

ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO OBSTÁCULO POROSO IMPONDO UMA CONDIÇÃO DE PERIODICIDADE ESPACIAL

Renato A. Silva¹
Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 – São José dos Campos – SP - Brasil

¹e-mail: renatoas@mec.ita.br, ²e-mail: delemos@mec.ita.br

Resumo. Este trabalho apresenta resultados numéricos para o escoamento em um canal contendo um obstáculo poroso impondo uma condição de periodicidade espacial. As equações que governam o escoamento são discretizadas pelo método de volumes finitos e resolvidas usando o método SIMPLE. Os perfis de velocidade média e energia cinética de turbulência são apresentados. Os efeitos da permeabilidade e da porosidade do meio no campo médio e estatístico de velocidades são analisados. Os resultados mostram uma distribuição de energia cinética de turbulência bastante distinta daquela existente em um escoamento desobstruído na mesma célula periódica. Coerentemente com o modelo matemático empregado, a taxa de geração de energia cinética de turbulência devido à matriz porosa parece ser o mecanismo controlador do nível de turbulência no canal.

Palavras chave: meios porosos, interface, solução numérica, escoamento turbulento, tensão cisalhante.

1. Introdução

Em função da ampla aplicação envolvendo o escoamento de fluidos em meios que contêm interface entre um meio limpo e um meio poroso, em diversos setores da indústria e no meio ambiente, observou-se, nas últimas décadas, um interesse crescente de vários pesquisadores no sentido de descrever com sucesso este tipo de escoamento. Vários sistemas de engenharia podem ser modelados por estruturas compostas de uma região limpa e um material poroso através do qual o fluido penetra. Camada limite atmosférica sobre florestas e, vazamento de contaminantes através do subsolo até os lençóis freáticos são alguns exemplos da grande importância dos escoamentos ambientais que podem ser beneficiados por um tratamento matemático adequado.

A literatura propõe a existência de uma condição de salto da tensão de cisalhamento na interface (Ochoa-Tapia e Whitaker 1995a, 1995b). Tal tratamento de interface tem sido usado com a solução analítica de escoamento em canais compostos, negligenciando o termo não-linear de Forchheimer na equação da quantidade de movimento (Kuznetsov, 1996) bem como considerando este mesmo termo (Kuznetsov, 1997, 1999). A limitação de tais soluções para escoamento unidimensional e totalmente desenvolvido está no fato de ser de pouco uso prático na realidade tridimensional dos escoamentos na engenharia.

Recentemente, Silva e de Lemos (2001, 2002a, 2002b) e de Lemos e Silva (2002a, 2002b) apresentaram soluções numéricas levando em consideração a condição de salto da tensão de cisalhamento na interface entre o meio limpo e o meio poroso, com e sem o termo não-linear de Forchheimer e, com e sem zonas de recirculação. Em todos aqueles desenvolvimentos o escoamento analisado com recirculação impondo uma condição de periodicidade espacial não foi considerado.

Com base no exposto, este trabalho estende os desenvolvimentos anteriores considerando agora escoamento turbulento com recirculação impondo uma condição de periodicidade espacial. O efeito do tratamento do salto da tensão cisalhante na interface entre um obstáculo poroso e um escoamento turbulento bidimensional é analisado. Aqui, a metodologia numérica desenvolvida para meios híbridos e apresentada em Pedras e de Lemos (2000) e Rocamora e de Lemos (2000) é empregada.

2. Modelo Macroscópico – Geometria e Equações Governantes

O escoamento sob consideração é esquematizado na Fig. (1), onde um canal contendo um obstáculo poroso é mostrado. As propriedades do escoamento são consideradas constantes. A fluido entra pela face esquerda e permeia através da região limpa e da estrutura porosa. O caso na Fig. (1) usa condição de contorno de não-escorregamento nas paredes e velocidade prescrita na entrada. Na figura, H é a distância entre as paredes do canal e $s=0,42H$ é a espessura do bloco poroso.

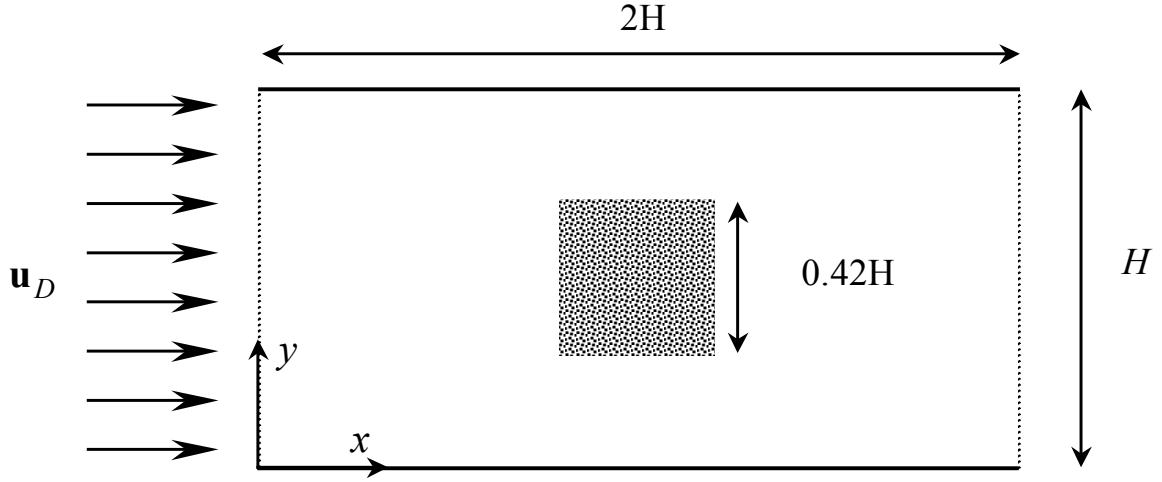


Figura 1. Escoamento em um canal contendo obstáculo poroso.

A forma macroscópica das equações governantes é obtida tomando a média volumétrica das equações microscópicas de Navier-Stokes. Neste desenvolvimento a estrutura porosa é considerada rígida, homogênea e saturada por um fluido monofásico e incompressível.

A equação macroscópica da continuidade é dada por:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_D = 0 \quad (1)$$

onde a relação de Duperit-Forchheimer, $\bar{\mathbf{u}}_D = \phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i$, foi utilizada e, $\langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i$ é a média intrínseca do vetor velocidade $\bar{\mathbf{u}}$ (Gray e Lee, 1977). A Eq. (1) representa a equação macroscópica da continuidade para um fluido incompressível em uma estrutura porosa.

A equação macroscópica média de Navier-Stokes para um fluido incompressível com propriedades constantes pode ser escrita como:

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) + \nabla \cdot (\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) \right] = -\nabla (\phi \langle \bar{p} \rangle^i) + \mu \nabla^2 (\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) + \nabla \cdot \left(-\rho \phi \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{\mathbf{u}}' \rangle^i \right) + \bar{\mathbf{R}} \quad (2)$$

Como usualmente é feito, trata-se a turbulência através de ferramentas estatísticas. A correlação $-\rho \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}$ aparece após a aplicação do operador de média temporal nas equações microscópicas de Navier-Stokes. Aplicando o operador de média volumétrica na equação do movimento (ver Pedras e de Lemos, 2001a para maiores detalhes), resulta no termo $-\rho \phi \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{\mathbf{u}}' \rangle^i$ da Eq. (2). Este termo é denominado Tensor de Reynolds Macroscópico. $\bar{\mathbf{R}}$ na Eq. (2) representa a média volumétrica do arrasto total por unidade de volume atuando sobre o fluido devido a ação da estrutura porosa. Um modelo utilizado para $\bar{\mathbf{R}}$ é o modelo estendido Darcy-Forchheimer e, é dado por:

$$\bar{\mathbf{R}} = - \left[\frac{\mu \phi}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \phi \rho |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right] \quad (3)$$

onde a constante c_F é conhecida na literatura como o coeficiente de Forchheimer.

Logo, fazendo uso da expressão $\bar{\mathbf{u}}_D = \phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i$ e da expressão (3), a Eq. (2) pode ser reescrita como:

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \bar{\mathbf{u}}_D) + \nabla \cdot \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_D \bar{\mathbf{u}}_D}{\phi} \right) \right] = -\nabla (\phi \langle \bar{p} \rangle^i) + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_D + \nabla \cdot \left(-\rho \phi \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{\mathbf{u}}' \rangle^i \right) - \left[\frac{\mu \phi}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \phi \rho |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right] \quad (4)$$

O Tensor de Reynolds Macroscópico é modelado analogamente ao conceito de Boussinesq para meio limpo, da seguinte forma:

$$-\rho\phi\langle\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}\rangle^i = \mu_{t_\phi} 2\langle\mathbf{D}\rangle^v - \frac{2}{3}\phi\rho\langle k\rangle^i \mathbf{I} \quad (5)$$

onde

$$\langle\mathbf{D}\rangle^v = \frac{1}{2}\left[\nabla\left(\phi\langle\overline{\mathbf{u}}\rangle^i\right) + \left[\nabla\left(\phi\langle\overline{\mathbf{u}}\rangle^i\right)\right]^T\right] \quad (6)$$

é o tensor de deformação macroscópico, $\langle k\rangle^i$ é a média intrínseca de k e μ_{t_ϕ} é a viscosidade macroscópica turbulenta. A viscosidade macroscópica turbulenta, μ_{t_ϕ} , é usada na Eq. (5) modelada similarmente ao caso de escoamento em um meio limpo, que foi proposta em Pedras e de Lemos (2001a) como:

$$\mu_{t_\phi} = \rho c_\mu \frac{\langle k\rangle^{i^2}}{\langle \varepsilon\rangle^i} \quad (7)$$

3. Equações Macroscópicas para $\langle k\rangle^i$ e $\langle \varepsilon\rangle^i$

A equação de transporte macroscópica para $\langle k\rangle^i = \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}^i/2$ é obtida multiplicando-se a diferença entre a equação da quantidade de movimento microscópica instantânea e a equação da quantidade de movimento microscópica média no tempo pela flutuação temporal da velocidade microscópica, \mathbf{u}' , aplicando-se a média temporal e, em seguida, a média volumétrica. De acordo com Pedras e de Lemos (2001a), a equação resultante é:

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\phi\langle k\rangle^i\right) + \nabla\cdot\left(\overline{\mathbf{u}}_D\langle k\rangle^i\right)\right] = \nabla\cdot\left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_k}\right)\nabla\left(\phi\langle k\rangle^i\right)\right] - \rho\langle\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}\rangle^i:\nabla\overline{\mathbf{u}}_D + c_k\rho\frac{\phi\langle k\rangle^i|\overline{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} - \rho\phi\langle \varepsilon\rangle^i \quad (8)$$

onde c_k e σ_k são constantes adimensionais.

A equação macroscópica para $\langle \varepsilon\rangle^i = \mu\overline{\nabla\mathbf{u}':(\nabla\mathbf{u}')^T}^i/\rho$ é obtida a partir da equação microscópica de ε , aplicando-se o operador de média volumétrica. Tal procedimento é desenvolvido em Pedras e de Lemos (2001a) conduz à seguinte equação:

$$\begin{aligned} \rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\phi\langle \varepsilon\rangle^i\right) + \nabla\cdot\left(\overline{\mathbf{u}}_D\langle \varepsilon\rangle^i\right)\right] &= \nabla\cdot\left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_\varepsilon}\right)\nabla\left(\phi\langle \varepsilon\rangle^i\right)\right] \\ &+ c_1\left(-\rho\langle\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}\rangle^i:\nabla\overline{\mathbf{u}}_D\right)\frac{\langle \varepsilon\rangle^i}{\langle k\rangle^i} + c_2c_k\rho\frac{\phi\langle \varepsilon\rangle^i|\overline{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} - c_2\rho\phi\frac{\langle \varepsilon\rangle^{i^2}}{\langle k\rangle^i} \end{aligned} \quad (9)$$

onde c_1 , c_2 e σ_ε são constantes. Aqui $\langle \varepsilon\rangle^i$ representa a média intrínseca da taxa de dissipação de energia cinética de turbulência.

4. Condições de Interface

A equação proposta por Ochoa-Tapia e Whitaker (1995a, 1995b), que descreve o salto da tensão cisalhante na interface entre o meio limpo e o meio poroso, é:

$$\mu_{ef}\left.\frac{\partial u_{D_\xi}}{\partial \eta}\right|_{0<\phi<1} - \mu\left.\frac{\partial u_{D_\xi}}{\partial \eta}\right|_{\phi=1} = \beta\frac{\mu}{\sqrt{K}}u_{D_\xi}\Big|_{\text{interface}} \quad (10)$$

onde u_{D_ξ} é a componente da velocidade de Darcy paralela à interface alinhada com a direção ξ e normal à direção η , μ_{ef} é a viscosidade efetiva para a região porosa, μ é a viscosidade dinâmica do fluido, K é a permeabilidade do meio poroso e β é o coeficiente ajustável que representa o salto da tensão de cisalhamento na interface.

Além da Eq. (10) são também utilizadas as condições de continuidade da velocidade, da pressão, da energia cinética de turbulência, k e sua dissipação, ε e, dos fluxos difusivos de k e ε .

$$\bar{u}_D \Big|_{0 < \phi < 1} = \bar{u}_D \Big|_{\phi=1} \quad (11)$$

$$\langle \bar{p} \rangle^i \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle \bar{p} \rangle^i \Big|_{\phi=1} \quad (12)$$

$$\langle k \rangle^v \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle k \rangle^v \Big|_{\phi=1} \quad (13)$$

$$\left(\mu + \frac{\mu_{t\phi}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle^v}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle^v}{\partial y} \Big|_{\phi=1} \quad (14)$$

$$\langle \varepsilon \rangle^v \Big|_{0 < \phi < 1} = \langle \varepsilon \rangle^v \Big|_{\phi=1} \quad (15)$$

$$\left(\mu + \frac{\mu_{t\phi}}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle^v}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle^v}{\partial y} \Big|_{\phi=1} \quad (16)$$

Portanto, a extensão da Eq. (10) para caso de escoamento turbulento, é dado como:

$$\left(\mu_{ef} + \mu_{t\phi} \right) \frac{\partial \bar{u}_{D_p}}{\partial y} \Big|_{0 < \phi < 1} - \left(\mu + \mu_t \right) \frac{\partial \bar{u}_{D_p}}{\partial y} \Big|_{\phi=1} = \left(\mu + \mu_t \right) \frac{\beta}{\sqrt{K}} \bar{u}_{D_i} \Big|_{\text{interface}} \quad (17)$$

As condições de interface (11) e (12) foram propostas por Ochoa-Tapia e Whitaker (1995a). Lee e Howell (1987) propuseram as Eqs (13) a (16), assumindo continuidade de k e ε .

5. Método Numérico

O método numérico utilizado para a resolução das equações que integram o modelo do escoamento, para o regime turbulento (modelo $k-\varepsilon$ de Alto-Reynolds - Launder e Spalding, 1972), é o de Volumes Finitos em Coordenadas Generalizadas (Patankar, 1980). A Fig. (2) mostra um volume de controle genérico juntamente com as coordenadas generalizadas $\eta-\xi$. A discretização de uma equação de conservação bidimensional e em regime permanente para uma quantidade ϕ qualquer pode ser expressa por:

$$I_e + I_w + I_n + I_s = S_\phi \quad (18)$$

onde I_e , I_w , I_n e I_s representam respectivamente os fluxos de ϕ nas faces leste, oeste, norte e sul do volume de controle e S_ϕ o seu termo fonte. Uma divulgação da metodologia numérica desenvolvida está apresentada em Pedras e de Lemos (2001b). Neste trabalho, todos os resultados numéricos foram convergidos até que os valores dos resíduos para as variáveis dependentes do problema atingissem um valor menor que 10^{-7} , onde o resíduo é definido como a diferença entre o lado esquerdo e o direito da equação algébrica correspondente. Detalhes da discretização são mostrados em Pedras e de Lemos (2001b).

Os valores das constantes utilizadas no modelo $k-\varepsilon$ de Alto-Reynolds foram propostos por Launder e Spalding (1974).

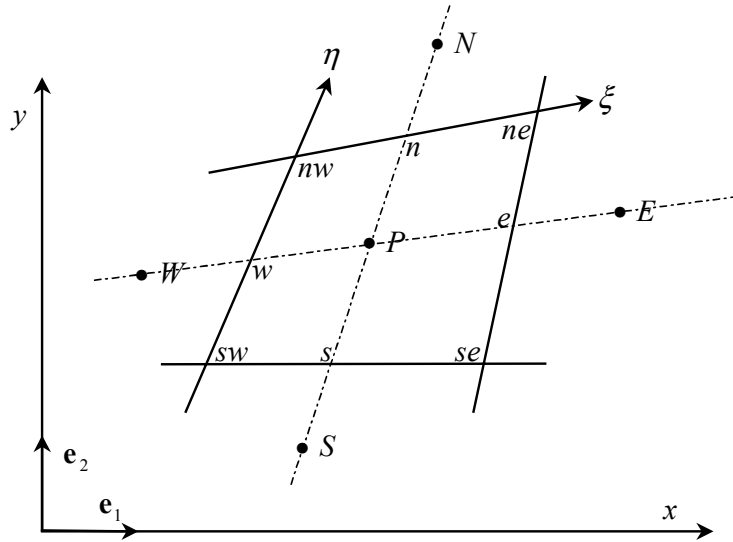


Figura 2. Notação e Volume de Controle.

6. Implementação da Condição de Interface

Para simplificar a notação daqui em diante, o indicador de média temporal (barra) será suprimido. A Fig. (3) mostra a notação utilizada para caracterização das variáveis referentes à interface.

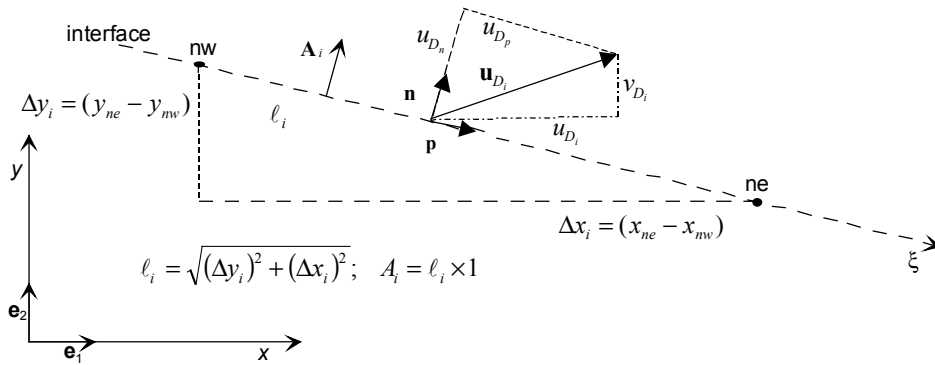


Figura 3. Notação da Interface.

De acordo com a figura, a velocidade de Darcy na interface, \mathbf{u}_{D_i} , pode ser escrita como:

$$\mathbf{u}_{D_i} = u_{D_i} \mathbf{e}_1 + v_{D_i} \mathbf{e}_2 = u_{D_n} \mathbf{n} + u_{D_p} \mathbf{p} \quad (19)$$

onde u_{D_i} e v_{D_i} são os componentes de \mathbf{u}_{D_i} nas direções x e y , respectivamente. Da mesma forma, u_{D_n} e u_{D_p} são os componentes de \mathbf{u}_{D_i} nas direções η e ξ , respectivamente.

O vetor área interfacial é normal à interface e pode ser escrito como,

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_i &= \mathbf{n} A_i = -(y_{ne} - y_{nw}) \mathbf{e}_1 + (x_{ne} - x_{nw}) \mathbf{e}_2 \\ &= -\Delta y_i \mathbf{e}_1 + \Delta x_i \mathbf{e}_2 \end{aligned} \quad (20)$$

O vetor unitário normal a interface, \mathbf{n} , é então dado por,

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{A}_i}{|\mathbf{A}_i|} \quad (21)$$

e o vetor paralelo à interface fica,

$$\mathbf{p} = \left[\frac{(x_{ne} - x_{nw})\mathbf{e}_1 + (y_{ne} - y_{nw})\mathbf{e}_2}{\sqrt{(x_{ne} - x_{nw})^2 + (y_{ne} - y_{nw})^2}} \right] \quad (22)$$

Uma vez que para geometria bidimensional tem-se $|\mathbf{A}_i| = A_i = \ell_i \times 1$, pode-se escrever ainda,

$$\mathbf{p} = \frac{\Delta x_i \mathbf{e}_1 + \Delta y_i \mathbf{e}_2}{\ell_i} \quad (23)$$

Portanto, o componente da velocidade de Darcy paralelo à interface, u_{D_p} , pode ser obtido fazendo produto escalar de (19) e (22), da forma,

$$u_{D_p} = \mathbf{u}_{D_i} \cdot \mathbf{p} \quad (24)$$

ou

$$u_{D_p} = \left[\frac{u_{D_i}(x_{ne} - x_{nw}) + v_{D_i}(y_{ne} - y_{nw})}{\sqrt{(x_{ne} - x_{nw})^2 + (y_{ne} - y_{nw})^2}} \right] = \frac{u_{D_i} \Delta x_i + v_{D_i} \Delta y_i}{\ell_i} \quad (25)$$

O vetor velocidade de Darcy paralelo à interface, \mathbf{u}_{D_p} é então dado por,

$$\mathbf{u}_{D_p} = u_{D_p} \mathbf{p} = \frac{u_{D_i} \Delta x_i + v_{D_i} \Delta y_i}{\ell_i} \left[\frac{\Delta x_i \mathbf{e}_1 + \Delta y_i \mathbf{e}_2}{\ell_i} \right] \quad (26)$$

Integrando o termo a direita da condição de contorno (17) sobre a área A_i , e considerando a velocidade \mathbf{u}_{D_p} , e as viscosidades μ e μ_t constantes sobre a área da interface, tem-se:

$$\mathbf{I}_i^{\beta_{x,y}} = \int_{A_i} (\mu + \mu_t) \frac{\beta}{\sqrt{K}} \mathbf{u}_{D_p} dA_i \approx (\mu + \mu_t)_i \frac{\beta}{\sqrt{K}} \mathbf{u}_{D_p} A_i = (\mu + \mu_t)_i \frac{\beta}{\sqrt{K}} \mathbf{u}_{D_p} \ell_i \quad (27)$$

Fazendo uso de (26), tem-se ainda:

$$\mathbf{I}_i^{\beta_{x,y}} = (\mu + \mu_t)_i \frac{\beta}{\sqrt{K}} \frac{(u_{D_i} \Delta x_i + v_{D_i} \Delta y_i)}{\ell_i} (\Delta x_i \mathbf{e}_1 + \Delta y_i \mathbf{e}_2) \quad (28)$$

Para solução numérica dos componentes da equação da quantidade de movimento nas direções x e y , a Eq. (28) pode ser decomposta em,

$$I_i^{\beta_x} = (\mu + \mu_t)_i \frac{\beta}{\sqrt{K}} \frac{(u_{D_i} \Delta x_i + v_{D_i} \Delta y_i)}{\ell_i} \Delta x_i \quad (29)$$

e

$$I_i^{\beta_y} = (\mu + \mu_t)_i \frac{\beta}{\sqrt{K}} \frac{(u_{D_i} \Delta x_i + v_{D_i} \Delta y_i)}{\ell_i} \Delta y_i \quad (30)$$

Os termos (29) e (30) são somados às equações discretizadas de quantidade de movimento nas direções x e y , respectivamente, quando o ponto nodal em questão tiver uma face coincidente com a interface, conforme esquematizado na Fig.(3). Para facilidade de implementação, estes termos são tratados de forma explícita e são somados ao lado direito da equação discretizada (18).

7. Resultados e Discussão

A Figs. (4a) mostra o efeito de malha e do modelo de turbulência no perfil da velocidade. A título de ilustração, é apresentado uma curva utilizando o modelo de Baixo-Reynolds para se avaliar o perfil de velocidade até a parede do canal. O modelo de baixo Reynolds usado para os cálculos da figura não está aqui detalhado, indicando apenas a coerência dos resultados apresentados. Nota-se também na Fig. (4a) que a solução com o modelo de alto Re é praticamente independente do número de pontos utilizado. Assim, foi adotado a malha com menos pontos por uma questão de economia no tempo de processamento. A Fig. (4b) mostra efeito do número de Reynolds Re_H . Como esperado, quanto maior o número de Reynolds maior a vazão mássica através do canal, principalmente nas regiões próximas às paredes, as quais correspondem às camadas de fluido pouco influenciadas pela presença do obstáculo. Tanto naquelas regiões quanto através do bloco poroso ocorre o aumento da velocidade para maiores valores de Re_H . A Fig. (5) mostra que quanto maior o valor de ϕ maior o fluxo mássico através da região porosa e, conseqüentemente menor na região limpa para uma mesma vazão mássica global.

A Tabela (1) mostra a influência dos diversos parâmetros (β, ϕ, Da, Re_H) na queda de pressão média, $\overline{\Delta p}$, no canal da Figura 1 onde foi imposta a condição de periodicidade espacial ao longo da coordenada longitudinal x . Os resultados mostrados na tabela foram calculados da seguinte forma:

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{A_t} \int_{A_t} (p_e - p_s) dy$$

onde A_t é a área da seção transversal do canal, p_e é a pressão local na entrada e p_s é a pressão local na saída. Para todos os casos da tabela foi utilizada uma malha 50×50 igualmente espaçada. Verifica-se que quanto maior o valor do coeficiente β maior a queda da pressão média ao longo do canal para ϕ, Da , e Re_H constantes. Quanto ao efeito da porosidade do obstáculo, observa-se que para $Da=2,34 \times 10^{-5}$ quanto maior o valor de ϕ maior a queda da pressão média ao longo do canal. Este comportamento, entretanto, pode não ocorrer para diferentes valores de Da . Para alguns dos casos analisados, a existência de regiões de recirculação após o obstáculo é observada [vide Fig. (6) - ilustração].

Ainda na Tabela 1 nota-se que quanto menor o valor de número de Darcy Da maior a queda de pressão média para β, ϕ, Re_H constantes. Quanto ao efeito do número de Re_H para β, ϕ, Da constantes, observa-se que quanto maior o valor do número de Re_H maior a queda de pressão média, conforme o esperado.

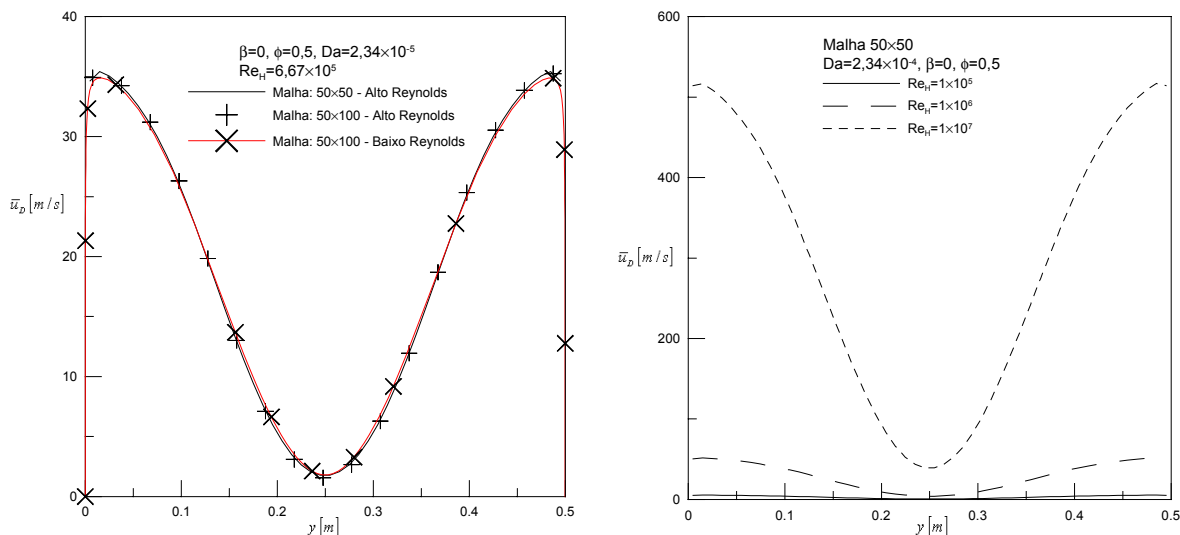


Figura 4. Efeitos no campo de velocidades na saída do canal devido a: a) Malha e modelo de turbulência, b), número de Reynolds, Re_H .

As Figuras (7a) e (7b) mostram os perfis da componente da velocidade na direção x para as posições localizadas através do obstáculo poroso ($x=H$) e na saída do canal ($x=2H$), respectivamente. As figuras indicam que em todo o canal o efeito do coeficiente de salto da tensão de cisalhamento na interface, β , parece ser desprezível.

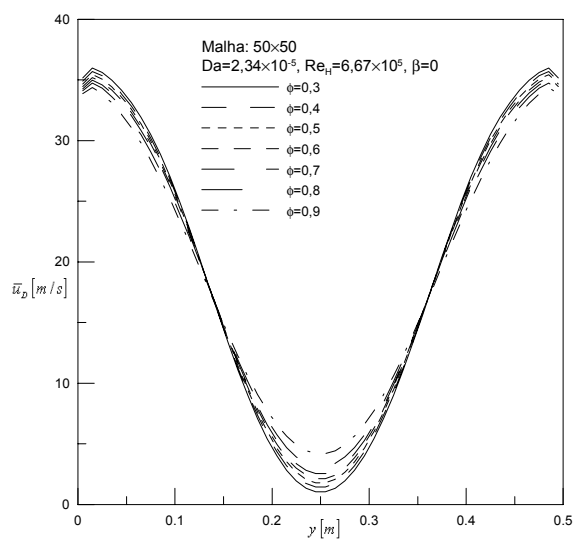


Figura 5. Efeito da porosidade no campo de velocidades na saída do canal.

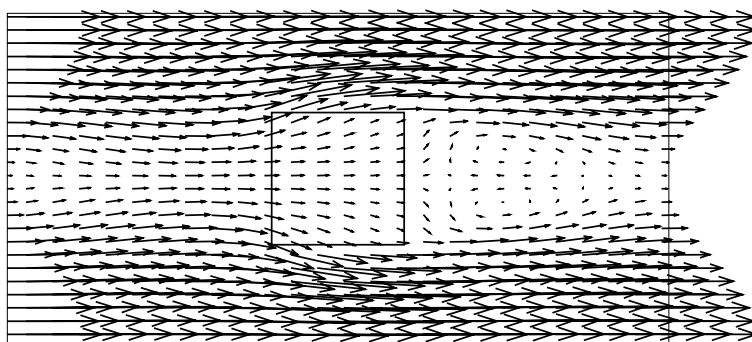


Figura 6. Mapa bidimensional de velocidade para $\beta = 0$, $\phi = 0,5$, $Da = 2,34 \times 10^{-5}$ e $Re_H = 6,67 \times 10^5$.

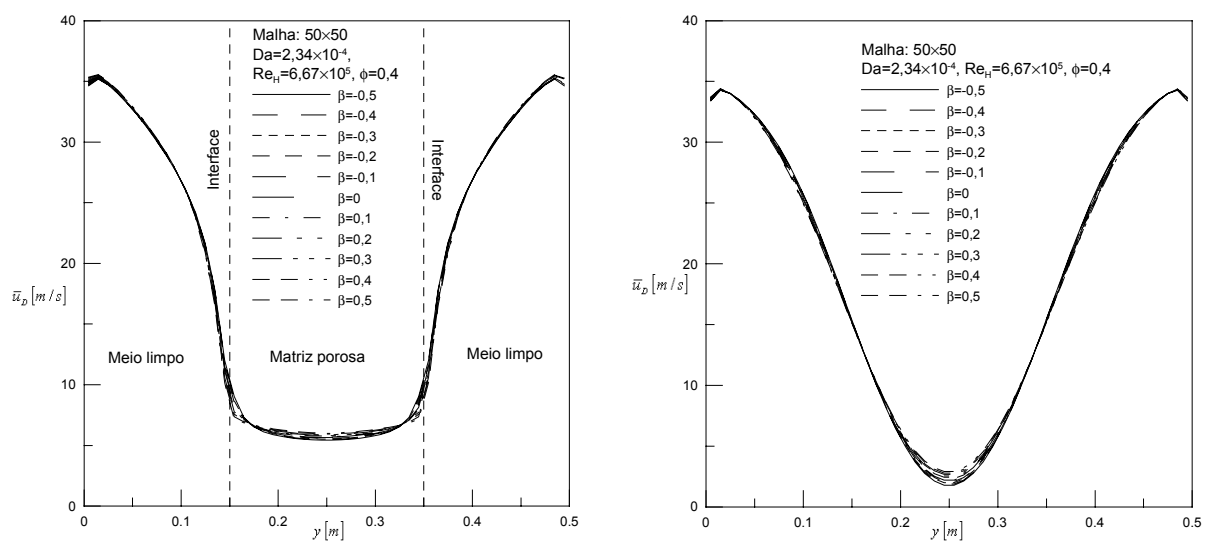


Figura 7. Efeito do coeficiente β na velocidade: a) sobre o obstáculo poroso, b) na saída do canal.

Tabela 1. Influência dos diversos parâmetros (β , ϕ , Da , Re_H) na queda de pressão média ($\overline{\Delta p}$).

Parâmetros	Variáveis	Queda de Pressão Média- $\overline{\Delta p}$ (N/m^2)
$Da = 2,34 \times 10^{-4}$ $Re_H = 6,67 \times 10^5$ $\phi = 0,4$	$\beta = -0,5$	204,7644 – ¹ N.A.R.
	$\beta = -0,4$	209,5199 – N.A.R.
	$\beta = -0,3$	214,4832 – N.A.R.
	$\beta = -0,2$	219,6765 – N.A.R.
	$\beta = -0,1$	225,1227 – N.A.R.
	$\beta = 0$	230,8507 – N.A.R.
	$\beta = 0,1$	236,8894 – N.A.R.
	$\beta = 0,2$	243,2715 – N.A.R.
	$\beta = 0,3$	250,0361 – N.A.R.
	$\beta = 0,4$	257,2254 – N.A.R.
	$\beta = 0,5$	264,8847 – N.A.R.
$Da = 2,34 \times 10^{-5}$ $Re_H = 6,67 \times 10^5$ $\beta = 0$	$\phi = 0,3$	281,5272 – ² A.R.
	$\phi = 0,4$	285,4656 – A.R.
	$\phi = 0,5$	287,4571 – A.R.
	$\phi = 0,6$	290,8721 – A.R.
	$\phi = 0,7$	297,4608 – A.R.
	$\phi = 0,8$	310,4543 – A.R.
	$\phi = 0,9$	342,9950 – A.R.
$Re_H = 6,67 \times 10^5$ $\beta = 0$ $\phi = 0,4$	$Da = 4 \times 10^{-4}$	212,6987 – ¹ N.A.R.
	$Da = 4 \times 10^{-5}$	276,2148 – ² A.R.
	$Da = 4 \times 10^{-6}$	308,5599 – A.R.
	$Da = 4 \times 10^{-7}$	338,4726 – A.R.
$Da = 2,34 \times 10^{-4}$ $\beta = 0$ $\phi = 0,5$	$Re_H = 1 \times 10^5$	5,4727 – ¹ N.A.R.
	$Re_H = 1 \times 10^6$	535,5468 – N.A.R.
	$Re_H = 1 \times 10^7$	52950,2559 – N.A.R.

¹N.A.R. – não apresenta região de recirculação logo após o obstáculo poroso.

²A.R. – apresenta região de recirculação logo após o obstáculo poroso.

Finalmente, a Figura (8) mostra a influência do coeficiente de salto da tensão de cisalhamento, β , no valor da energia cinética de turbulência adimensional. Os resultados são apresentados para as posições sobre o obstáculo [$x=H$, Fig. (8a)] e na saída do canal [$x=2H$, Fig. (8b)]. Os valores da Fig. (8a) refletem o efeito de geração de energia cinética de turbulência dentro do material poroso descrito pelo modelo de Pedras e de Lemos (2001a). Este mecanismo é levado em consideração no penúltimo termo à direita da equação (8). A Fig. (8a) indica que os maiores valores de k estão próximos à interface entre o meio limpo e poroso. Esta conclusão é coerente com resultados obtidos para canais com camadas porosas (de Lemos e Silva, 2002b). Na Fig (8b) o campo de k na saída da seção periódica apresenta valores máximos nas regiões correspondente às fronteiras da esteira e não junto às paredes do canal como no caso de um escoamento desobstruído. Nesta situação, os altos valores de k devido ao termo de geração através do obstáculo poroso (vide Fig.8a) são carregados até a saída da seção periódica contribuindo para o surgimento dos picos de energia cinética de turbulência observados na figura.

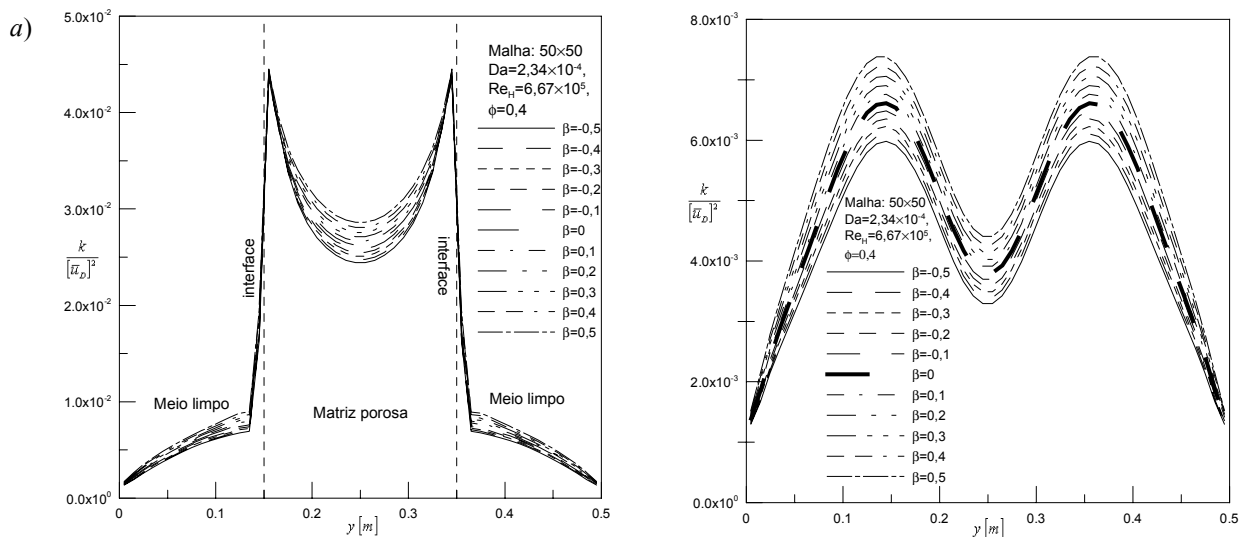


Figura 8. Influência de β em k : a) através do obstáculo poroso, b) na saída do canal.

8. Conclusão

Os resultados mostraram que para os casos analisados os valores do coeficiente β pouco influenciam o padrão do escoamento médio, de forma contrária ao que ocorre para escoamento unidimensional em um canal com camada porosa (de Lemos e Silva, 2002b). A porosidade do obstáculo poroso pouco afeta o campo de velocidade na saída do canal para o caso de escoamento periódico ao longo do canal. O campo estatístico de turbulência foi analisado considerando um modelo de alto Reynolds a campo periódico de velocidades. Para canais com obstáculo poroso como aqui analisado, a taxa de geração de energia cinética devido à matriz porosa passa a ser o mecanismo dominante na determinação do campo de k .

9. Agradecimentos

Os autores são gratos à FAPESP e ao CNPq pelo suporte financeiro durante a preparação deste trabalho.

10. Referências

- de Lemos, M.J.S., Silva, R.A., 2002a. "Numerical Treatment of Stress Jump Interface Condition for Laminar Flow in a Channel Partially Filled with a Porous Material", Proceedings of ASME FEDSM'02 – Fluids Engineering Division Summer Meeting, Montreal, Quebec, Canada, July 14-18.
- de Lemos, M.J.S., Silva, R.A., 2002b. "Simulation of Turbulent Flow in a Channel Partially Occupied by a Porous Layer Considering the Stress Jump at the Interface", Proceedings of ASME FEDSM'02 – Fluids Engineering Division Summer Meeting, Montreal, Quebec, Canada, July 14-18.
- Gray, W.G., Lee, P.C.Y., 1977. "On the Theorems for Local Volume Averaging of Multiphase System", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, pp. 333-340.
- Kuwahara, F., Kameyama, Y., Yamashita, S., Nakayama, A., 1998. "Numerical Modeling of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array", J. Porous Media, Vol. 1, pp. 47-55.
- Kuznetsov, A.V., 1996. "Analytical Investigation of the Fluid Flow in the Interface Region Between a Porous Medium and a Clear Fluid in Channels Partially Filled with a Porous Medium", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 12, pp. 269-272.
- Kuznetsov, A.V., 1997. "Influence of the Stresses Jump Condition at the Porous-Medium/Clear-Fluid Interface on a Flow at a Porous Wall", Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 24, pp. 401-410.
- Kuznetsov, A.V., 1999. "Fluid Mechanics and Heat Transfer in the Interface Region Between a Porous Medium and a Fluid Layer: A Boundary Layer Solution", Journal of Porous Media, Vol. 2 (3), 309-321.
- Launder, B.E., Spalding, D.B., 1972. "Lectures in Mathematical Models of Turbulence", Academic Press, New York.
- Launder, B.E., Spalding, D.B., 1974. "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., Vol 3, pp. 269-289
- Lee, K., Howell, J.R., 1987. "Forced Convective and Radiative Transfer Within a Highly Porous Layer Exposed to a Turbulent External Flow Field", Proceedings of the 1987 ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf., Vol. 2, pp. 377-386.
- Ochoa-Tapia, J.A., Whitaker, S., 1995a. "Momentum Transfer at the Boundary Between a Porous Medium and a Homogeneous Fluid – I. Theoretical development", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 38, pp. 2635-2646.

- Ochoa-Tapia, J. A., Whitaker, S., 1995b. "Momentum Transfer at the Boundary Between a Porous Medium and a Homogeneous Fluid – II. Comparison with Experiment", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, pp. 2647-2655.
- Patankar, S.V., 1980. "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, New York.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2000. "On the Definition of Turbulent Kinetic Energy for Flow in Porous Media", *Int. Comm. In Heat & Mass Transfer*, Vol. 27 (2), pp. 211-220.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2001a. "Macroscopic Turbulence Modeling for Incompressible Flow Through Undeformable Porous Media", *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 44 (6), pp. 1081-1093.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2001b. "Simulation of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array and a Low Re Two-Equation Closure", *Numerical Heat Transfer – Part A Applications*, Vol. 39 (1), pp. 35-59.
- Rocamora Jr., F.D., de Lemos, M.J.S., 2000. "Heat Transfer In Suddenly Expanded Flow in a Channel With Porous Inserts", *Proc of IMECE2000 – ASME – Intern. Mech. Eng. Congr., ASME-HTD-366-5*, pp. 191-195, ISBN 0-7918-1908-6, Orlando, Florida, November 5-10.
- Silva, R.A., de Lemos, M.J.S., 2001. "Escoamento Laminar em um Canal Parcialmente Preenchido Com Material Poroso", *Anais do XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (em CD-ROM)*, Uberlândia-MG, Brasil.
- Silva, R.A., de Lemos, M.J.S., 2002a. "Escoamento Laminar em um Canal com Material Poroso usando o Modelo Não-Linear de Forchheimer e a Condição de Salto na Interface". *Anais do II Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*. João Pessoa-PB, Brasil, 12-16 de agosto.
- Silva, R.A., de Lemos, M.J.S., 2002b. "Escoamento Turbulento em um Canal Contendo Obstáculo Poroso Levando em Consideração o Salto da Tensão Cisalhante na Interface". *ENCIT2002 - IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas*, Paper CIT02-0252 (aceito para apresentação). Caxambu-MG, Brasil, 13-18 de outubro.

TURBULENT FLOW IN A CHANNEL WITH A POROUS OBSTACLE USING A SPATIAL PERIODICITY CONDITION

Renato A. Silva¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 – São José dos Campos – SP - Brazil

¹e-mail: renatoas@mec.ita.br, ²e-mail: delemos@mec.ita.br

Abstract. *This work present results for the flow field in between parallel plates with a porous obstacle using a spatial periodicity condition. The flow governing equations are discretized by the control volume method and solved with the SIMPLE method. The effects of the porous medium properties, such as permeability and porosity and pressure drop are investigated. Results indicate a distribution for the turbulent kinetic energy quite distinct from the one for flows in unobstructed channels. In a coherent form with the proposed mathematical model, the generation rate of turbulence due to the porous matrix seems to be the controlling parameters in determining the final level of turbulence throughout the field.*

Keywords. *Porous medium, interface, numerical solution, turbulent flow, stress shear.*