

DETERMINAÇÃO DO ESPAÇAMENTO ÓTIMO EM CANAIS CONSTITUIDOS POR PLACAS COM GERAÇÃO UNIFORME DE CALOR

Marcelo Cunha da Silva

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – 13083-970 – Campinas – SP - Brasil
e-mail: macsilva@yahoo.com

Marcelo Moreira Ganzarolli

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – 13083-970 – Campinas – SP - Brasil
e-mail: ganza@fem.unicamp.br

Resumo. O trabalho apresenta a determinação da distância ótima entre as placas para a qual ocorre a máxima transferência de calor em um arranjo de canais horizontais sobrepostos com escoamento forçado de ar em regime laminar. As placas apresentam geração de calor interna uniforme e o número de Reynolds em função da distância entre as placas (Re_D) varia entre $20 < Re_D < 800$. O método consiste em se variar a distância entre as placas dos canais, mantendo-se a diferença total de pressão fixa, e determinar para qual espaçamento ocorre a máxima remoção de calor do arranjo sem ultrapassar um valor máximo de temperatura. São obtidas curvas de transferência de calor e perfis de temperatura para diferentes valores da condutibilidade da placa e também para diferentes espessuras da mesma. As equações governantes foram resolvidas utilizando-se a técnica de Volumes Finitos com esquema de interpolação Power-Law e o algoritmo SIMPLE. Os resultados obtidos mostraram uma redução do calor removido do arranjo quando se considera o mecanismo de transferência de calor conjugado na placa e no fluido em comparação com placas com fluxo de calor constante. Observou-se que o aumento da condutibilidade da placa resultou em um aumento do calor removido do conjunto.

Palavras chave: convecção forçada, otimização, método numérico.

1. Introdução

O desenvolvimento tecnológico nos últimos anos tem alcançado grandes avanços na área de componentes eletrônicos. Com isso o estudo da remoção de calor gerado pelos equipamentos torna-se extremamente importante. Existem diversas maneiras de se extrair calor gerado de componentes eletrônicos (Incropera, 1988) onde se destacam a convecção natural e a forçada, utilizando-se principalmente ar como fluido de resfriamento. As recentes pesquisas (Bejan, 1996) buscam como otimizar a troca de calor em canais arranjados lado a lado em um espaço previamente definido. Otimizar a remoção de calor consiste em se determinar a geometria para a qual se obtém a máxima remoção de calor possível em um certo agrupamento de canais, para uma diferença de pressão fixa e a temperatura máxima da superfície da placa mantida abaixo de um certo nível máximo. Existem trabalhos que tratam do espaçamento ótimo para a convecção natural, como em Bar-Cohen e Rohsenow (1984) que estudaram canais com temperatura da parede constante e com condição de fluxo de calor constante, aquecimento simétrico e assimétrico para canais curtos e longos, e obtiveram relações de distância ótima para uma ampla faixa de razão da distância entre placas sobre a altura do canal. Morrone et al. (1997) analisaram o espaçamento ótimo em canais verticais simetricamente aquecidos resfriados através de convecção natural levando-se em conta, através do domínio computacional, a região de entrada e de saída do canal em seu cálculo de espaçamento ótimo entre placas.

Dentre os principais trabalhos relativos à convecção forçada destaca-se o de Bejan e Sciubba (1992) que obtiveram valores ótimos de espaçamento de canais sobrepostos para uma dada diferença de pressão, para temperatura constante e fluxo de calor constante. Em um trabalho subsequente, Morega e Bejan (1994) tratam, numericamente, da otimização em placas lisas e elementos protuberantes. Tanto neste trabalho quanto no de Bejan e Sciubba (1992) observou-se que a distância ótima entre as placas é proporcional a uma diferença de pressão adimensional. Morega et al. (1995) calcularam o espaçamento ótimo de um agrupamento de placas paralelas utilizando uma corrente livre de fluido que está próximo das placas ao invés de se usar uma diferença de pressão imposta. O problema foi estudado numericamente para várias configurações e a condição de contorno na placa é de fluxo de calor constante.

Este trabalho tem como objetivo principal a determinação da distância ótima de um arranjo de placas paralelas horizontais, com geração de calor constante, para uma diferença de pressão imposta e temperatura máxima da placa abaixo de um certo valor permissível, analisando-se o efeito da condutibilidade da placa na remoção de calor bem como o efeito da variação de espessura da mesma. Esta distância fornece o máximo calor transferido do conjunto de placas para as condições impostas.

2. Equações Governantes e Condições de Contorno

A geometria analisada no presente trabalho é mostrada na Fig. (1). A região pontilhada corresponde ao domínio computacional utilizado no trabalho. A parte em cinza corresponde a placa. As propriedades termofísicas do fluido (ar) são admitidas constantes. As equações governantes em sua forma adimensional para escoamento de fluido bidimensional, laminar, incompressível em regime permanente são:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re_L} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re_L} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re_L \cdot Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

A equação da energia para a região que compreende o sólido é:

$$\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + 1 \right) = 0 \quad (5)$$

onde os parâmetros adimensionais são

$$X = x/L, \quad Y = y/L, \quad U = u/u_0, \quad V = v/u_0, \quad \theta = \frac{T - T_0}{q''' \cdot L^2 / k_w} \quad (6)$$

$$P = p / \rho \cdot u_0^2, \quad Re_L = u_0 \cdot v / L, \quad Pr = \nu / \alpha, \quad R = k_w / k_f$$

Onde

k_f – condutibilidade do fluido;
 k_w – condutibilidade da placa;
 L – comprimento da placa;
 p – pressão;
 Pr – número de Prandtl;
 q''' - geração de calor interna da placa;
 R – razão de condutibilidades;
 Re_L – número de Reynolds baseado no comprimento da placa;
 T_0 – Temperatura do fluido na entrada do canal;
 u_0 – velocidade do fluido na entrada do canal;
 α - difusibilidade térmica;
 ρ - densidade do fluido;
 ν - viscosidade cinemática.

As condições de contorno do caso estudado são apresentadas a seguir.

Para o cálculo de transferência de calor, considerando-se placas com fluxo de calor constante, resolve-se as Eqs. (1)-(4), onde os parâmetros adimensionais são os mesmos, exceto a temperatura adimensional que é igual

$$\theta = \frac{T - T_0}{q'' \cdot L / k_f} \quad (6.a)$$

Não existe razão R e não se resolve a equação de energia para a placa, pois a mesma não pertence ao domínio de cálculo para este caso de fluxo de calor constante, resolvendo-se apenas a região do fluido.

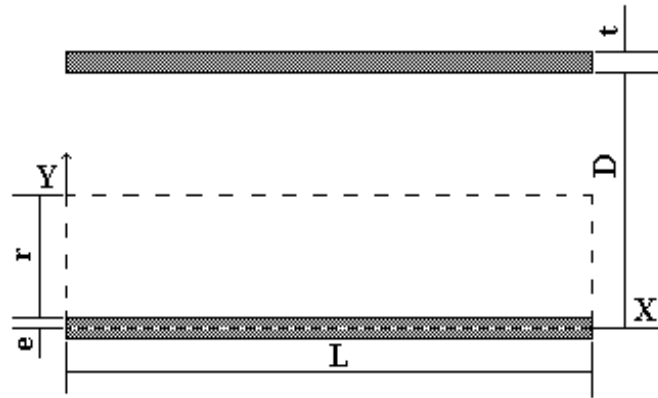


Figura 1 - Representação de um canal bidimensional utilizado no presente trabalho.

Para $X = 0, 0 < Y < e/L$

$$U = 0, \quad V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (7.a)$$

Para $X = 0, e/L < Y < (r + e)/L$

$$U = 1, \quad V = 0, \quad \theta = 0 \quad (7.b)$$

Para $X = L$

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (7.c)$$

Para $Y = 0$

$$U = 0, \quad V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (7.d)$$

Para $Y = (r + e)/L$

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0, \quad V = 0 \quad (7.e)$$

onde:

r = metade da distância entre as placas ($D/2$).

e = metade da espessura das placas ($t/2$).

3. Método Computacional

As equações governantes são resolvidas utilizando-se o método de Volumes Finitos desenvolvido por Patankar (1980) com malhas deslocadas para o campo de velocidade. Os termos convectivos das equações de conservação de movimento e energia são resolvidas utilizando-se o esquema Power-Law. O algoritmo de resolução do acoplamento pressão-velocidade é o SIMPLE (Patankar, 1980) o qual origina nas equações discretizadas um sistema que é resolvido pelo método TDMA. Utilizou-se malha não regular na direção Y e malha regular na direção X. A sensibilidade da malha para as várias geometrias utilizadas no trabalho foi testada para os seguintes valores de pontos em X e Y: 60 e 30 (1800 pontos), 160 e 40 (6400 pontos), 260 e 50 (13000 pontos), para a razão $(r+e)/L = 0.128$. Para a menor razão calculada $(r+e)/L = 0.028$ as malhas testadas foram 60 e 16 (960 pontos), 160 e 24 (3840 pontos), 260 e 34 (8840 pontos), também respectivamente nas direções X e Y. A diferença entre os resultados de diferença de pressão e temperatura da malha de 6400 pontos para a malha de 13000, obtida ao se subtrair estes valores e dividir o resultado pelo valor da malha de 6400 pontos, foi inferior a 1%. O mesmo resultado foi observado para a malha de 3840 pontos em comparação com a malha de 8840 pontos. Em função deste resultado utilizou-se a malha de 160x40 pontos para $(r+e)/L = 0.128$ e a malha de 160x24 pontos para $(r+e)/L = 0.028$, para os cálculos do escoamento e campo de temperatura neste trabalho. Estas duas malhas escolhidas apresentam a mesma lei de formação. Para valores intermediários de razão, entre $0.028 < (r+e)/L < 0.128$, o número de pontos na direção Y está entre 24 e 40 pontos, obedecendo-se a mesma lei de formação. Os resultados estão sumarizados na Tab. (1) e foram calculados para $Re_D =$

800 e razão de condutibilidades igual a 30. As três primeiras linhas correspondem ao caso de razão $(r+e)/L = 0.128$, as três últimas para o caso de $(r+e)/L = 0.028$. A malha na direção Y é não uniforme na região do fluido, na região do sólido permanece regular e o número de pontos nesta região é igual a 3.

Tabela 1 – Diferença de pressão e temperatura máxima da parede para as malhas analisadas.

Malha	ΔP	θ_w
60x30	2.590835e-1	6.341414e-3
160x40	2.658225e-1	6.330743e-3
260x50	2.670390e-1	6.329198e-3
60x16	6.221442e-1	1.290820e-3
160x24	6.330550e-1	1.284970e-3
260x34	6.372708e-1	1.282171e-3

O critério de convergência é fornecido pela seguinte equação:

$$\left| \frac{\phi_P^{k+1} - \phi_P^k}{\phi_P^k} \right| \leq 10^{-6} \tag{8}$$

onde ϕ representa as variáveis U, V, θ e k representa a iteração correspondente.

4. Resultados e Discussão

São apresentados a seguir, de forma resumida, os principais passos da análise de escala desenvolvida por Bejan e Sciubba (1992) e posteriormente por Mereu et al (1993) para se determinar a ordem de grandeza da distância para a qual ocorre a máxima dissipação de calor para uma dada diferença de pressão imposta e temperatura da placa abaixo de um valor máximo. Cada placa apresenta espessura igual a t e comprimento L. As placas constituintes dos canais são dispostas uma sobre a outra e espaçadas de uma distância D entre elas, preenchendo uma altura H. Ao admitir-se que o número de placas no arranjo é grande, este número de placas é igual a:

$$n = \frac{H}{D + t} \tag{9}$$

As placas liberam calor nos dois lados da superfície. Este calor q' a ser removido do empilhamento de dimensões H x L é igual a:

$$q' = n \cdot q''' \cdot t \cdot L \tag{10}$$

Existem dois limites a serem estudados com referência ao comportamento de q' em função da distância D:

- (a) o limite para o qual a distância entre as placas tende a zero e;
- (b) o limite para o qual distância entre as placas tende ao infinito.

Para o primeiro limite obtém-se uma equação da transferência de calor por unidade de profundidade em uma superfície (q') que se relaciona com a distância entre placas da seguinte maneira:

$$q' \propto D^2 \tag{11.a}$$

ou seja, para espaçamento de placas muito pequenos o calor transferido varia com o quadrado da distância entre placas. Para o limite de distância de placas tendendo ao infinito o calor transferido por unidade de comprimento e a distância entre placas se relacionam da seguinte maneira:

$$q' \propto D^{-2/3} \tag{11.b}$$

em outras palavras, o calor varia com a distância entre placas elevada a -2/3 para espaçamentos muito grandes.

Igualando-se as duas equações encontra-se a ordem de grandeza da distância entre as placas que fornece a maior extração de calor do conjunto, ou seja, a distância ótima entre placas. Ao se fazer isto obtém-se:

$$\frac{D_{opt}}{L} \cong C \cdot \Pi^{-1/4} \tag{12}$$

onde C é um valor constante e Π é uma grandeza adimensional associada com a diferença de pressão imposta sendo igual a:

$$\Pi = \frac{\Delta p \cdot L^2}{\mu \alpha} = P \cdot Re_L^2 \cdot Pr \quad (13)$$

A expressão para o calor máximo é obtida ao se substituir $D = D_{opt}$ em qualquer uma das duas equações de calor q' correspondente aos dois limites extremos, que fornece:

$$q'_{max} < C_1 \cdot \frac{H \cdot c_p (T_w - T_o)}{1 + t/D_{opt}} \cdot \left(\frac{\rho \Delta p}{Pr} \right)^{1/2} \quad (14)$$

onde C_1 é um valor constante. A maximização do calor removido do conjunto é baseada na equação descrita acima. O sinal de $<$ indica que a curva real de $q'(D)$ situa-se abaixo da curva de interseção dos dois limites. Como o objetivo é maximizar o calor transferido q' , mantendo a temperatura máxima abaixo de um certo nível T_{max} , ou condutibilidade térmica definida como a razão $q'/(T_{max} - T_o)$, emprega-se uma adimensionalização derivada da expressão de q'_{max} (Eq. (14)), definindo a condutibilidade térmica adimensional apresentada a seguir:

$$B = \frac{q'/(T_{max} - T_o)}{H \cdot c_p (\rho \cdot \Delta p / Pr)^{1/2}} \quad (15)$$

Pode-se reescrever a condutibilidade adimensional utilizando-se as variáveis adimensionais apresentadas (Eq. (6)) e mais as Eqs. (9)-(10), assumindo, então, a seguinte forma:

$$B = \left[\left(\frac{D/L}{t/L} + 1 \right) \cdot \frac{k_f}{k_w} \cdot \theta_{max} \cdot \Pi^{1/2} \right]^{-1} \quad (16)$$

Os valores de θ_{max} (temperatura adimensional máxima na placa) e Π (diferença de pressão adimensional) utilizados na Eq. (16) serão obtidos através de simulação numérica.

Foram escolhidos oito distâncias entre placas (D/L), são eles: 0.05, 0.07, 0.10, 0.11, 0.12, 0.17, 0.25. Em cada espaçamento entre placas varia-se o número de Reynolds de maneira a se obter diferentes valores de diferença de pressão. Os valores de número de Reynolds (Re_D) escolhidos são: 20, 40, 60, 80, 100, 200, 400, 600 e 800. Estes valores proporcionam uma variação na diferença de pressão adimensional de $1.45 \cdot 10^6 < \Pi < 1.10 \cdot 10^8$ para $D/L = 0.05$ e de $1.45 \cdot 10^4 < \Pi < 1.79 \cdot 10^6$ para $D/L = 0.25$.

Na Figura (2) nota-se o comportamento da temperatura máxima na parede, simulado numericamente, em função da diferença de pressão N para todas as condições estudadas. Esta pressão N é definida como sendo:

$$N = \left(\frac{\Pi}{Pr} \right)^{1/4} \quad (17)$$

As curvas da Fig. (2) são obtidas, numericamente, fixando-se a razão R e a espessura t/L . Para cada distância entre placas varia-se o número de Reynolds, de acordo com os valores citados acima, obtendo uma temperatura máxima da placa e uma diferença de pressão correspondente. O que se observa é que a temperatura máxima decai com o aumento da diferença de pressão. Ao se tomar uma diferença de pressão fixa o que se nota é que a temperatura máxima aumenta com o decréscimo da distância entre as placas D/L .

Ao se fixar a diferença de pressão pode-se obter curvas da condutibilidade adimensional a partir da Fig. (2) em função do produto da distância adimensional entre placas D/L e desta diferença de pressão fixa $\Pi^{1/4}$. A partir destas novas curvas é possível obter a distância entre placas para a qual ocorre a máxima remoção de calor possível. É razoável então que o produto D/L e θ_{max} possua um valor mínimo.

As Figuras (3)-(5) apresentam o comportamento da condutibilidade adimensional em função da distância adimensional entre placas D/L e da diferença de pressão, obtidas utilizando-se a Eq. (16). O que se faz é fixar uma diferença de pressão e obter a correspondente temperatura θ_{max} para um D/L especificado, utilizando-se os valores da Fig. (2). Note que apenas placas com geração de calor constante apresentam razão de condutibilidade R . Placas com fluxo de calor constante não apresentam R , pois a região da placa não pertence ao domínio de cálculo. As curvas foram interpoladas utilizando-se o esquema Spline Smooth de grau 2 do software Grapher®. Foram selecionadas três diferenças de pressões para a análise: $\Pi = 9.0 \cdot 10^5$, $1.5 \cdot 10^6$ e $2.1 \cdot 10^6$. Constatou-se que o aumento da condutibilidade da placa provoca um aumento na remoção do calor do sistema. Para as três diferenças de pressão analisadas o valor do

máximo calor removido para placa de $R = 30$ é superior ao da placa de $R = 10$. Verifica-se também que o aumento na espessura da placa provoca uma redução do máximo calor removido do conjunto, para placas de mesma razão de condutibilidade.

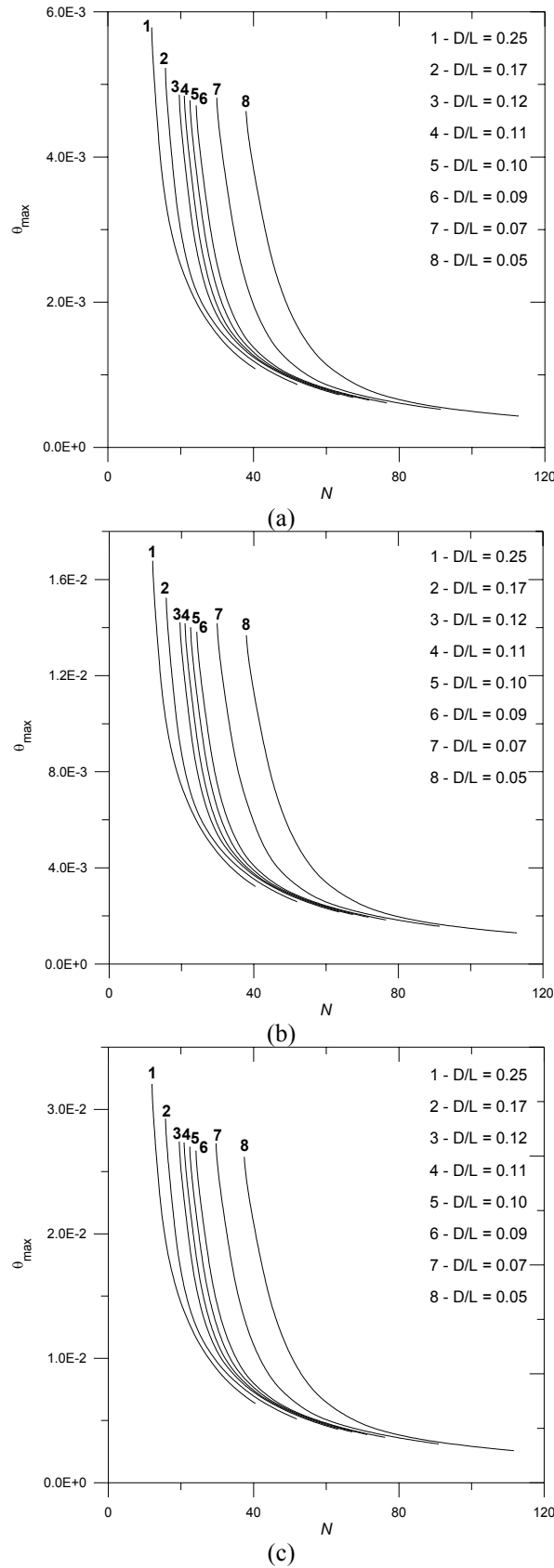


Figura 2 – Perfis de temperatura em função da diferença de pressão: (a) $R = 10$ e $t/L = 0.006$, (b) $R = 30$ e $t/L = 0.006$, (c) $R = 30$ e $t/L = 0.012$.

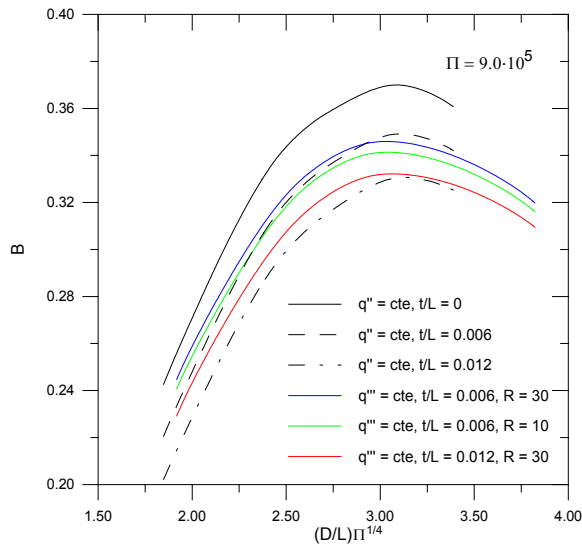


Figura 3 – Condutibilidade adimensional em função da distância entre placas ($\Pi = 9.0 \cdot 10^5$).

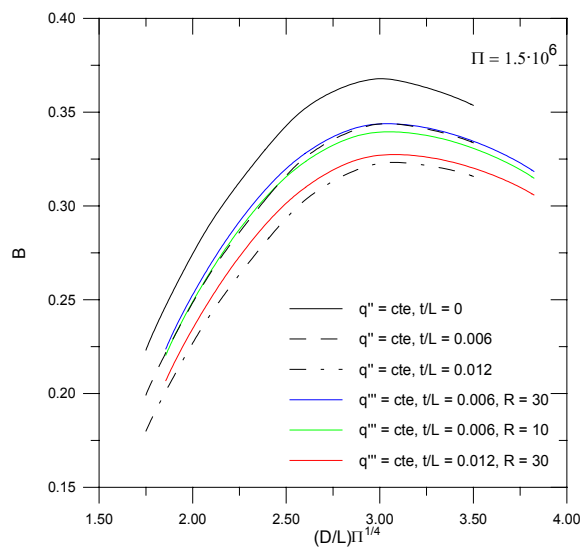


Figura 4 – Condutibilidade adimensional em função da distância entre placas ($\Pi = 1.5 \cdot 10^6$).

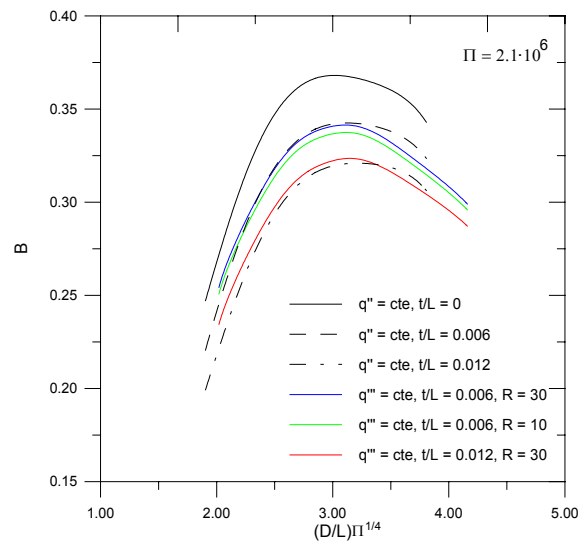


Figura 5 – Condutibilidade adimensional em função da distância entre placas ($\Pi = 2.1 \cdot 10^6$).

Verifica-se também, nas Figs. (3)-(5) que as curvas de q'' e q''' constantes, com $t/L \neq 0$, se encontram em algum ponto $(D/L) \cdot \Pi^{1/4}$, sendo que esse ponto é variável com a diferença de pressão. Isto ocorre provavelmente porque o efeito da condutibilidade da placa atua de maneira a diminuir a distância em que ocorre a máxima remoção de calor.

As curvas de condutibilidade adimensional para o caso de placas com fluxo de calor constante são obtidas de maneira análoga ao caso de geração de calor constante. Para uma comparação entre os dois casos, o calor dissipado por unidade de profundidade, de placas com fluxo de calor constante nas duas superfícies, em um mesmo empilhamento de dimensões HxL, é igual a:

$$q' = 2 \cdot n \cdot q'' \cdot t \cdot L \tag{18}$$

A expressão de condutibilidade térmica para placas com fluxo de calor constante é obtida ao se substituir a Eq. (6) (exceto para temperatura adimensional, a qual para fluxo de calor constante é igual a $\theta = (T - T_o) / q'' \cdot L / k_f$) (Eq. (6.a)), Eq. (9) e Eq. (18) na Eq. (15), resultando numa equação igual a:

$$B = \frac{2}{\left[\left(\frac{D+t}{L} \right) \theta_{\max} \Pi^{1/2} \right]} \tag{19}$$

O procedimento para obtenção das curvas de condutibilidade adimensional em função da distância entre placas para o caso de fluxo de calor constante na superfície é análogo ao caso de geração de calor constante. Os resultados de condutibilidade adimensional para placas com fluxo de calor constante aparecem nas Figs. (3)-(5).

Ao se comparar os resultados de q'' constante com q''' constante nota-se que para a placa sem espessura obtém-se o maior valor de remoção de calor dos casos analisados ($B_{\max} = 0.37$). Ao se comparar os resultados de condutibilidade adimensional para placas de mesma espessura ($t/L = 0.006$), observa-se que para a condição de q'' constante obtém-se o maior valor de condutibilidade adimensional comparado com a condição de geração de calor constante, apesar da diferença entre os dois ser pequena. Porém, ao se duplicar o valor da espessura da placa ($t/L = 0.012$), verifica-se que a condutibilidade adimensional máxima para a condição de fluxo de calor constante é menor do que para geração de calor constante. Uma possível explicação para tal fato é que o efeito da condutibilidade da placa atua de maneira a aumentar a remoção de calor, a partir de uma determinada espessura.

A Tab. (2) apresenta os valores de condutibilidade adimensional e distância ótima entre placas, obtidos graficamente da análise das Figs. (3)-(5). Ao se analisar uma dada configuração e variar-se a diferença de pressão, observa-se que o valor de condutibilidade adimensional máxima e a distância ótima entre placas varia muito pouco para as diferenças de pressão analisadas, para todas as configurações analisadas. A adimensionalização sugerida pela análise de escala é adequada para a apresentação do ponto de máxima condutibilidade adimensional e distância ótima entre placas.

Tabela 2 – Máxima condutibilidade adimensional e distância ótima entre placas.

$\Pi = 9.0 \cdot 10^5$		
Configuração	B_{\max}	$(D/L)_{\text{opt}} \cdot \Pi^{1/4}$
$q'' = \text{cte}, t/L = 0$	0.370000	3.08007
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.006$	0.349967	3.097069
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.012$	0.331353	3.123127
$q''' = \text{cte}, R = 10, t/L = 0.006$	0.340903	3.019543
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.006$	0.345540	3.011400
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.012$	0.332315	3.052117
$\Pi = 1.5 \cdot 10^6$		
Configuração	B_{\max}	$(D/L)_{\text{opt}} \cdot \Pi^{1/4}$
$q'' = \text{cte}, t/L = 0$	0.367849	3.009687
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.006$	0.344884	3.041042
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.012$	0.324092	3.059283
$q''' = \text{cte}, R = 10, t/L = 0.006$	0.339684	3.035830
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.006$	0.344000	3.027687
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.012$	0.327368	3.063517
$\Pi = 2.1 \cdot 10^6$		
Configuração	B_{\max}	$(D/L)_{\text{opt}} \cdot \Pi^{1/4}$
$q'' = \text{cte}, t/L = 0$	0.367113	3.012108
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.006$	0.342585	3.124016
$q'' = \text{cte}, t/L = 0.012$	0.320932	3.195879
$q''' = \text{cte}, R = 10, t/L = 0.006$	0.337053	3.123778
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.006$	0.341139	3.118892
$q''' = \text{cte}, R = 30, t/L = 0.012$	0.323789	3.140065

Observa-se também que a posição do ponto ótimo da curva para placas de mesma espessura porém condutibilidades térmicas diferentes situam-se muito próximas, sendo que a distância ótima é um pouco menor para o caso de maior condutibilidade da placa. Outra constatação é que o valor do ponto ótimo para placas mais espessas é maior do que para placas menos espessas (para uma mesma razão de condutibilidade das placas). Em outras palavras, um aumento na espessura da placa provoca um aumento na distância entre placas que fornece a maior remoção de calor. Isto significa que, além de possuir uma espessura maior, esta configuração acomoda menos placas, por possuir uma razão (D_{opt}/L) maior. Mas esta variação, assim como no caso para placas de mesma espessura e razão de condutibilidades diferentes, é muito pequena.

Observa-se também da Tab. (2) que os valores de (D_{opt}/L) situam-se próximos para cada caso analisado. Isto leva a crer que o efeito da condutibilidade da placa e a espessura da mesma têm pouca influência na obtenção da distância ótima entre placas, apesar de exercerem influência na obtenção do calor transferido do conjunto.

5. Conclusões

Foi estudado numericamente o problema da obtenção da geometria ótima para um conjunto de placas horizontais, resfriados por convecção forçada de ar, com espessura finita, diferentes condutibilidades e geração de calor interna. Observou-se que o aumento da condutibilidade térmica da placa aumenta o calor removido. Outra constatação é que ao aumentar-se a espessura da placa, mantendo-se a condutibilidade da mesma constante, o calor removido do conjunto diminui. Observou-se também que a condição de fluxo de calor constante e espessura da placa igual a zero apresenta o maior valor de remoção de calor dos casos analisados. Ao aumentar-se o valor da espessura da placa os valores de B_{max} para fluxo de calor constante vão diminuindo até serem superados pelos valores de B_{max} para o caso de placas com geração de calor constante. A variação da espessura da placa e da condutibilidade da placa não altera a distância ótima entre as placas, apesar de alterarem o valor do máximo calor transferido. A distância ótima entre placas e a condutibilidade adimensional máxima variam muito pouco com a variação na diferença de pressão, para todas as configurações. A adimensionalização utilizada, baseada numa análise de escala, é adequada para a apresentação da máxima condutibilidade adimensional e distância ótima entre placas, obtidas numericamente.

6. Referências

- Bar-Cohen, A., and Rohsenow, W. M, 1984, "Thermally Optimum Spacing of Vertical, Natural Convection Cooled, Parallel Plates", Journal of Heat Transfer, Vol. 106, pp. 116-123.
- Bejan, A., 1996, "Geometric Optimization of Cooling Techniques" in Air Cooling Technology for Electronic Equipment", CRC Press, New York, Edited by Kim, S. J, and Lee, S. W.
- Bejan, A., and Sciubba, E., 1992, "The Optimal Spacing of a Stack of Plates Cooled by Forced Convection", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 3259-3264.
- Incropera, F. P, 1988, "Convection Heat Transfer in Electronic Equipment Cooling", Journal of Heat Transfer, Vol 110., pp. 1097-1111.
- Mereu, S., Sciubba, E., Bejan, A., 1993, "The Optimal Cooling of a Stack of Heat Generating Boards with Fixed Pressure Drop, Flowrate or Pumping Power", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, pp. 3677-3686.
- Morega, A. M., and Bejan, A., 1994, "Optimal Spacing of Parallel Boards with Discrete Heat Sources Cooled by Laminar Forced Convection, Numerical Heat Transfer", Part A, Vol. 25, pp. 373-392.
- Morega, A. M., Bejan, A., and Lee, S. W., 1995, "Free Stream Cooling of a Stack of Parallel Plates", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 38, pp. 519-531.
- Morrone, B., Campo, A., and Manca, O., 1997, "Optimum Plate Separation in Vertical Parallel-Plate Channels for Natural Convective Flows: Incorporation of Large Spaces at the Channel Extremes", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40., pp. 993-1000.
- Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" McGraw-Hill, New York, 1980.

DETERMINATION OF THE OPTIMAL SPACING IN A STACK OF PARALLEL HEAT GENERATING BOARDS

Marcelo Cunha da Silva

State University of Campinas – Faculty of Mechanical Engineering – 13083-970 – Campinas – SP – Brazil.
e-mail: macsilva@yahoo.com

Marcelo Moreira Ganzarolli

State University of Campinas – Faculty of Mechanical Engineering – 13083-970 – Campinas – SP – Brazil.
e-mail: ganza@fem.unicamp.br

Abstract. *The work presents the determination of the optimal spacing of plates for which the maximum transfer of heat in an arrangement of horizontal channels cooled by air in laminar flow. The plates present uniform internal generation of heat and The Reynolds Number based on the space between the plates (Re_D) are $20 < Re_D < 800$. The method consists of varying the distance of the*

plates of the channels, keeping the total difference of pressure fixed, and to determine for which spacing occurs the maximum removal of heat of the arrangement without exceeding a maximum value of temperature. Curves of heat transfer removal and maximum temperature are obtained for different values of conductivity and plate thickness. The governing equations are solved using finite volume technique with Power-Law interpolating scheme and SIMPLE algorithm. The results shown that occurs a reduction of the removed heat of the array when the mechanism of conjugated heat transfer in the board and the fluid in comparison of boards with constant heat flux at the surface. It was observed that the increase of the board conductivity result in an increase of heat removed of the set.

Keywords: *forced convection, optimization, numerical method.*