

Perdas de Carga em Reatores Aeróbios de Leito Fluidizado com Circulação

Milton Dall'Aglio Sobrinho, Humberto Carlos Ruggeri Júnior, Dib Gebara

Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – FEIS-UNESP
 milton@dec.feis.unesp.br

Recebido: 23/11/04 – revisado: 18/01/05 – aceito: 03/10/06

RESUMO

A maioria dos modelos hidrodinâmicos para reatores de leito fluidizado por jatos de ar utiliza um coeficiente global de perda de carga, sem levar em conta os efeitos do intercâmbio de energia entre as fases líquida e gasosa. Essa abordagem dificulta a generalização dos resultados experimentais e abriga inconsistências que podem levar a valores absurdos de perda de carga, conforme é demonstrado por este trabalho, que se vale de levantamentos experimentais em modelos de reatores em escala de laboratório. Merchuck et al. (1995) propuseram um modelo matemático para descrever as perdas nas diversas regiões dos reatores, que leva em consideração o intercâmbio de energia entre as fases gasosa e líquida, proporcionando um avanço na modelagem dos reatores aeróbios de leito fluidizado com circulação. Apesar de mais realista, a aplicação do modelo de Merchuck aos dados obtidos neste trabalho em um reator de tubos concêntricos com 6 m de altura, diâmetro interno de 0,10 m e externo de 0,20 m, revelou que os resultados dependem fortemente da vazão de recirculação de gás para o tubo de subida. Portanto, a correta avaliação das perdas depende da medição precisa da vazão de ar no tubo de descida, uma variável de difícil determinação experimental. Conclui-se que, apesar do avanço representado pelos modelos que consideram as trocas de energia entre as fases, é desejável o desenvolvimento de equações mais gerais para a obtenção das perdas de carga, em função da geometria do reator e dinâmica do escoamento e sua validação com resultados experimentais.

Palavras-chave: Reator Aeróbio, Hidrodinâmica de Reatores, Perda de Carga, Sistema Bifásico.

INTRODUÇÃO

Os reatores aeróbios de leito fluidizado vêm demonstrando uma boa eficiência na remoção da matéria orgânica. A interação entre as três fases (sólida, líquida e gasosa) torna estes dispositivos misturadores ideais. A alta densidade do conjunto biomassa e fase sólida permite um maior tempo de permanência da biomassa ativa, reduzindo o tempo de detenção hidráulica. Desta maneira pode-se tratar um grande volume de esgoto com baixos tempos de detenção em uma pequena área de ocupação. A formação do biofilme depende da estrutura física do suporte (Nicoletta et al., 2000) e também, como vem sendo relatado na literatura, do comportamento hidrodinâmico dos reatores.

Os reatores aeróbios com circulação possuem duas regiões conectadas onde o meio, em uma região, circula em fluxo ascendente constituindo o tubo de subida e na outra região em fluxo do topo para a base constituindo o tubo de descida. A figura 1 mostra o esquema de um reator deste tipo. Os pontos definem os limites das 5 regiões em que pode ser dividido o reator: tubo de subida, topo, tubo

de descida, base e o separador de ar, situado entre o topo e o ponto 1, de liberação do ar injetado.

O gás ou ar é injetado na base e move-se em fluxo ascendente no tubo de subida. Dependendo da velocidade de circulação do líquido, as bolhas de ar podem ser arrastadas para o tubo de descida. A intensidade deste fenômeno define os chamados regimes de circulação das bolhas. Com velocidades pequenas do líquido o tubo de descida pode estar sem a presença de bolhas, constituindo o Regime I. Com o aumento da velocidade o tubo de descida pode ficar parcialmente preenchido, operando no Regime II. O regime II estende-se até o momento em que todo o tubo de descida encontra-se totalmente preenchido pelas bolhas. A partir deste ponto o aumento da velocidade do líquido começa a arrastar as bolhas novamente para o tubo de subida, constituindo o Regime III. No regime III o fluxo de massa de ar no tubo de subida é maior que o fluxo injetado, devido à parcela de recirculação.

A diferença entre o gás retido nos dois tubos cria uma diferença de massa específica média do conjunto líquido-gás, sendo esta responsável pela circulação da fase líquida. Dependendo da velocidade da fase líquida, as partículas sólidas irão começar a circular com o líquido.

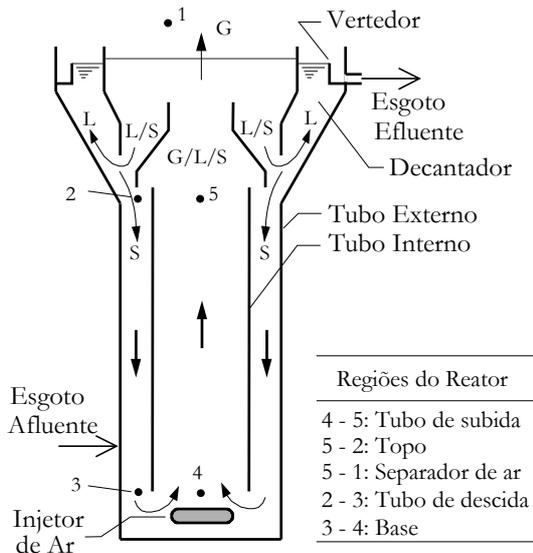


Figura 1 - Representação esquemática do reator. Adaptado de Heijnen et al. (1992).

O desenvolvimento de modelos hidrodinâmicos que descrevam o comportamento hidráulico dos reatores é essencial para otimizar sua utilização nos diversos ramos da biotecnologia e tratamento de águas residuárias.

Em geral os modelos apresentados na literatura, como Chisti et al. (1987) e Heijnen et al. (1997), empregam balanços de energia considerando apenas a parte líquida, para desenvolver relações envolvendo coeficientes de perda de carga para prever as velocidades de circulação. Por não considerar que o líquido recebe trabalho da fase gasosa, modelos deste tipo podem levar a valores absurdos para as perdas de carga.

Conforme Merchuck et al. (1995), os mecanismos de perda de energia em reatores *air-lift* são o atrito com a parede e a dissipação da energia associada ao movimento das bolhas. O modelo de perturbação das bolhas (*bubble wake*) proposto por Schmidt et al. (1992, apud Merchuck et al., 1995) mostra que a perturbação do líquido pela presença das bolhas associa um efeito laminar criado por um gradiente de velocidades próximo à superfície das bolhas similar ao que ocorre próximo a uma superfície sólida, e uma dissipação turbulenta na esteira das bolhas.

BALANÇO DE ENERGIA

O modelo matemático apresentado neste item foi proposto por Merchuck et al. (1995) para superar as inconsistências dos modelos baseados apenas em balanços na fase líquida.

O esquema da figura 1 mostra a localização dos cinco pontos que serão considerados nas expressões matemáticas. O tubo de subida situa-se entre os pontos 4 e 5. O gás é injetado na base do tubo de subida, com a pressão do ponto 4. No topo do reator ocorre a separação entre as fases líquida e gasosa, sendo que todo o líquido é encaminhado ao tubo externo, de descida, seguindo o trajeto indicado entre os pontos 5 e 2. A separação do gás pode ser total, definindo o trajeto entre 5 e 1, mas considera-se que parte do gás pode recircular pelo tubo de descida, seguindo o trajeto indicado entre os pontos 5 e 2. Portanto, o modelo agrupa duas regiões físicas do reator (topo e separador de fases) numa única divisão conceitual. A base do reator situa-se entre os pontos 3 e 4.

O balanço global da energia pode ser escrito em termos de potência conforme segue:

$$\Delta(PQ) + \Delta E_p + E_d = W_s \quad (1)$$

Sendo P a pressão do meio e Q a vazão do líquido, verifica-se que a primeira parcela do primeiro membro representa a variação da potência líquida, enquanto que a segunda parcela do primeiro membro representa a variação, por unidade de tempo, da energia potencial do sistema. E_d está relacionado à potência dissipada e W_s é o trabalho realizado por unidade de tempo pelo sistema considerado.

Uma representação esquemática dos fluxos de massa e energia considerados no modelo é apresentada na figura 2, considerando a divisão do reator nas 4 zonas já referidas.

Observa-se na figura 2 que ao longo da subida, entre os pontos 4 e 5, o gás realiza trabalho sobre o líquido por meio da expansão das bolhas de gás devido à progressiva diminuição das pressões. No trajeto da descida ocorre o contrário, com o líquido cedendo energia ao gás por meio da compressão das bolhas. Considera-se que essas trocas de energia entre o gás e o líquido são realizadas por meio de trabalho reversível, ou seja, sem perda de energia.

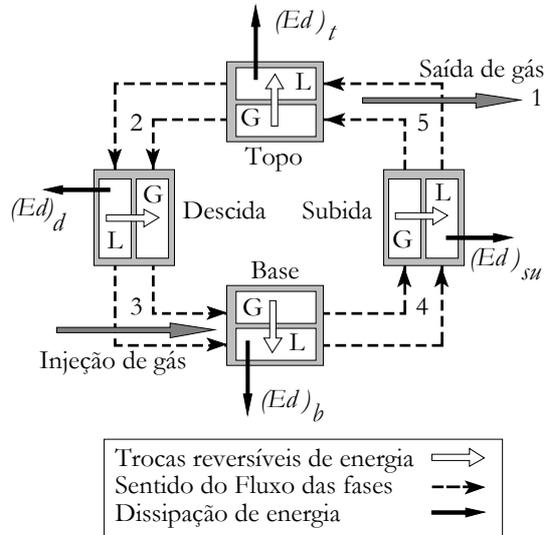


Figura. 2 - Representação esquemática da circulação do meio entre as 4 regiões do reator com as trocas de energia entre as fases. Fonte: adaptado de Merchuk et al. (1995).

No tubo de subida a equação do balanço de energia da fase gasosa para expressar o trabalho realizado pela expansão isotérmica do ar, considerado como gás perfeito, é dada por:

$$(Ws)_{g,su} = Q_{g,su} P_4 \ln\left(\frac{P_5}{P_4}\right) \quad (2)$$

sendo:

$(Ws)_{g,su}$ = trabalho realizado por unidade de tempo pela fase gás no tubo de subida;

$Q_{g,su}$ = vazão de ar no tubo de subida;

P_i = pressão absoluta no ponto i .

Observa-se na equação (2) que a vazão de ar no tubo de subida não é necessariamente igual à vazão de ar introduzida pelo injetor porque pode haver recirculação de parte do fluxo injetado.

O balanço de energia na fase líquida no tubo de subida é expresso por:

$$Q_L (p_5 - p_4) + Q_L \rho_L g H + (Ed)_{su} = Ws_{L,su} \quad (3)$$

sendo:

$(Ws)_{L,su}$ = trabalho realizado por unidade de tempo pela fase líquida no tubo de subida;

$(Ed)_{su}$ = potência dissipada no tubo de subida;

Q_L = vazão da fase líquida;

ρ_L = massa específica da água;

H = altura do tubo indutor de movimento;

p_i = pressão relativa no ponto i.

Uma vez que o trabalho realizado pelo gás é ganho no líquido, tem-se:

$$(Ws)_{g,su} = -(Ws)_{L,su} \quad (4)$$

Portanto a potência dissipada no tubo de subida fica:

$$(Ed)_{su} = Q_L (p_4 - p_5) - \rho_L Q_L g H - Q_{g,su} P_4 \ln\left(\frac{P_5}{P_4}\right) \quad (5)$$

Para o topo do reator, o balanço de energia na fase gasosa segue a equação:

$$(Ws)_{g,t} = Q_{ar} P_4 \ln\left(\frac{P_1}{P_5}\right) + Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_2}{P_5}\right) \quad (6)$$

sendo: Q_D = vazão de gás no tubo de descida;

Q_{ar} = vazão de ar introduzida pelo injetor;

$(Ws)_{g,t}$ = trabalho por unidade de tempo realizado pelo gás no topo;

P_i = pressão absoluta no ponto i.

O balanço de energia na fase líquida, no topo, é dado por:

$$(Ws)_{L,t} = Q_L (p_2 - p_5) + (Ed)_t \quad (7)$$

sendo: $(Ws)_{L,t}$ = trabalho por unidade de tempo realizado pela fase líquida no topo;

$(Ed)_t$ = potência dissipada no topo.

O termo de energia potencial foi desconsiderado devido a não haver mudança de energia potencial no topo do reator.

Da mesma forma que na subida, tem-se que o trabalho realizado pelo gás é ganho pela fase líquida:

$$(Ws)_{g,t} = -(Ws)_{L,t} \quad (8)$$

Substituindo as equações (6) e (7) na equação (8) e reajustando os termos, tem-se a potência dissipada no topo:

$$(Ed)_t = Q_L (p_5 - p_2) - Q_{ar} P_4 \ln\left(\frac{P_1}{P_5}\right) - Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_2}{P_5}\right) \quad (9)$$

O balanço de energia no tubo de descida segue o mesmo desenvolvimento empregado no tubo de subida. Mas agora é o líquido que realiza trabalho de compressão do gás. Para o esquema da figura 2, o trabalho por unidade de tempo realizado pelo gás no tubo de descida, $(Ws)_{g,d}$, é:

$$(Ws)_{g,d} = Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_3}{P_4}\right) \quad (10)$$

E o balanço de energia da fase líquida segue a equação:

$$Q_L(p_3 - p_2) - Q_L \rho_L g H + (Ed)_d = (Ws)_{L,d} \quad (11)$$

sendo: $(Ws)_{L,d}$ = trabalho realizado pelo líquido por unidade de tempo no tubo de descida.

Usando desenvolvimento similar ao já empregado para obter a equação (5), a potência dissipada no tubo de descida pode ser escrita como:

$$(Ed)_d = Q_L(p_2 - p_3) + \rho_L Q_L g H - Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_3}{P_2}\right) \quad (12)$$

Na equação (12) as duas primeiras parcelas do segundo membro indicam o ganho de energia do líquido e a terceira parcela representa a energia usada para comprimir o gás.

Embora não seja possível prever exatamente o valor de Q_D pelo modelo proposto por Merchuk, é possível estabelecer a faixa de valores em que a vazão de ar no tubo de descida pode variar. O menor valor possível para Q_D é igual a zero, ou seja, quando não ocorre recirculação de bolhas. Ao considerar que existe uma certa vazão de ar recirculando, deve-se lembrar que a energia utilizada pelo líquido para comprimir estas bolhas ao longo do trajeto na descida não constitui uma perda (irreversibilidade), pois ela é armazenada nas bolhas pelo aumento de pressão e diminuição de volume, podendo ser recuperada durante a subida.

A potência dissipada no líquido no tubo de descida é igual a soma de dois fatores:

$$(Ed)_d = Ed_{parede} + Ed_L \quad (13)$$

$$Ed_{parede} = \rho_L Q_L C_d \frac{V_{L,d}^2}{2}$$

Sendo C_d um coeficiente empírico de perda de carga e Ed_L a energia dissipada por unidade de tempo no interior da fase líquida pelos efeitos, den-

tre outros, de esteiras das bolhas e de tensões de cisalhamento junto às bolhas. Portanto:

$$(Ed)_d = \frac{1}{2} \rho_L C_d A_d (1 - \varepsilon_d) V_{L,d}^3 + Ed_L \quad (14)$$

em que: $V_{L,d}$ = velocidade da fase líquida;
 A_d = área do tubo de descida;
 ε_d = fração volumétrica de gás na descida;

Merchuck et al. (1995) não apresentam informações que permitam calcular C_d a partir de características do escoamento. Apenas informam valores variando entre 1 e 3 em reatores com circulação em tubos concêntricos.

Igualando-se as equações (12) e (14) e explicitando Q_D obtém-se:

$$Q_D = \frac{Q_L[(p_2 - p_3) + \rho_L(gH - CdV_{L,d}^2/2)] - Ed_L}{P_4 \ln(P_3/P_2)} \quad (15)$$

Assim, como a energia para a compressão das bolhas é cedida pelo líquido, ela será maximizada quando a dissipação na fase líquida Ed_L for nula, de forma que toda energia disponível seja usada para comprimir o ar, estabelecendo um valor teórico máximo para Q_D .

Para a base do reator o balanço de energia na fase gasosa é dado por:

$$(Ed)_{g,b} = Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_4}{P_3}\right) \quad (16)$$

sendo: $(Ed)_{g,b}$ = potência dissipada na fase gás na base.

No trajeto através da base não há mudança de energia potencial do líquido. A expressão para o balanço de energia na fase líquida é definida conforme segue:

$$(Ws)_{L,b} = Q_L(p_4 - p_3) + (Ed)_b \quad (17)$$

sendo: $(Ws)_{L,b}$ = trabalho realizado pelo líquido na base por unidade de tempo.

Fazendo uma analogia com a dedução desenvolvida para o topo do reator, a equação da potência dissipada na base, $(Ed)_b$, é dada por:

$$(Ed)_b = Q_L(p_3 - p_4) - Q_D P_4 \ln\left(\frac{P_4}{P_3}\right) \quad (18)$$

MATERIAIS E MÉTODOS

A figura 3 apresenta um esquema da instalação experimental.

A bancada é constituída por dois modelos de reatores confeccionados em PVC, cujas alturas para experimentação situaram-se ao redor de 6 metros. Para facilitar a aquisição dos dados, o reator foi montado em tubos paralelos. No tubo de descida foi colocado um tubo concêntrico de diâmetro igual ao de subida de maneira a criar uma região anular. Tubos horizontais de acrílico de 100mm de diâmetro foram utilizados no topo e na base para conectar o tubo de subida ao tubo de descida. Tanto a base como o topo dos reatores possuem geometria idêntica.

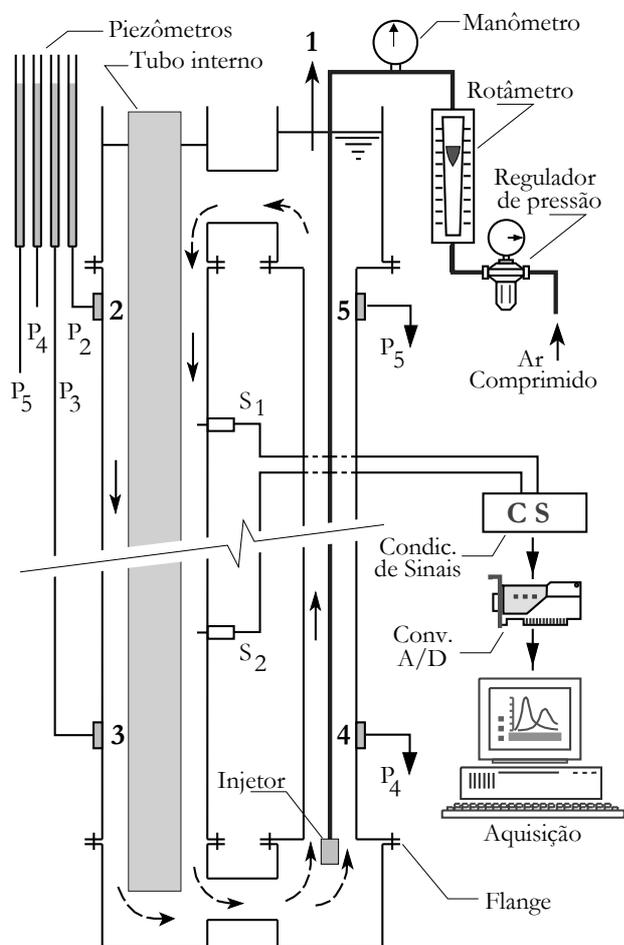


Figura 3 - Esquema da bancada experimental. Os pontos 1 a 5 são usados nas equações; S_1 e S_2 representam as sondas de condutividade elétrica

Os diâmetros dos tubos de subida foram de 100mm e de 150mm. No tubo de descida manteve-se o diâmetro externo de 200mm, variando-se o diâmetro do tubo interno de acordo com o diâmetro do tubo utilizado na subida. Neste trabalho são apresentados os dados obtidos com a configuração 200-100, ou seja, com o tubo de subida de 100mm e a descida no espaço anular entre os tubos de 200mm e 100mm.

Distribuídas ao longo do tubo de subida e tubo de descida estão as tomadas de pressão, conectadas a um painel por meio de mangueiras transparentes, formando este conjunto um quadro de piezômetros. Para este trabalho foram utilizados apenas os dados das tomadas 2, 3, 4 e 5, indicadas na figura 3, que correspondem aos pontos que delimitam as 4 regiões do reator consideradas no modelo.

O injetor de ar foi construído em PVC com diâmetro de 40 mm e perfurado em 6 carreiras de 36 furos com 1 mm de diâmetro e um espaçamento de 3 mm entre as carreiras. O injetor foi locado a cerca de 50 cm da base do reator e conectado a um compressor de ar. Uma válvula reguladora de pressão foi utilizada para manter constante a pressão de saída e um rotâmetro foi utilizado para medir as vazões de ar. Um manômetro de Bourdon foi instalado na tubulação de ar para verificação do funcionamento normal do injetor.

As pressões necessárias foram determinadas por meio dos piezômetros instalados no início e fim de cada uma das regiões do reator, nos pontos representados pelos números 2, 3, 4 e 5 na figura 3. A partir das leituras y_i no piezômetro instalado no ponto i , situado à cota z_i pode-se determinar a carga total da fase líquida do ponto i :

$$h_i = \frac{p_i}{\gamma_L} + z_i + \frac{V_{L,i}^2}{2g} = \frac{y_i}{\gamma_L} + z_i + \frac{V_{L,i}^2}{2g} \quad (19)$$

A variação da carga total da fase líquida entre dois pontos i e j situados no percurso do reator é dada por:

$$h_j - h_i = \frac{\gamma(y_j - y_i)}{\gamma_L} + (z_j - z_i) \quad (20)$$

Na equação (20) foi desprezada a diferença de cargas cinéticas que ocorre devido à variação do conteúdo volumétrico de ar entre as duas seções. Uma análise numérica com as velocidades e frações volumétricas de ar envolvidos no trabalho permite verificar que este erro é de no máximo 0,01m.

Observa-se que as variações de carga da fase líquida ao longo de cada percurso podem ser positivas ou negativas, dependendo do sentido das trocas de energia com a fase gasosa. As irreversibilidades ou perdas de carga ocorridas ao longo de um percurso, entretanto, devem ser sempre positivas.

As perdas de carga no reator foram determinadas a partir do balanço global de energia com base no modelo de Merchuck et al. (1995) e com as suposições de que o gás é ideal e o processo de expansão e compressão do ar ao longo do percurso pelo reator é isotérmico.

Perdas de carga no tubo de subida:

Com base na equação (5), com a carga de pressão no início da subida (Ponto 4) representada pela leitura y_4 do piezômetro e com y_5 representando a carga na tomada 5, situada no final do tubo de subida, e sendo H a diferença de cotas entre os dois pontos considerados, a perda de carga, ou variação irreversível da energia por unidade de peso da fase líquida é dada por:

$$\Delta H_{su} = \frac{\rho}{\rho_L}(y_4 - y_5) - H - \frac{Q_{ar} \rho (y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma})}{Q_L \rho_L} \ln \left(\frac{\gamma y_5 + P_{at}}{\gamma y_4 + P_{at}} \right) \quad (21)$$

em que ρ = massa específica da água no piezômetro
 ρ_L = massa específica da fase líquida do reator
 γ = peso específico da água
 P_{at} = pressão atmosférica, absoluta.

Perdas de carga no tubo de descida:

Para determinar este termo, com base na equação (12), surgiu a necessidade de se estimar a vazão de ar (Q_D) no tubo de descida, uma vez que esta variável não foi medida experimentalmente.

Considerando Ed_L nulo na equação (15), conforme a argumentação anterior proposta por Merchuck et al. (1995), pode-se explicitar a vazão de gás Q_D . Dividindo e multiplicando a equação assim obtida por $\gamma_L Q_L$, resulta em:

$$Q_D = \frac{\frac{p_2 - p_3}{\gamma_L} + \frac{\gamma}{\gamma_L} H - \frac{\rho_L Cd}{2\rho_L g} V_{L,d}^2}{\frac{p_5}{\gamma_L Q_L}} \quad (22)$$

Em função das leituras dos piezômetros obtidas no ensaio a equação (22) para a máxima vazão de ar Q_D pode ser escrita da seguinte forma, considerando a massa específica do líquido no reator igual à da água nos piezômetros:

$$Q_D = \left(\frac{y_2 - y_3 + \frac{\gamma}{\gamma_L} (H - \frac{Cd}{2g} V_{L,d}^2)}{(y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma}) \ln \left(\frac{\gamma y_3 + P_{at}}{\gamma y_2 + P_{at}} \right)} \right) Q_L \quad (23)$$

Considerando que a vazão real que ocorre no tubo de descida seja igual à máxima vazão possível, dada pela equação (23), torna-se possível a determinação da energia dissipada no tubo de descida. Entretanto, para o cálculo é necessário conhecer o coeficiente de perdas de carga Cd que leva em conta a energia dissipada nas paredes. Sem maiores informações que permitam estimar Cd em função das características geométricas e dinâmicas do escoamento, foi adotado, após análise de sensibilidade sobre os resultados obtidos com Cd variando entre 1 e 3, o valor $Cd = 1,5$. Portanto, o valor da vazão de ar previsto pelo modelo de Merchuck no tubo de descida foi aproximado.

Finalmente, adotando o procedimento já utilizado para o tubo de subida, a dissipação na descida, em termos de carga hidráulica em metros de coluna de água, pode ser escrita na forma:

$$\Delta H_d = \frac{\gamma}{\gamma_L}(y_2 - y_3) + H - \frac{\gamma Q_D}{\gamma_L Q_L} (y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma}) \ln \left(\frac{\gamma y_3 + P_{at}}{\gamma y_2 + P_{at}} \right) \quad (24)$$

Perdas de carga no topo :

Baseando-se na equação (9), considerando que não há variação da energia potencial (mesma cota) e com as leituras dos piezômetros correspondentes aos pontos 5 e 2 a carga dissipada no topo fica:

$$\Delta H_t = \frac{\rho}{\rho_L} \left[(y_5 - y_2) - \frac{Q_{ar}}{Q_L} (y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma}) \ln \left(\frac{P_{at}}{\gamma y_5 + P_{at}} \right) \right] - \frac{Q_D}{Q_L} (y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma}) \ln \left(\frac{\gamma y_2 + P_{at}}{\gamma y_5 + P_{at}} \right) \quad (25)$$

Perdas de carga na base

As perdas na base ocorrem no percurso entre os pontos 3 e 4, sendo dadas pela equação a

seguir, escrita com base na equação (18):

$$\Delta H_b = y_3 - y_4 - \frac{Q_D}{Q_L} \left(y_4 + \frac{P_{at}}{\gamma} \right) \ln \left(\frac{\gamma y_4 + P_{at}}{\gamma y_3 + P_{at}} \right) \quad (26)$$

As equações anteriores descrevem o cálculo das perdas localizadas e distribuídas nas diversas regiões do reator, a partir das leituras dos piezômetros.

Determinação das velocidades de circulação:

As velocidades de circulação induzidas pelo jato de ar foram determinadas utilizando traçadores salinos, por meio de um sistema de aquisição de dados de condutividade elétrica da água, desenvolvido especialmente para este trabalho e cujos detalhes podem ser encontrados em Guardia Fiho (2001).

O método utilizado vale-se da advecção de uma nuvem de traçador, formada após lançamento instantâneo no topo do reator, para determinar a velocidade por meio do tempo decorrido entre a passagem por duas sondas instaladas no reator, com distância entre si conhecida.

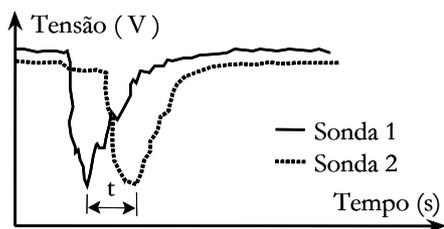


Figura 4 - Resultado esperado das leituras de ensaio com traçador nos reatores.

A figura 4 apresenta qualitativamente o comportamento que se espera nas leituras efetuadas durante a passagem da água com traçador pelas sondas. Os picos representam o instante em que a maior concentração da nuvem de traçador passa pela sonda, diminuindo a tensão. Assim é possível identificar o intervalo de tempo t, representando o tempo necessário para que o traçador percorra a distância entre as duas sondas. Conhecendo-se a distância entre as duas sondas a velocidade de circulação do tubo de descida é determinada.

A primeira sonda foi instalada a 108,5 cm da base e a segunda a uma distância de 2 metros acima da primeira, no tubo de descida. Foi utilizado como

traçador uma solução de NaCl a uma concentração de 100 g/l inserida no topo do modelo

Para o tubo de subida, a velocidade do líquido poderá ser calculada pela aplicação da equação da continuidade:

$$V_{L, su} = \frac{V_{L, d} \times A_d (1 - \epsilon_d)}{A_{su} (1 - \epsilon_{su})} \quad (27)$$

sendo: V_L = velocidade do líquido;

ϵ = fração volumétrica de gás;

A = área dos tubos;

su, d = índices referentes a subida e descida.

A vazão de circulação, tanto no tubo de subida quanto no de descida, pode ser calculada como sendo:

$$Q_L = A_{su} (1 - \epsilon_{su}) V_{L, su} = A_d (1 - \epsilon_{g, d}) V_{L, d} \quad (28)$$

RESULTADOS E DISCUSSÃO

A medição das pressões nos pontos situados no início e final dos tubos de subida e descida permitiu avaliar a energia da fase líquida, bem como avaliar as perdas de carga (irreversibilidades), segundo a metodologia adotada, com os resultados apresentados a seguir.

O gráfico da figura 5 condensa os dados obtidos, apresentando a evolução das cargas totais da fase líquida na base (tomada 4) e no topo (tomada 5) do tubo de subida, com diâmetro de 100 mm e no topo (tomada 2) e base (tomada 3) do tubo de descida.

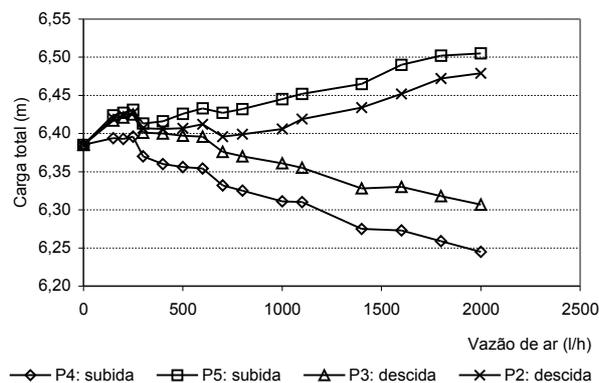


Figura 5 - Cargas totais em função da vazão de ar.

Com a vazão de ar nula, ou seja, com o reator com meio estático, todos os pontos possuem a mesma carga total, de cerca de 6,38m, sendo que a carga potencial dos pontos altos compensa a diminuição da carga de pressão. A partir deste ponto único, verifica-se que as cargas diminuem na base do tubo de subida à medida que aumenta a vazão de ar, chegando a cerca de 6,25m para 2000l/h de ar injetado. Com isso conclui-se que a pressão na base do tubo de subida diminui com o aumento da vazão de ar injetado e, portanto, com o aumento da velocidade de circulação. Este resultado é bastante diferente do esperado em meio constituído apenas da fase líquida e mostra que está havendo um aumento do conteúdo volumétrico de gás, diminuindo a massa específica do meio contido no tubo de subida.

A diminuição das pressões na base é acompanhada pelo aumento verificado na tomada superior do tubo de subida (tomada 5). A pressão no ponto 5 aumenta com a vazão de ar, ou seja, quanto maior a velocidade de circulação, maior a pressão no topo do reator. Esse comportamento mostra que a injeção de ar provoca uma redistribuição da água contida no reator, devido à expansão do leito causada pelo conteúdo de ar.

O comportamento geral observado no tubo de subida repete-se no tubo de descida com menor intensidade, conforme se observa pela evolução das cargas nos pontos 2 e 3. Na base do tubo de descida, ponto 3, ocorre uma redução gradual da pressão à medida que aumenta a vazão de ar, passando de 6,38m para 6,30m com 2000l/h. No topo do reator a carga aumenta de 6,38m (estático) para 6,48m com 2000l/h de ar injetado.

Partindo de uma carga no início da descida menor que a existente no topo da subida, a água chega ao final da descida com uma carga maior que a existente na base do tubo de subida. Este comportamento reflete-se no padrão de circulação, com o meio deslocando-se sempre na direção das maiores cargas para as menores cargas. A exceção a este comportamento ocorre na subida.

A figura 5 demonstra o fato de que a fase líquida ganha energia ao longo do tubo indutor, ao passar do ponto 4 para o ponto 5 na subida, conforme se observa pela diferença entre as cargas medidas em cada vazão.

Ao percorrer o tubo de descida, passando do ponto 2 ao ponto 3 o líquido perde energia, conforme indicado pela diferença entre as cargas nas tomadas 3 e 2. A variação de energia no topo é indicada pela diferença de cargas entre os pontos 5 e 2 e, finalmente, a variação na base é dada pela

diferença entre as duas tomadas da base, pontos 3 e 4, respectivamente descida e subida.

As variações de carga da fase líquida ao longo do ciclo são melhor visualizadas no gráfico da figura 6.

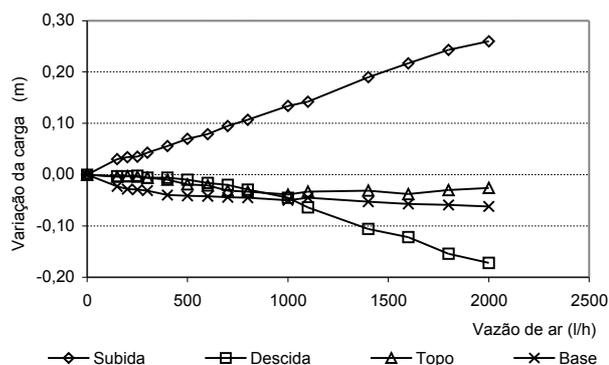


Figura 6 - Variação das cargas totais da fase líquida ao longo do percurso no reator, em função da vazão de ar.

A variação observada na carga ao longo da subida é positiva, ou seja, o meio líquido ganha energia ao percorrer o tubo. Esta situação só pode ser explicada pelo trabalho fornecido pelo ar injetado.

Ao se levar em conta o intercâmbio de energia com a fase gasosa, percebe-se que parte da variação observada ao longo da descida pode ser relativa ao trabalho de compressão das bolhas e parte devida à dissipação (irreversibilidades). Da mesma forma as variações no topo e base envolvem trocas com o gás, de forma que a simples diferença não pode ser totalmente atribuída às perdas ou irreversibilidades. Com raciocínio semelhante conclui-se que a simples diferença de energia ao longo do tubo de subida é menor que o trabalho realizado pelas bolhas ao longo da subida devido às irreversibilidades durante o percurso.

As informações experimentais das figuras 5 e 6, embora permitam explicar macroscopicamente o funcionamento do reator, não permitem a extrapolação ou a generalização dos resultados, ao incorporar os efeitos tanto da parcela reversível, facilmente calculável a partir das vazões de ar e pressões observadas, quanto da parcela irreversível. Considera-se que somente com a identificação da parcela irreversível será possível evoluir para propostas de generalização e adimensionalização dos resultados.

A principal dificuldade para aplicação da metodologia proposta para identificar a parcela

irreversível da variação de energia consiste na avaliação da vazão de circulação de ar no tubo de descida. Aplicando-se a equação (23) observa-se que a vazão de recirculação de ar, Q_D , depende de um parâmetro global relativo às perdas, dado por C_d .

Para adotar um valor de C_d efetuou-se inicialmente uma avaliação numérica da sensibilidade da equação (23) à variação dos valores de C_d . Verificou-se que valores acima de 3 levavam a resultados negativos para a vazão de ar ao serem substituídos os valores das leituras dos piezômetros obtidos em alguns ensaios, o que é fisicamente impossível. Para a vazão de ar de 2000l/h, a diferença entre as relações entre Q_D e Q_{ar} ao variar C_d entre 0 e 3 foi de 6,8%, com a relação atingindo o valor máximo de 1,22. Assim, assumiu-se um valor de C_d igual a 1,5, compatível com os valores relatados na literatura.

Com as considerações acima foram calculadas as perdas de carga (irreversibilidades) distribuídas e localizadas ao longo do percurso do reator, conforme as equações 21 (subida), 24 (descida), 25 (topo) e 26 (base), com o resultado apresentado na figura 7.

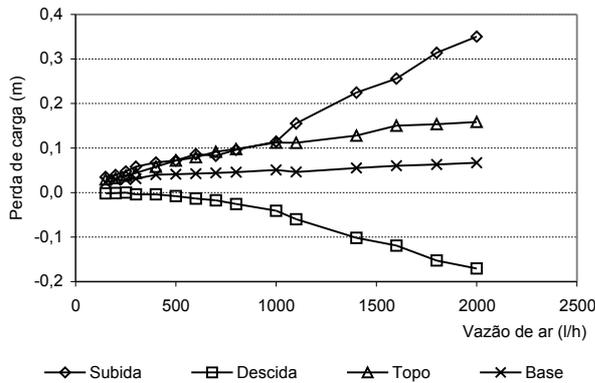


Figura 7 - Perdas de carga (irreversibilidades) do meio líquido no reator em função da vazão de ar.

Observa-se na figura 7 que a metodologia proposta, apesar da sua coerência na descrição física do escoamento, permitindo explicar o comportamento dos dados observado nas figuras 5 e 6, não foi totalmente bem sucedida no cálculo das irreversibilidades. O cálculo resultou em valores absurdos na descida, visto que as irreversibilidades só podem ser positivas. Isto indica que o valor avaliado para o trabalho efetuado pelo líquido sobre o ar foi maior que a variação da energia do líquido. Essa constata-

ção leva à conclusão de que a vazão de ar na descida foi superestimada pelo modelo de Merchuck.

Pela equação 23, conforme já exposto, a vazão de circulação de ar na descida atingiria cerca de 120% da vazão de ar injetada, uma recirculação muito alta, levando o reator ao regime III, incompatível com as observações visuais sobre a quantidade de bolhas arrastada pelo escoamento na descida.

Calculando-se as irreversibilidades com a consideração de que a vazão de ar que recircula pela descida é nula, ou seja, reator operando nos regimes I e II, foram obtidos os resultados apresentados na figura 8.

A simples observação dos gráficos das figuras 7 e 8 demonstra o quanto a determinação da carga dissipada é sensível à variação do valor da vazão de circulação de gás no tubo de descida.

Observa-se na figura 8 que a dissipação de energia na descida aumentou porque, não existindo ar para ser comprimido, toda a variação da energia medida experimentalmente foi considerada irreversível.

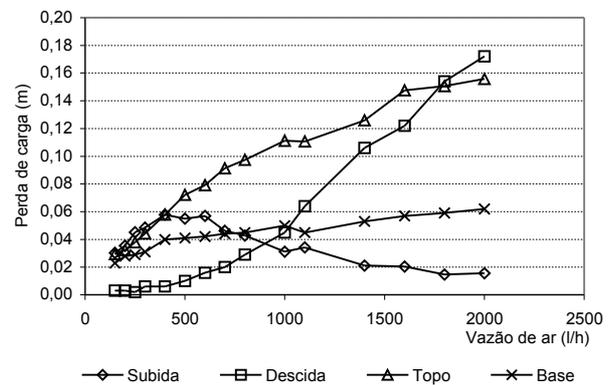


Figura 8 - Perdas de carga (irreversibilidades) da fase líquida no reator, em função da vazão de ar injetado, considerando vazão de ar nula na descida.

Observa-se ainda que, com a hipótese de vazão de recirculação nula adotada na figura 8, também ocorre diminuição da vazão de gás no tubo de subida para cada vazão de ar injetada. Com isso verifica-se que as perdas de carga distribuída na subida diminuíram na figura 8 em relação à 7, uma vez que a menor vazão de ar implica também em menos energia transferida ao líquido.

A situação real ocorrida no reator deve situar-se em algum ponto intermediário entre a situação de 120% da vazão injetada recirculando, prevista

pelo modelo de Merchuck, e a vazão de recirculação nula, que levou aos valores da figura 8.

Pode-se ter uma idéia do limite inferior das irreversibilidades no percurso ao longo do reator considerando-se o escoamento em fase única de água (sem ar), com a velocidade da fase líquida observada experimentalmente. Para tanto aplicou-se a fórmula universal a um escoamento de água, com o fator de atrito dado pela equação de Blasius (válida para tubos de paredes lisas), para calcular as perdas na subida e na seção anular de descida, considerando-se seu raio hidráulico no cálculo do número de Reynolds. Nessa condição não estarão computadas as irreversibilidades originadas pelas obstruções representadas pelas bolhas em contracorrente na descida e pela turbulência gerada nas esteiras a jusante das bolhas na subida.

Com essas considerações obteve-se para as dissipações de carga distribuídas na subida e descida os valores apresentados pelo gráfico da figura 9. Cada ponto experimental da figura 9 corresponde às vazões líquidas observadas com as vazões de ar que aparecem nas figuras 5 a 8 deste item.

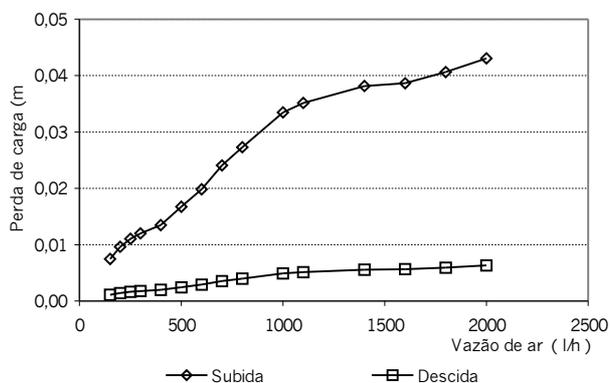


Figura 9 - Perdas de carga que ocorreriam num escoamento de água, sem ar, com as mesmas velocidades de circulação resultantes das vazões de ar indicadas.

Comparando as perdas distribuídas na subida das figuras 9 e 8 observa-se que a partir da vazão de 1000 l/h as perdas calculadas na figura 8 tornam-se menores que o mínimo indicado pelo escoamento de água em fase única. Conclui-se que as perdas são subestimadas na figura 8, pelo menos para as maiores vazões de ar, o que indica que deve existir alguma porcentagem de recirculação de ar.

Com relação às perdas na descida, observa-se que a perda considerando apenas o escoamento

da água (figura 9) seria muito menor que a observada ao se considerar vazão de recirculação nula (figura 8). Isto indica que existe uma quantidade significativa de bolhas em contracorrente, aumentando a dissipação de energia na fase líquida.

As discussões acima conduzem à constatação de que deve ocorrer alguma recirculação de gás pelo tubo de descida, pelo menos nas vazões de ar injetado superiores a 1000l/h, mas em taxas bem inferiores às indicadas pelo modelo de Merchuck et al. (1995). Também realçam a importância da determinação da vazão de recirculação de ar pelo tubo de descida.

Para ilustrar essas considerações, desenvolveu-se uma simulação que considera a recirculação de ar nula abaixo de 400l/h, e crescendo linearmente até 30% da vazão injetada para 2000l/h. Os resultados das perdas distribuídas na subida e descida são apresentados na figura 10.

Comparando os valores do gráfico da figura 10 com os previstos na figura 9 para fase única de água, observa-se que a hipótese adotada, de crescimento linear da vazão de ar recirculada fornece valores coerentemente maiores para o escoamento bifásico em todas as vazões. Comparando-se com a figura 8 observa-se um aumento da dissipação na subida e uma diminuição na descida.

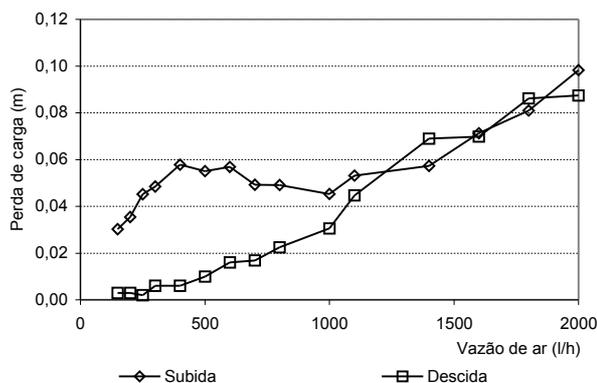


Figura 10 - Perdas de carga em função da vazão de ar, considerando vazão de ar linearmente crescente na descida.

Esses resultados indicam que o modelo de reator operou durante os ensaios de menor vazão no regime II de circulação de bolhas, atingindo posteriormente o regime III.

Portanto, as discussões deste item reforçam a necessidade de se levar em consideração as trocas de energia entre as fases no cálculo da dissipação irreversível de energia, conforme proposto por Merchuck et al. (1995). Destaca-se também a importância da determinação exata da vazão de circulação de ar no tubo de descida, sendo que a equação apresentada por Merchuck et al. para este fim mostrou-se inadequada.

CONCLUSÃO

O modelo baseado na consideração do intercâmbio de energia entre as fases líquida e gasosa permitiu explicar o comportamento observado das pressões ao longo do percurso do meio no reator aeróbio de leito fluidizado com circulação.

A equação proposta por Merchuck (1995) estimou a vazão de ar de recirculação em cerca de 120% da vazão de ar injetada, ao passo que no modelo ensaiado obteve-se evidências indiretas de que a vazão real deve crescer a partir do valor nulo até cerca de 30% da vazão injetada.

A determinação da dissipação irreversível de energia depende sensivelmente das vazões de ar envolvidas. Portanto, a correta avaliação das perdas distribuídas depende da medição precisa da vazão de ar que recircula pelo tubo externo, colocando um problema em aberto para a instrumentação de futuros ensaios em reatores.

Somente com a determinação precisa das vazões de ar nos tubos de subida e descida poderão ser desenvolvidas equações mais realistas para a taxa de recirculação de gás, fundamentais para a descrição da dinâmica de funcionamento dos reatores com base no intercâmbio de energia entre as fases líquida e gasosa.

É desejável também o desenvolvimento de equações mais gerais para a obtenção das perdas de carga, em função da geometria do reator e dinâmica do escoamento e sua validação com resultados experimentais.

AGRADECIMENTOS

À FAPESP, pelo financiamento do trabalho, Processo n° 2001/12458-4

REFERÊNCIAS

- CHISTI, M.Y.; HALARD, B.; MOO-YOUNG, M. 1987. Liquid circulation in airlift reactors. *Chemical Engineering Science*, v.43, n.3, p. 451-457.
- GUARDIA FILHO, L. E. 2001. *Sistema de aquisição de dados de condutividade elétrica e software para investigação da hidrodinâmica de reatores FBBR*. Relatório Final PIBIC-CNPq período 2000/2001 – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, UNESP, 67p.
- HEIJNEN, J.; VAN LOOSDRECHT, M.C.M.; MULDER, A.; TIJHUIS, L. 1992. Formation of biofilms in a biofilm air-lift suspension reactor. *Water Sci. Tech.*, v. 26, n.3-4, p.647-654, 1992.
- HEIJNEN, J.J.; HOLS, J.; VAN DER LANS, R.G.J.M.; VAN LEEUWEN, H.L.J.M.; MULDER, A.; WELTEVREDE, R. 1997. A simple hydrodynamic model for the liquid circulation velocity in a full-scale two-and three-phase internal airlift reactor operating in the gas recirculation regime. *Chemical Engineering Science*, v.52, p. 2527-2540.
- MERCHUK, J.C.; BERZIN, I. 1995. Distribution of energy dissipation in airlift reactors. *Chemical Engineering Science*, v.50, p. 2225-2233.
- NICOLELLA, C.; VAN LOOSDRECHT, M.C.M.; HEIJNEN, J.J. 2000. Wastewater treatment with particulate biofilm reactors. *Journal of Biotechnology*, v.80, p. 1-33.

Head loss in aerobic reactors with circulating fluidized bed

ABSTRACT

Most hydrodynamic models for air-lift fluidized bed reactors use a global head loss coefficient, without considering energy interchange between the phases. Using data from a laboratory scale model, the present study shows that this common approach makes it more difficult to generalize experimental results, with inconsistencies that can lead to unrealistic head loss values. Merchuck et al., 1995, improved the mathematical description of circulating fluidized bed aerobic reactors, with a model able to describe the energy losses in several regions of the reactor, based on the energy interchange between the liquid and gaseous phases. In spite of being more physically based, the application of Merchuck's model to experimental data obtained in this study from a 6 m-high reactor with concentric tubes with 0.20 m external and 0.10 m internal diameters, revealed a strong dependence on the results of the air flow rates circulating from the downcomer to the riser. Thus, the exact loss determination depends on precise measurements of the air

flow rates in the downcomer, a difficult experimental task. It is concluded that, despite the improvement due to the energy interchange models, it is desirable to develop and validate, with experimental data, more general equations to describe head-losses considering the reactor geometry and flow dynamics.

Key-words: Aerobic Reactor, Hydrodynamics of Reactors, Head Loss, Bi-phase System