



SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UMA SITUAÇÃO DE VENTILAÇÃO NATURAL

J.F.A. DIAS DELGADO

A.R. JANEIRO BORGES

Dep. de Eng. Mecânica e Industrial FCT/UNL

2829-516 Caparica, Portugal

e-mail: jfd@fct.unl.pt

Resumo: Apresenta-se um programa de cálculo para a simulação numérica dos escoamentos promovidos no interior de edifícios pela ação conjunta do vento natural e da libertação de calor. Aborda-se o problema da ventilação natural de um edifício baixo com uma cobertura de duas águas em comunicação com o exterior através de duas aberturas de ventilação para uma situação típica de convecção mista. Os resultados obtidos na simulação numérica efectuada para esta situação são apresentados e discutidos.

1. INTRODUÇÃO

As instalações de ventilação natural funcionam devido aos efeitos combinados da ação dinâmica do vento natural e da impulsão térmica resultante da libertação de calor. A ventilação natural é capaz de movimentar, a muito baixo custo, grandes massas de ar. Estes escoamentos naturais dependem fortemente das condições exteriores, nomeadamente da intensidade e direcção do vento. Como problema, associam um escoamento externo muito turbulento e variável no tempo com um escoamento interno, numa cavidade, em contacto com o exterior por meio de aberturas criteriosamente localizadas, regra geral, munidas com dispositivos de orientação e de regulação de caudal.

Na presente comunicação apresenta-se o estudo de um escoamento de convecção mista, típico de uma situação de ventilação natural de um pequeno edifício de um só piso. A componente externa do problema foi resolvida com o ensaio em túnel aerodinâmico de um modelo do edifício. A componente interna do problema, ou seja o cálculo dos campos tridimensionais da velocidade, da pressão e da temperatura foi realizada por via numérica. A ligação entre o interior e o exterior foi feita por via analítica, através de condições de fronteira apropriadas à definição do problema.

Para a simulação do escoamento interno utilizou-se um programa de cálculo numérico para o escoamento médio turbulento que utiliza um modelo de turbulência $k-\epsilon$ e duas equações. As equações resultantes da utilização deste modelo são resolvidas num sistema de coordenadas não ortogonal, utilizando as componentes cartesianas dos vectores e tensores. As componentes cartesianas do vector velocidade (u, v, w) e as variáveis escalares pressão, p , temperatura, T , energia cinética da turbulência, k , e a sua taxa de dissipação, ϵ , são calculadas directamente como varáveis primícias numa malha de discretização não alternada, através de uma aproximação do tipo volume de controlo.

Este programa de cálculo utiliza ainda um esquema de discretização do tipo QUICK para os termos convectivos e um algoritmo de solução do tipo SIMPLES adequado à obtenção do campo de pressão em formulações apoiadas em malhas não alternadas.

2. MODELO FÍSICO

Como já referido para descrever o escoamento médio turbulento é utilizado o conhecido modelo de turbulência $k-\epsilon$ a duas equações de Launder e Spalding [1]. Considerando como variáveis os valores médios das componentes cartesianas dos vectores e tensores, e exprimindo o operador divergência na forma fortemente conservativa, as equações que descrevem o escoamento médio turbulento podem ser escritas num sistema de coordenadas não ortogonal do seguinte modo:

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} (\rho u_k \beta_k^j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} (\rho u_k \beta_k^j u_i) = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\frac{1}{J} (\mu + \mu_t) S_{ik} \beta_k^j \right] - \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[(p + \frac{1}{2} \rho k) \beta_i^j \right] + J \Delta \rho g_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} (\rho u_k \beta_k^j T) = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_t}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_T} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi^m} \beta_k^m \beta_k^j \right] + J S_T \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} (\rho u_k \beta_k^j k) = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial \xi^m} \beta_k^m \beta_k^j \right] + J (G - \rho \epsilon) \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} (\rho u_k \beta_k^j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi^m} \beta_k^m \beta_k^j \right] + J \left(C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k} \right) \quad (5)$$

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6)$$

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (7)$$

onde

$$S_{ik} = \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi^m} \beta_k^m + \frac{\partial u_k}{\partial \xi^m} \beta_i^m \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_p}{\partial \xi^m} \beta_p^m \right] \quad (8)$$

e

$$G = \frac{\mu_t}{J^2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi^m} \beta_k^m + \frac{\partial u_k}{\partial \xi^m} \beta_i^m \right) \frac{\partial u_k}{\partial \xi^m} \beta_i^m - \frac{2}{3} \delta_{ik} \left(\frac{\mu_t}{J^2} \frac{\partial u_p}{\partial \xi^m} \beta_p^m + \frac{1}{J} \rho k \right) \frac{\partial u_k}{\partial \xi^m} \beta_i^m \quad (9)$$

Nestas equações os valores dos termos

$$\beta_k^j = J \frac{\partial \xi^j}{\partial x_k} \quad (10)$$

representam os cofactores da linha k e coluna j da matriz Jacobiana da transformação de coordenadas $x_j = x_j(\xi^k)$, onde x_j é o sistema de coordenadas cartesianas, ξ^k o sistema de coordenadas não ortogonal e J é o Jacobiano da transformação.

Na forma apresentada, as equações da quantidade de movimento foram subtraídas pela equação da pressão hidrostática, pelo que a pressão $p = (P - P_\infty)$ e $\Delta \rho = (\rho - \rho_\infty)$ são os valores relativos às condições ambientes exteriores (P_∞, T_∞). Para as constantes empíricas do modelo de turbulência $k-\epsilon$ foram tomados os valores standard propostos por Launder and Spalding [1], $C_\mu = 0,09$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, e $\sigma_\epsilon = 1,3$. Para o número de Prandtl/Schmidt turbulento que aparece na equação da temperatura, σ_T foi considerado um valor de 0,9.

3 DISCRETIZAÇÃO E RESOLUÇÃO DO SISTEMA DE EQUAÇÕES

As equações diferenciais que descrevem o escoamento são transformadas em equações algébricas através de um método de discretização do tipo volume de controlo baseado num sistema de malha não alternada, cuja descrição mais pormenorizada pode ser encontrada em [2]. Neste método, a integração das equações que descrevem o escoamento sobre os volumes de controlo resulta na soma dos fluxos médios através de cada uma das faces do volume de controlo.

$$I_e - I_w + I_n - I_s + I_d - I_u = S \quad (11)$$

onde S representa um termo fonte linearizado. Estes fluxos são constituídos por uma contribuição convectiva e outra difusiva.

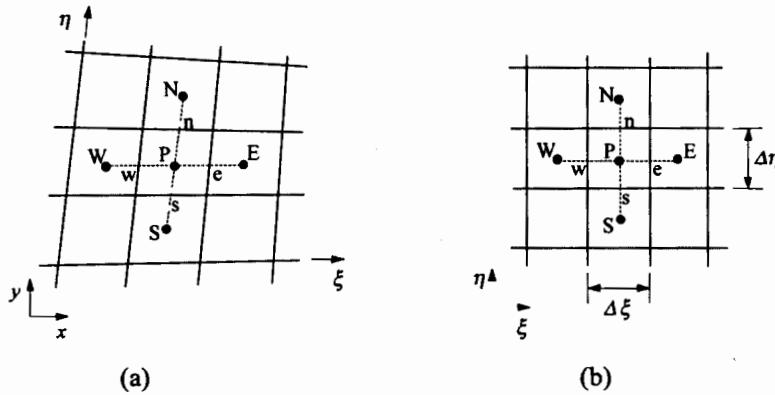


Figura 1. a) Malha curvilínea no espaço físico; b) Malha rectangular no domínio computacional.

Os termos difusivos são calculados através do esquema de discretização de diferenças centradas, assim para a face este de cada volume de controlo virá

$$I_e^D = D_e (\phi_e - \phi_p) (\beta_e^1 \beta_e^1)_e + D_e [(\phi_n - \phi_p) (\beta_e^2 \beta_e^1)_e + (\phi_d - \phi_p) (\beta_e^3 \beta_e^1)_e] \quad (12)$$

com $D_e = (\Gamma \phi / \delta V)_e$. O primeiro termo do lado direito desta equação, resultante das derivadas normais do termo difusivo, é calculado implicitamente e o segundo termo, resultante das derivadas cruzadas consequentes da não ortogonalidade da malha, é calculado explicitamente por interpolação linear entre os valores nos pontos nodais adjacentes.

Os termos convectivos são igualmente calculados nas faces dos volumes de controlo, assim considerando ainda a face este do volume de controlo virá

$$I_e^C = F_e \phi_e = \rho_e (u_1 \beta_e^1 + u_2 \beta_e^2 + u_3 \beta_e^3)_e \phi_e \quad (13)$$

sendo os valores da variável convectada na face do volume de controlo ϕ_e obtidos implicitamente através de um esquema de discretização do tipo QUICK para as componentes da velocidade e do esquema de discretização HÍBRIDO para as restantes variáveis. Os detalhes deste procedimento podem ser encontrados em [3]. Os termos relativos a cada uma das restantes faces são obtidos de forma semelhante. A equação discretizada para cada uma das variáveis pode assim ser escrita na forma linearizada:

$$(\sum a_{nb} + \|M, 0\|) \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S + \|M, 0\| \phi_p^{old} \quad (14)$$

onde os coeficientes a_{nb} englobam as contribuições dos termos convectivos e difusivos, salvo as dos termos difusivos incluídos em M . Este termo é igual a $(F_e - F_w + F_n - F_s + F_d - F_b)$ e tende naturalmente para

zero com a convergência do processo. S contém todos os termos das equações que não são calculados implicitamente a partir dos pontos nodais de ϕ , tais como os termos fonte, os gradientes de pressão e os termos com derivadas cruzadas das equações de conservação de quantidade de movimento. A natureza iterativa do processo, o carácter não linear e a forte interdependência das equações envolvidas levam a que se tenha de utilizar sub-relaxação das variáveis para obter convergência. Esta sub-relaxação é efectuada simultaneamente por inércia e pela introdução de um factor de relaxação. Para a primeira, $M\phi_P^{old}$ é um termo pseudo-transiente, que tende naturalmente para zero com a convergência do processo, e ϕ_P^{old} é o valor de ϕ_P obtido no passo de iteração anterior. O operador $\|\cdot\|$ designa o maior dos valores nele contido. Para a segunda, o valor ϕ_P^{new} calculado para ϕ_P é substituído por:

$$\phi_P = \alpha\phi_P^{new} + (1-\alpha)\phi_P^{old} \quad (15)$$

onde α é o factor de relaxação.

Naturalmente que os valores assumidos pelos coeficientes a_{nb} e S dependerão do esquema de descretização utilizado para os termos convectivos. Assim, para o esquema de discretização HÍBRIDO o coeficiente

$$a_e = \| -F_e, D_e - 0.5F_e, 0 \| \quad (16)$$

Para o esquema de discretização do tipo QUICK utilizado o coeficiente

$$a_e = \begin{cases} \| D_e - 0.25F_e, 0 \| & \text{se } U_e > 0 \\ D_e - 0.25F_e & \text{se } U_e < 0 \end{cases} \quad (17)$$

$$S_e = \begin{cases} +0.125F_e(\phi_w - \phi_e) - \| -(D_e - 0.25F_e), 0 \| (\phi_e - \phi_p) & \text{se } U_e > 0 \\ +0.125F_e(\phi_{ee} - \phi_p) & \text{se } U_e < 0 \end{cases} \quad (18)$$

onde parte dos termos são tratados como termos convectivos reais e os restantes calculados explicitamente como termos fonte, utilizando para tal os valores assumidos pela variável ϕ no passo de iteração anterior.

Para evitar o desacoplamento entre o campo de pressões e o campo de velocidades na malha de discretização não alternada utilizada, os valores dos fluxos de massa nas faces do volume de controlo são calculados explicitamente através de um método de interpolação proposto por Rhee e Chow [4]. Este método consiste na utilização da interpolação linear para a pressão e da interpolação da quantidade de movimento para as velocidades. Para evitar que a solução dependa dos factores de relaxação utilizados na equação de conservação de quantidade de movimento, é utilizada uma versão do método de Rhee e Chow corrigida proposta por Majumdar [5]. Assim, considerando a face este do volume de controlo, as componentes da velocidade utilizadas para o cálculo de F_e são interpoladas do seguinte modo

$$u_e = \alpha \left(\frac{\sum a_{nb}^e u_{i_{nb}} + S' - (p_n - p_p) \beta_1^2 - (p_d - p_u) \beta_1^3}{a_p^e} \right)_e - \alpha \left(\frac{\beta_1^1}{a_p^e} \right)_e (p_E - p_F) + (1-\alpha) u_e^{old} \quad (19)$$

onde α é o factor de sub-relaxação para as componentes da velocidade e S' é o termo fonte da equação de conservação de quantidade de movimento discretizada sem inclusão dos termos de pressão que são escritos de forma explícita. A barra superior representa a interpolação linear entre os valores nos pontos nodais adjacentes à face. Todos os outros termos, tais como: as derivadas cruzadas, os gradientes de pressão e os termos de impulsão térmica nas equações da quantidade de movimento, são calculados explicitamente a partir dos valores das propriedades nos pontos nodais.

Para calcular o campo de pressões utiliza-se o algoritmo SIMPLES proposto por Kobayashi e Pereira e descrito em [6]. Este algoritmo é uma versão modificada do conhecido algoritmo SIMPLE apropriada para garantir a conservação de massa nesta formulação resultante da utilização de malha não alternada.

4. DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

Como problema de aplicação foi considerado um edifício baixo com uma cobertura de duas águas, com uma placa de aquecimento no seu interior, em comunicação com o exterior através de duas aberturas de ventilação. A geometria do edifício e a localização das aberturas de ventilação e da placa de aquecimento estão representadas na Fig. 2. A área em planta do espaço interior é de $5 \times 5 \text{ m}^2$. O pé direito, medido à cumeeira 3,75 m e a inclinação das duas águas da cobertura 50 %. A placa de aquecimento, localiza-se no plano de simetria longitudinal e tem 0,725 m de altura por 1,2 m de largura e dissipar 2,5 kW. No exemplo de cálculo que aqui se apresenta, o vento incide normalmente à fachada que contém a abertura de ventilação baixa. A outra abertura é também rectangular e situa-se junto ao beiral da fachada oposta. A área destas aberturas é de $0,85 \times 0,40 \text{ m}^2$.

A distribuição da pressão devida ao vento sobre a superfície exterior do edifício, determinada em túnel aerodinâmico num modelo à escala 1/20, está representada esquematicamente no plano de simetria longitudinal na Fig. 2.

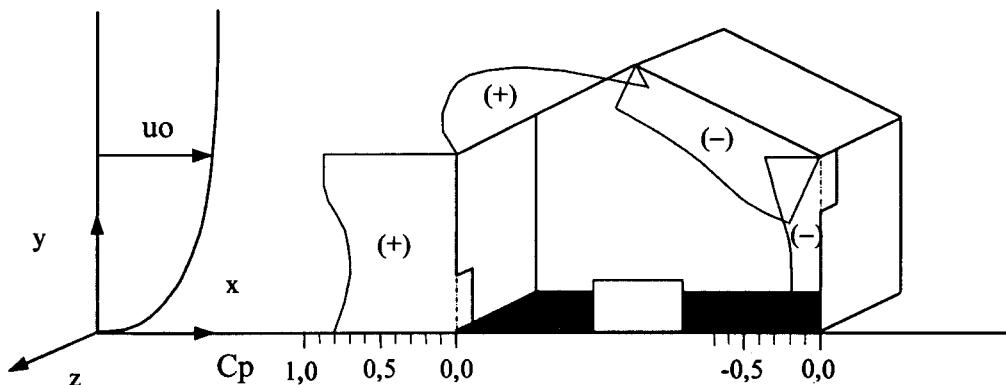


Fig. 2 - Geometria do edifício e distribuição da pressão devida ao vento.

5. CONDIÇÕES DE FRONTEIRA

A ligação entre o escoamento interior e o exterior é feita através da introdução de condições de fronteira apropriadas à definição do problema. A pressão no exterior das aberturas é dada como condição de fronteira, fazendo:

$$p_{out} = C_p \frac{1}{2} \rho_o u_o^2 \quad (20)$$

onde u_o é a velocidade de referência do vento atmosférico e C_p é o coeficiente de pressão local resultante da acção do vento. A velocidade nas aberturas de ventilação, u_v , é calculada na fronteira do domínio de cálculo através da expressão

$$(p_{out} - p_{int}) = \zeta \frac{1}{2} \rho_v u_v |u_v| \quad (21)$$

onde ζ é o coeficiente de perda de carga da abertura, considerado igual a 2,5 para cada uma das aberturas. Nos cálculos efectuados as perdas térmicas para o exterior por condução através das paredes, chão e cobertura, foram contabilizados através de um coeficiente de transmissão térmica, introduzindo um termo fonte na equação da temperatura nos volumes de controlo adjacentes à parede

$$S_T = -U(T - T_a)A_w / c_p \quad (22)$$

onde A_w é a área da face em contacto com a parede, c_p o calor específico do ar e U o coeficiente de transmissão térmica das paredes considerado igual a $1,5 \text{ W/m}^2\text{C}$. A potência térmica dissipada pela placa de aquecimento é introduzida na equação da temperatura de forma semelhante, fazendo

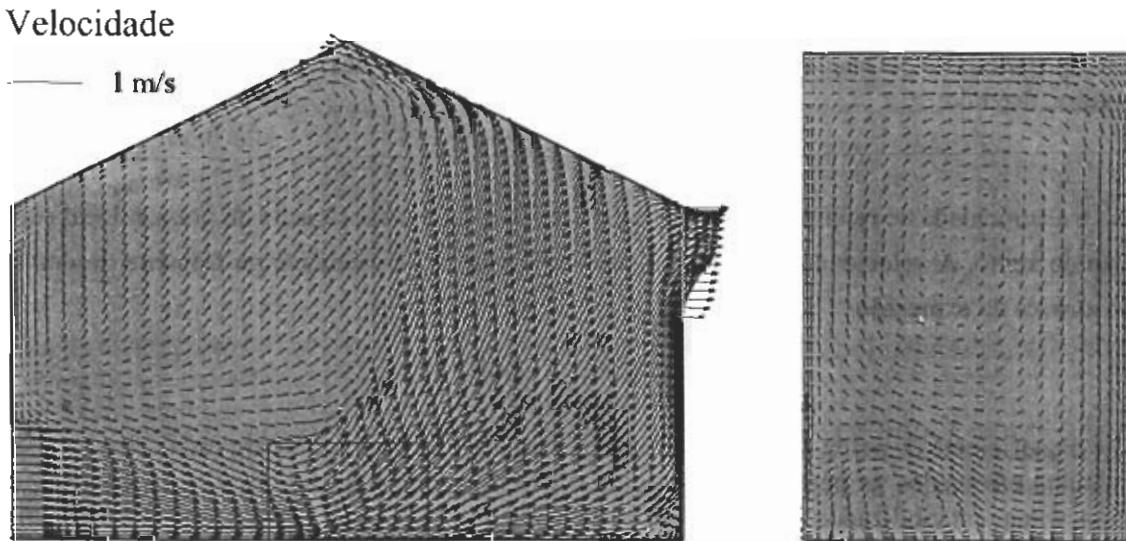
$$S_T = \dot{q}A_w / c_p \quad (23)$$

onde \dot{q} é o valor da potência térmica dissipada por unidade de superfície, igual a $1,437 \text{ kW/m}^2$.

6. APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS

Devido à simetria geométrica do problema, e por questões de economia de espaço de memória e tempo de cálculo, o volume de cálculo ocupa apenas metade do espaço. A malha de discretização tem $46 \times 44 \times 26$ volumes de controlo convenientemente distribuídos.

Os resultados obtidos por integração numérica, estão representado na Fig. 3 sob a forma de vector, para a velocidade local, e de isolinhas, para a pressão e temperatura no interior do espaço para os planos de simetria longitudinal e transversal do edifício. A velocidade do vento, $u_0 = 1 \text{ m/s}$, ao nível do beiral do edifício, soprando normalmente à fachada que contém a abertura baixa, quando associada à potência de aquecimento de $2,5 \text{ kW}$ ilustra bem, como exemplo, o regime de convecção mista. A pluma térmica, que se desenvolve acima da placa de aquecimento, é desviada no sentido da abertura de saída e com ela a zona estreita relativamente confinada onde a temperatura do ar se eleva acima dos 5°C . Neste regime as forças de origem térmica competem com as devidas ao vento, não sendo de admirar que as velocidades máximas sobre a placa mantenham aproximadamente o mesmo valor e as suas componentes longitudinal e transversal valores semelhantes. Fora da zona de intersecção da placa de aquecimento com o chão, onde se desenvolve um vórtice longitudinal intenso, da zona de impacto da pluma térmica com a cobertura e da abertura de saída, a distribuição de pressões é muito próxima da estratificada.



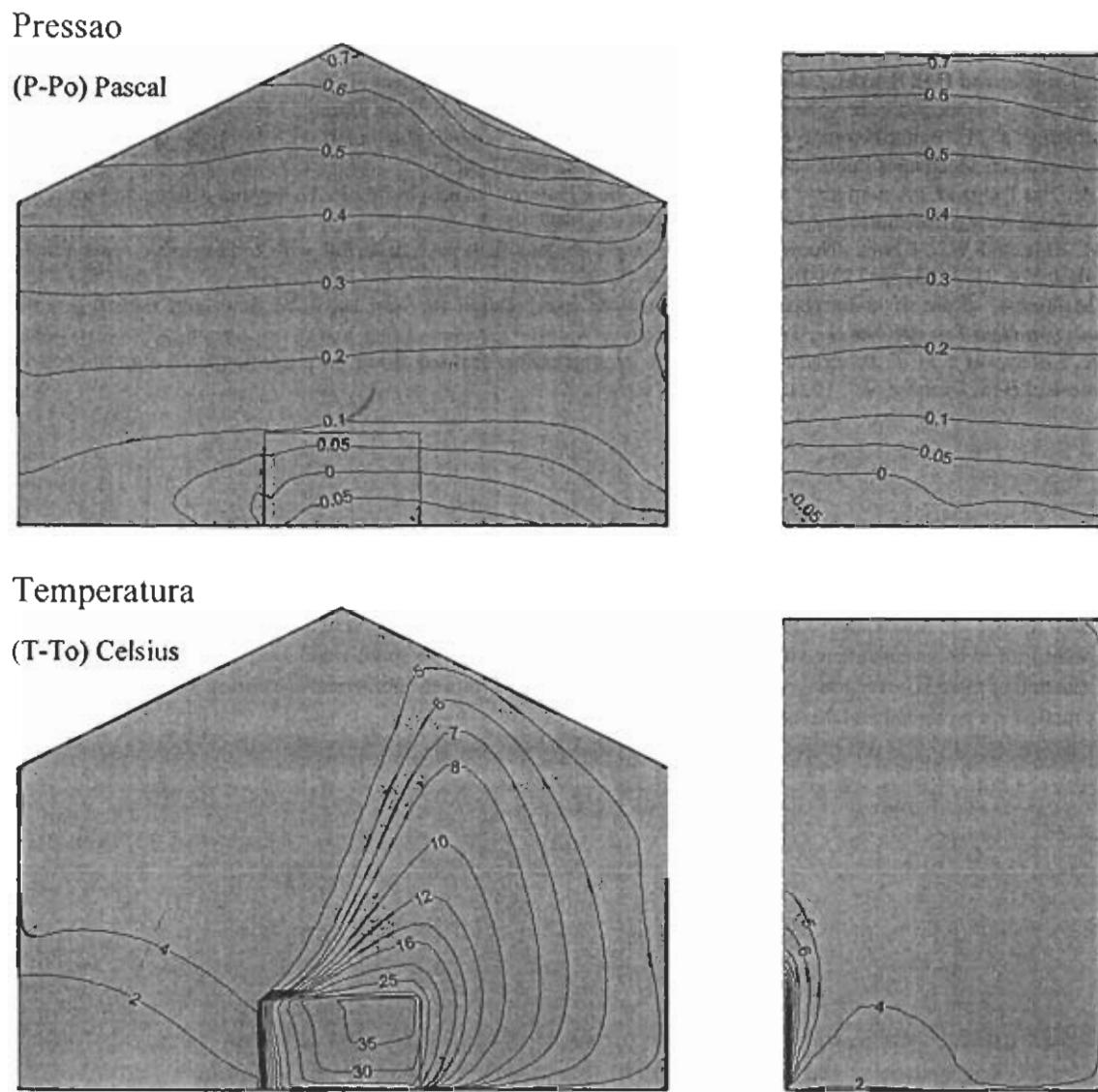


Fig. 3. Campos de velocidades, pressão e temperatura nos planos de simetria longitudinal e transversal do edifício.

7. CONCLUSÕES

Foi obtida expeditamente uma solução de engenharia para um problema complexo de interesse prático. O estudo que se apresentou revela como é possível obter soluções de grande pormenor e utilidade prática, explorando a grande adaptabilidade às condições de fronteira da malha não ortogonal do programa de cálculo numérico desenvolvido.

Apesar de se ter utilizado uma malha de discretização relativamente grosseira, as bolhas de descolamento, recirculação e recolamento, junto aos vértices ou arestas, e, de uma forma geral, o escoamento nas camadas limite aparecem convenientemente simulados.

REFERÊNCIAS

- [1] B.E. Launder and D.B. Spalding, *Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, 1972.
- [2] J.F.A. Dias Delgado, «Finite volume computation of internal turbulent flows promoted by wind action and heat release employing a 3D nonorthogonal collocated grid system», *Advanced Computational Methods in Heat Transfer IV*, Computational Mechanics Publications, Southampton, 1996, pp. 73-82.
- [3] J.F.A. Dias Delgado, «A numerical simulation of the flow patterns inside a building due to wind action and heat release», *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 65, 1997.
- [4] C.M. Rhie and W.L. Chow, «Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation», *AIAA Journal*, Vol. 21, 1983, pp. 1525-1532.
- [5] S. Majumdar, «Role of underrelaxation in momentum interpolation for calculation of flow with nonstaggered grids», *Numerical Heat Transfer*, Vol. 13, 1988, pp. 125-132.
- [6] M.H. Kobayashi e J.C.F. Pereira, «Calculation of incompressible laminar flows on a nonstaggered nonorthogonal grid», *Numerical Heat Transfer*, Vol. 19, 1991, pp. 243-262.

NUMERICAL SIMULATION OF A NATURAL VENTILATION CASE

Abstract: A numerical scheme to simulate the flow patterns promoted inside buildings by the combined action of natural wind and heat release is presented. The problem of the natural ventilation of a low-rise building with a two-water roof in communication with the outside environment through two small ventilation openings, for a typical situation of mixed convection is considered. The results obtained from the numerical simulation performed for this situation are presented and discussed.