

TRANSFERÊNCIA DE CALOR E PERDA DE CARGA EM FLUIDOS PSEUDOPLÁSTICOS TERMODEPENDENTES

Ivan Azevedo Cardoso

Michel Lebouche

Rene Devienne

Pontifícia Universidade Católica do Paraná

Faculdade de Engenharia Mecânica

Caixa Postal 5030; CEP 80061-990 Curitiba PR

E-mail: ivanac@rla01.pucpr.br

Resumo

Apresentamos resultados da transferência de calor e perda de carga para fluidos pseudoplásticos em escoamento laminar no interior de tubos cilíndricos. Foi utilizado o modelo da lei de potência de Ostwald para caracterizar os fluidos. Estes fluidos são resfriados em um trocador de calor bitubular por um outro fluido em escoamento turbulento externo em contracorrente e a baixa temperatura. Foi desenvolvido um método de forma a determinar os valores dos coeficientes locais de troca de calor. As variações dos números de Nusselt associados podem ser aproximadas usando a abscissa adimensional $X_+ = 2z/(D.Pe)$. Os dados experimentais mostram que os números de Nusselt são fortemente dependentes da diferença entre a temperatura de entrada do fluido pseudoplástico T_e e as temperaturas da parede $T_w(z)$. Este último fenômeno, atribuído às variações dos índices de consistência K e reológico n com a temperatura, pode ser mostrado pelas evoluções dos perfis de velocidades axiais que são determinados pelo efeito Doppler pela anemometria laser. Uma correlação muito simples aparece como aceitável em nossa faixa de variação experimental. Comparações com um código numérico também são propostas.

Palavras chave: Fluidos não newtonianos; Reologia; Transferência de Calor; Termodependência.

1. INTRODUÇÃO

É bem conhecido que quando há envolvimento de fluidos não-newtonianos o projeto de trocadores de calor não é uma operação simples. Este problema está primariamente ligado às indústrias de alimentos ou químicas quando os produtos a serem tratados podem exibir comportamento reológico complexo. Além do mais, tais fluidos como extrato de tomate e purês de frutas geralmente apresentam alta viscosidade aparente de tal forma que aparecem situações para as quais o regime térmico nunca é estabelecido dentro do trocador de calor. Isto é particularmente válido no caso do resfriamento com um aumento da complexidade. Projetistas de plantas térmicas podem achar muitos estudos experimentais e teóricos na literatura. Ver por exemplo, os seguintes artigos: Oliver e Jenson (1964), Christiansen *et al.*(1966), Forest e Wilkinson (1977), Popovska e Wilkinson (1977). Estes autores analisaram o efeito de tal

fenômeno como:

- (1) termodependência, também extensivamente tratada no caso de aquecimento, ver, por exemplo, Sieder e Tate (1936), Metzner *et al.*(1957), Joshi e Bergles (1982);
- (2) dissipação viscosa, que pode ser de grande importância em processos de resfriamento devido ao fato de que nessas situações a transferência de energia é geralmente fraca;
- (3) convecção natural.

Apresentamos alguns resultados ligados aos coeficientes de transferência de calor entre um fluido pseudoplástico, chamado de fluido de trabalho, e uma parede resfriada por um fluido newtoniano. A geometria testada corresponde aos escoamentos em contracorrente no interior de um tubo horizontal para o fluido de trabalho e dentro de um espaço anular concêntrico para o fluido de resfriamento. O fluxo de calor e a temperatura de parede variam ao longo do tubo. Este estudo pode fornecer resultados práticos para os trocadores de calor.

2. DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO

2.1 Instalação experimental

É constituída essencialmente de um sistema que permita o escoamento de fluido quente em um circuito fechado (veja fig. 1). Este escoamento é impulsionado por uma bomba helicoidal, que foi escolhida para evitar excessivo cisalhamento. Um tubo de seção inicial de 47 diâmetros foi colocado à entrada, de forma a permitir a estabilização do perfil de velocidade para qualquer vazão, esta sendo medida por um medidor eletromagnético. O comprimento de entrada hidrodinâmica pode ser avaliado pela equação: $L/D \approx Re_g/10$ e, de fato, nossos consistentes produtos levam a baixos números de Reynolds (<30) de tal forma que o campo e velocidades se desenvolve muito rapidamente. Re_g é o número de Reynolds generalizado definido por $Re_g = 1/\Delta^n \rho V_d^{2-n} D^n / 8^{n-1} K$ onde Δ é a correção do gradiente de velocidade na parede definido por $\Delta = (3n + 1)/4n$, V_d é a velocidade média axial e ρ é a massa específica.

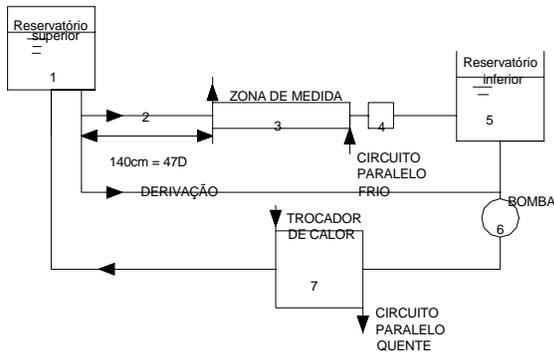


Figura 1. Esquema Geral da Instalação

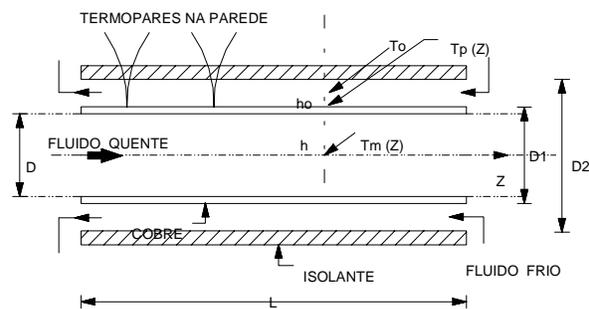


Figura 2. Detalhes da Zona de Medida

A temperatura média de entrada T_e pode ser controlada por um trocador de calor, e é medida por um termopar com precisão de $\pm 0,1$ K. A região observada é composta essencialmente de um tubo de cobre horizontal de 3,2 m de comprimento, através do qual flui o líquido quente (ver fig. 2). Foram inseridos 40 termopares Chromel-Alumel ao longo da parede do tubo, que foram então conectados a uma central de medidas, alguns dos quais foram fixados acima e abaixo na mesma seção para controlar a eventual ocorrência de convecção natural. O

líquido de resfriamento externo (uma mistura de água e etileno glicol) flui em uma seção anular ($D_1 = 35$ mm, $D_2 = 72$ mm). Devido a sua composição química a temperatura média do fluido frio pode chegar a -10 °C. A entrada e a saída deste fluido é feita por três guias radiais. As temperaturas de entrada e saída do líquido frio foram medidas com termômetros de platina capazes de medir essas diferenças tipicamente pequenas de temperaturas. A medida da vazão deste líquido frio permite-nos estimar a potência total trocada. De fato, a temperatura média de entrada e a vazão permanecem constantes (ver tabela 1, que indica também as características principais da instalação).

Os perfis de velocidade axial na entrada e na saída são medidos por anemometria Doppler.

Tabela 1. Principais Características da Instalação

Diâmetro interno do tubo	$D = 0,034$ m	Número total de termopares	41
Comprimento da zona resfriada	106.D	Número de Reynolds	$0 \rightarrow 30$
Vazão do fluido quente	$Q = 0 \rightarrow 2,2$ m ³ /h	Vazão do fluido frio	2,2 m ³ /s
Velocidade média	$V_d = 0 \rightarrow 0,47$ m/s	Temperatura de entrada do fluido quente	$18 \rightarrow 52$ °C
Potência total trocada	$\phi = 0 \rightarrow 3,1$ kW	Temperatura de entrada do fluido frio	$-6,5$ °C

2.2 Fluidos testados

Foram utilizadas soluções aquosas de carboxymetilcelulose (c.m.c.) com uma concentração de 4 % em peso. O comportamento reológico foi medido por meio de um reômetro com tensão controlada equipado com geometria cone-prato (diâmetro = 4 cm, ângulo = 4°). Os diagramas da figura 3 mostram claramente que a lei de potência $\tau = K \dot{\gamma}^n$, onde τ é a tensão de cisalhamento, somente pode ser aplicada em certas faixas de gradientes de velocidades $\dot{\gamma}$ que devem ser especificadas - uma lei de potência exata corresponderia a linhas retas. Na presente situação, restringimos nossa faixa para: $10 - 150$ s⁻¹, que serão os valores limites considerados em nosso experimento.

As dependências da temperatura do índice de consistência K e do índice reológico n foram medidas com exatidão (ver fig. 4). No domínio de temperatura considerado aqui, a lei exponencial parece ser suficiente (ver fig. 4), que é: $K = a \exp(-bT) = 42,2 \exp(-0,049T)$; $n = a' \exp(b'T) = 0,43 \exp(0,0096 T)$. Note que, contrariamente ao caso usual, no presente estudo, é necessário considerar a variação de n com a temperatura, devido a que as formas dos perfis de velocidade na entrada dependem do índice n (ver na subsecção comparação com resultados numéricos).

2.3 Avaliação dos coeficientes locais de troca de calor

O coeficiente de troca de calor para o fluido pseudoplástico $h = h(z)$ é definido por:

$$h(z) = \varphi(z) / \{T_m(z) - T_w(z)\} \quad (1)$$

onde $\varphi(z)$ é a densidade de fluxo local de calor para a superfície interna do tubo de cobre. $T_m(z)$, $T_w(z)$ são, respectivamente, as temperaturas média e de parede (ver fig 2) com:

$$T_m(z) = T_e + \frac{1}{\rho \cdot c_p Q_0} \int_0^z \varphi(z') \cdot \pi \cdot D \cdot dz' \quad (2)$$

Para o fluido de resfriamento externo, podemos escrever:

$$h_0 = \varphi'(z) / \{T_w(z) - T_0(z)\} \quad (3)$$

sendo $\varphi'(z)$ a densidade de fluxo de calor local para a superfície externa do tubo de cobre.

O fluxo de calor axial no interior da parede pode ser negligenciado, de tal forma que $D_1 \cdot \varphi'(z) = D \cdot \varphi(z)$. Aqui, $T_0(z)$ é a temperatura média do fluido frio. Isto conduz a:

$$h(z) = h_0 \cdot (D_1/D) \cdot [T_w(z) - T_0(z)] / [T_m(z) - T_w(z)] \quad (4)$$

O fluido de resfriamento sofre apenas pequenas variações de temperatura, e devido ao regime turbulento de escoamento, o coeficiente h_0 pode ser assumido como constante ao longo do tubo e pode ser estimado de um balanço de energia na potência total de calor trocada ϕ :

$$\phi = \int_0^L \varphi'(z) \cdot \pi \cdot D_1 \cdot dz = h_0 \int_0^L \{T_w(z) - T_0(z)\} \pi \cdot D_1 \cdot dz \quad (5)$$

com $\phi = \rho \cdot C_{p0} \cdot Q_0 \cdot (T_{o,0} - T_{i,0})$, obtido por um balanço de calor da água fria. Aqui Q_0 , $T_{o,0}$, $T_{i,0}$ são, respectivamente, a vazão e as temperaturas de entrada e saída para o fluido frio: $T_{o,0} = T_o(0)$, $T_{i,0} = T_o(L)$. Os resultados são representados por meio do número de Nusselt local, definido como $Nu = h \cdot D / \lambda$. λ , a condutividade térmica, sendo tomada como igual à da água. C_p é o calor específico do fluido de trabalho, e C_{p0} é o calor específico do fluido frio.

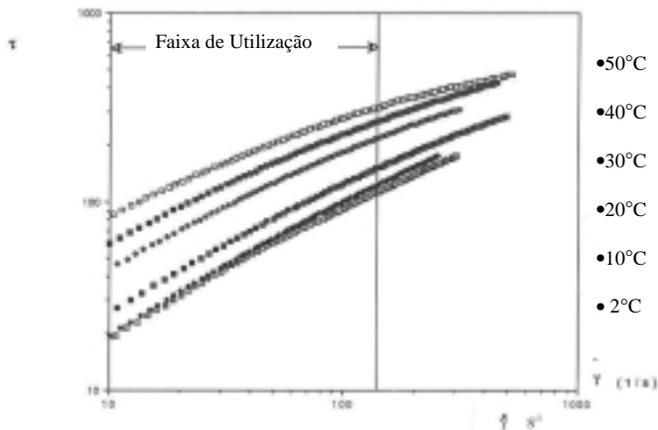


Figura 3. Variações da tensão de cisalhamento τ em função do gradiente de velocidade $\dot{\gamma}$ para diferentes temperaturas

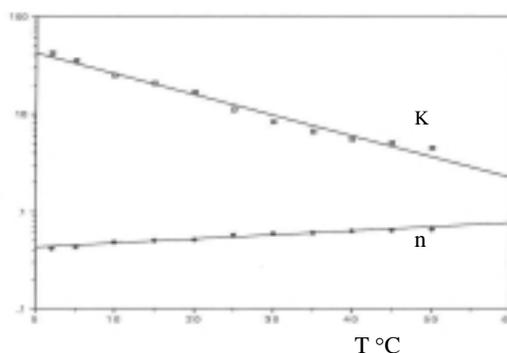


Figura 4. Evolução dos índices de consistência K e n com a temperatura.

3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

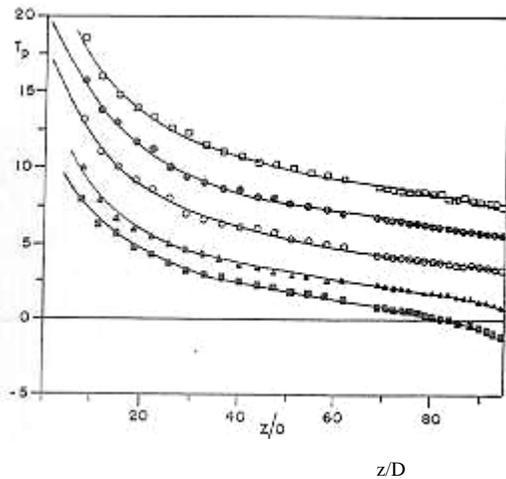


Figura 5. Temperatura de parede T_w em função da abscissa reduzida z/D para vazões diferentes e uma temperatura média de entrada $T_e = 35\text{ C}$ (\square 1200 l/h $Re_g=12,1$; \bullet 750 l/h $Re_g=6,2$; \circ 450 l/h $Re_g= 3,1$; \blacktriangle 150 l/h $Re_g=0,7$; \blacksquare 75 l/h $Re_g= 0,2$)

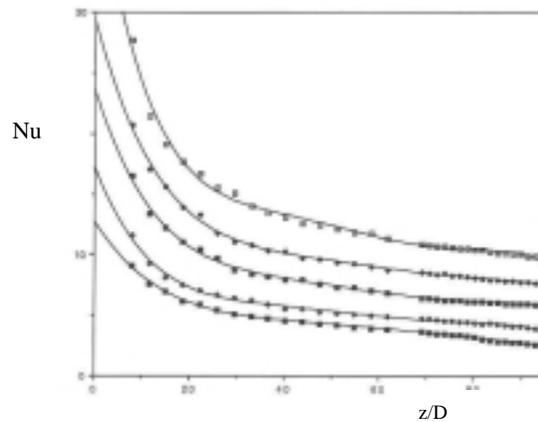


Figura 6. Número de Nusselt em função da abscissa axial z/D para vazões diferentes e uma temperatura média de entrada $T_e= 52\text{ C}$ (\square 1200 l/h $Re_g= 18,7$; \bullet 750 l/h $Re_g=10$; \blacksquare 450 l/h $Re_g= 5,2$; \triangle 150 l/h $Re_g= 1,3$; \blacktriangle 75 l/h $Re_g= 0,5$)

A fig. 5 ilustra um exemplo de evolução da temperatura de parede; estas variações parecem ser grandes; além disso, é possível distinguir um decréscimo da inclinação quando a temperatura cai abaixo do ponto de congelamento. A fig. 6 mostra um exemplo das variações dos números de Nusselt, e indica claramente que estamos numa situação de comportamento assintótico. Podemos considerar as variações da posição axial e da vazão utilizando a variável usual $X_+ = 2.z / (D.Pe)$, uma abscissa axial adimensional (ver fig. 7). Note que o número de Peclet ($Pe = \rho V_d D C_p / \lambda$) não contém informação a respeito do comportamento reológico e que esta análise permanece razoável para todos os valores das temperaturas de entrada T_e .

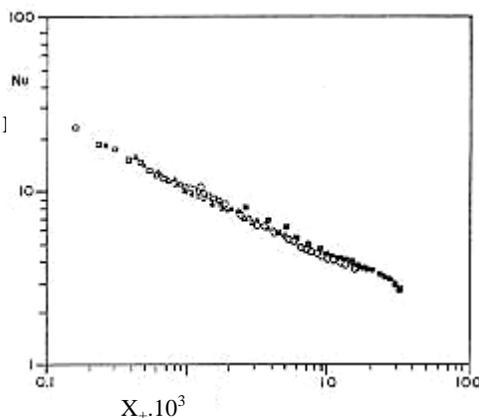


Figura 7. Número de Nusselt em função de $X_+=2z/D/Pe$ (representação logarítmica) para uma temperatura média de entrada $T_e=52^\circ\text{C}$ (\square 1200 l/h $Re_g=18,7$; \blacktriangle 750 l/h $Re_g=10$; \circ 150 l/h $Re_g=1,3$; \blacksquare 75 l/h $Re_g=0,5$).
Por outro lado, deve ser notado que as v

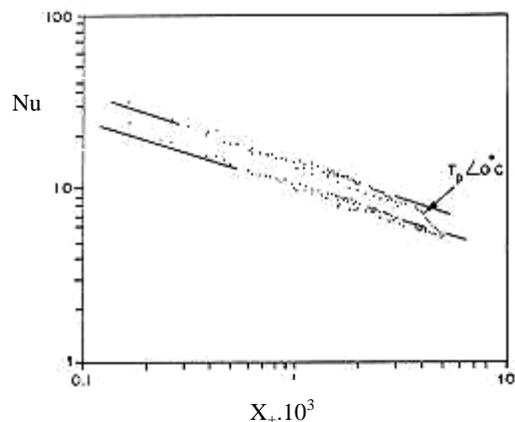


Figura 8: Número de Nusselt em função de $X_+=2z/D/Pe$ (representação logarítmica) para diferentes temperaturas médias de entrada T_e e uma vazão fixa (1200 l/h) $\blacksquare T_e= 52^\circ\text{ C}$. $n= 0,68$; $\circ T_e= 35^\circ\text{ C}$, $n= 0,60$; $\bullet T_e= 18^\circ\text{ C}$, $n=0,51$

dependentes desta temperatura de entrada T_e (ver fig. 9). Este efeito pode ser atribuído à termodependência. O valor do expoente de X_+ foi achado como sendo 0,36, sendo este o valor médio para todos os pontos experimentais. Ele é muito próximo do valor de 1/3 achado no trabalho de Levêque (1928), $Nu = 1,41 (Gz)^{1/3}$ onde Gz é o número de Graetz definido por $Gz = \pi/4 Pe/z/D$.

3.2 O modelo.

Como usual, a correlação acima foi ajustada multiplicando-a por dois fatores de correção. O primeiro fator, escrito como $\Delta^{1/3} = \{(3n+1)/(4n)\}^{1/3}$ descreve o caráter não-newtoniano do fluido e foi introduzido por Pigford (1955). Para obter uma equação prática, nós escolhemos n para corresponder à temperatura de entrada. Esta correção está na maioria em 7%, que é, portanto, insuficiente para reagrupar todas as curvas de Nusselt em uma. Isto é explicado pelo fato que o efeito negativo ($T_e \uparrow, n \uparrow, \dot{\gamma}_w \downarrow$) adiciona a outro efeito negativo causado pelo aumento progressivo da viscosidade aparente. Este aumento é causado pelo resfriamento ao longo da parede, que conduz a uma variação no gradiente de velocidade (como mostrado posteriormente na subsecção Comparação com os resultados numéricos). Esta variação torna-se maior à medida que a temperatura de entrada T_e aumenta.

Torna-se necessário, portanto, um segundo fator que é relacionado com as variações da temperatura de parede e mais especificamente com a termodependência. No presente estudo, não temos nem o fluxo parietal constante nem uma temperatura de parede constante. Podemos considerar que a temperatura média não varia muito ao longo de nosso conduto. Escreve-se: $K_m/K_w \approx K_e/K_w$, onde o índice de consistência K_e é à temperatura de entrada do fluido. Um raciocínio similar já foi utilizado, por exemplo, por Metzner e Gluck (1959), Mizushina *et al.* (1967), Mahalingham *et al.* (1975). Das observações acima, propomos uma correlação única que engloba toda nossa gama de resultados (total de 450 pontos) excluindo os pontos em que existem os efeitos da congelção:

$$Nu = 1,15 [(3n + 1)/4n]^{1/3} \cdot [K_m / K_w]^{0,16} (X_+)^{-0,36} \quad (4)$$

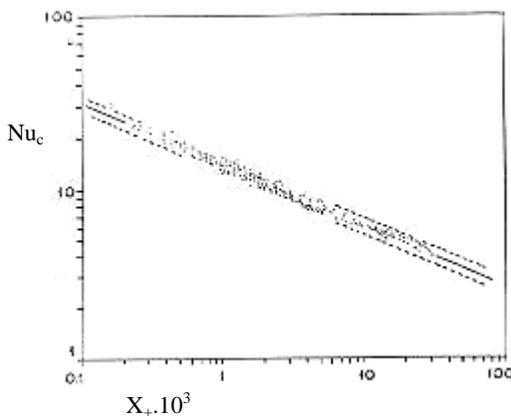


Figura 9. Variações globais do número de Nusselt corrigido $Nu_c = Nu / \{ [K_m/K_w]^{0,16} \}$ em função de $X_+ = 2z/D/Pe$; todos os pontos experimentais; - - correlação proposta (inclinação de -0,36); largura da faixa =

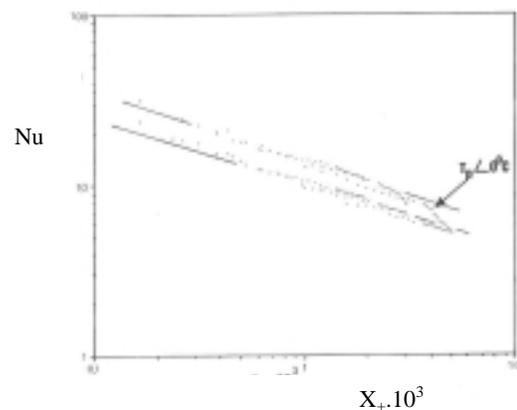


Figura 10. Comparação entre os resultados experimentais e numéricos; . pontos experimentais; - - curvas numéricas (na superior $T_e = 52$ C, a inferior $T_e = 18$ C)

3.3 Comparação com os resultados numéricos

Foi utilizado um programa numérico desenvolvido por El Ouardighi *et al.*(1989), que resolve o sistema de equações dos campos dinâmico e térmico e levou-se em consideração as variações dos parâmetros com a temperatura. Foi possível introduzir a distribuição de temperaturas de parede resultante dos experimentos. Neste caso, o programa fornece a densidade de fluxo de calor local $\phi(z)$. Uma comparação pode ser feita com as curvas de Nusselt obtidas experimentalmente. A concordância parece ser boa (ver fig. 10), com exceção dos pontos correspondentes a $T_w < 0$ °C para os quais aparece o congelamento. A determinação dos perfis axiais de velocidade na saída leva-nos a uma segunda comparação e mostra o seguinte efeito já observado por Scirocco *et al.*(1985): a queda na temperatura de parede causa um aumento na viscosidade aparente perto da parede, que portanto muda a estrutura do escoamento pela introdução da componente da velocidade radial na direção do centro do cilindro.

As figs. 11 e 12 mostram que esta variação é muito mais importante para altas temperaturas de parede, que explica a influência negativa da temperatura de entrada T_e nos valores dos números de Nusselt.

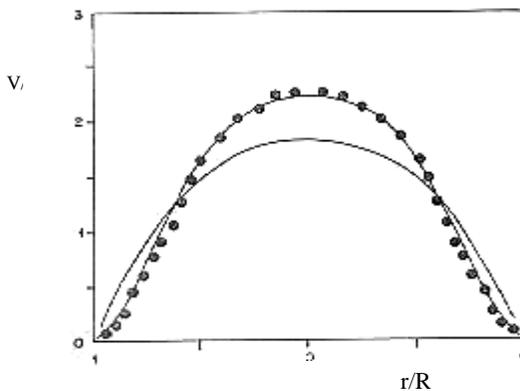


Figura 11. Evolução da velocidade axial V/V_d (para $T_e = 52$ C, 1200 l/h); determinações numéricas; • valores experimentais na saída

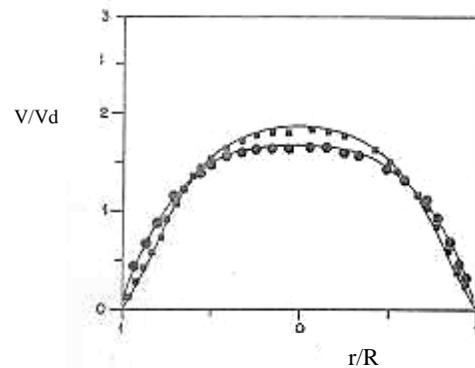


Figura 12. Evolução da velocidade axial V/V_d (para $T_e = 35$ °C, 1200 l/h); determinações numéricas; • valores experimentais na entrada; ■ valores experimentais na saída

3.1 Perdas da Carga

O conhecimento das leis de perda de carga nos condutos industriais é muito importante para o dimensionamento das instalações. Para os fluidos não-termodependentes, o cálculo das perdas de carga em tubos se obtém formalmente, ao menos para o escoamento estabelecido. O mesmo não acontece para os fluidos termodependentes. Nesta parte veremos uma aplicação de nosso programa numérico estudando a influência da termodependência sobre a perda de carga.

Em geral associamos ao gradiente de pressão local o coeficiente de atrito local Cf_{iso} (caso isotérmico) definido por: $Cf_{iso} = 2 |\tau_p| / [\rho (V_d)^2]$. Utilizando o perfil de velocidade para um fluido de Ostwald em regime dinâmico estabelecido para um determinado gradiente de pressão deduz-se facilmente que $Cf_{iso} = 16 / Re_g$.

Em presença de resfriamento, os fluidos termodependentes apresentam um aumento de suas viscosidades ou de suas consistências. A resistência ao escoamento é então mais forte e resulta uma perda de carga superior àquela que teríamos se o fluido não fosse termodependente. Então

a fração entre o gradiente de pressão e o gradiente de pressão no caso isotérmico é superior a 1. Como no caso isotérmico, definindo o coeficiente de atrito local não-isotérmico C_f , representa-se então a evolução da fração ($C_f/C_{f_{iso}}$) ao longo do conduto: $C_f/C_{f_{iso}} = (dp/dx)/(dp/dx)_{iso} > 1$. Nas figuras 13 e 14 apresentamos os resultados numéricos da perda de carga considerando os dois casos de condições limites puras: fluxo de calor constante na parede ou temperatura de parede constante. As figuras mostram a evolução do coeficiente de atrito ao longo do conduto. Nota-se à medida que se penetra na zona resfriada, as perdas de carga aumentam. Com efeito, uma diminuição da temperatura parietal aumenta a viscosidade aparente, aumentando a resistência ao escoamento, provocando um crescimento do coeficiente local de atrito. Nota-se também que este efeito é mais pronunciado no início da zona resfriada; este resultado esperado se explica pela presença de fortes gradientes térmicos nesta zona. As mesmas figuras mostram também a influência da potência de resfriamento sobre as perdas de carga (curva a, b). Assim a um dado número de Reynolds, um aumento da densidade de fluxo (fig. 13) ou uma diminuição da temperatura de parede (fig. 14) provoca um aumento do atrito e conseqüentemente perdas de carga mais importantes. Isto se explica pelo crescimento da viscosidade aparente. Finalmente, as mesmas figuras mostram a influência do número de Reynolds sobre as perdas de carga (curvas b,c). Assim à densidade de fluxo constante (fig.13) ou à temperatura de parede constante (fig.14), um aumento do número de Reynolds leva a uma diminuição da perda de carga; isto se explica pelo aumento da componente da velocidade axial que reduz o efeito do resfriamento.

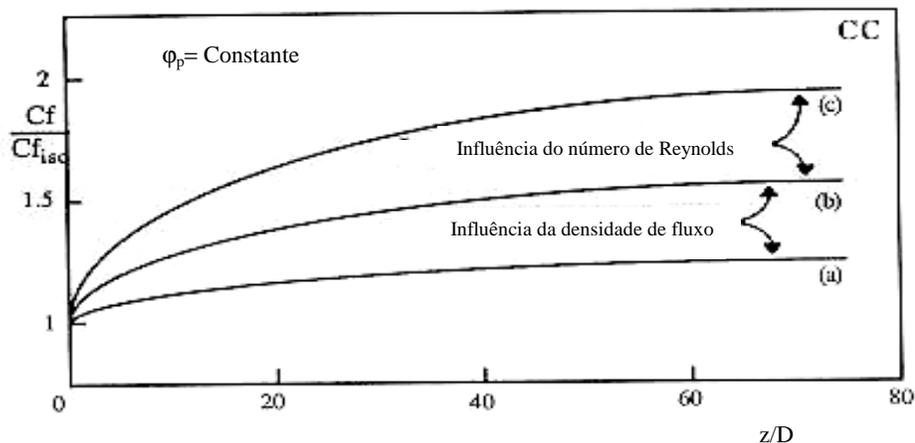


Figura 13. Evolução do coeficiente de atrito ao longo do conduto.

1°) Influência da densidade de fluxo $Re_g = 100$

a) $\phi_p = 5 \text{ KW/m}^2$

b) $\phi_p = 10 \text{ KW/m}^2$

2°) Influência do número de Reynolds:

$\phi_p = 10 \text{ KW/m}^2$

b) $Re_g = 100$

c) $Re_g = 50$

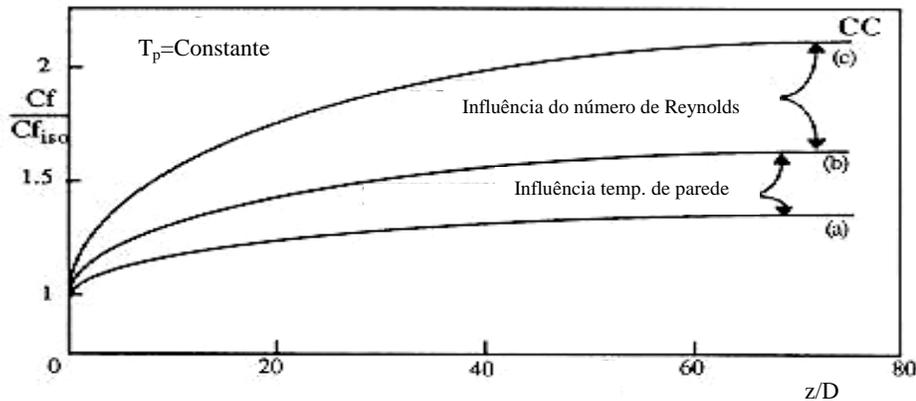


Figura 14 . Evolução do coeficiente de atrito ao longo do conduto ($T_e = 50^\circ\text{C}$)
 1°) Influência da temperatura de parede $Re_g = 50$ 2°) Influência do número de Reynolds

- a) $T_p - T_e = -20^\circ\text{C}$
 b) $T_p - T_e = -40^\circ\text{C}$

2°) Influência do número de Reynolds

- $T_p - T_e = -40^\circ\text{C}$
 b) $Re_g = 50$
 c) $Re_g = 25$

4. CONCLUSÃO

Estudamos o escoamento de um material pseudoplástico resfriado por um fluxo turbulento em contracorrente, que é de considerável interesse prático. Este estudo mostrou que é possível determinar os valores locais do coeficiente de transferência de calor. A evolução da temperatura medida e o fluxo calculado indicam que estamos longe da hipótese comum de que estas quantidades permanecem constantes. Além do mais, parece necessário levar em consideração a interação entre os campos térmico e dinâmico, que conduz a uma análise mais complexa. Usando um código numérico existente no laboratório pudemos comparar os resultados experimentais com os numéricos e estender nosso estudo para a perda de carga.

5. REFERÊNCIAS

- Christiansen, E. B., Jensen, G. E., and Tao, F. S. 1966. "Laminar flow heat transfer". AICHE J., 12, pp.1196-1202
- El Ouardighi, A., Van Tuan, N. et Lebouché, M. 1989. "Ecoulement et transfert de chaleur par convection forcée pour un fluide non Newtonien thermodépendant". C.R. Acad. Sci. Paris, pp. 91-99
- Forest, G. and Wilkinson, W. L. 1977. "Laminar Heat Transfer to Power Law Fluids in Tubes with Constant Wall Temperature". Trans. Inst. Chem. Eng., 51, pp. 331-337
- Joshi, S. D. and Bergles, a. e. 1982. "Heat transfer Laminar Flow of non-newtonian Fluids in Tubes. J. Heat Transfer", 3, pp. 51-56
- Mahalingham, R., Tilton, L. O. and Coulson, J. M. 1975. "Heat Transfer in Laminar Flow of non-Newtonian Fluids". Chem. Eng. Sci., 30, pp. 921-929

- Metzner, A. B. and Gluck, D. F. 1959. "Heat Transfer to non-Newtonian fluids under Laminar-Flow Conditions". Chem. Eng. Sci., 12, pp. 185-190
- Metzner, A. B., Vaughn, R. D. and Houghton, G. L. 1957. "Heat Transfer to non-Newtonian Fluids". AIChE J., 3, pp. 92-100
- Mizushima, T., Ito, R., Kuriwake, Y. and Yahikagawa, K. 1967. "Boundary-layer heat transfer in a circular tube to Newtonian and non-Newtonian Fluids". Kagaku-Kogaku Ronbunshu, 31, pp. 250-256
- Oliver, D. R. and Jenson, V. G. 1964. "Heat transfer to pseudoplastic fluids in laminar flow in horizontal Tubes". Chem, Eng. Sci., 19, pp. 115-129
- Popovska, F. and Wilkinson, W. L, 1977. "Laminar heat transfer to Newtonian and non-Newtonian fluids in Tubes". Chem. Eng. Sci., 32, pp. 1155-1164
- Scirocco, V., Devienne, R. and Lebouché, M. 1985. "Ecoulement et transfert de chaleur pour un fluide pseudoplastique dans la zone d'entrée d'un tube". Int J. Heat Mass Transfer, 28, pp. 91-99
- Sieder, E. N. and Tate, G. E. 1936. "Heat Transfer and Pressure Drop of Liquids in Tubes". Ind. Eng. Chem. Research. 28, pp. 1429-1435.
- Levêque, 1928, J. Ann. Mines, Paris, Vol. 13, pp. 305-381.