

## **SIMULAÇÃO ORIENTADA A OBJETO DO TRANSPORTE PNEUMÁTICO - APLICAÇÃO EM ESCOAMENTO TURBULENTO COM ACOPLAMENTO BIDIRECIONAL E INTERAÇÃO PARTÍCULA-PARTÍCULA**

**Samuel Jorge Marques Cartaxo**

**Sandra Cristina dos Santos Rocha**

Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, Departamento de Termofluidodinâmica – DTF – Campinas, SP., Brasil

**Resumo.** Neste trabalho, é realizada a investigação dos fenômenos dinâmicos presentes no transporte pneumático através do desenvolvimento de um modelo de simulação orientada a objeto (SOO), discreto, determinístico e transiente para a fase particulada. A fase fluida é modelada de maneira pseudo-bidimensional, distinta da fase particulada, e o acoplamento de efeitos dinâmicos entre as fases é realizado por termos de interação bidirecional como a força de arraste do fluido sobre as partículas e a geração de momentum na fase fluida. O modelo apresentado contempla os efeitos do acoplamento bidirecional sólido-fluido e considera a movimentação tridimensional das partículas. Além disso, as interações partícula-partícula são contempladas através da simulação das colisões, de modo que tais características podem permitir a captura de padrões dinâmicos bastante complexos. Devido às propriedades da orientação a objeto, o modelo comporta a simulação de misturas polidispersas, capacitando o estudo dos fenômenos de segregação presentes no transporte pneumático. A técnica de SOO desenvolvida permite a captação de informações não disponíveis por outras técnicas de modelagem, podendo, também, ser estendida para contemplar efeitos de transferência de calor e massa em sistemas particulados.

**Palavras-chave:** Transporte pneumático, Simulação, Modelagem, Simulação orientada a objeto

## **INTRODUÇÃO**

O transporte pneumático pode ser definido como o arraste de partículas sólidas por uma corrente gasosa através de uma tubulação. Esta operação tem sido usada com sucesso nas indústrias de processos químicos, objetivando transportar diversos materiais como cal, produtos químicos granulados, carvão, soda calcinada e *pellets* de polímeros plásticos. A operação de transporte pneumático tem crescido ainda mais em importância como resultado da ampla aplicação de leitos de craqueamento catalítico (FCC) na indústria petroquímica.

Numerosos estudos têm comprovado que as equações de Navier-Stokes governam o escoamento de fluidos puros – desde que seja válida a aproximação do *continuum* – contudo ainda não está universalmente estabelecido um método de incorporação da fase particulada num escoamento bifásico sólido-fluido. A metodologia mais freqüente consiste em se considerar a fase discreta como um tipo de *continuum* através da aplicação de um nivelamento espacial nas equações do movimento, obtendo-se equações diferenciais bastante semelhantes às equações de Navier-Stokes, mas contendo termos adicionais que respondem pelos fluxos e geração de energia e *momentum* da fase particulada. Como técnica alternativa, também estão disponíveis na literatura os modelos de trajetória determinísticos (Crowe & Pratt, 1972; Crowe et. al., 1977), ou estatísticos, os quais se baseiam em alguma forma modificada da

equação de Boltzmann associada, geralmente, ao método de Monte Carlo (Kitron et. al. 1990).

## METODOLOGIA

### 2.1 Introdução

A metodologia de simulação orientada a objeto tem como característica fundamental o tratamento determinístico das partículas e do fluido como entidades “reais” e individuais dentro da abstração do modelo. Em outras palavras, pode-se dizer que os fenômenos dinâmicos relevantes e os diversos modos de interação com a vizinhança são incorporados no modelo de cada partícula. A consequência imediata desta perspectiva é que, durante a simulação, o estado dinâmico das partículas é atualizado ao longo do tempo estritamente de acordo com as suas interações. Em vista da dinâmica das partículas ser tratada em uma base individualizada – similar à abordagem lagrangiana – informações detalhadas de sua posição, velocidade e aceleração podem ser capturadas em cada passo de tempo. Embora o presente trabalho não encerre fenômenos de transferência de calor e massa, esta metodologia possibilita a obtenção de propriedades como temperatura, umidade ou quaisquer concentrações de espécies químicas no interior das partículas desde que as equações de transporte apropriadas sejam incorporadas ao modelo. No estágio atual, o modelo já é capaz de representar misturas polidispersas de partículas, possibilitando estudos de segregação, além de contemplar efeitos de interação partícula-partícula por intermédio do cálculo das colisões.

A utilização de equações de movimento tridimensionais permite a reprodução de padrões dinâmicos relativamente complexos para a fase dispersa. Em consequência, devido ao acoplamento bidirecional, esta complexidade é propagada para a fase contínua de modo que características importantes do comportamento de um sistema de transporte pneumático real podem ser capturadas.

### 2.2 Modelagem das Partículas

A base física utilizada para movimentar as partículas é a 2ª lei de Newton, sem qualquer simplificação. Por este motivo, o movimento de translação das partículas no fluido é severamente realístico, tendo características tridimensionais e atuação de força centrífuga em relação a qualquer eixo de referência. A equação que rege o movimento de cada partícula individualmente é:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{F}_R}{m_p}, \quad (1)$$

e o seu deslocamento é descrito por

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v}, \quad (2)$$

onde  $\vec{x}$  e  $\vec{v}$  são a posição e velocidade de partícula;  $m_p$  é a sua massa e  $\vec{F}_R$  é a força resultante.

Na ausência de efeitos de campos magnéticos e elétricos, a única força de campo ( $\vec{F}_C$ ) a considerar é a força peso devido à aceleração da gravidade juntamente com o empuxo. Portanto, adicionando a força de arraste ( $\vec{F}_D$ ), podemos escrever  $\vec{F}_R$  como segue:

$$\vec{F}_R = \vec{F}_D + \vec{F}_C. \quad (3)$$

Não há necessidade de se modelar a força centrífuga, nem tampouco a força de coriolis, de maneira explícita nesta equação, pois a 2ª lei de Newton tal qual escrita na forma geral já incorpora estes efeitos.

A força resultante calculada na Eq. (3) considera que a contribuição da aceleração do fluido e dos termos de Basset são negligenciáveis em comparação com a força de arraste, todavia isto não representa uma limitação para o modelo, visto que, conforme discutido por Faeth (1987), estes efeitos não são significativos quando  $\rho_p / \rho_f \sim 10^3$ .

A contribuição do empuxo e das forças de campo é dada por:

$$\vec{F}_C = \frac{m_p (\rho_p - \rho_f)}{\rho_p} \vec{g}, \quad (4)$$

e a força de arraste gerada pelo fluido é calculada pela equação a seguir:

$$\vec{F}_D = C_D \frac{\pi d_p^2 \rho_f}{8} |\vec{u} - \vec{v}| (\vec{u} - \vec{v}), \quad (5)$$

sendo  $\rho_f$  e  $\rho_p$  as densidades do fluido e partícula;  $d_p$  é o diâmetro da partícula;  $C_D$  é o coeficiente de arraste e  $\vec{u}$  é a velocidade do fluido.

O coeficiente de arraste pode ser obtido em duas faixas a partir da correlação (Rowe, 1961):

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left( 1 + \frac{Re_p^{\frac{2}{3}}}{6} \right); \quad Re_p < 1000, \quad (6)$$

$$C_D = 0,44; \quad Re_p \geq 1000, \quad (7)$$

onde  $Re_p$  é o número de Reynolds para uma partícula, definido pela equação:

$$Re_p = \frac{\rho_f |\vec{u} - \vec{v}| d_p}{\mu}. \quad (8)$$

Em decorrência da movimentação das partículas ser realizada em etapas intercaladas de deslocamento livre e colisão, a correlação para determinar o coeficiente de arraste não necessita, *a priori*, contemplar os efeitos da população de partículas. De fato, esta consideração pode em alguma medida restringir o modelo aos sistemas de média e alta porosidade, entretanto tal constatação somente pode ser certificada por comparação com dados experimentais, uma vez que, mesmo em fase densa, existe a possibilidade do modelo se mostrar representativo se as interações partícula-partícula dominarem a dinâmica do leito de transporte pneumático.

É pertinente salientar que não é imperativo o uso de uma correlação para o cálculo do coeficiente de arraste sobre a partícula. Na verdade, o modelo proposto neste trabalho é aberto, no sentido de que qualquer técnica viável para calcular a força do fluido sobre a partícula pode ser utilizada. Atualmente, já estão disponíveis na literatura de fluidodinâmica computacional modelos numéricos capazes de calcular a força exercida por um fluido escoando em torno de um objeto, tais como uma asa de jato ou, mais simplesmente, cilindros ou esferas. Não há dúvida de que estes esquemas numéricos podem ser mais exatos/precisos do que uma correlação empírica, no entanto o tempo computacional requerido para calcular a força de arraste para cada partícula e em cada passo de tempo seria proibitivo. Portanto, o uso de técnicas mais refinadas no cálculo de parâmetros do modelo é limitada basicamente pelo poder computacional disponível.

## 2.3 Modelagem do Fluido

O modelo de fluido considera que o fluido escoando no interior do tubo de transporte pneumático é dividido em elementos dotados da capacidade de se mover na direção axial. Estes elementos de fluido são, de fato, volumes de fluido móveis, cuja aplicação resulta em um modelo pseudo-bidimensional transiente para a fase fluida. Tal abordagem na modelagem do fluido é, de certo modo, análoga à modelagem das partículas, visto que os volumes de fluido também são tratados como objetos na abstração do modelo, sendo dotados de propriedades e mecanismos capazes de alterar seu estado dinâmico.

Em cada elemento de fluido, atuam forças tangenciais na direção axial, geradas pelas tensões cisalhantes provocadas por elementos de fluido adjacentes, a força peso e as forças normais geradas pelo gradiente de pressão. Além disso, se houver partículas sendo arrastadas pelo fluido, origina-se uma força adicional correspondente à reação da força de arraste exercida pelo próprio fluido, tal qual previsto pela 3ª lei de Newton. Esta reação da força de arraste corresponde justamente ao termo de interação sólido-fluido, de maneira que a sua incorporação ao modelo proporciona o mecanismo fundamental necessário à simulação dos efeitos que o movimento das partículas causa no perfil de escoamento do fluido.

**Modelagem da Turbulência.** A incorporação dos efeitos da turbulência foi realizada por intermédio do modelo de turbulência  $k-\epsilon$  modificado para baixos números de Reynolds. A apresentação mais aprofundada do modelo de turbulência escapam ao escopo deste trabalho. Uma discussão detalhada pode ser encontrada em Jones & Launder (1973).

## 2.4 Interação Partícula-Partícula

**Introdução.** As interações partícula-partícula têm sido a maior lacuna nos modelos de escoamento sólido-fluido. Estas interações podem se apresentar em diversas formas, seja como forças de longo alcance ou como forças de contato de curta ou longa duração, no entanto estas últimas são as mais comuns.

A interação dinâmica entre partículas se dá fundamentalmente pelas colisões. Além da transferência de *momentum* que ocorre durante a colisão, existe, também, um efeito de interação fluidodinâmica originado pela sobreposição das camadas limites no entorno de cada partícula envolvida na colisão. Esta interação fluidodinâmica é de natureza bastante complexa, cujo efeito somente poderia ser prontamente contemplado por uma abordagem empírica, através de uma relação fenomenológica baseada em dados experimentais. Afortunadamente, os efeitos fluidodinâmicos durante a colisão podem ser seguramente desprezados quando a razão entre a densidade das partículas e a densidade do fluido é muito maior do que a unidade (Marble, 1964).

**Critério de Colisão.** O processo iterativo envolvido no modelo computacional apresentado realiza a movimentação das partículas segundo intervalos finitos de tempo. Esta discretização do tempo causa a necessidade de se adotar um tratamento especial para determinar a ocorrência de colisões a cada iteração. Deve-se notar que um método de detecção de colisões seria desnecessário se fosse empregado um passo de tempo muito pequeno (aproximando um diferencial), visto que bastaria verificar a distância entre as partículas a cada iteração para constatar uma colisão. Entretanto, o esforço computacional requerido nestas condições seria proibitivo. Quando o passo de tempo não é suficientemente pequeno, a verificação do afastamento entre as partículas depois de cada deslocamento não é suficiente como critério de colisão, pois as trajetórias das partículas em rota de colisão poderiam se cruzar e se afastar dentro do mesmo intervalo de tempo, dando a impressão errônea de não ter havido colisão. Portanto um critério de colisão entre partículas mais rigoroso é desenvolvido a seguir.

Se um par de partículas colide num tempo  $t_c$ , então neste tempo o módulo do vetor de afastamento (ou vetor posição relativa) entre as partículas será igual à soma dos seus raios médios. Tal sentença pode ser expressada matematicamente pela equação:

$$|\vec{x}_{12c}| = |\vec{x}_{1c} - \vec{x}_{2c}| = \alpha \quad (9)$$

onde  $\alpha = r_1 + r_2$  é a soma dos raios das partículas e  $\vec{x}_{1c}$ ,  $\vec{x}_{2c}$  são os vetores posição das duas partículas no momento de colisão.

Neste critério de colisão, assume-se que as partículas desenvolvem um movimento de aceleração constante desde o tempo inicial até o tempo de colisão  $t_c$ . Esta é uma hipótese mais genérica, pois permite que as trajetórias das partículas no intervalo de tempo considerado sejam curvilíneas, e a sua consequência imediata é a capacidade de previsão de colisões entre partículas que não estejam em rota de choque no início do intervalo de tempo. No presente caso, as posições das duas partículas no momento do impacto podem ser prescritas por:

$$\vec{x}_{1c} = \vec{x}_1 + \vec{v}_1 t_c + \frac{\vec{a}_1}{2} t_c^2 \quad (10)$$

$$\vec{x}_{2c} = \vec{x}_2 + \vec{v}_2 t_c + \frac{\vec{a}_2}{2} t_c^2 \quad (11)$$

onde  $\vec{x}_1$ ,  $\vec{x}_2$ ,  $\vec{v}_1$ ,  $\vec{v}_2$ ,  $\vec{a}_1$  e  $\vec{a}_2$  são os vetores posição, velocidade e aceleração iniciais das partículas. Substituindo estas duas equações na Eq. (9) e aplicando o quadrado à equação resultante, obtém-se que:

$$\left( \vec{x}_{12} + \vec{v}_{12} t_c + \frac{\vec{a}_{12}}{2} t_c^2 \right)^2 = \sigma^2 \quad (12)$$

$$\vec{x}_{12} = \vec{x}_1 - \vec{x}_2;$$

$$\vec{v}_{12} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2;$$

$$\vec{a}_{12} = \vec{a}_1 - \vec{a}_2.$$

Desenvolvendo o quadrado na Eq. (12), agrupando os termos comuns e rearranjando, consegue-se:

$$\frac{a_{12}^2}{4} t_c^4 + (\vec{v}_{12} \cdot \vec{a}_{12}) t_c^3 + (v_{12}^2 + \vec{x}_{12} \cdot \vec{a}_{12}) t_c^2 + 2(\vec{x}_{12} \cdot \vec{v}_{12}) t_c + (x_{12}^2 - \alpha^2) = 0. \quad (13)$$

Pode-se perceber que a solução da Eq. (13) para  $t_c$  fornece o tempo de colisão com precisão de quarta ordem. Como esta equação tem quatro raízes, o valor adotado como tempo de colisão deve ser a menor raiz positiva. Caso todas as raízes sejam negativas e/ou complexas, fica caracterizado que não ocorrerá colisão entre as partículas.

Apesar das vantagens de precisão e generalidade da Eq. (13), a implementação mais eficiente da busca das raízes corresponde a um algoritmo de resolução de polinômios, o qual, por mais otimizado que seja, gera uma carga computacional adicional no modelo. Como este critério de colisão deve ser aplicado para cada par de partículas no interior de certo domínio espacial a cada passo de tempo, uma pequena economia de tempo de cálculo na determinação das colisões pode significar um grande ganho de eficiência computacional para a simulação como um todo. Devido a estas considerações, é apresentado a seguir um critério de colisão um pouco mais simplificado, que permite obter os tempos de colisão com boa aproximação, a qual deve ser suficiente para satisfazer aos requerimentos de precisão da simulação.

Para obter uma aproximação de ordem superior no tempo que permita avaliar a ocorrência de colisões através de um cálculo não iterativo, realiza-se uma análise dos termos

da Eq. (13). Note que, nesta equação, os efeitos da aceleração estão localizados preponderantemente nos termos de 3ª e 4ª ordem. Se o intervalo de tempo usado no modelo for suficientemente pequeno, então o tempo de colisão  $t_c$  também será necessariamente pequeno, uma vez que o intervalo de tempo é o limite superior para  $t_c$  a cada iteração. Por conseqüência, quando  $t_c$  é pequeno, os termos de 3ª e 4ª ordem tornam-se mais desprezáveis em relação aos demais termos de ordem inferior. Fazendo uso desta constatação, pode-se desconsiderar os termos de ordem elevada, de modo a converter a Eq. (13) na forma:

$$\left(v_{12}^2 + \vec{x}_{12} \cdot \vec{a}_{12}\right)t_c^2 + 2(\vec{x}_{12} \cdot \vec{v}_{12})t_c + \left(x_{12}^2 - \alpha^2\right) = 0 \quad (14)$$

A inspeção desta equação mostra que parte dos efeitos da aceleração está retida no termo de segunda ordem. Resolvendo a Eq. (14) para o tempo de colisão, consegue-se:

$$t_c = \frac{-\vec{x}_{12} \cdot \vec{v}_{12} \pm \sqrt{(\vec{x}_{12} \cdot \vec{v}_{12})^2 - (v_{12}^2 + \vec{x}_{12} \cdot \vec{a}_{12})(x_{12}^2 - \alpha^2)}}{v_{12}^2 + \vec{x}_{12} \cdot \vec{a}_{12}} \quad (15)$$

A Eq. (15) permite o cálculo do tempo de colisão considerando os efeitos de segunda ordem da aceleração constante sobre as partículas. O produto escalar  $(\vec{x}_{12} \cdot \vec{a}_{12})$  representa a projeção da aceleração relativa na direção do vetor posição relativa, ou seja, na direção do eixo que liga o centro das duas partículas. Este termo garante a possibilidade de colisão mesmo que os vetores velocidades iniciais das partículas sejam paralelos ou estejam afastando-as.

**Modelo de Colisão.** Em seu trabalho sobre o reator de contra-fluxo, Kitron et. al. (1990) utilizaram um modelo de colisão relativamente abrangente na derivação da equação de Boltzmann para a função de distribuição da mistura de partículas. Este modelo de colisão mostrou-se capaz de responder por colisões frontais e oblíquas, levando em conta, também, a dissipação energética ocasionada pelo atrito tangencial entre as partículas. Por estas razões este mesmo modelo de colisão foi adaptado às necessidades do modelo de transporte pneumático proposto. A apresentação pormenorizada do modelo de colisão pode ser encontrada na referência citada, de modo que um maior detalhamento foge ao escopo do presente trabalho.

## 2.5 Acoplamento Bidirecional Sólido-Fluido

O modelo orientado a objeto proposto permite contemplar os efeitos da interação dinâmica entre as fases contínua e dispersa. A influência do fluido sobre as partículas é adicionada por meio da força fluidodinâmica, estimada através do coeficiente de arraste. O efeito das partículas sobre o movimento do fluido é incorporado pelo termo de interação  $F_{p_{z(i,j)}}$ , que integra a variação do *momentum* linear das partículas contidas em cada elemento de fluido.

O processo de cálculo do termo  $F_{p_{z(i,j)}}$  para cada elemento de fluido é, de fato, bastante simples. As partículas contidas em um elemento de fluido qualquer são deslocadas a cada passo de tempo. Neste deslocamento, cada partícula sofre o efeito da força de arraste  $\vec{F}_D$  produzida pelo fluido, o qual, por sua vez, percebe uma força de reação composta pelo somatório das forças de arraste das partículas em seu interior. Portanto, o termo de interação para um elemento de fluido  $(i, j)$  contendo  $N$  partículas pode ser escrito na forma:

$$F_{p_{z(i,j)}} = \sum_{n=1}^N F_{D(n)} \cdot \quad (16)$$

No nível de tempo seguinte, este termo de interação  $F_{p_{z(i,j)}}$  é inserido nas equações de transporte do fluido, capacitando o caminho de retorno para o intercâmbio de *momentum* entre as fases.

## RESULTADOS

A técnica de simulação orientada a objeto do transporte pneumático foi aplicada em alguns casos-estudo com fins de validação e análise fenomenológica do seu comportamento fluidodinâmico.

Alguns resultados obtidos são apresentados a seguir. O fluido utilizado foi o ar com massa específica  $1 \text{ Kg/m}^3$  e viscosidade  $1,8\text{E-}5 \text{ Pa.s}$ . As partículas são esféricas com densidade  $2500 \text{ Kg/m}^3$  e diâmetro  $2 \text{ mm}$ . O transporte é realizado através de um tubo vertical com  $50 \text{ mm}$  de diâmetro e  $2 \text{ m}$  de comprimento. As partículas são injetadas na base do tubo com velocidade inicial nula a uma taxa de aproximadamente  $10,667 \text{ Kg/s.m}^2$  e a queda de pressão ao longo do tubo mede  $800 \text{ Pa}$ .

### 3.1 Escoamento Bifásico Turbulento com Acoplamento Bidirecional e Interação Partícula-Partícula

O presente caso-estudo trata da simulação de um escoamento sólido-fluido com acoplamento bidirecional e interação partícula-partícula. Este sistema é de natureza relativamente complexa, uma vez que estes efeitos são de relevância significativa na dinâmica do transporte pneumático.

O perfil radial de velocidades axiais do fluido para uma seção após a região de entrada está exposto na Fig. 1, onde verifica-se uma conformação achatada típica de um escoamento turbulento homogêneo. Entretanto, o perfil de velocidades obtido mostra-se visivelmente achatado no centro do tubo em decorrência da transferência de *momentum* da fase fluida para a fase sólida, possibilitada pelo mecanismo de acoplamento bidirecional.

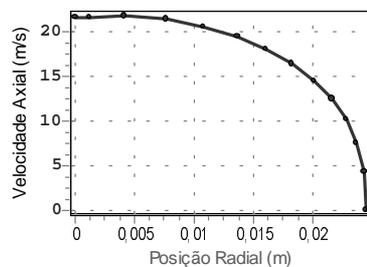


Figura 1: Perfil radial de velocidade axial do fluido de transporte em escoamento bifásico turbulento.

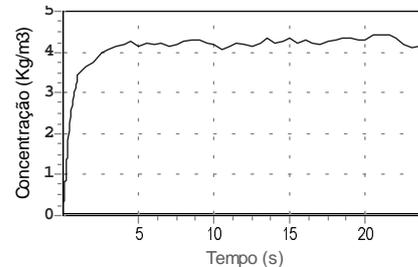


Figura 2: Perfil temporal da concentração mássica de partículas no interior do tubo de transporte em escoamento bifásico turbulento.

A Fig. 2 apresenta o perfil temporal da concentração média de partículas no interior do tubo. Através desta curva, verifica-se que, após decorridos cerca de  $5 \text{ s}$ , a retenção de sólidos já se aproxima de um patamar de estabilização em torno do valor médio de  $\sim 4,23 \text{ Kg/m}^3$ . Para efeito de análise, este mesmo caso-estudo foi simulado sem o cálculo das colisões, obtendo-se uma retenção média de sólidos de  $\sim 4,66 \text{ Kg/m}^3$ . Por conseguinte, este aumento de cerca de  $10,2\%$  na retenção de partículas corresponde, possivelmente, a um efeito direto das interações partícula-partícula.

A velocidade média local das partículas no interior dos elementos de fluido, em um certo instante, é representada no diagrama da Fig. 3. Neste caso, o valor da velocidade média em

cada elemento de fluido é calculado a partir da média aritmética das velocidades axiais das partículas em seu interior. Pela Fig. 3, pode-se perceber claramente a variação radial da velocidade axial dos sólidos, onde partículas lentas escoam pela periferia do tubo e as mais velozes se localizam mais próximo do seu centro. A conformação verificada basicamente reflete o perfil de velocidades do fluido.

Adicionalmente, é perceptível a presença de partículas em movimento descendente junto à parede, fenômeno este verificado experimentalmente em escoamentos lentos (Capes & Nakamura, 1973) e decorre diretamente da dispersão causada pelas colisões. De fato, sem a modelagem das colisões, a simulação resulta em uma região anular isenta de sólidos junto à parede.

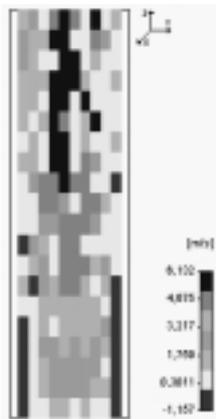


Figura 3: Velocidade axial instantânea das partículas no leito de transporte em escoamento bifásico turbulento com acoplamento bidirecional e colisões.

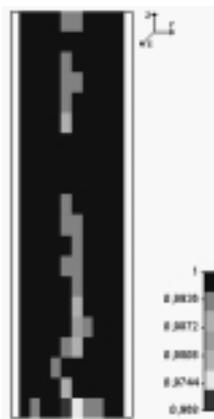


Figura 4: Porosidade instantânea local no leito de transporte em escoamento bifásico turbulento com acoplamento bidirecional e colisões.

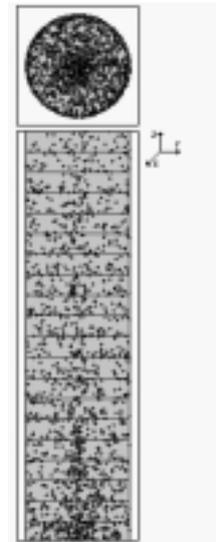


Figura 5: Visualização instantânea das partículas no leito de transporte em escoamento bifásico turbulento com acoplamento bidirecional e colisões.

O diagrama da Fig. 4 traz a representação instantânea da porosidade local ao longo do equipamento de transporte. Como pode ser constatado, existe uma maior concentração de partículas no centro do tubo. De fato a presença deste núcleo relativamente denso contribui para formação do perfil de coroa avistado na Fig. 1, uma vez que, sendo maior o número de partículas no centro do tubo, mais intensa será a transferência de *momentum* do fluido para a fase dispersa.

A Fig. 5 possibilita uma visualização instantânea do posicionamento de partículas individuais dentro do tubo. É perceptível uma maior aglomeração de sólidos na base do leito, em uma região coincidente aproximadamente com a zona de aceleração. A vista superior do tubo revela uma maior concentração de sólidos no centro do tubo e junto à parede do tubo, enquanto que a região intermediária apresenta maior porosidade. Este fenômeno teve confirmação em trabalho anteriormente publicado por Kriton et. al. (1990).

### 3.2 Comparação

Estão disponíveis na literatura uma série de dados de transporte pneumático resultantes de medições experimentais ou de simulações numéricas. Capes & Nakamura (1973)

estudaram um sistema de transporte composto por um tubo de acrílico com 7,62cm de diâmetro interno e 9,15m de comprimento. Estes autores realizaram diversos experimentos variando as vazões de sólidos e do fluido assim como o tipo de partículas transportadas. Para efeito de validação, é mostrada na Fig. 6 a comparação entre uma seqüência de dados de Capes & Nakamura (1973) e os valores correspondente obtidos por simulações realizadas em condições correspondentes, onde  $F/A$  e  $S/A$  são as velocidades superficiais do fluido e dos sólidos, respectivamente, enquanto que  $\epsilon$  é a porosidade média do leito.

Como pode ser observado, a Fig. 6 exibe sensível concordância entre os dados experimentais e simulados. É relevante notar que a dispersão verificada não decorre puramente de erros experimentais ou desvios aleatórios incorporados ao modelo. De fato, o parâmetro usado na abscissa é um integrador dos vários efeitos dinâmicos presentes no sistema de transporte pneumático, implicando que conjuntos de valores distintos dos parâmetros do modelo podem resultar em pontos próximos quando plotados na Fig. 6.

A concordância entre os valores simulados e os dados de Capes & Nakamura (1973) sugere que o modelo de transporte pneumático apresentado é capaz de incorporar efeitos e interação partícula-partícula e partícula-parede de forma consistente, uma vez que estes autores julgaram relevantes estes efeitos nos seus experimentos.

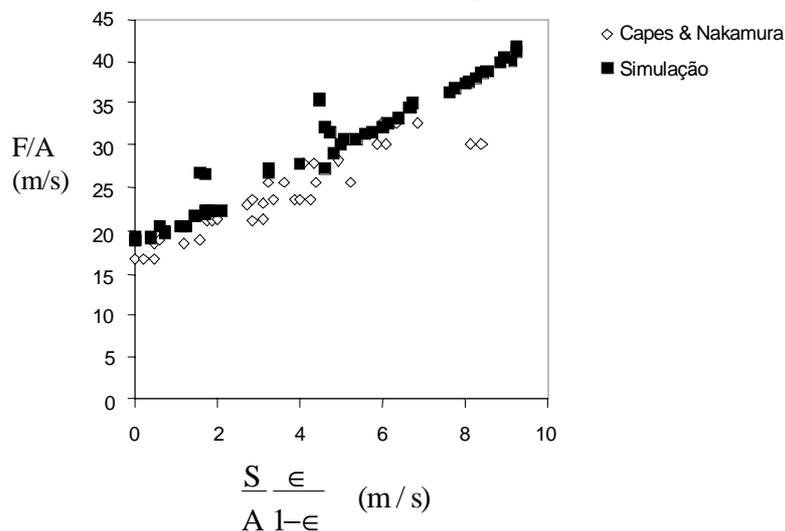


Figura 6: Comparação de dados experimentais obtidos por Capes & Nakamura (1973) para o transporte de partículas de aço com 2,34mm de diâmetro e densidade de 7,70g/cm<sup>3</sup>.

## CONCLUSÕES

A abordagem da simulação orientada a objeto (SOO) mostrou-se eficaz na aplicação ao estudo do transporte pneumático. Informações detalhadas sobre o padrão de escoamento do fluido e das partículas, como, por exemplo, velocidades e porosidades locais, puderam ser avaliadas.

Os casos-estudo executados permitiram a constatação de uma região isenta de sólidos junto à parede do tubo quando desprezam-se as colisões. Adicionalmente, com a incorporação do acoplamento bidirecional, foi possível observar a formação de um perfil de velocidades do fluido em forma de coroa, juntamente com o acréscimo da retenção de partículas no interior do equipamento.

Em suma, pelos resultados apresentados, pode-se avaliar o tipo de informação fornecida pela metodologia da SOO, bem como o seu potencial no estudo dos sistemas bifásicos particulados.

## REFERÊNCIAS

- Capes, C. E. & Nakamura, K. (1973), "Vertical Pneumatic Conveying - An Experimental Study with Particles in the Intermediate and Turbulent Flow Regimes", Can. J. Chem. Eng., Vol. 51, No.2, pp. 31-38.
- Crowe, C. T., & Pratt, D. T. (1972), "Two Dimensional Gas-Particle Flow", Proceedings of 1972 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press.
- Crowe, C. T.; Sharma, M. P. & Stock, D. E. (1977), "The particle-source-in-cell (PSI-cell) model for gas-droplet flows", ASME, J. Fluids Eng., 99, 325-332.
- Faeth, G. M. (1987), "Mixing, transport and combustion in sprays", Prog. Energy Combust. Sci., No. 13, pp. 293.
- Jones, W. P. & Launder, B. E. (1973), "Prediction of low-Reynolds-number phenomena with a 2-equation model of turbulence." International. Journal of Heat & Mass Transfer, Vol. 16, pp. 1119.
- Kitron, A.; Elperin, T. & Tamir, A. (1990), "Monte Carlo simulation of gas-solid suspension flows in impinging- reactors.", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 16, No. 1, pp. 1-17.
- Marble, F. E. (1964), "Mechanism of particle collisions in the one-dimensional dynamics of gas-particle mixtures.", Phys. Fluids, 7, pp. 1270-1282.
- Rowe, P. N. & Henwood, G. A. (1961), "Drag Force in a Hydraulic Model of Fluidized Bed.", Trans. Institute of Chem. Eng., Vol. 39, No. 43.

### OBJECT ORIENTED SIMULATION OF PNEUMATIC CONVEYING-APPLICATION TO A TURBULENT FLOW WITH TWO-DIRECTIONAL COUPLING AND PARTICLE-PARTICLE INTERACTION

**Abstract:** *In this work a model is proposed for the investigation of the aerodynamic phenomena presented in a pneumatic conveying. The object-oriented simulation (SOO) is applied to the model, which is discrete, deterministic and transient for the particle phase. The fluid phase is modeled separated from the particle phase and the flow properties were considered two-dimensional. The coupling of the dynamic effects between solid and fluid phases is done by two-directional interaction, as the drag force exerted on the particles and the momentum generation on the fluid phase. The model includes the two-directional coupling effects and the three-dimensional movement of the particles. The particle-particle interactions are taken into account by the simulation of the collisions between them and the tube wall. The model can also be applied to polydispersed mixtures, due to the object-oriented properties. The SOO technique allows to obtain detailed information about the pneumatic conveying, which are not available by other modeling techniques.*

**Key-words:** *pneumatic conveying, simulation, modeling, object oriented simulation*