

# ANÁLISE NUMÉRICA DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM CILINDROS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS DE REFRIGERAÇÃO

Fernanda Perazzolo Disconzi, [fernandad@polo.ufsc.br](mailto:fernandad@polo.ufsc.br)

Evandro L.L. Pereira, [evandro@polo.ufsc.br](mailto:evandro@polo.ufsc.br)

Cesar J. Deschamps, [deschamps@polo.ufsc.br](mailto:deschamps@polo.ufsc.br)

POLO Laboratórios de Pesquisa em Refrigeração e Termofísica  
Universidade Federal de Santa Catarina  
88040-900, Florianópolis, SC, Brasil

**Resumo.** A eficiência de compressores alternativos de refrigeração é afetada de forma significativa pelo fenômeno do superaquecimento, devido ao aquecimento do gás através do sistema de sucção e, posteriormente, em sua entrada no cilindro. Dentro deste contexto, o desenvolvimento de métodos de simulação para o processo de compressão na presença de transferência de calor é crucial para a otimização do desempenho de compressores. O presente estudo considera a modelação da transferência de calor em cilindros de compressores alternativos de refrigeração doméstica, durante o processo de sucção, em condições típicas de operação. O método dos volumes finitos foi utilizado para resolver numericamente o escoamento turbulento no interior do cilindro, com o emprego dos modelos de turbulência RNG  $k-\varepsilon$  e SST. Os resultados demonstram que o escoamento de alta velocidade que ocorre nos momentos iniciais da abertura da válvula de sucção produz taxas elevadas de transferência de calor no interior do cilindro.

## 1. INTRODUÇÃO

Uma análise do consumo de energia de compressores de refrigeração doméstica demonstra que a eficiência elétrica é de aproximadamente 88%, enquanto que a eficiência mecânica pode alcançar níveis de até 92%. A eficiência termodinâmica é a mais baixa e situa-se entre 80 e 83%. Estes números deixam claro que futuras melhorias na eficiência de compressores estarão provavelmente associadas a reduções das perdas termodinâmicas.

Conforme indicado por Ribas Jr. *et al.* (2008), grande parte das perdas termodinâmicas em compressores de refrigeração doméstica originam-se nos processos de sucção e descarga, devido a restrições ao escoamento. Por outro lado, praticamente metade das perdas decorre do superaquecimento do gás ao longo do sistema de sucção e no cilindro. Apesar da importância da última fonte de ineficiência, poucas investigações sobre superaquecimento estão documentadas na literatura. De fato, Shiva Prasad (1998) apresenta uma revisão de estudos na área e conclui que muito progresso é ainda necessário, através do desenvolvimento de métodos numéricos e experimentais, para que se alcance o entendimento adequado da transferência de calor em compressores.

Da mesma forma como ocorre no sistema de sucção, o superaquecimento que ocorre na entrada do gás na câmara de compressão (cilindro) reduz a eficiência volumétrica, uma vez que provoca a expansão do gás, diminuindo assim a massa no interior do cilindro ao final do processo de sucção e que será disponibilizada ao sistema. Além disto, o aquecimento do gás no cilindro aumenta o trabalho específico de compressão e a temperatura final da compressão. Isto causa uma elevação na temperatura das paredes do cilindro e outras partes do compressor, contribuindo para o superaquecimento até mesmo no sistema de sucção. De fato, as perdas por superaquecimento são afetadas por muitos fatores que interagem entre si de uma forma não trivial.

Annand e Ma (1970) caracterizaram experimentalmente o fluxo de calor instantâneo no interior da câmara de compressão de um motor de combustão interna. As medições da temperatura foram realizadas com termopares especialmente desenvolvidos para esta finalidade e o fluxo de calor foi calculado de forma indireta através dessas medições. O fluxo de calor foi dividido em uma componente estacionária, avaliada das medições de médias temporais da temperatura dentro da parede metálica, e em uma componente transiente, obtida das variações de temperatura na superfície interna. Os autores concluíram que não é adequado considerar a componente estacionária do fluxo de calor por meio de uma formulação unidimensional, pois existe uma variação significativa de temperatura ao longo da superfície. Os resultados demonstraram que a magnitude do fluxo de calor ao longo do ciclo depende fortemente da posição na parede. A partir dos dados experimentais, uma correlação foi proposta para o cálculo da transferência de calor instantânea na câmara de compressão, levando em conta as trocas de calor por convecção e por radiação.

Kornhauser e Smith (1989) analisaram a transferência de calor no interior de um tubo reto de diâmetro pequeno no qual foi induzido um escoamento oscilatório, observando que a transferência de calor pode ficar defasada em relação à diferença entre a temperatura média do fluido e a temperatura da parede. Assim, os autores propuseram uma descrição da transferência de calor através de um número de Nusselt complexo, no qual o fluxo de calor consiste de uma parcela proporcional à diferença de temperatura mais uma parcela proporcional à taxa de variação da diferença de temperatura. Resultados experimentais para fluxo de calor instantâneo e temperatura do gás em seis locais ao longo do tubo mostraram que o número de Nusselt complexo é adequado para descrever o fluxo de calor na parede.

Shiva Prasad (1992) afirma que o calor entregue ao gás na câmara de compressão é uma das principais contribuições para o superaquecimento em compressores alternativos. O autor obteve experimentalmente a taxa de transferência de

calor das paredes do cilindro. Através dos dados experimentais, observou uma não uniformidade espacial nas temperaturas e nas taxas de transferência de calor. Particularmente, verificou uma baixa transferência de calor da parede para o gás perto da válvula de sucção, enquanto que esta transferência é bem mais significativa na região próxima à válvula de descarga, justificando que isso é coerente pelo fato de que a temperatura da parede é consideravelmente maior perto da válvula de descarga quando comparada àquela próxima da válvula de sucção. Finalmente, o autor constatou um atraso entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre o gás e a parede nos processos de expansão e de sucção.

Pereira *et al.* (2009) investigaram numericamente a transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de pequena capacidade, incluindo o escoamento turbulento através das válvulas de sucção e de descarga. Na solução numérica empregaram funções parede para evitar a solução do escoamento na subcamada limite viscosa e, assim, reduzir o custo de processamento computacional. Por outro lado, a dinâmica das válvulas foi descrita através de um modelo com um grau de liberdade. Resultados foram obtidos para condições de operação típicas de compressores e comparados com correlações propostas na literatura. Os autores constataram que o fluxo de calor durante o processo de descarga é maior do que no processo de sucção, devido aos maiores níveis de velocidade do escoamento nesse processo.

O presente artigo considera a análise da transferência de calor em cilindros de compressores alternativos de refrigeração durante o processo de sucção. O escoamento turbulento no interior do cilindro foi resolvido com o emprego das versões dos modelos de turbulência RNG k- $\epsilon$  (Orszag *et al.*, 1993) e SST (Menter, 1994) disponíveis no código Fluent (ANSYS, 2008).

## 2. PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA

### 2.1 Modelação da turbulência

O modelo de turbulência RNG k- $\epsilon$  apresenta constantes diferentes e termos adicionais nas equações de transporte para  $k$  e  $\epsilon$ , quando comparado ao modelo k- $\epsilon$  padrão. Em particular, um termo adicional na equação de  $\epsilon$  melhora significativamente a acurácia da previsão em escoamentos com taxas de deformação elevadas. O modelo RNG k- $\epsilon$  incorpora também uma expressão analítica para o número de Prandtl turbulento, além de fornecer uma expressão diferencial para viscosidade efetiva  $\mu_{ef} (= \mu + \mu_t)$  que pode ser usada em regiões com baixos números de Reynolds.

Para o tratamento da região da parede, utilizou-se neste trabalho um procedimento que combina o procedimento de duas camadas e uma função-parede aprimorada. A abordagem de duas camadas é usada para especificar a dissipação  $\epsilon$  e a viscosidade turbulenta ( $\mu_t$ ) nos volumes adjacentes à parede. Neste tipo de abordagem, o volume é dividido em uma região afetada pela viscosidade e outra região totalmente turbulenta. A demarcação destas duas regiões é determinada através do número de Reynolds turbulento:

$$Re_y \equiv \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (1)$$

onde  $y$  é a distância normal à parede, enquanto  $\rho$  e  $\mu$  são, respectivamente, a densidade e a viscosidade do fluido.

A fim de modelar a turbulência junto à parede seguindo o conceito de duas camadas, emprega-se o modelo RNG k- $\epsilon$  na região totalmente turbulenta ( $Re_y > Re_y^*$ ;  $Re_y^* = 200$ ) e na região mais próxima à parede adota-se o modelo a uma equação de Wolfshtein (1969), no qual a viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ , é calculada por meio de uma escala de velocidade  $k^{1/2}$  e uma escala de comprimento,  $l_\mu$ :

$$\mu_{t,1} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad ; \quad l_\mu = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (2)$$

sendo,  $C_l^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$ ,  $C_\mu = 0,0845$ ,  $A_\mu = 70$  e  $\kappa (= 0,4187)$  é a constante de Von Kármán.

Para o tratamento de duas camadas, a viscosidade turbulenta é obtida de uma relação que combina os valores correspondentes do modelo a uma equação,  $\mu_{t,1}$ , e do modelo RNG k- $\epsilon$ ,  $\mu_{t,2} = \rho C_\mu k^2 / \epsilon$ :

$$\mu_t = \lambda_\epsilon \mu_{t,2} + (1 - \lambda_\epsilon) \mu_{t,1} \quad (3)$$

A função  $\lambda_\epsilon$  é definida de forma a ser igual à unidade longe das paredes e zero no caso contrário:

$$\lambda_\epsilon = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (4)$$

Na expressão acima, a constante  $A [= |\Delta Re_y| / \tan^{-1}(0,98)]$  determina a amplitude de  $\lambda_\varepsilon$ . O objetivo principal de  $\lambda_\varepsilon$  é evitar que a convergência do procedimento iterativo de solução seja impedida quando o valor de  $\mu_t$  obtido na camada externa não condiz com o valor de  $\mu_t$  dado pelo modelo de Wolfshtein no limite da região afetada pela viscosidade.

O valor de  $\varepsilon$  na região em que  $Re_y < Re_y^*$  é calculado das escalas de velocidade ( $k^{1/2}$ ) e de comprimento ( $l_\varepsilon$ ):

$$\varepsilon = \frac{k^2}{l_\varepsilon} \quad ; \quad l_\varepsilon = y C_l^* \left( 1 - e^{-\frac{Re_y}{A\varepsilon}} \right) \quad ; \quad A_\varepsilon = 2 C_l^* \quad (5)$$

No modelo a uma equação, aplicado junto às paredes, as equações da quantidade de movimento e a equação para a energia cinética turbulenta permanecem as mesmas do modelo RNG k- $\varepsilon$ . A equação de  $k$  é resolvida em todo o domínio incluindo as células adjacentes à parede. A condição de contorno para  $k$  na parede é  $\partial k / \partial n = 0$ , onde  $n$  é a direção normal à parede. A taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e a produção,  $\varepsilon$  e  $G_k$ , nas células adjacentes à parede são termos fontes na equação de  $k$  e avaliadas, respectivamente, da Eq. (5) e por:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6)$$

O gradiente de velocidade na expressão acima é calculado da seguinte expressão adimensional:

$$\frac{du^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{du_{vl}^+}{dy^+} + e^{\frac{1}{\Gamma}} \frac{du_{tl}^+}{dy^+} \quad (7)$$

em que a velocidade adimensional  $u^+ (= u/u^*)$  é definida com referência à velocidade de fricção  $u^*$ .

A função  $\Gamma$  sugerida por Kader (1979),

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^+} \quad ; \quad a = 0,01 \quad ; \quad b = 5 \quad (8)$$

estabelece o valor da propriedade em análise, através das leis da subcamada limite viscosa e da região logarítmica. A condição local do escoamento turbulento é caracterizada pela forma usual com o parâmetro  $y^+ (= u^*y/\nu)$ .

Este tipo de abordagem permite também que a lei para a região totalmente turbulenta seja facilmente modificada para considerar outros efeitos, tais como gradientes de pressão. Além disto, a expressão (7) também garante um comportamento assintótico correto para valores pequenos e elevados de  $y^+$ , bem como uma representação razoável dos perfis de velocidade nos casos em que  $y^+$  se situa na região amortecida ( $5 < y^+ < 30$ ). Assim, a lei da parede para escoamentos turbulentos compressíveis com transferência de calor e gradientes de pressão é representada pela seguinte expressão:

$$\frac{du_{tl}^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} [S'(1 - \beta u^+ - \gamma (u^+)^2)]^{1/2} \quad (9)$$

onde  $S' = 1 + \alpha y^+$  se  $y^+ < y_s^+$  e  $S' = 1 + \alpha y_s^+$  se  $y^+ \geq y_s^+$ . Além disto,

$$\alpha = \frac{\mu}{\rho^2 (u^*)^3} \frac{dp}{dx} \quad ; \quad \beta = \frac{\sigma_t q_w}{\rho c_p T_w u^*} \quad ; \quad \gamma = \frac{\sigma_t (u^*)^2}{2 c_p T_w} \quad (10)$$

O parâmetro  $y_s^+$  denota a posição a partir da qual a lei logarítmica é assumida. O coeficiente  $\alpha$  representa a influência dos gradientes de pressão e os coeficientes  $\beta$  e  $\gamma$  representam os efeitos térmicos. Finalmente,  $T_w$  é a temperatura da parede,  $q_w$  é o fluxo de calor pela parede e  $c_p$  é o calor específico à pressão constante. A Eq. (9) é uma equação diferencial ordinária que pode ser resolvida, por um método numérico ou analítico, para a obtenção de  $u_{tl}^+$ .

Para a subcamada limite viscosa, a lei de parede é:

$$\frac{du_{vl}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (11)$$

e quando integrada, fornece:

$$u_{vl}^+ = y^+ \left( 1 + \frac{\alpha}{2} y^+ \right) \quad (12)$$

A Equação (11) inclui somente efeito de gradientes de pressão, enquanto os efeitos de propriedades variáveis devido a transferência de calor e compressibilidade são desprezados, pois são considerados ser de menor importância quando ocorrem junto à parede.

As funções-parede para o perfil de temperatura também seguem uma ponderação entre os perfis para a subcamada limite viscosa e para a região logarítmica:

$$T^+ \equiv \frac{(T_w - T_p)\rho c_p u_T}{q_w} = e^\Gamma T_{vl}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} T_{tl}^+ \quad (13)$$

sendo  $T_p$  a temperatura do volume adjacente à parede e  $\Gamma$  a função de ponderação, escrita como:

$$\Gamma = -\frac{a(Pr y^+)^4}{1 + b Pr^3 y^+} \quad (14)$$

Na expressão acima,  $Pr$  denota o número de Prandtl molecular. As funções-parede para a subcamada limite viscosa e para a região logarítmica usadas na solução da equação da energia são:

$$T_{vl}^+ = Pr \left( u_{vl}^+ + \frac{\rho u^*}{2q_w} u^2 \right) \quad (15)$$

$$T_{tl}^+ = Pr_t \left\{ u_{tl}^+ + P + \frac{\rho u^*}{2q_w} \left[ u^2 - \left( \frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) (u_c^+)^2 (u^*)^2 \right] \right\} \quad (16)$$

em que,

$$P = 9,24 \left[ \left( \frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[ 1 + 0,28e^{-0,007Pr/Pr_t} \right] \quad (17)$$

O parâmetro  $u_c^+$  representa o valor de  $u^+$  na intersecção dos perfis de velocidade da subcamada limite viscosa com variação linear e da região completamente turbulenta com variação logarítmica.

O tratamento exposto acima amplia a validade da modelagem de escoamentos turbulentos junto a paredes, mas é recomendável que seja construída uma malha suficientemente refinada para resolver a região afetada pela difusão molecular. Para isto, o valor de  $y^+$  na célula adjacente à parede deveria ser da ordem de 1, embora valores no intervalo ( $y^+ < 5$ ), ainda situados dentro da subcamada viscosa, sejam aceitáveis.

No modelo SST (Menter, 1994), combina-se o modelo  $k-\omega$  na região próxima à parede com o modelo  $k-\varepsilon$  para a região afastada, empregando-se para isto uma função  $F_1$  para fazer a transição entre os dois modelos. As condições de contorno de parede para a equação de  $k$  no modelo SST são tratadas da mesma forma como realizado para o modelo RNG  $k-\varepsilon$ . Assim, todas as condições de contorno para malhas não-refinadas irão corresponder a abordagem de função-parede, representadas pelas Eqs. (7) a (17), enquanto que para malhas refinadas, a condição de contorno para baixo número de Reynolds, conforme estabelece as Eqs. (1) a (6).

O valor de  $\omega$  na subcamada limite viscosa é especificado como:

$$\omega = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \left[ \min \left( \omega_w^+, \frac{6}{\beta_1(y^+)^2} \right) \right] \quad (18)$$

com

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad ; \quad \beta_{i,1} = 0,075 \quad ; \quad \beta_{i,2} = 0,0828 \quad ; \quad \omega_w^+ = 2500 \text{ (paredes lisas)} \quad (19)$$

Na região logarítmica, o valor de  $\omega$  é:

$$\omega = \frac{u^*}{\sqrt{\beta_\infty^* \kappa y}} \quad (20)$$

sendo  $\beta_\infty^* = 0,09$ .

## 2.2 Metodologia numérica

O domínio da solução incluiu a geometria da câmara de compressão que é formada pelo cilindro, pistão, placa de válvulas e válvula de sucção. A utilização de uma geometria axissimétrica permitiu a simplificação do problema, mas sem prejudicar a descrição dos principais fenômenos físicos de interesse do estudo. A Figura 1 mostra um esquema do domínio da solução para a simulação do processo de sucção.

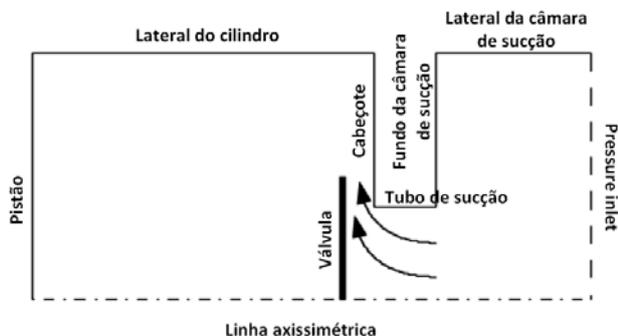


Figura 1. Domínio de solução.

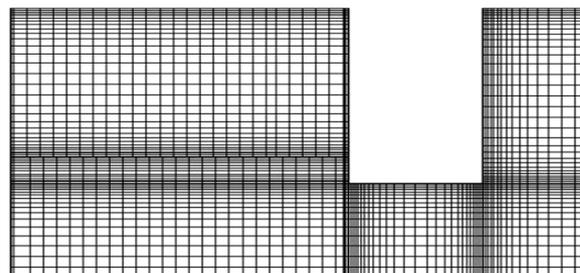


Figura 2. Malha computacional.

O modelo de simulação foi desenvolvido com o código comercial Fluent (ANSYS, 2008). Na simulação numérica do escoamento foi utilizado o algoritmo segregado, no qual as equações governantes são resolvidas sequencialmente. Embora o algoritmo segregado seja eficiente em termos do uso de memória, a taxa de convergência do procedimento iterativo é relativamente lenta. Por esta razão, o acoplamento entre os campos numéricos de pressão e de velocidade foi realizado através do esquema PISO, a fim de reduzir o número de iterações necessárias para a convergência, considerando a natureza transiente do problema do presente caso. Adotou-se o esquema de interpolação de segunda ordem para avaliar o transporte advectivo nas faces dos volumes. Por razões de estabilidade numérica, escolheu-se o esquema de interpolação *Power-Law* para as quantidades turbulentas. Devido à presença de fronteiras móveis, tais como o pistão e a válvula de sucção, uma estratégia para adaptar a malha de acordo com a variação temporal do ângulo de manivela foi requerida também na simulação.

Os erros de truncamento na solução numérica foram avaliados através de testes com quatro refinamentos de malha e empregando-se elementos quadrangulares. A Tabela 1 apresenta os valores correspondentes de  $y^+$ , altura mínima e máxima dos elementos junto às paredes do domínio, razão de crescimento da malha e o número mínimo e máximo de células para cada nível de refinamento. A Figura 2 ilustra a malha computacional adotada para a simulação do processo de sucção. Para assegurar a estabilidade numérica do procedimento iterativo e também devido a restrições associadas com a adaptação da malha devido aos movimentos do pistão e da válvula, o avanço de tempo foi restringido a um pequeno incremento de ângulo de manivela, igual a  $0,1^\circ$ .

Tabela 1. Características dimensionais das malhas.

	Malha 01	Malha 02	Malha 03	Malha 04
$y^+$	5,0	4,0	1,6	0,9
$\Delta y_{\text{mínimo}}$ (mm)	0,05	0,025	0,0125	0,00625
$\Delta y_{\text{máximo}}$ (mm)	0,4	0,2	0,2	0,2
Razão de crescimento	1,1	1,1	1,1	1,1
Número de células mínimo	3800	8500	12600	18500
Número de células máximo	6000	14000	20000	30000

A simulação do processo de sucção é iniciada no ponto morto superior ( $180^\circ$ ) e os valores iniciais de temperatura e pressão dentro do cilindro são tomados de resultados obtidos da simulação do processo de descarga, cujos detalhes não serão apresentados aqui. Para as condições de contorno na entrada, definiram-se parâmetros de intensidade turbulenta de 5%, escala de comprimento da turbulência igual ao diâmetro hidráulico da câmara de sucção, pressão igual à pressão de evaporação e temperatura de  $57^\circ\text{C}$ . Nas paredes sólidas as condições de não escorregamento e de superfície impermeável foram adotadas para as componentes de velocidade. Para a equação da energia, assumiu-se parede adiabática para as paredes da câmara de sucção e do tubo de sucção e parede isotérmica com temperatura igual a  $87^\circ\text{C}$  para as paredes do cilindro, placa de válvulas, pistão e válvula. As dimensões da geometria simulada e as características de operação do compressor foram mantidas constantes em todas as simulações e encontram-se na Tabela 2.

Tabela 2. Dimensões da geometria e características de operação do compressor.

Diâmetro do pistão:	20 mm	Ângulo de fechamento da válvula:	376,4 °
Curso do pistão:	10 mm	Temperatura de evaporação:	- 23,3°C
Comprimento da biela:	45,44 mm	Pressão de evaporação:	0,115 MPa
Diâmetro do orifício de sucção:	7 mm	Temperatura de condensação:	54,4 °C
Diâmetro da válvula de sucção:	9 mm	Pressão de condensação:	1,355 MPa
Ângulo de abertura da válvula:	234,8 °	Rotação:	3000 rpm

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foram realizados diversos testes com refinamentos de malha e com modelos de turbulência, comparando-se resultados para o fluxo de calor médio nas superfícies que delimitam a câmara de compressão (cilindro, pistão e placa de válvulas), durante o período equivalente ao deslocamento do pistão do ponto morto superior até o ponto morto inferior. No decorrer da simulação, o fluxo de calor nas superfícies, a vazão mássica no orifício de sucção, bem como a temperatura e a pressão na câmara de compressão foram monitorados.

A Figura 3 mostra resultados para o fluxo de calor instantâneo nas paredes da câmara de compressão (cilindro, pistão e placa de válvulas) em função do ângulo de manivela ( $\omega t$ ), obtidos com os modelos de turbulência RNG k- $\epsilon$  e SST em diferentes níveis de refino de malha. As linhas verticais tracejadas indicam os instantes de abertura ( $\omega t = 234,8^\circ$ ) e de fechamento ( $\omega t = 376,4^\circ$ ) da válvula. Observa-se que os resultados do modelo SST possuem maior dependência do refino de malha, mas as previsões para o fluxo de calor dos dois modelos são bastante próximas quando se adotam as malhas mais refinadas (malha 03 e malha 04). Em função de sua menor sensibilidade ao refino de malha, o modelo RNG k- $\epsilon$  foi empregado, em conjunto com a malha 04, para a geração dos resultados de transferência de calor, campos de temperatura e velocidade, níveis de intensidade turbulenta e valores de  $y^+$ , necessários para a presente análise.

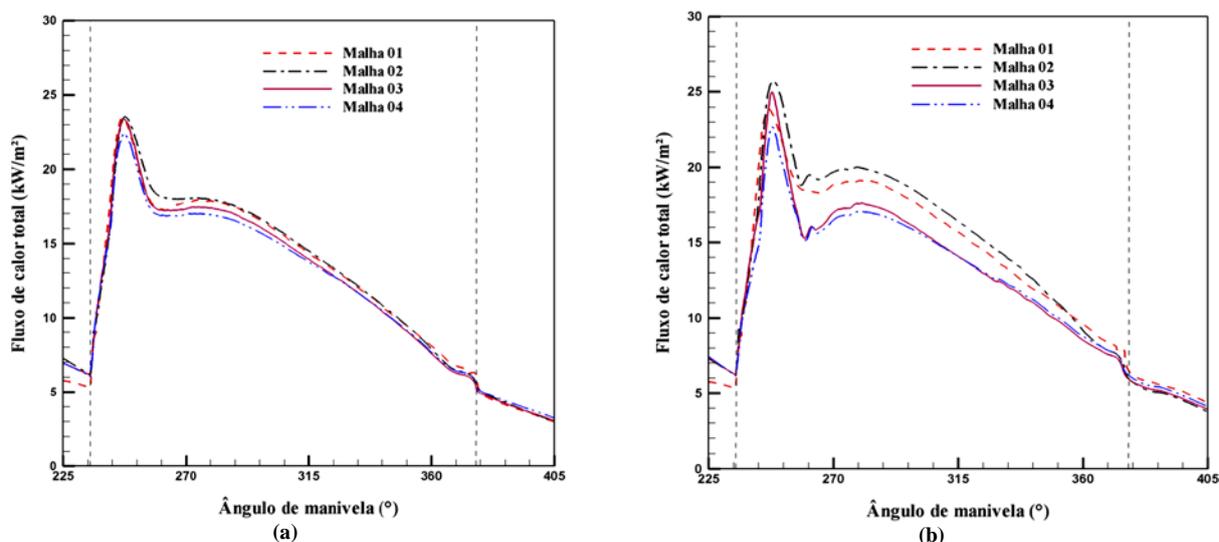


Figura 3. Fluxo de calor total no cilindro. (a) Modelo RNG k- $\epsilon$ . (b) Modelo SST.

Para uma compreensão inicial do problema em estudo, a Fig. 4 apresenta vetores velocidade sobrepostos ao campo de temperatura no interior da câmara de compressão, enquanto que a Fig. 5 mostra o campo da intensidade turbulenta  $I [= (2k/3)^{1/2}/V_r]$ , em dois instantes de tempo distintos: logo após a abertura da válvula em que o fluxo de calor é máximo ( $\omega t = 247^\circ$ ) e em um instante intermediário entre a abertura e o fechamento da válvula ( $\omega t = 314^\circ$ ). Na avaliação da intensidade turbulenta, adotou-se a velocidade de referência  $V_r = 50$  m/s.

Observa-se que ao entrar na câmara de compressão, o gás escoava inicialmente ao longo da placa de válvulas e depois sobre a lateral do cilindro e, finalmente, alcança a superfície do pistão com velocidade menor e temperatura maior do que na região de entrada. Isto faz com que a transferência de calor sobre a superfície do pistão seja menor do que nas superfícies da placa de válvula e do cilindro. Como esperado, a intensidade turbulenta ( $I$ ) é mais elevada na região de entrada do cilindro, onde os níveis de velocidade e de taxa de deformação do escoamento são maiores.

A Figura 6(a) apresenta resultados numéricos para o deslocamento da válvula de sucção e a vazão mássica, em função do ângulo de manivela. Fica evidente que à medida que a válvula de sucção vai se abrindo, a vazão de gás na entrada do cilindro aumenta. Conforme pode ser visto na Fig. 6(b), o aumento da vazão logo após a abertura da válvula

de sucção provoca um valor máximo de fluxo de calor, devido à alta velocidade do escoamento. De fato, este aumento da transferência de calor se deve ao aumento do coeficiente de transferência de calor junto às paredes do cilindro, de acordo com a Fig. 7(b). O valor do fluxo de calor total é uma média dos fluxos de calor em cada superfície (placa de válvulas, pistão e lateral do cilindro), ponderadas por suas respectivas áreas.

Os valores de  $y^+$  junto às paredes do cilindro, da placa de válvulas e do pistão podem ser vistos na Fig. 7(a). A variação dos valores de  $y^+$  ao longo do ciclo de compressão está relacionada ao próprio fluxo de calor na parede, pois  $y^+$  está associada à tensão na parede e, conseqüentemente, à velocidade junto à parede. Desta forma, à medida que a velocidade do escoamento aumenta junto à parede, espera-se um aumento tanto no fluxo de calor como na tensão na parede, relacionada com  $y^+$ .

Na Figura 8, compara-se o resultado para o fluxo de calor total obtido neste estudo com os valores fornecidos por correlações disponíveis na literatura e que são empregadas comumente em compressores alternativos. As correlações empregadas (Annand, 1963) podem ser expressas em função do número de Reynolds na forma  $Nu = ARe^b$  (onde  $A = b = 0,7$  são constantes determinadas experimentalmente) ou do número de Peclet ( $Pe = RePr$ ). Além disso, inclui-se na comparação o resultado numérico de Pereira *et al.* (2009), obtido com funções-parede para evitar a solução da subcamada limite viscosa junto à parede. Através da comparação, pode-se observar que a correlação de Annand (1963) baseada no número de Reynolds prevê maior fluxo de calor quando comparada a previsão obtida pela correlação baseada no número de Peclet, porém, ambas prevêem uma transferência de calor bastante inferior ao obtido neste estudo. Por outro lado, o resultado de Pereira *et al.* (2009) é similar às previsões numéricas deste estudo e as diferenças observadas podem ser creditadas ao tratamento de parede diferente adotado em ambas as análises. Para melhorar as correlações de transferência de calor dever-se-ia considerar o fluxo de massa, pois é durante o período entre abertura e fechamento da válvula de sucção que se verifica maior diferença.

Deve ser mencionado que a correlação desenvolvida por Annand (1963) baseia-se em dados obtidos para transferência de calor no interior do cilindro de um motor de combustão interna. Assim, considerando as diferenças existentes entre as geometrias de válvulas de compressores e de motores de combustão interna, não é uma surpresa a diferença observada entre esses dados e os resultados numéricos do presente estudo, principalmente nos instantes subseqüentes à abertura da válvula de sucção.

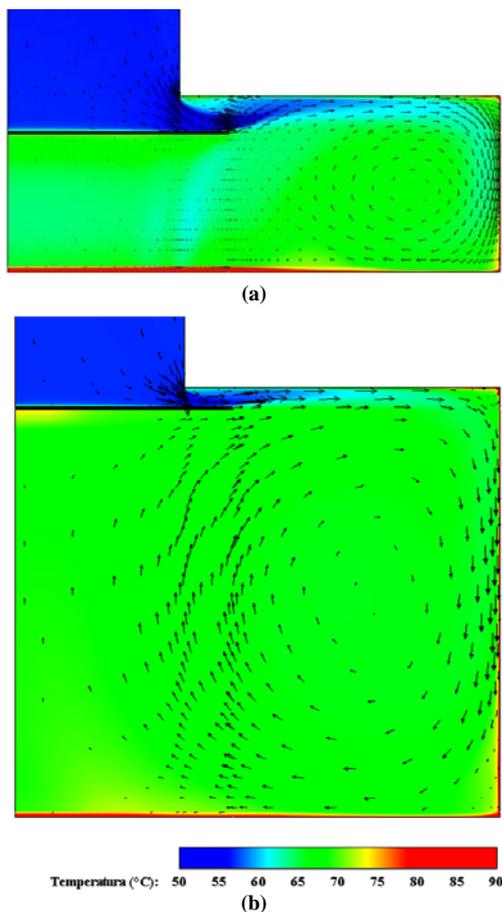


Figura 4. Vetores velocidade e campo de temperatura para (a)  $\omega t = 247^\circ$  e (b)  $\omega t = 314^\circ$ .

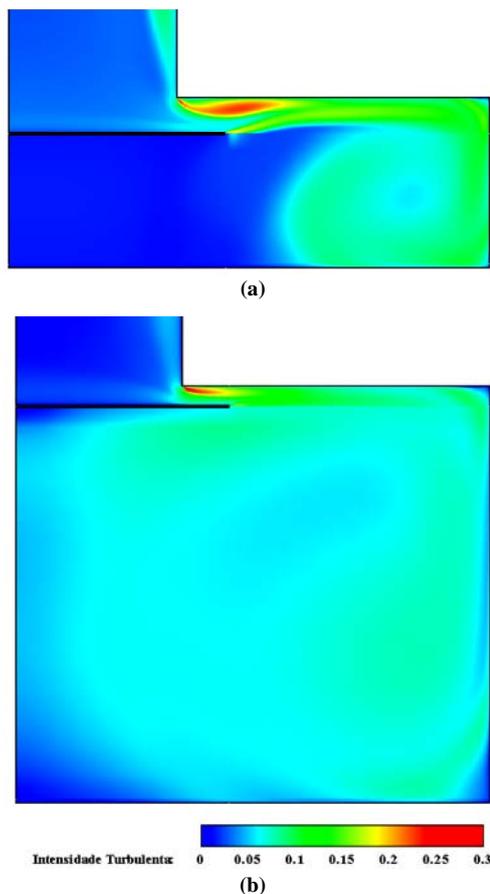


Figura 5. Campo de intensidade turbulenta para (a)  $\omega t = 247^\circ$  e (b)  $\omega t = 314^\circ$ .

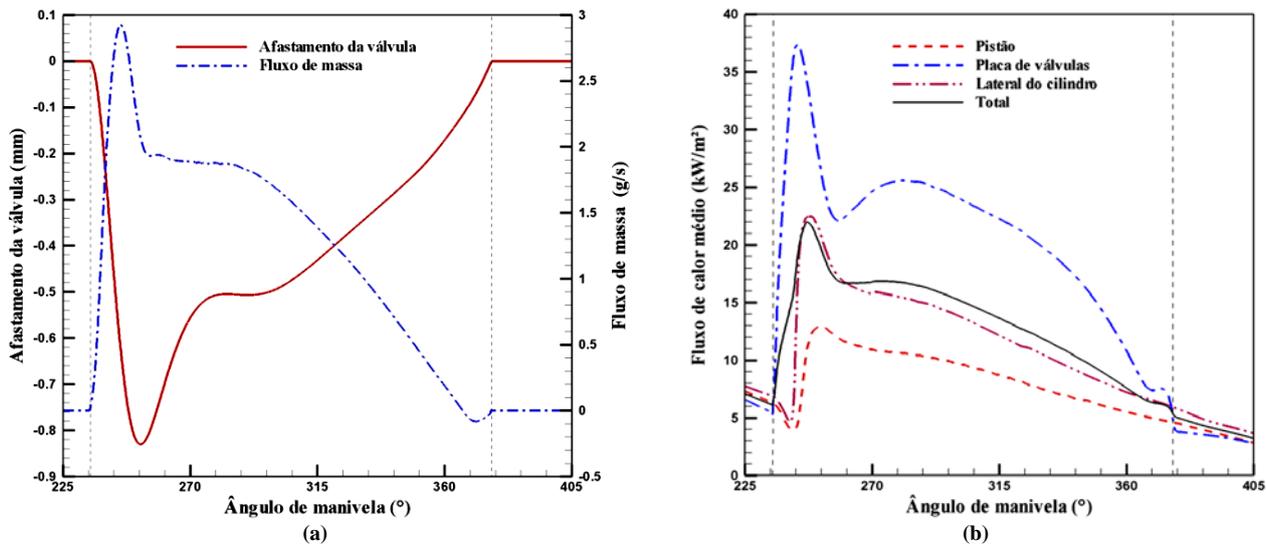


Figura 6. (a) Deslocamento da válvula e vazão mássica, em função do ângulo de manivela e (b) Fluxo de calor.

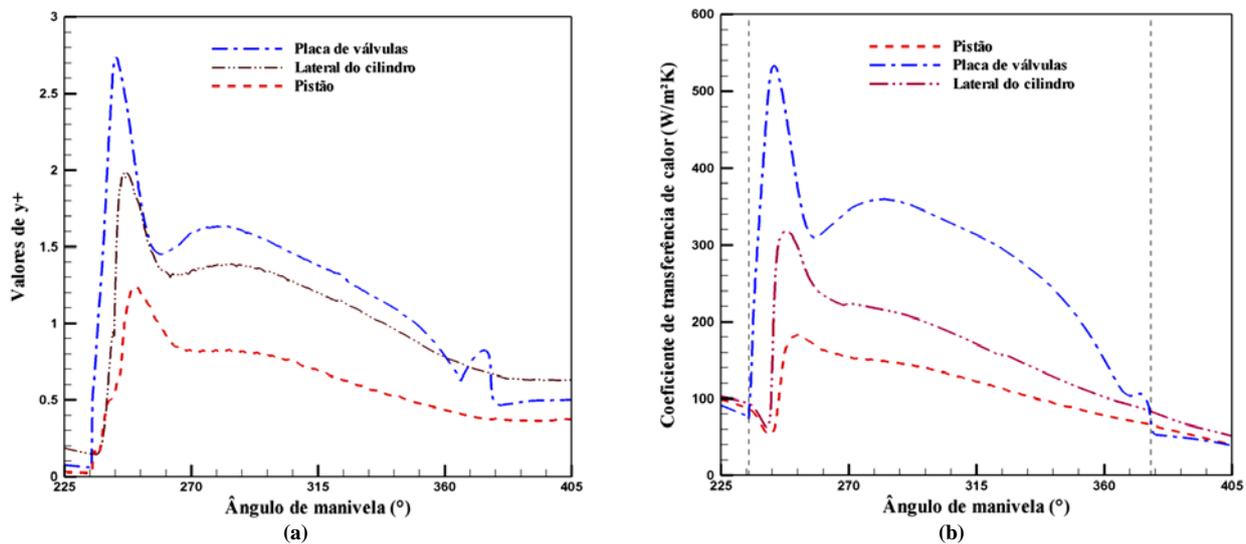


Figura 7. Resultados numéricos para (a) valores de  $y^+$  junto às paredes da câmara de compressão e (b) coeficiente de transferência de calor nas superfícies da câmara de compressão, em função do ângulo de manivela.

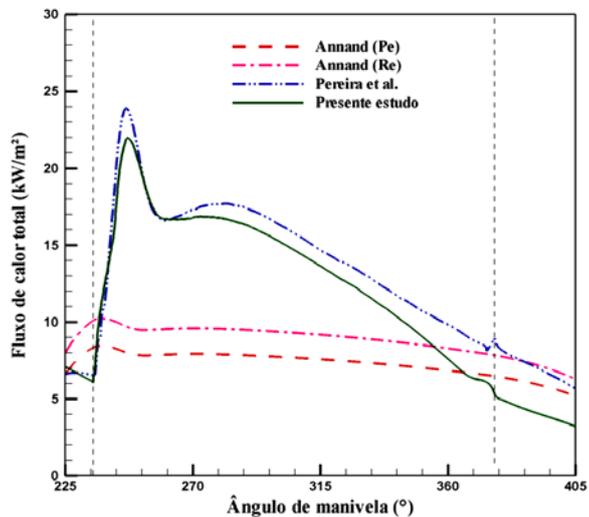


Figura 8. Comparações entre fluxos de calor obtidos no presente estudo com correlações e previsão numérica.

#### 4. CONCLUSÕES

Um modelo numérico foi desenvolvido para prever a transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de refrigeração doméstica durante o processo de sucção. O escoamento turbulento foi resolvido com o emprego de versões dos modelos de turbulência RNG k- $\epsilon$  e SST para baixos números de Reynolds. Verificou-se que o modelo RNG k- $\epsilon$  é menos sensível ao refino de malha, podendo ser vantajoso em simulações de geometrias tridimensionais. Nos momentos iniciais da abertura da válvula de sucção, o escoamento apresenta níveis elevados de velocidade e turbulência, originando taxas elevadas de transferência de calor no interior do cilindro. Os resultados numéricos para fluxo de calor foram comparados com valores obtidos de correlações disponíveis na literatura e com o resultado de um estudo anterior, mostrando que correlações comumente usadas pela indústria prevêm taxas de transferência de calor bem menores do que aquelas obtidos neste estudo e no trabalho de Pereira *et al.* (2009), pois tais correlações não consideram os processos de sucção e descarga.

#### 5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o apoio fornecido ao presente estudo por EMBRACO, CNPq (Institutos Nacionais de Ciência e Tecnologia; Processo 573581/2008-8) e FINEP.

#### 6. REFERÊNCIAS

- Annand, W. D., Ma, T. H., “Instantaneous heat transfer rates to the cylinder head surface of a small compression-ignition engine”. Proceedings Institution of Mechanical Engineers, vol. 185, p.976-987, 1970.
- Annand, W. D., “Heat transfer in the cylinders of reciprocating internal combustion engines”. Proceedings Institution of Mechanical Engineers, vol. 117, p. 973-996, 1963.
- ANSYS Inc., 2008, Fluent v.12.0.7.
- Kader, B., “Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers”. Int. J. Heat Mass Transfer, 24(9):1541–1544, October 1979.
- Kornhauser, A. A., Smith Jr., J. L. , “Heat transfer with oscillating pressure and oscillating flow”. Proc. IEEE, p. 2347-2353, 1989.
- Menter, F. R., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. AIAA Journal, 32(8):1598–1605, August 1994.
- Orszag S.A., V. Yakhot, W.S. Flannery, F. Boysan, D. Choudhury, J. Maruzewski, and B. Patel, “Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations”. In International Conference on Near-Wall Turbulent Flows, Tempe, Arizona, 1993.
- Pereira, E. L. L., Deschamps, C. J. and Ribas, F. A., “Numerical prediction of heat transfer inside the cylinder of a reciprocating compressor”, International Conference on Compressors and Coolants, Papiernička, October 2009.
- Ribas Jr., F. A., Deschamps, C. J., Fagotti, F.; Morriesen, A. and Dutra, T., “Thermal analysis of reciprocating compressors – A critical review”. In: Proceedings of the Int. Compressor Eng. Conf. at Purdue. 2008, Purdue, 2008. Proceedings. Purdue: University Press, 2008.
- Shiva Prasad, B. G., “Regenerative heat transfer in reciprocating compressors”. Paper based on original version presented at the 1992 PCRC.
- Wolfshtein, M., “The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient”. Int. J. Heat Mass Transfer, 12:301–318, 1969.

#### 7. NOTA DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluído neste trabalho.