

MODELOS DE TURBULÊNCIA APLICADOS AO ESCOAMENTO DE AR EM AMBIENTES INTERNOS: UM ESTUDO NUMÉRICO

Álvaro Henriques de Oliveira Filho

Universidade Federal do Pará – UFPa – Faculdade de Engenharia Mecânica – LABEMEC
Campus Universitário do Guamá - CEP 66075-900 – Belém - Pará - Brasil
ahof@terra.com.br

Prof. Dr. Saïd Mounsif

Universidade Federal do Pará – UFPa – Faculdade de Engenharia Mecânica – LABEMEC
Campus Universitário do Guamá - CEP 66075-900 – Belém - Pará - Brasil
smounsif@ufpa.br

Resumo: Este artigo apresenta resultados de simulações numéricas das distribuições do campo de temperatura e velocidade do ar em um modelo típico, sob a presença de dois jatos de ar parietais e isotérmicos. O programa Airpak-Fluent de dinâmica de fluidos computacional, utilizado nesse trabalho, baseia-se na resolução pelo método numérico de volumes finitos das equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. Foram testados os modelos de turbulência mais aplicados a simulação do escoamento de ar em ambientes internos: o modelo de zero equação para ambientes internos, e os modelos de duas equações k-epsilon clássico e k-epsilon RNG. A comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais confirma que o modelo de turbulência para ambientes internos, além de apresentar vantagens em tempo de processamento, é adequado para a análise da distribuição dos campos de temperatura e velocidade.

Palavras-chave: Simulação Numérica, Ambientes Internos, Modelos de Turbulência

1. INTRODUÇÃO

Ambientes internos tais como, salas residenciais, escritórios, instalações industriais, salas hospitalares, e etc., são espaços confinados com determinadas funcionalidades, sendo extremamente importante o controle das propriedades do ar distribuído nesses ambientes. Esse controle tem por objetivos: o conforto térmico, a qualidade do ar distribuído, a economia de energia e o projeto de sistemas de climatização eficientes.

Atualmente, é possível observar que o homem passa grande parte do dia no seu local de trabalho, e a permanência em ambientes não climatizados, ou com alguma deficiência de ventilação, pode levar a problemas relacionados à qualidade do ar interno, pois, a exposição de pessoas a condições ambientais adversas, por exemplo, a altos níveis de temperaturas durante um tempo excessivo, podem levar a estados de estresse, insatisfação, diminuição de produtividades, problemas de saúde e etc., isso em decorrência da redução da taxa de ventilação nesses ambientes, o que traz como consequência um aumento de poluentes internos.

A avaliação do conforto térmico através de medições experimentais demanda um alto custo e um elevado tempo de execução. Nos últimos anos o aumento da capacidade computacional associado a um aperfeiçoamento das técnicas numéricas tem proporcionado um grande avanço na simulação do escoamento de ar em ambientes internos. A técnica numérica da Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) proporciona através da simulação um custo operacional inferior ao experimental num tempo de resposta muito mais curto, além disso, ela possibilita o teste de inúmeras configurações de soluções para a avaliação térmica desses ambientes. Através da simulação desses ambientes é possível a obtenção dos campos de velocidade, temperatura e concentração de contaminantes que serão utilizados na avaliação das condições de conforto e qualidades do ar distribuído nesses ambientes..

Trabalhos como os de Nielsen (1989 e 1998), Jones e Wittle (1992), Chen e Jiang (1992), Spengler e Chen (2000), Chen e Zhai (2004) e Zhai (2006), concluíram que a técnica CFD é uma ferramenta valiosa para prever distribuições de ar em ambientes internos e ressaltaram vários fatores influentes e entre os mais importantes a seleção apropriada do modelo de turbulência. Portanto, esta é uma questão básica que afeta diretamente a exatidão e a eficiência da simulação numérica.

Este artigo apresenta resultados de simulações numéricas das distribuições de temperatura e velocidade num ambiente interno tridimensional típico. O modelo teste tridimensional utilizado neste trabalho foi retirado de Blay et al. (1992) assim como as medições experimentais para efeito de comparação de resultados. Este modelo possui um jato parietal isotérmico, e foi validado para escoamentos de ar em ambientes internos. Foram testados dois modelos de turbulência: o modelo clássico k-epsilon e um modelo simplificado de zero equação indoor.

O software CFD Airpak-Fluent empregado neste trabalho, baseia-se na solução pelo método computacional de volumes finitos das equações de conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia.

2. O ESCOAMENTO DE AR EM AMBIENTES INTERNOS

O escoamento de ar em ambientes internos é extremamente complexo, pois freqüentemente, é uma combinação de escoamentos cisalhantes livres (jatos de ar) e escoamentos cisalhantes de parede e como consequência das condições de contorno do ambiente e das geometrias complexas envolvidas, podem ser encontrados simultaneamente escoamentos laminares, escoamentos em processo de transição, escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos. Outro fator de complexidade desse tipo de escoamento é o fato dele ser governado tanto por forças de inércia, quanto por forças de empuxo, caracterizando-o como convecção mista. Por serem da mesma ordem de grandeza, as forças de inércia e as de empuxo estão em constante concorrência. Uma das dificuldades na simulação de escoamento de ar em ambientes internos, devido à complexidade física envolvida, é a escolha do modelo de turbulência mais adequado a ser utilizado.

2.1. Formulação Matemática

O escoamento de ar em ambientes internos é governado pelas equações de conservação da massa, conservação da quantidade de movimento, conservação de energia.

Equação da Conservação da Massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

Equação da Conservação da Quantidade de Movimento

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[2\mu \left(s_{ij} - \frac{1}{3} s_{kk} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (2)$$

Equação da Conservação de Energia

$$\frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho c_p u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \rho \Phi + S \quad (3)$$

Nas equações (1), (2) e (3), t é o tempo, x_i e x_j são as coordenadas cartesianas, u_i (u_j), ρ , p e T são os valores locais e instantâneos da velocidade, massa específica, pressão e temperatura; μ , c_p e k representam os valores locais da viscosidade dinâmica, do calor específico a pressão constante e da condutividade térmica do fluido; g_i é a componente cartesiana do vetor aceleração da gravidade; e S é um termo fonte. A expressão entre colchetes na (2) representa o tensor das tensões viscosas; s_{ij} é o tensor de deformação definido por: $s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ e δ_{ij} é o símbolo de Kronecker. Os primeiros e segundos termos do lado esquerdo das equações (1), (2) e (3) representam respectivamente, a taxa de variação local da quantidade conservada e a taxa líquida na qual a energia térmica deixa o volume de controle devido ao movimento global do fluido (transporte advectivo). O primeiro termo do lado direito das equações (2) e (3), representa o transporte difusivo da grandeza conservada. O segundo e terceiro termo do lado direito da equação (2) representam respectivamente, a força líquida de pressão e a força de corpo (gravitacional) agindo no fluido por unidade de volume. Na equação (3), o segundo e terceiro termo do lado direito indicam respectivamente, a taxa de geração de calor por trabalho de compressão e a taxa de geração de calor por dissipação viscosa de energia mecânica, ela representa a taxa líquida na qual o trabalho mecânico é irreversivelmente convertido em energia térmica devido aos efeitos viscosos no fluido. A função dissipação Φ é definida como: $\Phi = 2(s_{ij}s_{ij} - \frac{s_{kk}^2}{3})$.

As equações (1), (2) e (3) podem ser simplificadas, mediante hipóteses decorrentes da ordem de grandeza relativa dos termos envolvidos, ou seja:

- i) O fluido é incompressível. Nos termos onde aparecem forças de empuxo, considera-se a aproximação de Boussinesq, ou seja, $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$ (onde: β é o coeficiente de dilatação térmica). Nesta expressão é mostrada a variação da massa específica, ρ , com a temperatura. ρ_0 é a massa específica avaliada a uma

- ii) temperatura de referência T_0 (valor médio da variação de temperatura). Atribuindo ao símbolo de ρ o significado de ρ_0 , o termo de empuxo na equação (3) pode ser expresso por: $\rho g_i - \rho_0 g_i \beta (T - T_0)$;
- iii) As propriedades físicas do fluido (μ , k , c_p , β) são consideradas constantes e uniformes em toda a extensão do escoamento;
- iv) É desprezível a produção de calor, quer por compressão, quer por dissipação viscosa (eliminação do terceiro e quarto termo do lado direito da equação (3));
- v) O escoamento fluido é considerado em regime permanente.

Aplicando-se as hipóteses simplificadoras nas equações (1), (2) e (3), obtêm-se as seguintes formas mais simples:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - g_i \beta (T - T_0) \quad (5)$$

$$\frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + S \quad (6)$$

onde: $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ é a viscosidade cinemática e $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$ é a difusividade térmica.

2.2. Modelagem da Turbulência

Escoamentos turbulentos são caracterizados por flutuações do campo de velocidade transportando uma mistura de quantidades como massa e momento. Apesar da generalidade das equações de Navier-Stokes, devido à natureza não-linear das equações, um amplo intervalo de escalas para as flutuações é gerado no escoamento. Essas flutuações possuem uma diversidade de escalas, podendo ser de pequenas escalas e alta frequência, o que torna alto o custo computacional da solução. Para resolver este problema, Reynolds (1842-1912), no entanto, percebeu que as propriedades dos escoamentos turbulentos podem ser descritas pela superposição de um termo flutuante a um valor médio sugerindo que os campos presentes nas equações governantes fossem divididos em componentes médias e componentes flutuantes. Designando por ϕ o valor instantâneo de uma variável genérica em uma dada localização fixa do espaço, então ϕ pode ser definido como:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (7)$$

O termo $\bar{\phi}$ em (7), é o valor médio temporal e ϕ' é o valor flutuante ou turbulento (por exemplo: $u_i = \bar{U}_i + u'_i$). As equações médias para a conservação da massa, de momento e de energia em um escoamento turbulento são obtidas aplicando os operadores médios nas equações instantâneas (4), (5) e (6). Assim, as equações de continuidade, da conservação de momento e da energia darão origem, respectivamente, às seguintes equações:

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_j u'_i} \right] - g_i \beta (\bar{T} - T_0) \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\bar{U}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u'_j T} \right] + \bar{S} \quad (10)$$

As equações (8), (9) e (10), resultantes desse procedimento são denominadas equações médias de Reynolds (RANS – Reynolds-Averaged Navier-Stokes) e consistem, naturalmente, em um novo conjunto de equações exatas uma vez que não foi introduzida qualquer hipótese de simplificação na sua dedução. Nessas equações os efeitos do campo turbulento estão isolados dos termos descritivos do escoamento médio. Devido a não linearidade dos termos

convectivos, $\frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j}$ e $\frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j}$ nas equações (5) e (6), surgem nessa estratégia de solução um difícil obstáculo, pois sua aplicação leva ao surgimento de novas variáveis dinâmicas, as correlações de segunda ordem $\overline{u'_j u'_i}$ e $\overline{u'_j T'}$, fazendo com que essas equações deixem de constituir um sistema de equações fechado. Fazendo-se uma análise física, estas correlações representam mecanismos adicionais de transporte de quantidade de movimento e calor, respectivamente, devido às flutuações turbulentas. O produto $-\rho \overline{u'_j u'_i}$ representa a média temporal do fluxo de momento devido às flutuações turbulentas, as suas componentes atuam sobre a unidade de volume de fluido como tensões e, por isso, são denominadas de tensões turbulentas ou tensões de Reynolds. Por sua vez, o termo $-\rho c_p \overline{u'_j T'}$ da equação (10) quantifica uma densidade de fluxo de calor na direção j e é chamado de fluxo turbulento de calor. Portanto existem mais incógnitas que equações para o problema. Para o fechamento do sistema de equações de Reynolds, recorre-se à modelagem da turbulência, introduzindo um conjunto de equações e de hipóteses que permitam determinar as correlações desconhecidas.

O primeiro modelo para a descrição matemática dos termos de tensões turbulentas foi proposto por Boussinesq (1877). Este modelo propõe que a contribuição das tensões turbulentas na transferência da quantidade de movimento fosse descrita de forma análoga à observada pela ação da viscosidade molecular do fluido, introduzindo assim, o conceito de viscosidade turbulenta. Segundo Kolmogorov (1942), o tensor de Reynolds, em sua forma geral, é expresso por,

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (11)$$

$$-\overline{u'_j T'} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (12)$$

As tensões e os fluxos turbulentos são eliminados nas equações (9) e (10) por substituição das relações (11) e (12), respectivamente, resultando em,

$$\frac{\partial(\overline{U_j U_i})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - g_i \beta (\bar{T} - T_0) \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\overline{U_j T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_{ef} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] + \bar{S} \quad (14)$$

onde: $\nu_{ef} = \frac{\mu}{\rho} + \frac{\mu_t}{\rho}$ é a viscosidade cinemática efetiva e $\alpha_{ef} = \frac{k}{\rho c_p} + \alpha_t$ é a difusividade térmica efetiva.

Analisando-se as equações (13) e (14), verifica-se que são idênticas as equações (5) e (6) para o escoamento instantâneo, se nestas últimas forem substituídos os coeficientes de difusão viscosa e a pressão modificada pelos correspondentes valores efetivos.

2.2.1 Modelo de Zero Equação para Ambientes Internos (Zero-Equation Indoor Model)

Os modelos de turbulência de zero equação são os modelos mais simples que fazem parte do grupo de modelos de viscosidade turbulenta. Esses modelos possuem uma equação algébrica para a viscosidade turbulenta e nenhuma equação diferencial adicional de transporte é resolvida além das equações médias de Reynolds para massa, momento e energia. O modelo de turbulência de zero equação para escoamento de ar em ambientes internos (zero equation indoor model) foi desenvolvido por Chen e Xu (1998), com o objetivo de propor um modelo de turbulência simples e confiável, que pudesse prever as distribuições de velocidade e temperatura do ar em ambientes com convecção natural, forçada e mista como também em ambientes com ventilação por deslocamento, podendo assim, fornecer informações que pudesse estabelecer o conforto térmico do ambiente. Em Srebric et al. (1999), é apresentada uma validação com o modelo zero equação de Chen e Xu (1998) em simulações do escoamento de ar em ambientes com configurações complexas, tendo o modelo produzido bons resultados em todas as situações propostas. A viscosidade turbulenta desse modelo é proporcional a velocidade local e ao comprimento de mistura, ou seja,

$$\mu_t = 0.03874 \rho V l \quad (15)$$

onde: μ_t é a viscosidade turbulenta, ρ é a densidade do fluido, V é a velocidade local e l comprimento de mistura. O coeficiente de transferência térmica calculado é usado em vez da lei da parede, ou seja,

$$h = \frac{\mu_{ef}}{\text{Pr}_{ef}} \frac{C_p}{\Delta x_j} \quad (16)$$

onde: μ_{ef} é a viscosidade efetiva ($\mu_{ef} = \mu_t + \mu$), Pr_{ef} é o número de Prandtl efetivo, C_p é o calor específico e Δx_j é a distância em relação a parede.

O modelo de turbulência zero equação indoor é a escolha mais econômica para a modelagem da turbulência, podendo ser aplicado para prever padrões de escoamento de ar e os campos de distribuição de velocidade, temperatura e concentração de contaminantes para o análise do conforto térmico.

2.2.2 Modelo k-epsilon clássico

O modelo de turbulência k-epsilon clássico de Launder e Spalding (1974), é um modelo no qual se assume que as tensões de Reynolds são proporcionais aos gradientes de velocidade média, sendo a viscosidade turbulenta, μ_t , a constante de proporcionalidade. A viscosidade turbulenta μ_t é dada por,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (17)$$

onde $C_\mu = 0,09$ é uma constante de proporcionalidade definida empiricamente (Launder e Spalding, 1974). Os valores de k e ε requeridos na equação (17) são obtidos a partir das seguintes equações de conservação considerando-se o regime permanente,

$$\frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k + G_k - \rho \varepsilon \quad (18)$$

$$\frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (19)$$

onde $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ são constantes empíricas, σ_k e σ_ε são os números de Prandtl governando a difusão turbulenta de k e ε , P_k é a taxa de produção de energia cinética turbulenta e G_k é a geração de energia cinética turbulenta por efeitos de empuxo, definidos por,

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} ; \quad G_k = \beta g_i \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (20)$$

onde $\text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t}$ é o número de Prandtl turbulento.

Os coeficientes $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$ são valores determinados empiricamente (Launder e Spalding, 1974).

Chen e Jiang (1992), Chen (1995), Costa et al. (1999) e Zhai et al. (2007) mostram que o modelo k-epsilon clássico, ainda é o modelo de maior aplicabilidade em simulações do escoamento de ar em ambientes internos.

2.2.3 Modelo RNG k-epsilon

Com referência ao modelo tradicional k-epsilon clássico, este novo modelo apresenta duas diferenças: os valores das constantes: $C_{1\varepsilon} = 1,42$, $C_{2\varepsilon} = 1,68$, $\sigma_k = 0,72$ e $\sigma_\varepsilon = 0,72$, foram obtidas analiticamente, e um novo termo "R" foi incluído na equação de taxa de dissipação de energia turbulenta ε .

$$\frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - R - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (21)$$

onde:
$$R = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{(1 + \beta \eta^3)} \frac{\varepsilon^2}{k}; \quad \eta = \frac{Sk}{\varepsilon}; \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (22)$$

2.3. Solução Numérica

O método de solução numérica, utilizado no presente trabalho, dependendo do modelo de turbulência escolhido, consiste na resolução das equações (8), (13), (14) e das equações adicionais (18) e (19) ou (21), se o modelo de turbulência escolhido for o modelo clássico ou o modelo RNG k-epsilon.

Estas equações formam um sistema fechado de equações e podem ser colocadas na forma de uma única equação de transporte genérica para uma quantidade conservativa ϕ , ou seja,

$$\frac{\partial(U_i \phi)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (23)$$

onde: Γ_ϕ é a difusividade e S_ϕ o termo fonte, sendo que esses adquirem os diferentes valores que são apresentados na Tab. (1), em relação à variável dependente representada por ϕ .

O método de resolução baseia-se na solução numérica de equações algébricas, obtidas por integração segundo a metodologia dos volumes finitos descrita por Patankar, (1980), Maliska, (1995) e Ferziger e Peric, (1997). Para a resolução numérica das equações diferenciais, o domínio de integração é discretizado através de uma malha de volumes de controle. Para discretizar o domínio de cálculo é empregado um arranjo de malhas co-localizadas, onde valores de pressão e de velocidade são armazenados no centro dos volumes de controle. Desta forma, esquemas de interpolação para aproximar os valores da pressão nas faces dos volumes são necessários. No presente trabalho, foi utilizado o método PRESTO (PREssure STaggering Option). O método SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) [Van Doormal e Raithby, 1984] foi empregado como o método de acoplamento da pressão-velocidade. Para a solução das equações discretizadas é utilizado o algoritmo de solução segregada, no qual o sistema linear de equações é resolvido pelo método ponto a ponto de Gauss-Seidel em conjunto com um método Multigrid algébrico.

Pelo fato das equações governantes serem não lineares, além de acopladas, várias iterações do processo de solução devem ser realizadas antes de se obter uma solução convergida. Cada iteração consiste dos passos descritos abaixo:

1. As propriedades do fluido são atualizadas com base na última solução. Se o cálculo está no início, elas serão atualizadas com base das condições iniciais.
2. As equações da quantidade de movimento são resolvidas usando os últimos valores disponíveis da pressão e do fluxo de massa através das faces do volume de controle, a fim de atualizar o campo de velocidade.
3. Já que as velocidades obtidas no passo (2) podem não satisfazer localmente a equação da continuidade, uma equação “tipo Poisson” para a correção de pressão é derivada a partir da equação da continuidade e das equações de quantidade de movimento linearizadas. Esta equação de correção de pressão é então resolvida, permitindo as necessárias correções para os campos de pressão e velocidade e para os fluxos de massa nas faces, de maneira que a continuidade seja satisfeita.
4. As equações da energia, da energia cinética turbulenta e da sua taxa de dissipação são resolvidas usando os valores das outras variáveis previamente atualizadas.
5. É verificado se o conjunto de equações alcançou a convergência, caso contrário, volta ao passo (1) e repete-se todo o processo até que o critério de convergência seja atingido.

Tabela 1. Valores de Γ_ϕ e S_ϕ na equação geral de transporte

Propriedade Transportada	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Massa	1	0	0
Quantidade de movimento numa direção i .	U_i	$\nu_{ef} = \nu + C_\mu + k^2/\varepsilon$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ef}}{\partial x_i} - g_i \beta (T - T_0)$
Temperatura	T	$\alpha_{ef} = k/\rho C_p + \alpha_t$	S
Energia cinética turbulenta	k	ν_t/σ_k	$P_k + G_k - \varepsilon$
Taxa de diss. da energia turb.	ε	ν_t/σ_ε	$C_{1\varepsilon} \varepsilon/k (P_k + G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon^2/k$

3. SOLUÇÃO NUMÉRICA

3.1 Descrição do Modelo Numérico

O modelo geométrico numérico adotado nesse trabalho foi proposto por Blay et al., (1992), onde tem-se uma configuração geométrica baseada em um pequeno modelo em escala de laboratório (1.04 m x 1.04 m x 0.7 m) como visto na Fig. (1), onde mostra todas as dimensões que foram adotada no modelo. O espaço foi ventilado com o ar frio que é insuflado através de uma entrada elevada da parede lateral e é retirada através de uma saída localizada na parede oposta a entrada do ar. A experiência teve uma taxa de ventilação relativamente elevada. A Tab. (2) mostra parâmetros que foram adotados na simulação.

No processo de discretização das equações de governo, a Fig. (1) mostra que foi utilizada uma malha hexaédrica com 6336 elementos e 8325 nós. O maior tamanho adotado por célula foi de 0.03 m, a relação máxima de tamanho adotada foi 2 e o controle específico de parâmetros de malha por objeto foi de 4 pontos de malha de através da entrada ou saída do fluxo de ar. Os parâmetros de configuração da solução adotados para a simulação nos quatro modelos de turbulência adotados estão mostrados conforme as Tab. (3) e (4). O número de iterações adotado para os três casos foi de 4000 iterações, sendo que nos modelos em que a turbulência estava ativada o processo de convergência foi bem mais lento, demandando maior esforço computacional.

4. RESULTADOS OBTIDOS

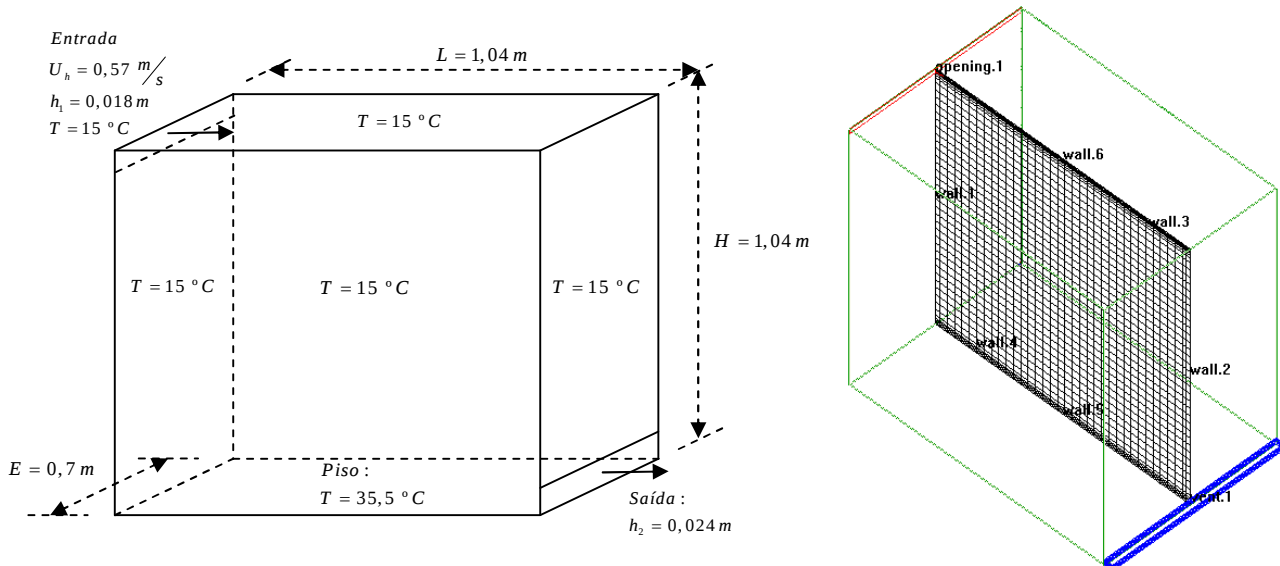


Figura 1 – Geometria do Modelo com as Condições de Contorno e a Malha Computacional

Tabela 2 – Parâmetros adotados na simulação

$g \text{ (m/s}^2\text{)}$	$\beta \text{ (K}^{-1}\text{)}$	$\Delta T \text{ (K)}$	$L \text{ (m)}$	$U \text{ (m/s)}$
9.8	$3.3 \cdot 10^{-3}$	20.5	1.04	0.57

Tabela 3 – Esquema de Discretização

Pressão	Momentum	Energia	Energia turbulenta	Taxa de Dissipação
body-force weighted	2ª ordem	2ª ordem	2ª ordem	2ª ordem

Tabela 4 – Fatores de Sub-relaxação

Continuidade	Momentum	Energia	Energia Turbulenta	Taxa de Dissipação
0.2	0.5	1.0	0.5	0.5

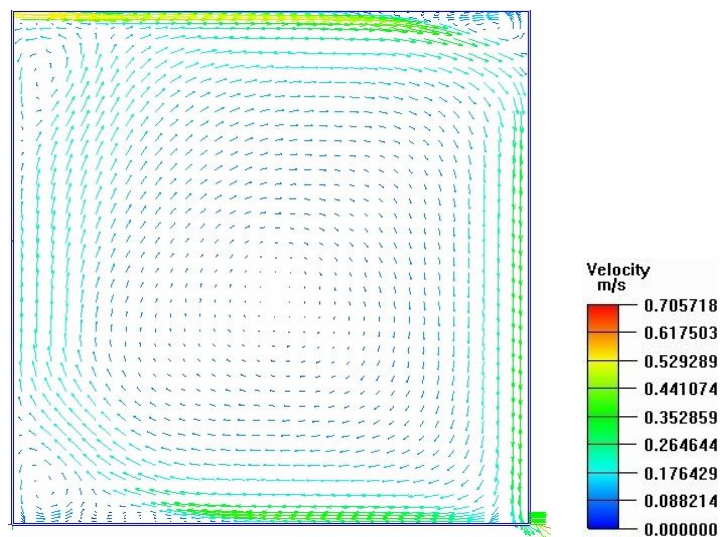


Figura 2 – O campo dos vetores velocidade em $\frac{z}{E} = 0.5$

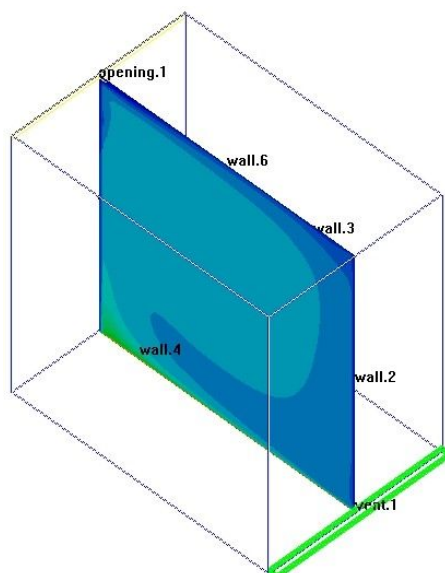


Figura 3 – A distribuição da temperatura em $\frac{z}{E} = 0.5$

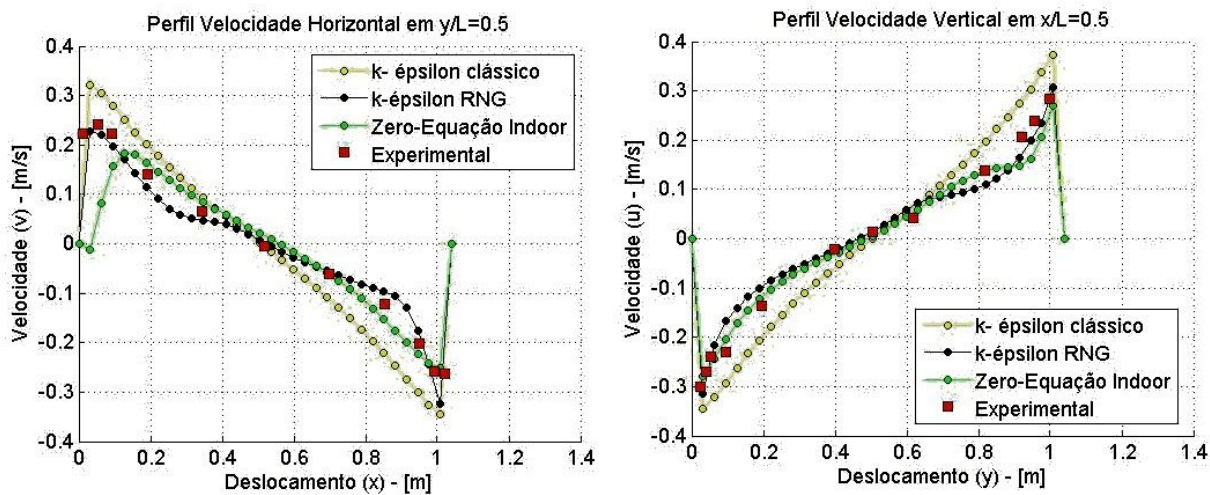


Figura 4 – Comparação dos perfis de velocidade nas direções: horizontal e vertical

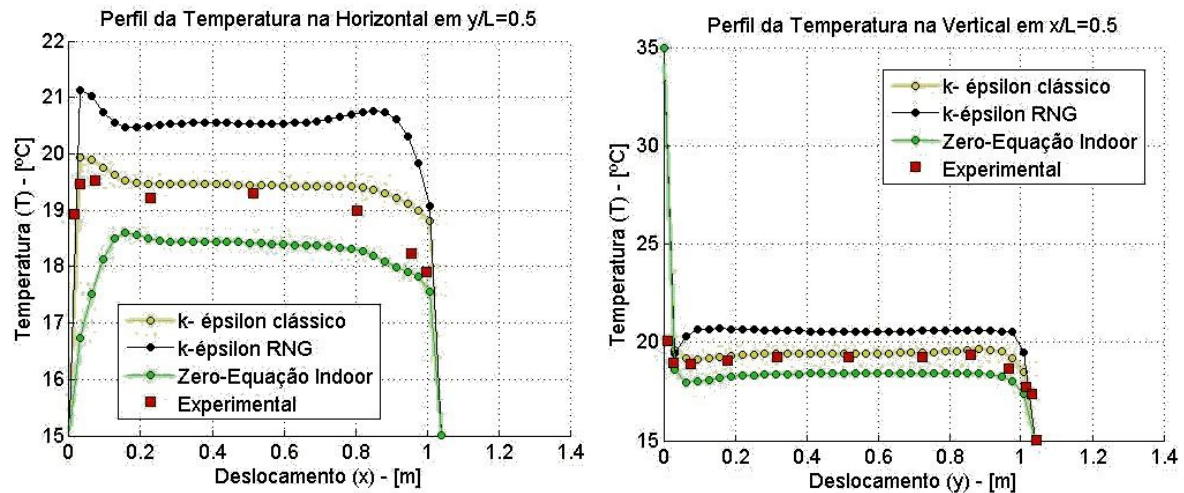


Figura 5 – Comparação dos perfis de temperatura nas direções: horizontal e vertical

As Figuras (2) e (3) mostram respectivamente, o campo velocidades e o campo de temperatura, obtidos na simulação numérica.

As Figura (4) e (5) mostram os perfis de velocidade e temperatura na direção horizontal e vertical, resultados da simulação numérica, com os três modelo de turbulência e confrontados com as medidas experimentais de Blay et al.(1992).

A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais confirma que o modelo de turbulência simplificado zero equação indoor, além de apresentar vantagens em termo de tempo de processamento, é adequado para a determinação da distribuição dos campos de temperatura e velocidade, para uma análise de conforto térmico.

5. AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado no Laboratório de Ensino de Mecânica Computacional (LABEMEC) da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pará e é vinculado ao projeto P&D Eletronorte/ANEEL, intitulado: Desenvolvimento de Metodologia de Controle e Adequação Termo-Acústica da Usina Termelétrica Santana-Amapá.

6. REFERÊNCIAS

- Blay, D., Mergui, S., and Niculae, C. (1992) "Confined turbulent mixed convection in the presence of a horizontal buoyant wall jet". *Fundamentals of Mixed Convection*, ASME HTD-Vol.213, pp65-72.
- Chen, Q e Xu, W. (1996) "A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation" *Energy and Building*. Vol 28. 1996
- Chen, Q. (1997) "Computational Fluid Dynamics for HVAC: Successes and Failures" *ASHRAE Transactions*. Vol 103, pp. 178-187.
- Chen, Q. e Xu, W. (2000) "Simplified Method for indoor airflow simulation" *Proceedings of Clima 2000*.
- Costa, J. J., Oliveira, L. A. e Blay, D. (1999) "Test of several versions for the κ - ϵ type turbulence modelling of internal mixed convections flows" *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 42. 1999.
- Costa, J. J., Oliveira, L. A. e Blay, D. (2000) "Turbulent airflow in s room with a two jet heating ventilation systems" *Energy and Buildings*. Vol. 37. 2000.
- Ferziger, J. H. and Peric, M., 1997. "Computational Methods for Fluid Dynamics", Springer Ed.
- Fluent Inc., 2002. "Fluent User's Guide".
- Hesch, Ch., Sanz, W. e Klanatsky, P. (2005) "Implementation and comparison of different turbulence model for three-dimensional wall jets with Fluent" *CFD Forum*. 2005.
- Hesch, Ch., Sanz, W. e Klanatsky, P. (2005) "Comparison of different turbulence models to compute wall affected room airflow" *CFD Forum*. 2005.
- Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974. "The numerical computation of turbulent flows", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 3, pp. 269-289
- Maliska, C. R., 1995. "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", LTC -Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., Rio de Janeiro.
- Nielsen, P. V. (1974) "Flow in air conditioned room". Tese de PhD. Universidade da Dinamarca. 1974.

- Nielsen, P. V. (1974) "Prediction of temperature and velocity distribution in air conditioned room". Proceedings of the second symposium on the use of computers for environmental engineering related to buildings. Paris. 1974.
- Nielsen P.V. (1998). "The selection of turbulence models for prediction of room airflow". *ASHRAE Transactions*, SF-98-10-1.
- Nielsen, P. V. (2004) "Computational fluid dynamics and room air movement". *Indoor Air*. Vol 14. 2004.
- Nilsson, H.O. (2007). "Thermal comfort evaluation with virtual manikin methods". *Building and Environment* (in press).
- Patankar, Suhas V. (1980) "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" McGraw-Hill, New York. 1980
- Posner, J.D., Buchanan, C. R., Dunn-Rankin, D. (2002) "Measurement and prediction of indoor air flow in a model room". *Energy and Buildings* No. 35, pp 515-526.
- Spengler, J.D., and Q. Chen. (2000). "Indoor air quality factors in designing a healthy building". *Annual Review of Energy and the Environment* 25: 567-600.
- Srebric J., Q. Chen, and L.R. Glicksman. (1999). "Validation of a zero-equation turbulence model for complex indoor airflows". *ASHRAE Transactions*, 105(2): 414-427.
- Stamou, A. and Katsiris, I. (2006) "Verification of CFD model for indoor airflow and heat transfer" *Building and Environments* Vol. 41. 2006
- Versteeg, H. K. e Malalasekera, W. (1995) "An Introduction to Computational Fluid Dynamics – The Finite-Volume Method". Longman Scientific & Technical. Harlow
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B. and Speziale, C. G., (1992). "Development of turbulence models for shear flow by a double expansion technique", *Phys. Fluids A*, vol. 4, pp. 1510-1520.
- Yuan, X., Q. Chen, L.R. Glicksman, Y. Hu, and X. Yang. (1999a). Measurements and computations of room airflow with displacement ventilation. *ASHRAE Transactions* 105(1): 340–352.
- Zhai, Z., Zhang, Z. Zhang, W. and Chen, Q. (2007) "Evaluation of various turbulence models in predicting airflow and turbulence in enclosed environments by CFD: Part 1: summary of present turbulence models" *HVAC&R*, 13(6).
- Zhai, Z., Zhang, Z. Zhang, W. and Chen, Q. (2007) "Evaluation of various turbulence models in predicting airflow and turbulence in enclosed environments by CFD: Part 2: comparison with experimental data from literature" *HVAC&R*, 13(6).

TURBULENCE MODELS FOR SIMULATION OF INDOOR AIRFLOW: A NUMERICAL STUDY

Álvaro Henriques de Oliveira Filho

Universidade Federal do Pará – UFPa – Faculdade de Engenharia Mecânica – LABEMEC
Campus Universitário do Guamá - CEP 66075-900 – Belém - Pará - Brasil
ahof@terra.com.br

Prof. Dr. Saïd Mounisif

Universidade Federal do Pará – UFPa – Faculdade de Engenharia Mecânica – LABEMEC
Campus Universitário do Guamá - CEP 66075-900 – Belém - Pará - Brasil
smounisif@ufpa.br

Abstract

This paper presents results of numerical simulations of temperature and velocity distributions in a typical three-dimensional indoor environment. The computational fluid dynamics software *Airpak-Fluent*, used in the present work, is based on the solution of conservation equations of mass, momentum and energy, in a calculation domain discretized by the Finite-Volume Method. Three turbulence models were tested: the classic k- ϵ model, the RNG k- ϵ model and a simplified indoor model of zero equation. The comparison between numerical and experimental results confirms that the simplified indoor turbulence model, also presenting advantages in term of time of processing, it is adapted for the determination of the distribution of the temperature and velocity fields, for an analysis of thermal comfort.

Keywords: Numerical simulation, Indoor Environment, Turbulence models