

MODELAGEM DO ESCOAMENTO GERADO ATRAVÉS DE AERAÇÃO POR AR DIFUSO EM RESERVATÓRIOS

Iran E. Lima Neto¹

¹ Professor Adjunto, Departamento de Engenharia Hidráulica e Ambiental – DEHA, Universidade Federal do Ceará – UFC, Campus do Pici, Bloco 713, CEP 60.451-970, Fortaleza. E-mail: iran@deha.ufc.br

Resumo – A técnica de aeração por ar difuso vem sendo largamente utilizada em diversos países para recuperar a qualidade da água em corpos hídricos poluídos. Entretanto, no Brasil, tal solução ainda tem sido adotada de forma bastante isolada. Neste trabalho, apresenta-se um modelo relativamente simples para simulação do fluxo induzido por aeração por ar difuso em reservatórios, bem como uma aplicação prática do mesmo. O modelo proposto resultou em um excelente ajuste aos dados de campo disponíveis na literatura. Além disso, simulações do modelo considerando um reservatório hipotético mostraram que pequenas vazões de ar (e baixas potências elétricas) seriam capazes de gerar fluxos de água significativos na superfície do reservatório. Estes resultados são importantes para analisar o impacto de aeração por ar difuso em reservatórios poluídos.

Palavras-chave – aeração, eutrofização, plumas de bolhas.

MODELING THE FLOW INDUCED BY AIR-DIFFUSED AERATION IN RESERVOIRS

Abstract – Air-diffused aeration has been widely used in many countries to restore water quality in polluted water bodies. However, in Brazil, such solution has only been used in a few limited cases. In this paper, we present a relatively simple model for simulating the flow induced by air-diffused aeration in water bodies as well as a practical application of this model. The proposed model resulted in an excellent fit to the field data available in the literature. In addition, model simulations considering a hypothetical reservoir showed that low air flow rates (and low electrical powers) could induce very high water flow rates on the reservoir surface. These results are important to analyze the impact of air-diffused aeration on polluted reservoirs.

Keywords – aeration, eutrophication, bubble plumes.

1. INTRODUÇÃO

O excesso de nutrientes na água pode acelerar o processo de eutrofização de corpos hídricos, um dos graves problemas ambientais, sanitários e econômicos enfrentados pela sociedade (VON SPERLING, 1996). Este problema pode ser ainda mais grave em regiões semi-áridas, onde os reservatórios têm seus volumes reduzidos durante a estação seca e continuam recebendo nutrientes provenientes de atividades urbanas, industriais e agropecuárias, acarretando em uma redução brusca na qualidade de suas águas. No Estado do Ceará, por exemplo, o problema da eutrofização tem sido atribuído a fatores como a erosão intensa, altas cargas poluidoras e baixas profundidades dos reservatórios (FIGUEIRÊDO et al., 2007). Um levantamento realizado recentemente pela Companhia de Gestão dos Recursos Hídricos do Estado do Ceará (COGERH, 2008) mostrou que cerca de 70% dos 132 reservatórios monitorados por esta companhia, os quais possuem volumes variando entre aproximadamente 1,0 e 6.700 hm³, já apresentam estado eutrófico ou hipereutrófico.

Neste contexto, devido à sua elevada relação benefício/custo, a técnica de aeração por ar difuso vem sendo cada vez mais utilizada para recuperar e manter a qualidade da água em corpos hídricos (SOCOLOFSKY, 2001; MUELLER et al., 2002; MCGINNIS et al., 2004; LIMA NETO et

al., 2007, 2008a,b,c,d). Além de suplementar os níveis de oxigênio dissolvido e impedir a ressolubilização de nutrientes depositados no fundo de lagos e reservatórios, a injeção de ar na água, mesmo que em pequenas quantidades, promove a formação de jatos turbulentos de água ao redor das bolhas gerando padrões de circulação que previnem a estratificação dos corpos hídricos (WÜEST et al., 1992; IMTEAZ & ASAEDA, 2000; SAHOO & LUKETINA, 2006). O comportamento desses padrões de circulação deve ser bem compreendido, visando promover os efeitos positivos tais como a eliminação de algas indesejáveis através do seu deslocamento para as zonas afóticas e evitar os efeitos negativos como o excesso de mistura capaz de perturbar os sedimentos depositados no fundo do reservatório. Para tanto, programas computacionais têm sido acoplados recentemente a modelos clássicos como o CE-QUAL-W2 e o DYRESM para simular a hidrodinâmica de plumas de bolhas e avaliar o seu impacto na qualidade da água em reservatórios (SINGLETON, 2006; IMERITO, 2007).

No Brasil, o uso racional de plumas de bolhas nas proximidades dos pontos de captação de água para abastecimento humano tem sido também sugerido como uma medida para minimizar os impactos da eutrofização e reduzir os custos com tratamento de água (OLIVEIRA et al., 1997; VON SPERLING et al., 2008).

O objetivo do presente trabalho é desenvolver um modelo matemático para avaliação do escoamento gerado através de aeração por ar difuso em reservatórios. O modelo proposto tem como base os modelos integrais para plumas de bolhas existentes (DITMARS & CEDERWALL, 1974; MILGRAM, 1983; WÜEST et al., 1992; SOCOLOFSKY, 2001), mas possui uma nova parametrização que visa facilitar o processo computacional e melhorar o ajuste do modelo aos dados de campo disponíveis na literatura.

2. METODOLOGIA

Modelo Integral para Plumais de Bolhas

Plumas de bolhas se formam quando ar é injetado na água, promovendo formação de jato de água devido às forças de empuxo, arrasto e turbulência, conforme esquematizado na Figura 1. Vários modelos integrais têm sido apresentados com o objetivo de simular o comportamento de plumas de bolhas em lagos e reservatórios (DITMARS & CEDERWALL, 1974; MILGRAM, 1983; WÜEST et al., 1992; SOCOLOFSKY, 2001). Neste trabalho, será utilizado modelo similar aos desenvolvidos pelos autores supracitados, porém considerando uma nova parametrização. O efeito da transferência de massa na dinâmica das plumas é geralmente desprezado para sistemas com difusores de bolhas médias e grossas e com profundidades de água inferiores a aproximadamente 50 m (MILGRAM, 1983). Portanto, tal efeito foi desconsiderado no presente trabalho.

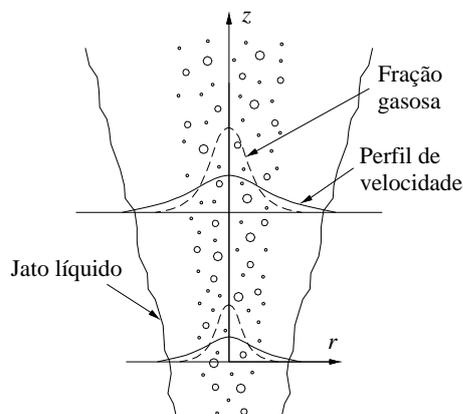


Figura 1 – Sistema de aeração por ar difuso (pluma de bolhas).

O modelo integral considera que os perfis radiais de velocidade do jato de água e de fração gasosa (*void-fraction*) seguem distribuições do tipo normal, conforme mostrado na Figura 1:

$$u(z, r) = u_m(z) e^{-r^2/b^2} \quad (1)$$

$$\phi(z, r) = \phi_m(z) e^{-r^2/(\lambda b)^2} \quad (2)$$

em que: u_m e ϕ_m são os valores máximos de velocidade do jato de água e fração gasosa no centro da pluma, respectivamente, b é o raio do jato λ é a razão entre os raios de espalhamento das regiões ocupadas pelas bolhas e pelo jato.

A vazão do jato de água Q_l , a vazão de ar Q_a , o fluxo de quantidade de movimento M e o empuxo por unidade de altura da pluma E são expressos respectivamente pelas seguintes equações:

$$Q_l = 2\pi \int_0^{\infty} u(1-\phi)rdr \quad (3)$$

$$Q_a = 2\pi \int_0^{\infty} \phi(u+u_r)rdr \quad (4)$$

$$M = 2\pi\gamma \int_0^{\infty} [\rho_l u^2(1-\phi) + \rho_a \phi(u+u_r)^2] rdr \quad (5)$$

$$E = 2\pi \int_0^{\infty} \phi(g\Delta\rho)rdr \quad (6)$$

em que: u_r é a velocidade relativa entre as bolhas e o jato de água, ρ_l é a densidade da água, ρ_a é a densidade das bolhas de ar, $\Delta\rho$ é a diferença entre ρ_l e ρ_a , g é a aceleração da gravidade e γ é fator de amplificação da quantidade de movimento devido à turbulência (MILGRAM, 1983).

Substituindo as equações (1) e (2) nas equações (3) a (6), obtêm-se as seguintes relações:

$$Q_l = \pi u_m b^2 \left(1 - \phi_m \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \right) \quad (7)$$

$$Q_a = \frac{\pi \lambda^2 b^2 \phi_m}{\lambda^2 + 1} [u_m + (1 + \lambda^2)u_r] \quad (8)$$

$$M = \frac{\gamma}{2} \pi u_m^2 b^2 \quad (9)$$

$$E = \frac{\lambda^2 + 1}{u_m + (1 + \lambda^2)u_r} Q_a g \Delta\rho \quad (10)$$

Logo, o comportamento da pluma de bolhas pode ser descrito por três equações derivadas dos princípios de conservação de massa e quantidade de movimento, as quais relacionam os parâmetros acima. A primeira equação representa a conservação de massa líquida. Portanto, considera-se que a vazão do jato de água é controlada pelo fluxo de entrada turbulenta nas suas extremidades laterais:

$$\frac{dQ_l}{dz} = 2\pi b \alpha u_m \quad (11)$$

em que: α é o coeficiente de entrada turbulenta (MILGRAM, 1983).

A segunda equação diz respeito à conservação de massa gasosa. Assim, considerando expansão das bolhas devido à diminuição da pressão à medida que estas sobem à superfície, a vazão de ar pode ser descrita da seguinte forma:

$$Q_a = \frac{Q_{a,ATM} H_{ATM}}{H_d - z} \quad (12)$$

em que: $Q_{a,ATM}$ é a vazão de ar sob pressão atmosférica, H_{ATM} é a carga de pressão atmosférica e H_d é a carga de pressão na altura da descarga de ar.

A terceira equação diz respeito à conservação de quantidade de movimento. Logo, considera-se que a variação vertical do fluxo de quantidade de movimento é contrabalanceada pelo empuxo por unidade de altura da pluma:

$$\frac{dM}{dz} = E \quad (13)$$

As equações (11) a (13) controlam a evolução da pluma no espaço e podem ser resolvidas numericamente, dadas as condições iniciais de velocidade $u_{m,0}$ e raio b_0 , e adotando-se valores para o fator de amplificação da quantidade de movimento γ e para o coeficiente de entrada turbulenta α . Todavia, os modelos existentes normalmente consideram que γ e α são obtidos a partir de parâmetros complexos que variam espacialmente e em função das condições de escoamento (SOCOLOFSKY, 2001).

Nova Parametrização para o Modelo Integral

Próximo ao ponto de descarga de ar espera-se que a velocidade da água seja bastante superior à velocidade relativa das bolhas (isto é, $u_m \gg u_r$). Logo, assumindo que neste caso o escoamento se comporta de forma semelhante a plumas monofásicas governadas apenas pela diferença de densidade, obtêm-se as seguintes condições iniciais para a integração numérica das equações 11 a 13 (DITMARS & CEDERWALL, 1974):

$$u_{m,0} = \left[\frac{25gQ_{a,ATM}H_{ATM}(1+\lambda^2)}{24\alpha^2\pi z_o(H_{ATM}+H_d)} \right]^{1/3} \quad (14)$$

$$b_0 = \frac{6}{5}\alpha z_o \quad (15)$$

em que: z_o é a origem virtual da pluma localizada abaixo do difusor de ar. Neste estudo, adotou-se uma origem virtual igual a uma escala de comprimento definida por Lima Neto et al. (2008 a, b, c):

$$z_o = \left(\frac{Q_{a,d}^2}{g} \right)^{1/5} \quad (16)$$

A equação (16) sugere que $z_o \sim Q_{a,d}^{0.4}$, sendo $Q_{a,d}$ a vazão de ar no difusor dada por $Q_{a,d} = Q_{a,ATM}H_{ATM}/(H_{ATM}+H_d)$.

Valores constantes para a razão de espalhamento ($\lambda = 0,8$) e para a velocidade relativa das bolhas ($u_r = 0,4$ m/s) foram utilizados, conforme sugerido por Lima Neto et al. (2008 a, b, c). No

entanto, os valores para o coeficiente de entrada turbulenta α e o fator de amplificação da quantidade de movimento γ variam significativamente em função das condições de vazão de ar e profundidade da água (DITMARS & CEDERWALL, 1974; MILGRAM, 1983; WÜEST et al., 1992; SOCOLOFSKY, 2001). Logo, considerando que as forças devido à quantidade de movimento e ao empuxo governam o escoamento, pode-se usar análise dimensional para descrever os parâmetros α e γ através da seguinte relação funcional:

$$[\alpha, \gamma] = f(\beta) \quad (17)$$

em que: β é um parâmetro adimensional dado por:

$$\beta = \frac{gQ_{a,ATM}}{H_d u_r^3} \quad (18)$$

Como u_r é considerada constante, a equação (18) indica que $\beta \sim Q_{a,ATM}/H_d$. Assim, esse parâmetro representa a importância da vazão de ar com relação à profundidade da água. Portanto, a relação funcional descrita pela equação (17) pode ser obtida através de ajustes do modelo a dados experimentais. Finalmente, as equações (11) a (13) que controlam a evolução da pluma de bolhas no espaço são resolvidas numericamente utilizando o algoritmo de 4ª. ordem de Runge-Kutta.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A Figura 2 mostra um exemplo do ajuste do modelo a dados experimentais disponíveis na literatura para se obter valores para os parâmetros α e γ . Observe que as condições experimentais utilizadas para o ajuste dos referidos parâmetros englobou profundidades de água H_d variando entre 3,7 e 60 m, e vazões de ar $Q_{a,ATM}$ variando entre 0,0002 e 0,59 m³/s (ver KOBUS, 1968; TOPHAM, 1975; FANNELOP & SJOEN, 1980; MILGRAM & VAN HOUTEN, 1982; MILGRAM, 1983), resultando em valores para o parâmetro adimensional β ($\sim Q_{a,ATM}/H_d$) de 0,01 a 2,699. Os resultados indicam que o modelo integral utilizado descreve bem o decaimento da velocidade e a variação do raio da pluma para diferentes condições experimentais. Os valores ajustados de α foram diretamente proporcionais aos valores de β e variaram de 0,05 a 0,13, enquanto os valores de γ foram inversamente proporcionais a β e variaram de 1,0 a 2,0. Ambas as faixas estão de acordo com os valores obtidos por Milgram (1983). Para valores de $\beta > 2,0$, considerou-se um valor mínimo para $\gamma = 1,0$, o que significa que sob tais condições o fluxo de quantidade de movimento devido à turbulência é desprezível quando comparado àquele devido ao escoamento médio. De fato, isto foi observado em plumas de bolhas em larga escala (ver MILGRAM, 1983; WÜEST et al., 1992).

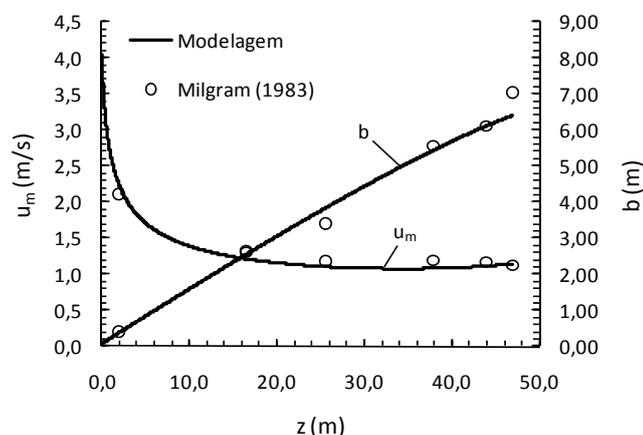


Figura 2 – Ajuste do modelo a dados experimentais disponíveis na literatura ($H_d = 50$ m, $Q_{a,ATM} = 0,59$ Nm³/s e $\beta = 2,699$).

As Figuras 3 e 4 mostram os valores ajustados de α e γ em função de β . As seguintes relações funcionais foram obtidas através de ajuste de curvas do tipo logarítmica e de potência a esses valores:

$$\alpha = 0,014 \ln(\beta) + 0,109 \quad (19)$$

$$\gamma = 1,087(\beta)^{-0,13} \quad (20)$$

Um ótimo ajuste das curvas pode ser obtido para ambos os parâmetros (α e γ), com coeficientes de determinação $R^2 \geq 0,95$. Isto sugere que as relações funcionais baseadas no parâmetro β são apropriadas para descrever o fluxo induzido por plumas de bolhas. Cabe salientar que a equação (20) é válida para $0 < \beta < 2$. Para valores de $\beta > 2,0$, considerou-se $\gamma = 1,0$, conforme justificado anteriormente.

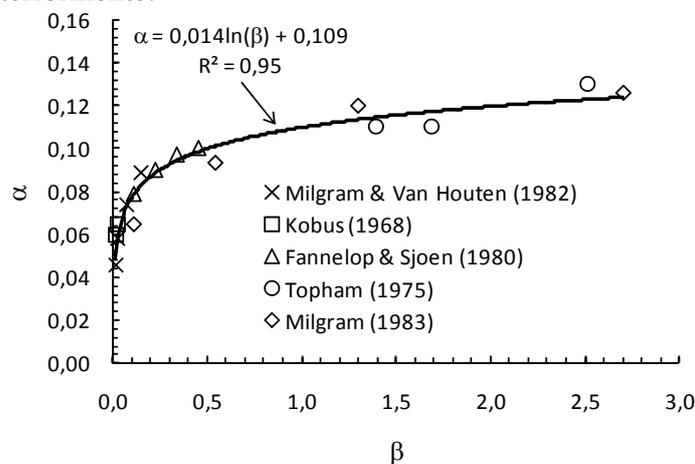


Figura 3 – Relação funcional para o coeficiente de entrada turbulenta.

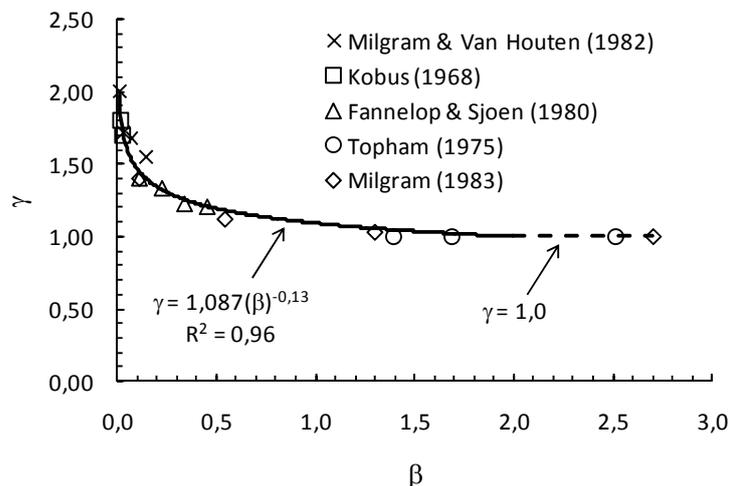


Figura 4 – Relação funcional para o fator de amplificação da quantidade de movimento.

As relações funcionais descritas pelas equações (19) e (20) (ver Figuras 3 e 4) apresentaram melhor ajuste aos valores de α e γ que aquelas sugeridas anteriormente por outros pesquisadores (ver MILGRAM, 1983; SOCOLOFSKY, 2001; SEOL et al., 2007). Portanto, espera-se que essas relações possam simular com maior grau de precisão o comportamento hidrodinâmico de plumas de bolhas. A Figura 5 mostra simulações do modelo integral para um reservatório hipotético utilizando as equações (19) e (20). Foram considerados os seguintes dados: profundidade da água no ponto de descarga de ar $H_d = 15$ m e vazões de ar $Q_{a,ATM}$ variando entre 7×10^{-4} e $3,5 \times 10^{-3}$ m³/s. Utilizando

a metodologia descrita por Mueller et al. (2002), estimou-se ainda a potência elétrica para bombear as vazões de ar supracitadas. Os resultados da modelagem forneceram vazões de circulação de água na superfície do reservatório Q_1 variando entre 0,5 e 1,7 m³/s. Isto indica que os fluxos de água induzidos variam entre 475 e 700 vezes superiores às suas respectivas vazões de ar no ponto de descarga. Portanto, pequenas vazões de ar podem ser utilizadas para gerar fortes padrões de circulação na superfície de reservatórios. Por outro lado, como as potências estimadas (entre 2,0 e 10,0 CV) foram relativamente baixas, fontes alternativas de energia eólica e/ou solar também poderiam ser utilizadas neste caso (ver HOBUS & HAGEMANN, 2003).

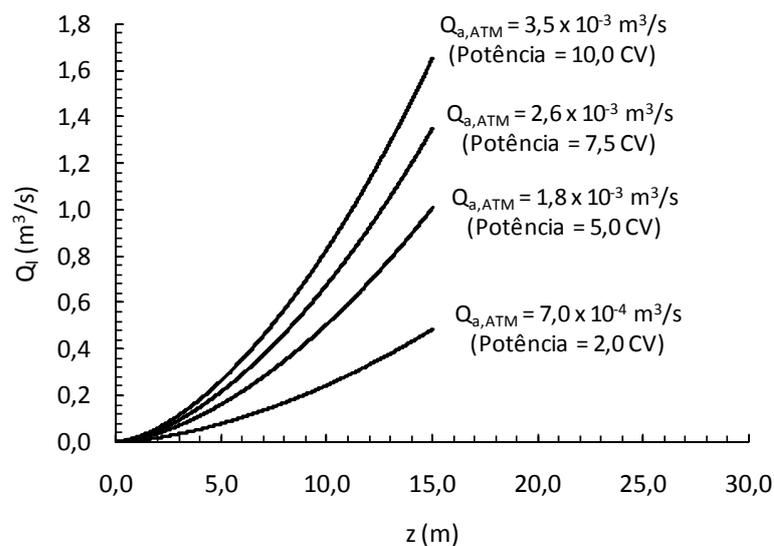


Figura 5 – Simulação do fluxo de água induzido na superfície de um reservatório hipotético através da injeção de diferentes vazões de ar. Os números entre parênteses indicam as potências elétricas estimadas para cada condição de vazão de ar.

4. CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou um modelo integral com nova parametrização para simulação da hidrodinâmica de plumas de bolhas. Embora mais simples que as parametrizações apresentadas em estudos anteriores, a nova parametrização resultou em um excelente ajuste do modelo aos dados de campo disponíveis na literatura. Além disso, foi apresentada uma aplicação prática do modelo para prever o fluxo de água induzido por essas plumas em um reservatório hipotético. Os resultados indicaram que pequenas vazões de ar (e potências elétricas relativamente baixas) seriam capazes de gerar fluxos de água significativos na superfície do reservatório. Estes resultados são importantes para analisar o impacto de aeração por ar difuso em reservatórios poluídos, seja através da suplementação dos níveis de oxigênio dissolvido ou da circulação de algas, sólidos suspensos, entre outros materiais e constituintes presentes na água.

5. AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi desenvolvido no âmbito do projeto Universal do CNPq n° 14/2011 (Processo 476430/2011-9).

REFERÊNCIAS

- COGERH (2008). “Estado Trófico dos Açudes: Últimos Resultados, Dezembro de 2008”. <http://portal.cogerh.com.br>
- DITMARS, J. D., CEDERWALL, K. (1974). “Analysis of air-bubble plumes”. Proc. of the 14th Conf. on Coastal Engrg., Copenhagen, 2209-2226.
- FANNELOP, T. K., SJOEN, K. (1980). “Hydrodynamics of underwater blowouts”. AIAA 8th Aerospace Sciences Meeting, January 14-16, Pasadena, CA, AIAA paper, 80-0219.
- HOBUS, I., HAGEMANN, W. (2003). “Renewable energy for the aeration of wastewater ponds”, Water Science and Technology, 48 (2), 365-372.
- KOBUS, H. (1968). “The motion of bubbles in liquids”. In: Characteristics of self-aerated free-surface flows - Water and waste water – Current research and practice, v. 10, Rao, L., Kobus, H. (Ed.), Erich Schmidt Verlag, Berlin, Germany.
- LIMA NETO, I. E. (2007). “Gas Injection in Water for Artificial Aeration and Circulation”, Tese de Doutorado, Universidade de Alberta, Canadá.
- LIMA NETO, I. E., ZHU, D. Z., RAJARATNAM, N. (2008a). “Air Injection in Water with Different Nozzles”. Journal of Environmental Engineering, ASCE, 134 (4), 283-294.
- LIMA NETO, I. E.; ZHU, D.Z.; RAJARATNAM, N. (2008b). “Bubbly jets in stagnant water”. International Journal of Multiphase Flow, v. 34, n. 12, p. 1130-1141.
- LIMA NETO, I. E., ZHU, D. Z., RAJARATNAM, N. (2008c). “Effect of Tank Size and Geometry on the Flow Induced by Circular Bubble Plumes and Water Jets”. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 134 (6), 833-842.
- MILGRAM, H. (1983). “Mean flow in round bubble plumes”. J. Fluid. Mech., 133, 345-376.
- MILGRAM, H. J., VAN HOUTEN, R. J. (1982). “Plumes from sub-sea well blowouts”. In Proc. of the 3rd Intl. Conf., BOSS, Vol. I, 659 – 684.
- MUELLER, J. A., BOYLE, W. C., PÖPEL, H. J. (2002). “Aeration: Principles and Practice”. CRC Press, New York.
- OLIVEIRA, L. H. W., POLL, L. C., BITTENCOURT, A. G., PEREIRA, C. A. A. O., FRENCH, J. (1997). “Dimensionamento de sistema de aeração por circulação artificial da coluna d’água para o reservatório Guarapiranga, em São Paulo”. In: 19º CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA SANITÁRIA E AMBIENTAL, Anais, Foz do Iguaçu: ABES, p. 1302-1331.
- SAHOO, G. B., LUKETINA, D. (2006). “Response of a Tropical Reservoir to Bubbler Destratification”. Journal of Environmental Engineering, ASCE, 132 (7), 736-746.
- SEOL, D. G., BHAUMIK, T., BERGMANN, C., AND SOCOLOFSKY, S. A. (2007). “Particle image velocimetry measurements of the mean flow characteristics in a bubble plume.” J. Eng. Mech., 133(6), 665–676.
- SOCOLOFSKY, S. A. (2001). “Laboratory experiments of multi-phase plumes in stratification and crossflow”. Tese de Doutorado, MIT, 233p.
- TOPHAM, D. R. (1975). “Hydrodynamics of an oilwell blowout”. Technical Report 33, Beaufort Sea, Institute of Ocean Sciences, Sidney, B.C., Canada.
- VON SPERLING, M. (1996). “Introdução à qualidade das águas e ao tratamento de esgotos – princípios do tratamento biológico de águas residuárias”, v. 1, DESA-UFMG, ABES, Belo Horizonte.
- WÜEST, A., BROOKS, N. H., IMBODEN, D. M. (1992). “Bubble plume modeling for lake restoration”. Wat. Resour. Res., 28 (12), 3235-3250.