

## ANÁLISE COMPUTACIONAL DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM CILINDROS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS

**Fernanda P. Disconzi e Cesar J. Deschamps**

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

**Palavras-chave:** Compressor alternativo, transferência de calor, superaquecimento.

**Resumo.** O fenômeno do superaquecimento afeta significativamente a eficiência de compressores alternativos. Esse fenômeno ocorre devido à passagem do gás de refrigeração ao longo do sistema de sucção e na entrada do cilindro. Desta forma, estimar corretamente o fluxo de calor que ocorre entre as paredes do cilindro e o fluido é crucial na determinação das eficiências volumétrica e isentrópica e, assim, para a otimização do desempenho de compressores. O presente artigo apresenta o estudo numérico da transferência de calor transiente dentro do cilindro de um compressor alternativo, englobando todas as etapas do ciclo de compressão. A modelagem computacional envolve formulações bidimensionais e tridimensionais, empregando o modelo de turbulência RNG k- $\epsilon$  na solução do escoamento turbulento dentro do cilindro. A região junto à parede é tratada por duas abordagens diferentes. A dinâmica das válvulas é descrita com um modelo de um grau de liberdade. Efeitos tridimensionais sobre o fluxo de calor no cilindro foram investigados a partir de geometrias do orifício de sucção com três diferentes ângulos de inclinação. Resultados da transferência de calor e do escoamento através das válvulas dentro do cilindro foram utilizados na análise do fenômeno. Os resultados demonstram que o escoamento de alta velocidade que ocorre nos momentos iniciais de abertura das válvulas de sucção e descarga produz elevadas taxas de transferência de calor. As previsões para a transferência de calor na parede são comparadas com os valores retornados por correlações disponíveis na literatura. Observou-se que o aumento da transferência de calor durante o processo de sucção e descarga não é adequadamente representada por tais correlações.

## 1 INTRODUÇÃO

Dentre os componentes de um sistema de refrigeração por compressão do vapor, o compressor é o elemento com maior consumo de energia. O desempenho de um compressor pode ser compreendido como sendo o resultado dos seguintes aspectos: a eficiência elétrica, associada ao motor de acionamento e do seu dispositivo de arranque auxiliar; a eficiência mecânica, relacionados com o sistema de rolamentos; a eficiência termodinâmica, devido à irreversibilidade dos processos de compressão, sucção e descarga.

O superaquecimento é uma fonte significativa de perda termodinâmica e pode ser caracterizado pelo aumento da temperatura do gás na câmara de sucção e no interior do cilindro devido à transferência de calor entre as paredes aquecidas dos componentes do compressor e o gás. Modelos de simulação numérica têm sido frequentemente utilizados para auxiliar no projeto de compressores alternativos, mas dependem de correlações para considerar os diferentes fenômenos físicos, tal como a transferência de calor do gás e parede do cilindro.

Provavelmente, a primeira tentativa de investigar experimentalmente a transferência de calor no interior do cilindro de compressores alternativos foi feita por [Adair et al. \(1972\)](#). Os autores propuseram uma correlação para o número de Nusselt na qual o número de Reynolds foi expresso em termos de uma velocidade proporcional à velocidade de rotação do eixo do motor. Mais tarde, [Brok et al. \(1980\)](#) realizaram simulações de um compressor alternativo considerando a transferência de calor no interior do cilindro, introduzindo modificações na correlação proposta por [Adair et al. \(1972\)](#). [Liu e Zhou \(1984\)](#) mediram a distribuição de temperatura na parede do cilindro para diferentes razões de pressão, temperaturas de sucção e velocidade do compressor, obtendo uma correlação de transferência de calor através da aplicação da primeira lei da termodinâmica. [Hsieh e Wu \(1996\)](#) propuseram uma correlação sem referência ao número de Prandtl, mas incorporando a variação da viscosidade para enfatizar efeito da pressão sobre a propriedade de gás.

[Rakopoulos et al. \(2010\)](#) analisaram quatro funções-parede comumente empregadas em códigos comerciais para prever a transferência de calor em motores alternativos. Simulações numéricas foram realizadas com as funções-parede, utilizando-se o modelo de turbulência k- $\epsilon$  padrão. Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais, revelando que a maioria das funções-parede não consegue prever adequadamente o fluxo de calor dentro do cilindro. Os autores desenvolveram uma nova função-parede que foi então utilizada para a simulação da transferência de calor nas paredes do cilindro, prevendo com maior acurácia a transferência de calor, principalmente, durante o curso de compressão.

O presente artigo apresenta uma análise numérica do processo de transferência de calor no cilindro de um compressor alternativo adotado para refrigeração doméstica. O modelo de simulação é baseado em uma formulação bidimensional do escoamento turbulento compressível dentro do cilindro, considerando os processos de compressão, descarga, expansão e sucção. Também é realizada uma investigação dos efeitos tridimensionais sobre a transferência de calor dentro do cilindro. Os resultados numéricos para a transferência de calor instantânea nas paredes são obtidos para as condições de operação reais e comparados com estimativas de correlações disponíveis na literatura.

## 2 MODELAGEM MATEMÁTICA

### 2.1 Equações governantes

O método de solução através do conceito de média de Reynolds é a forma mais difundida e

rotineiramente empregada nas mais diversas situações de escoamento turbulento. No processo de média temporal, as propriedades instantâneas  $\phi$  do escoamento são escritas como a soma de um valor médio ( $\bar{\phi}$ ) e uma flutuação ( $\phi$ ) associada à turbulência:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi \quad (1)$$

Mediante a utilização desta média, é possível escrever as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia em termos de grandezas médias (Versteeg e Malalasekera, 1995):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right] + F_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{H})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \rho \bar{H})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ K \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{\rho u_i h} \right] \quad (4)$$

onde  $\rho$  é a densidade,  $\bar{U}_i$  é a média da componente de velocidade na direção  $i$ ,  $\mu$  é a viscosidade molecular,  $\bar{P}$  é a média da pressão,  $F_i$  é a média das forças de corpo atuando sobre o fluido,  $\bar{H}$  é a média da entalpia do fluido,  $K$  é a condutividade térmica do fluido e  $\bar{T}$  é a média da temperatura.

O termo  $\overline{\rho u_i u_j}$  que aparece na Eq. (3) é o tensor de Reynolds, ou o fluxo da quantidade de movimento turbulento. Este tensor é simétrico e, assim, possui seis componentes que devem ser determinadas. De fato, são justamente as componentes do termo  $\overline{\rho u_i u_j}$  que devem ser avaliadas através de hipóteses de “fechamento”, a fim de permitir a determinação da solução do escoamento médio. Desta forma, as componentes são modeladas utilizando-se o conceito de viscosidade turbulenta proposto inicialmente por Boussinesq em 1877 e generalizado por Kolmogorov (1942), com as tensões de Reynolds sendo escritas como proporcionais à deformação do escoamento médio:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (5)$$

onde  $k = \overline{u_i u_i} / 2$  é a energia cinética turbulenta,  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker,  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta, a qual é uma propriedade do escoamento e não do fluido, necessitando ser modelada.

O termo  $\overline{\rho u_i h}$ , na Eq. (4), é o fluxo turbulento de energia e é geralmente relacionado através da hipótese de uma analogia com o transporte de quantidade de movimento:

$$-\overline{\rho u_i h} = \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

onde  $c_p$  é o calor específico do fluido a pressão constante e  $Pr_t$  é o número de Prandtl

turbulento que expressa a razão entre as difusividades turbulentas de quantidade de movimento  $\nu_t$  e de calor  $\alpha_t$ , sendo definido como:

$$Pr_t \equiv \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{c_p \mu_t}{K_t} \quad (7)$$

onde  $K_t$  é a condutividade térmica turbulenta.

Em escoamentos compressíveis é necessária ainda uma equação de estado que relacione a densidade com a pressão e a temperatura. Para um gás ideal:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (8)$$

O modelo de turbulência RNG k- $\varepsilon$ , que é um modelo de viscosidade turbulenta, foi adotado no presente trabalho. As equações de transporte para esse modelo são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_k \mu_{ef} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{ef} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (10)$$

sendo  $S_k$  e  $S_\varepsilon$  termos fonte. As constantes do modelo  $C_{1\varepsilon} = 1,42$  e  $C_{2\varepsilon} = 1,68$  têm valores determinados analiticamente pela teoria da renormalização. O grau em que  $\varepsilon$  é afetado pelo empuxo é determinado pela constante  $C_{3\varepsilon} (= \tanh|v/u|)$ , com  $v$  e  $u$  sendo as componentes de velocidade paralela e perpendicular ao vetor gravitacional, respectivamente.

Os termos  $\alpha_k$  e  $\alpha_\varepsilon$  são o inverso do número de Prandtl efetivo para  $k$  e  $\varepsilon$ , respectivamente, calculados de acordo com a seguinte relação:

$$\frac{|\alpha - 1,3929|^{0,6321}}{|\alpha_0 - 1,3929|} \frac{|\alpha + 2,3929|^{0,3679}}{|\alpha_0 + 2,3929|} = \frac{\mu}{\mu_{ef}} \quad (11)$$

onde  $\alpha_0 = 1$ . Para números de Reynolds elevados ( $\mu/\mu_{ef} \ll 1$ ),  $\alpha_\varepsilon = \alpha_k \approx 1,393$ .

Os termos  $G_k$  e  $G_b$  representam a geração de energia cinética turbulenta devido à deformação do escoamento médio e devido ao empuxo, respectivamente. O efeito da compressibilidade do escoamento sobre a turbulência é representado por  $Y_M$ .

No modelo RNG k- $\varepsilon$ , a equação para a viscosidade turbulenta é modelada através da seguinte forma diferencial:

$$d \left( \frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 + 99}} d\hat{v} \quad (12)$$

onde  $\hat{v} = \mu_{ef} / \mu$ .

A Eq. (12) é integrada para obter uma descrição do transporte turbulento efetivo em função do número de Reynolds efetivo.

O modelo RNG k- $\varepsilon$  possui um termo adicional  $R_\varepsilon$  na equação de  $\varepsilon$ :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (13)$$

onde  $\eta \equiv Sk/\varepsilon$ ,  $\eta_0 = 4,38$  e  $\beta = 0,012$ . Sendo  $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$  e  $S_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$

No presente estudo duas abordagens foram adotadas para modelar a região junto à parede, de modo a verificar a sua influência sobre as previsões de transferência de calor.

## 2.2 Funções-parede padrão

As funções-parede padrão (SWF) são baseadas no trabalho de [Launder e Spalding \(1974\)](#) e são um dos tratamentos de parede mais utilizados. Esse tratamento de parede emprega o perfil logarítmico da velocidade média que ocorre na região turbulenta adjacente à parede:

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln E y^* \quad (14)$$

Em que a distância adimensional,  $y^*$ , até a parede é dada por:

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (15)$$

onde  $\kappa$  é a constante de Von Kármán ( $\kappa = 0,4187$ );  $E$  é uma constante empírica ( $E = 9,793$ );  $U_P$  é a velocidade média do fluido no ponto P, junto à parede;  $k_P$  é a energia cinética turbulenta no ponto P, junto à parede;  $y_P$  é a distância do ponto P até a parede;  $\tau_w$  é a tensão de cisalhamento na parede;  $\mu$  é a viscosidade do fluido e  $\rho$  é densidade do fluido.

A temperatura adimensional,  $T^*$ , para a região turbulenta ( $y^* > y_T^*$ ) é definida como:

$$T^* = \frac{(T_w - T_P) \rho c_p k_P^{1/2}}{\dot{q}_w} = Pr_t \left[ \frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] \quad (16)$$

sendo  $T_w$  e  $\dot{q}_w$  a temperatura e o fluxo de calor na parede. Para o ponto P do volume adjacente à parede, tem-se  $c_p$  como sendo o calor específico do fluido e  $T_P$  a temperatura do fluido. Por outro lado,  $Pr_t$  é o número de Prandtl turbulento, é considerado constante, igual a 0,85. Finalmente,  $y_T^*$  é a espessura adimensional da região afetada pela difusão molecular de calor, que corresponde a posição em que as leis linear e logarítmica se interceptam. O parâmetro  $P$  é definido pela seguinte expressão ([Jayatilleke, 1969](#)):

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

onde  $Pr$  é o número de Prandtl molecular.

## 2.3 Tratamento de parede aprimorado

O tratamento de parede aprimorado (EWT) é um método de modelação que é combinado com o modelo de duas camadas, desenvolvido para malhas refinadas, em que  $y^+ \cong 1$  para as células adjacentes à parede. Nesse tipo de abordagem, o volume junto à parede 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:

$$Re_y \equiv \frac{\rho y k^{1/2}}{\mu} \quad (18)$$

em que o valor de  $y$  é a distância normal até a parede e  $k$  é a energia cinética turbulenta.

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

$$\mu_{t,1} = C_\mu l_\mu k^{1/2} \rho \quad (19)$$

onde  $l_\mu = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu})$ ,  $C_l^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$ ,  $C_\mu = 0,0845$  e  $A_\mu = 70$ .

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- $\varepsilon$ ,  $\mu_{t,2} = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$ :

$$\mu_t = \lambda_\varepsilon \mu_{t,2} + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,1} \quad (20)$$

A função  $\lambda_\varepsilon$  é definida de modo a ser igual à unidade longe das paredes e zero junto às paredes:

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (21)$$

Na expressão acima, o parâmetro  $A [= |\Delta Re_y| / \tanh^{-1}(0,98)]$  determina a amplitude de  $\lambda_\varepsilon$ . O objetivo principal de  $\lambda_\varepsilon$  é garantir a convergência do procedimento iterativo de solução através de uma transição suave entre os valores de  $\mu_{t,2}$  obtidos pelo modelo RNG k- $\varepsilon$  na região turbulenta e os valores de  $\mu_{t,1}$  obtidos pelo modelo de Wolfshtein (1969) na região viscosa. O valor da dissipação  $\varepsilon$  na região afetada pela viscosidade ( $Re_y < Re_y^*$ ) é calculado das escalas de velocidade ( $k^{1/2}$ ) e de comprimento ( $l_\varepsilon$ ):

$$\varepsilon = k^{3/2} / l_\varepsilon \quad (22)$$

onde  $l_\varepsilon = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon})$  e  $A_\varepsilon = 2 C_l^*$ .

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 condição de contorno para  $k$  na parede é  $\partial k / \partial n = 0$ , onde  $n$  é a direção normal à parede. Nas células adjacentes à parede, a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$ , é avaliada da Eq. (22), enquanto que a termo de produção,  $G_k$  é avaliado de:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho k_P^{1/2} y_P} \quad (23)$$

### 3 PROCEDIMIENTO PARA A SOLUÇÃO NUMÉRICA

As simulações foram realizadas em um compressor alternativo operando a uma velocidade de rotação de 3000 rpm, com o gás refrigerante R-134a sob a condição de LBP ASHRAE, sendo definida pelas temperaturas de evaporação e de condensação iguais a  $-23,3^{\circ}\text{C}$  e  $54,4^{\circ}\text{C}$ , respectivamente. As dimensões geométricas adotadas para o modelo são representativas de pequenos compressores alternativos geralmente aplicados em sistemas de refrigeração domésticos: diâmetro do cilindro  $D = 20$  mm, curso do pistão  $L = 20$  mm; diâmetro do orifício de sucção  $d_s = 7$  mm; diâmetro da válvula sucção  $D_s = 9$  mm; diâmetro do orifício de descarga  $d_d = 6$  mm; diâmetro da válvula de descarga  $D_d = 8$  mm.

O modelo computacional foi desenvolvido com um código comercial baseado no método de volumes finitos (ANSYS, 2010). Devido à presença de superfícies em movimento, tais como o pistão e as válvulas de sucção e de descarga, uma estratégia de movimentação da malha computacional foi aplicada para simular o ciclo de compressão. Inicialmente, uma geometria simplificada bidimensional axissimétrica foi escolhida para análise e, portanto, as válvulas foram posicionadas centralmente na câmara de compressão. A válvula foi considerada como sendo paralela à sua sede e sua dinâmica foi representada por um modelo de um grau de liberdade, o qual foi resolvido por meio de um método de Euler explícito. Por conveniência, os processos de sucção e descarga foram simulados independentemente. O modelo de descarga inclui os processos de compressão e de descarga, enquanto que o modelo de sucção inclui os processos de expansão e de sucção. Esquemas dos domínios de solução e malhas computacionais adotadas para simular os processos são mostrados na Figura 1 e na Figura 2, respectivamente.

A simulação do modelo de descarga é iniciada com o pistão no ponto morto inferior, ou seja, no ângulo de manivela  $\omega t = 0^{\circ}$ . Tanto a temperatura quanto a pressão do gás dentro do cilindro são estimadas de acordo com as condições de operação do compressor. Quando o modelo de sucção é considerado, a simulação inicia-se no ponto morto superior ( $\omega t = 180^{\circ}$ ) e os valores de temperatura e pressão dentro do cilindro são tomados dos resultados obtidos da simulação do processo de descarga.

O acoplamento entre os campos de pressão e velocidade para a solução numérica foi alcançado com o esquema PISO. Para determinar os valores das quantidades do escoamento na face dos volumes da malha computacional, requeridos para a avaliação dos termos associados ao transporte advectivo, optou-se pelo uso do esquema de interpolação *Upwind* de segunda ordem. Quando se utilizou funções-parede padrão, o valor de  $y^+$  do nó da célula adjacente à parede ficou entre 30 e 300, garantindo que o nó esteja na região totalmente turbulenta. Para o tratamento de parede aprimorado o refinamento da malha foi desenvolvido para assegurar  $y^+ \cong 1$  nas células adjacentes à parede de modo a resolver adequadamente a subcamada viscosa.

Análises para discretizações espacial e temporal foram realizadas para verificar erros de truncamento e garantir a precisão da solução numérica. A estabilidade numérica do processo iterativo foi encontrada para o passo de tempo  $\omega t = 0,01^{\circ}$ , ou seja,  $5,56 \times 10^{-7}$  segundos. Três níveis diferentes de refinamento da malha foram utilizados:  $11 \times 10^3$ ,  $22 \times 10^3$  e  $44 \times 10^3$  volumes de controle. Para as duas malhas mais refinadas os resultados de fluxo de calor são muito próximos uns dos outros. Por conseguinte, a fim de reduzir custos computacionais, a malha com  $22 \times 10^3$  volumes foi utilizada nos cálculos restantes.

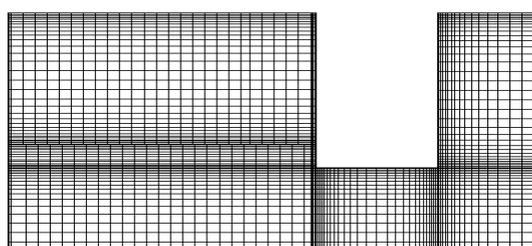
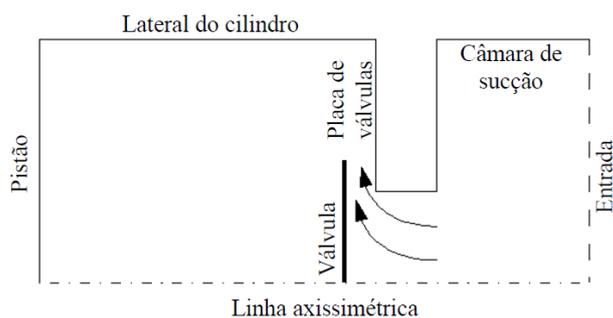


Figura 1: (a) Representação esquemática do domínio da solução para o processo de sucção (b) Malha computacional.

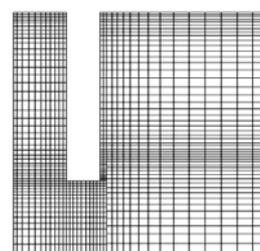
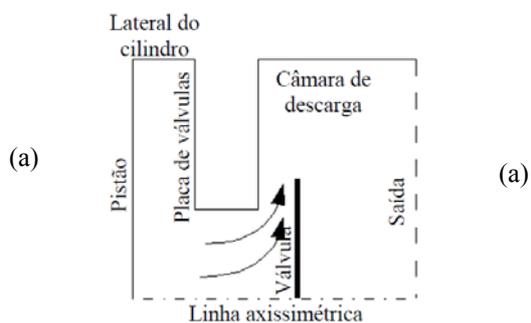


Figura 2: (a) Representação esquemática do domínio da solução para o processo de descarga (b) Malha computacional.

Foi necessário estabelecer condições de contorno na entrada, na saída, nas paredes e no eixo de simetria. Na fronteira de entrada da câmara de sucção, a pressão e temperatura foram prescritos como  $p_s = 115$  kPa e  $T_s = 57$  °C. Na fronteira de saída da câmara de descarga foram assumidos os valores para a pressão e temperatura como  $p_d = 1470$  kPa e  $T_d = 152$  °C. Estimativas para a temperatura nos limites de ambas as câmaras foram presumíveis a partir de dados experimentais. No entanto, não existe informação disponível para a energia cinética turbulenta em tais locais e um valor de 6% da intensidade turbulenta foi utilizado para o cálculo de todos os resultados apresentados neste estudo.

Todas as componentes de velocidade nas paredes foram definidas como zero, exceto para as superfícies das válvulas e do pistão cujas velocidades foram obtidas a partir da dinâmica válvula e do ângulo de manivela, respectivamente. A temperatura verificada experimentalmente de 87 °C para a parede do cilindro foi especificada como a condição de contorno da equação de energia e mantida constante ao longo da simulação. Uma vez que o principal objetivo do estudo é a transferência de calor dentro do cilindro, uma condição adiabática foi assumida para todas as paredes restantes, tais como as paredes dos orifícios das válvulas, câmara de sucção e câmara de descarga. Finalmente, no eixo de simetria, a velocidade normal e os gradientes normais de todas as outras quantidades foram definidos como zero.

Para verificar a adequação do modelo bidimensional na previsão do escoamento e da transferência de calor no interior do cilindro, considerando que o orifício da válvula de sucção é geralmente inclinado, adotou-se um modelo tridimensional (3D). Somente o processo de sucção foi avaliado, visto que a inclinação do orifício de descarga não possui efeito significativo sobre o fenômeno, pois o mesmo se encontra dentro da câmara de descarga.

As geometrias escolhidas para a modelação 3D consideram três orifícios com diferentes inclinações, em relação à vertical: 0°, 30° e 60° (Figura 3). Tais modelos possuem malha estruturada, elementos hexaédricos e as mesmas características do modelo bidimensional. O

número de volumes no modelo tridimensional foi consideravelmente maior, aproximadamente  $600 \times 10^3$  volumes, demandando um tempo bem maior de processamento computacional. A Figura 4 ilustra um detalhe da malha do modelo tridimensional com orifício reto, no plano de simetria da geometria, mostrando a região da válvula de sucção.

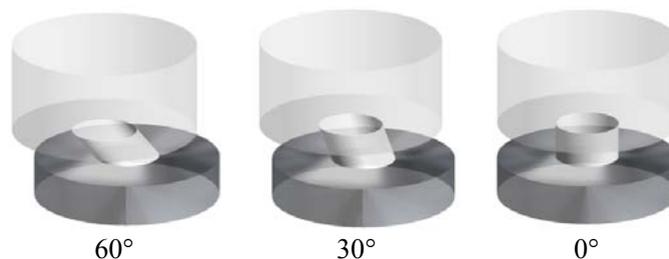


Figura 3: Ângulos de inclinação do orifício de sucção

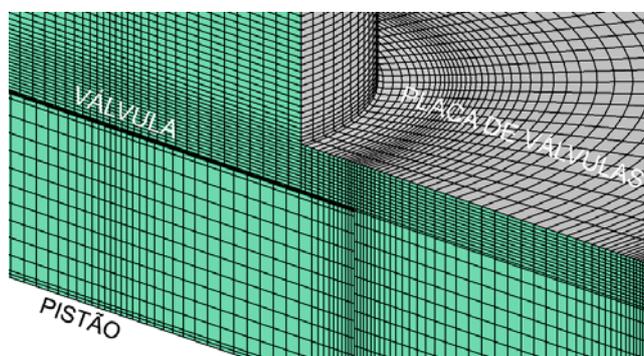


Figura 4: Detalhe da malha tridimensional no plano de simetria.

#### 4 RESULTADOS E ANÁLISES

Os resultados para o fluxo de calor ( $Q$ ) dentro do cilindro em função do ângulo de manivela  $\omega t$ , quando são utilizadas a função-parede padrão e o tratamento de parede aprimorado, são mostrados na Figura 5. Os valores negativos representam o calor sendo transferido do gás para a parede do cilindro, e vice-versa. A fim de auxiliar na explicação dos principais fenômenos associados à transferência de calor, os períodos correspondentes a cada processo de um ciclo completo estão indicados na Figura 5: compressão (A), descarga (B), expansão (C) e sucção (D). Os processos de descarga e sucção estão situados nos intervalos  $\omega t$  de  $150^\circ$  a  $190^\circ$  e de  $216^\circ$  a  $360^\circ$ , respectivamente, sendo delimitados pelas linhas verticais tracejadas. Analisando-se ainda a Figura 5, nota-se que o fluxo de calor durante o processo de descarga é muito maior do que aquele existente no processo de sucção. Isso ocorre porque o pistão está muito mais perto da placa de válvulas durante a descarga e, como consequência, níveis elevados de velocidade do escoamento ocorrem no pequeno espaço entre o pistão e a placa de válvulas em direção ao orifício de descarga. Também é interessante notar o aumento significativo da transferência de calor quando o pistão se aproxima do ponto morto superior (I), devido à elevada temperatura que o gás atinge durante a compressão. Após a abertura da válvula de descarga, existe um pico de fluxo de calor associado com a compressão do gás e o aumento da velocidade do escoamento ao longo da folga do cilindro (II). Finalmente, um segundo pico de fluxo de calor ocorre próximo à fase de fechamento da válvula de descarga (III), o qual foi identificado como sendo o resultado de refluxo do gás através da válvula.

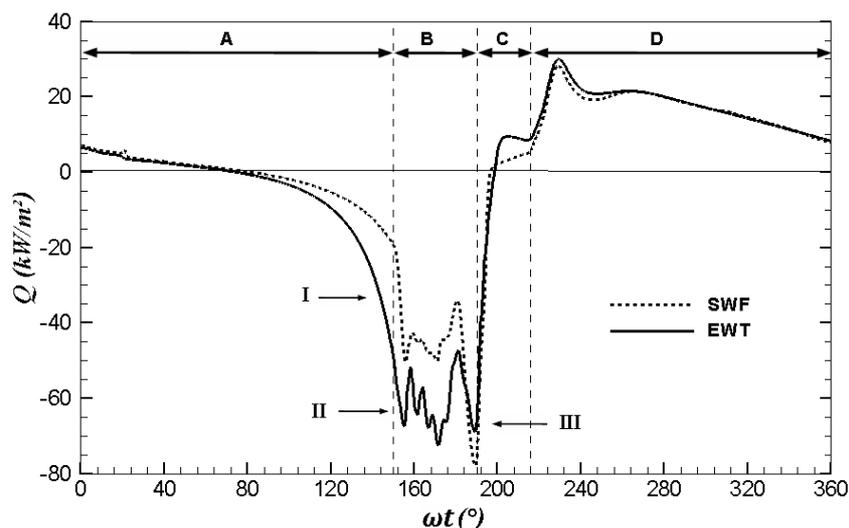


Figura 5: Fluxos de calor para função-parede padrão e tratamento de parede aprimorado.

Através da [Figura 5](#), observa-se que a função-parede padrão (SWF) prevê um fluxo de calor menor do que o tratamento de parede aprimorado (EWT), especialmente no final do processo de compressão (A) e durante a descarga (B). Decorrente do aumento da disponibilidade de recursos computacionais cada vez maiores, [Lauder \(1984\)](#) sugeriu que a função-parede padrão deva ceder espaço para modelos de turbulência que possam ser integrados até a parede. O estudo de [Rakopoulos et al. \(2010\)](#) mostrou que a função-parede padrão prevê uma menor transferência de calor em cilindro de motores, um resultado em linha com o observado na presente investigação. Avaliando-se esses argumentos, o tratamento de parede aprimorado foi escolhido para as análises restantes do presente estudo.

Considerando-se as mesmas características do modelo bidimensional, procedeu-se a verificação dos efeitos geométricos na transferência de calor. Inicialmente, investigou-se o modelo tridimensional através da comparação do modelo 3D de orifício reto com o modelo bidimensional, com base em resultados para fluxo de calor ( $Q$ ). Esta análise possibilitou julgar se a implementação 3D, englobando estratégia de malhas móveis, dinâmica de válvulas, modelos de turbulência e tratamento da região junto às paredes sólidas, está em concordância com a do modelo 2D.

A [Figura 6](#) apresenta resultados para os processos de expansão (período C;  $190^\circ < \omega t < 216^\circ$ ), e de sucção (período D;  $216^\circ < \omega t < 360^\circ$ ), para cada uma das superfícies que formam a câmara de compressão, mostrando que as soluções numéricas dos dois modelos são semelhantes. Pode ser observado na [Tabela 1](#) que a diferença entre os resultados dos dois modelos para a troca de calor total em um ciclo é bastante pequena, com exceção da lateral do cilindro, onde o calor absorvido pelo gás é cerca de 4,9% menor no modelo 2D. Do ponto de vista global a diferença é de 3,7% foi considerada aceitável para a investigação do efeito tridimensional. A [Figura 7](#) mostra o efeito da inclinação do orifício sobre resultados globais de transferência de calor. Pode-se observar que os resultados para a troca de calor total são virtualmente iguais para as três inclinações analisadas.

Assim, nota-se que modelos bidimensionais podem prever adequadamente a transferência de calor global em cilindros de compressores alternativos. Desta forma, por serem bem menos dispendiosos computacionalmente quando comparados a modelos tridimensionais, decidiu-se pela adoção do modelo bidimensional para o restante das análises deste estudo.

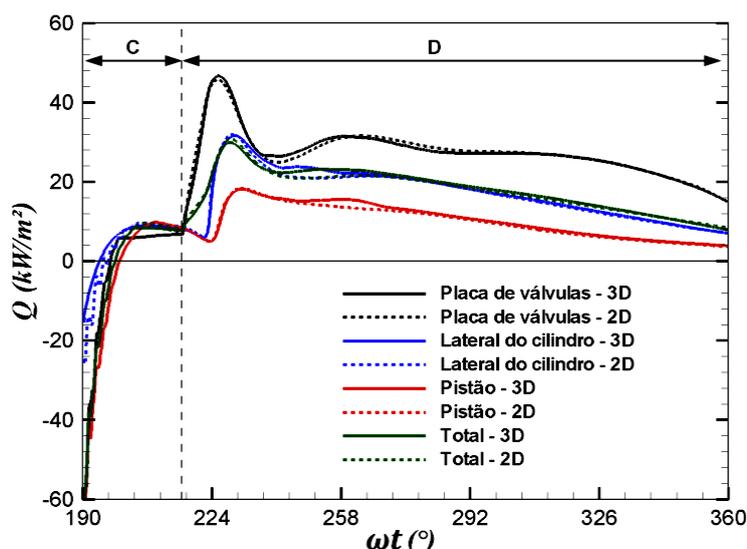


Figura 6: Fluxos de calor para os casos bi (2D) e tridimensionais (3D).

Fronteiras do cilindro	Taxa de troca de calor $Q$ [W]		$\Delta$ [%]
	Modelo 2D	Modelo 3D	
Placa de válvulas	3,01	2,98	-1,0
Lateral do cilindro	5,06	5,31	4,9
Pistão	1,19	1,24	4,2
Total	4,57	4,74	3,7

Tabela 1: Taxa de troca de calor para os casos bi e tridimensional.

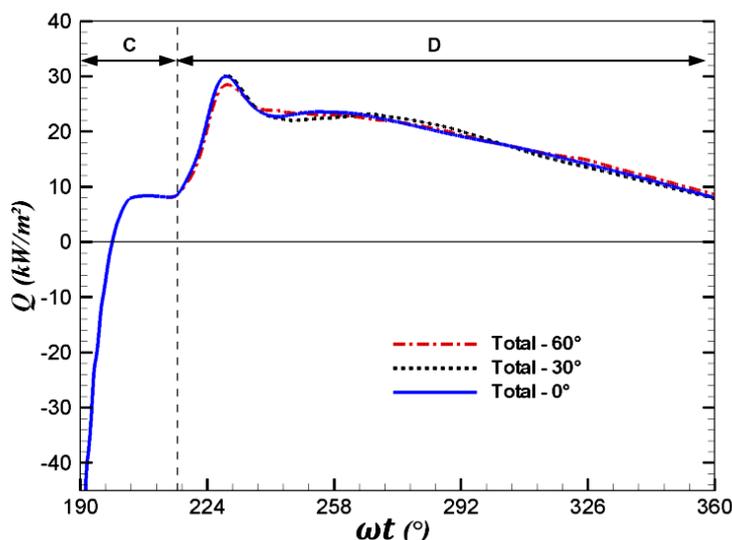


Figura 7: Fluxo de calor total para os três graus de inclinação do orifício de sucção.

A Figura 8 mostra vetores velocidade sobrepostos ao campo de temperatura no interior da câmara de compressão durante o processo de sucção no ângulo de manivela  $\omega t = 228^\circ$ . O gás entra no cilindro através do orifício de sucção e é desviado pela válvula, escoando ao longo da placa da válvula e mudando de direção novamente quando atinge a lateral do cilindro. O fluxo de calor máximo que ocorre imediatamente após a abertura da válvula de sucção (Figura

5) pode ser explicado pela elevada velocidade do escoamento. Em seguida, a transferência de calor diminui progressivamente, em resposta a uma diminuição da velocidade do gás no interior do cilindro quando o pistão se move para o ponto morto inferior.

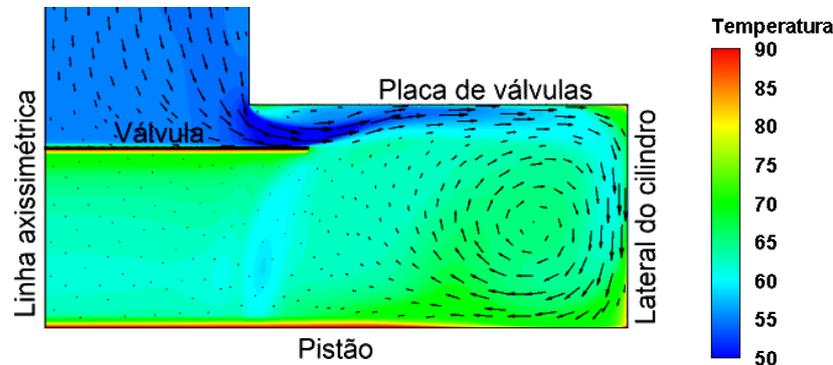


Figura 8: Vetores velocidade e campo de temperatura [°C]

Resultados para a taxa de transferência de calor em cada uma das superfícies que formam a câmara de compressão são mostrados na Figura 9, juntamente com o fluxo de massa através das válvulas de sucção e descarga. É bastante evidente que a abertura das válvulas provoca um aumento do fluxo de calor em todas as superfícies devido à ocorrência de elevados níveis de velocidade no escoamento. À medida que o pistão se aproxima da placa da válvula, a superfície lateral do cilindro torna-se muito menor em comparação com as áreas do pistão e da placa de válvula e a velocidade relativa do escoamento é bastante baixa. Esta é a razão por que a contribuição da parede do cilindro sobre o fluxo de calor total é insignificante durante o processo de descarga. O pistão está muito mais longe da placa de válvulas durante o processo de sucção do que no processo de descarga, portanto, o gás atinge a superfície do pistão com menor velocidade e temperatura mais elevada, provocando uma diminuição da transferência de calor (Figura 9).

É interessante observar algumas oscilações do fluxo de calor e do fluxo de massa durante o processo de descarga (Figura 5 e Figura 9), que é resultado das variações de velocidade do escoamento. Dependendo da dinâmica da válvula, o pistão pode estar em seu movimento de expansão antes do completo fechamento da válvula de descarga. Neste tipo de situação, a pressão na câmara de descarga pode resultar maior que a pressão no cilindro, ocorrendo então refluxo de gás.

O fluxo de massa na descarga relaciona-se à diferença de pressão e à variação da área efetiva de escoamento ( $A_{ef}$ ), definida por Soedel (2007) como:

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{ideal}} A_0 \quad (24)$$

sendo  $\dot{m}_{real}$  e  $\dot{m}_{ideal}$  os fluxos de massa real e ideal através da válvula, respectivamente, e  $A_0$  a área do orifício. A área efetiva de escoamento é afetada pela presença de regiões de recirculação no escoamento que, alternadamente, surgem e desaparecem na passagem do gás entre a válvula e o seu assento, durante o processo de descarga, tal como ilustrado para quatro posições de ângulo de manivela (I, II, III e IV), na Figura 10. Por exemplo, a presença de uma região de recirculação na posição I reduz a área disponível para o escoamento do gás e, conseqüentemente, a taxa de fluxo de massa e transferência de calor.

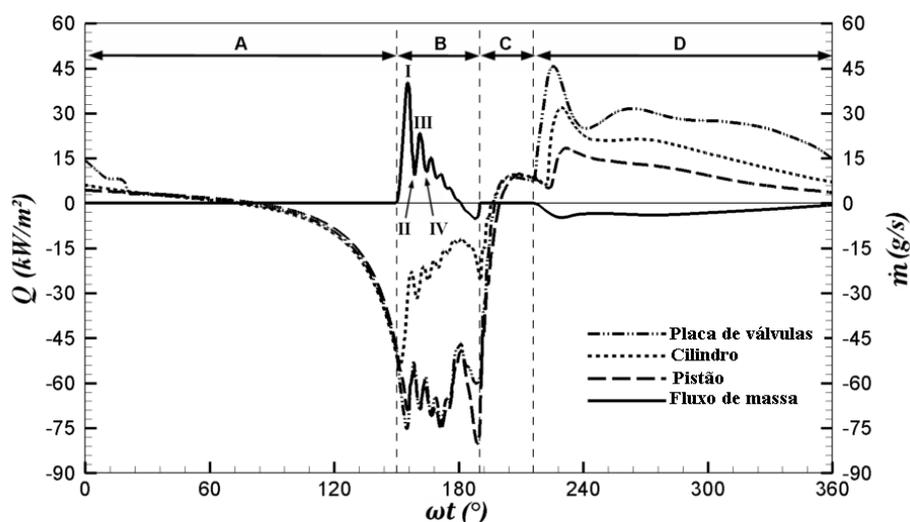


Figura 9: Resultados numéricos do fluxo de calor e fluxo de massa.

A taxa de fluxo de massa e transferência de calor decai até a região de recirculação desaparecer, em torno  $\omega t = 160^\circ$  (posição II). Embora um pouco menor, outra região de recirculação surge sobre o assento, com ângulo de manivela  $\omega t = 163^\circ$  (posição III), restringindo o fluxo novamente. Como antes, a vazão mássica diminui e a região de recirculação é finalmente dissipada na posição IV.

Baseando-se em tais observações, pode-se concluir que a presença ou ausência de regiões de recirculação na passagem do gás pela válvula ocasiona oscilações do fluxo de massa e da transferência de calor, como mostra a Figura 9. Esse mecanismo não é observado na sucção, uma vez que existe a formação de uma região de recirculação estável entre a válvula e a placa de válvulas, a qual permanece até o fechamento da válvula, pois a pressão na câmara de sucção, a montante do escoamento, tem uma variação pequena.

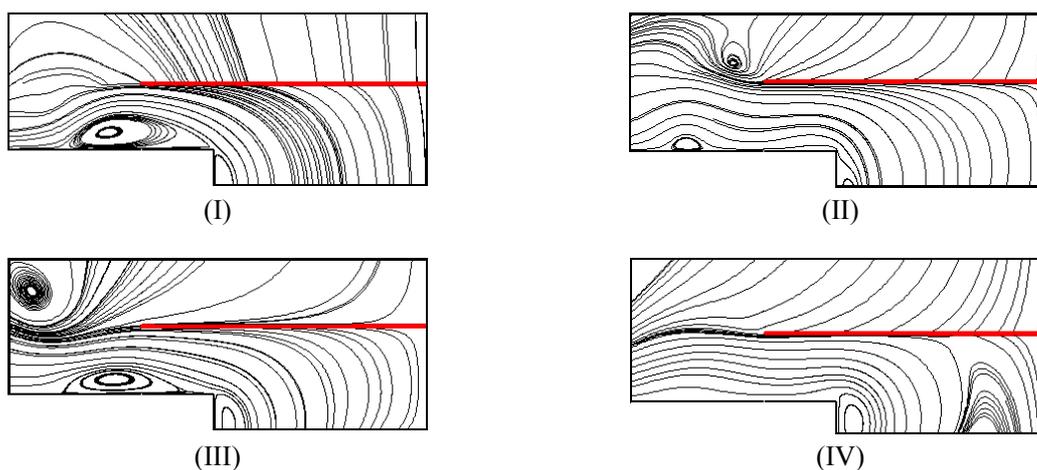


Figura 10: Linhas de corrente junto à válvula de descarga, correspondentes às posições I, II, III e IV da Figura 5.

As previsões de transferência de calor presentes no interior do cilindro foram comparadas com estimativas retornadas por correlações disponíveis na literatura. A maioria de tais correlações foi desenvolvida para motores de combustão interna e as propostas mais conhecidas de Annand (1963) e Woschni (1967) são adotadas no presente documento. Annand (1963) determinou uma correlação para o número de Nusselt expressa como uma

função de um número de Reynolds com base na velocidade média de pistão ( $Nu = 0,7 Re^{0,7}$ ). Por outro lado, [Woschni \(1967\)](#) assume uma correlação para a transferência de calor com referência à velocidade média do gás e os valores instantâneos de pressão e de temperatura no interior do cilindro.

Apenas algumas correlações foram desenvolvidas especificamente para compressores alternativos, como as de [Adair et al. \(1972\)](#) e [Liu e Zhou \(1984\)](#). [Adair et al. \(1972\)](#) propuseram a correlação,  $Nu = 0,053 Re^{0,8} Pr^{0,6}$ , em que o número de Reynolds é expresso em termos de uma velocidade proporcional à velocidade de rotação. [Liu e Zhou \(1984\)](#) adotaram a mesma velocidade característica para definir o número de Reynolds e derivaram de uma expressão semelhante para o número de Nusselt, mas com uma constante de proporcionalidade bastante diferente:  $Nu = 0,75 Re^{0,8} Pr^{0,6}$ .

A [Figura 11](#) mostra uma comparação entre os resultados de transferência de calor,  $Q$ , previstos neste estudo e obtidos com as correlações acima referidas. Durante o processo de descarga as correlações de [Annand \(1963\)](#) e [Liu e Zhou \(1984\)](#) indicam níveis mais elevados de fluxo de calor, enquanto que as propostas de [Adair et al. \(1972\)](#) e [Woschni \(1967\)](#) retornaram estimativas mais baixas. O presente modelo previu valores intermédios de  $Q$ , com razoável concordância com a correlação de [Woschni \(1967\)](#), com níveis mais elevados ocorrendo no processo de sucção.

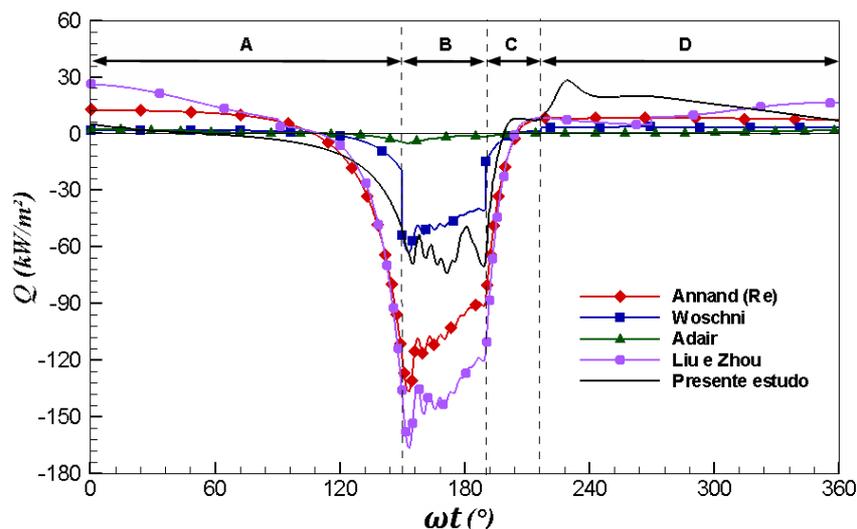


Figura 11: Fluxos de calor previstos através da simulação numérica e estimados através de correlações.

## 5 CONCLUSÕES

O presente estudo considerou a modelagem numérica da transferência de calor dentro do cilindro de um compressor alternativo. O escoamento turbulento dentro do cilindro foi resolvido utilizando-se o modelo de turbulência RNG k- $\epsilon$  e dois tipos de tratamento de parede: a função-parede padrão e o tratamento de parede aprimorado. Verificou-se que o tratamento de parede aprimorado é mais adequado para prever a transferência de calor. Através de geometrias tridimensionais, observou-se que o efeito da inclinação do orifício de sucção é irrelevante sobre resultados globais de transferência de calor e, assim, uma formulação bidimensional foi adotada nas análises do trabalho. Foi mostrado que os altos valores de velocidade do escoamento, imediatamente após a abertura das válvulas, originam um aumento significativo da transferência de calor, que não é apropriadamente descrita pelas

correlações de transferência de calor para compressores.

## REFERÊNCIAS

- Adair, R. P., Qvale, e E. B., Pearson, J. T. Instantaneous Heat Transfer to the Cylinder Wall on Reciprocating Compressors.. *Proc. Purdue Compressor Technology Conference*, West Lafayette, USA, pp. 521–526, 1972.
- Annand, W. J. D. Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 117, pp. 973–996, 1963.
- ANSYS Inc., *ANSYS FLUENT*, V.12.1.4., 2010.
- Boussinesq, J., Essai sur la théorie des eaux courantes. *Memoires presentes par divers savants `l'Acad. des Sci. Inst. Nat. France*, XXIII, pp. 1–680, 1877.
- Brok, S. W., Touber, S., e Van Der Meer, J. S. Modeling of Cylinder Heat Transfer - Large Effort, Little Effect? *Proc. Purdue Compressor Technology Conference*, West Lafayette, USA, pp. 43–50, 1980.
- Hsieh, W. H., e Wu, T. T. Experimental Investigation of Heat Transfer in a High-Pressure Reciprocating Gas Compressor. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Nova York, USA, Vol. 13, pp. 44–54, 1996.
- Jayatilke, C., The Influence of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sublayer to Momentum and Heat Transfer, *Prog. Heat Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 193-321, 1969.
- Kolmogorov, A. N. Equations of turbulent flow of an incompressible viscous liquid. *Journal of Physics – USSR* 6 (5), p. 227-228, 1942.
- Launder, B. E. Numerical computation of convective heat transfer in complex turbulent flows: Time to abandon wall functions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 27, pp. 1485–1491, 1984.
- Launder, B. E., e Spalding, D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 32, pp. 69–289, 1974.
- Liu, R., e Zhou, Z. Heat Transfer Between Gas and Cylinder Wall of Refrigeration Reciprocating Compressor. *Proc. Purdue Compressor Technology Conference*, West Lafayette, USA, pp. 110–115, 1984.
- Rakopoulos, C. D., Kosmadakis, G. M., e Pariotis, E. G. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *International Journal Applied Energy*, Vol. 87, pp. 1612-1630, 2010.
- Soedel, W., Sound and Vibration of Positive Displacement Compressors, *CRC Press*, 2007.
- Versteeg, H. K. e Malalasekera, W. An introduction to computational fluid dynamics. Nova York, USA. *Longman Scientific & Technical*, 1995.
- Wolfshtein, M. The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.12, pp. 301-318, 1969.
- Woschni, G. Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine. *SAE Transactions*, SAE paper 670931, Vol. 76, 1967.