismo de compensação ocorre porque o fluxo de calor para o fluido secundário não sofre influências dos valores de β_1 e β_4 .

APÊNDICE B

CORRELAÇÕES PARA AS PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS E FÍSICAS DA ÁGUA

Neste apêndice apresenta-se as correlações utilizadas para o cálculo das propriedades termodinâmicas e físicas da água. Praticamente todas as propriedades, com exceção da tensão superficial, são ajustadas por uma função hiperbólica. Estas correlações, em faixas restritas de utilização, apresentam um desvio máximo de 0,5% se comparadas com os valores de propriedades fornecidas por Schmidt [31]. Este tipo de correlação foi obtido com Batista [5].

1. ESTADO DE SATURAÇÃO

No estado de saturação as propriedades da água podem ser expressas como uma função ou da pressão ou da temperatura. Considera-se a seguinte função hiperbólica para interpolação das propriedades na região de saturação:

$$y(x) = y_0(x_0) + \frac{a(x-x_0)}{1,0+C(x-x_0)} \quad (\text{B.1})$$

onde, x é a variável independente (no caso, pressão ou temperatura), x_0 é um valor de referência, y é a variável dependente, y_0 é o valor de y correspondente a x_0 e "a" e "c" são duas constantes a serem obtidas.

A vantagem de se utilizar este tipo de função é a facilidade de se obter a sua derivada, que é a seguinte expressão:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{a}{[1,0+C(x-x_0)]^2} \quad (\text{B.2})$$

Observa-se que as derivadas das propriedades expressas pela equação acima apresentam descontinuidades nos

limites de cada faixa de pressão. Porém essas descontinuidades não foram as causadoras de nenhum problema de imprecisão, ou de instabilidade, pelo fato das derivadas utilizadas (entalpia e volume específicos do vapor e do líquido saturado) serem usadas somente na faixa de 30 a 80 bar e também pelo fato dessas descontinuidades serem pequenas.

A seguir são apresentadas as correlações obtidas.

1.1. TEMPERATURA DE SATURAÇÃO - T_{sat} ($^{\circ}\text{C}$)

P (bar)	P_o (bar)	$T_{sat}(P_o)$	a ($^{\circ}\text{C}/\text{bar}$)	c (bar^{-1})
30,0 - 80,0	80,0	295,06	0,849408	$6,111707 \times 10^{-3}$
80,0 - 130,0	130,0	330,93	0,5947441	$3,419455 \times 10^{-3}$
130,0 - 180,0	180,0	357,06	0,4569136	$2,513831 \times 10^{-3}$

Para a obtenção da P_{sat} em função de T_{sat} basta inverter a equação B.1.

1.2. VOLUME ESPECÍFICO DO LÍQUIDO SATURADO - v_f (m^3/kg)

P (bar)	P_o (bar)	$V_f(P_o)$ (m^3/kg)	a ($\text{m}^3\text{kg}^{-1} \text{bar}^{-1}$)	c (bar^{-1})
30,0 - 80,0	80,0	0,0013842	$3,20531 \times 10^{-6}$	$8,866442 \times 10^{-4}$
80,0 - 130,0	130,0	0,0015671	$4,117459 \times 10^{-6}$	$-2,512077 \times 10^{-3}$
130,0 - 180,0	180,0	0,0018397	$7,301759 \times 10^{-6}$	$-6,785617 \times 10^{-3}$

1.3. VOLUME ESPECÍFICO DO VAPOR SATURADO - v_g (m^3/Kg):

P (bar)	P_o (bar)	$V_g(P_o)$ (m^3/Kg)	a ($m^3Kg^{-1} \text{ bar}^{-1}$)	c (bar^{-1})
30,0 - 80,0	80,0	0,02352	$-3,368602 \times 10^{-4}$	$1,219508 \times 10^{-2}$
80,0 - 130,0	130,0	0,01278	$-1,370038 \times 10^{-4}$	$7,243590 \times 10^{-3}$

1.4. ENTALPIA ESPECÍFICA DO LÍQUIDO SATURADO - h_f (KJ/Kg):

P (bar)	P_o (bar)	$h_f(P_o)$ (KJ/Kg)	a ($KJ.Kg^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$)	c (bar^{-1})
30,0 - 80,0	80,0	1316,64	4,628887	$4,981872 \times 10^{-3}$
80,0 - 130,0	130,0	1531,50	3,921597	$1,748128 \times 10^{-3}$

1.5. ENTALPIA ESPECÍFICA DO VAPOR SATURADO - h_g (KJ/Kg):

P (bar)	P_o (bar)	$h_g(P_o)$ (KJ/Kg)	a ($KJ.Kg^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$)	c (bar^{-1})
30,0 - 80,0	80,0	2758,0	-1,963500	$-2,250 \times 10^{-2}$
80,0 - 130,0	130,0	2662,2	-2,392847	$-4,977528 \times 10^{-3}$

1.6. VISCOSIDADE DINÂMICA DO LÍQUIDO SATURADO - μ_f (N.seg/m²):

T (°C)	T ₀ (°C)	$\mu_f(T_0)$ (N.s/m ²)	a (N.s.m ⁻² .°C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
150,0 - 310,0	310,0	$8,720 \times 10^{-5}$	$-2,814787 \times 10^{-7}$	$3,210273 \times 10^{-3}$

1.7. VISCOSIDADE DINÂMICA DO VAPOR SATURADO - μ_g (N.seg/m²):

T (°C)	T ₀ (°C)	$\mu_g(T_0)$ (N.s/m ²)	a (N.s.m ⁻² .°C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
150,0 - 290,0	290,0	$0,1921 \times 10^{-4}$	$4,234821 \times 10^{-8}$	$-8,928571 \times 10^{-4}$

1.8. CALOR ESPECÍFICO DO LÍQUIDO SATURADO - C_f (KJ/Kg):

T (°C)	T ₀ (°C)	$C_f(T_0)$ (KJ/Kg)	a (KJ.Kg ⁻¹ °C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
150,0 - 300,0	300,0	5,794	$3,339114 \times 10^{-2}$	$-1,577362 \times 10^{-2}$

1.9. CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO LÍQUIDO SATURADO - K_f (W/m°C):

T	T ₀	$K_f(T_0)$ (W/m°C)	a (W.m ⁻¹ °C ⁻²)	c (°C ⁻¹)
150,0 - 300,0	300,0	0,541	$-2,336624 \times 10^{-3}$	$-9,337607 \times 10^{-3}$

2. LÍQUIDO SUBRESFRIADO :

As propriedades do líquido subresfriado são funções de duas outras propriedades independentes, como por exemplo, temperatura e pressão ou entalpia e volume específico. Porém as propriedades do líquido subresfriado variam muito pouco com a pressão, podendo assim, serem consideradas, dentro de certas faixas restritas de pressão, somente função da temperatura. Das propriedades do líquido subresfriado que seguem abaixo, algumas são consideradas somente função da temperatura e outras funções da temperatura e pressão. As consideradas somente função da temperatura são correlacionadas por uma curva do tipo da equação B.1. As propriedades consideradas como função de duas outras propriedades independentes são ajustadas pela seguinte expressão:

$$y(P, x_2) = y_{\text{sat}}(P) + \frac{A_t(P) (x_2 - x_{2\text{sat}})}{1,0 + C_t(P) (x_2 - x_{2\text{sat}})} \quad (\text{B.3})$$

onde, y é a variável dependente, P é a pressão na qual se deseja calcular a propriedade, $y_{\text{sat}}(P)$ é a variável dependente na condição de saturação na pressão P , x_2 é uma outra propriedade independente, como por exemplo, temperatura ou entalpia, $x_{2\text{sat}}$ é esta outra propriedade independente na condição de saturação na pressão P e $A_t(P)$ e $C_t(P)$ são funções hiperbólicas, indicadas abaixo.

$$A_t = A_o + \frac{d(P - P_o)}{1,0 + e(P - P_o)} \quad (\text{B.4})$$

$$C_t = C_o + \frac{f(P - P_o)}{1,0 + g(P - P_o)} \quad (\text{B.5})$$

onde, A_o , C_o , d , e , g e f são constantes a serem determinadas.

A derivada da propriedade y em relação a x_2 é obtida da mesma forma que a equação B.2, resultando:

$$\frac{dy}{dx_2} = \frac{A_t(P)}{[1,0 + C_t(P) (x_2 - x_{2sat})]^2} \quad (\text{B.6})$$

A derivada da temperatura do líquido subresfriado em função da entalpia, que é a única utilizada segundo a expressão acima, apresenta também problemas de descontinuidade nos limites das faixas de pressão e temperatura. Porém estes problemas são reduzidos à medida que esta propriedade é necessária em uma única faixa de pressão e temperatura.

2.1. CALOR ESPECÍFICO DO LÍQUIDO SUBRESFRIADO - C_p (KJ/Kg) :

P (bar)	T (°C)	T_0 (°C)	$C_p(T_0)$ (KJ/Kg)	a (KJ.Kg ⁻¹ °C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
140,0-160,0	150,0-320,0	320,0	6,20	$5,225425 \times 10^{-2}$	$-2,132299 \times 10^{-2}$
40,0-75,0	230,0-280,0	280,0	5,274	$2,514257 \times 10^{-2}$	$-2,283754 \times 10^{-2}$

Esta propriedade é correlacionada por uma função do tipo da equação B.1. sendo função somente da temperatura, mas válida em toda a faixa de pressão indicada.

2.2. CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO LÍQUIDO SUBRESFRIADO - K_p (W/m°C)

P (bar)	T (°C)	T_0 (°C)	$K_p(T_0)$ (W/m°C)	a (Wm ⁻¹ °C ⁻²)	c (°C ⁻¹)
135,0-165,0	200,0-300,0	300,0	0,559	$-2,013488 \times 10^{-3}$	$-7,209302 \times 10^{-3}$
110,0-140,0	200,0-300,0	300,0	0,552	$-2,087556 \times 10^{-3}$	$-7,111111 \times 10^{-3}$
40,0-75,0	200,0-300,0	300,0	0,560	$-2,072365 \times 10^{-3}$	$-7,136201 \times 10^{-3}$

Da mesma forma que para o calor específico do líquido subresfriado estas correlações são do tipo da equação B.1, sendo funções somente da temperatura, mas válidas em todas as faixas de pressão indicadas.

2.3. VISCOSIDADE DINÂMICA DO LÍQUIDO SUBRESFRIADO - μ_l (Nseg/m²) :

P (bar)	T (°C)	T _o (°C)	$\mu_l(T_o)$ (Ns/m ²)	a (Nsm ⁻² °C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
145,0-160,0	200,0-300,0	300,0	0,917x10 ⁻⁴	-3,070333x10 ⁻⁷	3,222222x10 ⁻³
130,0-145,0	200,0-300,0	300,0	0,917x10 ⁻⁴	-2,953081x10 ⁻⁷	3,407407x10 ⁻³
110,0-130,0	200,0-300,0	300,0	0,911x10 ⁻⁴	-2,976704x10 ⁻⁷	3,370370x10 ⁻³
30,0- 75,0	150,0-250,0	250,0	1,070x10 ⁻⁴	-4,468085x10 ⁻⁷	4,042553x10 ⁻³

Da mesma forma que para as duas propriedades anteriores estas correlações são do tipo da equação B.1, sendo funções somente da temperatura, mas válidas em todas as faixas de pressão indicadas.

2.4. VOLUME ESPECÍFICO DO LÍQUIDO SUBRESFRIADO - v_l (m³/Kg)

São usados os dois tipos de correlação (equações B.1 e B.3) para calcular esta propriedade.

. correlação do tipo da equação B.1:

P (bar)	T (°C)	T _o (°C)	$v_l(T_o)$ (m ³ /Kg)	a (m ³ Kg ⁻¹ °C ⁻¹)	c (°C ⁻¹)
135,0-165,0	250,0-340,0	330,0	0,0015402	7,0495441x10 ⁻⁶	-9,913592x10 ⁻³

. correlação do tipo da equação B.3:

P (bar)	T (°C)	P ₀ (bar)	A ₀	d	e
25,0-75,0	160,0-290,0	75,0	$3,751975 \times 10^{-6}$	$3,251305 \times 10^{-8}$	$1,795737 \times 10^{-3}$
C ₀		f		g	
$-6,202715 \times 10^{-3}$		$-7,95187 \times 10^{-6}$		$1,469789 \times 10^{-2}$	

2.5. ENTALPIA DO LÍQUIDO SUBRESFRIADO - h_f (K /Kg) :

P (bar)	T (°C)	P ₀ (bar)	A ₀	d	e
25,0-75,0	160,0-290,0	75,0	$1,842443 \times 10^{-1}$	$-3,790244 \times 10^{-4}$	$6,207715 \times 10^{-3}$
C ₀		f		g	
$2,214991 \times 10^{-4}$		$1,271467 \times 10^{-6}$		$1,952878 \times 10^{-2}$	

Para a obtenção da temperatura do líquido subresfriado em função da entalpia e pressão basta inverter a equação B.3 de forma a isolar a variável independente x_2 .

3. TENSÃO SUPERFICIAL - σ (N/m):

Esta correlação é apresentada por Shum [32], sendo que não é uma função hiperbólica como todas as anteriores. A equação utilizada para aproximar a tensão superficial é a seguinte:

$$\sigma = 0,0935 \left[1,0 - \frac{T_{sat}}{374,15} \right]^{1,2}$$

Esta correlação apresenta um erro médio de 5% na faixa de temperatura de 150 a 310°C.

APÊNDICE C

PROGRAMA COMPUTACIONAL

Neste apêndice apresenta-se uma visão geral do programa computacional, com a finalidade de mostrar a metodologia de cálculo utilizada na simulação. Como os modelos 1, 2 e 3 podem ser obtidos por simplificações do modelo 4, os esquemas apresentados referem-se ao modelo 4.

1. ESQUEMA GERAL :

Um esquema simplificado do programa computacional está apresentado na figura C.1. O programa se constitui basicamente de algumas subrotinas, cada uma responsável por determinado tipo de cálculo. A finalidade de cada uma destas subrotinas é a seguinte:

GEOMET : calcula os parâmetros geométricos utilizados pelo modelo que não são fornecidos como dados de entrada.

INÍCIO : responsável pelo cálculo da condição inicial e do estado estacionário final (quando for desejado). Uma explicação mais sucinta desta subrotina é dada a posteriori, quando for explicado o cálculo da condição inicial.

ARRUMA : arranja as variáveis fornecidas pela subrotina INÍCIO (condição inicial) para que possam ser usadas no cálculo do transiente. Calcula também o perfil de perda de pressão no gerador de vapor no estado estacionário, segundo o esquema apresentado na seção 3.5.4.

ENERG : esta subrotina é acionada no começo e no fim da simulação sendo responsável pelo cálculo da energia contida nas diversas partes do gerador de vapor, com a finalidade de, avaliar

- a energia acumulada ou perdida durante o transiente.
- COEF : responsável pelo cálculo das condições de contorno, pelo cálculo das derivadas das variáveis diferenciais para serem usadas pelos métodos de integração e pela resolução do sistema de equações algébricas do transiente.
- RUNGE : resolve o sistema de equações diferenciais utilizando o método de Runge-Kutta, através dos três primeiros passos de integração ou durante todo o transiente, de acordo com o desejado.
- HAMING : resolve o sistema de equações diferenciais utilizando o método previsor-corretor de Haming.
- FIM : compara a variação de potência entre os instantes t e $t+\Delta t$ com o valor de ϵ_f para interromper ou não a integração, ou seja, se a variação de potência for menor do que ϵ_f a integração é interrompida, significando que um novo estado estacionário foi atingido.

Observa-se que além destas subrotinas e funções existem várias outras responsáveis, por exemplo, pelo cálculo dos coeficientes de transferência de calor, cálculo dos coeficientes de perda de pressão e cálculo de propriedades.

Seguindo o esquema da figura C.1 nota-se que após o cálculo da condição inicial e da energia inicial do sistema é iniciado o transiente pelas subrotinas RUNGE e COEF, sendo que a última introduz as perturbações no sistema através da determinação das condições de contorno. Posteriormente imprime-se as variáveis e verifica-se se o transiente deve ser interrompido ou, por tempo máximo ou, por variação mínima de potência. Se o transiente não deve ser interrompido, verifica-se então, se a integração deve ser feita, ou pelo método de Runge-Kutta ou pelo método de Haming. Esta verificação é realizada pela comparação de "i" (contador de

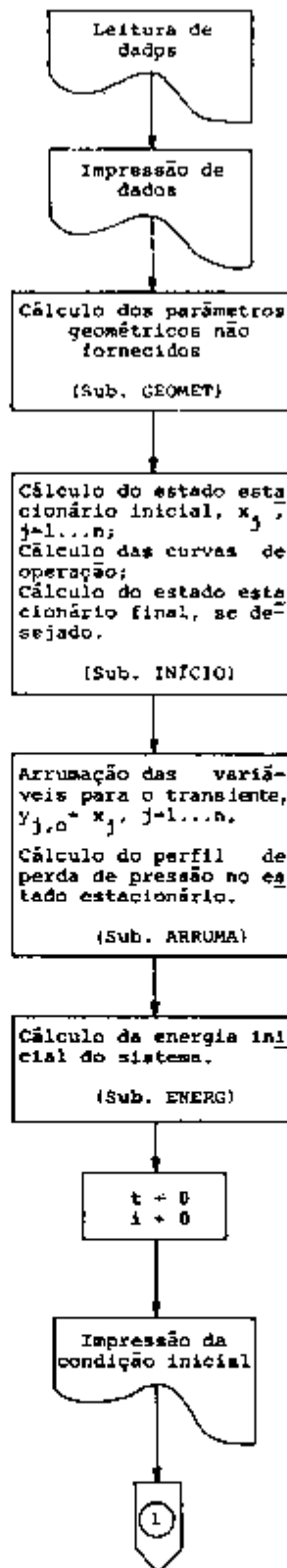


Figura C.1 : Esquema geral do programa computacional.

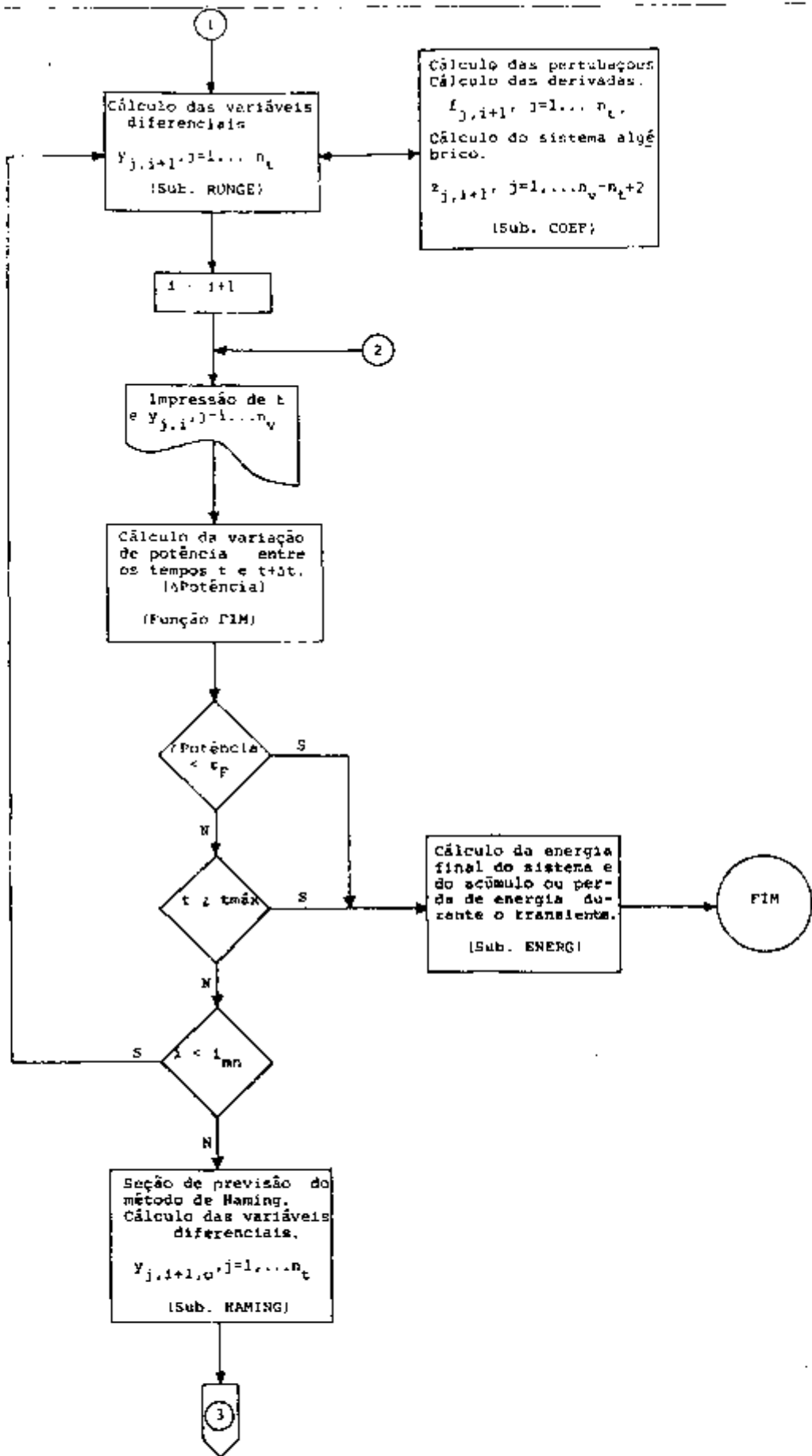


Figura C.1 : (Continuação).

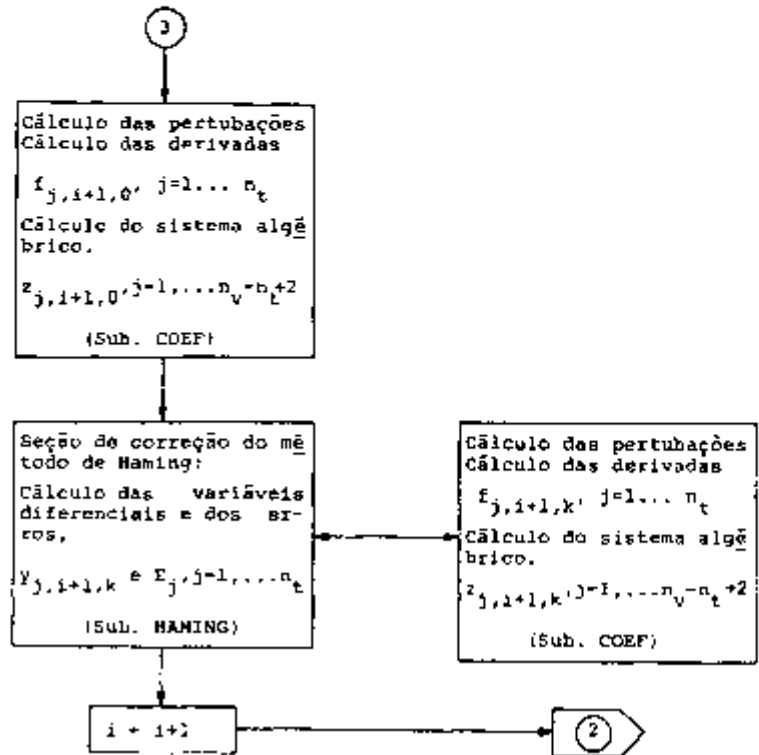


Figura C.1 : (Continuação).

passos de integração) com " i_{mn} ". Se for desejado somente o método de Runge-Kutta o cálculo é desviado para a subrotina RUNGE onde começou o transiente. Se for desejado o método de Haming o cálculo segue entrando na seção de previsão. Após a previsão calcula-se as derivadas das variáveis, passando-se depois para a seção de correção onde ocorrem diversas iterações, até ser atingido o critério de convergência desejado. Após a correção o programa é desviado para a impressão das variáveis. Este processo ocorre até ser verificado o critério para a parada da integração. Neste instante é calculada a energia final e a energia armazenada no sistema interrompendo, assim, a simulação.

2. CÁLCULO DO ESTADO ESTACIONÁRIO :

A figura C.2 apresenta o método de cálculo utilizado pela subrotina INÍCIO para calcular a condição inicial. Primeiramente calcula-se o estado estacionário nominal com a subrotina PERM, esquematizada na figura C.3. Posteriormente, calcula-se as curvas de operação segundo a filosofia de temperatura média no reator constante. Então verifica-se se é desejada uma condição inicial diferente da condição nominal de operação. Se isso for desejado, calcula-se a nova temperatura de entrada do fluido primário no gerador e a nova temperatura de saturação do secundário, para então calcular o novo estado estacionário inicial. Após isso verifica-se se é desejado o estado estacionário final. Se este for desejado é então calculado da mesma forma que a nova condição inicial.

Como mencionado, para se obter o estado estacionário resolve-se um sistema de equações não lineares pelo método de Newton-Raphson. Porém, para calcular os coeficientes de transferência de calor é necessário uma iteração externa à iteração do método de Newton-Raphson, como está apresentado no esquema da subrotina PERM na figura C.3. Esta iteração externa tem início com o cálculo das propriedades e dos coeficientes de transferência de calor a partir

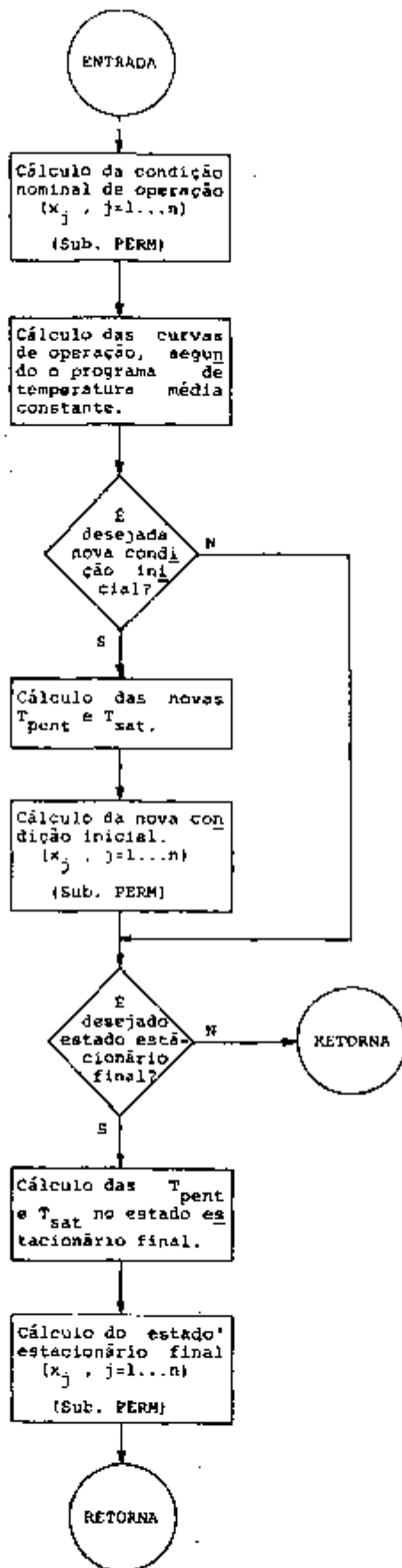


Figura C.2 : Esquema de cálculo da subrotina INICIO usada para calcular a condição inicial e o estado estacionário final.

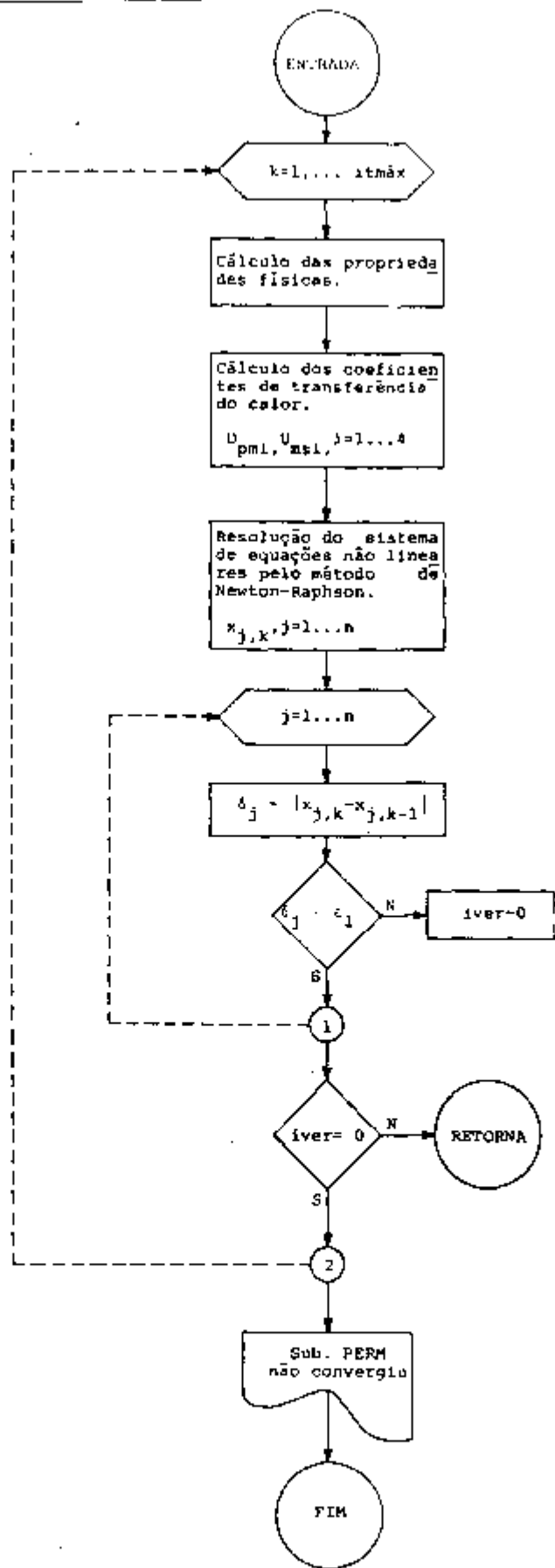


Figura C.3 : Esquema geral da subrotina PERM.

dos valores das variáveis adotadas inicialmente. Posteriormente calcula-se o sistema de equações pelo método de Newton-Raphson (subrotina NEWTON). Então compara-se as variáveis da iteração de número $K+1$ com os da iteração de número K . Se o erro for menor do que o desejado (ϵ_1) a iteração é interrompida, senão calcula-se novamente as propriedades e os coeficientes de transferência de calor iniciando nova iteração, até um número máximo de $it_{m\acute{a}x}$ iterações. Maiores detalhes sobre o método de Newton-Raphson para o cálculo de sistemas de equações não lineares pode ser obtido com Carnahan [9].

3. CÁLCULO DO TRANSIENTE

Para o cálculo do transiente, ou seja, resolução das equações matriciais 4.1 e 4.2, são necessárias basicamente a subrotina COEF e as subrotinas de integração das equações diferenciais (RUNGE e HAMING). Na figura C.4. apresenta-se um esquema geral da subrotina RUNGE. A utilização desta subrotina é realizada em etapas, sendo que em cada etapa são resolvidas determinadas equações, as quais foram apresentadas na seção 4.3. Note-se que em cada intervalo de tempo as subrotinas RUNGE e COEF são acionadas quatro vezes. O esquema desta subrotina é auto-explicativo e maiores informações podem ser obtidas com Carnahan [9].

Na figura C.5. apresenta-se um esquema da subrotina Haming. Esta subrotina também é utilizada em etapas, sendo que existem duas etapas básicas, a previsão e a correção. A previsão é realizada na primeira vez em que a subrotina HAMING é acionada em cada novo intervalo de tempo. Após a seção de previsão são realizadas as correções, em um número máximo de dez iterações, até ser satisfeito o critério de convergência desejado. Adotou-se o seguinte critério de convergência para a correção:

$$|y_{j,i+1,k+1} - y_{j,i+1,k}| = \delta_j < \epsilon_c, \text{ onde } j=1,2,\dots,n_t \quad (C.1)$$

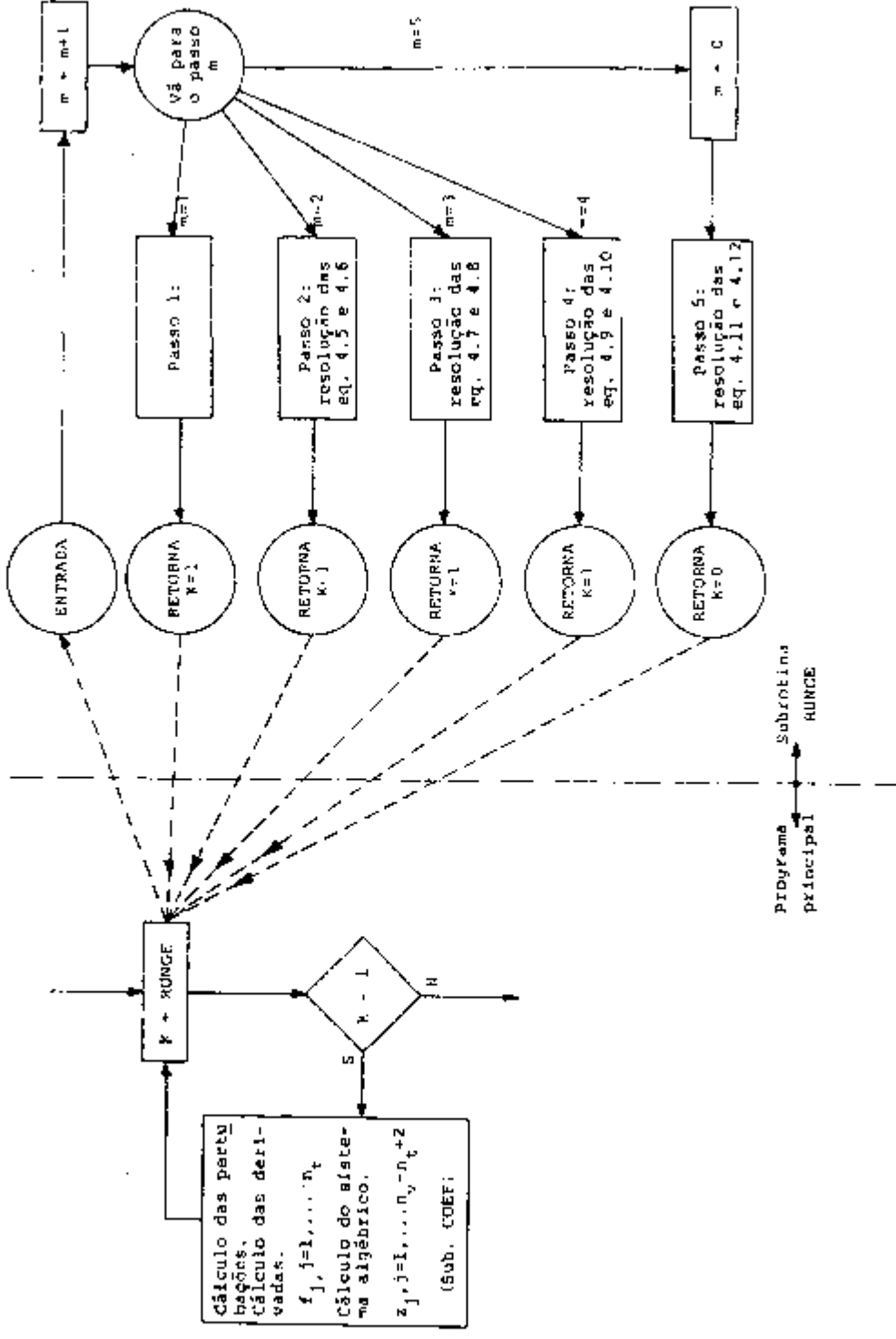


Figura C.4 : Esquema simplificado da subrotina RUNGE.

onde o índice j refere-se à variável, o índice i refere-se ao tempo e o índice k à iteração da correção. Terminada a correção verifica-se a possibilidade de aumento do intervalo de tempo (Δt). Porém, para que ocorra um aumento do intervalo de tempo, as seguintes condições devem ser satisfeitas:

1. intervalo de tempo antigo menor do que 0,1 segundos pois, o processo de resolução das equações se torna instável com incrementos de tempo maiores do que 0,2 segundos e um novo intervalo de tempo é sempre igual ao dobro do anterior;
2. ter sido necessário menos do que três iterações na correção;
3. como a seção de previsão necessita das variáveis nos últimos três passos de integração, não pode ter ocorrido nenhum aumento do intervalo de tempo nos três últimos passos de integração, pois se isto acontecer não existirão os valores das variáveis e de suas derivadas nos tempos $t-4\Delta t$ e $t-6\Delta t$; observa-se que para a mudança do incremento de tempo, na qual o novo intervalo é igual ao dobro do anterior, devem estar armazenadas as variáveis e suas derivadas nos últimos seis passos de integração; dessa forma os antigos y_{i-6} e f_{i-6} em um aumento do incremento de tempo tornam-se y_{i-3} e f_{i-3} , os antigos y_{i-4} e f_{i-4} tornam-se y_{i-2} e f_{i-2} e finalmente os antigos y_{i-2} e f_{i-2} tornam-se y_{i-1} e f_{i-1} .

Note-se que o aumento do intervalo de tempo implica em uma mudança dos critérios de convergência para a iteração da correção e para a resolução do sistema algébrico, da seguinte forma :

$$\epsilon_c = \epsilon_{GS} = \Delta t^7 \quad (C.2)$$

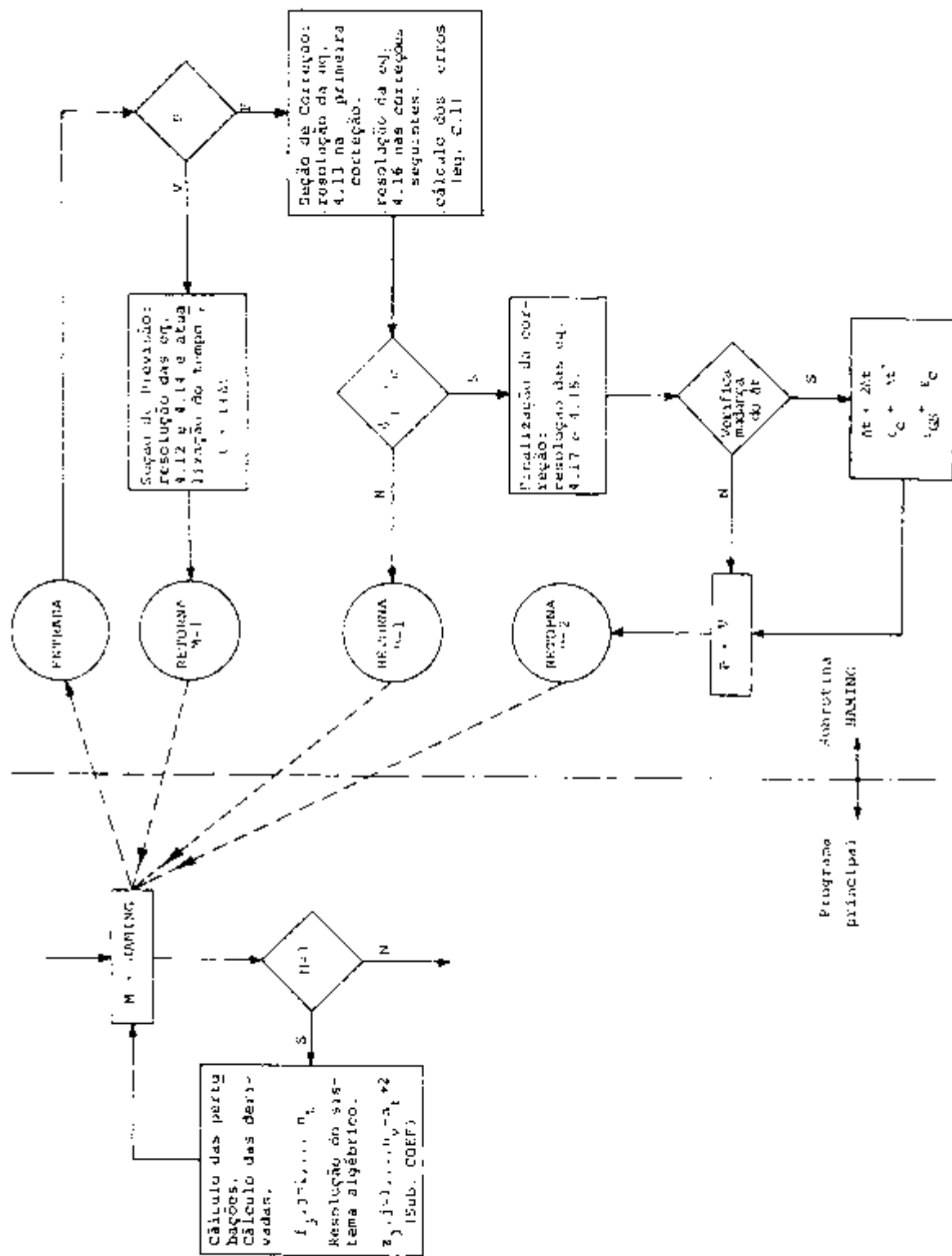


Figura C.5 : Esquema simplificado da subrotina HAMMING.

Adotou-se Δt^7 porque o erro de discretização do método predictor-corretor de Haming em cada passo de integração é Δt^5 , dessa forma os erros resultantes do cálculo do sistema algébrico e da iteração da correção não introduzirão desvios adicionais, minimizando, dessa forma, os problemas de instabilidade mencionados na seção 5.2. Verifica-se que em cada intervalo de tempo as subrotinas HAVING e COEF são acionadas em um mínimo de duas e um máximo de onze vezes, dependendo do número de iterações necessárias na correção. Maiores detalhes sobre este método numérico podem ser obtidos com Acton [1] e com Carnahan [9].

A figura C.6. apresenta um esquema da subrotina COEF. Quando esta subrotina é acionada os valores das variáveis diferenciais já estão atualizados por uma das duas subrotinas de integração (RUNGE ou HAVING), porém não acontece o mesmo com as variáveis algébricas. Para o cálculo das derivadas e dos coeficientes de transferência de calor são necessárias as variáveis algébricas, que se constituem basicamente nas vazões do lado do circuito secundário (ver tabela 4.1). Dessa forma deve-se proceder a atualização das variáveis algébricas para o prosseguimento do transiente. Verificou-se que o cálculo dos coeficientes de transferência de calor com as variáveis algébricas desatualizadas não implica em perda de precisão. Assim, primeiramente são calculadas as propriedades da água, as perturbações e os coeficientes de transferência de calor. Posteriormente entra-se em um processo iterativo que se constitui na resolução do sistema algébrico (correspondente à equação matricial 4.2) pelo método de Gauss-Siedel. Esse processo iterativo termina quando é atingido o critério de convergência desejado. Devido à presença de variáveis de natureza significativamente diferentes no sistema algébrico (vazões e derivadas do título mássico e da temperatura de saturação) utilizou-se como critério de convergência o seguinte:

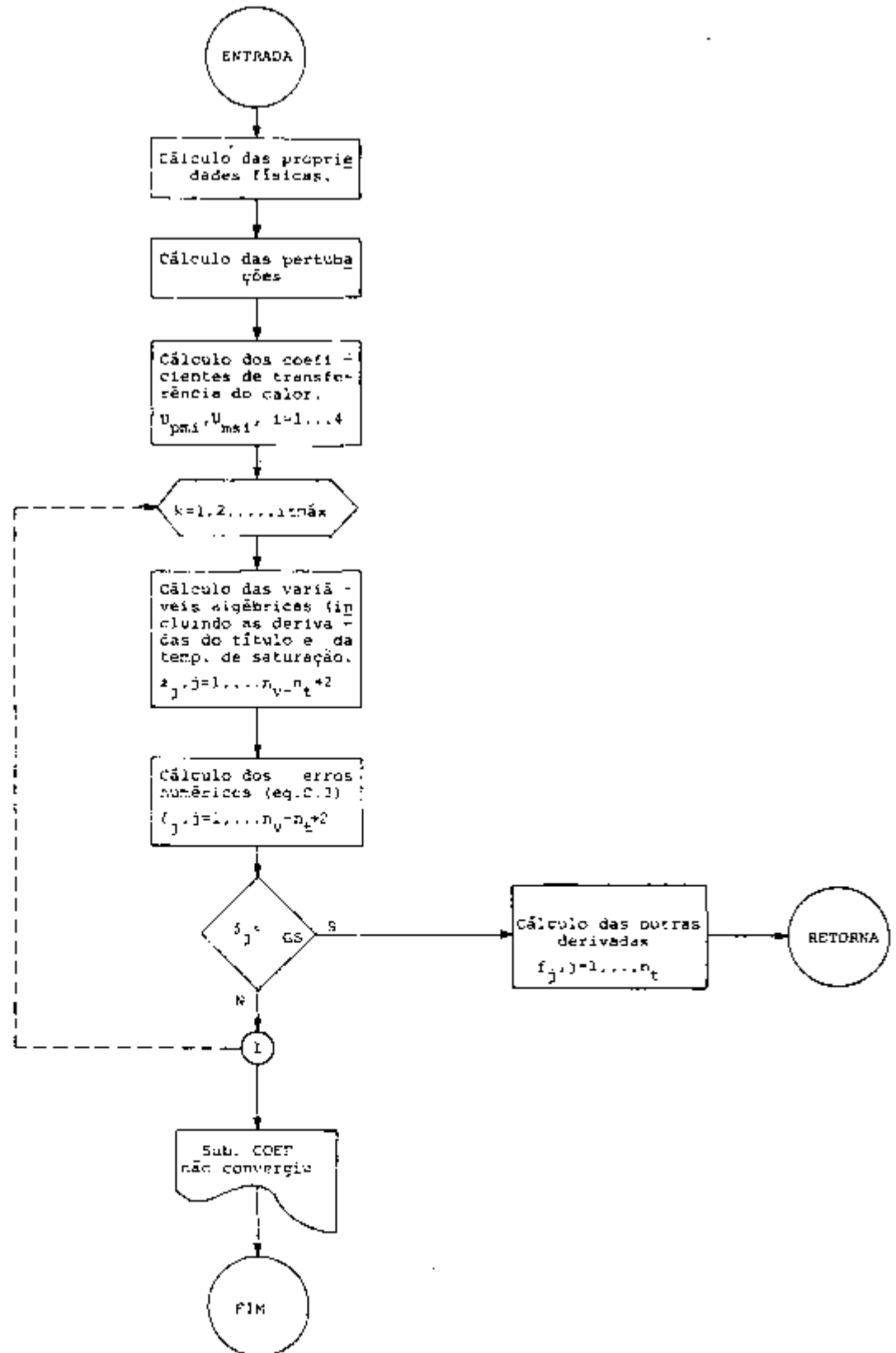


Figura C.6 : Esquema simplificado da subrotina COEF.

. vazões

$$\left| \frac{z_{j,k+1} - z_{j,k}}{z_{j,k+1}} \right| = \delta_j < \epsilon_{GS} \quad (C.3)$$

. derivadas do título mássico e da temperatura de saturação

$$\left| f_{k+1} - f_k \right| = \delta_j < \epsilon_{GS} \quad (C.4)$$

onde, o índice refere-se à variável podendo variar de 1 até $n_v - n_t + 2$ e o índice k refere-se à iteração do método de Gauss-Siedel.

Após a resolução do sistema algébrico tem-se todos os parâmetros necessários ao cálculo das outras derivadas. Observa-se que o cálculo do sistema algébrico e das derivadas das variáveis diferenciais se constitui na resolução de todas as equações mencionadas na tabela 4.1.

APÊNDICE D

RESPOSTAS DOS TRANSIENTES SIMULADOS

Neste apêndice apresenta-se os transientes mencionados na tabela 5.1. e que não foram apresentados no capítulo 5. As respostas dinâmicas dos diversos transientes, apresentados neste apêndice, foram obtidos com o modelo 4. Na tabela D.1. estão identificados os transientes e as figuras onde se encontram as respostas de cada caso.

Tabela D.1 - Sumário dos transientes apresentados no apêndice D.

Número do transiente (referente à tabela 5.1)	Tipo de Transiente	Pertubação	Figura
3	Transiente de aumento de potência de 70% para 100% da condição nominal na forma de degrau.	Coefficiente da válvula de vapor. Temperatura de entrada do fluido primário.	D.1
5	Transiente de fechamento da válvula de vapor na forma de degrau de 100% aberta para 70% aberta.	Coefficiente da válvula de vapor.	D.2
7	Transiente de redução da temperatura de entrada do fluido primário na forma de degrau.	Temperatura de entrada do fluido primário.	D.3

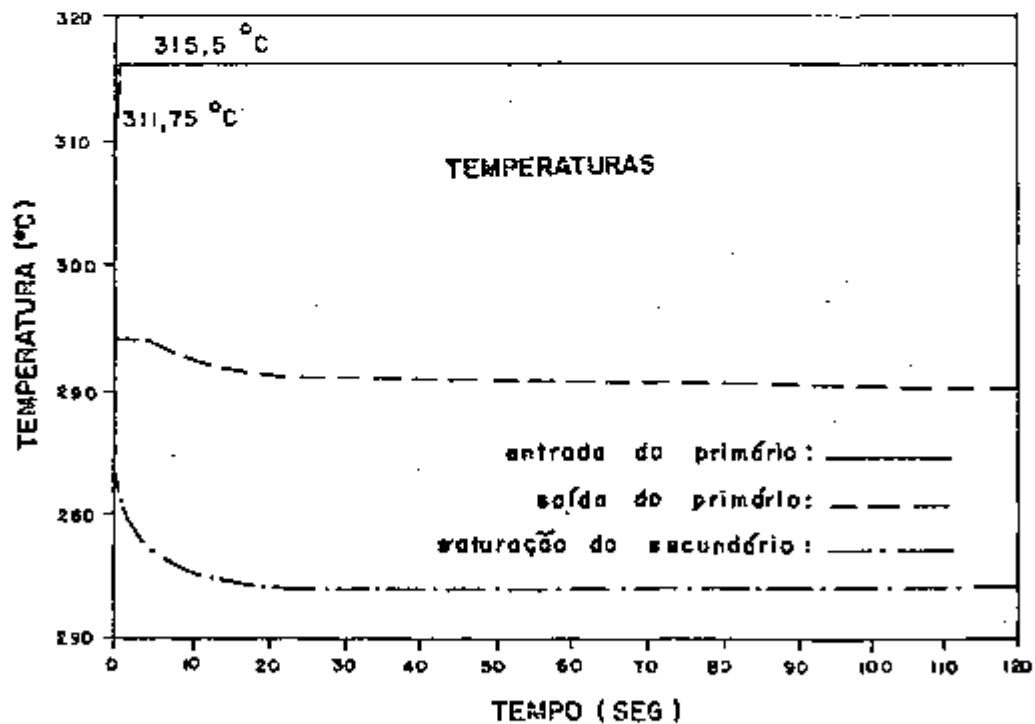
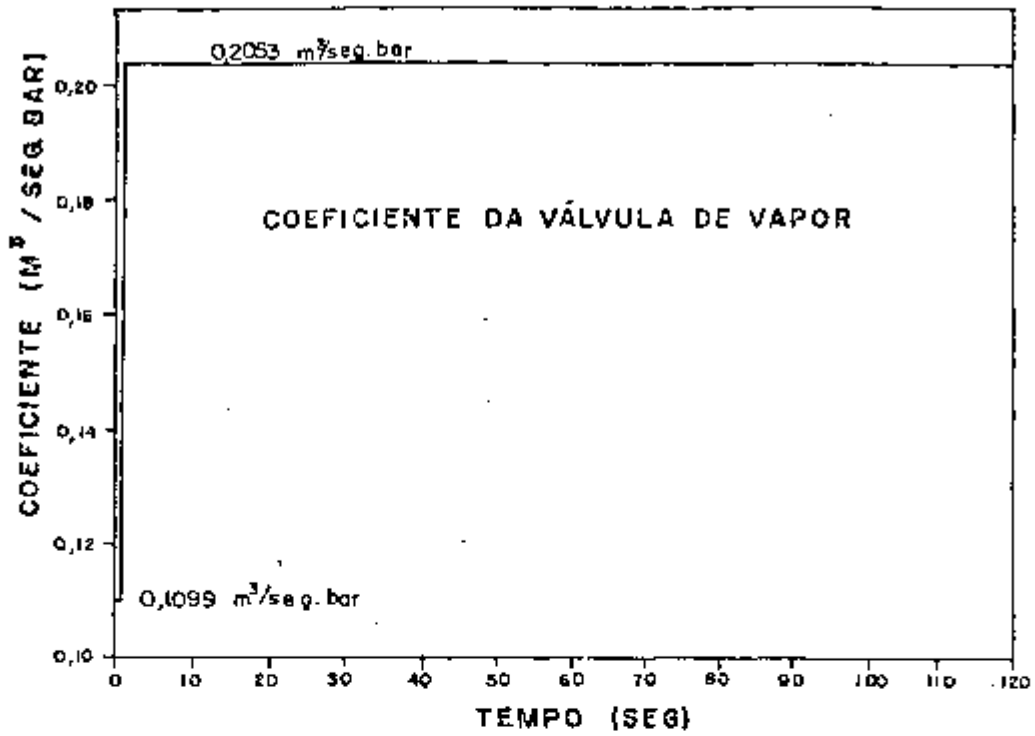


Figura D.1 : Respostas da simulação do transiente de aumento de potência de 70% para 100% na forma de degrau, utilizando o modelo 4 (transiente número 3).

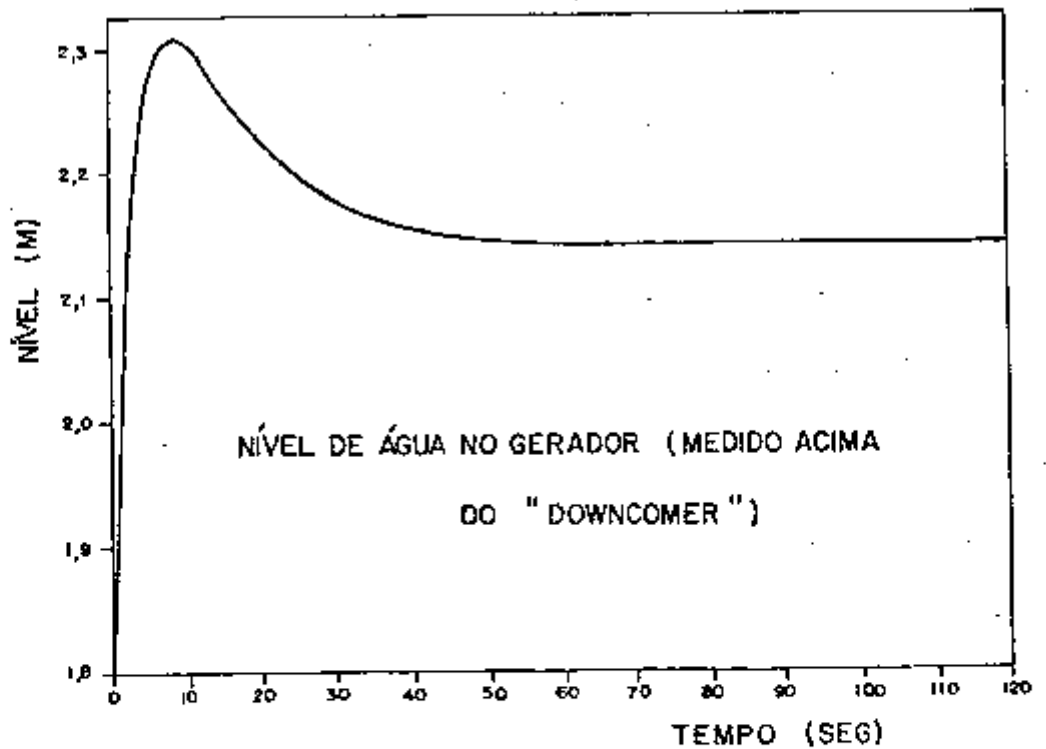
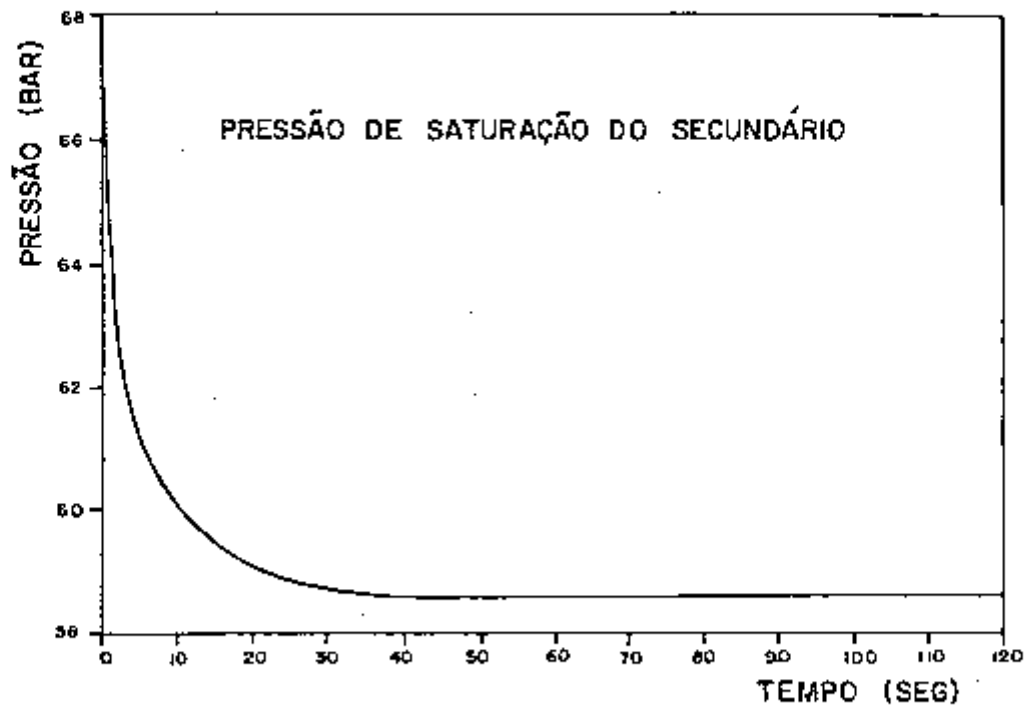


Figura D.1 : (Continuação).

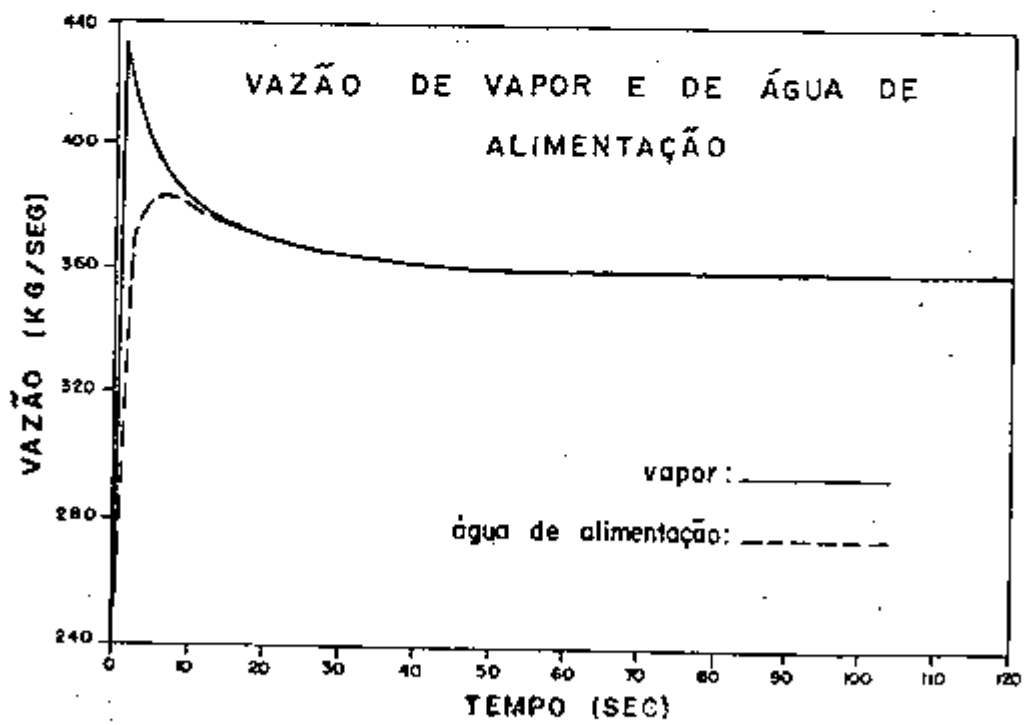
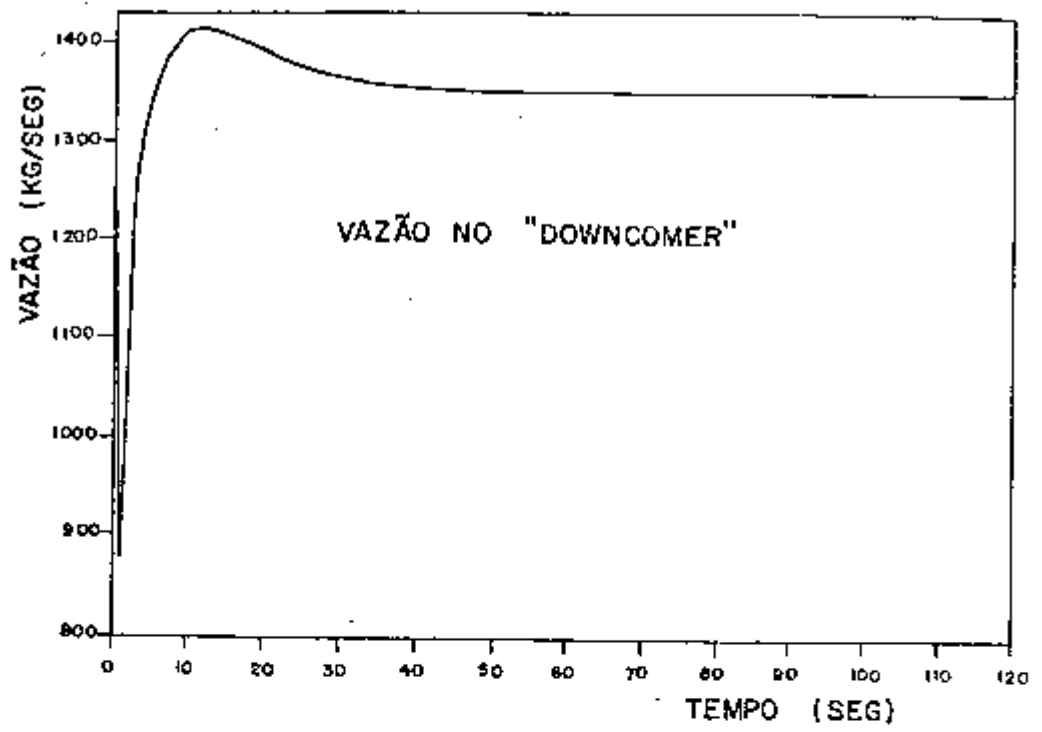


Figura D.1 : (Continuação).

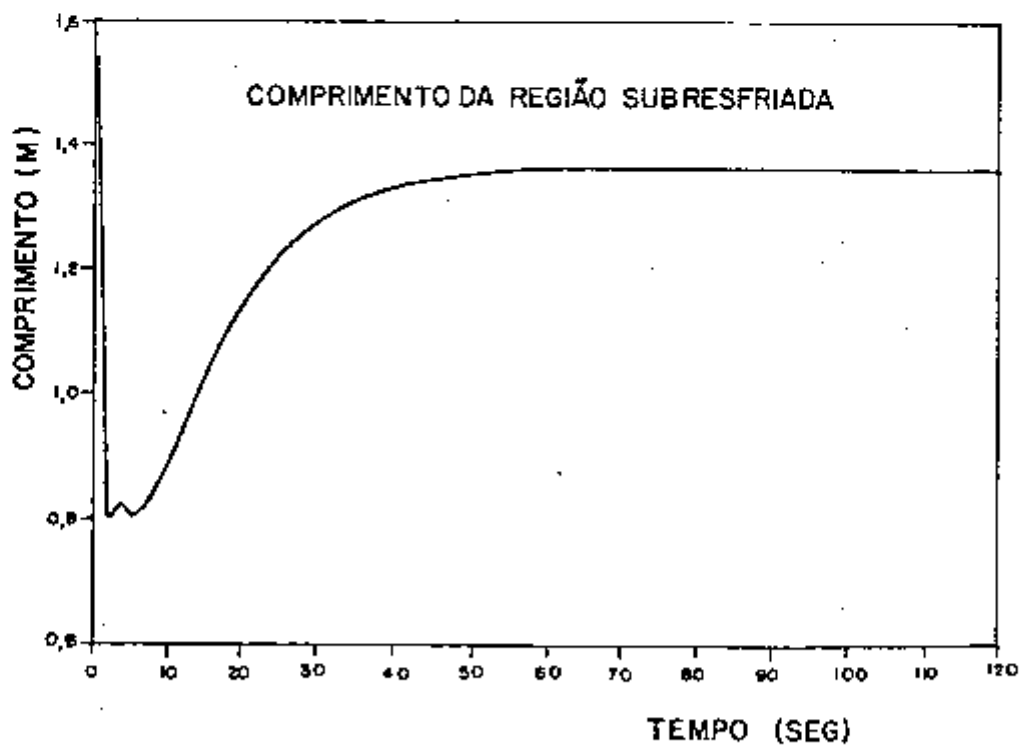
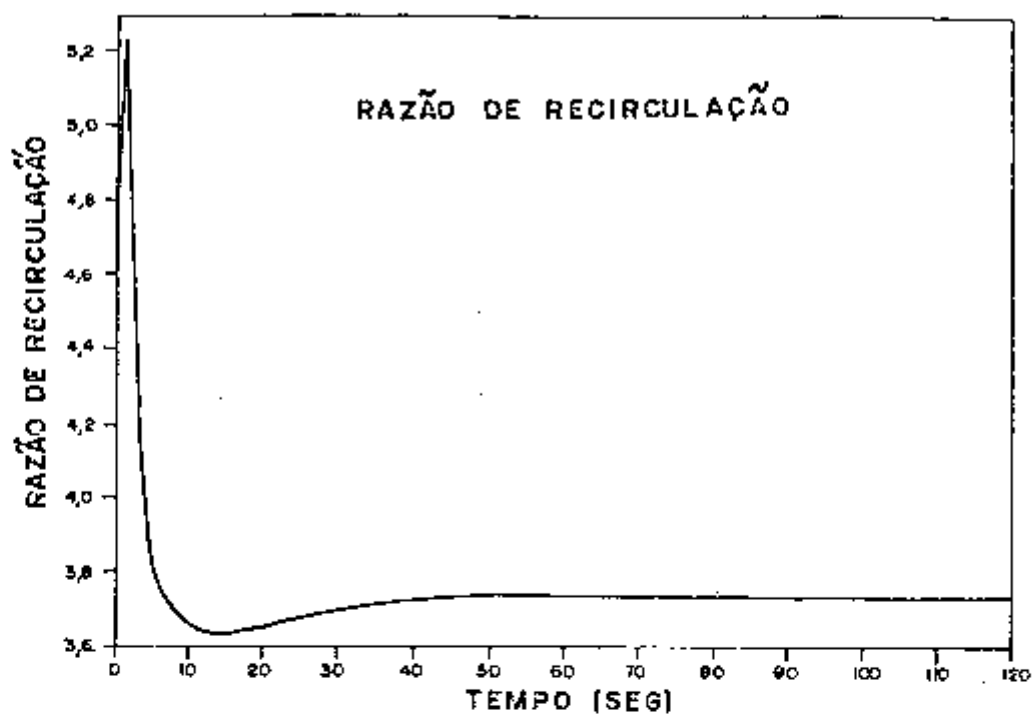


Figura D.1 : (Continuação).

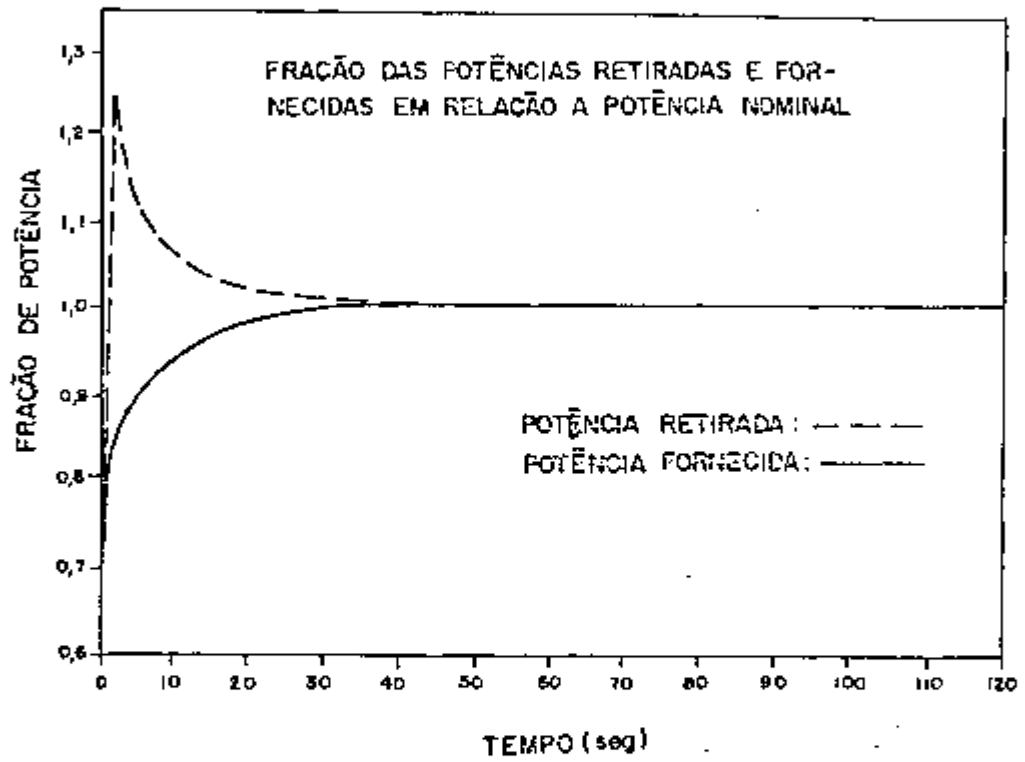


Figura D.1 : (Continuação).

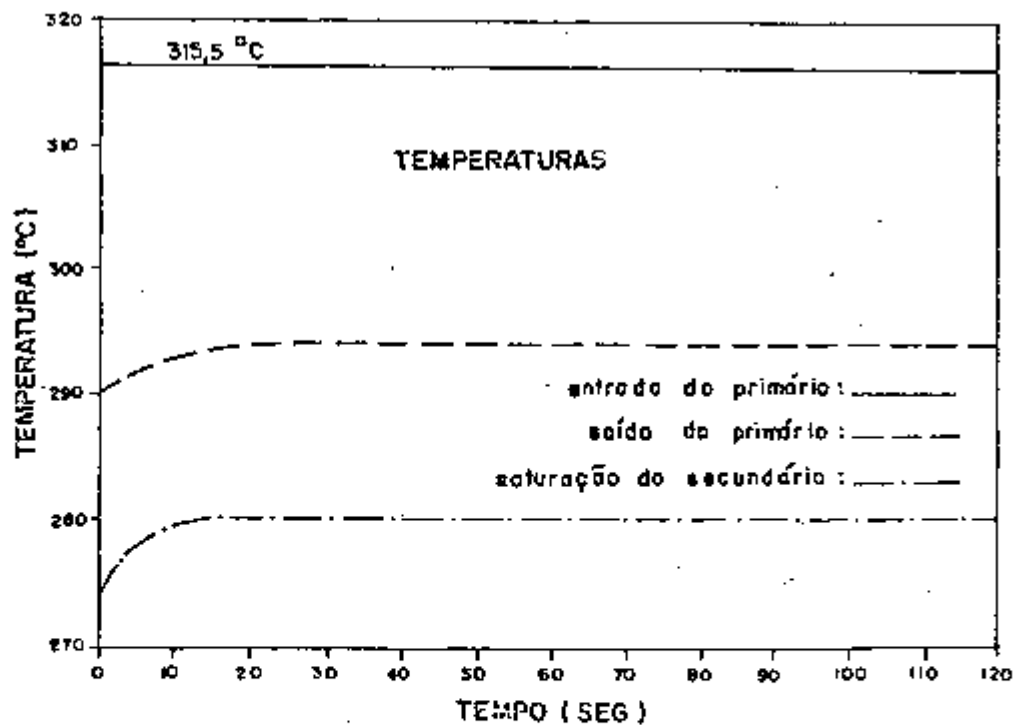
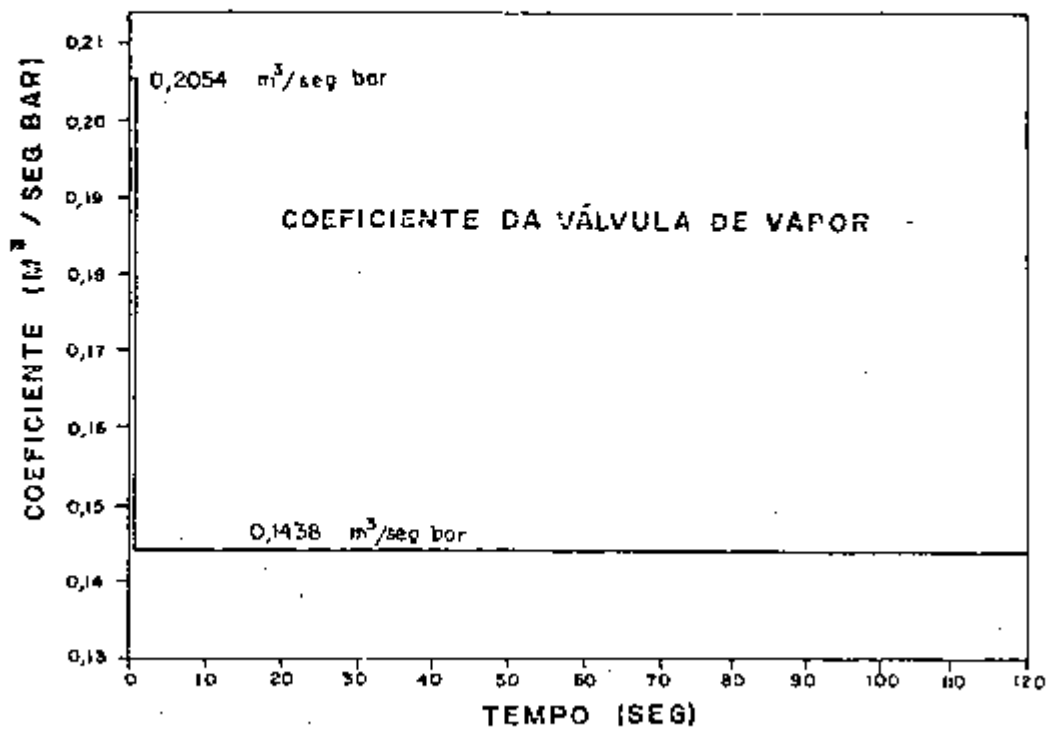


Figura D.2 : Respostas da simulação do transiente de fechamento da válvula de vapor na forma de degrau de 100% aberta para 70% aberta, utilizando o modelo 4 (transiente número 5).

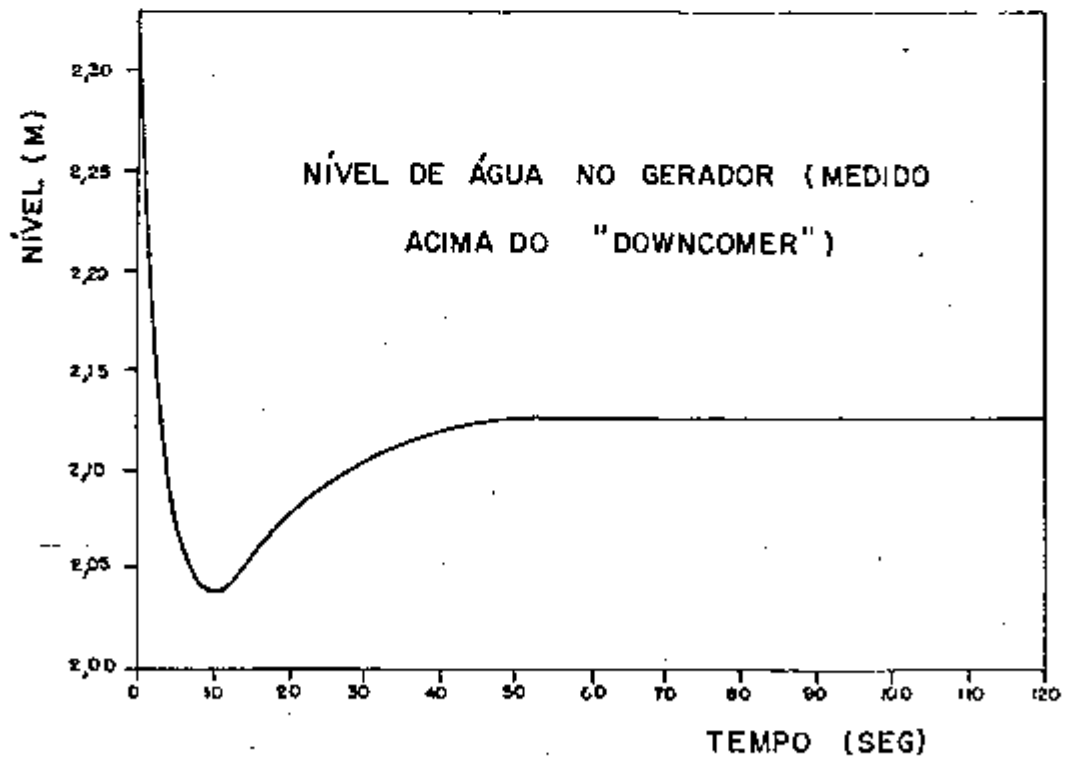
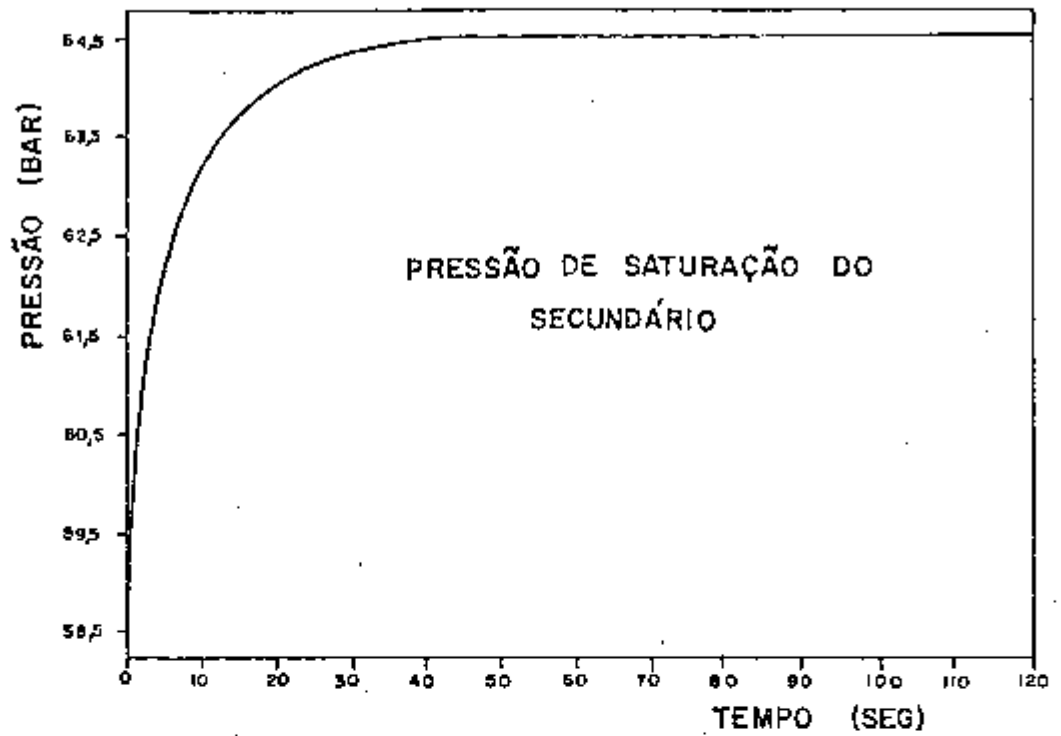


Figura D.2 : (Continuação).

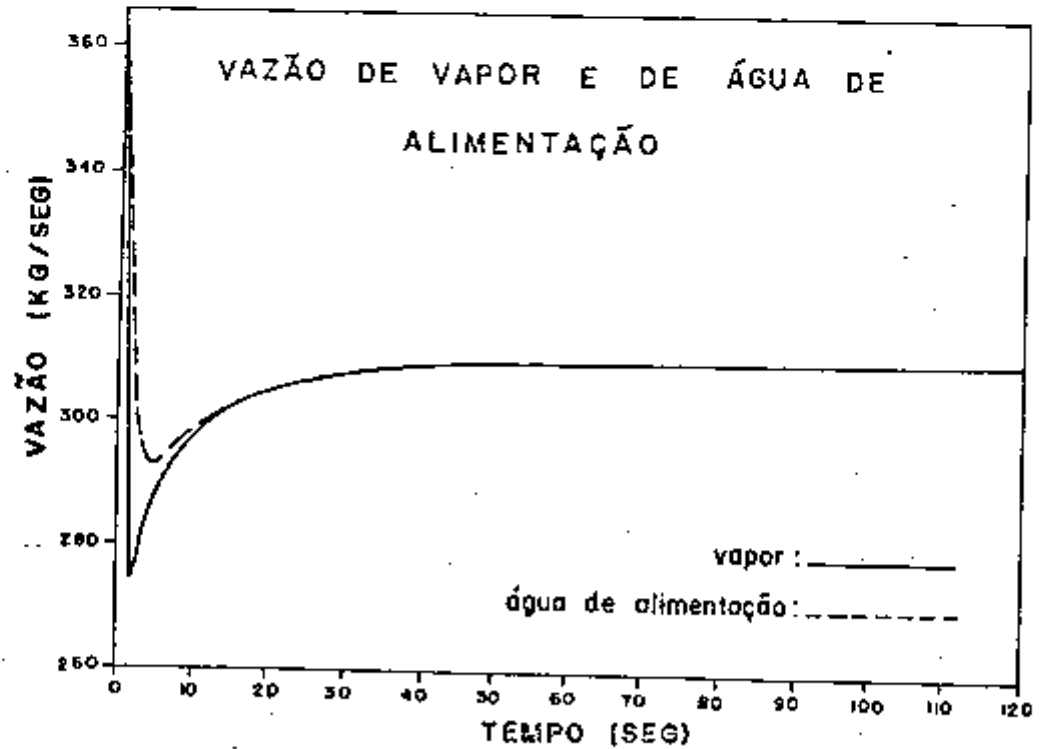
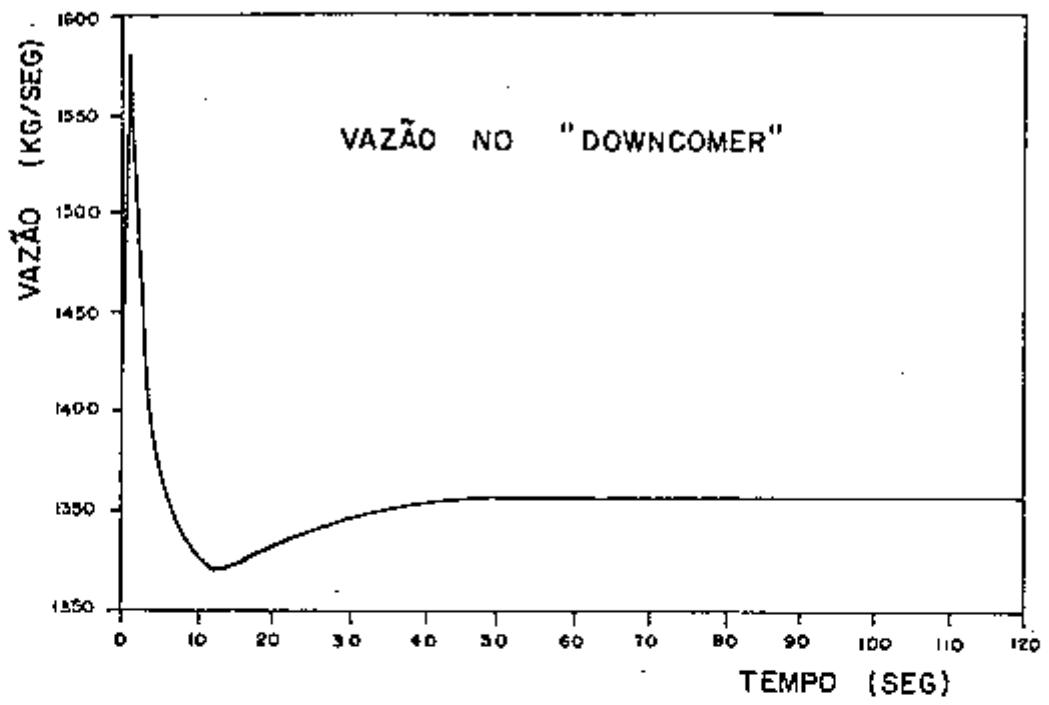


Figura D.2 : (Continuação).

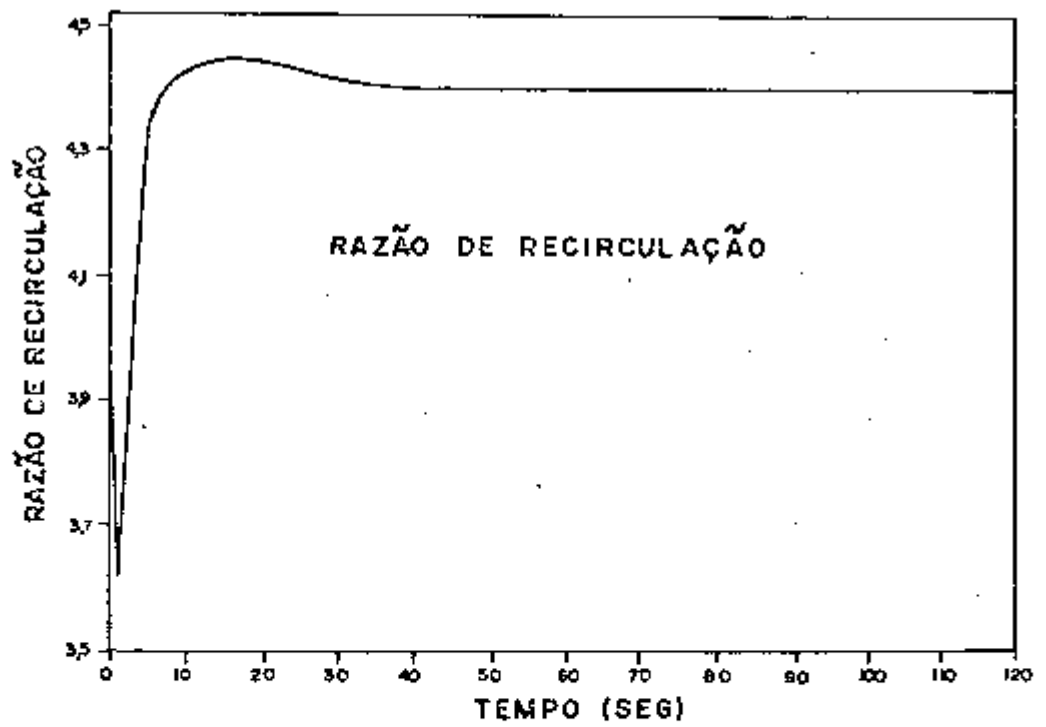
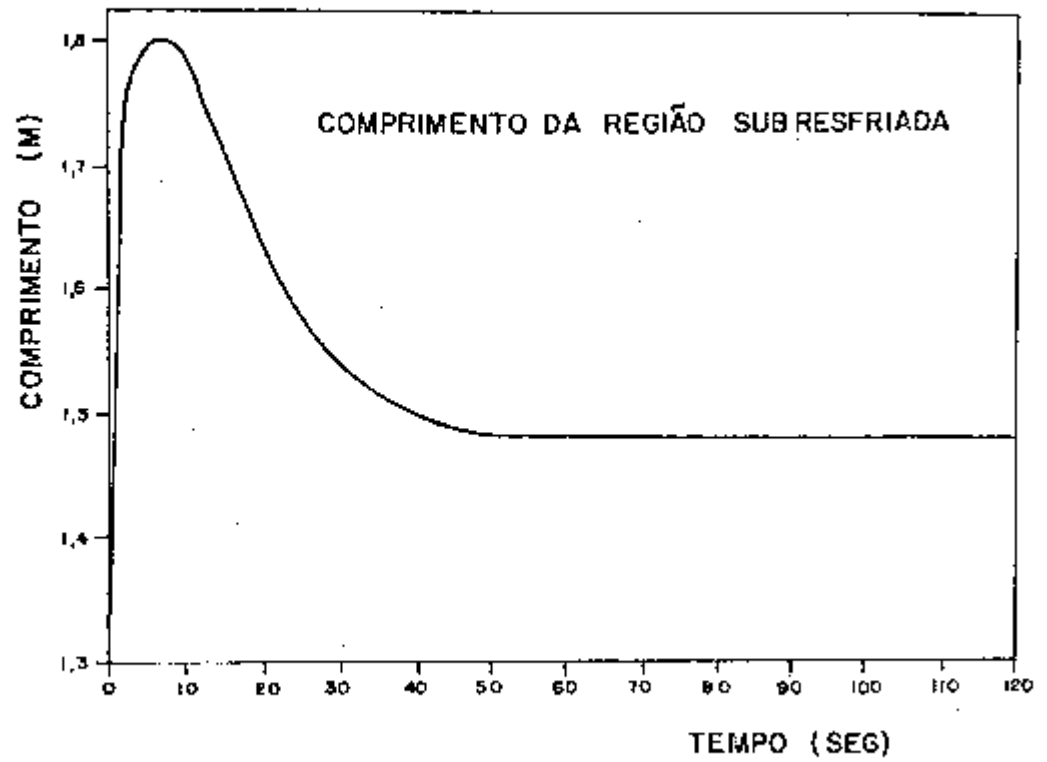


Figura D.2 : (Continuação).

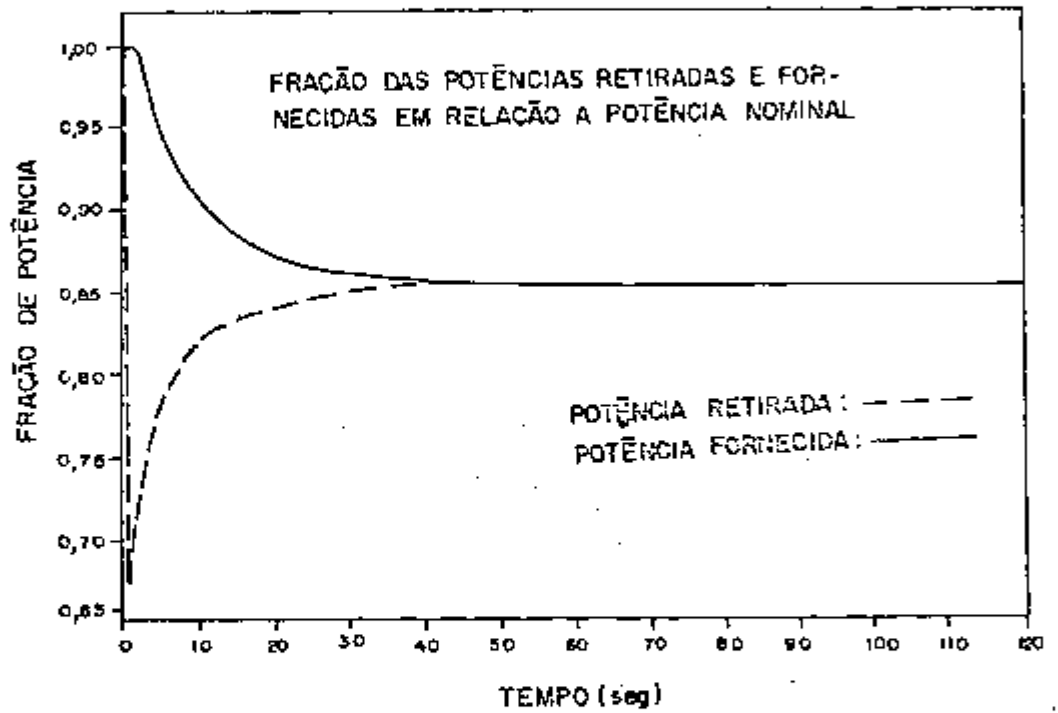


Figura D.2 : (Continuação).

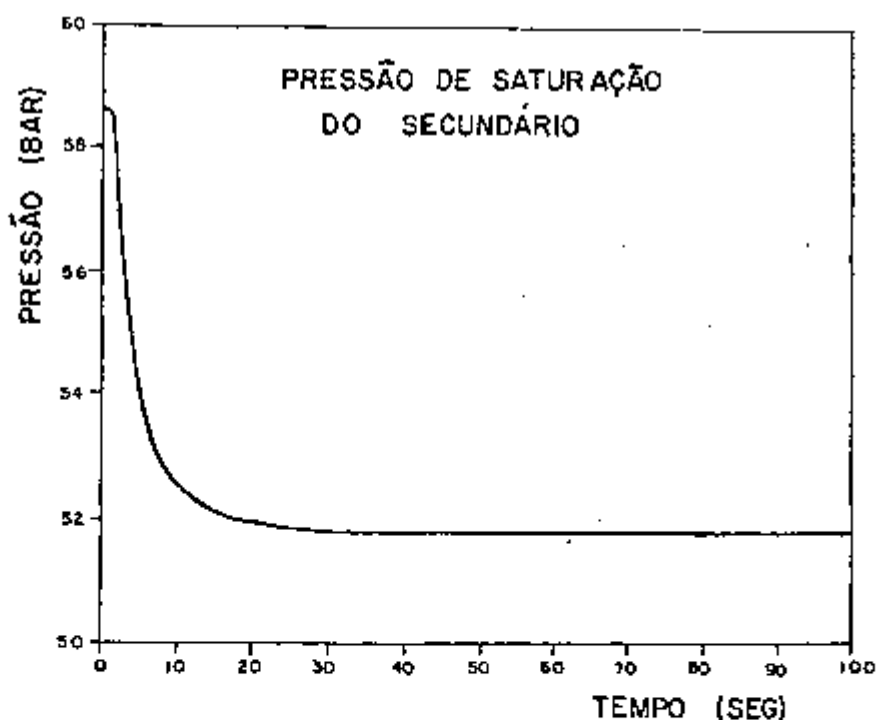
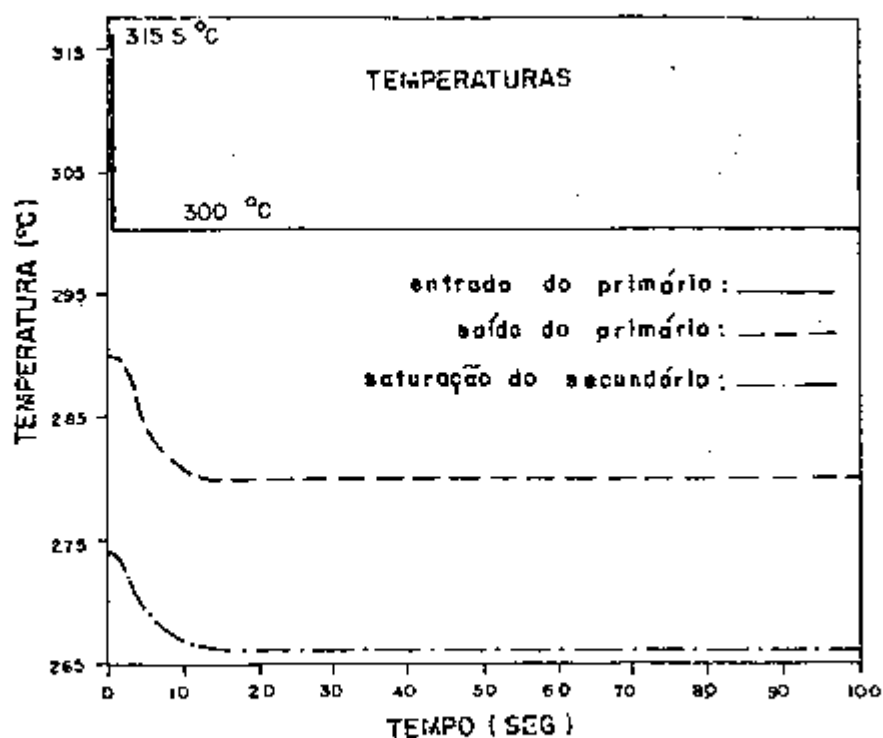


Figura D.3 : Respostas da simulação do transiente de redução da temperatura de entrada do fluido primário na forma de degrau, com o modelo 4 (transiente número 7).

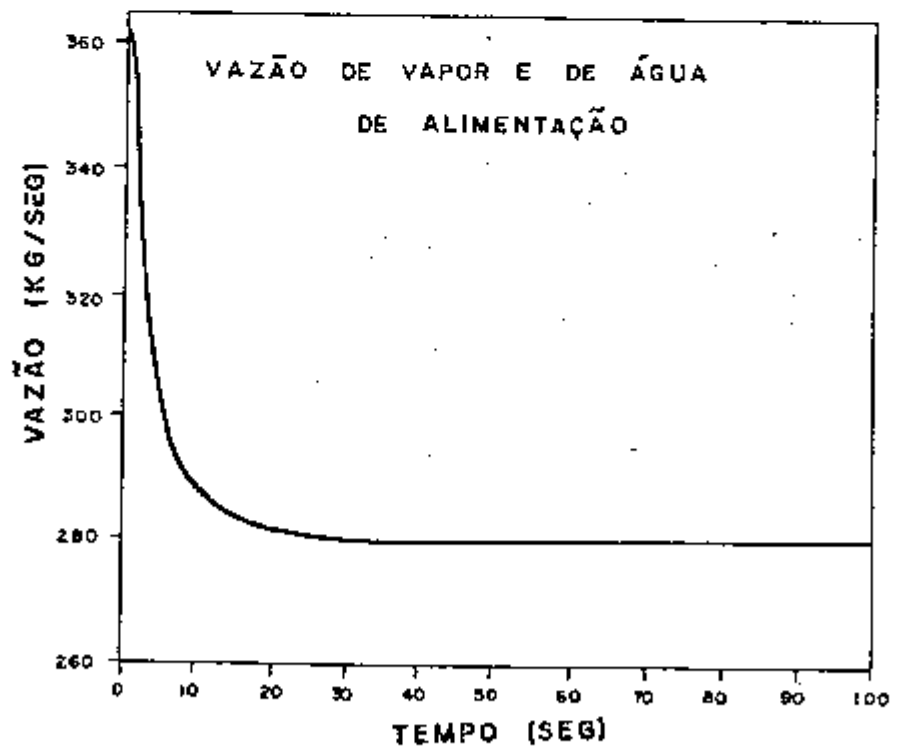
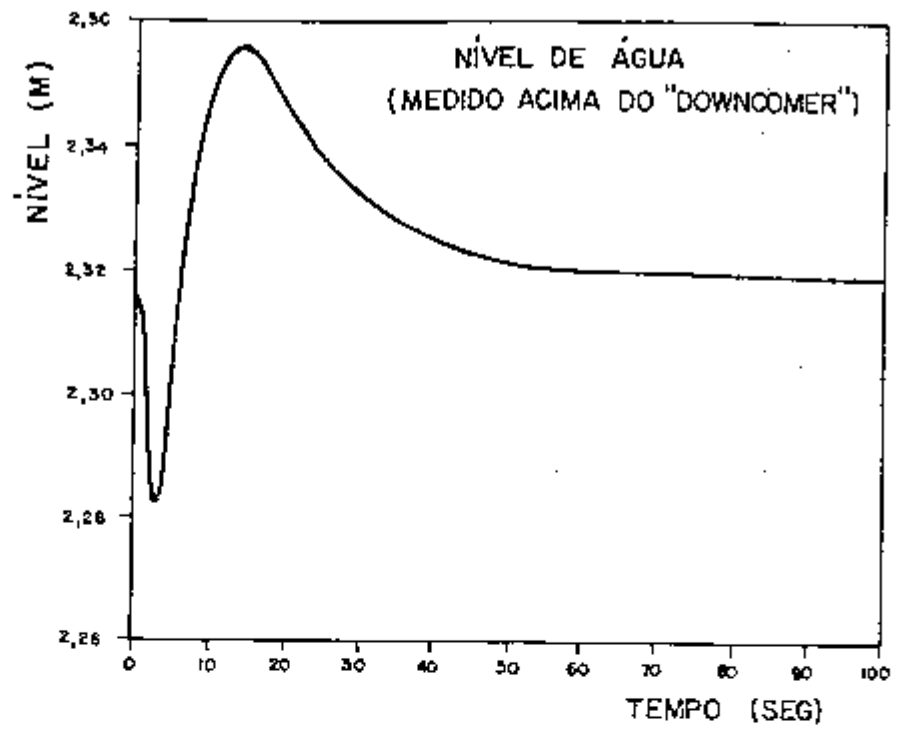


Figura D.3 : (Continuação).

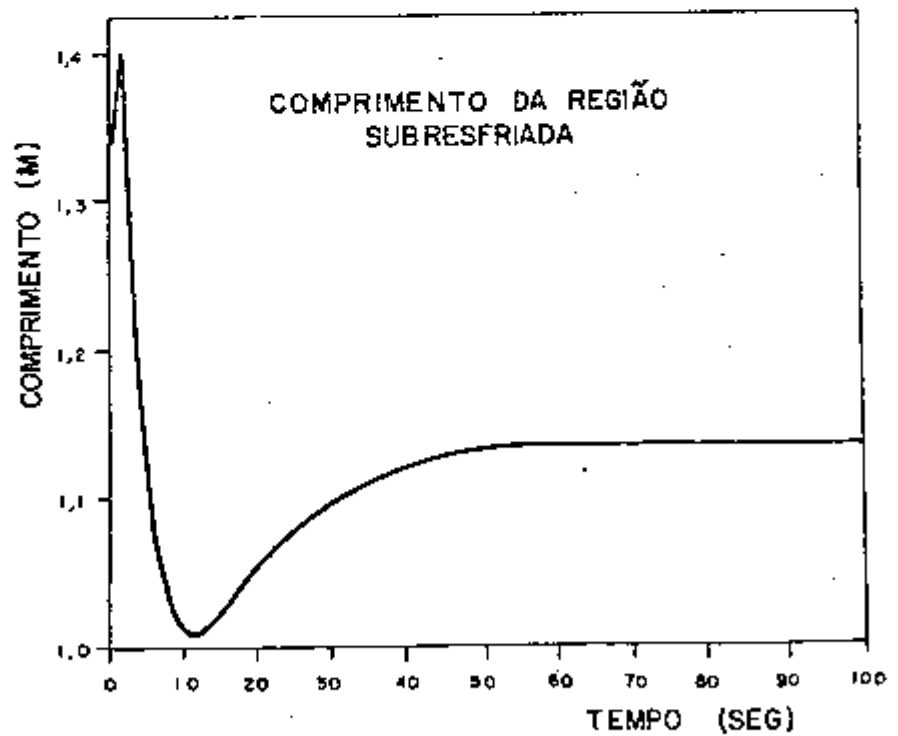
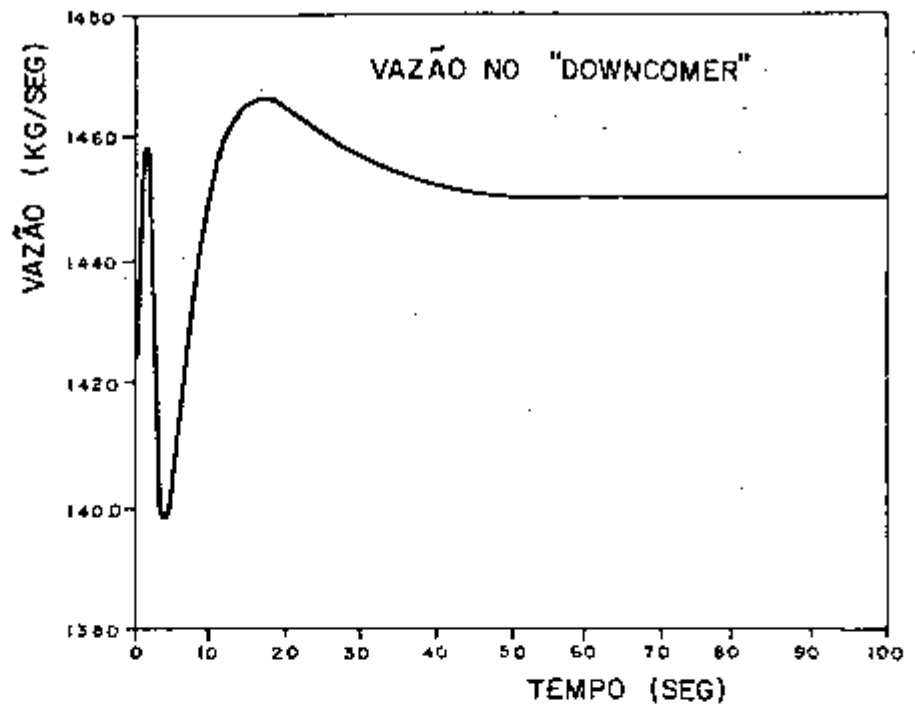


Figura D.3 : (Continuação).

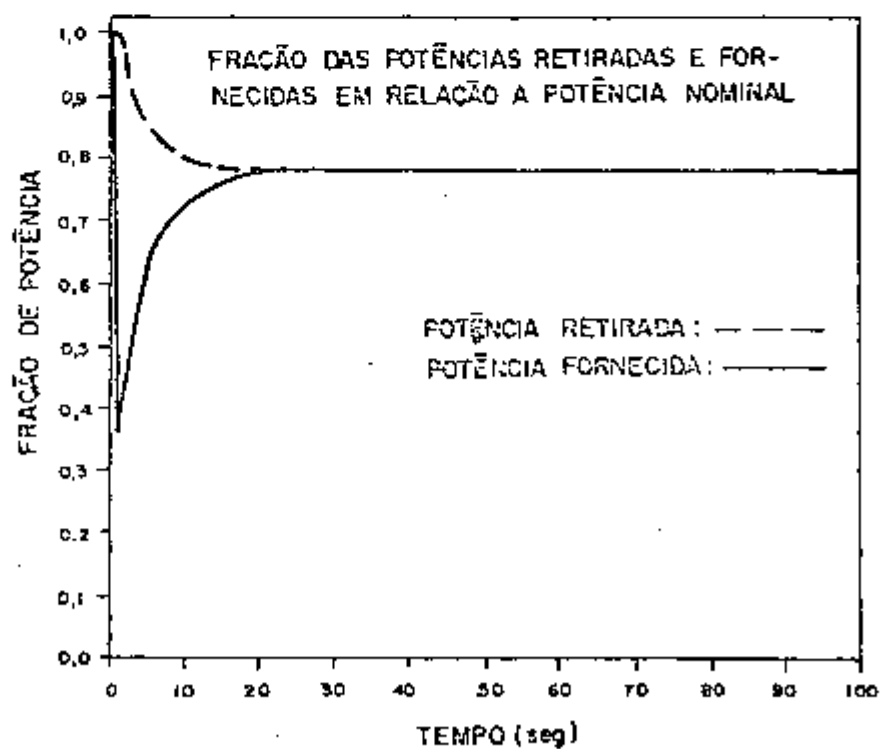
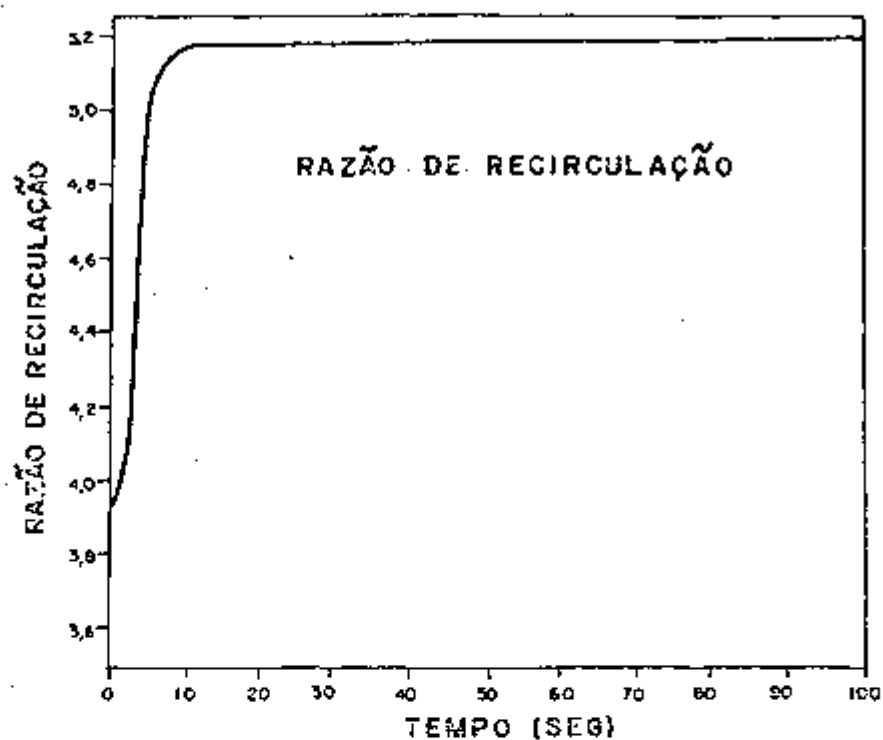


Figura D.3 : (Continuação).

APÊNDICE E

DADOS DE ENTRADA PARA O PROGRAMA COMPUTACIONAL

Os dados de entrada necessários aos diversos modelos diferem um pouco, principalmente nos aspectos de propriedades físicas e de algumas peculiaridades nos dados geométricos. Este fato será claramente observado na lista dos dados de entrada que vem a seguir.

1. DADOS DE CONTROLE DA PROGRAMAÇÃO:

Os dados presentes nesta seção são os necessários para controlar os métodos numéricos, sendo iguais para todos os modelos:

1. número de incógnitas no estado estacionário (n);
2. número de incógnitas do sistema de equações diferenciais (n_d);
3. número total de incógnitas, algébricas e diferenciais (n_v);
4. número máximo de iterações internas e externas permitido para o cálculo do estado estacionário ($it_{m\acute{a}x}$);
5. número de intervalos de tempo entre os quais são impressas as variáveis desejadas ($iprint$);
6. controle da saída em gráfico, ou do valor total das variáveis ou da variação em relação ao valor da variável no estado estacionário ($ivar$);

 $ivar = 0$ - impressão dos valores absolutos das variáveis;
 $ivar = 1$ - impressão da diferença entre o valor instantâneo da variável e o valor no estado estacionário inicial;
7. critério de convergência para as iterações interna e externa do estado estacionário (ϵ_1);

8. mínimo pivot permitido na eliminação de Gauss para o cálculo do sistema de equações linearizadas; na obtenção do estado estacionário (ϵ_2);
9. critério de convergência para a resolução do sistema de equações algébricas durante o transiente pelo método de Gauss-Siedel (ϵ_{GS});
10. critério de convergência para a correção do método previsor-corretor de Haming (ϵ_c);
11. critério para a parada da integração por variação mínima da potência entre o tempo t e o tempo $t + \Delta t$ (ϵ_f);
12. tempo máximo do transiente ($t_{m\acute{a}x}$);
13. incremento de tempo (Δt); no caso de ser usado o método de Haming este incremento fornecido é o inicial, que sofrerá aumentos sucessivos durante a integração;
14. controle da escolha do método de integração (i_{mn});

$$i_{mn} = 3 - \text{utilização do método previsor-corretor,}$$

$$i_{mn} > \frac{t_{m\acute{a}x}}{\Delta t} - \text{utilização do método de Runge-Kutta.}$$

2. DADOS GEOMÉTRICOS:

Quando os detalhes de projeto de um gerador de vapor são conhecidos, o trabalho de calcular comprimentos, áreas e volumes necessários à simulação se torna um trabalho simples. Contudo, à medida que detalhes de projeto de geradores de vapor nucleares são frequentemente considerados como informação confidencial, o cálculo dos dados geométricos necessários se torna complicado. Na maior parte das vezes, a única informação disponível é a apresentada nos relatórios de análise de segurança, portanto o bom senso e princípios de proporcionalidades devem ser usados para a obtenção desses dados.

Os seguintes dados são comuns a todos os modelos:

1. comprimento do "downcomer" (L_d);
2. comprimento médio da metade dos tubos em U, considerando-os completamente retos (L_{st});

3. comprimento dos separadores (L_r);
4. área total de escoamento do fluido secundário na região dos tubos (A_{st});
5. área transversal do volume de água da câmara superior (A_a);
6. área transversal de escoamento no "downcomer" (A_d);
7. volume total ocupado pelos separadores (V_r);
8. volume do pleno superior subtraído o volume dos separadores (V_{cs});
9. diâmetro interno dos tubos em U (d_{int});
10. espessura da parede dos tubos (e);
11. número total de tubos (n_{tubo}).

Os seguintes dados pertencem somente a alguns modelos em particular :

12. volume das câmaras inferiores de entrada e saída do fluido primário (V_{pe} e V_{ps}), necessário ao modelo 4;
13. massa de água nos plenos inferiores de entrada e saída do fluido primário (M_{pe} e M_{ps}), necessário aos modelos 1, 2 e 3;
14. diâmetro hidráulico na região de transferência de calor do secundário (D_{st}), necessário aos modelos 2, 3 e 4.
15. diâmetro hidráulico do "downcomer" (D_d), necessário aos modelos 3 e 4;
16. área de escoamento na entrada das pás dos separadores (A_{sp}), necessário aos modelos 3 e 4;
17. ângulo de saída das pás dos separadores (β), necessário aos modelos 3 e 4;
18. ângulo de abertura das pás dos separadores (ψ), necessário aos modelos 3 e 4;
19. passo do arranjo do feixe de tubos (S), necessário aos modelos 2, 3 e 4.

20. controle do tipo de arranjo dos tubos (i_{ar}), necessário aos modelos 2, 3 e 4;

$i_{ar} = 0$ - para arranjos quadrados,

$i_{ar} = 1$ - para arranjos triangulares.

3. PROPRIEDADES FÍSICAS:

Basicamente o modelo 4 não necessita de nenhuma informação a respeito de propriedades físicas, com exceção das propriedades do metal dos tubos, que também são necessários aos outros modelos:

1. densidade do metal dos tubos (ρ_m);
2. calor específico do metal (C_m);
3. condutividade térmica do metal (K_m).

As seguintes propriedades são necessárias aos modelos 1, 2 e 3:

4. densidade média do fluido primário (ρ_I);
5. densidade média da água subresfriada do secundário (ρ_{sub});
6. calor específico médio do fluido primário (C_p);
7. calor específico médio da água subresfriada do secundário (C_{sub}).

As seguintes propriedades são necessárias somente aos modelos 2 e 3:

8. condutividade térmica média do fluido primário (K_p);
9. condutividade térmica média da água subresfriada do secundária (K_{sub});
10. viscosidade dinâmica da água saturada (μ_f);
11. viscosidade dinâmica do vapor saturado (μ_g);

As seguintes propriedades são necessárias somente ao modelo 3:

12. viscosidade dinâmica média do fluido primário (μ_p);
13. viscosidade dinâmica média da água do secundário (μ_s).

4. CARACTERÍSTICAS TERMODINÂMICAS DO GERADOR DE VAPOR:

Os dados englobados neste item são aqueles necessários para descrever potência térmica, vazões e níveis de temperatura:

1. temperatura de saturação do secundário na condição de potência nominal (T_{sat});
2. temperatura de entrada do fluido na condição de potência nominal (T_{pent});
3. temperatura da água de alimentação do secundário (T_F);
4. vazão mássica do fluido primário (W_p);
5. fator de incrustação na superfície interna dos tubos (F_{sint}), necessário aos modelos 2, 3 e 4;
6. fator de incrustação do lado do circuito secundário ($F_{s ext}$), necessário aos modelos 2, 3 e 4;
7. potência inicial desejada, fornecida como uma fração de potência nominal;
8. potência final desejada; este dado é fornecido quando se deseja uma verificação dos valores finais; apresenta-se também como uma fração da potência nominal;
9. coeficientes de transferência de calor entre o fluido primário e o metal e entre o metal e o fluido secundário (U_{pmi} e U_{msi} , onde $i = 1, 2, 3, 4$), necessário ao modelo 1.

5. OUTROS DADOS:

Nesta seção são apresentados os dados de entrada que não se encaixam em nenhuma das categorias mencionadas anteriormente:

1. valor inicial das variáveis do estado estacionário para dar início ao processo iterativo de Newton-Raphson. As variáveis necessárias para o cálculo do estado estacionário são as seguintes:
 - . temperaturas nos volumes 1, 2, 3 e 4 do primário,
 - . temperaturas nos blocos 1, 2, 3 e 4 dos tubos de metal,
 - . título mássico na saída da região dos tubos,
 - . vazão mássica de fluido secundário no gerador;
 - . comprimento da região subresfriada;
 - . temperatura do volume de água da câmara superior;
2. tempo de resposta da vazão de alimentação (τ_c);
3. aceleração da gravidade (g);
4. coeficiente global de perda de carga (Cd). Este valor é utilizado para o cálculo do estado estacionário em todos os modelos. Nos modelos 3 e 4 (que apresentam a equação de quantidade de movimento na sua forma completa), após o cálculo da perda de pressão total no estado estacionário, calcula-se o perfil de perda de pressão no gerador de vapor e a partir deste instante os diversos coeficientes de perda de carga passam a ser calculados durante o transiente;
5. coeficientes de perda de carga (Cd_i) ao longo do gerador de vapor, fornecidos como uma porcentagem do coeficiente total - necessários ao modelo 2;
6. nível de água do gerador no estado estacionário, medido acima do "downcomer" (L_a);
7. controles dos níveis de temperaturas que determinam os fluxos de calor para o volume subresfriado do secundário. Estes dados representam os parâmetros β_1 e β_4 introduzido nas equações 3.48 e 3.58. Aconselha-se adotar $\beta_1 = 0$ e $\beta_4 = 1$;
8. matriz de controle das condições de contorno. Nesta matriz estão presentes os tempos inicial e final das per

turbações e os coeficientes dos polinômios que descrevem as 5 condições de contorno;

9. controle da escolha da correlação usada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada (i_{pelic}) - necessário aos modelos 2, 3 e 4;

- $i_{pelic} = 0$ - correlação de Chen,
- $i_{pelic} = 1$ - correlação de Thom.