

ANÁLISE PARAMÉTRICA DE UM TROCADOR DE CALOR ATRAVÉS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Marcelo Batista Saito

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – Departamento de Energia
Rua Mendeleiev, s/n - Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
mbsaito@fem.unicamp.br

Eugênio Spanó Rosa

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – Departamento de Energia
Rua Mendeleiev, s/n - Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Marcelo Moreira Ganzarolli

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – Departamento de Energia
Rua Mendeleiev, s/n - Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
ganza@fem.unicamp.br

Resumo. *O presente trabalho tem por objetivo otimizar o desenho de um trocador de calor ar-ar utilizado para resfriamento de um ambiente selado que não pode ser contaminado pelo ar externo. O trocador é formado por dutos paralelos de seções retangulares com escoamento em contra-corrente no regime turbulento. As duas correntes são separadas por paredes sólidas e lisas. A análise paramétrica é efetuada resolvendo-se equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, utilizando o modelo de turbulência **k-ε** padrão e considerando propriedades variáveis. A condução de calor nas paredes sólidas também foi incluída nas simulações. A solução numérica tridimensional é obtida através da discretização das equações de conservação em volumes finitos, sendo empregado um pacote numérico comercial (PHOENICS 3.3). As simulações são realizadas para número de Reynolds entre 8000 e 150000. Os resultados obtidos permitem avaliar o desempenho do trocador de calor para valores especificados da perda de carga e determinar a geometria que maximiza a quantidade de calor transferido.*

Palavras chave: trocador de calor, análise paramétrica, turbulência, volumes finitos.

1. Introdução

A crescente preocupação com a racionalização energética tem motivado o desenvolvimento de equipamentos térmicos cada vez mais leves, econômicos e eficientes. A competição industrial no setor eletrônico tem permitido a fabricação de componentes cada vez menores. Isso faz com que a densidade de potência volumétrica aumente, aumentando os fluxos de calor locais e a possibilidade de superaquecimento e conseqüentemente de falha. O desempenho e a confiabilidade dos componentes são fortemente dependentes da temperatura de operação que, dentre todos os fatores ambientais como umidade e de contaminantes em suspensão, é o que mais contribui para a deterioração dos equipamentos.

O calor dissipado no interior dos painéis eletroeletrônicos pelos equipamentos e controladores eletrônicos provoca o aumento da temperatura interna em relação à temperatura ambiente. Esta temperatura elevada é prejudicial ao funcionamento e a durabilidade (vida útil) dos componentes eletroeletrônicos que compõe os equipamentos de telecomunicações e os controladores de processos. Por sua vez, o uso de painéis vedados dificulta a transferência de calor do interior do painel para o meio ambiente, o que aumenta ainda mais a temperatura interna do painel. Este fato é ainda agravado pela miniaturização dos componentes eletrônicos que permitem montagens mais compactas provocando um aumento ainda maior da temperatura interna dos gabinetes. Assim, se por um lado diminuem o tamanho dos gabinetes de telecomunicações e dos painéis elétricos de máquinas ou processos, por outro lado, aumentam os problemas e defeitos decorrentes do aumento da temperatura interna. Os equipamentos comercialmente disponíveis para a dissipação térmica em painéis elétricos são: ventiladores, condicionadores de ar e trocadores de calor ar-ar.

Nos conjuntos de ventilação a troca de calor é promovida com a renovação do ar interno quente por ar frio externo. A utilização de filtros minimiza a entrada das partículas contidas no ambiente para o interior do gabinete. Esta é a solução tecnicamente mais econômica, porém necessita de manutenção periódica dos filtros. Os condicionadores de ar promovem a troca térmica por ciclo de refrigeração com redução da umidade e, por conseqüência, garantem a estabilidade térmica do painel. Apesar desta alternativa preservar o grau de proteção mecânica do conjunto painel/equipamento, ela possui custos operacionais e de manutenção elevados. Nos trocadores de calor ar-ar a troca térmica é realizada por meio de duas correntes de ar em contra-fluxo transferindo o calor interno para a corrente de ar externa através de uma superfície metálica (comumente alumínio) que separa fisicamente os fluxos.

Esta solução preserva o grau de proteção do equipamento, garante um ambiente isento de contaminantes sem a utilização de filtros, não requer manutenção periódica e tem um custo operacional satisfatório.

O presente trabalho focaliza um trocador de calor ar-ar como opção de dissipador térmico para painéis eletro-eletrônicos. O trocador é constituído por dutos paralelos de seções retangulares colocados lado a lado. O escoamento dos fluxos de ar frio e quente se dá em contra-corrente e em regime turbulento. Este arranjo é empregado como lateral ou mesmo porta de gabinetes de equipamentos eletro-eletrônicos operando em um ambiente interno selado para garantir a não contaminação com o ar externo, mas promovendo a troca térmica entre as correntes. A Fig. (1) mostra um arranjo esquemático desta configuração. A motivação deste trabalho é a otimização das dimensões da seção transversal deste trocador que proporcionem o máximo calor transferido para uma dada queda de pressão. Isto é alcançado por meio de simulação numérica da performance hidráulica e térmica de uma série de parâmetros do trocador. Nas seções seguintes são apresentados: a configuração do trocador, as equações de transporte utilizadas para modelar o fenômeno, o método numérico e por fim os resultados.

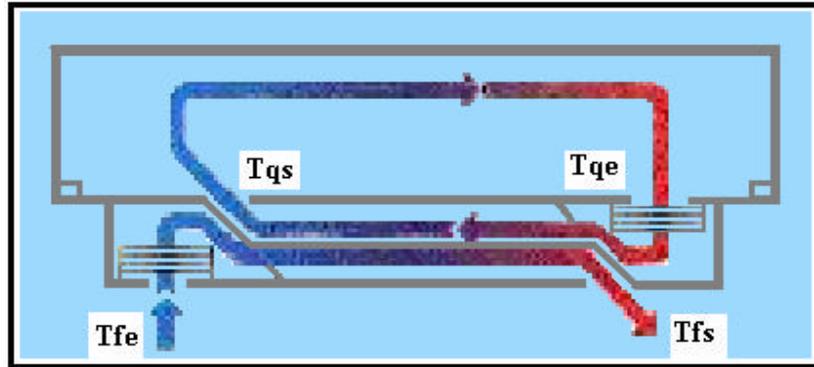


Figura 1. Esquema de um trocador de calor em contra-corrente.

2. Configuração Geométrica do Trocador

É conveniente introduzir as direções coordenadas adotadas neste trabalho a priori da apresentação da geometria do trocador. Tomando-se o eixo de coordenadas XYZ, apresentado na Fig. (2), considera-se os sentidos crescentes dos eixos XYZ representados por Leste, Norte e Alto, respectivamente. De modo similar, representa-se o sentido decrescente dos eixos XYZ por Oeste, Sul e Baixo.

O trocador de calor é composto por uma sucessão de canais retangulares de comprimento L e largura H colocados lado a lado e paralelos com o eixo Z onde os fluxos de ar quente e frio se alternam em contra-corrente conforme sugere a Fig. (2). A seção transversal possui uma altura e largura representada por $2a$ e $2b$, respectivamente. Para realizar a análise paramétrica a altura foi mantida fixa ($2a = 0,1$ m) enquanto que a largura variou ($0,005\text{m} < 2b < 0,1\text{m}$). A razão de aspecto da seção transversal, α^* , é definida como $\alpha^* = 2b/2a$, sendo que para as geometrias analisadas, esta razão está na faixa de $0,05 < \alpha^* < 1$. Separando os canais existe uma parede sólida de alumínio de espessura “ e ” tomada como constante igual a $0,002$ m. Considera-se que não há fluxo de calor de ou para o ambiente externo cruzando as faces N e S do alumínio. Cada canal possui um plano adiabático, paralelo ao plano YZ , que divide a seção transversal ao meio, conforme sugere a Fig. (2). Esta simetria na troca de calor existe por considerar-se que o número de canais é grande o suficiente para que a eventual troca térmica dos canais das extremidades não influencia a troca térmica dos canais centrais e também que as superfícies N e S estejam termicamente isoladas. Pode-se então definir o “módulo térmico” como sendo uma unidade compreendida entre dois planos adiabáticos, como sugere a Fig. (2). O fluido quente que está contido entre o plano adiabático e a parede, transferindo calor somente para a porção do fluido frio vizinho contido entre a parede e o plano adiabático. Desta forma pode-se redefinir o trocador de calor como uma sucessão de “módulos térmicos” separados por planos adiabáticos. Esta definição é conveniente na implementação do modelo numérico.

Por fim, admite-se que no arranjo proposto as correntes de ar quente e frio apresentam um perfil uniforme de velocidades na entrada de cada canal e se desenvolvem a partir destas seções. Efeitos de curvatura causados por defletores de ar ou bloqueios parciais da seção, que freqüentemente ocorrem em aplicações deste tipo, não estão sendo aqui considerados.

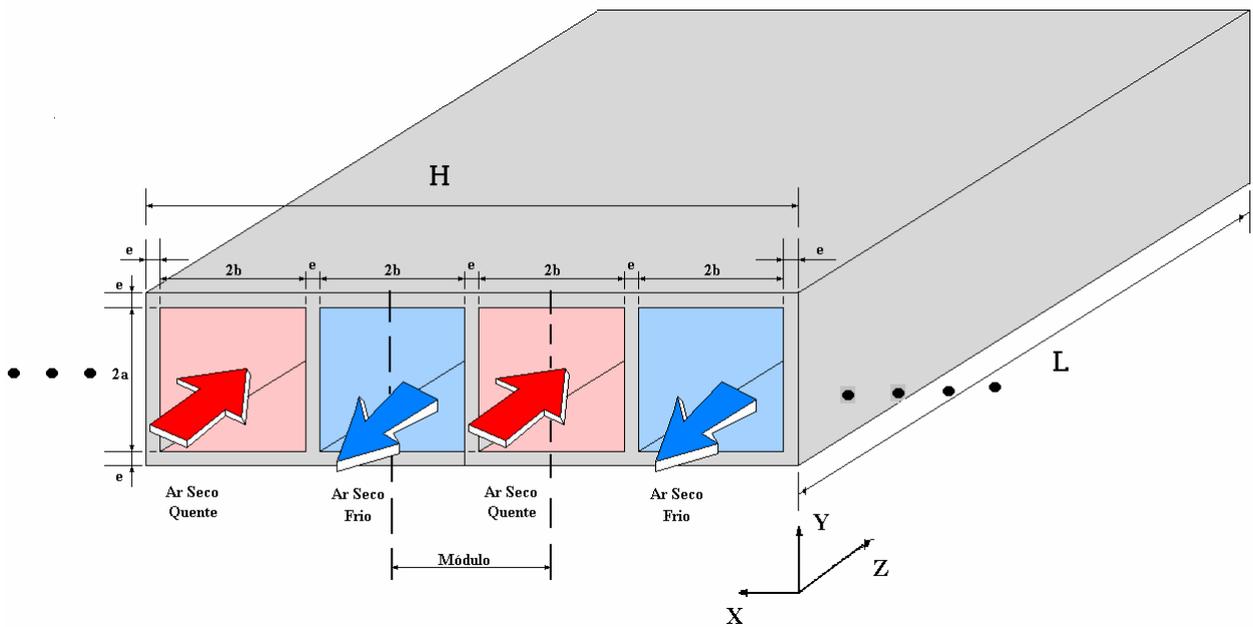


Figura 2. Ilustração física do problema.

3. Desenvolvimento matemático

O escoamento é considerado turbulento, tridimensional e em regime permanente. As propriedades físicas variam com a temperatura. O fluido de trabalho utilizado foi ar seco. A densidade do ar foi calculada admitindo um comportamento de gás perfeito e os valores de viscosidade dinâmica foram obtidos pela fórmula de Sutherland, Fox e Mc Donald, (1994).

As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são escritas em termos de suas grandezas médias e das médias de produtos de suas grandezas flutuantes utilizando o processo de decomposição e média de Reynolds.

As equações médias de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são representadas pelas equações (1) a (3).

$$\frac{\partial(\rho w_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho w_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho w'_i w'_j} \right] \quad (2)$$

$$\rho c_p w_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{\rho w'_j t'} \right) \quad (3)$$

onde, w é a velocidade média, w' é a velocidade turbulenta flutuante, T é a temperatura, t' é a temperatura turbulenta flutuante, P é a pressão, ρ é a densidade, λ é a condutividade térmica e μ é a viscosidade.

Os termos $-\overline{\rho w'_i w'_j}$ na equação da conservação da quantidade de movimento e $-\overline{\rho w'_j t'}$ na equação de energia representam respectivamente o tensor de Reynolds e o fluxo de calor turbulento. Uma vez que estes termos constituem novas variáveis de escoamento eles são modelados a partir do campo médio de velocidade e de temperatura usando a hipótese de viscosidade turbulenta de Boussinesq μ_t e o número de Prandtl turbulento, Pr_t :

$$-\overline{\rho w'_i w'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right), \quad -\overline{\rho w'_j t'} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (4)$$

Tanto a viscosidade turbulenta, μ_t , quanto o número de Prandtl turbulento, Pr_t , não são propriedades do fluido, mas dependem do escoamento. Eles são modelados utilizando o modelo κ - ϵ padrão Launder e Spalding, (1974).

3.1. Modelo de turbulência (k-e padrão)

A viscosidade turbulenta é determinada a partir da energia cinética turbulenta κ e da dissipação de energia cinética turbulenta ϵ , na forma:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{\kappa^2}{\epsilon} \quad (5)$$

Os valores locais de κ e ϵ são obtidos da solução de duas equações de transporte adicionais:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho W_j \kappa - \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) = (P_\kappa - \rho \epsilon) \quad (6)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho W_j \epsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) = \frac{\epsilon}{\kappa} (C_{1\epsilon} P_\kappa - C_{2\epsilon} \rho \epsilon) \quad (7)$$

O termo P_κ que aparece nas equações (8) e (9) é a produção da energia cinética turbulenta, modelada por:

$$P_\kappa = \mu_t \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial W_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

As constantes que aparecem nas equações (8) e (9) são características do modelo de turbulência e seus valores são: $C_\mu = 0,09$; $C_{1\epsilon} = 1,44$; $C_{2\epsilon} = 1,92$; $\sigma_\kappa = 1,0$ e $\sigma_\epsilon = 1,3$. E os números de Prandtl laminar e turbulento são respectivamente: $Pr = 0,7$ e $Pr_t = 0,9$.

3.2. Condições de contorno

Nas Figuras (3) e (4) são mostradas as condições de contorno para os planos YX e XZ referentes a meio módulo térmico devido a simetria na fronteira Norte. As correntes nas entradas de ar quente e frio têm as temperaturas, T_{qe} e T_{fe} , e possuem a mesma velocidade uniforme na direção Z, w_{med} , porém em contracorrente.

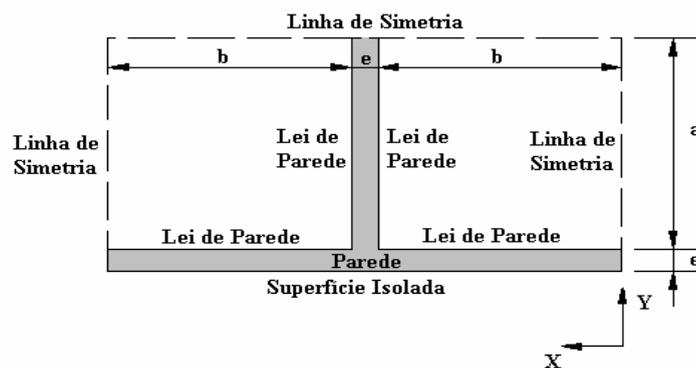


Figura 3. Condições de contorno para 1/2 módulo térmico no plano YX.

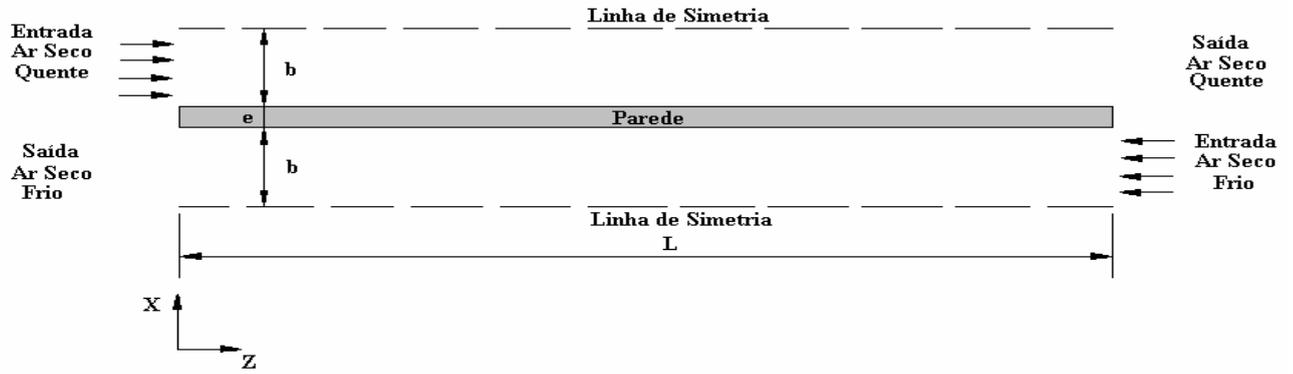


Figura 4. Condições de contorno para 1/2 módulo térmico no plano XZ.

As Figuras (3) e (4) apresentam linhas de simetria onde a derivada da velocidade w é nula e as derivadas parciais nas direções X e Y , normais ao escoamento, de todas as demais variáveis também são nulas.

$$\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial \kappa}{\partial y} = \frac{\partial \kappa}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Nas saídas do domínio admite-se a hipótese que o escoamento seja localmente parabólico, isto é:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \kappa}{\partial z} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

Nas paredes do domínio as superfícies são impermeáveis ($v = u = 0$) e além disso a condição de não deslizamento aplica-se para $w = 0$ considerando a Fig. (3) e a Fig. (4). A face S, abaixo da parede de alumínio, ou seja, a superfície externa do trocador de calor é considerada adiabática. A face N, acima da parede de alumínio, ou seja a superfície interna do trocador é aplicada Lei de parede. Também é aplicada Lei de parede para as superfícies da parede entre os fluidos de ar quente e ar frio.

Tabela 1 – Condições de Contorno.

Entrada	Saída	Linha de Simetria	Parede
$u = v = 0$	$u = v = 0$	$u = v = 0$	$u = v = 0$
$w = w_{med}$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial y} = 0$	$w^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + 5,1$
$T_{qe} = 323 \text{ K}$ $T_{fe} = 298 \text{ K}$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$T^+ \approx \frac{Pr_t}{k} \ln y^+ + 13 Pr^{2/3} - 7$
$\kappa = \kappa_e = (I w_{med})^2$	$\frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \kappa}{\partial y} = 0$	$\kappa = \frac{w_\tau^2}{C_\mu^{1/2}}$
$\varepsilon = \varepsilon_e = \frac{6,6(\kappa_e)^{3/2}}{D_h}$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0$	$\varepsilon = \frac{w_\tau^3}{ky}$

onde, I é a intensidade turbulenta com o valor de 5%, w_τ é a velocidade de atrito, τ_w é a tensão na parede, y é a distância da parede até a o ponto central do primeiro volume de controle, k é a constante de Von Kármán, $k = 0,41$; White (1992), e y^+ , w^+ e w_τ são definidos por:

$$y^+ = \frac{w_\tau y}{\nu}, \quad w^+ = \frac{w}{w_\tau}, \quad w_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad T^+ = \frac{q''_p (T_p - T)}{\rho c_p w_\tau} = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{\mu_t}{\mu}}, \quad (11)$$

onde, q''_p é o fluxo de calor na parede e T_p é a temperatura na parede.

O número de Reynolds utilizado nas simulações varia entre 8000 e 150000, sendo expresso pela seguinte equação:

$$Re = \frac{D_h w_{med}}{\nu}, \quad (12)$$

onde, ν é a viscosidade cinemática, e D_h é o diâmetro hidráulico, $D_h = \frac{8(ab)}{(a+b)}$.

4. Solução numérica

4.1. Método

As equações de conservação, equações (1) a (3) e (6) e (7) foram discretizadas usando o método de volumes de controle finitos, Patankar (1980). As simulações numéricas foram realizadas por meio do pacote PHOENICS 3.3. O acoplamento do campo de velocidade e de pressão é realizado por meio de uma variante do método SIMPLE denominado SIMPLEST. O esquema híbrido de interpolação foi utilizado na discretização dos termos difusivos e convectivos. Os dados de entrada do programa incluíram a geometria e dados físicos do fluido simulado. Na simulação é considerada transferência de calor conjugada, ou seja, no domínio onde possui a região sólida o calor é transferido pela condução ($u = v = w = 0$) e no fluido o calor é transferido pela convecção e condução.

4.2. Malha

Na Fig. (5) é apresentada a malha computacional do trocador de calor. No plano YX, ela é composta por 22 volumes de controle na direção X, $NX = 22$, 13 volumes de controle na direção Y, $NY = 13$. A direção Y é dividida em 3 regiões, a primeira região composta com 4 volumes de controle é formada pela parede de alumínio, a segunda com 1 volume de controle é representada pelo fluido próximo à parede onde é respeitado o valor de $y^+ > 30$ para o modelo κ - ϵ , e a terceira região composta por 8 volumes de controle é formada pelo fluido. A direção X é dividida em 5 regiões, a primeira é composta por 8 volumes de controle e é formada pelo fluido frio e pela parede de alumínio, a segunda região composta com 1 volume de controle é representada pelo fluido próximo a parede, a terceira região formada pela parede entre os fluidos é composta por 4 volumes de controle, a quarta região composta por 1 volume de controle é formada pelo fluido próximo a parede e a quinta região composta com 8 volumes de controle é formado pelo fluido quente e pela parede de alumínio. Para $X = 0$, $X = 2b+e$, e $Y = a+e$ é considerada linha de simetria, enquanto que para $Y = 0$ é considerada uma superfície isolada onde não há contato com o fluido, portanto são desprezados os efeitos de aleta.

Na Fig. (6) é mostrada a malha computacional do trocador de calor no plano YZ, ela é composta por 30 volumes de controle na direção Z, $NZ = 30$, e 13 volumes de controle na direção Y, $NY = 13$. A direção Y, como foi colocado anteriormente, possui 3 regiões. A direção Z refere-se ao longo do canal, os 30 volumes de controle são distribuídos conforme uma progressão geométrica de 1,3, Spalding (1994). A progressão inicia-se próximo às entradas, ou seja $Z = 0$ e $Z = L$, para se obter os gradientes de velocidade e temperatura para o cálculo da temperatura média de mistura e da queda de pressão.

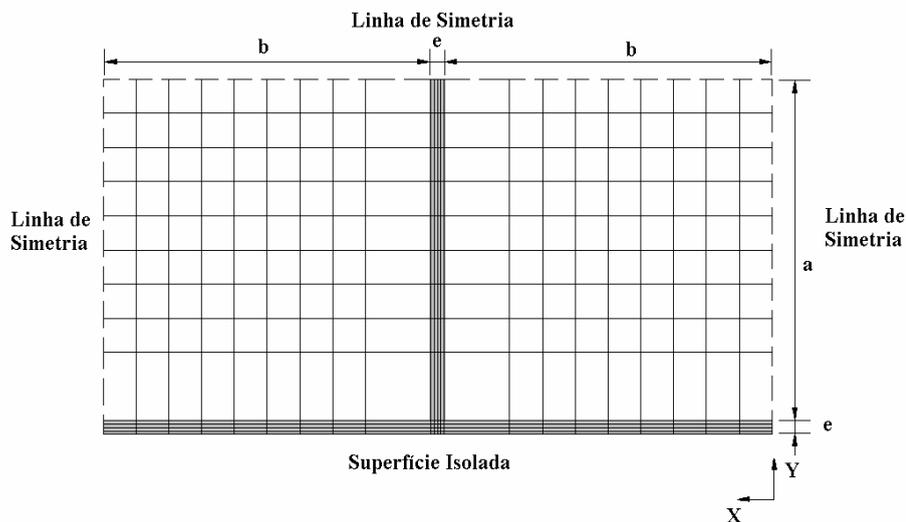


Figura 5. Malha computacional do trocador de calor no plano YX.

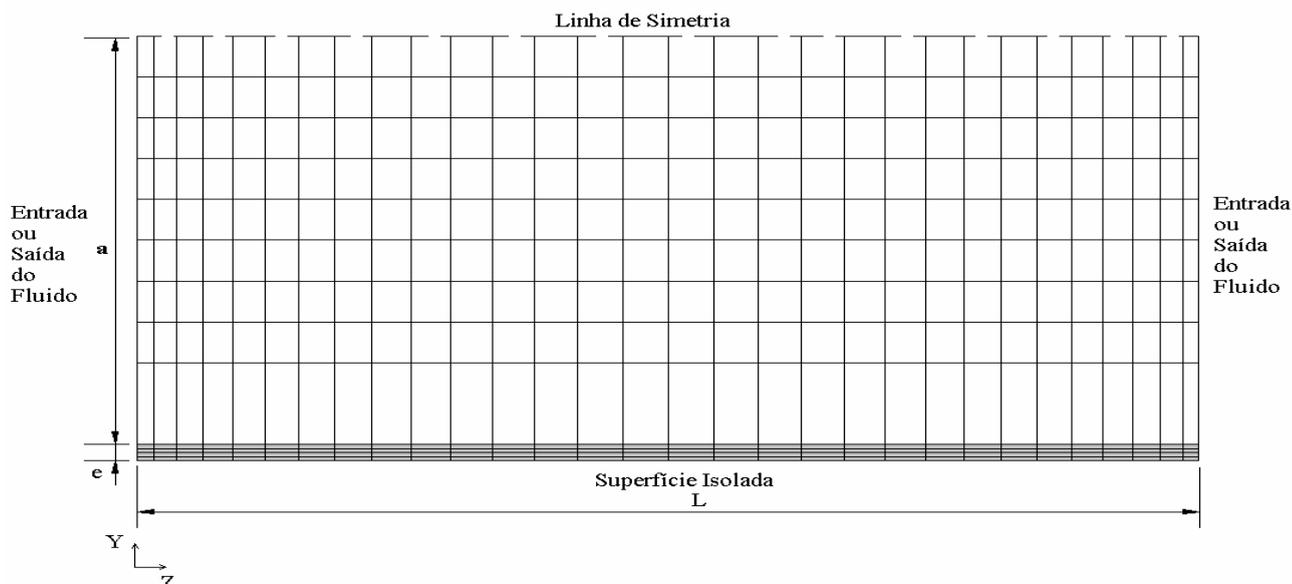


Figura 6. Malha computacional do trocador de calor no plano YZ.

4.3. Convergência

Considera-se convergido a solução de uma variável quando a razão entre a somatória dos resíduos desta variável e um resíduo de referência for menor que uma unidade.

O critério de convergência é definido como:

$$\frac{\sum_{NX,NY,NZ} | \text{Resíduo}(\phi) |}{\text{RESREF}(\phi)} < 1, \tag{13}$$

onde, RESREF é o resíduo de referência e ϕ é o valor da variável dependente.

O resíduo de referência, RESREF, representa um valor médio característico do resíduo da variável por volume de controle. Ele é estimado como sendo um fluxo de referência da variável multiplicado por um fator (RESFAC) e dividido pelo número total de volumes do domínio, Spalding (1994).

$$\text{RESREF} = \text{RESFAC} \frac{\text{FLUXO}}{\text{NXNY}}. \tag{14}$$

A tabela 2 mostra os valores utilizados de resíduos de referência para as equações de conservação da massa, quantidade de movimento, energia térmica, energia cinética turbulenta e dissipação da energia cinética.

Tabela 2 – Valores de resíduos de referência.

Equações		Unidades	Fluxo	RESREF
Massa	Eq. (1)	(kg/s)	7,2E-2	7,2E-6
u	Eq. (2)	(kg/s)(m/s)	1,4E 0	1,4E-4
v	Eq. (2)	(kg/s)(m/s)	1,4E 0	1,4E-4
w	Eq. (2)	(kg/s)(m/s)	1,4E 0	1,4E-4
T	Eq. (3)	(J/s)	1,8E+2	1,8E-2
κ	Eq. (6)	(kg/s)(m ² /s ²)	7,2E-2	7,2E-6
ϵ	Eq. (7)	(kg/s)(m ² /s ³)	1,0E+2	1,0E-2

5. Resultados

Os resultados numéricos são apresentados em duas seções. A primeira refere-se a parâmetros relacionados à queda de pressão e ao calor transferido e a segunda aplica-se ao processo de otimização da troca térmica em função de uma perda de carga especificada no arranjo.

5. 1. Resultados paramétricos da perda de carga e fluxo de calor.

Nesta seção são apresentados resultados numéricos da queda de pressão e do fluxo de calor em função da vazão mássica e da razão de aspecto α^* dos canais. Os resultados aplicam-se para temperaturas de entrada da corrente de ar quente e ar frio, T_{qe} e T_{fe} fixadas em 323K e 298K, respectivamente. Os valores de vazão mássica, Φ , referem-se ao fluxo que cruza a seção transversal ($2a \times 2b$) além disto, as vazões mássicas das correntes de ar quente e frio são iguais. As dimensões dos canais são: comprimento na direção Z fixado em 1 m, a espessura das paredes de alumínio iguais a 0,002m, a altura do canal, $2a$ igual a 0,1 m, e a largura do canal $2b$ variável conforme indicado na tabela 3. Por conveniência ela também mostra a razão de aspecto α^* da seção transversal do canal.

Tabela 3 – Tabela de razão de aspecto, α^* .

α^*	$2b$ (m)
2	0,1000
1	0,1000
1/2	0,0500
1/4	0,0250
1/8	0,0125
1/10	0,0100
1/15	0,0075
1/20	0,0050

A queda de pressão, ΔP em Pascals, ao longo do comprimento ($L = 1m$) do canal é mostrada na Fig. (7) em função da vazão mássica, Φ em kg/s de ar, para configurações com razão de aspecto α^* variando entre 2 a 1/20, conforme indicado na legenda da figura. Os resultados de $\Delta P \times \Phi$ na escala log-log revelam famílias de retas paralelas entre si indicando que a ΔP é proporcional a mesma potência de Φ para quaisquer razões de aspecto α^* . Elas também sugerem que estas retas podem ser reduzidas a uma única reta por meio de uma representação adimensional dos parâmetros cinmáticos e dinâmicos do problema.

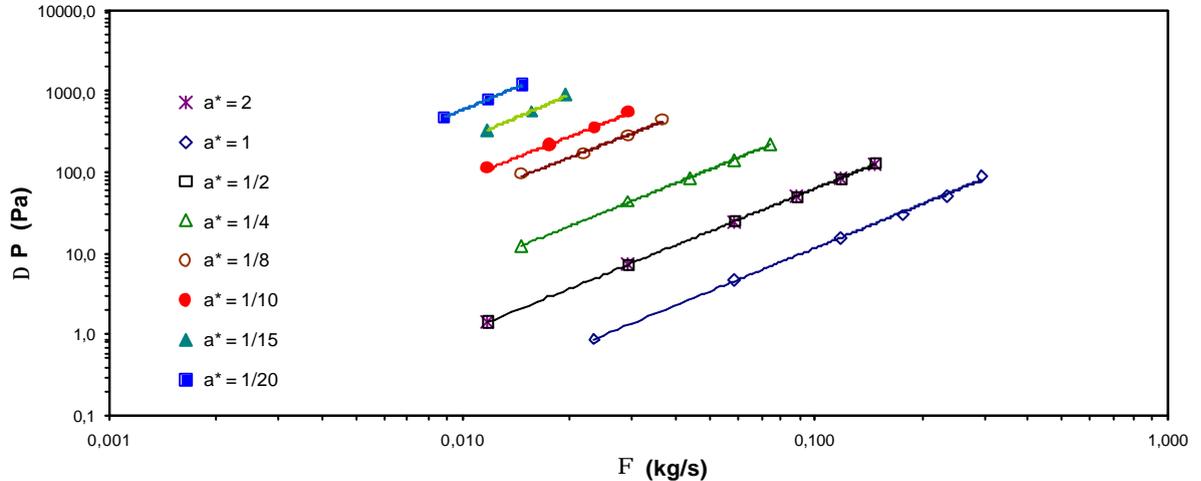


Figura 7. Queda de pressão para diversas razões de aspecto em função da vazão.

Propõe-se expressar a queda de pressão por meio do fator de atrito f , que é uma função do número de Reynolds do escoamento e da razão de aspecto. O fator de atrito f é definido por:

$$f = \frac{(\Delta P/L)D_h}{2\rho w_{med}^2} \tag{15}$$

onde w_{med} é a velocidade média de entrada, ρ é a densidade do fluido e D_h o diâmetro hidráulico. Um ajuste clássico entre o fator de atrito e Reynolds do tipo $f = f(Re)$ não representa adequadamente os efeitos na variação da razão de aspecto α^* nos dados numéricos. De fato isto já foi observado por Jones (1976) ao propor uma correção baseada na razão de aspecto α^* , para modificar o número de Reynolds e melhor ajustar os dados experimentais de queda de pressão em canais retangulares em regime turbulento desenvolvido. Busca-se então um ajuste do tipo $f = f(\beta Re)$ onde β é um parâmetro geométrico que traz informação sobre a dependência com a razão de aspecto do canal, $\beta = a_0 + a_1 \alpha^{*n}$ e a_0 , a_1 e n são parâmetros a serem determinados pelo ajuste. Uma técnica de mínimos quadrados foi empregada para determinar

a curva de melhor ajuste. O fator de atrito em função do produto (βRe) é mostrado na Fig. (8). Observa-se que os dados obtidos das diferentes razões de aspecto e Reynolds ficam bem representados por uma única curva dada por:

$$f = 0,03(\beta Re)^{-0,2} \quad e \quad \beta = 0,05 - 0,013 \alpha^{*0,5}, \quad (16)$$

sendo que o grau de linearidade do ajuste, aferido pelo parâmetro R^2 , foi de 0,90. O ajuste proposto por Jones (1976) também aplica-se porém, encontrou-se um valor do parâmetro R^2 de 0,73 indicando que o grau de linearidade é inferior aquele obtido pela correlação dedicada a configuração do trocador.

Considerando uma largura ($H = 1m$) do trocador de calor, a área total de troca térmica por metro de largura do trocador A_t' , e a vazão total de um fluido por metro de largura do trocador Φ_t' , são obtidas pelas seguintes equações:

$$A_t' = \frac{2(a+b)LN_m}{H}, \quad \Phi_t' = \frac{\Phi N_m}{H 2}. \quad (17)$$

onde, N_m é o número de módulos, $N_m = H/(2b+e)$.

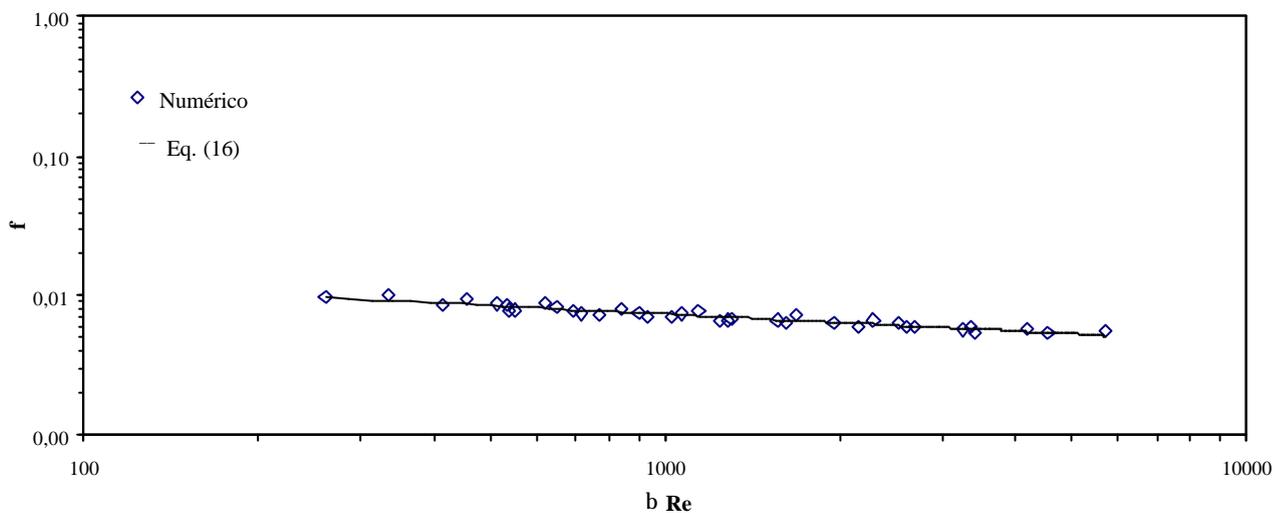


Figura 8. Fator de atrito e a curva de ajuste em função de βRe .

O fluxo de calor por unidade de largura do trocador de calor q' , é determinado pelo produto da diferença de temperatura média de mistura entre a entrada e a saída da corrente de fluido quente ΔT_{e-s} , do calor específico do ar e do fluxo mássico total Φ_t' ,

$$q' = c_p \Phi_t' \Delta T_{e-s}, \quad (18)$$

O fluxo de calor q' em Watts/m, é mostrado na Fig. (9) em função da vazão mássica no duto Φ em kg/s de ar, para configurações com razão de aspecto α^* variando entre 2 a 1/20, conforme indicado na legenda da figura. Os resultados de $q' \times \Phi$ na escala log-log da Fig. (9) revelam famílias de retas paralelas entre si indicando que q' é proporcional a mesma potência de Φ para quaisquer razões de aspecto α^* . Eles também sugerem que estas retas podem ser reduzidas a uma única reta por meio de uma representação adimensional dos parâmetros cinemáticos e dinâmicos do problema.

Propõe-se expressar o fluxo de calor por meio do número de Stanton, que apresenta uma dependência com o fator de atrito, com o número de Prandtl e com a razão de aspecto conforme sugere a relação de Colburn, Kays (1984). O número de Stanton, é definido por:

$$St = \frac{\bar{h}}{\rho W_{med} c_p}, \quad (19)$$

onde \bar{h} é o coeficiente médio de transferência de calor determinado pela seguinte expressão:

$$\bar{h} = \left\{ L(bE_f + a) \left[\frac{N_m}{UA_t'} - \frac{e}{2\lambda L(a+e)} \right] \right\}^{-1}, \quad (20)$$

onde, λ é a condutividade térmica do alumínio e E_f é a eficiência da aleta obtido pela seguinte equação:

$$E_f = \frac{\text{tgh}(mb)}{mb}, \tag{21}$$

onde, $m^2 = \frac{2\bar{h}L}{2\lambda 2L}$, parâmetro utilizado considerando o efeito aleta, Incropera (1992).

Como a equação (20) é transcendental o valor de \bar{h} é determinado por um processo iterativo, desprezando o efeito aleta e como primeira estimativa é considerado a seguinte expressão:

$$\frac{1}{U} = \frac{e}{\lambda} + \frac{2}{h}, \tag{22}$$

onde U é o coeficiente global de transferência de calor definido por:

$$q' = UA_t \Delta T_{ml}, \tag{23}$$

onde ΔT_{ml} é a diferença de temperatura média logarítmica.

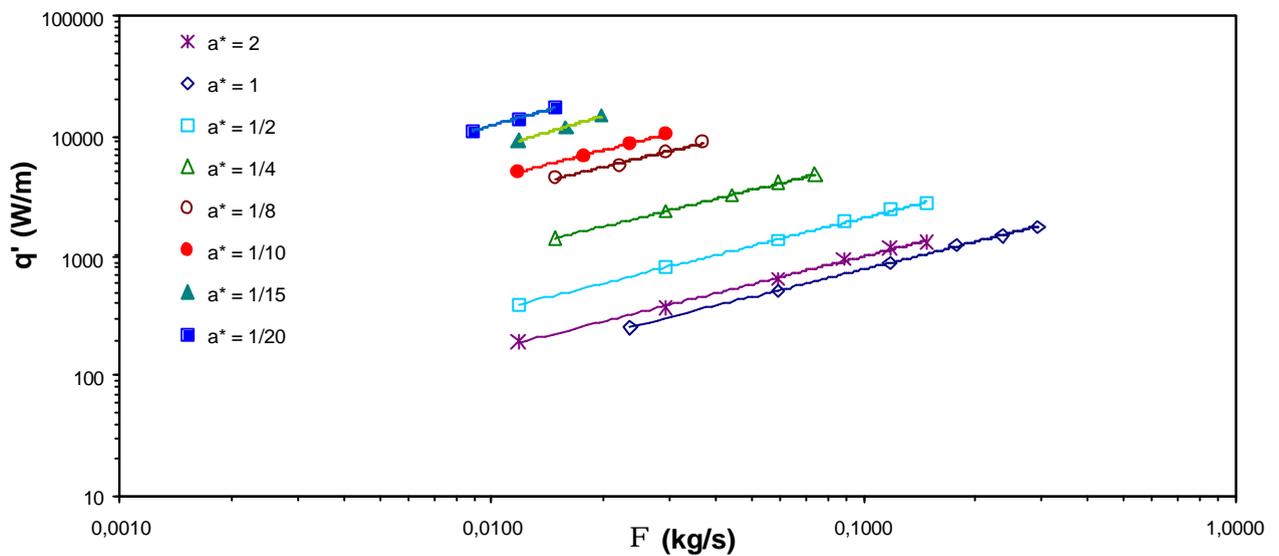


Figura 9. Calor trocado por metro de largura do trocador de calor em função da vazão e da razão de aspecto.

A dependência de St com f é melhor expressa se for introduzida a correção da variação da razão de aspecto α^* , de maneira similar àquela empregada na equação (16). Busca-se então um ajuste do tipo $St Pr^{2/3} = g(\gamma f)$ onde γ é um parâmetro geométrico que traz informação sobre a dependência com a razão de aspecto do canal, $\gamma = b_0 + b_1 \alpha^{*m}$ e b_0 , b_1 e m são parâmetros a serem determinados pelo ajuste. Uma técnica de mínimos quadrados foi empregada para determinar a curva de melhor ajuste. O parâmetro $St Pr^{2/3}$ em função do produto (γRe) é mostrado na Fig. (10). Observa-se que os dados obtidos das diferentes razões de aspecto e vazões mássicas ficam bem representados por uma única curva dada por:

$$St Pr^{2/3} = 0,53(\gamma f)^{1,05} \quad e \quad \gamma = 1,0 + 0,01 \alpha^{*0,01}. \tag{24}$$

sendo que o grau de linearidade do ajuste, aferido pelo parâmetro R^2 , foi de 0,94.

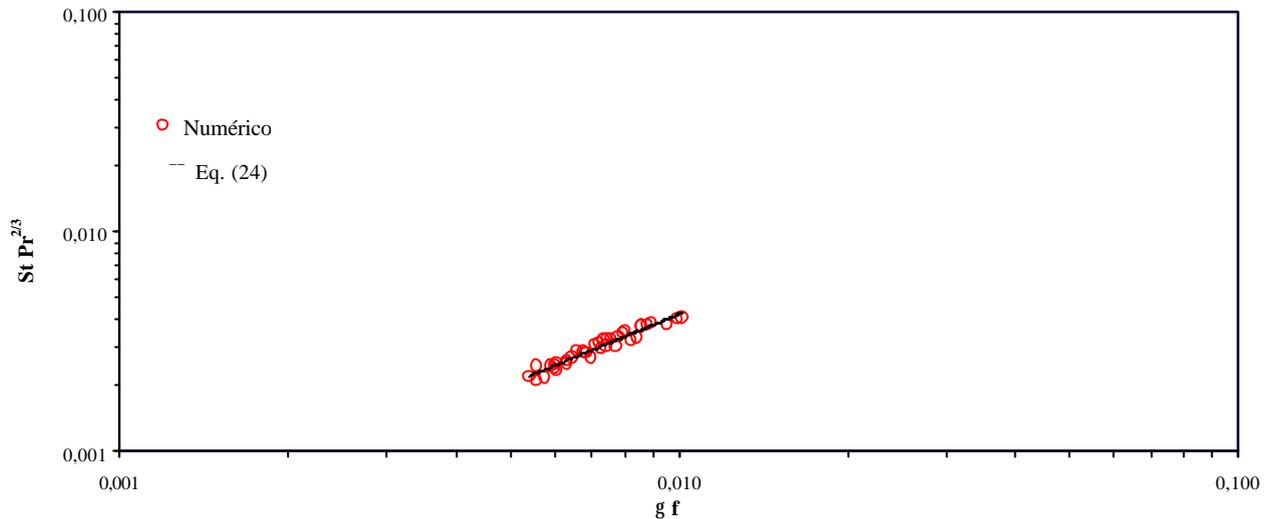


Figura 10. $St Pr^{2/3}$ e a curva de ajuste em função de gf .

5.2 Otimização da troca térmica

Através das expressões (16) e (24), pode-se calcular o calor transferido por metro de largura do trocador apenas com valores de queda de pressão e da razão de aspecto. Com o valor do número de Stanton determina-se o valor do coeficiente global de transferência de calor utilizando as equações (19) e (20).

Em seguida, aplicando o método da efetividade-NUT, encontra-se o calor transferido por metro de largura, através das equações:

$$q' = \eta q'_{\text{máx}}, \tag{25}$$

onde $q'_{\text{máx}} = \Phi'_t c_p (T_{\text{qe}} - T_{\text{fe}})$. A efetividade η de um trocador de calor em contracorrente com mesma capacidade térmica para ambas correntes é:

$$\eta = \frac{NUT}{NUT + 1}, \tag{26}$$

sendo o número de unidades de transferências NUT, igual a:

$$NUT = \frac{UA'_t}{\Phi'_t c_p}. \tag{27}$$

Combinando as equações (25) e (26) tem-se:

$$q' = \frac{UA'_t}{UA'_t + \Phi'_t c_p} \Phi'_t c_p (T_{\text{qe}} - T_{\text{fe}}) = \frac{(T_{\text{qe}} - T_{\text{fe}})}{\frac{1}{UA'_t} + \frac{1}{\Phi'_t c_p}} \tag{28}$$

Pela equação (28) pode-se notar que para o calor transferido possuir um máximo, considerando fixa a diferença de temperatura $(T_{\text{qe}} - T_{\text{fe}})$, o denominador deve possuir um mínimo. A Fig. (11) ilustra, para diversos valores de queda de pressão ΔP , a dependência do calor transferido e da vazão em relação à razão de aspecto α^* . Na medida em que a razão de aspecto diminui de $\alpha^* = 1$ até $1/50$ a área de troca de calor aumenta e, conseqüentemente, o primeiro termo do denominador da equação (28) diminui. Seguindo uma tendência contrária, visto que a vazão diminui, o segundo termo deste denominador aumenta. Este comportamento sugere a existência de um valor intermediário da razão de aspecto que minimiza a soma destes termos, maximizando o calor transferido. O ponto de máximo encontrado em cada curva de queda de pressão constante mostra a melhor razão de aspecto a ser utilizada para maximizar o calor transferido. Como pode ser observado na Fig. (11), o valor ótimo da razão de aspecto foi tal que $1/15 \leq \alpha^* \leq 1/8$ para toda faixa de valores da queda de pressão.

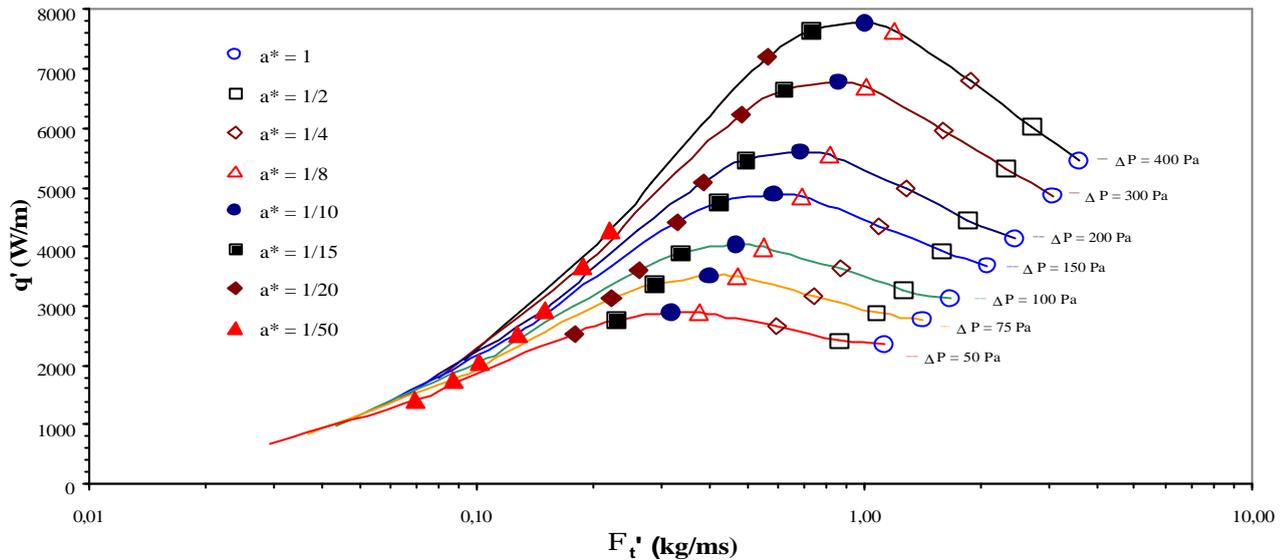


Figura 11. Calor transferido em função da vazão mássica e da queda de pressão.

6. Conclusões

O presente trabalho apresenta uma investigação numérica a respeito da queda de pressão, troca de calor e da otimização de um trocador de calor ar-ar utilizado para resfriamento de um ambiente selado que não pode ser contaminado pelo ar externo.

O modelo computacional proposto procura aproximar as condições reais observadas, inclusive a condução de calor nas paredes sólidas. As simulações foram realizadas para Reynolds entre 8000 e 150000.

Os resultados numéricos obtidos do estudo paramétrico, da queda de pressão e do calor transferido para razões de aspecto na faixa de $0,05 < \alpha^* < 2$ são expressos na forma adimensional em termos do fator de atrito, do número de Reynolds, da razão de aspecto e do número de Stanton.

Com os resultados obtidos no estudo paramétrico e aplicando o método da efetividade-NUT obteve-se a razão de aspecto ótima para maximizar o calor transferido. O valor ótimo de α^* está no intervalo $1/15 \leq \alpha^* \leq 1/8$.

7. Referências

Fox, R.W. and McDonald, A.T., 1994, "Introdução à Mecânica dos Fluidos", Wiley, New York.
 Kays, S., Bergles, A.E. and Mayinger, F., 1984, "Compact Heat Exchangers", 3rd ed., McGraw-Hill, New York.
 Incropera, F. P., De Witt, D. P., 1992, "Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa", Rio de Janeiro, LTC, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A.
 Jones, O.C., 1976, "An Improvement in the Calculation of Turbulent Friction in Rectangular Ducts", Journal of Fluids Engineering, Vol 98, pp. 173-181.
 Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Comp. Meth. Appl. Mech. Engineering, Vol 3, pp. 269-289.
 Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington.
 Spalding, D.B., 1994, "The PHOENICS Encyclopedia", CHAM Ltda., London, U.K.
 White, F., 1992, "Viscous Flow", 2nd ed., McGraw Hill, New York.

PARAMETRIC ANALYSIS OF A HEAT EXCHANGER USING NUMERICAL SIMULATION

Abstract. The pressure drop and heat transfer flux on an air-air heat exchanger employed as a cooling device for a closed cavity with heat dissipation are determined numerically. The analysis is further extended to optimize the cross section dimensions to render the maximum heat transfer rate at a given pressure drop. The heat exchanger is of rectangular cross section ducts placed side by side in counter flow turbulent regime. The duct walls are of smooth and flat aluminum. The conservation equations of mass, momentum and energy are solved with the *k-ε* turbulence model using the finite volume code embodied on the PHOENICS 3.3. The heat conduction along the solid walls is considered employing conjugate heat transfer treatment. The simulations are performed for Reynolds number between 8000 and 150000. The pressure drop and heat transfer rate are determined and expressed in terms of dimensionless parameters. The analysis is further advanced determining cross section aspect ratio which gives the maximum heat transfer rate for a given pressure drop.

Keywords: Heat exchanger, parametric analysis, turbulence, finite volumes.