

ESTUDO COMPARATIVO DE MODELOS DE
FRAÇÃO DE VAZIO

RONALDO CÉLEM BORGES
ROBERTO LONGO FREITAS

Divisão de Termodinâmica e Termo-Hidráulica
Departamento de Tecnologia de Reatores
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares-CNEN/SP

R E S U M O

Este estudo seleciona da literatura modelos para o cálculo da fração de vazio em ebulição subresfriada e saturada para escoamento vertical ascendente em convecção forçada de água.

[Para se conhecer a distribuição axial de fração de vazio, é necessário determinar o ponto de geração franca de vapor e a distribuição de temperatura do fluido na região de ebulição levemente subresfriada.] O ponto de geração franca de vapor é caracterizado pelo início marcante da formação de vapor junto a parede do tubo aquecido, mesmo com o seio do fluido ainda na condição subresfriada. Por outro lado, a distribuição de temperatura do fluido na região de ebulição levemente subresfriada caracteriza a transferência de calor sensível e latente da parede aquecida do tubo para o fluido, até que o mesmo atinja a temperatura de saturação.

Os resultados obtidos com os modelos selecionados de fração de vazio mostraram-se satisfatórios em relação aos resultados experimentais, abrangendo a faixa de pressão de 1 a 150 bar.

1. INTRODUÇÃO

Na tecnologia dos reatores nucleares refrigerados à água, a presença de um escoamento bifásico dentro do núcleo do reator atua diretamente na segurança inerente do mesmo através do coeficiente de reatividade do moderador, assim como no processo de transferência de calor e na perda de pressão. Particularmente nos reatores nucleares à água leve pressurizada, não é esperado ocorrer ebulição na saída do núcleo em condições normais de operação. Todavia, é previsto existir ebulição subresfriada dentro do núcleo podendo atingir até a ebulição saturada na região do canal quente. Em condições acidentais, a ebulição do refrigerante torna-se presente em praticamente todo o núcleo do reator.

O presente trabalho destina-se a selecionar modelos para o cálculo da fração de vazio em ebulição subresfriada e saturada para escoamento vertical ascendente em convecção forçada de água e compará-los com resultados experimentais, abrangendo uma ampla faixa de pressão.

2. DESENVOLVIMENTO DA FORMAÇÃO DA FRAÇÃO DE VAZIO

O perfil axial da fração de vazio em um canal vertical aquecido depende, entre outros fatores, da distribuição de temperatura do fluido dentro do canal. Experimentalmente, verifica-se que a ebulição subresfriada do líquido origina um escoamento bifásico onde o vapor e o líquido subresfriado coexistem no canal, indicando a presença de desequilíbrio térmico entre as fases.

Conforme esquematizado na figura 1, o processo de ebulição do líquido em convecção forçada pode ser dividido em três regiões principais:

- i - a região de ebulição altamente subresfriada onde a formação de vazio ocorre junto a parede do canal aquecido, com forte coalescência de bolhas de vapor;
- ii - a região de ebulição levemente subresfriada onde há o desprendimento das bolhas de vapor da parede do canal aquecido, com um crescente aumento da população de bolhas de vapor; e
- iii - a região de ebulição saturada onde o líquido já se

encontra nas condições de saturação.

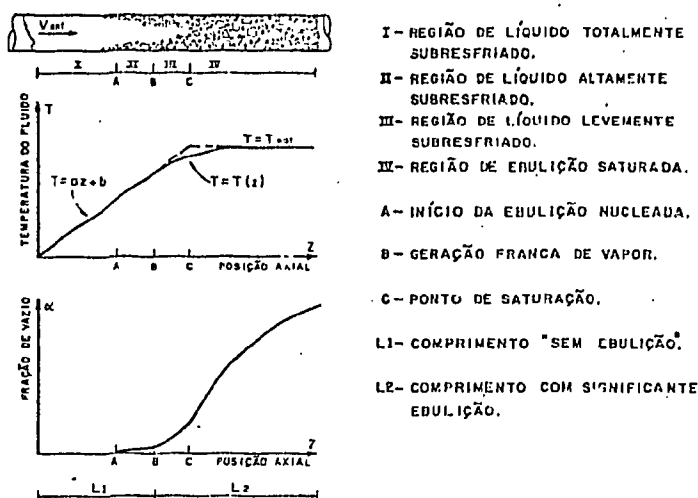


Fig. 1- Representação Esquemática da Distribuição de Temperatura e da Fração de Vazio em um Cono Aquecido.

Verifica-se que até o ponto onde ocorre a formação das primeiras bolhas de vapor, ponto A da figura 1, todo calor cedido ao fluido é na forma de calor sensível, servindo apenas para elevar a temperatura do mesmo.

Do ponto A até o ponto B, mais e mais bolhas de vapor são formadas junto a parede aquecida e como o líquido ainda está altamente subresfriado elas coalescem na própria superfície da parede. Nesta região, o calor que está sendo entregue ao fluido é usado não somente como calor sensível mas também como calor latente de vaporização.

O ponto B é denominado de ponto de geração franca de vapor (GFV) e é caracterizado como o ponto onde as primeiras bolhas de vapor deixam a parede aquecida. Deste ponto em diante, a geração de vapor dentro do líquido é significativa apesar de não existir equilíbrio termodinâmico entre as fases. Este processo continua até que seja alcançado o ponto onde todo o líquido atinja a temperatura de saturação (ponto C). Neste caso todo o calor cedido ao fluido é absorvido pelo mesmo na forma de calor latente de vaporização.

Na análise do escoamento bifásico, além das dificuldades encontradas para determinar as regiões citadas anteriormente, existe a

dificuldade em se avaliar a evolução das configurações do escoamento bem como suas respectivas transições.

3. MODELOS CONSIDERADOS

3.1. Modelos de cálculo do ponto de geração franca de vapor

O ponto GFV representa a transição entre as regiões fortemente subresfriada e levemente subresfriada ou seja, este ponto praticamente define a transição entre os regimes monofásico e bifásico. Visando simplificar a análise, o comprimento aquecido total do canal pode ser dividido, como indicado na figura 1, em duas partes:

- i - comprimento "sem ebulição", envolvendo as regiões de líquido totalmente subresfriado e de ebulição altamente subresfriada; e
- ii - comprimento com significativa ebulição, envolvendo as regiões de ebulição levemente subresfriada e saturada.

Ressalta-se que a grande maioria dos modelos de GFV apresentam sua aplicabilidade restrita às condições operacionais em que foram correlacionados [1], conforme apresentado resumidamente na tabela 1. Além disso, geralmente, estes modelos consideram apenas as condições hidrodinâmicas que permitem uma bolha formar-se e desprender-se da parede do canal aquecido.

Autor	Faixa Operacional			Observações
	Pressão (bar)	Fluxo de Massa (kg/sm ²)	Fluxo de Calor (kW/m ²)	
Bowring [2]	11-138	547-1140	50-1600	O ponto de GFV é caracterizado pelo desprendimento das bolhas da parede, desloçando-se através do líquido do subresfriado até se condensar.
Levy [3]	4,19-139	405-1210	243-1912	O ponto de GFV é calculado a partir de um balanço de forças sobre uma bolha, desprezando-se o efeito da gravidade.
Ahmad [4]	> 3,1	343-2767	369-786	O ponto de GFV é calculado a partir de um coeficiente de transferência de calor baseado no subresfriamento do líquido.
Saha-Zuber [5]	descrição no texto			

Tabela 1 - Faixa operacional para diferentes modelos sobre o ponto de geração franca de vapor.

Entretanto, Dix [6] observou que o critério de despreendimento de uma bolha não é suficiente para determinar o ponto GFV.

Saha-Zuber [5] analisaram um grande número de resultados experimentais sobre o ponto GFV e confirmaram que as condições hidrodinâmicas não são suficientes para representar este ponto, devendo-se também levar em conta as condições térmicas. O ponto GFV é portanto, determinado pelas taxas de vaporização e condensação junto a parede as quais são, respectivamente, funções do fluxo de calor e do subresfriamento do líquido. Os mecanismos preponderantes na determinação do ponto GFV dependem do fluxo de massa, ou seja:

i) para baixos fluxos de massa, o fenômeno é termicamente controlado (difusão de calor) sendo governado pelo número de Nusselt,

$$Nu = \frac{\dot{\psi} D_h}{k_\ell (T_{sat} - T_{GFV})} \quad (1)$$

onde $\dot{\psi}$ é o fluxo de calor na parede, D_h é o diâmetro hidráulico, k_ℓ é a condutividade térmica do líquido, T_{sat} é a temperatura de saturação do fluido e T_{GFV} é a temperatura do líquido no ponto GFV;

ii) para elevados fluxos de massa, o fenômeno é hidrodinamicamente controlado (forças hidrodinâmicas, transporte convectivo de calor) sendo governado pelo número de Stanton,

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\dot{\psi}}{G C_{p\ell} (T_{sat} - T_{GFV})} \quad (2)$$

onde Re é o número de Reynolds, Pr é o número de Prandtl, G é o fluxo de massa e $C_{p\ell}$ é o calor específico do líquido.

Saha-Zuber representaram os resultados experimentais de vários autores para o ponto GFV segundo um sistema de coordenadas $St-Pe$, onde Pe é o número de Péclet definido como:

$$Pe = \frac{Nu}{St} = \frac{D_h G C_{p\ell}}{k_\ell} \quad (3)$$

A partir do gráfico St-Pe, mostrado na figura 2, os autores verificaram que o número de Stanton permanece constante e igual à 0,0065 quando o fenômeno é hidrodinamicamente controlado; e que o número de Nusselt permanece constante e igual à 455 quando o fenômeno é termicamente controlado.

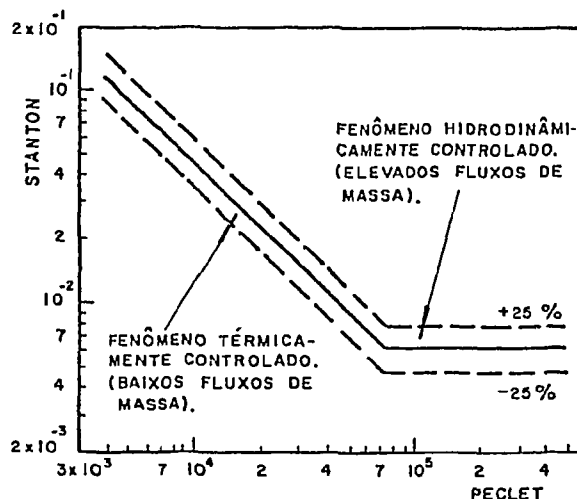


Fig.2 - Ponto de Geração Franca de Vapor (Modelo de Saha-Zuber)

Assim, o modelo de Saha-Zuber para determinar o ponto GFV é apresentado na tabela 2, onde x_{GFV} é o título no ponto GFV, ρ_l é a massa volumétrica do líquido, h_{lg} é o calor latente de vaporização, a é a difusividade térmica e V_{ent} é a velocidade do líquido na entrada do canal.

Mecanismo Dominante	Pe	Correlações
térmico	≤ 70000	$Nu = 455$ $x_{GFV} = -0,0022 \frac{\varphi}{\rho_l h_{lg}} \cdot \frac{D_h}{a}$
hidrodinâmico	> 70000	$St = 0,0065$ $x_{GFV} = -154 \frac{\varphi}{\rho_l h_{lg}} \frac{1}{V_{ent}}$

Tabela 2 - Modelo de Saha-Zuber para o ponto de geração franca de vapor.

3.2. Modelos de cálculo da distribuição de temperatura do fluido na região de ebulição levemente subresfriada.

A distribuição de temperatura do fluido na região de ebulição levemente subresfriada deixa de apresentar um comportamento linear devido ao fato do calor cedido ao fluido ser absorvido não só na forma de calor sensível, para elevar a temperatura do líquido, mas também na forma de calor latente, que é usado para vaporizar o líquido.

Zuber, Staub, Bijwaard [7] estudaram este fenômeno a partir de um balanço de energia relacionando a fração de vazio com a temperatura do fluido ao longo do canal aquecido e verificaram a impossibilidade de obter a fração de vazio sem o prévio conhecimento do perfil de temperatura. Diante disso, os autores examinaram analiticamente o problema e concluíram que as funções tangente hiperbólica e exponencial descrevem satisfatoriamente o perfil de temperatura desejado. Deste modo:

i - modelo da tangente hiperbólica

$$T(z) = T_{\text{GFV}} + (T_{\text{sat}} - T_{\text{GFV}}) \tanh \left(\frac{z - z_{\text{GFV}}}{\Delta l_{\text{ESR}}} \right) \quad (4)$$

ii - modelo da exponencial

$$T(z) = T_{\text{GFV}} + (T_{\text{sat}} - T_{\text{GFV}}) \exp \left(\frac{z - z_{\text{GFV}}}{\Delta l_{\text{ESR}}} \right) \quad (5)$$

onde $T(z)$ é a temperatura do fluido na posição axial z , z_{GFV} é a posição do ponto GFV e Δl_{ESR} é o comprimento de ebulição subresfriada.

Estes modelos foram também adotados por outros autores [1,8-10] os quais observaram que o modelo da tangente hiperbólica descreve melhor os resultados experimentais do que o modelo exponencial.

3.3. Modelos para o cálculo da fração de vazio

Nas últimas décadas, inumeros trabalhos foram publicados propondo diversos modelos para cálculo da fração de vazio. Estes estudos, teóricos e/ou experimentais, tem contribuído para uma melhor com

precisão do fenômeno embora, em geral, suas aplicações sejam sempre restritas às faixas específicas de operação [1]. A tabela 3 apresenta os modelos de cálculo de fração de vazio considerados neste trabalho, indicando a dependência dos mesmos com relação ao regime de escoamento e a razão de escorregamento; onde α é a fração de vazio, ρ_l é a massa volumétrica do líquido, ρ_g é a massa volumétrica do vapor, S é a razão de escorregamento, J_g é a velocidade superficial da fase vapor, J é a velocidade superficial da mistura, C_0 é o parâmetro de distribuição, \bar{V}_{gj} é a velocidade de deriva ponderada do vapor, g é a aceleração da gravidade, μ_l é viscosidade dinâmica do líquido, σ_l é a tensão superficial do líquido e Fr é o número de Froude.

Autor	Equação	Dependência do modelo com		Observações
		o regime de escoamento	a razão de escorregamento	
Marchaterre-Hoglund [11] (mod. homogêneo)	$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} S}$	não	sim	$S = f\left(\frac{x}{1-x} \frac{\rho_l}{\rho_g}, Fr\right)$; no modelo homogêneo $S=1$
Armand [12, 13]	$\alpha = \frac{(0,833 + 0,167 x) x / \rho_g}{(1-x) / \rho_l + x / \rho_g}$	não	sim	
Smith [12, 13]	$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} S}$	não	sim	$S = 0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{0,4 + x(\rho_l/\rho_g - 0,4)}{0,4 + 0,6 x}}$
Zuber et al [7] (mod. "Drift Flux")	$\alpha = \frac{J_g}{C_0 J + \bar{V}_{gj}}$	sim	não	descrição no texto
Yamazaki-Yamaguchi [14]	$\frac{\alpha}{(1-\alpha)(1-k\alpha)} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x}$	não	sim	$k = \begin{cases} 1 & \text{se } \frac{g(\rho_l - \rho_g) D_h u_l^2}{\sigma_l^2 \rho_l} \geq 2 \times 10^{-6} \\ 0,57 & \text{se } \frac{g(\rho_l - \rho_g) D_h u_l^2}{\sigma_l^2 \rho_l} < 2 \times 10^{-6} \end{cases}$

Tabela 3 - Modelos de fração de vazio.

Zuber, Staub, Bijwaard [7] desenvolveram o modelo "Drift Flux" levando em consideração a presença do movimento relativo das fases em um escoamento bifásico e formularam o problema em termos das velocidades do centro do volume e da velocidade de deriva para representar a concentração volumétrica do vapor.

Sejam as variáveis locais médias no tempo definidas por:

$$j_g = \alpha \cdot V_g \quad (6)$$

$$j_l = (1-\alpha)V_l \quad (7)$$

$$j = j_g + j_l \quad (8)$$

$$V_{gj} \stackrel{\text{def}}{=} V_g - j = (1-\alpha)(V_g - V_l) \quad (9)$$

onde j_g é a densidade de fluxo volumétrica do vapor, V_g é a velocidade local do vapor, j_l é a densidade de fluxo volumétrica do líquido, V_l é a velocidade local do líquido, j é a densidade volumétrica da mistura e V_{gj} é a velocidade de deriva do vapor.

Definindo-se $\langle y \rangle$ como o valor médio de um escalar ou vetor sobre uma seção reta de área A de um canal e também, \bar{y} , o valor médio ponderado, tem-se respectivamente:

$$\langle y \rangle \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{A} \int_A y dA \quad (10)$$

$$\bar{y} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\frac{1}{A} \int_A \alpha y dA}{\frac{1}{A} \int_A \alpha dA} \equiv \frac{\langle \alpha y \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (11)$$

Então,

$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha V_g \rangle = \langle \alpha j \rangle + \langle \alpha V_{gj} \rangle \quad (12)$$

$$\bar{V}_g = \frac{\langle \alpha V_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (13)$$

A expressão geral para a fração de vazio é dada por:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_g \rangle}{C_0 \langle j \rangle + \bar{V}_{gj}} = \frac{J_g}{C_0 J + \bar{V}_{gj}} \quad (14)$$

sendo:

$$C_0 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (15)$$

$$\bar{V}_{gj} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\int \alpha V_{gj}}{\int \alpha} \quad (16)$$

onde o parâmetro de distribuição, C_0 , representa a não uniformidade dos perfis de velocidade e de fração de vazio, e a velocidade de deriva ponderada do vapor, \bar{V}_{gj} , representa o efeito da velocidade relativa entre as fases. A tabela 4 apresenta os valores de C_0 e \bar{V}_{gj} [1,6] considerados neste trabalho, os quais dependem, dentre outros fatores do regime de escoamento.

Regime de escoamento	C_0	\bar{V}_{gj}
turbulento [1]	1,13	$1,18 \left[\frac{\beta \sigma_L (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$
"slug" [1]	1,20	$0,56 \left[\frac{\beta (\rho_L - \rho_g) D_h}{\rho_L} \right]^{1/2}$
anular [1]	1,0	$23 \left[\frac{\mu_L v_{ent}}{\rho_L D_h} \right]^{1/2} \frac{(\rho_L - \rho_g)}{\rho_L}$
homogêneo [1]	1,0	0
bolhas-"slug" [1,6]	$\beta \left[1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right]$ $b = \left(\frac{\rho_g}{\rho_L} \right)^{0,1}$; $\beta = \frac{x}{x + \frac{\rho_g}{\rho_L} (1-x)}$	$2,9 \left[\frac{(\rho_L - \rho_g) \sigma_L \beta}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$

Tabela 4 - Valores do parâmetro de distribuição e da velocidade de deriva ponderada do vapor para vários regimes de escoamento.

4. RESULTADOS OBTIDOS

A partir dos modelos selecionados para determinação do ponto de geração franca de vapor e da distribuição de temperatura do fluido na região levemente subresfriada, foi desenvolvido um programa computacional para calcular a fração de vazio num canal aquecido e compará-la com os resultados experimentais, abrangendo a faixa de pressão de 1 a 150 bar.

Foram executados cerca de 700 casos avaliando aproximadamente 480 resultados experimentais obtidos por Ferrel et al.[15], Marchater

re et al.[16], Foglia et.al.[17] e Egen[18], que são também utilizados em outros trabalhos pertinentes. Face a exiguidade de espaço, somente alguns dos casos executados, considerados mais representativos, estão apresentados aqui através da figura 3.

Pode-se verificar das referências [15-18] a dificuldade na determinação experimental do ponto GFV devida a presença de instabilidade na região inicial de ebulição. Em vista disso, os modelos de GFV mencionados na tabela 1 foram avaliados indiretamente através dos resultados de fração de vazio experimentais e calculados (dependentes do ponto GFV), tendo o modelo de Saha-Zuber [5] apresentado melhor concordância que os demais.

A respeito do modelo de distribuição de temperatura do fluido na região levemente subresfriada nota-se que, em geral, os modelos da tangente hiperbólica e da exponencial apresentam resultados semelhantes. Entretanto, verifica-se que o primeiro modelo concorda melhor com os resultados experimentais do que o segundo, o qual apresenta um rápido crescimento na temperatura do fluido gerando um nível mais elevado para a mesma e com isso, atingindo a saturação em cota inferior àquela do primeiro modelo.

Quanto aos modelos de fração de vazio observa-se que seus resultados comparados aos experimentais mostram-se satisfatórios. Em média, estes modelos superestimam o perfil experimental, salientando-se o modelo homogêneo, ilustrativamente mostrado na figura (3.c). O modelo "Drift Flux" - anular apresenta os menores erros percentuais como mostrado na figura (3.i), seguido dos modelos de Armand e de Smith, exemplificados nas figuras (3.g) e (3.i), respectivamente.

Como mostrado nas figuras (3.a) e (3.b), para baixa pressão, na figura (3.j), para alta pressão, observa-se que alguns pontos experimentais afastam-se bastante do perfil apresentado pelos demais, caracterizando uma provável mudança do regime de escoamento. Neste caso nota-se que nenhum dos modelos considerados é capaz de representar os vários regimes de escoamento bem como suas respectivas transições.

1- MOD. HOMOGÊNEO
 2- MOD. ARMAND
 3- MOD. SMITH
 4- MOD. "DRIFT FLUX - SLUG"

5- MOD. "DRIFT FLUX" - ANULAR
 6- MOD. "DRIFT FLUX" - TURBULENTO
 7- MOD. DIX
 8- MOD. YAMAZAKI - YAMAGUCHI

o - RESULTADO EXPERIMENTAL
 A - PONTO DE GERAÇÃO FRANCA DE VAPOR
 B - PONTO DE SATURAÇÃO

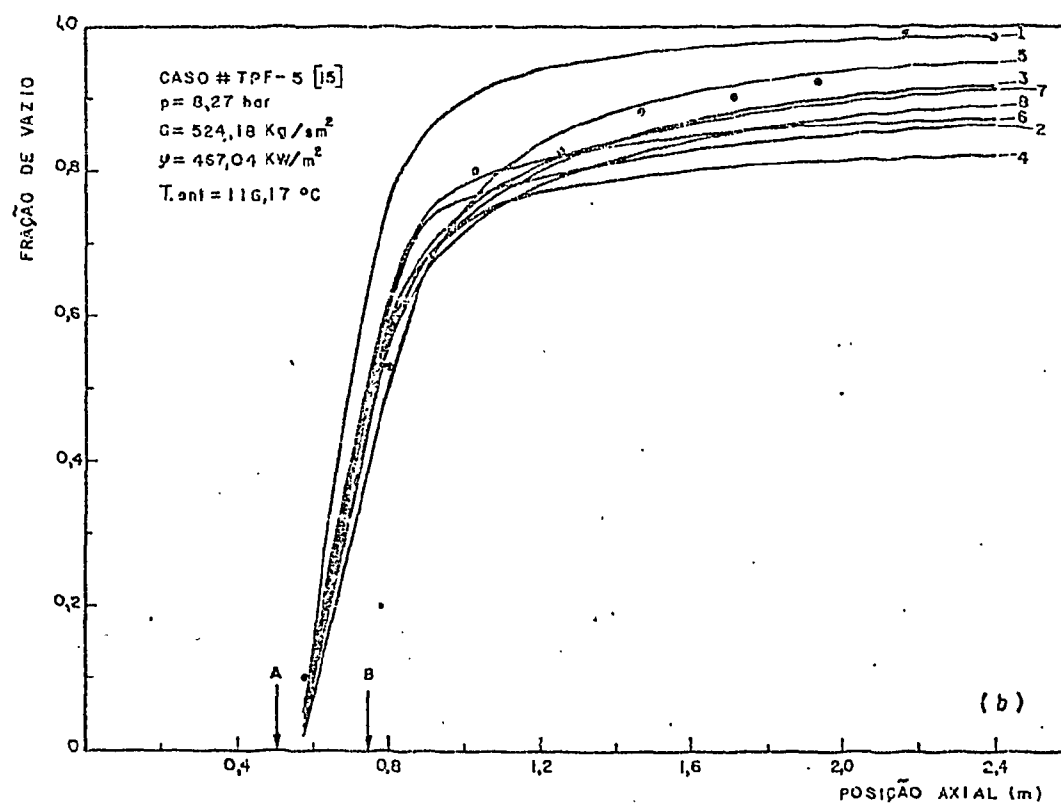
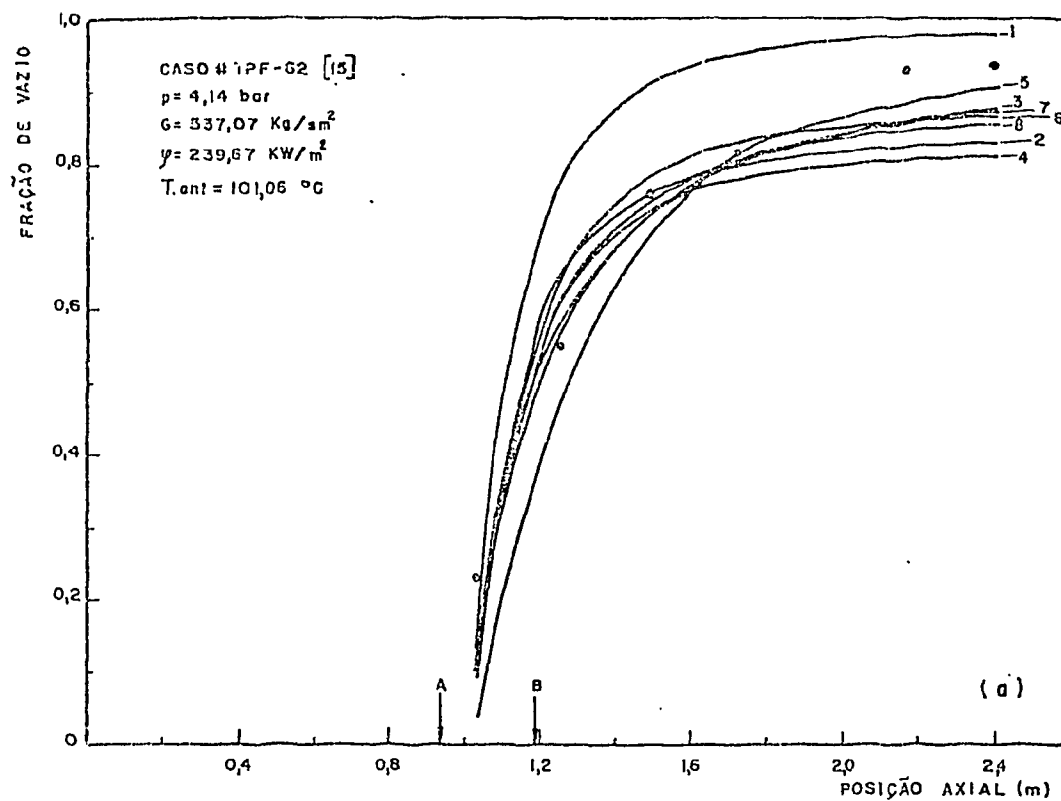


Fig: 3 - Perfil Axial da Fração de Vazio

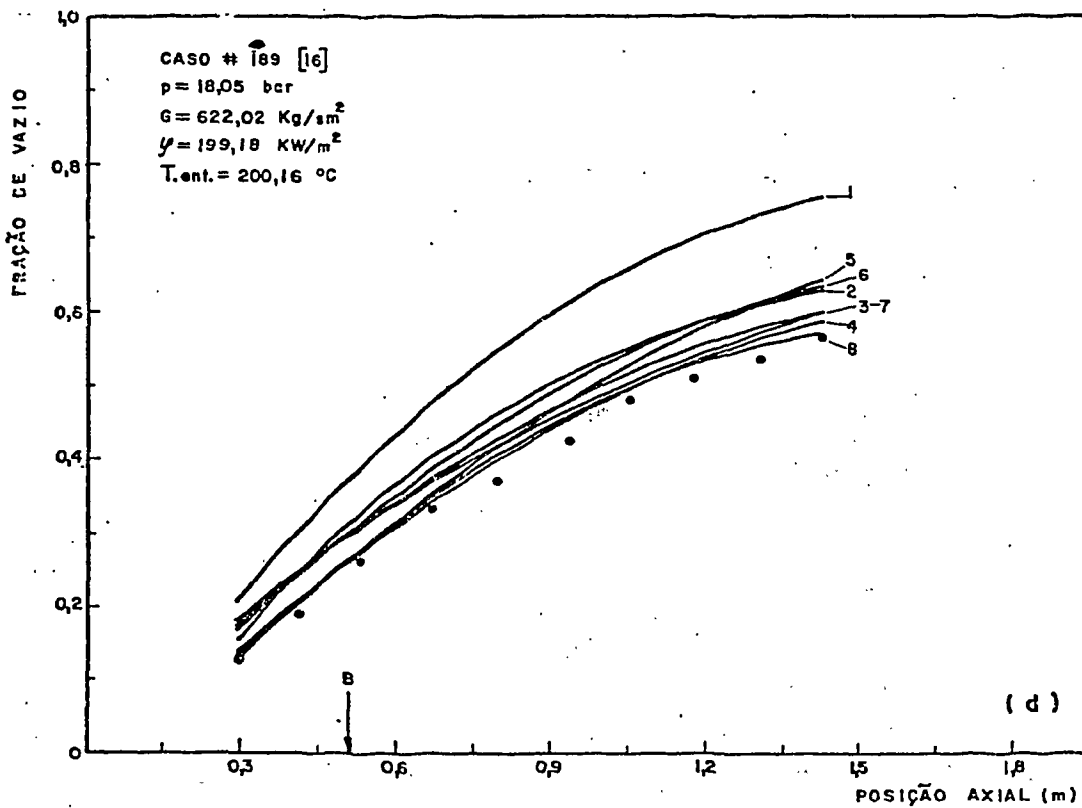
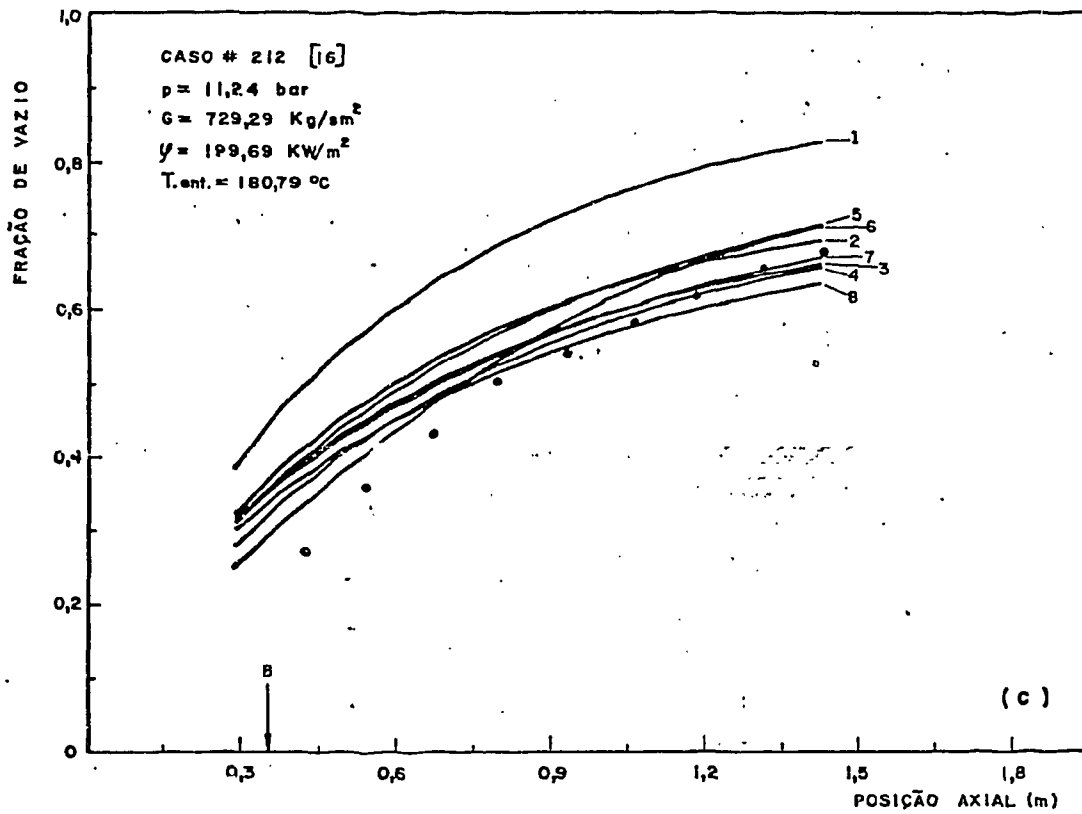


Fig. 3 - Perfil Axial da Fração de Vazio (cont.)

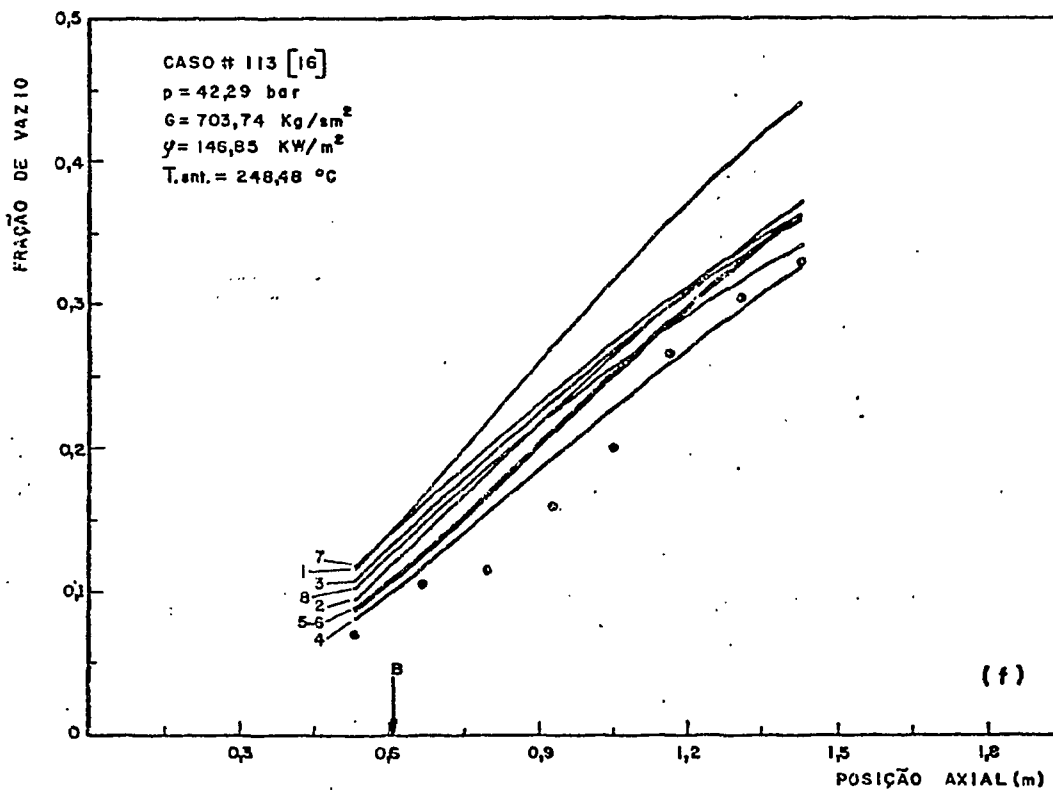
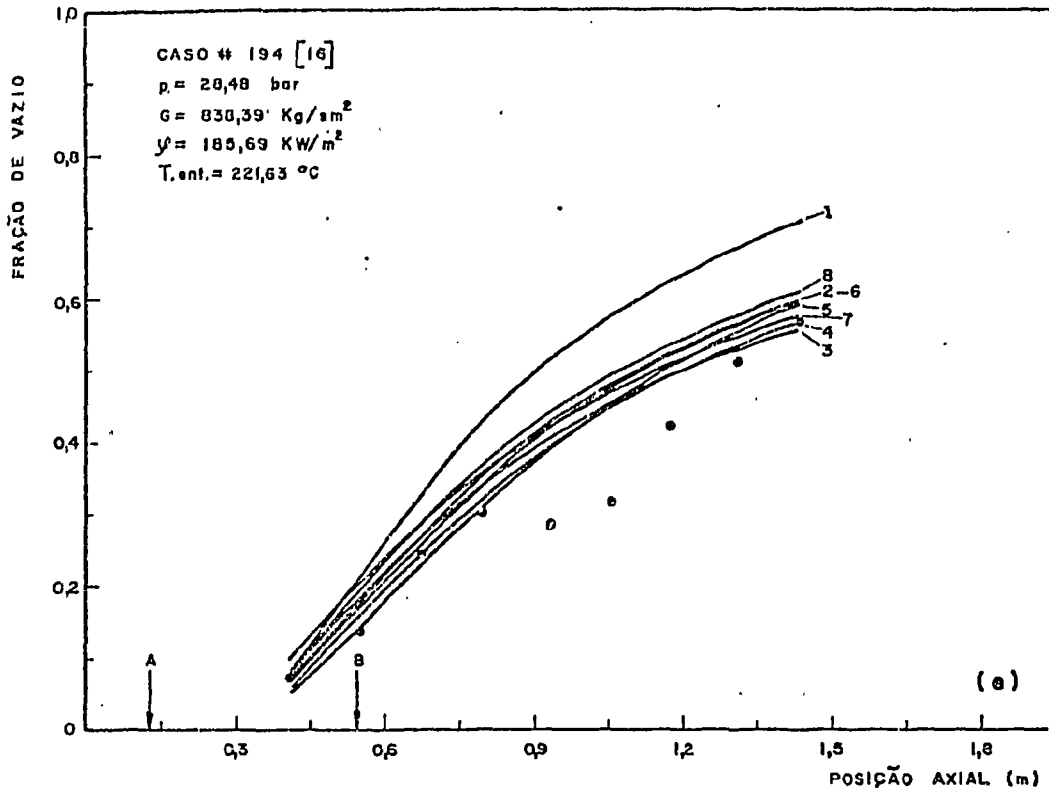


Fig. 3- Perfil Axial da Fração de Vazio (cont.)

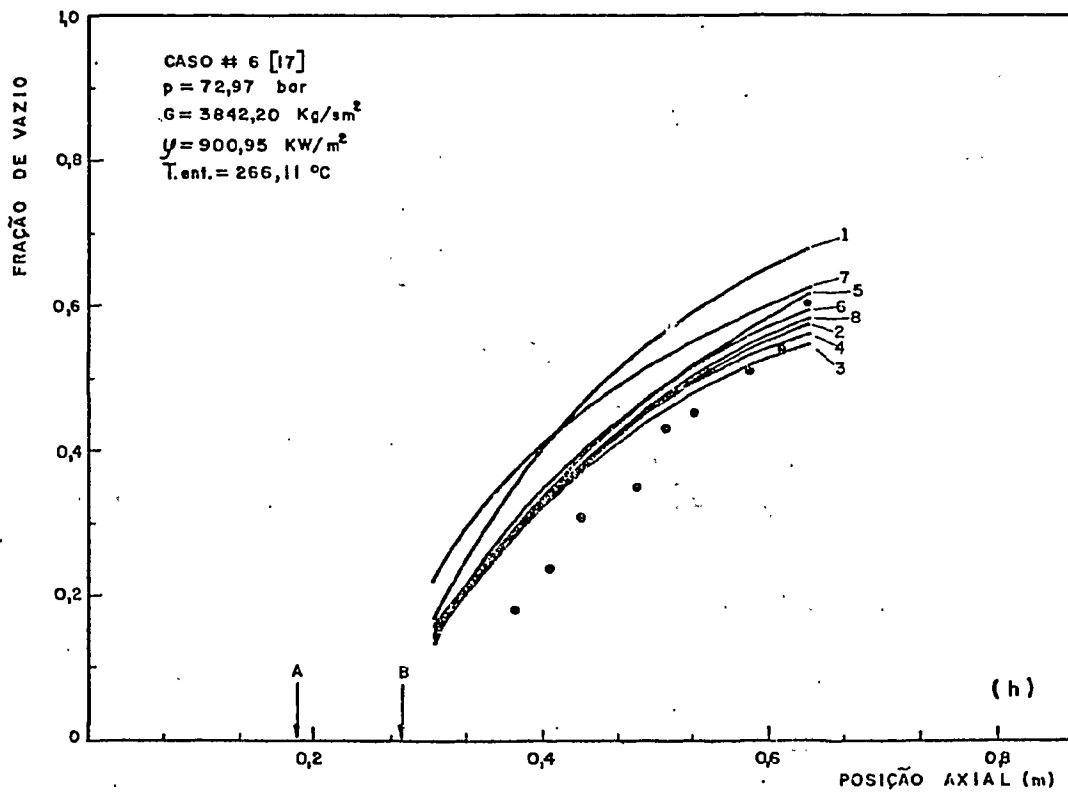
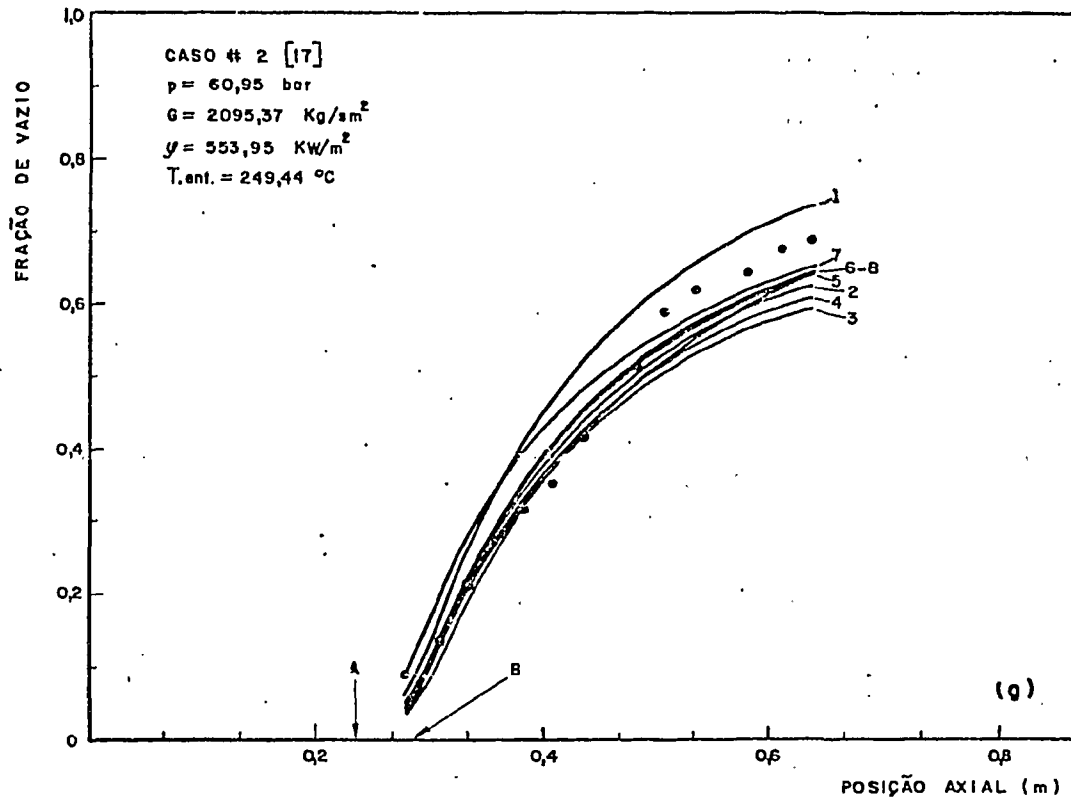


Fig.-3 - Perfil Axial da Fração de Vazio (cont.)

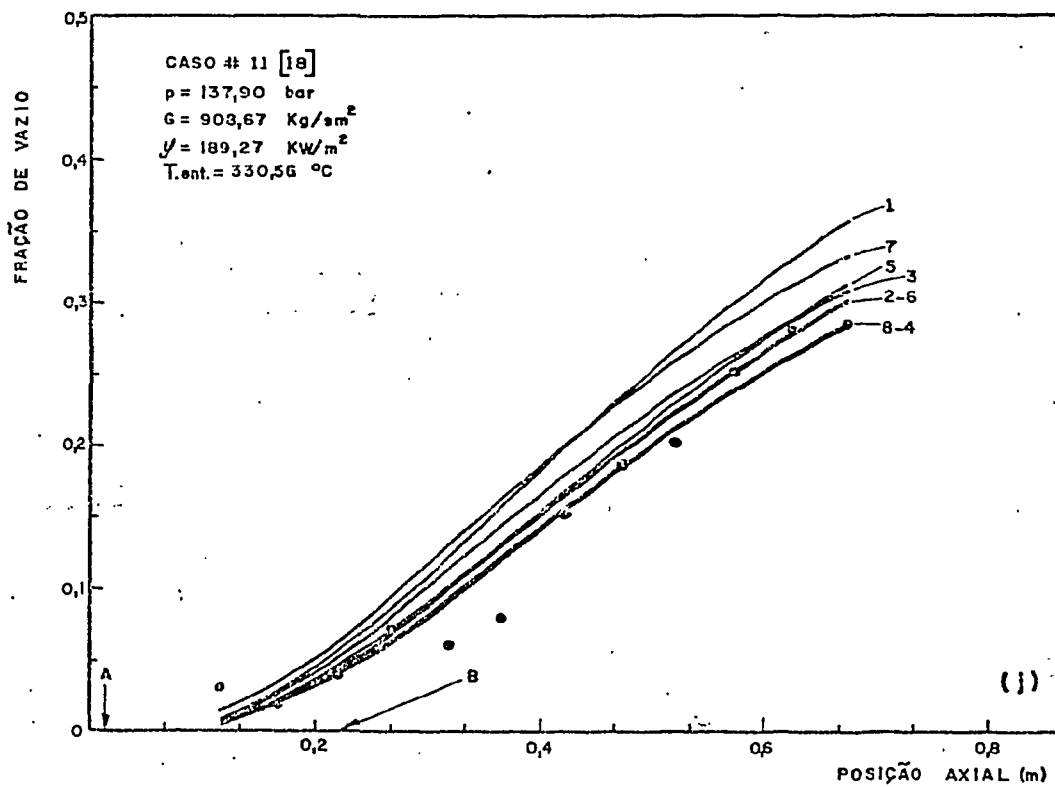
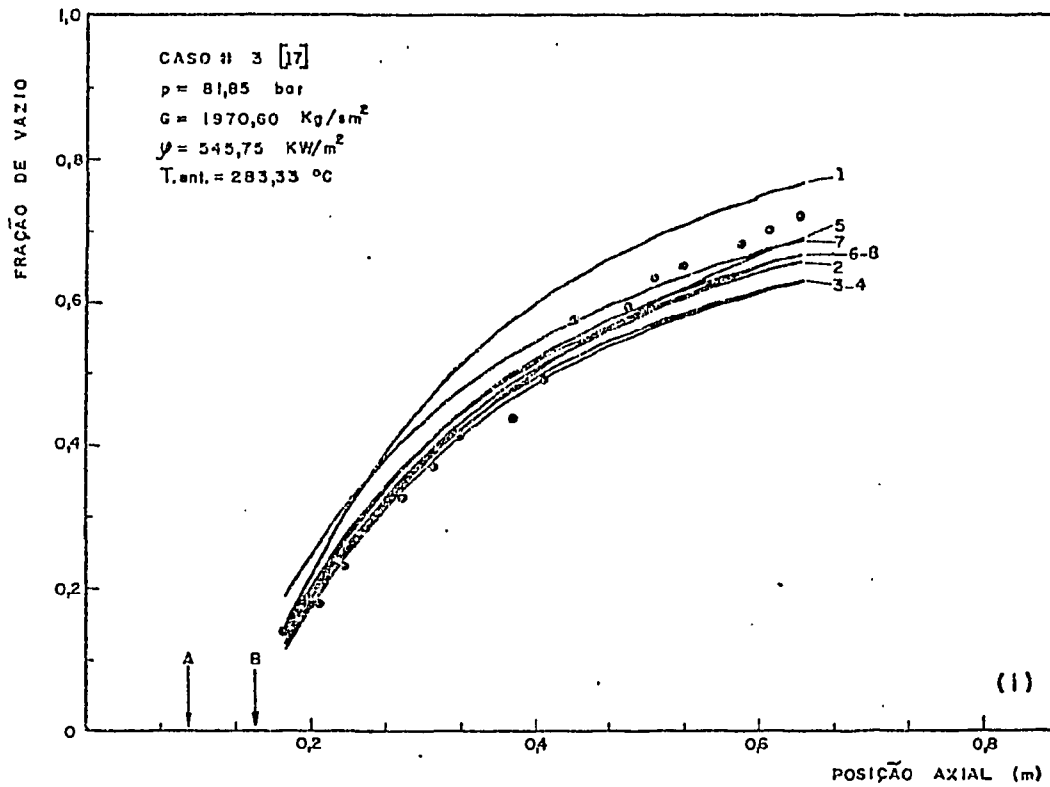


Fig:3- Perfil Axial da Fração de Vazio (cont.)

5. CONCLUSÕES

[Este trabalho selecionou modelos para o cálculo da fração de vazio em ebulição subresfriada e saturada em escoamento vertical ascendente com convecção forçada de água comparando-os com resultados experimentais na faixa de pressão de 1 à 150 bar.]

[Verificou-se que a determinação do ponto de geração franca de vapor foi bem representada pelo modelo de Saha-Zuber [5], resultado este também mencionado por outros autores [1,10]. Quanto ao modelo da distribuição de temperatura na região levemente subresfriada evidência-se o da tangente hiperbólica desenvolvida por Zuber et al. [7], pois apresentou uma melhor concordância com os resultados experimentais, fato este também observado por outros autores [1,8-10].]

[Os modelos selecionados para o cálculo da fração de vazio apresentam resultados satisfatórios porém com tendência a superestimar os resultados experimentais, particularmente o modelo homogêneo. Recomenda-se o modelo "Drift Flux" [7], que apoia-se em bases físicas, com os parâmetros C_0 e V_{gj} definidos para o regime anular [1], seguidos dos modelos de Armand [12,13] e de Smith [12,13].]

Conclui-se que é importante continuar realizando experiências utilizando técnicas de medidas aprimoradas a fim de, cada vez mais, aperfeiçoar os modelos já existentes e fornecer subsídios para uma melhor descrição dos fenômenos físicos relativos a determinação do ponto de geração franca de vapor, da fração de vazio e das cartas de escoamento com suas respectivas transições.

BIBLIOGRAFIA

- [1] FREITAS, R.L., "Hydrodynamique des Écoulements Eau-Vapeur dans la Zone Remouillée d'un Tube Chauffant en Renoyage", Thèse de Docteur Ingénieur, Université Scientifique et Médicale de Grenoble/Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France, 1981.
- [2] BOWRING, R.W., "Physical Model Based on Bubble Detachment and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of Heated Channel", Institutt for Atomenergi, HPR-10, 1962.
- [3] LEVY, S., "Forced Convection Subcooled Boiling-Prediction of Vapor Volumetric Fraction", Int. J. Heat Mass Transfer, 10(1967) 951-965.
- [4] AHMAD, S.Y., "Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling", J. Heat Transfer, 92(1970)595-609.
- [5] SAHA, P. and ZUBER, N., "Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling", Fifth International Heat Transfer Conference, vol.IV; pp. 175-179, Tōkio, September 3-7, 1974.
- [6] DIX, G.E., "Vapor Void Fractions for Forced Convection with Subcooled Boiling at Low Flow Rates", Phd Thesis, University of California, Berkeley, 1971.
- [7] ZUBER, N.; STAUB, F.W. and BIJWAARD, G., "Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling and in Saturated Boiling Systems", Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference, vol.V, pp. 24-38, Chicago, Illinois, August 7-12, 1966.
- [8] KROEGER, P.G. and ZUBER, N., "An Analysis of the Effects of Various Parameters on the Average Void Fractions in Subcooled Boiling", Int. J. Heat Mass Transfer, 11(1968)211-233.
- [9] MAITRA, D. and SUBBARAJU, K., "Vapor Void Fraction in Subcoo

- led Flow Boiling", Nuclear Engineering and Design, 32(1975) 20-28.
- [10] COLLIER, J.G., "Convective Boiling and Condensation", McGraw-Hill Book Company, 2nd ed., 1982.
- [11] MARCHATERRE, J. and HOGLUND, B., "Correlation for Two-Phase Flow", Nucleonics, 20(1962)142.
- [12] ROWE, D.S., "COBRA-IIIC: A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements", BNWL-1965, March 1973.
- [13] EMAMI, F., "Steady State Thermal-Hydraulic Sensitivity Study of LWR Core Modeling with COBRA-IIIC/MIT", Thesis, Massachusetts Institute of Technology, August 1977.
- [14] YAMAZAKI, Y. and YAMAGUCHI, K., "Void Fraction Correlation for Boiling and Non-Boiling Vertical Two-Phase Flows in Tube", J. Nuc. Sci. and Tech., 13(2), pp. 701-707, Dec. 1976.
- [15] FERREL, J.K. and BYLUND, D.M., "Low Pressure Steam Water Flow in a Heated Vertical Channel", Final Report, Volume II on A Study of Convection Boiling Inside Channels, June 1966.
- [16] MARCHATERRE, J.F. et al., "Natural and Forced-Circulation Boiling Studies", ANL-5735, May 1960.
- [17] FOGLIA, J.J. et al., "Boiling-Water Void Distribution and Slip Ratio in Heated Channels", BMI-1517, May 1961.
- [18] EGEN, R.A., "Vapor Formation and Behavior in Boiling Heat Transfer", BMI-1163, February 1957.