



MODELAGEM DA FORÇA DE DISPERSÃO TURBULENTA EM SIMULAÇÕES CFD DE SEPARADORES CICLÔNICOS, USANDO O FLUENT E O OpenFOAM

SARAH S. S. SILVA*, JOÃO P. OLIVEIRA, TÂNIA S. KLEIN, LUIZ F. L. R. SILVA, RICARDO A. MEDRONHO

Universidade Federal do Rio de Janeiro, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Processos Químicos e Bioquímicos da Escola de Química

*e-mail: sarahsimoes@eq.ufrj.br

RESUMO - O presente trabalho teve como objetivo o estudo da influência da modelagem da força de dispersão turbulenta sobre partículas, na correta previsão da eficiência de separação de um separador ciclônico. Para isso, foram feitas simulações CFD no Fluent e no OpenFOAM, e comparados os resultados obtidos. Foram encontradas diferenças no equacionamento do modelo de dispersão turbulenta, em ambos os *softwares*. O Fluent possui um modelo DRW mais robusto e completo, que captura a curva de eficiência obtida experimentalmente, para toda a faixa de diâmetros, quando o mesmo é utilizado. E, o OpenFOAM, mesmo capturando com acurácia o campo monofásico, ainda carece de alterações e implementações, que aumentem a capacidade do *software* em modelar a força de dispersão turbulenta sobre as partículas, para que o mesmo possa ser uma ferramenta cada vez mais precisa na modelagem da fase dispersa em escoamentos ciclônicos.

INTRODUÇÃO

Os modelos RSM (*Reynolds Stress Model*), baseados na metodologia URANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), são amplamente utilizados em simulações de separadores ciclônicos (Derksen, 2003; Song *et al.*, 2016; Jang *et al.*, 2018) por serem menos custosos computacionalmente e fornecerem resultados razoáveis com uma malha computacional de tamanho significativamente menor do que as exigidas em simulações LES (*Large Eddy Simulation*). No entanto, embora na maior parte das vezes as velocidades médias sejam corretamente capturadas pelo modelo RSM, as flutuações do campo de velocidade são subestimadas em comparação com as medições experimentais (Song *et al.*, 2016; Shukla *et al.*, 2011; Shukla *et al.*, 2013), devido a uma falha em prever com precisão o fenômeno de precessão de vórtice, que dá origem às flutuações de

velocidade, especialmente nas regiões centrais de um separador ciclônico. Essa deficiência do modelo influencia diretamente na previsão de eficiência de separação de partículas pequenas, em especial, de partículas com diâmetro menor que 2,1 μm (Shukla *et al.*, 2013), quando se utiliza a abordagem Euler-Lagrange para o rastreamento das partículas.

Sob a abordagem URANS, o campo de velocidade em um ciclone é composto por uma componente média e outra flutuante que, somadas, fornecem a velocidade instantânea do gás. A flutuação de velocidade influencia a velocidade média através do tensor de Reynolds, e a velocidade média influencia as flutuações de velocidade através do termo de produção turbulenta, que é proporcional ao gradiente de velocidade média e ao tensor de Reynolds. A fase contínua e a fase dispersa estão interconectadas pela força de arrasto (Li *et al.*, 2010).

As partículas de menor tamanho, que possuem menor inércia, são afetadas pela

dispersão turbulenta resultante da flutuação turbulenta do gás e acompanham o trajeto do fluido. Partículas maiores que 2,1 μm possuem maior inércia e são separadas pela ação centrífuga. O cálculo da força inercial centrífuga depende da velocidade média, enquanto que o cálculo da dispersão turbulenta depende da flutuação de velocidade (Shukla *et al.*, 2013). A dispersão turbulenta das partículas é um processo aleatório onde a velocidade da partícula pode ser considerada responsável pela dinâmica do sistema; este fenômeno depende das características da turbulência e das propriedades das partículas (Cheng, 1956).

Segundo Derksen (2003); Souza, Salvo e Martins (2012) e Shukla, Shukla e Ghosh (2013) a flutuação de velocidade é um dos fatores de maior influência no movimento das partículas no ciclone. Estudos experimentais com sofisticados instrumentos de medida mostram que as flutuações de velocidade no ciclone são da ordem de 15 a 20% do valor da velocidade média (Shukla *et al.*, 2013). Por isso, o efeito da flutuação de velocidade do gás não pode ser desprezado, especialmente para partículas com diâmetros inferiores a 10 μm (Gimbun, 2008). Segundo Tenneti e Subramaniam (2013), as flutuações de velocidade podem surgir a partir da turbulência presente no gás ou podem ser geradas pela interação entre as partículas maiores do que a escala de comprimento de Kolmogorov com a velocidade média de deslizamento.

Em simulações onde os modelos de turbulência são baseados na abordagem URANS, é necessário um modelo estocástico adicional, para modelar o fenômeno da dispersão turbulenta gerado pelas flutuações do gás sobre as partículas. Em simulações que utilizam os modelos de duas equações a flutuação de velocidade aleatória gerada pelos modelos estocásticos, pode ser calculada usando energia cinética turbulenta. Já em simulações com modelos de turbulência RSM, o modelo estocástico pode se basear na raiz quadrada dos componentes normais do tensor de Reynolds (*root mean square - rms*) que é determinada após o cálculo do campo monofásico.

Os modelos estocásticos de Lagrange são classificados em três categorias principais: *Discrete Random Walk* (DRW), *Continuous Random Walk* (CRW), e *Stochastic Differential Equation* (SDE). Os modelos DRW e CRW simulam a dispersão turbulenta assumindo uma função para as flutuações de velocidade com base no campo monofásico simulado pelos diferentes modelos de turbulência. E os métodos SDE são mais complexos e ainda estão em estágio de desenvolvimento, e não são amplamente utilizados para a maioria das aplicações de engenharia (Shirokar *et al.*, 1996). Devido a sua simplicidade, o modelo DRW é o mais utilizado em simulações de partículas dispersas em escoamentos turbulentos, e será avaliado neste trabalho.

O OpenFOAM é um código aberto de CFD desenvolvido pela OpenCFD Ltd. e pela OpenFoam Foundation. Esse código tem sido utilizado no setor acadêmico e industrial devido a ampla variedade de aplicações na dinâmica dos fluidos e, por ser de livre acesso, permitir o desenvolvimento colaborativo, aumentando a robustez e precisão dos códigos implementados. Por outro lado, o Fluent é um código comercial desenvolvido e mantido pela ANSYS Inc., que possui uma interface elaborada para o usuário, bem como um poderoso e fechado código, que já conquistou confiabilidade na indústria e na academia.

A vantagem de usar o OpenFOAM, além de ser gratuito, é ter acesso ao código para, não apenas ter certeza do que está implementado, mas ter a facilidade no controle de novas implementações. Dessa forma, observa-se a importância de avaliar a validade e a precisão de resultados obtidos no OpenFOAM, com os resultados obtidos pelo Fluent, utilizando a mesma malha e os mesmos parâmetros, para comprovar a grande potencialidade do OpenFOAM.

Diante do exposto, este trabalho se propôs a avaliar a modelagem da força de dispersão turbulenta, sobre partículas escoando em um separador ciclônico, através de simulações CFD em dois *softwares* distintos: o Fluent e o OpenFOAM.

MODELAGEM DA FORÇA DE DISPERSÃO TURBULENTA

Quando partículas sólidas são adicionadas no ciclone, as propriedades médias e turbulentas do campo monofásico podem ser alteradas. De acordo com a classificação feita por Elghobashi (1994), para frações volumétricas menores do que 10^{-6} , as partículas tem um efeito negligenciável no escoamento turbulento e o acoplamento entre as duas fases é denominado de uma via, ou, em inglês, *one-way*. Quando a fração volumétrica alcança valores maiores que 10^{-6} e inferiores 10^{-3} , as partículas podem atenuar ou intensificar a turbulência da fase contínua, têm-se então, o acoplamento de duas vias, ou, em inglês, *two-way*. Em casos onde a fração volumétrica é maior do que 10^{-3} , utiliza-se o acoplamento *four-way*, onde a interação partícula-partícula também se torna relevante.

A fração volumétrica de partículas sólidas dispersas em gás nos ciclones são geralmente muito pequenas, da ordem de 10^{-6} . Consequentemente, a interação partícula-partícula e o efeito da fase dispersa na fase contínua podem ser ignorados com segurança (acoplamento *one-way*). A trajetória de uma partícula dispersa pode ser determinada através da equação do movimento da partícula que traduz a aplicação da segunda lei de Newton à partícula. A equação de equilíbrio de forças é dada por:

$$\frac{d\mathbf{u}_{pi}}{dt} = F_D (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{pi}) + \frac{(\rho_p - \rho) \mathbf{b}_i}{\rho_p} + \mathbf{F}_i \quad (1)$$

onde \mathbf{u}_{pi} é a componente da velocidade instantânea da partícula, \mathbf{u}_i é a velocidade instantânea do fluido, ρ_p é a densidade da partícula, \mathbf{b}_i é a intensidade do campo de forças, F_D é a força de arrasto, devido ao deslizamento relativo entre a partícula dispersa e a fase contínua, e \mathbf{F}_i é o somatório das forças adicionais. De acordo com Crowe e colaboradores (1998), em escoamentos ciclônicos pode ser utilizada a lei de arrasto de Stokes, devido aos pequenos diâmetros, à esfericidade e às baixas velocidades relativas. Dessa forma, pode-se escrever F_D como:

$$F_D = \frac{18\mu C_D Re_p}{\rho_p d_p^2 24} \quad (2)$$

em que d_p é o diâmetro da partícula; μ é a viscosidade do gás; e, Re_p é o número de Reynolds da partícula definido como:

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu} \quad (3)$$

Para escoamentos de Stokes, que é o caso, o termo $C_D Re_p / 24$, na Equação 2, se aproxima da unidade, e o primeiro termo dessa equação tem unidade equivalente à $1/s$, que define o tempo de resposta da partícula, e está relacionado ao tempo necessário para que uma partícula responda a uma mudança na velocidade (Crowe, 1998), denominado tempo de relaxação da partícula (τ_p) que é descrito como:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (4)$$

Como pode ser observado, o tempo de resposta da partícula é mais sensível ao diâmetro de partícula (Crowe, 1998).

O coeficiente de arrasto C_D pode ser determinado usando a correlação desenvolvida por Schiller e Naumann (1935), apresentada na Equação 5, tanto no Fluent como no OpenFOAM.

$$C_D = \begin{cases} 24/Re_p & Re_p < 0,5 \\ 24(1 + 0,15Re_p^{0,687})/Re_p & 0,5 < Re_p < 1000 \\ 0,44 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (5)$$

Na Equação 1, \mathbf{F}_i denota o somatório das forças adicionais por unidade de massa, e pode ser expressa por:

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_M + \mathbf{F}_S + \mathbf{F}_h + \mathbf{F}_{bi} + \mathbf{F}_k \quad (6)$$

em que \mathbf{F}_B é a força de Basset, \mathbf{F}_M força devido ao efeito Magnus, \mathbf{F}_S é a força de sustentação de Saffman, \mathbf{F}_h é a força termoforética, \mathbf{F}_{bi} a força devido ao movimento browniano, e \mathbf{F}_k o termo referente à força de massa virtual.

De acordo com o trabalho de Vojir a Michaelides (1994), a influência da força de Basset pode ser negligenciada em ciclones. Como será considerado um caso isotérmico, as forças termoforéticas e as forças devido ao movimento browniano podem ser desconsideradas. A força devido ao efeito Magnus é negligenciável pois a rotação de partículas de pequenos diâmetros retornam uma força com magnitude muito inferior às demais (Shalaby *et al.*, 2008).

Segundo Song *et al.* (2016), o movimento das partículas em um separador ciclônico é governado pela força de arrasto e pela força inercial centrífuga. A força de arrasto é a força motriz que desloca as partículas para dentro e equilibra a força inercial centrífuga para fora, controlando, assim, o movimento das partículas na direção radial. Os autores concluíram também que as forças devido ao gradiente de pressão e à massa virtual são menores do que a força de arrasto em cerca de 3 ordens de magnitude, enquanto a influência das forças de sustentação de Saffman é cerca de 15 ordens de magnitude inferior. Dessa forma, essas forças podem ser negligenciadas.

O modelo DRW, ou *Eddy Interaction Model* (EIM), como também é chamado, foi proposto inicialmente por Gosman e Ioannides (1983), e teve por objetivo fazer com que houvesse a interação das partículas com o campo de velocidade instantânea, $\mathbf{u}_p + \mathbf{u}'(t)$, em que \mathbf{u}_p é a velocidade média da partícula, e $\mathbf{u}'(t)$, a flutuação de velocidade. De modo que a equação da partícula vista anteriormente, na Equação 1, agora contará com a flutuação no termo da força de arrasto, conforme a Equação 7.

$$\frac{d\mathbf{u}_{pi}}{dt} = F_D (\mathbf{u}_i - (\overline{\mathbf{u}_{pi}} + \mathbf{u}'(t))) + \frac{(\rho_p - \rho) \mathbf{b}_i}{\rho_p} + \mathbf{F}_i \quad (7)$$

Em essência, o modelo visa reconstruir o campo instantâneo a partir dos valores médios locais de velocidade ou de intensidade turbulenta. No DRW o efeito da dispersão turbulenta é calculado em termos da interação entre as partículas e uma sucessão de redemoinhos turbulentos que têm comprimentos e tempos de vida finitos, que

dependem principalmente das características da trajetória da fase contínua.

Supõe-se, que no instante inicial, uma partícula com velocidade \mathbf{u}_p , calculada pela Equação 7, é capturada por um redemoinho que se move com uma velocidade média constante do fluido, $\overline{\mathbf{u}}$, e por uma componente instantânea aleatória, $\mathbf{u}'(t)$. Quando o tempo de vida do redemoinho termina, ou quando a partícula cruza com outro redemoinho, uma nova interação é gerada com um redemoinho diferente, e assim por diante. Com base no modelo de Gosman e Ioannides (1983), o redemoinho tem o comprimento L_e , definido na Equação 8.

$$L_e = (C_\mu)^{1/2} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (8)$$

O tempo de interação, τ_{int} , para o cruzamento de uma partícula em um redemoinho é determinada pelo tempo de vida do redemoinho τ_e e o tempo de cruzamento τ_{cross} . O τ_{cross} é calculado pela Equação 9, e τ_{int} pela Equação 10 (Brown e Hutchinson, 1979; Gosman e Ioannides, 1983; MacInnes e Bracco, 1992).

$$\tau_{cross} = -\tau_p \ln \left[1 - \frac{L_e}{\tau_p |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|} \right] \quad (9)$$

$$\tau_{int} = \min(\tau_e, \tau_{cross}) \quad (10)$$

Após o tempo de interação ser alcançado, a velocidade instantânea é calculada usando um novo valor aleatório ζ (MacInnes e Bracco, 1992). O τ_e é o tempo de vida dos turbilhões calculado pela Equação 11, e o τ_p é o tempo de relaxação da partícula (Equação 12).

$$\tau_e = L_e / |\mathbf{u}'| \quad (11)$$

$$\tau_p = (4/3) \rho_d D / (\rho C_D |\mathbf{u} - \mathbf{u}_d|) \quad (12)$$

No Fluent, o cálculo do L_e , difere um pouco do proposto por Gosman e Ioannides (1983), pois o valor de C_μ é elevado a 3/4, e não a 1/2, como no artigo original. Além disso,

o tempo de vida dos turbilhões é calculado de duas diferentes formas (Ansys, 2019), ambas diferentes do proposto originalmente, como apresentado na Equação 13. Para escoamentos isotrópicos, utiliza-se o valor constante de $2T_L$, e para o anisotrópico é calculado um tempo de vida randômico envolvendo um número aleatório uniforme r , variando de 0 a 1.

$$\begin{aligned} \tau_{e[constante]} &= 2T_L \\ \tau_e &= -T_L \log(r) \quad , \quad r \in [0, 1] \end{aligned} \quad (13)$$

Em que T_L é a escala de tempo integral lagrangeana, que é determinada pela inércia da partícula e descreve um tempo durante o qual a partícula poderia manter sua velocidade original, antes de mudar de velocidade e migrar para outro redemoinho. Para pequenas partículas que são assumidas como tendo tempos de relaxação mais curtos do que as escalas de tempo de todos redemoinhos no escoamento turbulento, T_L pode ser calculado da seguinte forma:

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon} \quad (14)$$

em que C_L tem o valor de 0,15 para modelos de turbulência de duas equações, e 0,30 para modelos RSM (Ansys, 2019). Quando se utiliza modelos de duas equações no Fluent, o modelo DRW considera, automaticamente, que a turbulência é isotrópica, de modo que a flutuação de velocidade é igual em todas as direções, e a energia cinética turbulenta pode ser usada no cálculo, conforme a Equação 15. Apenas quando é selecionado modelos RSM, que o modelo considera a natureza anisotrópica do escoamento, e as flutuações de velocidade são de diferentes magnitudes, calculadas pela Equação 16.

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} = \sqrt{w'^2} = \sqrt{2k/3} \quad (15)$$

$$u' = \zeta \sqrt{u'^2}, v' = \zeta \sqrt{v'^2}, w = \zeta \sqrt{w'^2} \quad (16)$$

Na Equação 16, o ζ é um número aleatório, normalmente distribuído, usado para gerar a flutuação de velocidade.

Diferentemente do Fluent, no OpenFOAM não há o modelo DRW anisotrópico conforme descrito na Equação 16, e o tempo de vida τ_e é constante para todos os modelos de turbulência. As componentes da velocidade são calculadas conforme a Equação 17. Com o intuito de representar a aleatoriedade espacial da turbulência, um vetor aleatório adicional d_i é usado para o cálculo de u' da seguinte forma:

$$u' = d_1 \zeta \sqrt{u'^2}, v' = d_2 \zeta \sqrt{v'^2}, w' = d_3 \zeta \sqrt{w'^2} \quad (17)$$

Outra diferença encontrada é com relação a modelagem do tempo de interação τ_{cross} , que no OpenFOAM é calculado pela Equação 18. Pode-se observar que o equacionamento difere tanto do Fluent quanto do artigo original. E, assim como o Fluent, o cálculo do L_e também eleva o C_μ a 3/4.

$$\tau_{cross} = \min \left(\frac{k}{\varepsilon}; \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon u_{relativo}} \right) \quad (18)$$

$$u_{relativo} = |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|$$

Dessa forma, observa-se que com relação ao artigo original, ambos os softwares apresentam diferenças, e portanto, uma maneira de verificar se essas diferenças influenciam nos resultados, seria implementando a formulação original no OpenFOAM.

METODOLOGIA

Para as simulações numéricas feitas tanto no programa ANSYS Fluent ® 19.1 como no OpenFOAM 7, foi selecionado um ciclone da família Stairmand High Efficiency (Stairmand, 1951), com diâmetro $D=29$ cm. A malha estruturada hexaédrica foi construída no ICEM 18.2 da Ansys, contendo aproximadamente 393.000 elementos, como apresentada na Figura 1a.

O modelo de turbulência de Gibson e Launder (1978) foi utilizado, por ser um modelo do tipo dos tensores de Reynolds (RSM), adequado para escoamentos

complexos. As simulações iniciais foram conduzidas em regime transiente, com passo de tempo largo de (ΔT) de 10^{-3} s, para o campo monofásico simulado no Fluent e no OpenFOAM, ambas com tempo total de 2,0s. Posteriormente, foi necessário diminuir o passo de tempo para 10^{-4} s em ambos os softwares. As condições de contorno utilizadas estão especificadas na Tabela 1, e os esquemas numéricos utilizados em cada um dos softwares estão elencados na Tabela 2.

Tabela 1: Configurações numéricas utilizadas nas simulações no Fluent e no OpenFOAM.

Parâmetro	Especificação - Fluent	Especificação - OpenFOAM
Solver	Pressure-based	pimpleFOAM
Esquema temporal	Second Order Upwind	backward
Gradiente	Second Order Upwind	Cell limited Gauss Linear
Momento	Second Order Upwind	Bounded Gauss Upwind
Turbulência	First Order Upwind	Bounded Gauss Upwind
Interpolação da Pressão	PRESTO!	Linear
Acoplamento pressão-velocidade	SIMPLE	PIMPLE

Na entrada do ciclone, o ar foi injetado com velocidade média de $15,14 \text{ m s}^{-1}$, com massa específica de $1,225 \text{ kg m}^{-3}$ e viscosidade dinâmica de $1,889 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Para validação dos dados obtidos nas simulações do campo monofásico, foram utilizados os resultados de Hoesktra (2000), para as duas alturas indicadas na Figura 1b.

Uma vez em posse do campo de velocidade e pressão do escoamento monofásico, foram inseridas partículas de diâmetros $0,5 \mu\text{m}$, $0,8 \mu\text{m}$, $1,0 \mu\text{m}$, $1,5 \mu\text{m}$, $1,7 \mu\text{m}$, $2,0 \mu\text{m}$, $3,0 \mu\text{m}$, $4,0 \mu\text{m}$ e $6,0 \mu\text{m}$, com densidade de 2740 kg m^{-3} .

Tabela 2: Condições de contorno utilizadas nas simulações no Fluent e no OpenFOAM.

Condição de contorno	Fase contínua	Fase dispersa
Entrada	Velocidade - $15,14 \text{ m/s}$	Velocidade - $15,14 \text{ m/s}$
	Intensidade turbulenta - 5%	Fração volumétrica - 10-6
	Diâmetro hidráulico - $0,0972 \text{ m}$	
Overflow	Pressure-outlet - 0 Pa	Trap
Underflow	Pressure-outlet - 0 Pa	Escape
Parade	No slip	Reflect

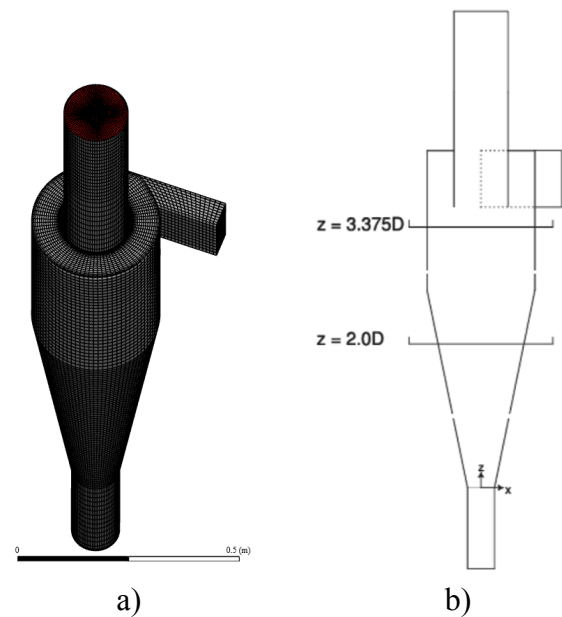


Figura 1 – (a) malha computacional estruturada utilizada nas simulações; (b) alturas das linhas de observação dos dados.

A trajetória das partículas foi simulada pela abordagem lagrangeana, com e sem o modelo estocástico DRW (*Discrete Random Walking*). No Fluent foi utilizado o DPM (*Discrete Particle Model*) e no OpenFOAM o *uncoupledKinematicParcelFoam*. As

comparações analisadas foram com relação ao uso ou não do DRW, para um mesmo programa, e também o comparativo de desempenho entre ambos. E, além disso, foi realizada uma alteração no modelo nativamente implementado no OpenFOAM, referente ao cálculo do L_e , e analisado o seu impacto nos resultados de eficiência obtidos.

Para o cálculo da eficiência granulométrica (G), foi aplicada a metodologia de aplicação estacionária, acoplamento *one-way*, em que o Lagrangeano é simulado a partir de um campo de velocidades convergido, e que não é influenciado pelo escoamento das partículas.

Para validação da eficiência granulométrica, foram utilizados os dados experimentais de Zhao (2005), que foram ajustados a uma sigmóide com parâmetros $\beta=3,3$ e $d50 = 1,56 \mu\text{m}$.

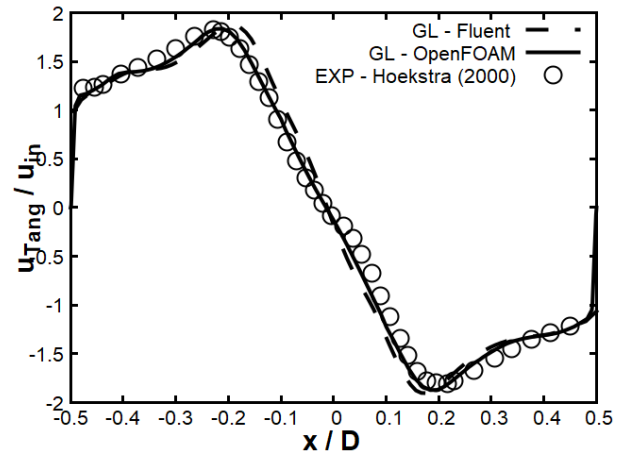
RESULTADOS E DISCUSSÃO

Campo monofásico

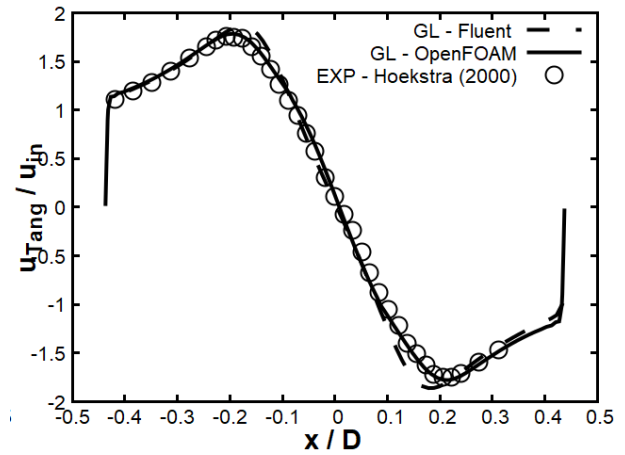
O modelo de tensores de Reynolds testado, o Gibson e Launder (1978), a partir de agora denominado GL, fornece previsões precisas da componente tangencial considerada do campo de velocidade em todas as linhas de análise, para ambos os softwares, conforme apresentado na Figura 2. O modelo GL, implementado tanto no Fluent, como no OpenFOAM, é capaz de reproduzir com expressiva acurácia os perfis, capturando suas nuances, como o valor pico da velocidade, sua localização, e a oscilação suave apresentada na região de vórtice interno, além da reprodução dos valores pertencentes à região do vórtice externo.

Para a componente axial da velocidade, plotadas na Figura 3, o que se observa é que o OpenFOAM superestima um pouco a magnitude dos picos de velocidade axial na região do vórtice forçado, mesmo conseguindo capturar bem o formato de M, e a localização do *vortex core*. Porém, nas regiões da parede consegue capturar com acurácia a região do vórtice livre. Essas diferenças podem ser explicadas devido à natureza oscilatória do vórtice central, presente em ciclones de uma entrada, em que, apesar de atingir uma

condição estacionária, possui movimento periódico, que afeta a oscilação dos perfis.



(a)



(b)

Figura 2 - Perfis de velocidade tangencial média na Linha 1 (a) e Linha 2 (b), indicadas na Figura 1b, para o modelo Gibson e Launder (GL), simulado no Fluent (linha tracejada), e no OpenFOAM (linha cheia).

Outro ponto a ser considerado é a influência da estratégia de convergência adotada. Inicialmente, foi aplicada uma metodologia cujo objetivo era alcançar a solução estacionária característica do caso estudado, através de uma simulação transiente relaxada (com passo de tempo largo), de maneira mais rápida e precisa. Essa estratégia foi aplicada com êxito para outros modelos de turbulência de duas equações. No Fluent, o passo de tempo inicial de 10^{-3} s foi suficiente para retornar o mesmo campo monofásico obtido com a simulação com $\Delta T=10^{-4}$ s, não justificando, a princípio, a diminuição do passo de tempo, e um conseqüente aumento do

custo computacional da simulação. No entanto, foi observado entre as duas simulações no Fluent, que os resultados obtidos para a eficiência de separação, eram consideravelmente influenciados pela alteração do ΔT , como será discutido adiante. No OpenFOAM, o ΔT inicial foi insuficiente para que a simulação atingisse uma solução convergida, de modo que não se pode comparar os resultados obtidos com ambos os passos de tempo, sendo apresentados aqui os dados obtidos com o $\Delta T=10^{-4}$ s.

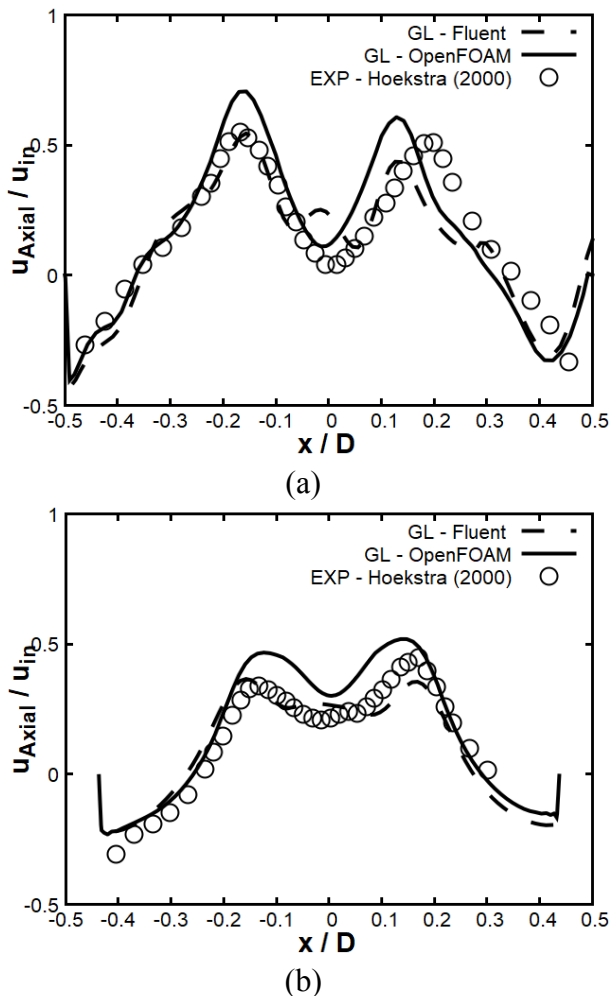


Figura 3 - Perfis de velocidade axial média na Linha 1 (a) e Linha 2 (b) para o modelo Launder & Gibson (LG), simulado no Fluent (linha tracejada), e no OpenFOAM (linha cheia).

Na Tabela 3, encontram-se os valores de queda de pressão calculados pelas simulações. A queda de pressão é determinada pela diferença entre a pressão estática na entrada, obtida através da média ao longo da superfície da entrada (*averagedArea*), e a pressão estática na saída (*overflow*) do ciclone.

Observa-se que o modelo GL simulado no OpenFOAM, obteve resultados mais próximos ao obtido experimentalmente (Hoekstra, 2000).

Tabela 3: Queda de pressão calculada nas simulações

	ΔP (Pa)
Experimental (Hoekstra, 2000)	773,11
GL - Fluent	1051,14
GL - OpenFOAM	890,20

Entre os dois *softwares*, as predições das flutuações de pressão e, conseqüentemente, na queda de pressão, apresentaram uma diferença considerável de 20,81%. No Fluent a superestimativa na queda de pressão foi da ordem de 35,96%, e no OpenFOAM a diferença foi de 15,14%, comparado com o valor obtido experimentalmente.

Dessa forma, é possível concluir, com base nas comparações realizadas, que os resultados obtidos com o OpenFOAM mostraram-se mais acurados na predição do campo monofásico do ciclone estudado, usando o modelo GL.

Eficiência de Separação

No Fluent, quatro diferentes esquemas de integração poderiam ser utilizados, mas no OpenFOAM, estão disponíveis o Euler Implícito (E) e o Analítico simplificado (A). Logo, para fins de comparação, foram analisados apenas os esquemas comuns aos dois. Além disso, o modelo estocástico DRW implementado no OpenFOAM considera a isotropia das componentes flutuantes, usando um artifício para impôr a anisotropia, que difere do modelo DRW implementado no Fluent.

No OpenFOAM, em simulações iniciais, verificou-se que não havia a possibilidade de não utilizar o DRW, pois durante as simulações era observado que quando uma partícula encontrava velocidades próximas de zero na região da parede, elas estagnavam e não mais se deslocavam de suas posições, independente do diâmetro de partícula. Ao analisar os possíveis motivos

dessa estagnação, pôde-se observar que a causa decorria da utilização do esquema de interpolação da velocidade *cellpoint*, que ao fazer a interpolação com os valores dos vértices da célula próxima a parede, encontrava valores muito próximos de zero. Ao trocar o esquema de interpolação para *cell*, mantendo o valor do centróide constante em toda a célula, o problema foi resolvido. Dessa forma, foi possível fazer a comparação, com e sem, a exposição da partícula à dispersão turbulenta, nos dois *softwares*, conforme apresentado na Figura 4.

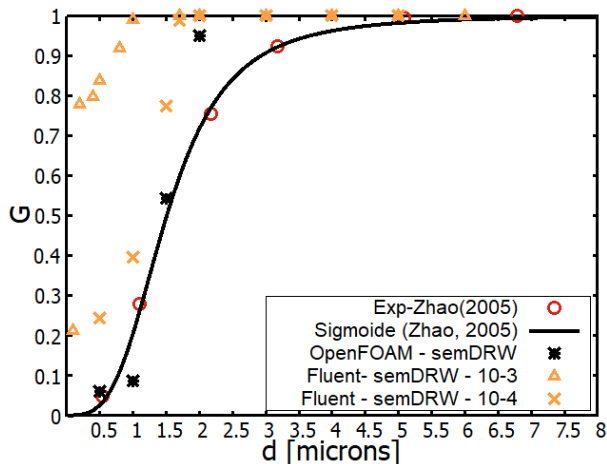


Figura 4 - Curva de eficiência individual de coleta (G) para um dado diâmetro de partícula (d), simulados sem o uso do DRW, no OpenFOAM e no Fluent.

Nota-se, ao analisar a Figura 4, que a curva obtida no Fluent com o passo de tempo do campo monofásico de 10^{-3} s, e o esquema de integração (Euler-Implícito), retorna resultados não condizentes com os dados experimentais, superestimando a eficiência para toda a faixa de diâmetros. A simulação com tempo computacional mais elevado, com passo de tempo da fase contínua de 10^{-4} s, retornou dados mais realistas, porém ainda não condizentes com a curva experimental. Essa diferença entre as curvas, pode ser explicada pela limitação do *solver* estacionário do DPM, em permitir a utilização de passos de tempo distintos para a fase contínua, e para a dispersa. De modo que, um passo de tempo longo, apesar de ser suficiente para a simulação da fase contínua, é inadequado para o cálculo da trajetória de partículas de pequenos diâmetros.

No OpenFOAM, cujo campo monofásico foi simulado com passo de tempo de 10^{-4} s, retornou uma curva coerente com o comportamento da curva experimental, porém, ainda pouco acurada, como apresentado na Figura 4. Esse resultado pode ser decorrente das diferenças encontradas entre os perfis de velocidades axiais observados na Figura 3, que influenciam na trajetória das partículas. Uma vantagem apresentada pelo OpenFOAM, é que o *solver uncoupledKinematicParcelFoam*, permite a seleção de passos de tempo distintos, para cada fase.

Na Figura 5, estão apresentados os dados obtidos como o modelo DRW nativo de cada *software*. Percebe-se que a anisotropia do modelo DRW implementado no Fluent é decisiva para retornar a correta eficiência de separação, para toda a faixa de diâmetros. Ao observar os pontos obtidos com o OpenFOAM-Euler, e comparar com os pontos obtidos sem o DRW (Figura 4), é possível verificar que a utilização do DRW nativo retorna um previsão da curva inferior àquela sem o uso do mesmo. Assim, pode-se inferir que a deficiência do OpenFOAM, pode estar atrelada ao modelo de dispersão turbulenta implementado nativamente, que difere tanto do que foi proposto no artigo original, quanto ao que está implementado no Fluent, conforme equacionamento apresentado anteriormente.

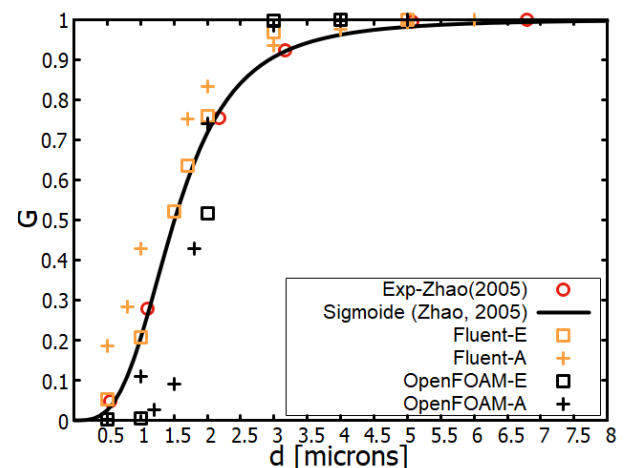


Figura 5 - Curva de eficiência individual de coleta (G) para um dado diâmetro de partícula (d), simulados no OpenFOAM e no Fluent, com os esquemas de integração Euler (E) e Analítico (A).

Diante disso, foi proposto a implementação do modelo DRW similar ao do Fluent, no OpenFOAM, de modo a fazer uma melhor comparação de desempenho entre os *softwares*, uma vez que o DRW anisotrópico do Fluent foi capaz de prever com acurácia a curva de eficiência para o ciclone estudado. A primeira alteração consistiu na alteração do cálculo do comprimento de um turbilhão (L_e), para o mesmo equacionamento proposto no artigo original (Equação 8) (Gosman e Ioannides, 1983). A curva obtida com a alteração (*myDRW*), está apresentada na Figura 6. Observa-se que a mudança na equação do L_e , apesar de não contribuir com alterações expressivas, quando comparada com a curva obtida pela equação nativamente implementada, possui uma certa influência nos resultados, principalmente para os diâmetros 1,7, e 2,0 μm .

De acordo com Shukla, Shukla e Ghosh (2013), partículas menores que 2,1 μm , possuem uma inércia menor, e são afetadas pela dispersão turbulenta resultante da flutuação turbulenta do gás, que é determinada pelo modelo DRW, neste caso. Dessa forma, pode-se inferir que a alteração no equacionamento do modelo, irá afetar o resultado de eficiência para essa faixa de diâmetros de partícula.

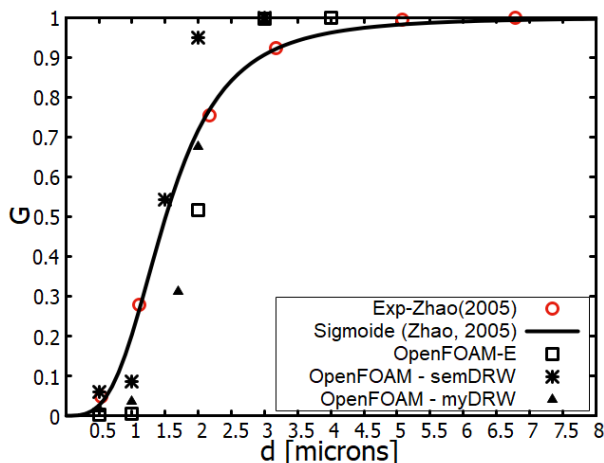


Figura 6 - Curva de eficiência individual de coleta (G) para um dado diâmetro de partícula (d), simulados no OpenFOAM.

Nota-se, ainda, que a diferença encontrada no equacionamento do cálculo do tempo de cruzamento (τ_{cross}), que difere tanto do modelo original, quanto do Fluent, possa

vir a ser um fator de maior influência, devendo-se seguir em trabalhos futuros, com a sua implementação no OpenFOAM.

De modo geral, pode-se concluir que o modelo DRW do Fluent, é um modelo mais robusto e completo, e apresenta maior similaridade com o modelo proposto originalmente, o que permite a captura de toda a curva de eficiência granulométrica. O OpenFOAM, carece da implementação de uma modelagem mais robusta, para que o mesmo possa retornar resultados precisos em simulações com a presença de particulados.

CONCLUSÕES

Diante do que foi discutido, e das comparações realizadas, é possível constatar que o modelo GL simulado no OpenFOAM é capaz de capturar o escoamento monofásico, retornando perfis de velocidade tangencial e axial coerentes com os dados experimentais, além de prever a perda de carga com um erro da ordem de 15,14%, que difere em 20,81%, do valor superior obtido pela simulação obtida com o Fluent. Com relação a modelagem da fase dispersa, o Fluent possui um modelo DRW mais robusto e completo, que captura a curva de eficiência obtida experimentalmente, para toda a faixa de diâmetros, quando o mesmo é utilizado. E, o OpenFOAM, ainda carece de alterações e implementações que aumentem a capacidade do *software* em modelar a força de dispersão turbulenta sobre as partículas, para que o mesmo possa ser uma ferramenta cada vez mais precisa na modelagem da fase dispersa em escoamentos ciclônicos.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq), e ao Projeto Petrobras - 2017/00384-4, pelo suporte financeiro para o desenvolvimento deste trabalho.

REFERÊNCIAS

- ANSYS . Ansys Manual 19.0. 2019.
 BROWN, D. J.; P. HUTCHINSON. The Interaction of Solid or Liquid Particles

- and Turbulent Fluid Flow Fields
Numerical Simulation. *Journal of Fluids Engineering*, 101(2):265269, 06 1979. ISSN 0098-2202. doi: 10.1115/1.3448949. URL <https://doi.org/10.1115/1.3448949>.
- CHENG, V. L. Turbulent dispersion of dynamic particles. *Journal of Atmospheric Sciences*, 13(4):399405, aug 1956. doi: 10.1175/1520-0469(1956)013<0399:TD ODP>2.0.CO;2.
- CROWE, C., J. SCHWARZKOPF, M. SOMMERFELD, and Y. Tsuji. *Multiphase flows with droplets and particles*. New York: CRC Press, 01 1998. ISBN 1439840504
- DERKSEN, J. J. Separation performance predictions of a stairmand high-efficiency cyclone. *AIChE Journal*, 49(6):13591371, 2003. ISSN 00011541. doi: 10.1002/aic.690490603.
- ELGHOBASHI, S.: On predicting particle-laden turbulent flows. *applied scientific research* 52, 309-329. *Applied Scientific Research*, 52:309329, 06 1994. doi: 10.1007/BF00936835
- GIBSON, M.; B. LAUNDER. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(3):491511, 1978.
- GIMBUN, J. Cfd simulation of aerocyclone hydrodynamics and performance at extreme temperature. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 2(1):2229, 2008. doi: 10.1080/19942060.2008.11015208.
- GOSMAN, A. D.; E. IOANNIDES. Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors. *J. Energy; (United States)*. doi: 10.2514/3.62687. URL <https://www.osti.gov/biblio/6359342>.
- HOEKSTRA, A. J. Gas ow eld and collection efficiency of cyclone separators, 2000.
- JANG, K., G. G. LEE; K. Y. HUH. Evaluation of the turbulence models for gas flow and particle transport in URANS and LES of a cyclone separator. *Computers and Fluids*, 172:274283, 2018. ISSN 00457930. doi: 10.1016/j.compuid.2018.04.032.
- LI, F., H. QI; C. YOU. Phase doppler anemometry measurements and analysis of turbulence modulation in dilute gas-solid two-phase shear flows. *Journal of Fluid Mechanics - J FLUID MECH*, 663:434455, 11 2010. doi: 10.1017/S0022112010003587.
- MACINNES, J.; F. BRACCO. Stochastic particle dispersion modeling and the tracer-particle limit. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 4(12):28092824, 1992
- SCHILLER, L.; Z. NAUMANN. A drag coefficient correlation. *Vdi Zeitung*, 77(318):51, 1935.
- SHALABY, H., K. WOZNIK, AND G. WOZNIK. Numerical calculation of particle-laden cyclone separator flow using les. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 2:382 392, 12 2008. doi: 10.1080/19942060.2008.11015238.
- SHIROLKAR, J.; C. COIMBRA; M. MCQUAY. Fundamental aspects of modeling turbulent particle dispersion in dilute flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 22:363399, 12 1996. doi: 10.1016/S0360-1285(96)00006-8.
- SHUKLA, S., P. SHUKLA; P. GHOSH. Evaluation of numerical schemes using different simulation methods for the continuous phase modeling of cyclone separators. *Advanced Powder Technology*, 22:209219, 03 2011. doi: 10.1016/j.appt.2010.11.009.
- SHUKLA, S., P. SHUKLA; P. GHOSH. The effect of modeling of velocity fluctuations on prediction of collection efficiency of cyclone separators. *Applied Mathematical Modelling*, 37: 57745789, 04 2013. doi: 10.1016/j.apm.2012.11.019.
- SONG, C., B. PEI, M. JIANG, B. WANG, D. XU, AND Y. CHEN. Numerical analysis of forces exerted on particles in cyclone separators. *Powder Technology*, 294, 03 2016. doi: 10.1016/j.powtec.2016.02.052.
- SOUZA, F. J. DE, R. DE VASCONCELOS SALVO; D. A. DE MORO MARTINS. Large Eddy Simulation of the gas-particle flow in cyclone separators.

Separation and Purification Technology, 94:61-70, 2012. ISSN 13835866. doi: 10.1016/j.seppur.2012.04.006.

T. O. Foundation. Openfoam v7 user guide. URL <https://cfd.direct/openfoam/user-guide-v7>.

TENNETI, S.; SUBRAMANIAM, S. Particle-resolved direct numerical simulation for gas-solid flow model development. Annual Review of Fluid Mechanics, 46, 12 2013. doi: 10.1146/annurev-uid-010313-141344.

VOJIR, D.; E. MICHAELIDES. Effect of the history term on the motion of rigid spheres in a viscous fluid. International Journal of Multiphase Flow, 20(3):547-556, 1994. ISSN 0301-9322. doi:[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(94\)90028-0](https://doi.org/10.1016/0301-9322(94)90028-0)

ZHAO, B. Development of a new method for evaluating cyclone efficiency. Chemical Engineering and Processing - CHEM ENG PROCESS, 44:447-451, 04 2005. doi: 10.1016/j.cep.2004.06.007.