

## MODELO ALGÉBRICO PARA SEGUIMENTO DE BOLHAS EM ESCOAMENTO HORIZONTAL GÁS-LÍQUIDO NO PADRÃO DE GOLFADAS

### Hendy T. Rodrigues

PPGEM / UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, CEP. 80230 – 901, Curitiba - PR  
hendytr@gmail.com

### Rigoberto E. M. Morales

PPGEM / UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, CEP. 80230 – 901, Curitiba - PR  
rmorales@cefetpr.br

### Eugênio S. Rosa

DE / FEM / UNICAMP, Barão Geraldo, Cx. P. 6122, CEP. 13083-970, Campinas - SP  
erosa@fem.unicamp.br

### Ricardo A. Mazza

DETF / UFPR, Av. Pref. Lothário Meissner, 3400, CEP. 80210-170, Curitiba-PR-Brasil  
ramazza@ufpr.br

**Resumo.** O trabalho desenvolve um modelo algébrico para previsão da evolução dos pistões de líquido e bolhas de gás ao longo de uma tubulação horizontal com escoamento gás-líquido no padrão de golfadas (slug flow). A motivação deste desenvolvimento é pela sua simplicidade, facilidade de aplicação, baixo custo computacional. Ele é uma ferramenta útil para gerar dados de referência para testes de consistência para modelos numéricos de segmento de bolhas e se mostrou capaz para obter estimativas em novos cenários de aplicações. O potencial deste modelo é demonstrado numa aplicação onde é analisado a influência do aumento da viscosidade da fase líquida no escoamento em golfadas. As estimativas do tamanho, velocidade, frequência e gradiente de pressão dos pistões de líquido e bolhas de gás são realizadas para escoamentos de gás-líquido numa linha horizontal de 20 metros de comprimento e diâmetro de 26 mm, envolvendo líquidos Newtonianos com viscosidade entre 1 cP e 300 cP.

**Palavras chave:** Escoamento Gás-Líquido, Golfadas, Modelo Algébrico.

### 1. Introdução

O escoamento gás-líquido no padrão de golfadas, também conhecido como 'slug flow', ocorre com frequência na produção de óleo em campos terrestres e marítimos. Este tipo de escoamento caracteriza-se pela seqüência de pistões de líquido e de bolhas alongadas de forma intermitente e irregular no tempo e no espaço o que torna a sua modelagem complexa. O pistão de líquido pode conter bolhas dispersas. Ele vem seguido por uma bolha alongada que possui um filme de líquido abaixo dela. Denomina-se por unidade um conjunto de um pistão seguido por uma bolha. Sua representação esquemática é dada na Fig. (1), LS e LB referem-se aos comprimentos do pistão e da bolha, VB e Vf a velocidade da frente da bolha e do filme e P a pressão na bolha de gás. A predição das propriedades das estruturas gás-líquido (tamanho, frequência e velocidades) assim como seu gradiente de pressão são relevantes na indústria de petróleo para o dimensionamento de linhas, de separadores gás-líquido assim como previsão do inventário de óleo e gás no reservatório.

A modelagem escoamento em golfadas de líquido se desenvolveu após a introdução do conceito de célula unitária Wallis (1969). A idéia central desta família de modelos é considerar que o escoamento seja periódico no tempo e no espaço de forma que o foco da modelagem passa a ser em apenas um conjunto pistão-bolha, denominado por célula unitária, em vista que ao longo do tempo e do espaço ele se repete dentro da tubulação. O conceito de célula unitária deu origem a uma classe de modelos. Entre os modelos que utilizam este conceito podemos citar Dukler e Hubbard (1975) pelo pioneirismo, Fernandes et al. (1983) pela aplicação em escoamentos verticais e mais recentemente Taitel e Barnea (1990a) que reporta um modelo geral para escoamentos horizontais, verticais e inclinados. Eles são populares e empregados com frequência no dimensionamento de linhas. A principal crítica que se faz a esta classe de modelos é que ela não reproduz as irregularidades espacial e temporal das golfadas nem permite a interação entre as bolhas. Além disto, para a solução do escoamento na célula unitária são necessárias correlações experimentais para o fechamento do modelo.

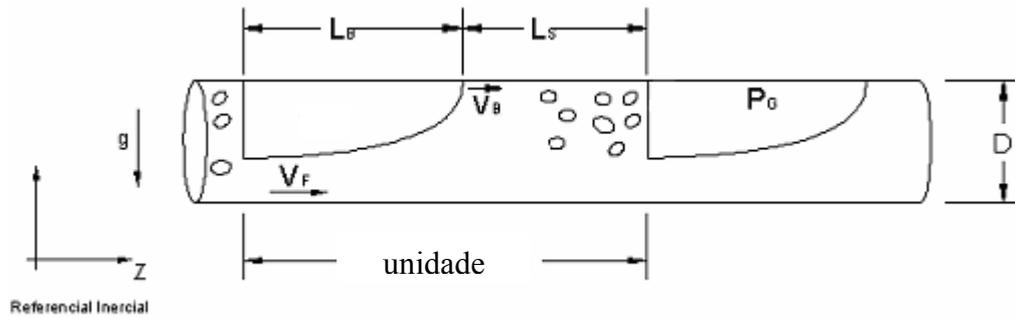


Figura 1. Esquema do escoamento intermitente líquido-gás.

Durante a década de 90 surgiram os primeiros modelos de seguimento de bolhas. Esta nova classe de modelos permite a interação entre bolhas e supera um ponto fraco do modelo de célula unitária que é sua capacidade de não reproduzir as irregularidades espacial e temporal intrínsecas do escoamento de golfadas. Também conhecidos como modelos lagrangeanos, eles seguem as bolhas e pistões ao longo do escoamento atualizando suas propriedades a cada avanço na distância e no tempo. Os primeiros modelos desta classe foram puramente cinemáticos. Taitel e Barnea (1993) propuseram um modelo de segmento de pistões de líquido em um trecho reto de tubulação e realizaram a determinação de sua distribuição de tamanhos ao longo da linha. Zheng et al. (1994) estenderam o modelo de Taitel e Barnea para terrenos com inclinação variada propondo a criação ou extinção de pistões e bolhas de líquido em função da mudança de inclinação da linha. O efeito de compressibilidade do gás foi introduzido posteriormente nos modelos por Taitel e Barnea (1998) para considerar a expansão do gás na bolha devido a queda de pressão na linha. Nydal e Banerjee (1996) propuseram um modelo dinâmico de segmento de bolhas. Eles negligenciaram o arrasto interfacial e também a aeração do pistão de líquido. Grenier (1997) desenvolve um novo esquema para segmento dinâmico de pistões e mais recentemente Franklin (2003) propõe aperfeiçoamentos ao modelo proposto por Grenier. Os modelos de seguimento dinâmico de bolhas utilizam extensivamente recursos computacionais e suas programações contêm relativa complexidade, portanto requerem um esforço de implementação maior comparado aos modelos de célula unitária.

Durante o desenvolvimento dos modelos dinâmicos de seguimentos de bolhas frequentemente se depara com a necessidade de se comparar a solução numérica obtida com uma solução previamente conhecida. Esta comparação é um teste de consistência para as rotinas implementadas. Por meio dela pode-se comparar a precisão da solução numérica contra a algébrica e estabelecer tamanhos da grade do espaço e do tempo compatíveis com a precisão que se deseja atingir. Foi para atender estas demandas que o modelo algébrico foi desenvolvido. A idéia central deste modelo é utilizar os resultados do modelo de célula unitária para definir o tamanho, frequência e velocidades na entrada do tubo e propagar as estruturas por meio do modelo algébrico de segmento de pistões. Pelo fato de ser algébrico ele contém simplificações em relação ao modelo numérico de seguimento de bolhas, entretanto sua implementação é mais simples e sua forma permite que se explore diferentes cenários de aplicação tais como mudança de viscosidade da fase líquida. Este tópico será abordado na última seção onde os dados do modelo serão comparados com os dados experimentais de campo.

## 2. Modelo Algébrico

O desenvolvimento do modelo algébrico para escoamento isotérmico, horizontal com golfadas de líquido requer que: (i) o pistão de líquido seja não-aerado, (ii) as bolhas não interajam entre si, (iii) o escoamento seja periódico na entrada do duto e (iv) a introdução e ou remoção das bolhas e pistões na linha não introduzam uma perturbação de pressão.

Se os pistões de líquido são não-aerados então todo gás é transportado pelas bolhas. Além disto, não havendo interação entre bolhas não ocorrerá coalescência e, portanto, a massa de gás contida em uma bolha permanecerá constante da sua formação no início do duto até a sua saída. Para um referencial que se move junto com uma bolha de pressão  $P$ , pode-se dizer que a velocidade superficial do gás varia ao longo do duto conforme a relação:

$$j_G(z) \cdot P(z) = j_G(L) \cdot P(L), \quad (1)$$

onde  $z$  é a coordenada ao longo do tubo cujo sentido crescente coincide com o sentido de fluxo de gás e líquido. Sua origem está em  $z = 0$  e a descarga em  $z = L$ . Denominando a velocidade superficial e a pressão de descarga da linha por  $j_{GS}$  e  $P_{atm}$ , a equação (13) passa a ser:

$$j_G(z) \cdot P(z) = j_{GS} \cdot P_{atm} \quad (2)$$

Considerando conhecidas as condições de descarga da linha, a Eq. (2) mostra que a velocidade superficial do gás em qualquer posição da linha pode ser determinada uma vez conhecido a pressão neste ponto. Como o líquido é incompressível sua velocidade superficial média,  $j_L$ , é constante ao longo do tubo e portanto, a velocidade média da mistura,  $j$ , em qualquer posição  $z$  passa a ser definida por:

$$j(z) = j_L + \frac{j_{GS} P_{atm}}{P(z)} \quad (3)$$

Se a massa de gás de uma bolha permanece constante e o escoamento é isotérmico então podemos relacionar o comprimento da bolha,  $L_B$ , sua fração de vazios,  $R_G$  e a pressão da bolha por meio de:

$$L_B(z) \cdot R_G(z) \cdot P(z) = \text{constante} \quad (4)$$

Por meio da equação (4), pode-se calcular o comprimento de bolha ou sua fração de vazio ao longo de todo o escoamento, porém, é necessário o valor da constante. Ela pode ser determinada a partir do conhecimento de  $P$ ,  $L_B$  e  $R_G$  na entrada ou na saída do duto. Este assunto será tratado mais adiante na definição das condições de entrada e equações constitutivas. Os comprimentos dos pistões,  $L_S$ , são determinados a partir do conhecimento dos comprimentos da bolhas e de sua razão de intermitência  $\beta$ , definida por  $\beta = L_B/(L_B+L_S)$ ; assim  $L_S$  é então:

$$L_S(z) = L_B(z) \cdot ((1 - \beta)/\beta) \quad (5)$$

O conjunto de equações (1) a (5) permite determinar como as velocidades superficiais do gás e do líquido, os comprimentos, a pressão e a fração de vazios variam ao longo da tubulação. A posição no tempo das estruturas gás-líquido que são propagadas na entrada do tubo são determinadas pela velocidade de translação da bolha,  $V_B$ . Para um referencial que se move junto com a bolha temos que:

$$\frac{dz}{dt} = V_B = C_0 \cdot j + C_1 \cdot \sqrt{gD} \quad (6)$$

A velocidade média de translação da bolha,  $V_B$ , é determinada pela relação cinemática proposta por Nicklin (1962) largamente aceita e confirmada por diversos trabalhos subseqüentes ( Bendiksen, 1980). Na Eq. (6)  $C_0$  e  $C_1$  são constantes e  $D$  é o diâmetro da linha. Esta relação aplica-se tanto para escoamento horizontal, inclinado ou vertical, ascendente ou descendente. Ela propõe que a velocidade de translação da bolha é proporcional a velocidade do pistão de líquido a sua frente mais um termo de deslizamento proporcional a  $(gD)^{1/2}$ .

As equações (1) a (6) constituem o modelo algébrico de propagação de bolhas. Para a sua solução é necessário o conhecimento da fração de vazios da bolha,  $R_G$ , do fator de intermitência  $\beta$  e da pressão  $P$  ao longo do tubo. Estas grandezas serão estimadas por meio de equações constitutivas e de um balanço de forças que determinará a queda de pressão.

## 2.1. Equações constitutivas

As equações constitutivas fornecem as informações necessárias para o fechamento do modelo algébrico. Estas equações são baseadas em dados experimentais. Neste trabalho serão empregadas três equações constitutivas para fechamento: (a) equação para a velocidade de propagação da frente da bolha definida na seção anterior; (b) equação para a frequência de células unitárias e (c) a equação para o fator de intermitência,  $\beta$ .

Considerando uma unidade constituída por um pistão seguido por uma bolha, a frequência de ocorrência da unidade,  $f_u$ , pode ser determinada por meio de correlações. Não há um consenso entre as equações constitutivas que melhor representam os dados experimentais. Além disto, só há disponível na literatura equações para  $f_u$  aplicadas para escoamentos horizontais. Entre elas podemos citar as correlações de  $f_u$  para escoamentos horizontais propostas por Tronconi (1990), Hill and Wood (1994) e Heywood and Richardson (1979). Uma das críticas que se faz a estes modelos é que eles não trazem uma dependência explícita com a viscosidade do líquido. Testes experimentais revelaram que nenhum deles representou de forma adequada a frequência experimental num escoamento de nitrogênio e óleo com 324 cP. Considerando as ressalvas acima, este trabalho utilizará a correlação de  $f_u$  proposta por Heywood and Richardson, Eq. (7):

$$f_u = 0,0434 \left[ \frac{j_L}{j} \left( \frac{2.02}{j} + \frac{j^2}{gD} \right) \right]^{1,02} \quad (7)$$

para líquidos com viscosidade de até 30 cP quando for necessário.

Por último é apresentada uma equação constitutiva para determinação do fator de intermitência. Não se tem conhecimento de outra equação constitutiva desta natureza na literatura. Ela foi baseada em dados experimentais obtidos de escoamentos isotérmicos com de ar-água, ar-glicerina e nitrogênio-óleo em tubulação de 29 mm de diâmetro e também de gás e óleo em tubulação com 154 mm de diâmetro. Durante os testes a viscosidade e a densidade da fase líquida variou entre 1 cP e 464 cP, e 917 kg/m<sup>3</sup> a 1188 kg/m<sup>3</sup> (Rosa, 2006). A pressão na entrada da linha variou entre 1000 KPa a 100 KPa. O melhor ajuste dos valores de  $\beta$  contra  $j_G/j$  revela um comportamento linear definido por:

$$\beta = C_2 \cdot (j_G/j) + C_3. \quad (8)$$

Os valores das constantes  $C_2$  e  $C_3$  tem valores diferentes para cada configuração do escoamento e são apresentados na seção de resultados (Tabela 1).

Com o auxílio das Eqs. (6) a (8) pode-se obter uma forma alternativa para Eq. (4). Reconhecendo que:

$$V_B = (L_S + L_B) \cdot f_u \equiv C_0 \cdot j + C_1 \cdot \sqrt{gD}, \quad (9)$$

pode-se expressar  $L_B$  e  $R_G$  de maneira desacoplada. Substituindo a definição de  $L_S$  da Eq. (5) na Eq. (9) vamos ter uma nova expressão para  $L_B$ :

$$L_B(z) = [V_B(z) \cdot \beta(z)] / f_u. \quad (10)$$

Nesta equação o comprimento da bolha ao longo da tubulação varia com o produto da velocidade da bolha e do parâmetro de intermitência. Considera-se que a frequência da unidade permanece constante ao longo do duto. A partir do balanço de massa do gás na bolha, determina-se a fração de vazios na região da bolha:

$$R_G(z) = j_G(z) / [L_B(z) \cdot f_u]. \quad (11)$$

## 2.2 Gradiente de Pressão ao longo da tubulação.

O conhecimento da pressão em cada posição  $z$  da linha é fundamental para fechar o modelo algébrico. Ela é determinada a partir da definição do gradiente de pressão  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{\Delta P}{\Delta Z}, \quad (12)$$

onde  $\Delta P$  e  $\Delta Z$  representam, respectivamente, a queda de pressão na linha e a distância onde ela ocorre. Uma vez conhecido  $\lambda$ , a pressão ao longo da linha pode ser determinada por:

$$P(z) - P_{atm} = - \int_z^L \lambda(z) \cdot dz, \quad (13)$$

onde  $0 \leq z \leq L$  e  $z = L$  corresponde ao final da linha. Se considerarmos  $\lambda$  constante em toda linha, a pressão em qualquer posição  $z$  da linha é obtida pela relação linear:

$$P(z) = -\lambda(L - z) + P_{atm}. \quad (14)$$

Não é possível determinar o gradiente de pressão para toda extensão da linha numa única expressão analítica, entretanto, pode-se determinar  $\lambda$  para uma unidade do escoamento que contenha um pistão de líquido seguido por uma bolha. Este procedimento é o mesmo utilizado nos modelos de célula unitária. A queda de pressão na unidade é composta pela queda de pressão no pistão de líquido e no filme de líquido da região da bolha,  $\Delta P_S$  e  $\Delta P_f$ , conseqüentemente  $\lambda_u$  passa a ser definido por:

$$\lambda_u = \frac{\Delta P_S + \Delta P_f}{L_S + L_B}. \quad (15)$$

O gradiente de pressão da unidade pode ser determinado na região do pistão de líquido e na região da bolha (Taitel e Barnea, 1990b) por:

$$\Delta P_S = f_S \left( \frac{L_S}{D} \right) \left( \frac{\rho_L j^2}{2} \right) \text{ e } \Delta P_f = f_f \left( \frac{L_B}{D} \right) \left( \frac{\rho_L V_f^2}{2} \right) \left( \frac{S_L}{\pi D} \right) \left( \frac{1}{1 - R_G} \right) \quad (16)$$

onde  $f_S$  e  $f_f$  representam aos fatores de atrito para pistão de líquido e filme de líquido respectivamente,  $V_f$  a velocidade média do filme de líquido e  $S_L$  é o perímetro do tubo que está molhado pelo filme de líquido.

Pode-se definir um único fator de atrito  $f$  para ambos os casos  $f_S$  e  $f_f$ . As definições de  $f$  para regime laminar e turbulento com paredes lisas é dada na Eq. (17).

$$f = \begin{cases} \frac{64}{Re}, & Re < 2000 \\ \frac{0.316}{Re^{1/4}}, & 2000 < Re < 10^5 \end{cases} ; \text{ onde } Re = \frac{\rho_L \cdot V_{ref} \cdot D_h}{\mu_L}, \quad (17)$$

o que especifica  $f$  para o pistão ou para o filme de líquido é a definição da velocidade  $V_{ref}$  e do diâmetro hidráulico empregada no Reynolds, para referência a Eq. (18) traz estas definições:

	$V_{ref}$	$D_h$	
pistão de líquido	$j$	$D$	. (18)
filme de líquido	$V_f$	$\frac{\pi D^2 (1 - R_G)}{S_L}$	

onde  $V_f$  é a velocidade média no filme de líquido definida por:

$$V_f = V_B + \frac{(j - V_B)}{(1 - R_G)}. \quad (19)$$

A definição do perímetro molhado na região do filme de líquido parte da hipótese de interface plana. O líquido ocupa a parte inferior e o gás a parte superior, conforme representado na Fig. 2. O filme de líquido possui uma altura máxima  $h_f$  na figura e seu perímetro molhado é representado pelo ângulo  $\theta$  que a interface faz com o centro do tubo. Por meio de relações trigonométricas pode-se estabelecer uma relação entre,  $h_f$ ,  $\theta$ ,  $R_G$  e  $S_L$  conforme mostra a Eq. (20):

$$\theta = 2 \cdot \cos^{-1} \left( 1 - 2 \frac{h_f}{D} \right); \quad (1 - R_G) = \frac{\theta - \sin \theta}{2\pi} \text{ e } S_L = \frac{\theta D}{2}. \quad (20)$$

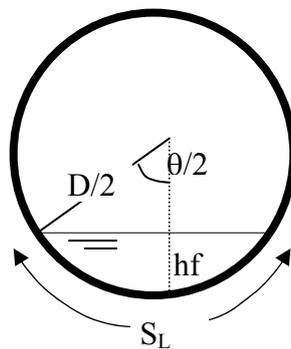


Figura 2 – Representação de uma interface plana. Onde  $h_f$  representa à altura de filme e  $S_L$  ao perímetro molhado pelo filme de líquido.

Substituindo a Eq. (16) na Eq. (15) vamos encontrar que o gradiente de pressão da unidade é definido por:

$$\lambda_u = f_s \left( \frac{\rho_L j^2}{2D} \right) \left[ (1 - \beta) + \frac{f_f}{f_s} \beta \left( \frac{V_f}{j} \right)^2 \left( \frac{S_L / \pi D}{1 - R_G} \right) \right] \quad (21)$$

Substituindo a definição de fator de atrito dada na Eq. (17) na Eq. (21) pode-se simplificá-la para:

$$\lambda_u = f_s \left( \frac{\rho_L j^2}{2D} \right) \left[ (1 - \beta) + \beta \left( \frac{V_f}{j} \right)^{2-n} \left( \frac{S_L / \pi D}{1 - R_G} \right)^{1+n} \right] \quad (22)$$

Ela é válida somente se o regime no pistão e no filme sejam os mesmos, isto é, turbulento ou laminar. Neste caso  $n = 1$  se laminar e  $n = 1/4$  se turbulento.

As Equações (21) ou (22) revelam que o gradiente de pressão da unidade varia, em primeira aproximação, com o quadrado de  $j$ . A medida que a bolha se desloca no tubo, a pressão cai,  $j$  aumenta em consequência da expansão do gás e causa uma variação de  $\lambda_u$  ao longo de toda linha. O fato de  $\lambda_u$  não ser constante ao longo da linha introduz um grau maior de dificuldade na realização do modelo algébrico. Ele deve ser resolvido de maneira iterativa em conjunto com as equações constitutivas e com gradiente de pressão. Este é o assunto da próxima seção.

### 3. Procedimento de Cálculo

O procedimento de cálculo é realizado em duas etapas. Na primeira etapa é realizado um cálculo iterativo para determinar o gradiente de pressão da unidade  $\lambda_u$  na entrada da tubulação. Este cálculo inicial é iterativo, pois necessita dos comprimentos, frequência e das velocidades do gás e líquido em  $z = 0$  que por sua vez também dependem da pressão. A pressão em  $z = 0$  é estimada neste estágio considerando que  $\lambda_u$  vale para toda extensão da tubulação. Uma vez convergidos os valores para  $\lambda_u$  e demais propriedades,  $L_B$ ,  $L_S$ ,  $j_G$ ,  $j$ ,  $V_B$ ,  $V_f$  e  $R_G$  para  $z=0$  parte-se para a próxima etapa.

Na segunda etapa estima-se a pressão ao longo da linha considerando  $\lambda_u$  da etapa 1. Com a distribuição de pressão determina-se as propriedades:  $L_B$ ,  $L_S$ ,  $j_G$ ,  $j$ ,  $V_B$ ,  $V_f$  e  $R_G$  para diferentes  $z$  ao longo da linha. A partir destas propriedades calcula-se as quedas de pressão no pistão e na bolha e determina-se um novo  $\lambda_u$  para cada posição  $z$  da linha. Com  $\lambda_u$  estimado para cada posição determina-se novamente a distribuição de pressão na linha e recomeça-se os cálculos até que neste processo iterativo as diferenças sejam menores que 0,1% entre uma interação e outra.

O algoritmo de cálculo inicia definindo o diâmetro e comprimento da linha, a densidade e a viscosidade do líquido, a constante do gás e a temperatura de operação. Também são definidas as velocidades superficiais do líquido e do gás nas condições de descarga, a pressão de descarga e as constantes das equações constitutivas (Eqs. 6 e 9). A frequência também deve ser calculada nesta etapa ou fornecida por meio de dados experimentais e é considerada constante ao longo de toda linha.

#### Etapa (1) – Calcula propriedades para $z = 0$

- Atribui-se um valor para  $\lambda_u$ ,
- Estima pressão em  $z = 0$ ,  $P(0) = \lambda_u L + P_{atm}$
- Calcula:  $j_G(0)$  [Eq.2],  $j(0)$  [Eq.3],  $V_B(0)$  [Eq.9],  $\beta(0)$  [Eq.8],  $L_B(0)$  [Eq.10],  $L_S(0)$  [Eq.5],  $R_G(0)$  [Eq.11],  $\Delta P_S$  e  $\Delta P_f$  [Eq.16] e  $\lambda_u$  [Eq.15].
- Verifica se o  $\lambda_u$  calculado difere em menos que 0,1% do anterior, se falso retorne a etapa (b), se verdadeiro vá para etapa (2)

#### Etapa (2) – Calcula propriedades para $0 < z < L$

- Estima pressão ao longo do tubo utilizando  $\lambda_u$  da etapa (1) e a Eq. (14),  $P(z) = \lambda_u (L-z) + P_{atm}$
- Calcula as propriedades para diferentes posições  $z$  no tubo:  $j_G(z)$  [Eq.2],  $j(z)$  [Eq.3],  $V_B(z)$  [Eq.9],  $\beta(z)$  [Eq.8],  $L_B(z)$  [Eq.10],  $L_S(z)$  [Eq.5],  $R_G(z)$  [Eq.11],  $\Delta P_S$  e  $\Delta P_f$  [Eq.16] e  $\lambda_u(z)$  [Eq.15].
- Com  $\lambda_u(z)$  estimado em (b) ao longo do tubo estima-se novamente a pressão  $P(z)$  [Eq. 13]
- Calcula as propriedades para diferentes posições  $z$  no tubo com a nova estimativa de pressão do passo (c):  $j_G(z)$  [Eq.2],  $j(z)$  [Eq.3],  $V_B(z)$  [Eq.9],  $\beta(z)$  [Eq.8],  $L_B(z)$  [Eq.10],  $L_S(z)$  [Eq.5],  $R_G(z)$  [Eq.11],  $\Delta P_S$  e  $\Delta P_f$  [Eq.16] e  $\lambda_u(z)$  [Eq.15].
- Se verifica se nenhuma propriedade calculada no passo (d) difere em menos que 0,1% daquela estimada no passo (b), se falso retorne a etapa (b), se verdadeiro os cálculos estão concluídos.

#### 4. Resultados

O modelo algébrico é comparado contra dados experimentais para três pares de fluidos: (a) ar e água (b) ar e solução de 80% glicerina 20% água em volume e (c) nitrogênio e óleo. O interesse é avaliar o desempenho do modelo para líquidos com viscosidade variando entre 1 cP a 324 cP em escoamentos horizontais mantendo-se constante as vazões de gás e líquido e o diâmetro da linha para fins de comparação. Os testes foram realizados nas facilidades experimentais do Departamento de Energia da FEM. Uma descrição da seção de testes e da metodologia experimental está em Rosa (2004). As propriedades dos fluidos, vazões, dimensões da linha horizontal e constantes utilizadas estão mostradas na Tabela 1. Cada par de fluidos possui sua fase líquida com um valor de viscosidade que varia entre 1cP a 324 cP, aproximadamente. Por conveniência os pares: ar-água, ar-solução de glicerina e nitrogênio-Óleo são identificados na legenda dos gráficos por: A@W, A@G e N@O, respectivamente. Destaca-se que os dados relativos à frequência da unidade,  $f_u$ , e dos valores das constantes  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$  fornecidos na Tabela 1 vem de valores médios obtidos a partir dos experimentos e serão empregados no modelo.

Tabela 1 – Propriedades de entrada para o modelo algébrico

Par de Fluidos	Ar-Água (A@W)	Ar-Glicerol (A@G)	N <sub>2</sub> -Óleo (N@O)
Comprimento da linha, L (m)	23,4	23,4	26,3
Diâmetro do tubo, D (m)	0,026	0,026	0,0288
Velocidade superficial de gás na saída, $j_{GS}$ (m/s)	0,67	0,67	0,67
Velocidade superficial de líquido, $j_L$ (m/s)	0,33	0,33	0,33
Densidade do líquido, $\rho_L$ (kg/m <sup>3</sup> )	998	1188	917
Viscosidade do líquido, $\mu$ (cP)	0,95	23,9	324
Frequência da unidade, $f_u$ (Hz)	0,74	0,87	4,3
Constante $C_0$ para cálculo $V_B$ ,	1,12	1,27	1,8
Constante $C_1$ para cálculo $V_B$ ,	0	0	0
Constante $C_2$ para cálculo $\beta$ ,	0,819	0,819	0,919
Constante $C_3$ para cálculo $\beta$ ,	0,242	0,242	0,073
Pressão de saída, $Patm$ (Pa)	94700	94700	94700

Os resultados experimentais e aqueles produzidos pelo modelo algébrico são mostrados na forma de gráficos nas figuras subseqüentes. Símbolos e linhas contínuas representam os resultados experimentais e do modelo, respectivamente.

A figura (3) mostra a queda de pressão absoluta ao longo do tubo. A pressão de descarga é de 94700 Pa. Os dados experimentais mostram que conforme a viscosidade da fase líquida aumenta há um aumento do gradiente de pressão, conforme era de se esperar. Os dados do modelo algébrico apresentam a mesma tendência dos dados experimentais, o maior gradiente de pressão ocorre para N<sub>2</sub>-Óleo seguido por Ar-solução glicerina e por último Ar-água. Os menores erros relativos entre modelo e experimento ocorreram para N<sub>2</sub>-Óleo. O modelo tende a sub-estimar as pressões para ar-solução de glicerina e ar-água.

A figura (4a), mostra a evolução da velocidade superficial de gás ao longo da tubulação. Observa-se que os valores de  $j_G$  para os três pares de fluidos tendem para o mesmo valor na saída. Isso é claro, pois a velocidade superficial de gás na saída é um dado de entrada do problema. A variação de  $j_{G(z)}$  ao longo da tubulação é inversamente proporcional à pressão em cada posição do tubo em acordo com a Eq. (2), portanto o fluido que tem maior variação de pressão acaba tendo também a maior variação da velocidade superficial de gás, mas no sentido inverso. O modelo é capaz de capturar a tendência dos dados experimentais, entretanto, ele superestima os valores de  $j_G$  para os pares ar-solução de glicerina e ar-água.

A velocidade média da frente da bolha ao longo do tubo está na Fig. (4b). Definida pela Eq. (9), ela é proporcional a velocidade do líquido a frente da bolha,  $j$ , que aumenta quando a pressão cai. Isto explica o comportamento do dado

experimental e do modelo. As maiores variações de  $V_B$  ocorrem para o par N<sub>2</sub>-Óleo que apresenta a maior variação de pressão. A melhor concordância ocorre entre modelo e experimento ocorre para ar-água.

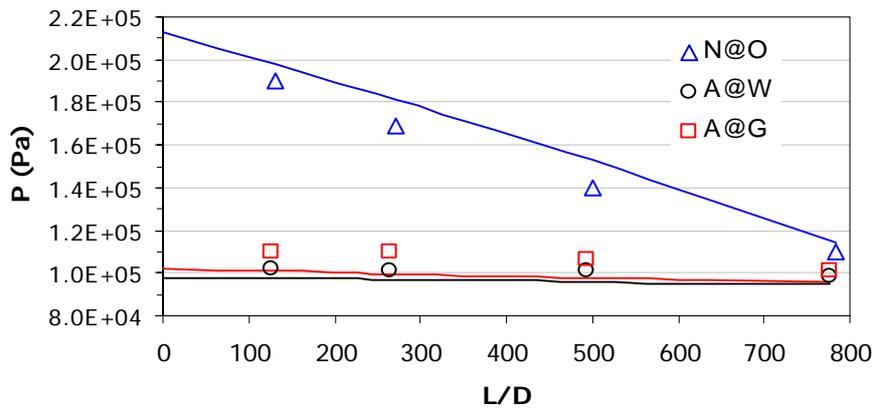


Figura 3: Evolução da pressão em uma bolha ao longo da tubulação.

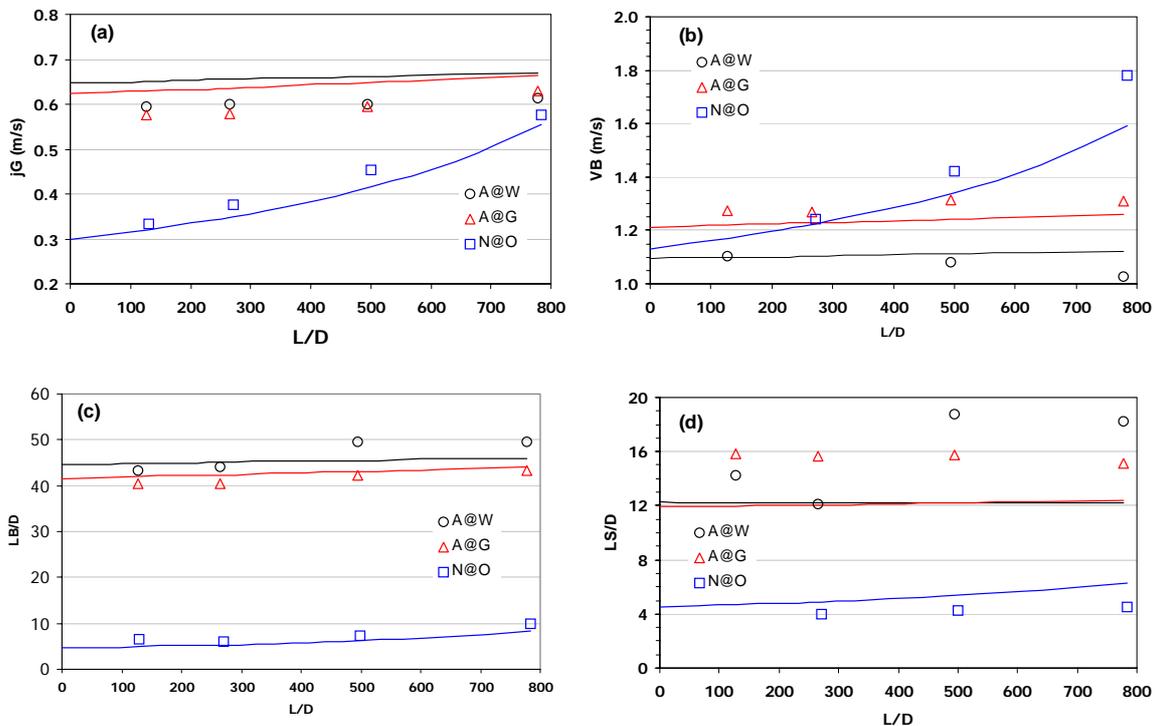


Figura 4: Evolução da velocidade superficial do gás (a), da velocidade da bolha (b), do comprimento da bolha ( $L_B/D$ ) (c) e do comprimento do pistão de líquido ( $L_S/D$ ) (d) ao longo da tubulação.

Os comprimentos de pistão e bolha ao longo do tubo estão nas figuras (4c) e (4d). Os resultados do modelo mostram e os dados experimentais confirmam que o aumento da viscosidade traz uma redução no tamanho das bolhas e no tamanho dos pistões de líquido. Ao longo do duto o comprimento da bolha sempre aumenta. Por outro lado o comprimento do pistão de líquido permanece praticamente constante para ar-água, mostra uma tendência de crescimento para ar-solução de glicerina e tem um nítido crescimento para N<sub>2</sub>-Óleo. Observa-se também que o modelo produz resultados de  $L_B/D$  muito próximos dos dados experimentais, porém sub-estima os resultados de  $L_S/D$  quando comparados com os dados experimentais de Ar-Água e Ar-solução glicerina. Atribui-se a isto a incertezas no coeficiente linear do ajuste do fator de intermitência  $\beta$  (Rosa, 2006).

## 5. Conclusões

O modelo algébrico reproduziu a evolução das grandezas médias do escoamento intermitente horizontal:  $V_B$ ,  $L_B$ ,  $L_S$  e  $P$  para líquidos com diferentes viscosidades. Ele combina efetivamente a propagação das bolhas ao longo do duto com módulos do modelo de célula unitária. Dessa maneira ele captura a evolução das estruturas gás-líquido no escoamento incluindo os efeitos de compressibilidade do gás. Os principais pontos fracos do modelo são: não considerar a hipótese de pistão de líquido aerado, o escoamento é periódico na entrada, não há interação entre bolhas e sua entrada ou saída do duto não perturba a pressão da linha. No entanto ele se mostrou capaz de capturar a evolução das estruturas gás-líquido no escoamento. Ele também cumpre o objetivo inicial que é fornecer dados de referência para teste de modelos numéricos de seguimento de bolhas. O próximo desenvolvimento deverá estender o atual modelo para escoamentos inclinados ou verticais. O presente modelo é baseado em três correlações experimentais que estimam: a velocidade da bolha, a frequência da unidade e o fator de intermitência. É necessário conhecer a sensibilidade do modelo em relação as variações das constantes  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$  empregadas nas equações constitutivas para  $V_B$  e  $\beta$ . Entre as equações constitutivas empregadas considera-se o modelo de determinação de frequência da unidade o mais problemático pelo fato dele não ter contra partida para escoamentos verticais nem tão pouco ter uma dependência explícita com a viscosidade. Espera-se no futuro substituir a equação algébrica da  $f_u$  por um modelo de bolha, suplantando esta deficiência e reduzir a dependência do modelo para apenas duas correlações. Entretanto, esta substituição se tiver sucesso, aumentará a complexidade algébrica do modelo, pois introduz uma equação a mais para a solução do modelo.

## 6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao apoio financeiro da ANP por meio do Programa de Recursos Humanos para o setor de Petróleo e Gás PRH-ANP (PRH 10 – CEFET/PR) e do CENPES-PETROBRAS.

## 5. Referências

- Bendiksen, K.H., 1980, "An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes", *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 10, pp. 467-483.
- Dukler A.E. and Hubbard M.G., 1975, "A model for gas liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes", *Ind. Eng. Chem. Fundam.* Vol. 14, n. 4, pp. 337-347.
- Grenier, P., 1997, "Evolution des longueurs de bouchons en écoulement intermitten horizontal", Ph. D thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France.
- Fernandes, R.D, Semiat, R. and Dukler, A.E., 1983, "Hydrodynamical model for gás-liquid slug flow in vertical tubes", *AIChE J.* vol 29, n.6, pp. 981-989.
- Franklin, E.M, 2004, "Modelagem numérica para seguimento dinâmico de bolhas em escoamento intermitente horizontal gás-líquido", Tese de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP, Campinas, SP, Brazil.
- Heywood H.I. and Richardson, J.F., 1979, "Slug flow of air-water mixtures in a horizontal pipe: determination of liquid holdup by gama-ray absorption", *Chem. Eng. Sci.*, 34, pp. 17-34.
- Hill, T.J. and Wood, D.G., 1994, "Slug flow occurrence, consequences and prediction", Centennial Petroleum Engng Conference, Tulsa, OK, August, SPE number 27960.
- Nicklin, D.J., Wilkes, J.O. and Davidson, J.F., 1962, "Two-phase flow in vertical tubes", *Trans. Instn. Chem. Eng.*, vol. 40, pp. 61-68.
- Nydal, O.J. and Banerjee S., 1996, "Dynamic slug tracking simulation for gas-liquid flow in pipelines", *Chem. Eng. Comm.*, vol. 141-142, pp. 13-39.
- Rosa E.S., 2004, "Flow structure in the horizontal slug flow", *Thermal Engineering*, vol. 3, n. 2, pp. 151-160.
- Rosa, E. S, 2006, "Análise de Escoamentos em Golfadas de Óleos Pesados e de Emulsões Óleo-água" Quarto Relatório de Atividades e Resultados alcançados, Projeto UNICAMP / CENPES – PETROBRAS, Campinas, SP.
- Taitel Y. and Barnea D., 1990a, "Two phase slug flow. In *Advances in Heat Transfer* (ed. Harnett, J.P. and Irvine, T.F. Jr)", v.29, pp. 83-132.
- Taitel Y. and Barnea D., 1990b, "A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow", *Int. J. Multiphase Flow*, vol (45) n.5, pp. 1199-1206.
- Taitel Y. and Barnea D., 1993, "A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow", *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 19, pp. 829-838.
- Taitel Y. and Barnea D., 1998, "Effect of gas compressibility on slug trackin model", *Chem Engng Sci*, vol. 53 (11), pp. 2089-2097.
- Tronconi E., 1990, "Prediction of slug frequency in horizontal two-phase slug flow", *AIChE J.* vol. 36, n.5, pp. 701-709.
- Zeng G., Brill J.P, and Taitel Y., 1994, "Slug flow behavior in a hilly terrain pipeline", *Int. J. Multiphase Flow*, vol 20, pp 63-79.
- Wallis G.B., 1969, "One dimensional two-phase flow", McGraw Hill, NY.

## ALGEBRAIC MODEL FOR SLUG TRACKING IN HORIZONTAL GAS-LIQUID SLUG FLOW

Hendy T. Rodrigues

PPGEM / UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, CEP. 80230 – 901, Curitiba - PR  
hendytr@gmail.com

Rigoberto E. M. Morales

PPGEM / UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, CEP. 80230 – 901, Curitiba - PR  
rmorales@cefetpr.br

Eugênio S. Rosa

DE /FEM/ UNICAMP, Barão Geraldo, Cx. P. 6122, CEP. 13083-970, Campinas - SP  
erosa@fem.unicamp.br

Ricardo A. Mazza

DETF / UFPR, Av. Pref. Lothário Meissner, 3400, CEP. 80210-170, Curitiba-PR-Brasil  
ramazza@ufpr.br

**Abstract.** *The present work develops an algebraic model for prediction of liquid slugs and gas bubbles evolution in horizontal gas-liquid slug flow. The motivation of this development is its simplicity, easiness of application and low computational cost. It is a useful tool of reference data generation in order to check the consistency of numerical slug tracking models, and it showed capable of good estimates in new scenarios. The potential of the model is demonstrated in an application which analyzes the viscosity variation in the liquid phase influence in slug flow. The application estimates gas bubbles and liquid slugs size, velocity, frequency and pressure drop for gas-liquid slug flow in a 20m length and 26mm diameter horizontal tube with Newtonian fluid from 1cP to 300cP.*

**Keywords:** *Gas-Liquid flow, Slug Flow, Algebraic Model.*