

ESPESSURA DE FILME MÉDIA EM UM ESCOAMENTO HORIZONTAL PADRÃO INTERMITENTE EM GOLFADAS (*SLUGFLOW*)

Mazza, Ricardo A.

DE/FEM/UNICAMP – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
mazza@fem.unicamp.br

Rosa, Eugenio S.

DE/FEM/UNICAMP – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Resumo. Este trabalho apresenta um estudo sobre o comportamento da espessura média do filme de líquido que escoava abaixo de uma bolha alongada, característica de um escoamento gás-líquido no padrão intermitente, ou golfadas, para tubos na horizontal. Para tanto, foram realizadas medidas experimentais da espessura do filme de líquido por meio de uma sonda condutiva de fio duplo em quatro posições ao longo do tubo a jusante do injetor de gás e líquido: 127 e 777 diâmetros. O experimento ocorre com a formação contínua de bolhas e pistões alternadamente porém, cada bolha é identificada individualmente e uma medida média da espessura do filme de líquido é associada a cada bolha. Esta técnica permite obter, num trem de bolhas contínuo, a população das espessuras médias de cada bolha e seu comprimento. *Também é apresentado um modelo para o filme baseado na equação de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicada ao gás e ao líquido. Realizando hipóteses simplificadoras, a equação diferencial resultante é solucionada analiticamente, sendo então comparada com os dados experimentais para a evolução da espessura de filme média em função do comprimento da bolha.*

Palavras chave: escoamento bifásico, golfadas de líquido e gás, espessura de filme, modelo de bolha

1. Introdução

Escoamento com a presença de gás e líquido é caracterizado pelo fato das fases se distribuem espacialmente e temporalmente ao longo da linha. Essa distribuição depende das velocidades das fases, de suas propriedades (densidade e viscosidade do líquido e do gás e tensão superficial), do diâmetro da linha e de sua orientação com relação à aceleração da gravidade. A combinação destes fatores gera diversos padrões de escoamento gás-líquido que foram classificados de acordo com sua distribuição espacial em, basicamente, quatro classes: estratificado, intermitente em golfadas, anular e bolhas dispersas. Estudos desse tipo de escoamento possuem aplicações em diversas áreas como em cavitação de turbinas e bombas hidráulicas, processos de fabricação de papel, no processo de geração de vapor em caldeiras aquatubulares e no transporte de petróleo e seus derivados. Dentre essas, deve-se destacar a produção e exploração de petróleo pelo fato da possibilidade de existir diversos padrões em uma única tubulação.

Dentre os padrões possíveis, o padrão intermitente em golfadas representa um desafio. Esse padrão é caracterizado por possuir pistões de líquido sucedidos por bolhas alongadas de gás, sem apresentar regularidade no tempo e no espaço. Há somente uma distribuição aleatória do tamanho das bolhas e pistões, da frequência e da velocidade dos pistões e das bolhas ao redor das respectivas médias. Modelar de forma adequada esse padrão de escoamento vem sendo um desafio aos pesquisadores, sendo a estimativa do *holdup* de líquido, velocidade relativa das fases e o gradiente de pressão, os parâmetros importantes a serem previstos pelos modelos para o dimensionamento de tubulações onde ocorre esse tipo de escoamento.

Tipicamente, o escoamento intermitente em golfadas é caracterizado por apresentar uma bolha seguida de um pistão de líquido, como mostra a Figura 1 e que foi chamado de célula unitária por Wallis (1969). Desta forma, o escoamento padrão intermitente em golfadas ao longo de um duto é caracterizado por uma sucessão de células unitárias, uma após a outra desde o início até o final do duto. Considerando que a tensão interfacial seja pequena, de tal forma que a interface seja plana, pode-se derivar as seguintes relações geométricas:

$$R_f = \frac{\theta - \sin(\theta)}{2\pi}, \quad (1)$$

e

$$\frac{h_f}{D} = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (2)$$

onde D é o diâmetro do duto, R_f é o *holdup* de líquido no filme, h_f é a altura do filme de líquido e θ é o ângulo conforme mostra a Figura 1. Desta forma, o *holdup* de líquido no filme e a altura do filme de líquido estão correlacionados pelo ângulo θ . Outras relações que podem ser obtidas da Figura 1 são as relações geométricas definidas por:

$$S_L = \frac{\theta D}{2}, \quad (3)$$

$$S_G = (2\pi - \theta) \frac{D}{2}, \quad (4)$$

e

$$S_I = D \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (5)$$

Diversos autores (Dukler & Hubbard, 1975; Nicholson et al., 1978; Kokal & Stainslav, 1989; Taitel & Barnea, 1990) apresentam modelos para o perfil de uma bolha isolada em um duto usando o conceito de célula unitária desenvolvido por Wallis (1969) e, portanto são aplicáveis a uma bolha presente no escoamento. A grande diferença entre os modelos são as simplificações impostas por cada autor. Fagundes Netto et al., (1999) apresenta um modelo derivado das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicada ao líquido e ao gás, realizando uma comparação do modelo por ele derivado com dados experimentais para o escoamento padrão golfadas. O modelo apresentado apresenta boa concordância com os dados experimentais, entretanto esse estudo se concentra somente no caso de uma única bolha presente no escoamento. Yoshizawa (2006) fez uma revisão de todos esses modelos, condensando-os em uma única equação diferencial obtida a partir das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicadas ao líquido e ao gás. Nesse trabalho verificou-se que não há grandes diferenças entre os perfis gerados para cada tipo de modelo.

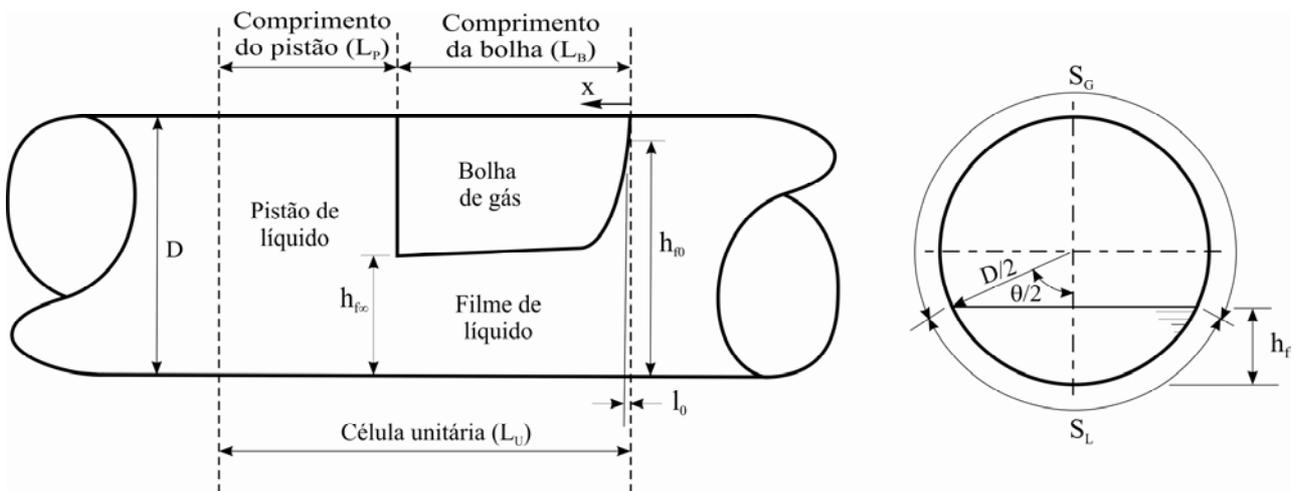


Figura 1 – Diagrama esquemático de uma célula unitária (bolha e pistão de líquido) no interior da tubulação

O *holdup* de líquido no filme é um dos parâmetros mais importante no escoamento bifásico padrão intermitente em golfadas, entretanto não são conhecidos estudos que mostrem o comportamento desse parâmetro para um escoamento em uma sucessão de bolhas. Todos os estudos encontrados na literatura reportam a apenas uma única bolha presente no escoamento, situação pouco usual em aplicações de engenharia. Desta forma, verificar o comportamento do *holdup* de líquido no filme em escoamento padrão intermitente em golfadas com uma sucessão de bolhas constitui o objetivo deste trabalho. Para tanto, em uma instalação experimental foram obtidos dados referentes à espessura de filme média em função do comprimento da bolha e que são comparados com resultados numéricos. Os resultados numéricos foram obtidos a partir de um modelo para o *holdup* de líquido no filme, sendo escolhido o modelo proposto por Fagundes Netto, (1999). Essa escolha deve-se a simplicidade de implementação do modelo e ao seu baixo custo computacional, uma vez que a maioria dos modelos propostos na literatura apresenta resultados similares (Yoshizawa, 2006).

2. Metodologia

Medidas de espessura de filme e do comprimento de bolha em um escoamento padrão golfadas com a tubulação na horizontal e com duas combinações de velocidades de pistões diferentes são realizadas visando analisar seu comportamento. Os fluidos utilizados nesse estudo foram o ar ($\mu_G = 10^{-5}$ Pa.s e $\rho_G = 1,18$ kg/m³) para o gás e a água ($\mu_L = 9,5 \times 10^{-4}$ Pa.s e $\rho_L = 998$ kg/m³) para o líquido. Dados sobre a espessura de filme foram obtidos com o emprego de uma sonda condutiva de fio duplo em quatro estações de medidas diferentes. Os resultados experimentais foram confrontados com o modelo proposto por Fagundes Netto et. al. (1999) em duas das estações experimentais, sendo escolhidas a primeira e a última estação para a comparação. A seguir será realizada uma apresentação do aparato experimental e do modelo utilizado.

2.1. Aparato Experimental

A Figura 2 apresenta um diagrama esquemático do aparato experimental, incluindo a tubulação horizontal, reservatórios de armazenamento e de recirculação de água, válvulas de controle, bombas, compressores e instrumentação. O diâmetro (D) interno da tubulação é de 26 mm e seu comprimento é de 23,4 m (900D), sendo constituído de acrílico transparente. Compressores e bombas centrífugas fornecem um fluxo de ar e água a um injetor, que é formado por dois tubos concêntricos. O tubo interno gera bolhas por meio de um meio poroso com pequenos orifícios enquanto o líquido escoava pelo espaço anular gerando o escoamento padrão bolhas. O injetor é posicionado no início da tubulação, sendo que a outra extremidade descarrega livremente o escoamento no interior de um tanque aberto para a atmosfera, fazendo a separação do líquido-gás. O líquido desse tanque é então bombeado para o reservatório principal para ser novamente inserido no circuito.

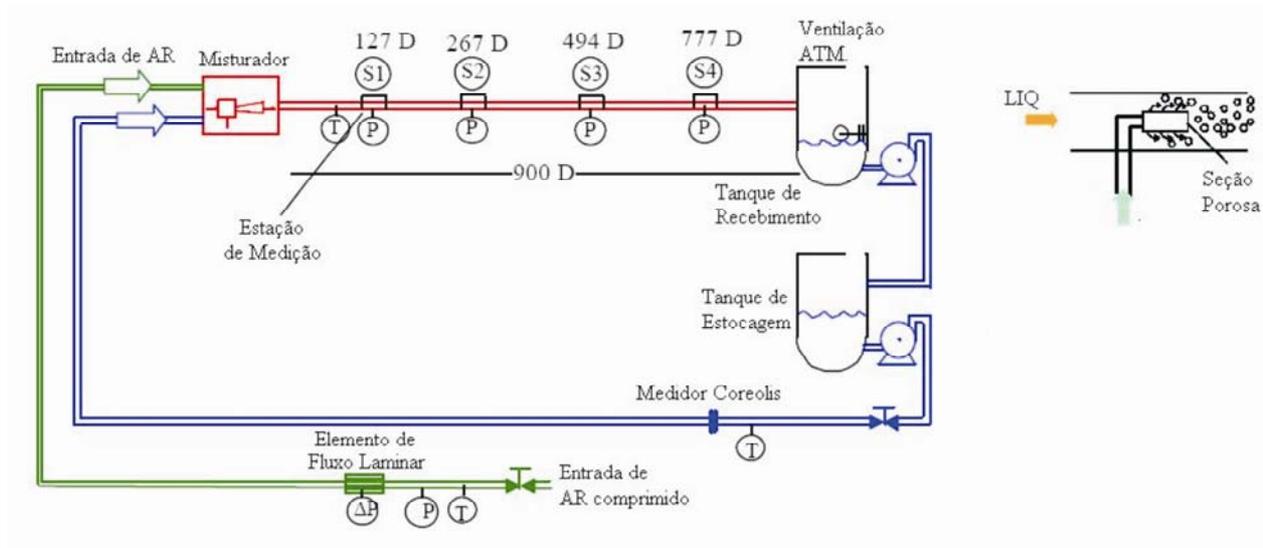


Figura 2 – Diagrama esquemático do aparato experimental.

O fluxo de massa de líquido é obtido por um medidor Micro-Motion® tipo Coriolis com exatidão de 1% do fundo de escala e a vazão de gás é obtida por meio de dois medidores Merian® com incerteza de 1%. A grande de teste é constituída de 7 pontos com velocidades superficiais de líquido (J_L) e de gás (J_G) distintas, conforme mostra a Tabela 1, e dos quais somente quatro pontos (#1, #3, #4 e #6) são utilizados nesse estudo. Os pontos foram escolhidos de tal forma sejam obtidas duas velocidades de mistura ($J = J_L + J_G$) distintas com a combinação das velocidades superficiais, $J = 1$ e 2 m/s.

Tabela 1 – Matriz de velocidades das misturas

Ponto	#1	#3	#4	#6
J_G (m/s)	0,67	1,67	0,50	1,33
J_L (m/s)	0,33	0,33	0,50	0,67
J (m/s)	1,00	2,00	1,00	2,00

Para se medir o comprimento da bolha e a espessura de filme é utilizada uma sonda condutiva de fio duplo, sendo cada fio distanciado de 50 mm um do outro. As medidas foram realizadas simultaneamente em quatro estações

distintas posicionadas em 127D, 267D, 494D e 821D do injetor. Detalhes sobre o sistema de aquisição dos sinais e do processamento são descritos em Rosa et al. (2001) e Rosa (2002) e não serão repetidos aqui. Como resultado do pós-processamento são obtidos dois vetores, um com a espessura média de cada bolha que passou por cada sonda e outro com o comprimento de cada bolha. A espessura média do filme foi determinada pela média aritmética simples da espessura de filme de cada bolha que passa pela sonda, sendo a taxa de aquisição de 3 kHz.

2.2. Modelo de Bolha – Fagundes Netto, et al. (1999)

Segundo Yoshizawa (2006), a partir das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicadas ao filme de líquido e à bolha de gás pode-se escrever que a variação do *holdup* de líquido no filme (R_f) ao longo do comprimento da bolha para uma tubulação horizontal se comporta como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{\overbrace{\frac{1}{R_f} \frac{\tau_f S_L}{A}}^{\text{Termo TL}} - \overbrace{\left(\frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_G}\right) \frac{\tau_i S_i}{A}}^{\text{Termo TI}} - \overbrace{\frac{1}{R_G} \frac{\tau_G S_G}{A}}^{\text{Termo TG}}}{\underbrace{-\frac{\rho_L}{R_f} U_f^2}_{\text{Termo IL}} - \underbrace{\frac{\rho_G}{R_G} U_G^2}_{\text{Termo IG}} + \underbrace{\rho_L \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Termo HL}} - \underbrace{\rho_G \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Termo HG}}}, \quad (6)$$

onde os termos TL, TG e TI refere-se a tensão de cisalhamento na parede com o líquido, na parede com o gás e na interface líquido-gás, respectivamente; os termos IL e IG refere-se a inércia do filme de líquido e do gás, respectivamente; os termos HL e HG refere-se a variação de pressão hidrostática devido a variação de espessura do filme de líquido, no próprio filme de líquido e no gás, respectivamente. Fagundes Netto et al. (1999) despreza a contribuição da inércia do gás na variação do *holdup* ao longo de seu comprimento e modela a tensão no gás e na interface como a tensão do filme na região de equilíbrio, o que faz com que a Eq. (6) seja escrita como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{\frac{1}{R_f} \frac{\tau_f S_L}{A} - \frac{1}{R_{f\infty}} \frac{\tau_{f\infty} S_{f\infty}}{A}}{-\frac{\rho_L}{R_f} U_f^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}, \quad (7)$$

onde os subscrito f, L e G refere-se as grandezas relativas ao filme, líquido e gás, respectivamente; o subscrito ∞ refere-se as grandezas na região de equilíbrio; h é a altura do filme; R é a fração de líquido; ρ é a densidade; D é o diâmetro interno da duto; S é o perímetro molhado no filme; A é a área da seção transversal do duto; θ é o ângulo, como mostrado na Figura 1. Yoshizawa (2006) mostra que os termos IL, HL e TL é 10^4 , 10^3 e 10 vezes maior que o maior dos termos restantes, respectivamente, tornando, desta forma, aceitável a suposição. Supondo que não haja gás disperso no pistão de líquido nem no pistão, pode-se, a partir do balanço de massa aplicado ao filme de líquido, pode-se definir uma velocidade de referência como:

$$U_R = V_t - J = R_f (V_t - V_f) = R_{f\infty} (V_t - V_{f\infty}), \quad (8)$$

e

$$U_f = \frac{V_t - J}{R_f} = \frac{U_R}{R_f}, \quad (9)$$

onde V_f é a velocidade do líquido no filme baseado em um referencial inercial e V_t é a velocidade que a bolha trafega no meio líquido e pode ser obtida segundo Nicklin (1962) como:

$$V_t = C_0 J + V_d, \quad (10)$$

com C_0 e V_d sendo constantes que devem ser determinadas de acordo com as características do escoamento. As tensões de cisalhamento no filme na parede e na região de equilíbrio podem ser definidas como:

$$\tau_f = f_f \frac{\rho_L |V_f| V_f}{2}, \quad (11)$$

e

$$\tau_{f_{\infty}} = f_{f_{\infty}} \frac{\rho_L |V_{f_{\infty}}| V_{f_{\infty}}}{2}. \quad (12)$$

Uma vez que não há variação significativa no fator de atrito no filme de líquido ao longo da bolha ($f_f \cong f_{f_{\infty}}$) e substituindo as Eqs. (8), (9), (11) e (12) em (7), pode-se escrever que:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{f_f \frac{\rho_L}{2} \frac{S_L}{A.R_f} \left(V_f^2 - \frac{S_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \frac{R_f}{S_f} V_{f_{\infty}}^2 \right)}{-\frac{\rho_L}{R_f^3} U_R^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}. \quad (13)$$

Segundo Fagundes Netto (1999), aplicando o balanço de massa no filme de líquido pode-se mostrar que:

$$V_f^2 - \frac{S_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \frac{R_f}{S_f} V_{f_{\infty}}^2 \cong \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 \left(\frac{U_R}{R_f} \right)^2. \quad (14)$$

Substituindo a Eq. (14) em (13), obtém-se que:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{f_f \frac{\rho_L}{2} \frac{S_L}{A.R_f^3} \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 U_R^2}{-\frac{\rho_L}{R_f^3} U_R^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}. \quad (15)$$

Fazendo com que:

$$k = \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right) \frac{A}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{g}{U_R^2}, \quad (16)$$

e sabendo, segundo Fagundes Netto et al. (1999), que quando $0,2 < R_f < 0,8 \Rightarrow S_L/S \cong 0,5(R_f + 0,5)$, pode-se escrever a Eq. (15) como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = -\frac{f_L (R_f + 0,5) (R_f - R_{f_{\infty}})^2}{R_{f_{\infty}}^2 (1 - kR_f^3) D} \quad (17)$$

Como o fator de atrito foi considerado constante ao longo da bolha, a integração da Eq. (17) possui uma solução analítica, Benjamin (1968):

$$f_L \left(\frac{R_{f_{\infty}} + 0,5}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 \frac{x - l_0}{D} = - \left(1 + \frac{k}{8} \right) \ln \left(\frac{2R_f + 1}{2R_{f_0} + 1} \right) + \left(1 + kR_{f_{\infty}}^2 (1,5 + 2R_{f_{\infty}}) \right) \ln \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f_0} - R_{f_{\infty}}} \right) - \left(R_{f_{\infty}} + 0,5 \right)^2 \left\{ \frac{(1 - kR_{f_{\infty}}^3)}{(R_{f_{\infty}} + 0,5)(R_{L0} - R_{f_{\infty}})(R_f - R_{f_{\infty}})} - k \right\} (R_f - R_{f_0}) \quad (18)$$

onde os subscritos 0 e ∞ referem-se aos valores no início do corpo da bolha e na região de equilíbrio, que devem ser conhecidos a priori e l_0 é o comprimento correspondente ao nariz da bolha, veja representação na Fig. 1.. Outro parâmetro que dever ser determinado a priori na Eq. (18) é o fator de atrito para o filme de líquido, que neste trabalho foi calculado pela correlação de Colebrook e utilizando o chute proposto por Miller, definidos respectivamente por:

$$\frac{1}{f_L^{0,5}} = -2,0 \log \left(\frac{10^{-5}}{3,7} + \frac{2,51}{Re.f_L^{0,5}} \right), \quad (19)$$

e

$$f_L = 0,25 \left[\log \left(\frac{10^{-5}}{3,7} + \frac{5,74}{\text{Re}^{0,5}} \right) \right]^{-2}, \quad (20)$$

onde Re é o número de Reynolds para líquido e é baseado na velocidade da mistura (J), no diâmetro do duto (D), calculado como:

$$\text{Re} = \frac{\rho_L \cdot J \cdot D}{\mu_L} \quad (21)$$

sendo μ_L a viscosidade do líquido. A altura do filme foi determinada a partir dos valores determinados para o *holdup* de líquido no filme – Eq. (18) – e resolvendo-se simultaneamente as Eqs. (2) e (1), sendo a altura de filme média determinada pela média aritmética simples.

Ainda para se resolver a Eq. (18) se faz necessário determinar o ponto onde se começa o corpo da bolha (l_0), o *holdup* no início da bolha (R_{f0}) e também na região de equilíbrio ($R_{f\infty}$). Conforme Taitel & Barnea (1990), na região de equilíbrio pode-se escrever que:

$$\frac{1}{R_{f\infty}} \frac{\tau_{f\infty} S_{L\infty}}{A} - \left(\frac{1}{R_{f\infty}} + \frac{1}{R_{G\infty}} \right) \frac{\tau_{l\infty} S_{l\infty}}{A} - \frac{1}{R_{G\infty}} \frac{\tau_{G\infty} S_{G\infty}}{A} = 0. \quad (22)$$

A tensão no filme de líquido (τ_f) pode ser determinada pela Eq. (11) e a tensão na interface (τ_i) e no gás (τ_G) pode ser calculada como:

$$\tau_i = f_1 \frac{\rho_G |V_t - V_f| (V_t - V_f)}{2} \cong f_1 \frac{\rho_G V_t^2}{2}, \quad (23)$$

e

$$\tau_G = f_G \frac{\rho_G V_t^2}{2}. \quad (24)$$

O fator de atrito nas Eqs. (11), (23) e (24) pode ser determinado por qualquer procedimento estabelecido para escoamento monofásico. Analisando-se a Eq. (22) e considerando que $f_1 = f_G$, pode-se escrever que a única forma dessa ser verdadeira é fazendo com que:

$$V_{f\infty} = \left(\frac{\rho_G f_G}{\rho_L f_L} \right)^{1/2} \left(\frac{S_{l\infty} + S_{G\infty} R_{f\infty}}{S_{L\infty} (1 - R_{f\infty})} \right) V_{t\infty}. \quad (25)$$

Da Eq. (8) pode-se escrever também que:

$$V_{f\infty} = \frac{1}{R_{f\infty}} [V_{t\infty} (1 - R_{f\infty}) - J]. \quad (26)$$

Para se determinar $R_{f\infty}$ é necessário se resolver as Eqs. (26) e (25) simultaneamente, mas para tanto é necessário se determinar o fator de atrito para o líquido e para o gás. Fagundes Netto et al. (1999) utiliza o fator de atrito calculado conforme a proposição estabelecida por Blasius como:

$$f_{L\infty} = C \cdot \text{Re}_{L\infty}^{-1/4}, \quad \text{Re}_{L\infty} = \frac{\rho_L J D}{\mu_L} \left(\frac{R_{f\infty}}{S_{L\infty}} \right), \quad (27)$$

e

$$f_{l\infty} \cong f_{G\infty} = C \cdot \text{Re}_{G\infty}^{-1/4}, \quad \text{Re}_{G\infty} = \frac{\rho_L V_{t\infty} \cdot D}{\mu_L} \left(\frac{R_{G\infty}}{S_{L\infty} + S_{G\infty}} \right), \quad (28)$$

obtendo dessa forma que a Eq. (25) pode ser escrita como:

$$V_{f\infty} = \beta \Phi V_{t\infty}, \quad (29)$$

onde β é uma função das propriedades do fluido definida como:

$$\beta = \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^3 \right)^{1/7} \quad (30)$$

e Φ é uma função da geometria definida como:

$$\Phi = \left(\frac{\left(R_{f\infty} S_{G\infty} + S_{L\infty} \right)^4 R_{f\infty} \left(S_{G\infty} + S_{L\infty} \right)}{\left((1 - R_{f\infty}) S_{L\infty} \right)^5} \right)^{1/7} \quad (31)$$

A Eq. (29) e (26) é implícita e deve ser resolvida adequadamente. Uma das formas de resolver essa equação é pela técnica de perturbação, sendo que β pode ser assumido como o parâmetro de perturbação. Adotando essa técnica, pode-se mostrar que a solução simultânea das equações é:

$$R_{f\infty} = \frac{V_{t\infty} - J}{V_{t\infty}} \left(1 + \beta \Phi_{\infty} \right). \quad (32)$$

Uma observação importante sobre a Eq. (32) deve ser feita. Caso se despreze na análise os efeitos da tensão de cisalhamento na interface e no gás, o termo $\beta \Phi_{\infty}$ é nulo, fazendo com que a $R_{f\infty} = (C_0 - 1)/C_0$ conforme mostra Nicholson et. al. (1978) e que garante consistência da solução apresentada. Fagundes Netto et al. (1999) avalia o comportamento de Φ e afirmar que para $0,1 < R_{f\infty} < 0,5$ pode-se aproximar a Eq. (31) por:

$$\Phi_{\infty} = 1,7 \left(\frac{V_{t\infty} - J}{V_{t\infty}} + 0,5 \right), \quad (33)$$

além de afirmar que na região de equilíbrio R_f se encontra entre esses limites. As medidas experimentais efetuadas para esse trabalho confirmam essa afirmação. Substituindo as Eqs. (10), (33) e (30) em (32), obtém-se que:

$$R_{f\infty} = \frac{J(C_0 - 1) + V_d}{C_0 J + V_d} \left(1 + 1,7 \left(\frac{J(C_0 - 1) + V_d}{C_0 J + V_d} + 0,5 \right) \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^3 \right)^{1/7} \right). \quad (34)$$

Com a Eq. (34) é possível se determinar o *holdup* de líquido no filme na região de equilíbrio a partir das propriedades do fluido, das constantes C_0 e V_d e da velocidade da mistura de forma direta.

Para o início da bolha, Fagundes Netto et. al., (1999) definiu seu comprimento como tal que $l_0/D = 1$. Para o *holdup* de líquido foi realizado um ajuste por polinômio de segunda ordem para a solução proposta por Benjamin (1968) para R_f em um filme de líquido em queda livre. Para que se garantisse uma suavidade na transição entre as soluções, foi imposto que as derivadas do *holdup* obtidas pelas duas soluções – Eq. (17) e o polinômio – fossem iguais no início do corpo ($l_0/D = 1$). Desta imposição, pode-se escrever que:

$$\frac{f_L (R_{f0} + 0,5)(R_{f0} - R_{f\infty})^2}{R_{f\infty}^2 (1 - kR_{f0}^3) D} = \sqrt{1,38(R_{f0} - 0,5648)}. \quad (35)$$

Observando-se a Eq. (35) verifica-se que nem sempre sua resolução será possível no domínio real. Desta forma, é necessário se estabelecer procedimentos de obtenção para R_{f0} para esses casos. Da solução apresentada por Benjamin (1968), determina-se que quando $l_0/D = 1 \Rightarrow R_{f0} = 0,57$. Da análise da Eq. (17) pode-se concluir que $1 - kR_f^3 > 0$ em todo o corpo da bolha, portanto $R_{f0} < k^{-1/3}$. Desta forma, como apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) os valor de R_{f0} tem que ser tal que $0,57 < R_{f0} < k^{-1/3}$. Nesse trabalho, toda vez que não havia uma solução real dentro dos limites estabelecidos para a Eq. (35), adotou-se $R_{f0} = 0,57$.

3. Resultados

A população da espessura média de filme de líquido de cada bolha e seu comprimento são obtidas experimentalmente em estações de medidas, uma situada a 127D (estação 1) e outra a 777D (estação 4) da injeção do líquido e do gás. Um dos objetivos destas medidas é avaliar como estas populações evoluem ao longo da linha. Os testados, apresentados na Tabela 1, foram agrupados em dois grupos pela velocidade de mistura, sendo um quando $J = 1\text{ m/s}$ ($J_L = 0,33$ e $J_G = 0,67$ m/s, $J_L = J_G = 0,5$ m/s) e outro quando $J = 2$ m/s ($J_L = 0,33$ e $J_G = 1,67$ m/s e $J_L = 0,67$ e $J_G = 1,33$ m/s). As Figura 3 e 4 apresentam a função densidade de probabilidade, fdp, da espessura média de cada bolha e seu comprimento para os pontos que apresentam velocidade de mistura $J = 1$ m/s e 2 m/s, respectivamente.

Uma análise da fdp da espessura do filme de líquido abaixo da bolha, Figuras 3b e 4b, mostra que sua população aproxima-se de uma população normal para as posições mais afastadas do injetor gás e líquido enquanto que para a posição mais próxima, 127D, a fdp apresenta uma forma ‘distorcida’ sugerindo uma forte influência do processo de formação. As variações entre as populações da espessura de filme observadas para as distâncias de 127D e 777D a jusante do injetor de gás e líquido decorrem das interações entre bolhas consecutivas. Elas apresentam um comportamento geral: as bolhas são formadas com filmes de líquidos mais espessos e, à medida que elas evoluem ao longo do tubo, se acomodam dinamicamente dentro do tubo e atingem uma espessura menor. Este comportamento é mostrado nas fdp das Figuras 3a e 4a onde as populações de bolhas com filmes de grande espessura medidas a 127D praticamente desaparecem nas medidas a 777D.

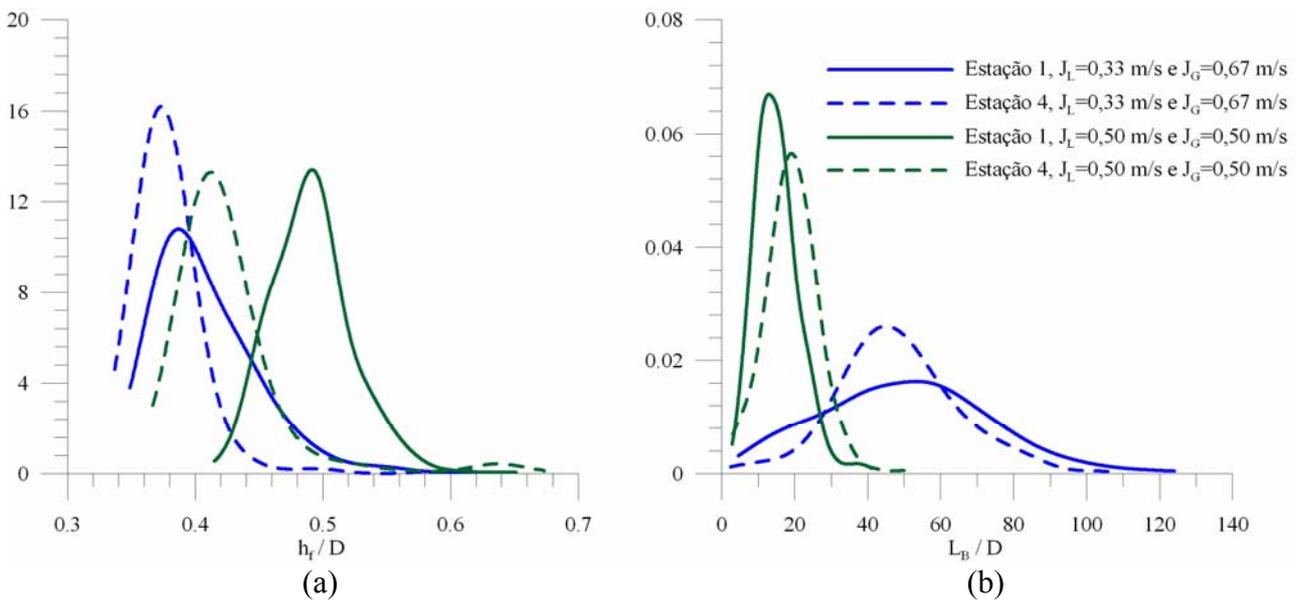


Figura 3. Histograma da distribuição (a) da altura de filme média e (b) do comprimento das bolhas para $J = 1$ m/s.

Comportamento semelhante ao da espessura de filme média também é observado para o comprimento da bolha, como mostra Figuras 3b e 4b. Para regiões mais afastadas do injetor de gás e líquido, a população aproxima-se de uma distribuição normal e para a região mais próxima (127D), a fdp apresenta uma forma ‘distorcida’, o que sugere uma forte influência do processo de formação. O valor mais provável de LB/D é dependente da razão gás líquido, i.e., J_G/J_L . Considerando-se os valores para a estação 4, constata-se que para J_G/J_L variando de 1, 2 e 5 o comprimento mais provável correspondente foi de 20D, 40D e 120D, respectivamente conforme mostrado nas Figuras 3b e 4b. As variações entre as populações de comprimentos de bolhas observadas para as distâncias de 127D e 777D a jusante do injetor de gás e líquido decorrem das interações entre bolhas consecutivas. Elas apresentam um comportamento geral: à

medida que as bolhas evoluem ao longo da linha a população de bolhas pequenas e bolhas grandes diminuem e conseqüentemente a variância desta população também diminui. O fato da população de bolhas menores diminuírem pode ser explicado pelo fenômeno de coalescência. Ele pode ocorrer entre duas bolhas consecutivas que se fundem numa única bolha que apresentará um comprimento maior. Por outro lado, a extinção da população das bolhas de maior comprimento não pode ser explicada por este fenômeno. Além disto, não se tem conhecimento de mecanismos físicos de quebra de bolha que poderiam justificar este comportamento. A explicação deste fenômeno está no processo de formação das bolhas. O injetor de correntes concêntricas, utilizado para misturar o gás e o líquido, forma bolhas longas, porém com filmes de líquidos espessos. À medida que estas bolhas evoluem ao longo do tubo há um acomodamento dinâmico da interface, a espessura de filme diminui e, para manter a mesma massa de gás, seu comprimento diminui também. Isto pode ser observado nas fdp da espessura de filme de líquido mostrado nas Figuras 3a e 4a.

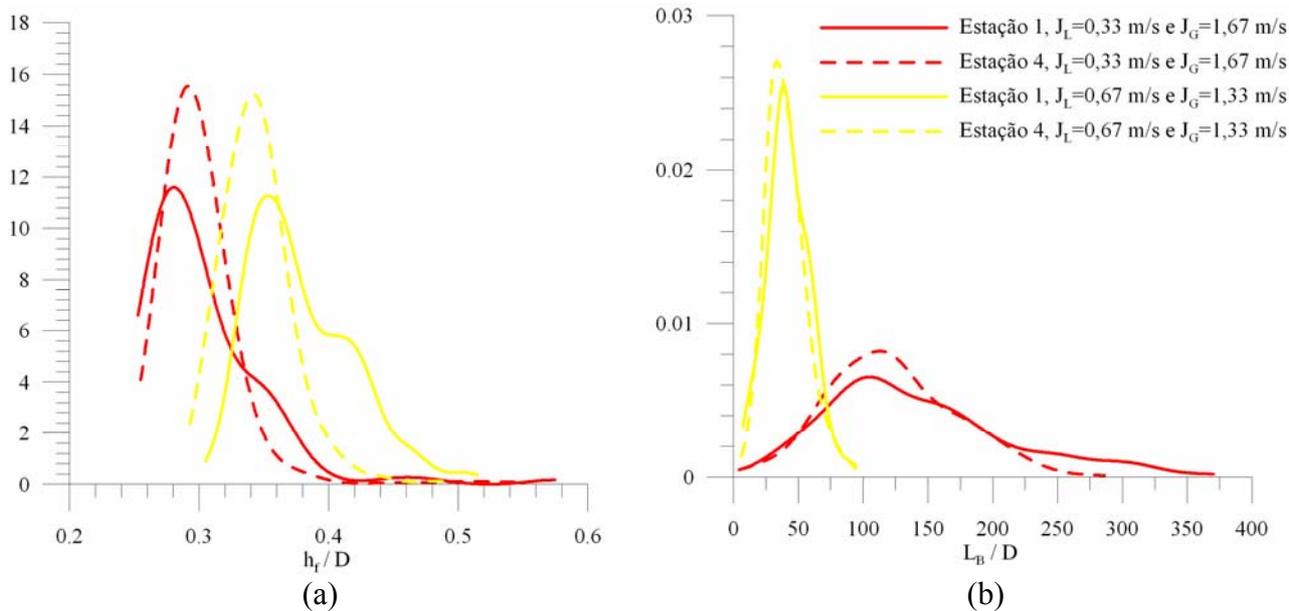


Figura 4. Histograma da distribuição para (a) altura de filme média e (b) comprimento das bolhas para $J = 2$ m/s.

Uma comparação entre os resultados experimentais e do modelo para a espessura média de filme em função do comprimento de cada bolha que passou pelo sensor é realizado nas Figuras 5 e 6 para $J = 1$ e 2 m/s, respectivamente. Os símbolos representam os dados experimentais enquanto que as linhas os resultados do modelo. O modelo emprega o valor da constante C_0 determinado experimentalmente, $C_0 = 1,12$, e para fins de análise de sensibilidade do modelo ele também emprega um valor 10% superior ao experimental, $C_0 = 1,23$.

Os dados experimentais das Figuras 5 e 6 mostram que a espessura média do filme de líquido é bem representada pelo comprimento da bolha de tal modo que quanto maior o comprimento menor é a espessura do filme. Isto é válido tanto para as medidas realizadas a $127D$ do injetor como para aquelas tomadas a $777D$. Além disto, esta relação entre h_f/D e L_B/D é uma função da velocidade de mistura. Observa-se que os pontos experimentais com diferentes J_G e J_L fundem-se em uma única curva desde que sua velocidade de mistura ($J = J_G + J_L$) seja constante. Por exemplo, na Figura 5a para $J = 1$ m/s e bolhas com $L_B/D = 20$ a espessura do filme será $h_f/D = 0,45$ tanto para os pares com $J_G = 0,33$ e $J_L = 0,67$ m/s ou para $J_G = J_L = 0,5$ m/s.

Na Figura 5 pode-se observar que para $J = 1$ m/s e em ambas as estações de medida, os valores do modelo não expressam os dados experimentais para bolhas de pequeno comprimento, tipicamente $L_B/D < 40$. Entretanto, os valores de espessura de filme de líquido para as bolhas de comprimento maior são bem reproduzidos pelo modelo. Outra constatação importante é a influência do valor de C_0 , uma vez que em se aumentando em 10% seu valor, os valores médios obtidos pelo modelo aumentam significativamente. Para bolhas com $L_B/D > 40$, pode-se observar que há um aumento de cerca de 16% na espessura de filme prevista pelo modelo fazendo com que seus resultados se aproximem bem das medidas experimentais. Pelo fato do modelo capturar melhor a espessura de filme experimental para grandes bolhas faz com que suas previsões para o par $J_L = J_G = 0,50$ m/s seja pior daquelas para o par $J_L = 0,33$ e $J_G = 0,67$ m/s uma vez que esse último apresenta bolhas com um comprimento maior.

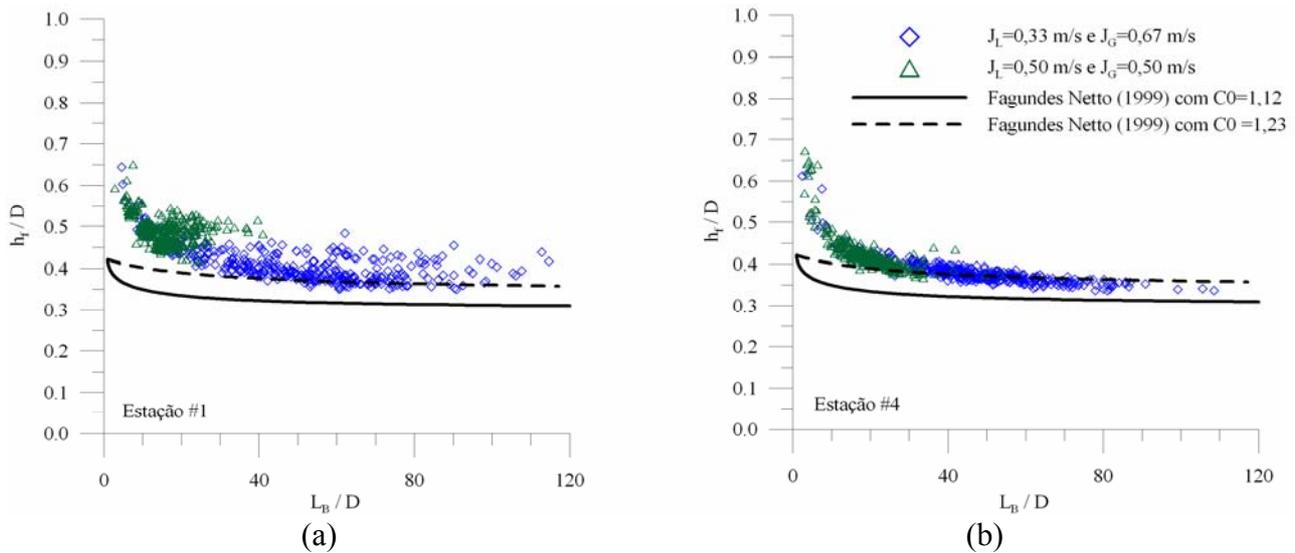


Figura 5 – Comparação entre a espessura de filme média obtida pelo modelo apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) e o experimental para (a) primeira e (b) quarta estação de medida quando $J = 1$ m/s.

Para $J = 2$ m/s o comportamento do modelo é contrário daquele observado para $J = 1$ m/s. Ele apresenta uma boa capacidade de previsão para bolhas pequenas ($L_b/D < 50$) e superestimando a espessura de filme média para as bolhas maiores ($L_b > 50$), conforme mostra a Figura 6. Uma razão para esse comportamento pode estar relacionada com o fato de que a Eq. (34) não reproduz adequadamente a região de equilíbrio, superestimando os valores da espessura. A tendência de o modelo calcular um filme mais espesso quando se aumenta o valor de C_0 continua presente nesse caso, sendo que o aumento da espessura média para bolhas grandes é de cerca de 20% quando se aumenta C_0 em 10% (C_0 indo de 1,12 para 1,23). Outro fato que se pode observar é que na primeira estação de medida há um espalhamento acentuado no comportamento da espessura do filme e na quarta estação não. Provavelmente as estruturas ao chegar à quarta estação já interagiram de tal forma que há um escoamento periódico. Esse fato também pode ser concluído dos histogramas apresentados na Figura 4.a que apresenta uma distribuição ‘distorcida’ na estação 1 e normal na 4.

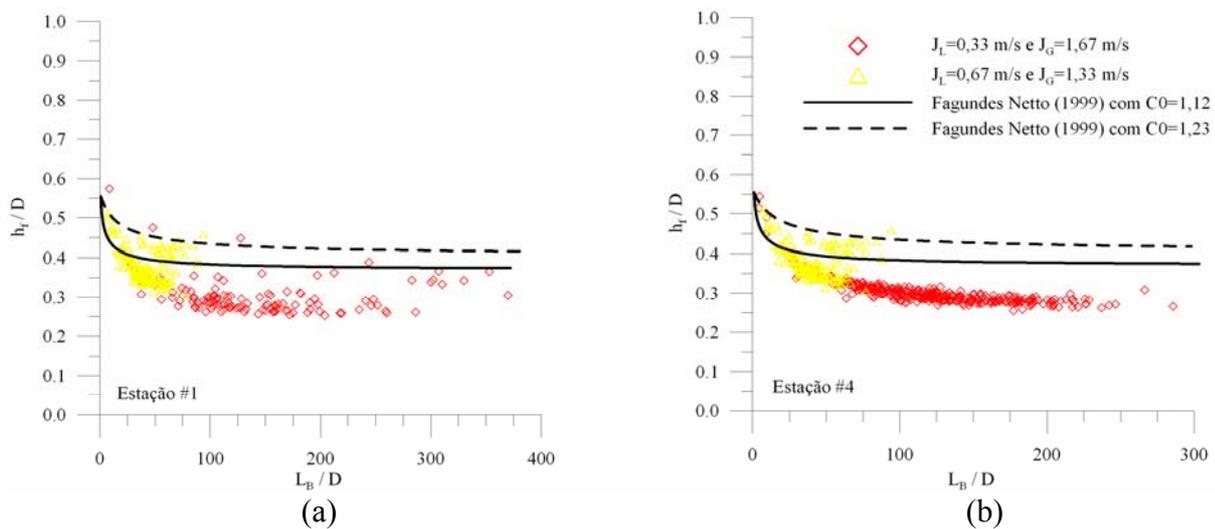


Figura 6 – Comparação entre a espessura de filme média obtida pelo modelo apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) e o experimental para (a) primeira e (b) quarta estação de medida quando $J = 2$ m/s.

4. Conclusão

Medidas experimentais para o comportamento da espessura média do filme na região da bolha e de seu comprimento em um escoamento padrão intermitente com duas velocidades superficiais distintas são apresentadas. Também é realizada uma análise comparativa entre os resultados experimentais com os gerados a partir do modelo de espessura de filme de líquido proposto por Fagundes Netto et. al. (1999). Os dados experimentais da espessura de filme mostram que quanto maior for a velocidade de mistura ou o comprimento da bolha, menor será a espessura média do

filme. O modelo foi capaz de capturar a diminuição da espessura do filme com o comprimento da bolha mas não em função do aumento da velocidade de mistura. Uma possível causa deste comportamento está associado à forma com que é determinada a espessura no inicial do filme, dado de entrada do modelo. Entretanto, para se chegar a um resultado conclusivo, é necessário uma melhor investigação nos modelos para o nariz da bolha.

A capacidade de previsão do modelo para a espessura média quando $J = 1$ m/s foi determinada com um erro na ordem de 10% quando $L_B/D > 40$. Para valores de $L_B/D < 40$ o erro entre o modelo e os dados experimentais é muito elevado. Para $J = 2$ m/s o comportamento foi oposto. Ele apresentou uma boa capacidade de previsão para bolhas consideradas pequenas ($L_B/D < 50$), com erros na ordem de 5% mas, para bolhas grandes ($L_B/D > 100$) o erro foi acentuado, chegando à ordem de 60%.

5. Referências

- Benjamin, T. B., 1968, "Gravity Currents and Related Phenomena", J. Fluid Mech., Vol. 32, pp. 209-248.
- 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, No. 4, pp. 337-347.
- Fagundes Netto, J. R., 1999, "Dynamique de Poches de Gaz Isolees en Ecoulement Permanent et Non Permanent Horizontal", Tese de Doutorado, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Fagundes Netto, J. R.; Fabre, J.; Paresson, L., 1999, "Shape of long bubbles in horizontal slug flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 25, pp. 1129-1160.
- Kokal, S.L and Stanislav, J.F., 1989, "An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes - II: liquid holdup and pressure drop", Chem. Eng. Sci., Vol. 44, No. 3, pp. 681-693.
- Nicholson, M.K.; Aziz, K.; Gregory, G.A., 1978, "Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models", The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 56, pp. 653-663.
- Nicklin, D.J.; Wilkes, J.O.; Davidson, J. F., 1962, "Two Phase Flow in Vertical Tubes", Trans. Inst. Chem. Engineers, Vol. 40, pp. 61-68.
- Rosa, E.S., 2002, "The Structure in the Horizontal Slug Flow", 9º Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences.
- Rosa, E. S., Morales, R. E. M., Melo, A. I., Freire, R. and França, F. A., 2001, "The Evolution of Slug Flow", Cobem.
- Taitel, Y. and Barnea, D., 1990, "Two-phase slug flow", Advances in Heat Transfer, Vol. 20, pp. 43-132.
- Wallis, G.B., 1969, "One dimensional Two-Phase Flow", McGraw-Hill, New York.
- Yoshizawa, C. J., 2006, "Estudos de Modelos para a Forma das Bolhas em um Escoamento Intermitente Ppadrão Golfadas", Dissertação de Mestrado, PPGERHA, Universidade Federal do Paraná.

TITLE: AVERAGE THICKNESS OF FILM IN A SLUG FLOW PATTERN WITH HORIZONTAL TUBES

Ricardo Augusto Mazza
UNICAMP/FEM/DE – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
mazza@fem.unicamp.br

Eugênio Spanó Rosa
UNICAMP/FEM/DE – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Abstract An experimental and modeling analysis of the liquid film thickness flowing below an elongated gas bubble, characteristic of gas-liquid slug flow pattern in horizontal tube, is presented. The experimental apparatus consists of a horizontal tube with 900 free diameters long with a gas liquid injector at the inlet. A succession of liquid pistons and elongated gas bubbles are formed at the inlet, evolve along the tube and are freely discharged at the tube outlet to a tank at atmospheric conditions. Measurements of the averaged liquid film thickness and bubble length are performed with twin parallel wire conductive probes for each individual bubble passing by the sensors. The population of film thickness and bubble length is recorded at two positions downstream the gas-liquid injector: 127D and 777D. This work also employs a film thickness model based on the mass and momentum balance applied to the gas and liquid phases. A comparison between the analytical expression for the model against the experimental data on film thickness and bubble length is drawn.

Keywords: two-phase flow; slug flow; film thickness, bubble model

ANALYSIS OF TWO MOLECULAR DIFFUSION MODELS FOR PREDICTING WAX DEPOSITION IN LAMINAR FLOW

Mao Ilich Romero

Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-RIO, 22453-900, RJ
mao@mec.puc-rio.br

Angela Ourivio Nieckele

Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-RIO, 22453-900, RJ
nieckele@mec.puc-rio.br

Luis Fernando Alzuguir Azevedo

Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-RIO, 22453-900, RJ
lfaa@mec.puc-rio.br

Abstract. Deposition of high molecular weight paraffins on the inner wall of subsea production and transportation pipelines continues to be a critical operational problem faced by the petroleum industry. Molecular diffusion, Brownian diffusion, shear dispersion and gravity settling are some of the possible mechanisms responsible for wax deposition cited in the literature. Although, molecular diffusion is employed in the vast majority of the deposition models available in the literature, it is still not clear which one is the most relevant mechanism. In the present study a numerical analysis of the wax deposition is performed employing only the molecular diffusion model. The wax deposition is determined considering oil flowing in the laminar regime, through a rectangular channel. Two mathematical models are investigated. The first formulation is one-dimensional and the wax deposition rate is determined indirectly from the heat flux through the channel wall. The second formulation is two-dimensional and the wax deposition rate is a function of the paraffin concentration gradient. The finite volume method was selected to solve the conservation equations of mass, energy and mass fraction, coupled with a diffusive equation to describe the growth of the wax deposit. A moving mesh was employed to account for the reduction of the flow cross section due to the paraffin deposition. Additionally, the influence of the paraffin latent heat was investigated. The results obtained showed the same trends for both models, but a much slower deposition rate was observed for the first one. The results obtained numerically were compared with experimental results found in the literature for four Reynolds numbers. As expected, the deposited layer is comparatively thinner for the higher flow rates represented by the higher value of the Reynolds number.

Keywords: wax deposition, pipeline, laminar flow, molecular diffusion

1. Introduction

Wax deposition in production and transportation pipelines continues to be a relevant problem for the industry, particularly in offshore operations. The crude oil flows out of the reservoir at, typically, 60 °C into the production pipelines. These lines carry the oil to the platforms and from the platforms to shore. At large water depths, the ocean temperature at the bottom is of the order of 5 °C. The solubility of wax in the oil is a decreasing function of temperature. As the oil flows, it loses heat to the surrounding water. If the crude oil temperature falls below the Wax Appearance Temperature (WAT), the wax may precipitate and deposit along the inner walls of the pipeline. The accumulation of the deposited material may lead to increased pumping power, decreased flow rate or even to the total blockage of the line with loss of production and capital investment.

A significant research effort has been devoted to the understanding and modeling of the wax deposition problem (Burger et al., 1981, Brown et al., 1993, Creek et al., 1999 and Svendsen, 1993). This is a complex problem that involves several disciplines such as thermodynamics, heat transfer, mass transfer, crystal growth and fluid dynamics. An accurate prediction of the temporal and spatial distributions of the deposited wax along the pipeline would be invaluable information that would help in the design stages of the field, as well as in the scheduling of interventions in the pipeline, in order to assure the flow of oil at the desired rates.

A detailed critical review of the literature was prepared as part of a research project on wax deposition (Azevedo and Teixeira, 2003). One of the key works analyzed in this review was that of Burger et al. (1981) where the possible mechanisms responsible for wax deposition were identified. These mechanisms are molecular diffusion, Brownian diffusion, shear dispersion, and gravitational settling. Molecular diffusion has been widely accepted as the dominant deposition mechanism, and has been included in the vast majority of the models presented in the open literature (e.g., Ribeiro et al., 1997, Fusi, 2003). An observation of the deposition models available in the literature shows that they all make use of adjusting constants to fit the model predictions to field or laboratory data. In our view this practice, totally justified for yielding good predictions for particular lines, complicates the task of assessing the relative importance of each deposition mechanism. Therefore, in the review article mentioned above, Azevedo and Teixeira (2003) concluded that there was no experimental evidence to confirm that molecular diffusion is the dominant deposition mechanism.

Recently Leiroz et al (2005) presented a comparison between the experimental data of Leiroz (2004) and the predictions of a one-dimensional model for wax deposition, considering only the molecular diffusion mechanism. The experiments were conducted under controlled conditions and allowed, seemingly for the first time, the determination of the spatial and temporal distributions of the deposited wax. The comparison of the results presented a large discrepancy between experiments and numerical predictions for the transient regime. Both the experiments and the simulations were conducted for laminar flow conditions.

The present paper presents results of an ongoing research effort aimed at identifying the relative importance of the deposition mechanisms. To this end, the diffusion-based model of Leiroz et al.(2005) was improved by the implementation of a two-dimensional formulation where the concentration equation for the liquid wax was also solved. Therefore, two mathematical models are compared; the first formulation is one-dimensional and the wax deposition rate is determined by an indirect way from the heat flux through the channel wall, while the second formulation is two-dimensional and the wax deposition rate is calculated based on the paraffin concentration gradient at the deposit.. The mathematical model developed was employed to simulate the same conditions of the laboratory tests conducted by Leiroz(2004). Those were tests conducted under controlled conditions employing simple oil-wax mixtures with known properties., flowing through a test section well-defined boundary and initial conditions. In the simulations, the measured properties of the test fluids were employed. No constants were adjusted to fit the predicted results to the measured data, as it is normally done with models that predict field operations. It is believed that the comparison between the predicted and experimental results for these simple configurations would allow a better assessment of the relative importance of the deposition mechanisms.

2. Mathematical model

The main objective of the present research is to help identify the relative importance of the wax deposition mechanisms proposed in the literature. The idea was to develop a simple model that incorporated one deposition mechanism at a time and compare the predictions obtained with the simple experiments conducted. In the present paper, the molecular diffusion model is investigated, since this is the most widely accepted mechanism. Different approximations are made and two mathematical diffusion models are developed and compared.

The geometry of the problem modeled is presented schematically in Figure (1), where symmetry in relation to the horizontal axis was enforced. The oil and wax solution enters the domain, which has a rectangular cross section (height a and width W), with a uniform temperature T_i and a constant flow rate \dot{m} . In all cases studied T_i was always above the wax appearance temperature for the solution, T_{WAT} . The channel length is L . The solution loses energy to the ambient at temperature T_{amb} through the side glass walls with an overall heat transfer coefficient U_{lat} . Cold water with constant temperature T_{H2O} flows through channels connected to the upper and lower copper walls. Due to the high thermal conductivity of the copper, its temperature was assumed to be equal to the water temperature. The working fluid was considered as a binary homogeneous solution of oil, the solvent, and wax, the solute. The wax deposition begins when the oil interface temperature T_{int} is lower than the wax appearance temperature T_{WAT} . The wax deposition thickness is δ .

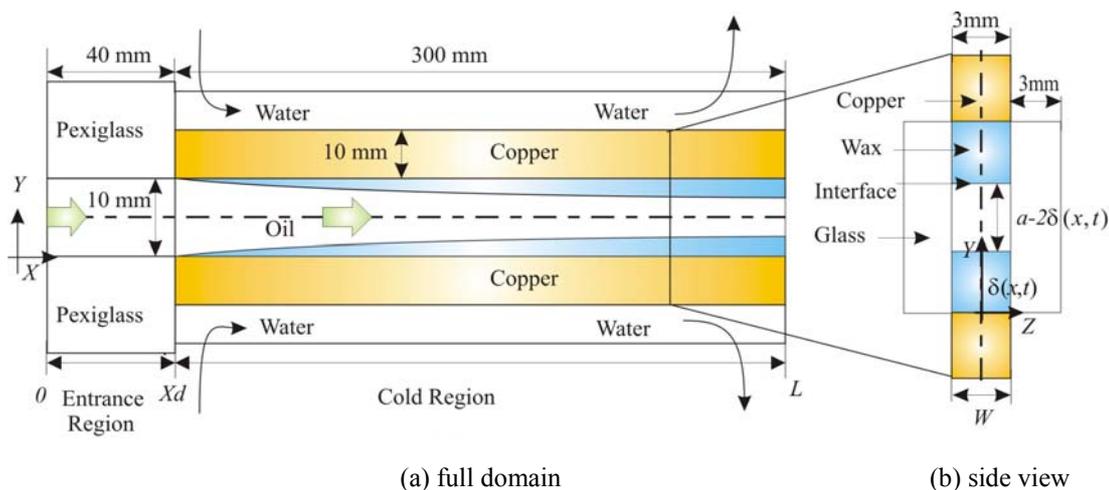


Figure 1. Schematic view of the computational domain

At the beginning of the process, the water flows at the same temperature as the inlet oil. So, at time equal to zero, the whole apparatus is nearly at the same temperature equal to the mixture inlet temperature, since the heat losses to the ambient through the glass walls area quite small. Thus, at $t = 0$, the interface temperature T_{int} is larger than T_{WAT} , therefore both δ and $d\delta/dt$ are zero. The growth of the deposited layer was accounted for by a molecular diffusion mechanism, as suggested by Burger et al. (1981). In this model, the deposition occurs when $T_{int} < T_{WAT}$ and the diffusion flux of wax toward the cold wall is estimated by Fick's law of diffusion,

$$\frac{\partial m_{wax}}{\partial t} = -\rho \mathcal{D}_{wax} W dx \left. \frac{\partial \omega}{\partial y} \right|_{int} ; \quad m_{wax} = \rho_{wax}(1-\phi) W \delta dx \quad (1)$$

where ρ is the mixture density, \mathcal{D}_{wax} is the molecular diffusion coefficient of the liquid wax in the solvent oil, ω is the concentration (or volume fraction of wax in the solution), m_{wax} is the wax mass deposited in the length dx , ρ_{wax} is the solid wax density and ϕ is the porosity of the oil-filled wax deposit, and it is given by the ratio of the liquid mass inside the deposit by the total mass of the deposit. $m = \rho W (a/2 - \delta) dx$ is the fluid mass contained in an elementary volume. Rearranging Eq. (1), the wax deposition can be obtained from

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{\rho}{\rho_{wax}} \frac{\mathcal{D}_{wax}}{(1-\phi)} \left. \frac{\partial \omega}{\partial y} \right|_{int} \quad (2)$$

The difference between the diffusion models studied is related with the determination of the concentration gradient at the interface of the deposit. The first model is one-dimensional, while the second is two-dimensional. The two models are described in the following sections.

2.1. One-dimensional model

The first model is one dimensional, and the schematic view of the computational domain seen in Fig. (2) can help its description. In this model, the concentration gradient of ω (or volume fraction of wax in the solution) at the interface, in Eq. (2) was approximated by the product of the wax solubility coefficient $\partial\omega/\partial T$ by the interface temperature gradient. Thus,

$$\left. \frac{\partial \omega}{\partial y} \right|_{int} = \frac{\partial \omega}{\partial T} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{int} \quad (3)$$

Since the model is one-dimensional, the temperature gradient could not be directly determined. Thus, it was obtained from the heat flux through the interface q_{int} , which was determined from the heat transfer coefficient at the interface h_i , and the temperature difference between the oil mixture T and the interface T_{int} , as

$$-k_m \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{int} = q_{int} = h_i (T - T_{int}) \quad (4)$$

where k_m is the oil mixture thermal conductivity. Substituting Eq. (4) into Eqs (3) and (2), the wax deposition can be obtained from

$$\frac{d \delta}{d t} = \frac{\rho}{\rho_{wax}} \frac{\mathcal{D}_{wax}}{(1-\phi)} \frac{\partial \omega}{\partial T} \frac{h_i}{k_m} (T - T_{int}) \quad (5)$$

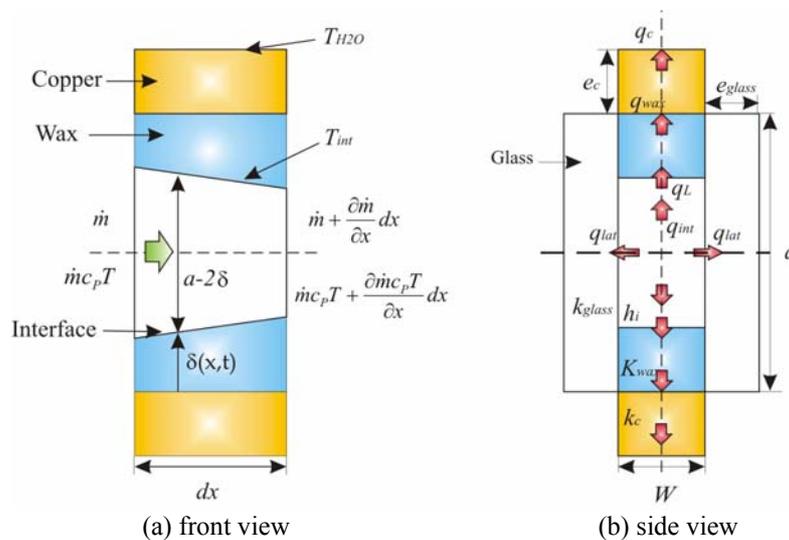


Figure 2. Schematic view of the computational domain for the one-dimensional model.

The heat transfer coefficient was determined from the local Nusselt number Nu_i correlation for the developing thermal entry region for parallel-plate channels, with constant temperature boundary condition, as given by Incropera, DeWitt, (1990). The Nusselt number Nu_i is a function of the dimensionless coordinate along the channel X , defined as

$$Nu_i = \frac{h_i D_h}{k_m} ; \quad X = \frac{x/D_h}{\mathbf{Re}_x \mathbf{Pr}} ; \quad D_h = \frac{4A_t}{2(W+a-2\delta)} ; \quad \mathbf{Re}_x = \frac{\dot{m} D_h}{A_t \mu} ; \quad \mathbf{Pr} = \frac{\mu c_p}{k_m} \quad (6)$$

where D_h is the hydraulic diameter, $A_t = 2W(a-2\delta)$ is the cross section area, which decreases as the wax is deposited, \dot{m} is the mass flow rate of the oil mixture, μ is the oil dynamic viscosity and c_p the specific heat at constant pressure.

To determine the axial variation of the bulk fluid temperature T , the energy equation was solved. The energy equation for the solution applied to the control volume of Figure (2), neglecting axial diffusion, is

$$\frac{\partial (m' c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial (\dot{m} c_p T)}{\partial x} + q_{int} 2W + q_{lat} 2(a-2\delta) = 0 \quad (7)$$

where $m' = \rho A_t$ is the mass of solution per unit length. Heat losses through the transverse channel direction were computed taking into account the convective thermal resistance within the channel and the deposited layer q_{int} . Heat losses through the glass lateral walls were also considered. q_{lat} .

$$q_{lat} = U_{lat}(T - T_{amb}) ; \quad \frac{1}{U_{lat}} = \frac{1}{h_i} + \frac{e_{glass}}{k_{glass}} \quad (8)$$

where T_{amb} is the ambient temperature, and U_{lat} is the overall side wall heat transfer coefficient, which is formed by the solution forced convection resistance at the inner wall h_i , the conduction resistance of the glass with thickness e_{glass} and thermal conductivity k_{glass} .

The interface temperature T_{int} was determined by an energy balance at the wax/solution interface, where the latent heat of the wax was taken into consideration at the wax/solution interface, i.e., the difference in heat fluxes from each side of the interface is proportional to the wax latent heat λ and rate of mass deposited, as

$$(q_{int} - q_{wax})W dx = \frac{d m_{wax}}{dt} \lambda \quad (9)$$

where q_{wax} is the heat flux through the solid wax and copper wall, and it is determined by assuming that the outer cooper wall has the same temperature as the flowing cooling water T_{H2O}

$$q_{wax} = U_{wax}(T_{int} - T_{H2O}) ; \quad \frac{1}{U_{wax}} = \frac{\delta}{k_{wax}} + \frac{e_c}{k_c} \quad (10)$$

U_{wax} is the overall heat transfer coefficient at the wax side, formed by the conduction resistance of the copper walls and the wax deposit, that have, respectively, thicknesses e_c and δ , and thermal conductivities k_c and k_{wax} . The interface temperature can then be determined by

$$T_{int} = \frac{h_i T + U_{wax} T_{H2O} - \rho_{wax} \lambda (d\delta/dt)}{h_i + U_{wax}} \quad (11)$$

Hot solution is introduced in the channel with a temperature higher than the T_{WAT} for the mixture. The initial condition for the problem was a steady state flow, with the solution exchanging heat with water flowing at the same inlet hot temperature. The experiment started by a step change reduction in the water temperature to a value below T_{WAT} .

The energy equation was discretized based on the finite volume method (Patankar, 1980), with the upwind scheme to treat the convection term. A totally implicit procedure was employed to handle the time integration of both Eq. (5) and (7). The set of algebraic equations was solved by the TDMA algorithm.

2.2. Two-dimensional model

In order to determine the wax deposition rate for the second model, Eq. (2) was applied directly. The wax concentration gradient at the interface was obtained by the solution of the wax volume fraction conservation equation, which was applied to an infinitesimal control volume dV , with surface SC as illustrated in Figure 3,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{dV} \rho \omega dV + \int_{SC} \rho \omega \vec{u} \cdot \vec{n} dA = \int_{SC} \vec{m}'' \cdot \vec{n} dA \quad (12)$$

where t is time, \vec{u} is the velocity vector, $\vec{m}'' = -\rho D_{wax} \mathbf{grad} \omega$ is the mass diffusive flux and \vec{n} is the unit vector normal to the surface SC .

Since the wax deposition, given by Eq. (2), can only occur when the interface temperature is below T_{WAT} , the temperature distribution is a necessary information, which is obtained from the solution of the energy equation applied to the same control volume dV ,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{dV} \rho c_p T dV + \int_{SC} \rho c_p T \vec{u} \cdot \vec{n} dA = \int_{SC} \vec{q}'' \cdot \vec{n} dA \quad (13)$$

where $\vec{q}'' = -k_m \mathbf{grad} T$ is the diffusive heat flux. Heat losses through the transverse channel direction were computed taking into account the convective thermal resistance within the channel and the conductive resistance in the deposited layer and in the channel metallic walls. Heat losses through the glass lateral walls were also considered.

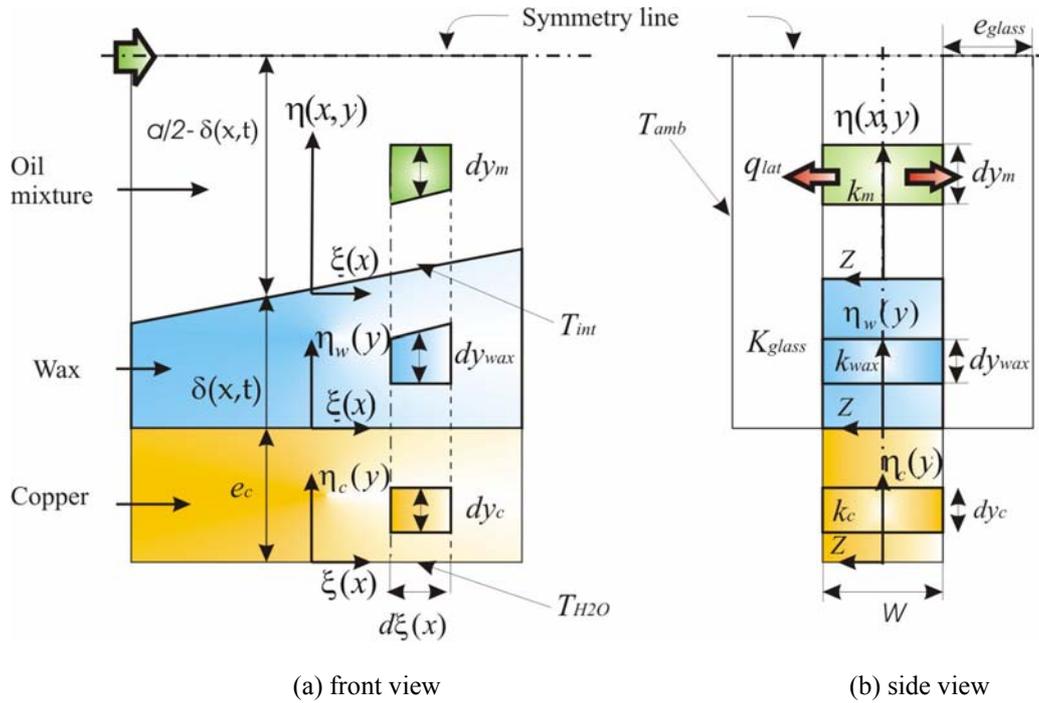


Figure 3. Schematic view of the computational domain for the two-dimensional model

To simplify the problem, the flow field was considered as locally hydrodynamically fully developed, i.e., a parabolic velocity profile in the vertical direction was prescribed, with the mean axial velocity varying with the axial coordinate due to the decrease in channel cross sectional area caused by the wax accumulation. The velocity field was prescribed as

$$\vec{u} = u \vec{i} \quad ; \quad u = 1.5 u_m \left[1 - y^2 / (a/2 - \delta)^2 \right] \quad ; \quad u_m = \frac{\dot{m}}{\rho (a - 2 \delta) W} \quad (14)$$

Since during the wax deposition process, the flow cross section area varies; it is convenient to apply the conservation equations, Eqs. (12) and (13), to a moving curvilinear coordinate system as illustrated in Fig. (4), where the following dimensionless coordinate system was introduced

$$\xi = x \quad ; \quad \eta = \frac{y - \delta}{a/2 - \delta} \quad ; \quad \tau = t \quad (15)$$

Considering constant properties, the wax volume fraction and energy conservation equations, eqs. (12) and (13), can be written as (Romero, 2005)

$$\frac{\partial(Ja\omega)}{\partial\tau} + \frac{\partial(Ja\tilde{U}\omega)}{\partial\xi} + \frac{\partial(h_\xi\tilde{V}\omega)}{\partial\eta} = \mathcal{D}_{wax}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(Ja\frac{\partial\omega}{\partial\xi} + \beta\frac{\partial\omega}{\partial\eta}\right) + \mathcal{D}_{wax}\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{h_\xi^2}{Ja}\frac{\partial\omega}{\partial\eta} + \beta\frac{\partial\omega}{\partial\xi}\right) \quad (16)$$

$$\frac{\partial(JaT)}{\partial\tau} + \frac{\partial(Ja\tilde{U}T)}{\partial\xi} + \frac{\partial(h_\xi\tilde{V}T)}{\partial\eta} = \alpha\frac{\partial}{\partial\xi}\left(Ja\frac{\partial T}{\partial\xi} + \beta\frac{\partial T}{\partial\eta}\right) + \alpha\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{h_\xi^2}{Ja}\frac{\partial T}{\partial\eta} + \beta\frac{\partial T}{\partial\xi}\right) + \frac{U_{lat}(T-T_\infty)Ja}{\rho c_p} \quad (17)$$

where \mathcal{D}_{wax} is the wax molecular diffusion coefficient and $\alpha = k/(\rho c_p)$ is the mixture thermal diffusivity. Ja is the Jacobian of the coordinate transformation matrix, h_ξ is a metric in the ξ direction and β is a geometric parameter associated with the non-orthogonality of the coordinate system. \tilde{U} and \tilde{V} are the contra-variant relative velocity components in the ξ and η directions, respectively. These variables are defined as

$$Ja = a/2 - \delta \quad ; \quad h_\xi = [1 + \beta^2]^{1/2} \quad ; \quad \beta = (\eta - 1)\frac{\partial\delta}{\partial x} \quad (18)$$

$$\tilde{U} = u \quad ; \quad \tilde{V} = \frac{(\eta - 1)}{h_\xi}\frac{\partial\delta}{\partial t} - \frac{\beta}{h_\xi}u \quad (19)$$

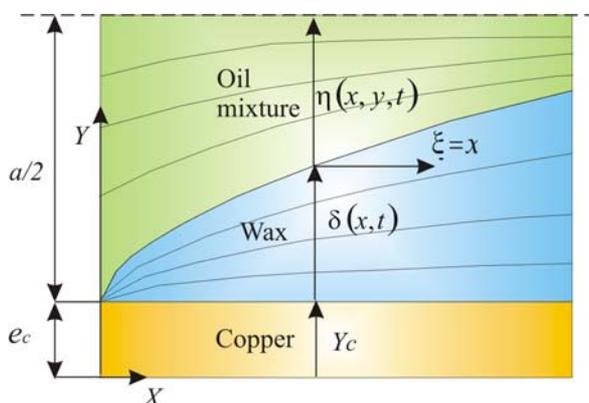


Figure 4. Coordinate system.

At the beginning of the process, the interface temperature is equal to the cold water temperature T_{H2O} , and the wax deposit is zero. However, as the wax deposit increases, the conduction equation at the wax region is also solved.

To solve the set of Eqs. (16) and (17), the following boundary conditions were considered: uniform temperature and wax concentration at the inlet and negligible diffusion at the outlet. At the upper boundary a symmetry condition was defined. The wax concentration at the interface is determined at the interface temperature from the equilibrium wax solubility curve determined experimentally by Leiroz, 2004. The critical boundary condition is at the interface between the fluid and wax deposit, since it controls the process. At this boundary, a heat balance is defined, taking into account the wax latent heat λ as given by Eq. (9), and the heat flux is determined at both sides of the interface based on the temperature gradient at each side (the subscript *sol* refers to the mixture side and *wax* to the solid wax side).

$$(q_{int} - q_{wax})W dx = \frac{d m_{wax}}{dt} \lambda \quad \text{where} \quad q_{int} = -k_m \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{sol} \quad ; \quad q_{wax} = -k_{wax} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{wax} \quad (20)$$

The energy equation was discretized based on the finite volume method (Patankar, 1980), with the upwind scheme to treat the convection term. A totally implicit procedure was employed to handle the time integration of both Eq. (16) and (17). The set of algebraic equations was solved by the TDMA line by line algorithm.

Mesh and time step independence tests were performed, until the solutions for different meshes and time steps agreed to within 0.1%. The results presented in the present paper were obtained with 50 control volumes along the axial direction and with 151 control volumes at the η direction for the fluid region and 21 in the wax region and 21 in the copper. The time step was set as 3 s.

3. Results and Discussion

The conservation equations presented for the one-dimensional and two-dimensional models were solved and compared with the experimental data of Leiroz, 2004. To allow a fair comparison, the same geometry used in the

experiments was modeled and the same fluid and wax properties from the work of Leiroz, 2004 were used. The following properties for the solution and solid wax were considered to be equal, being set as: density $\rho = 844 \text{ kg/m}^3$, specific heat $c_p = 2017 \text{ J/(kg K)}$, thermal conductivity, $k = 0.23 \text{ W/(m K)}$. The molecular diffusion coefficient was taken as $D_{wax} = 2.09 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$, the wax latent heat as $\lambda = 2.64 \times 10^5 \text{ J/kg}$, and the solution absolute viscosity as $\mu = 1.02 \times 10^{-2} \text{ Pa s}$. The wax deposit porosity was assumed to be equal to $\phi = 0.86$ based on information from Burger et al., 1981. The fluid inlet and wall temperatures were 40 and 15°C respectively. The T_{WAT} for the test solution was equal to 36°C.

The equilibrium wax solubility curve determined experimentally by Leiroz (2004) was given by

$$\omega = 1.021 \times 10^{-9} T^{5.13} \quad \text{with } T \text{ in } ^\circ\text{C}. \quad (21)$$

Solutions were obtained for four different values of the Reynolds number **Re**, namely, 366, 516, 688, 858. The definition employed for **Re** is

$$\text{Re} = \frac{\dot{m} D_h}{\mu W a} \quad ; \quad D_h = \frac{2 W a}{(W + a)} \quad (22)$$

Figures (5) through (9) show results for the thickness of the deposited layer given in millimeters as a function of the axial coordinate of the channel, given also in millimeters. Figure (5) presents the wax deposit growth for **Re**=858. Each curve represents a different time counted from the initiation of the cooling of the walls. The symbols correspond to the experimental data of Leiroz(2004), the solid lines correspond to the numerical solution obtained with the two-dimensional model, while the dashed lines correspond to the one-dimensional model prediction. Figures (6) through (9) present a comparison of the steady state results obtained with both models with the experimental data of Leiroz (2004), for the four Reynolds numbers investigated.

Analysing Fig. (5), it can be seen that after four hours, no more deposit growth was verified, indicating the attainment of a steady condition. An observation of the experimental data of Fig. (5) reveals the rapid growth of the deposit layer. Indeed, the first 10 minutes of deposit accumulation are responsible for nearly 50% of the final, steady state thickness. The numerical prediction for the steady state deposition profile is quite good over the whole length of the channel with the two-dimensional model, while, for this Reynolds number, the one-dimensional model over-predicted the deposited layer, for the steady state regime. In spite of the reasonable steady state results, both models were unable to predict the transient behavior of the deposit. In fact, the diffusion-based model was not able to even predict the correct trend for the spatial distribution of the deposited layer. While the experiments display a monotonic increase of the deposited layer for all time instants, the models predict an increase in the deposit at the channel entrance followed by a decrease, which is the opposite trend in relation to the experiments. It should be mentioned that all models available in the literature display similar up-and-down behavior as the present model (eg. Brown et al, 1993 and Ribeiro et al, 1997). The transient 1-D model prediction is even worse than the 2-D model prediction, leading to much larger time to attain the steady state regime. These results indicate that the 1-D model predicts a smaller temperature gradient than the 2-D model.

The reasonable agreement with experiments obtained for the steady state regime can be explained by the fact that the deposit can only occur while the interface temperature is lower than T_{WAT} , and this value is controlled by the conduction heat flux through the wax layer. As the deposit layer increases, for the same heat flux from the cold water, the interface temperature increases, until it reaches T_{WAT} , when no more deposition occurs. Considering this argument, the final steady state deposit profile should be governed by the steady state position of the isotherm corresponding to T_{WAT} , which is a heat-transfer-governed problem with no influence of the mass transfer process.

Figures (6) through (9) present a comparison of both numerical models and experimental results obtained for the four Reynolds numbers investigated, at the steady state condition. As expected, the deposited layer is comparatively thinner for the higher flow rates represented by the higher value of the Reynolds number. For the steady state regime, it can be observed that a reasonable quantitative agreement and same trends are obtained. It can be seen that the 2-D model presents a better agreement near the entrance of the channel in relation to the 1-D model, which substantially over-predicted the amount of deposit at that region. It can also be seen, that the quality of the agreement is reduced as the Reynolds number decreases with the 2-D model and the opposite trend is observed with the 1-D model. An observation of the results shows that the 1-D model always predicts larger deposits at steady state. It should be pointed out that the 1-D model strongly depends on the internal Nusselt number correlation to determine the heat flux at the interface, while for the 2-D model; the heat flux is obtained from the temperature profile calculated, without any empirical correlation.

This poor level of agreement presented here is encountered in all models available in the literature. They all use molecular diffusion as the deposition mechanism. What is normally done in the literature is to adjust the numerical predictions to the experimental data via the modification of the constant that incorporates the molecular diffusion coefficient, porosity, and other parameters. This procedure, in our view, is responsible for the popularity of the molecular-diffusion based models. Here, for the first time, we show that when actual properties are used, the molecular diffusion based mechanism as normally implemented in the literature is not capable of predicting the transient behavior of the deposition thickness even for this very simple configuration studied.

The reason for the discrepancy between measured and predicted results is no yet known. It is conceivable that deposition mechanisms other than molecular diffusion might be relevant. It is also plausible that a more elaborate model that solves the fully three dimensional momentum and energy equations coupled with conservation equations for the chemical species might yield better agreement with the experimental data. This line of research is presently being conducted.

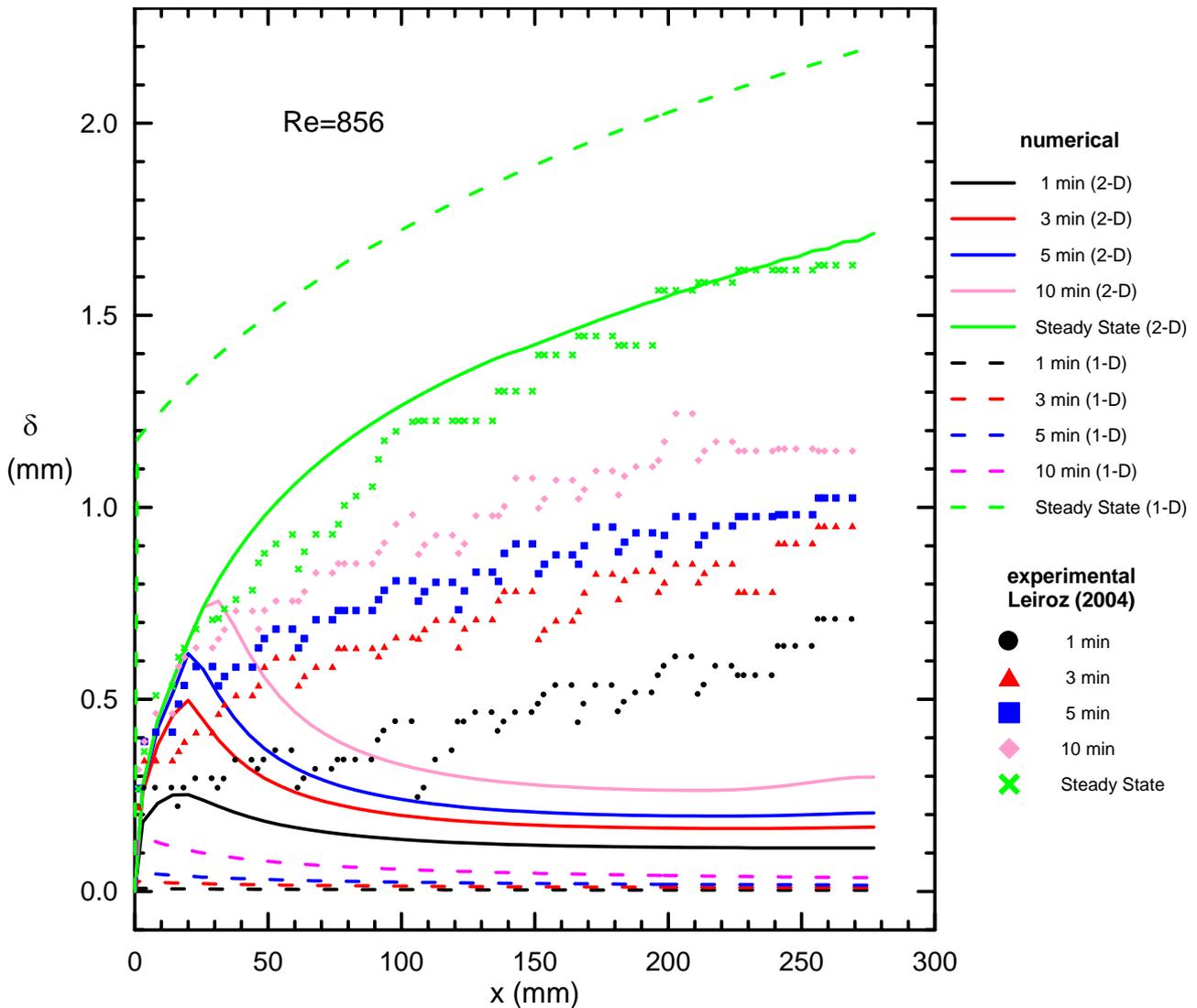


Figure 5. Measured and predicted spatial and temporal evolution of deposited wax layer for channel flow for $Re = 856$.

4. Final Remarks

The present paper presents results of an ongoing research program aimed at studying the mechanisms responsible for wax deposition in petroleum pipelines. The strategy employed in the study was to conduct laboratory experiments in simple geometries with well-defined boundary and initial conditions employing fluids with known thermo-physical properties. In parallel with the experiments, numerical models of the deposition process were developed incorporating molecular diffusion as the only deposition mechanism. A comparison of the experimentally and numerically predicted results may help assess the validity of each deposition mechanism.

The diffusion-based models developed to simulate wax deposition under laminar flow displayed a poor prediction capability. Deposition thickness did not present even the correct trends, with the exception of the steady state configuration. It is believed that the strategy adopted in the present research may contribute to a better understanding of the relative importance of the wax deposition mechanisms.

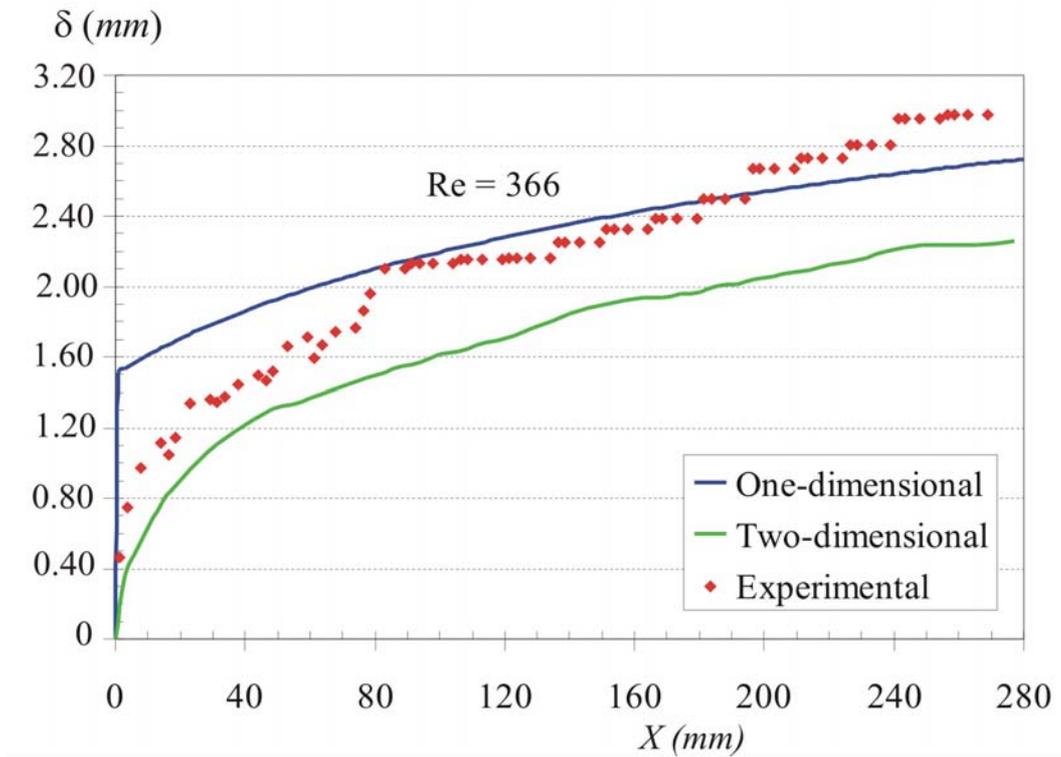


Figure 6. Comparison of the 1-D and 2-D model predictions with experimental data for the spatial evolution of the deposited wax layer for channel flow at steady state. $Re = 366$

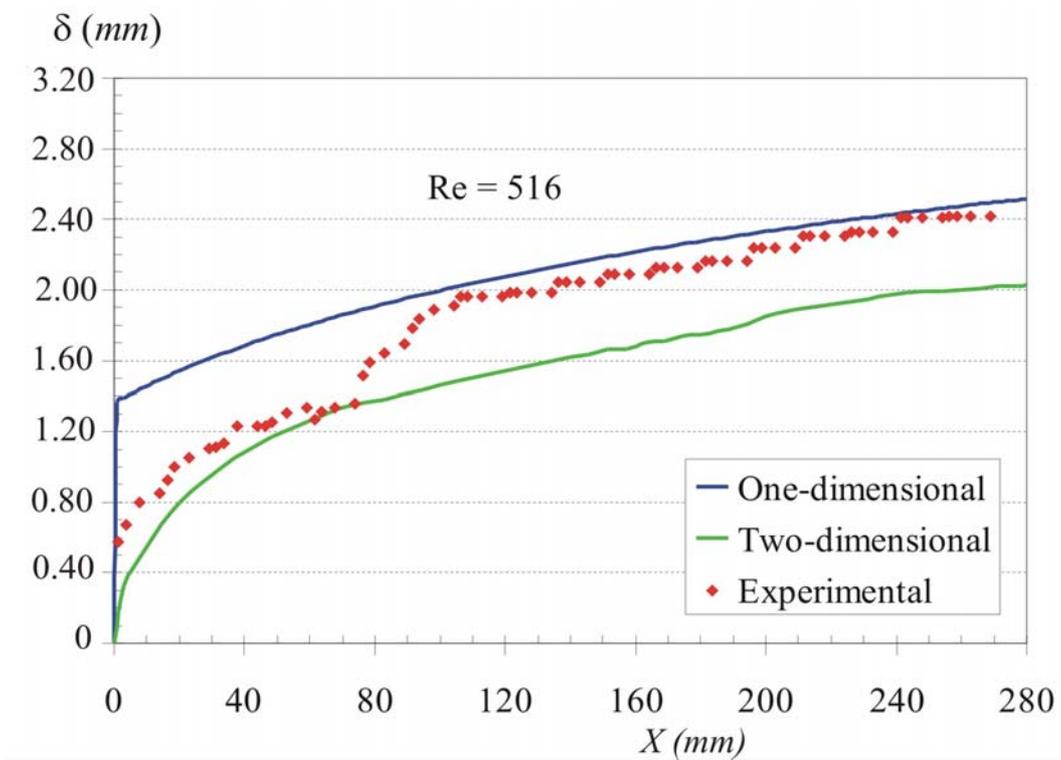


Figure 7. Comparison of the 1-D and 2-D model predictions with experimental data for the spatial evolution of deposited wax layer for channel flow at steady state. $Re = 516$.

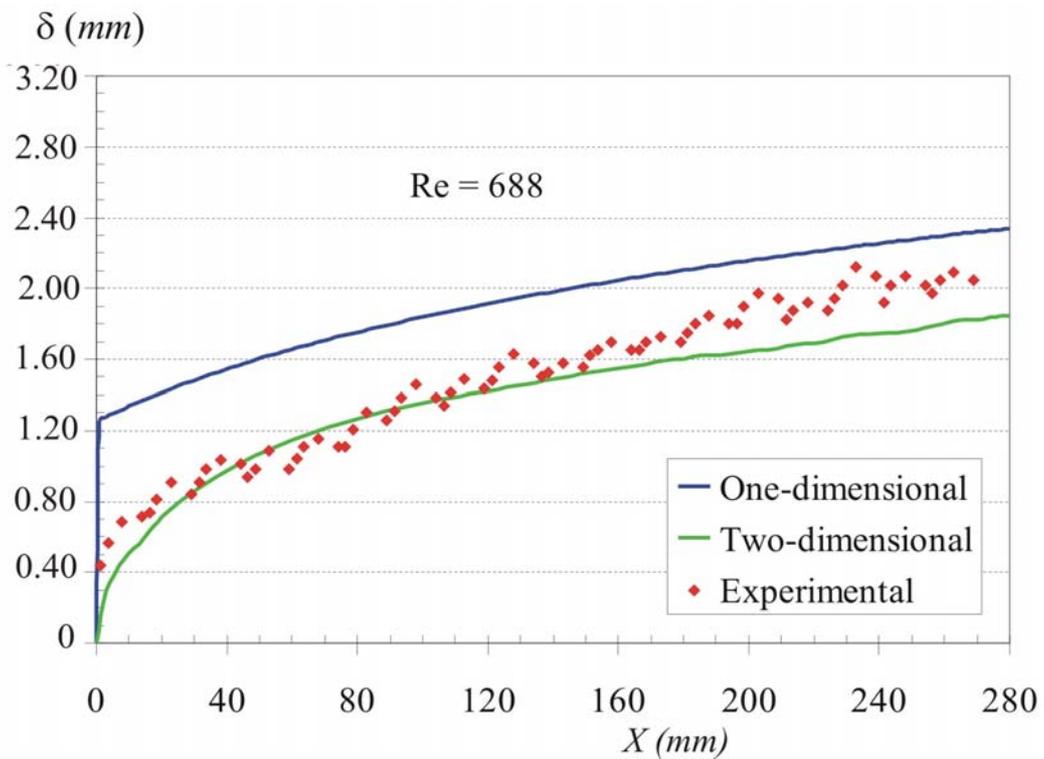


Figure 8. Comparison of the 1-D and 2-D model predictions with experimental data for the spatial evolution of deposited wax layer for channel flow at steady state. $Re = 688$

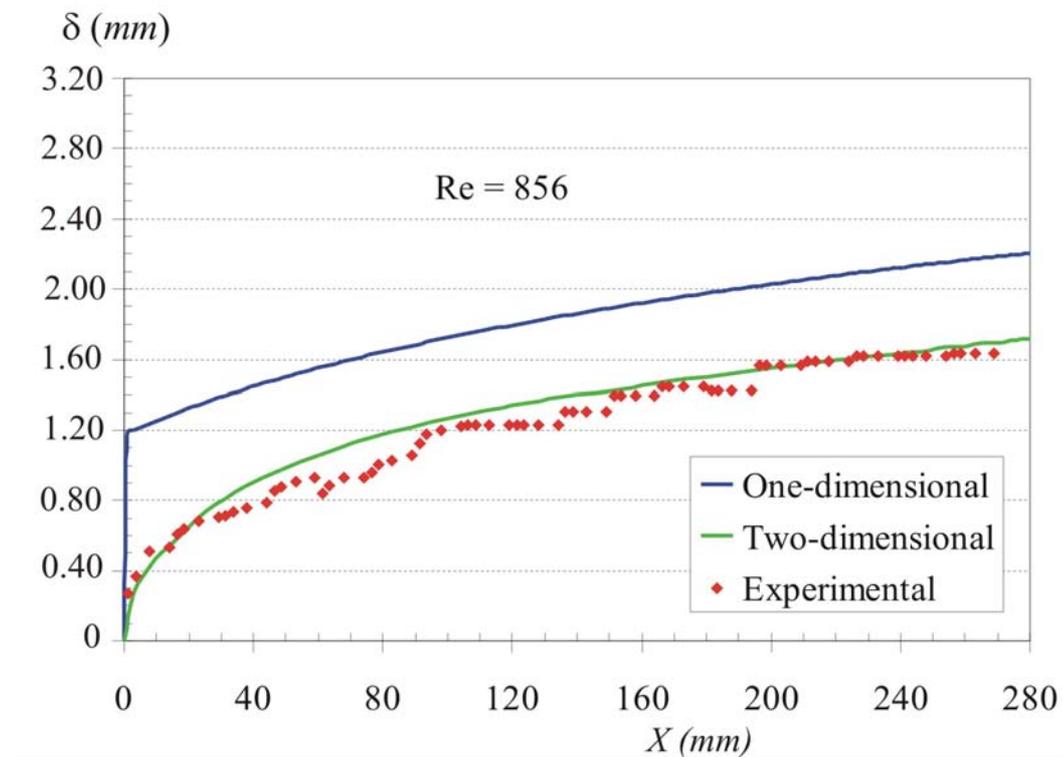


Figure 9. Comparison of the 1-D and 2-D models predictions with experimental data for the spatial evolution of deposited wax layer for channel flow at steady state. $Re = 856$

5. Acknowledgement

The authors acknowledge the support awarded to this research by the Brazilian Research Council, CNPq, and Petrobras.

6. References

- Azevedo, L.F.A. and Teixeira, A.M., 2003, A Critical Review of the Modeling of Wax Deposition Mechanisms, *Petroleum Science and Technology*, 21, No.3 and 4, 393-408.
- Brown, T.S., Niesen, V.G., and Erickson, D.D., 1993, Measurement and Prediction of the Kinetics of Paraffin Deposition, 68th Annual Conference of the Society of Petroleum Engineers, paper no. SPE 26548.
- Burger, E.D., Perkins, T.K., and Striegler, J.H., 1981, Studies of Wax Deposition in the Trans Alaska Pipeline, *Journal of Petroleum Technology*, June, 1075-1086.
- Creek, J.L., Lund, H.J., Brill, J.P., and Volk, M., 1999, Wax Deposition in Single Phase Flow, *Fluid Phase Equilibria*, 158-160, 801-811.
- Fusi, L., 2003, On the Stationary Flow of a Waxy Crude Oil With Deposition Mechanisms, *Nonlinear Analysis*, 53, 507-526.
- Incropera, P. and DeWitt, P., 1990, *Introduction to Heat Transfer*, JohnWiley and Sons, New York.
- Leiroz, A.T., 2004, Study of Wax Deposition in Petroleum Pipelines, Ph.D. thesis, Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro – PUC-Rio, Rio de Janeiro, Brazil (in portuguese).
- Leiroz, A. T., Romero, M. I., Nieckele, A.O., Azevedo, L.F.A., 2005, Wax Deposition in Laminar Channel Flow, *Proceedings of 18th International Congress of Mechanical Engineering, ABCM, November 6-11, 2005, Ouro Preto, MG, Brazil*
- Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw Hill, New York.
- Romero, M. I., 2005, Assessment of Molecular Diffusion as a Mechanism for Wax Deposition in Petroleum Pipelines, MSc. Dissertation, Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro – PUC-Rio, Rio de Janeiro, Brazil (in portuguese).
- Ribeiro, F.S., Souza Mendes, P.R., and Braga, S.L., 1997, Obstruction of Pipelines due to Paraffin Deposition during the Flow of Crude Oils, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 4319-4328.
- Svendsen, J.A., 1993, Mathematical Modeling of Wax Deposition in Oil Pipeline Systems, *AIChE Journal*, 39, No.8, 1377-1388.

7. Copyright Notice

The author is the only responsible for the printed material included in his paper.

ESTUDO DA CINÉTICA DE FORMAÇÃO DE HIDRATOS EM DUTOS DE PETRÓLEO PELO MÉTODO DO CAMPO DE FASE: INFLUÊNCIA DOS PARÂMETROS DO MODELO

Mabelle Biancardi Oliveira

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ

mabelle@metal.eeimvr.uff.br

José Adilson de Castro

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ

adilson@metal.eeimvr.uff.br

Alexandre José da Silva

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ

ajs@metal.eeimvr.uff.br

Alexandre Furtado Ferreira

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ

furtado@metal.eeimvr.uff.br

Resumo: Neste trabalho objetiva-se estudar a influência dos parâmetros do modelo campo de fase na formação dos hidratos de gás. Foram investigados parâmetros tais como tensão superficial, efeito do super-resfriamento, nucleação homogênea e heterogênea. A influência de tais parâmetros foi analisada segundo a morfologia da interface e a cinética de formação dos mesmos. O modelo matemático proposto, que descreve a evolução da formação dos hidratos, consiste na solução simultânea das equações de energia e de fase, que foram resolvidas de forma acoplada através do método de volumes finitos. Resultados de simulação indicam que a diminuição da tensão superficial conduz ao aumento da rugosidade da interface e maior instabilidade desta. Observa-se ainda, com o aumento da tensão superficial há um aumento da espessura da interface, acarretando uma diminuição da cinética de formação dos hidratos. Para que a interface do hidrato pudesse avançar foi necessário um super-resfriamento de 2 K, visando reproduzir situações similares às experimentais. Na nucleação homogênea e heterogênea, duas condições foram simuladas: a) distribuição aleatória de núcleos: onde a evolução dos hidratos formados sofreu coalescência e a cinética de formação das regiões coalescidas sofreram uma leve diminuição em relação às isolados b) Nucleação em toda a extensão da parede: Neste caso a evolução caminha igualmente para dentro da região líquida, formando interfaces rugosas.

Palavras-Chave: Hidratos, Nucleação, Campo de Fase, Tensão Superficial

1. Introdução

Os hidratos de gás ou simplesmente hidratos, são compostos cristalinos, semelhantes ao gelo, definido como composto no qual, dois ou mais componentes são associados sem ligação química ordinária através de um completo encapsulamento de um tipo de molécula dentro de uma estrutura adequada formada por outra molécula como mostra (Powell, 1948), ou simplesmente, como composto molecular em que moléculas de um tipo estão incluídas nos buracos de uma rede formada por moléculas de outro tipo como mostra (Ferreira, 1999).

Apesar dos hidratos terem sido descobertos em 1811 (Makongo, 1981), só a partir de 1930 que o mundo foi se atentar para os seus problemas. No Brasil, devido às condições climáticas favoráveis, este problema só passou a se tornar relevante à medida que se começou a extrair petróleo em lâminas d'água cada vez mais profundas (Freitas, 1990) onde se encontram condições de pressão elevada e baixas temperaturas, tornando o hidrato um assunto cada vez mais importante.

Os hidratos cristalizam em dois tipos de estruturas, chamadas estruturas I e estruturas II (Rossi, 1990) e mais recentemente se descobriu dois tipos de estruturas novas, que ainda estão sendo estudadas (Bishnoi, 2001). O tipo de cristalização depende da molécula encapsulada. Moléculas pequenas cristalizam na estrutura I e moléculas grandes na estrutura II. A unidade celular da estrutura I e II é ilustrada na figura 1, onde a molécula hidratada está dentro das cavidades formadas pelas pontes de hidrogênio da água. Os números e tamanhos das cavidades são diferentes para as duas estruturas, mas em ambas, as moléculas de água estão coordenadas tetrahedricamente como no gelo, segundo Freitas (1990).

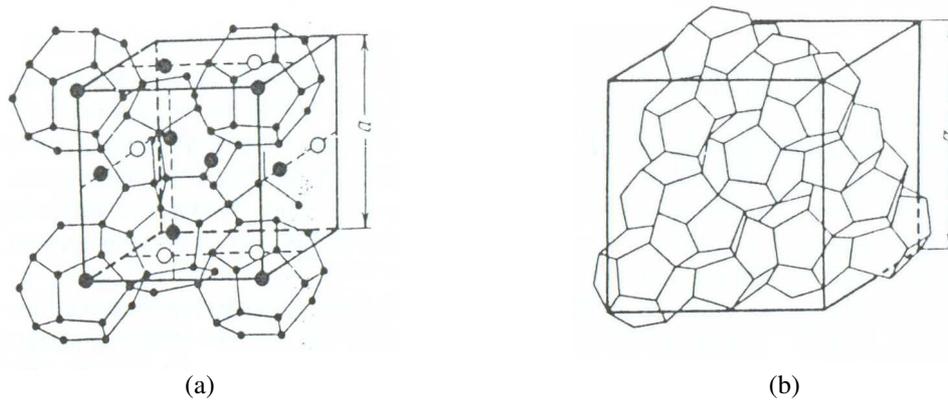


Figura 1 Hidratos de Estruturas I (a) e II (b)

Vyniauskus et al. (1983 e 1985) abriram caminho para os estudos cinéticos da formação dos hidratos de gás. Os autores formularam um modelo para prever a taxa de formação dos hidratos de metano e de etano, respectivamente. As análises experimentais realizadas por estes autores os levaram a concluir que a cinética é similar para ambos os gases formadores de hidratos.

Englezos et al. (1987), utilizaram o mesmo equipamento de Vysniauskas (1983 e 1985) com pequenas modificações para propor a cinética de formação dos hidratos de metano e etano, no qual representa uma taxa constante para o crescimento das partículas dos hidratos. Seus estudos revelaram que a taxa de formação dos hidratos é proporcional à diferença entre as fugacidades do gás dissolvido e a fugacidade de equilíbrio das três faces na temperatura experimental.

Bishnoi et al. (1996), estudaram a cinética de formação e decomposição dos hidratos. Segundo estes autores, a formação dos hidratos é vista como um processo de cristalização que engloba a nucleação e o processo de crescimento e a decomposição dos hidratos é uma seqüência da destruição do *lattice* e no processo de desorção do gás.

Kelkar et al. (1998) formularam o primeiro modelo de dissociação de hidratos em coordenadas retilíneas, no qual o hidrato é dissociado convertendo-se em gelo.

Edmonds et al.¹, utilizaram um modelo para o cálculo de equilíbrio entre as fases encontradas no interior da tubulação, mostrando que as fases existentes no petróleo podem ser calculadas simultaneamente.

Conforme Lekvam et al. (1997), a formação e a decomposição do hidrato de metano é uma função da temperatura, podendo ser modelada por um processo pseudo-elementar. O modelo é baseado em uma reação proposta previamente para a formação do hidrato na água.

Clarke et al., (2001) realizaram experimentos para medir a cinética de decomposição ocasionada pelas misturas de hidratos. A análise da fase gasosa revelou que a composição no reator permanece constante durante o processo da decomposição.

Segundo Svandal et al. (2006) a estrutura macroscópica do hidrato é similar ao gelo, formando e crescendo nas soluções aquosas das moléculas hospedeiras, se a pressão, a temperatura e a concentração dessas moléculas forem favoráveis.

Os estudos apresentados estão voltados para entender a cinética de formação dos hidratos, nesse contexto fundamenta-se o objetivo do trabalho. O modelo do Campo de Fase possui vários parâmetros que estão ligados na formação dos hidratos podendo se avaliar a influência de seus parâmetros na morfologia e no crescimento dos hidratos.

2. Material e Métodos

No processo do Campo de Fases, o estado de todo o sistema (núcleo sólido, meio líquido e interface) é representado por um único parâmetro, conhecido como variável do campo de fase (ϕ). Para a região sólida (núcleo solidificado) $\phi = +1$, para a região líquida $\phi = 0$ e conseqüentemente a interface está entre 0 e +1. A faixa no qual ocorre a mudança da variável do Campo de Fase representa a espessura da interface.

A evolução do núcleo solidificado com o tempo é proporcional à variação de um funcional de energia livre com relação à variável ϕ , segundo Bhadeshia (2000). Esta relação é mostrada pela Eq. (1).

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -M \frac{\partial F}{\partial \phi} \quad (1)$$

Para a Eq.(1) o M é a mobilidades da equação e o sinal negativo garante que a densidade de energia diminuirá em relação a $\partial\phi / \partial t$, transformando o líquido para sólido, havendo um decréscimo da densidade de energia do sistema. O termo F descreve como a energia livre varia em função da variável ϕ , sendo representado pela Eq. (2).

$$F = \int_v \left[f_0 \{ \phi, T \} - \frac{\epsilon^2}{2} (\nabla \phi)^2 \right] dV \quad (2)$$

A equação acima foi obtida por Cahn, apud Badeshia (2000) o referido autor assumiu que a densidade de energia livre pode ser resolvida por uma expansão de série de Taylor de multivariáveis. Sendo V e T o volume e a temperatura respectivamente.

A Eq. (3) a seguir foi formulada por Wheeler (1993) a partir da equação proposta por Cahn. A equação fornece a diferença entre as energias livre do líquido e do sólido no processo de formação dos hidratos e próximo a ele. ΔH é o calor latente liberado para o meio na transformação de fase, no processo de formação dos hidratos, T_m é a temperatura de formação e T é a temperatura calculada no ponto pela equação da energia. M_0 é o parâmetro que determina a mobilidade da equação de fase, controlando a termo transiente. $h(\phi)$ e $g(\phi)$ são as derivadas das Eqs. (4) e (5) respectivamente em relação a ϕ .

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = M_{(\theta)} \left[\epsilon_{(\theta)}^2 \nabla^2 \phi - h'(\phi) \frac{\Delta H}{T_m} (T - T_m) - W g'(\phi) \right] \quad (3)$$

$$h(\phi) = \phi^3 (10 - 15\phi + 6\phi^2) \quad (4)$$

$$g(\phi) = \phi^2 (1 - \phi)^2 \quad (5)$$

Pelas Eqs. (4) e (5), quando $\phi = 0$, que representaria a região somente do líquido, o terceiro e quarto termo do lado direito da Eq. (3) tornam-se nulos, similarmente para a região do sólido, os mesmos termos são nulos quando $\phi = 1$. A função $g(\phi)$, portanto, é nula em 0 e 1, garantindo que a densidade de energia terá valores diferente de zero somente na região da interface. A função $h(\phi)$ é uma função suavizante na transição da fase líquida para a fase sólida na região da interface, ou seja, para que ϕ tenha um comportamento suave dentro dos valores limites (0 e 1).

Os parâmetros $M(\theta)$ e $\epsilon(\theta)$ são determinados pela Eq. (6) e (7), de forma similar proposta por Wheeler et al.(1993).

$$M_{(\theta)} = M_0 (1 + \delta_m \cos j(\theta - \theta_0)) \quad (6)$$

$$\epsilon_{(\theta)} = \epsilon_0 (1 + \delta_\epsilon \cos j(\theta - \theta_0)) \quad (7)$$

Onde δ_m e δ_ϵ são as constantes de anisotropia. O valor de j controla o número de pontas dos hidratos, os quais irão viabilizar o crescimento do núcleo solidificado. A constante θ_0 é a orientação da interface com a máxima anisotropia, sendo o crescimento preferencial determinado previamente por θ_0 .

Os parâmetros M_0 e ϵ_0 são determinados pelas Eq. (8) e (9) respectivamente, onde μ^k é o coeficiente cinético interfacial, λ é a espessura da interface e σ é a tensão superficial.

$$M_0 = \frac{T_m \mu^k}{2,73 \Delta H \lambda} \quad (8)$$

$$\epsilon_0 = \sqrt{2,73 \lambda \sigma} \quad (9)$$

O processo de solidificação consiste ainda na equação de transporte de energia que é mostrada na Eq. (10).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \nabla^2 T + \frac{\Delta H}{C_p} h'(\phi) \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (10)$$

Onde D é a difusividade térmica, o ΔH o calor latente liberado para o meio no processo de formação dos hidratos e C_p é o calor específico.

As Eqs. (3) e (10) foram discretizadas pelo método dos volumes finitos. A equação da energia (10) foi resolvida em um esquema implícito, o que garante a convergência para qualquer passo no tempo, já para a equação de fase (3), foi utilizado um esquema explícito.

À equação da energia (10) foi adicionado o termo fonte, o qual representa o calor latente, liberado durante o processo de solidificação em torno da interface. Portanto a equação de fase (3) foi acoplada à equação da energia (10), através do termo fonte.

Foi adicionado ao modelo um termo fonte na equação do balanço de energia, responsável pela retirada do calor de transformação, de forma a manter a temperatura média do meio constante. As propriedades locais como capacidade térmica, condutividade térmica e densidade foram consideradas individualmente para as fases gás, líquido e hidrato, aplicando-se modelo de misturas.

3. Resultados e Discussões

3.1 Influencia da tensão superficial

O objetivo desta simulação é avaliar o que as variações da tensão superficial na região da interface sólido/líquido ocasionariam no seu desenvolvimento. Essas variações são causadas por alterações de temperatura e composições dos hidratos formados.

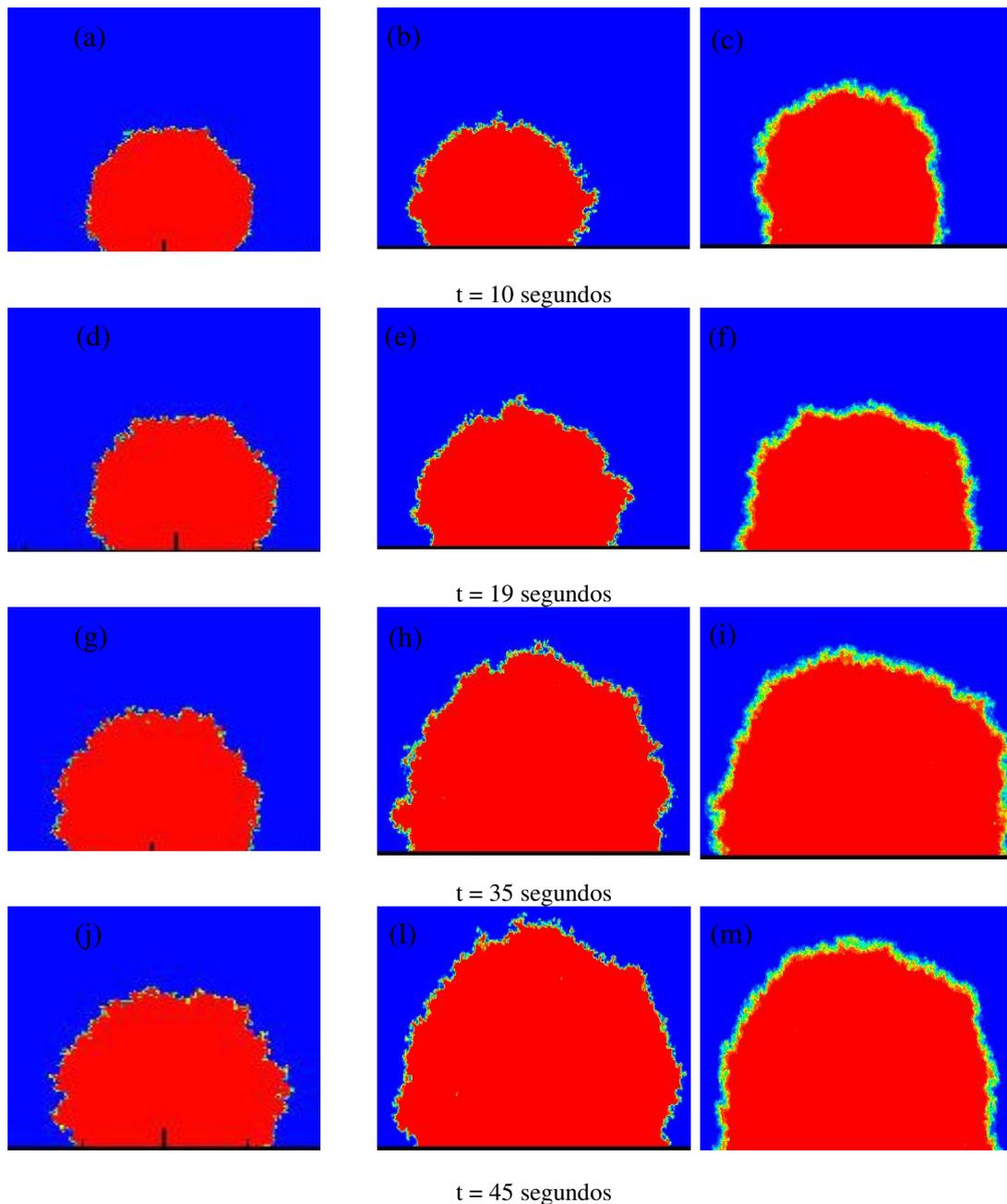


Figura 1 Simulação do crescimento do hidrato com diversas tensões superficiais

Uma seqüência de resultados obtidos pelo método do Campo de fase pode ser observada na Fig. 1 acima. Indicando uma grande diferença na morfologia do hidrato formado com as condições específicas da literatura (Smith, 2002, Clennell, 1999 e Henry, 1999), comparando com os hidratos formados com tensões superficiais maiores e menores que este valor. As comparações são feitas em uma mesma evolução temporal, sendo o núcleo formado na parede do recipiente. Nas Fig. de (a) a (c) são comparadas o crescimento do hidrato após 10 segundos do início da observação, nos resultados de morfologia não houve uma diferença expressiva, mas o volume de hidrato formado é bastante diferente. Outras comparações foram feitas em 19, 35 e 45 segundos observando-se que a morfologia do hidrato formado continua sem grandes diferenças, no entanto o volume do hidrato foi ficando cada vez mais desigual.

As tensões superficiais menores são representadas pelas figuras a esquerda, as figuras representadas ao centro são as simulações feitas com o valor da literatura (Smith, 2002, Clennell, 1999 e Henry, 1999) e as figuras a direita com tensões superficiais maiores. A rugosidade das figuras em todos os tempos observados na evolução do crescimento do hidrato são bastante diferente, podendo notar que para tensões superficiais menores, sendo representada pelas figuras a esquerda, geram hidratos com rugosidades maiores. Também se observa que a espessura da interface é diferente, pois quando se aumenta a tensão superficial a espessura aumenta, correspondendo com a literatura (Furtado, 2005), pois a tensão superficial é diretamente proporcional à espessura da interface, com isso quando se aumenta a tensão superficial a espessura da interface também aumenta.

Foi simulado pelo método do Campo de Fase o crescimento do hidrato nas situações onde se variou às tensões superficiais. Podendo a partir dos resultados simulados calcular a cinética de formação dos hidratos, onde a velocidade de crescimento na direção x é a variação do espaço (a variação do crescimento do hidrato) pelo tempo. Usando a tensão superficial de $2,2 \times 10^{-2}$ N/m que a literatura recomenda (Smith, 2002, Clennell, 1999 e Henry, 1999) temos uma velocidade de 0,034 mm/s (para o intervalo de tempo de 10 segundos). Para uma tensão superficial 10 vezes maior, a velocidade do hidrato é de 0,026 mm/s. Da mesma forma para uma tensão superficial menor em 10 vezes da utilizada pela literatura a velocidade de crescimento do hidrato formado foi aproximadamente 0,008 mm/s, para o mesmo intervalo de tempo.

Na Fig.2 observa-se a cinética de formação dos hidratos de gás, onde se pode ver o volume de hidrato formado versus o tempo. A tensão superficial está relacionada com o fator de energia livre de excesso, que impede a formação do hidrato e com o parâmetro que relaciona a interface, parâmetro este que faz com que o hidrato avance como mostra Furtado (2005). Pode-se observar na figura a seguir que tanto para uma tensão superficial maior ou menor, em relação ao adotado na literatura (Smith, 2002, Clennell, 1999 e Henry, 1999), houve uma maior contribuição da parcela que impede o avanço da interface de hidrato, tendo um volume menor de hidrato formado.

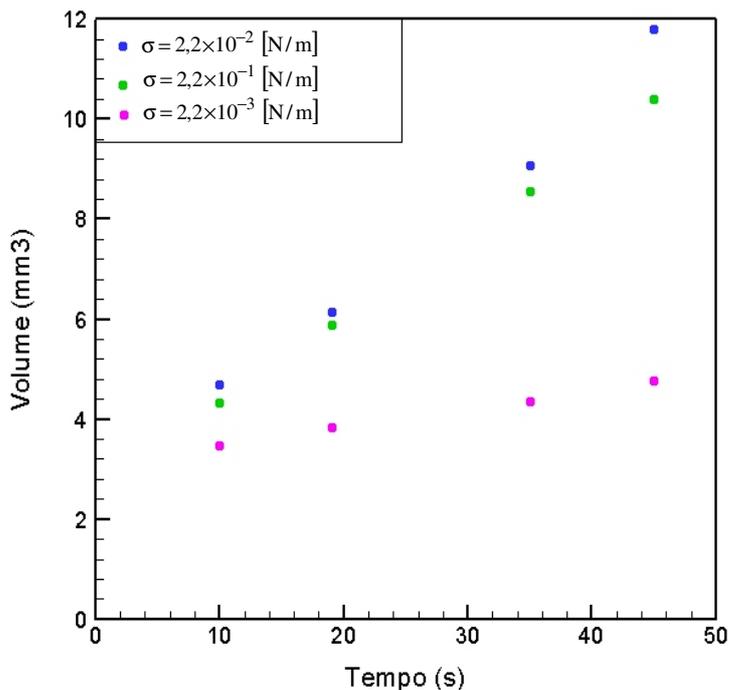


Figura 2 Influência da tensão superficial no volume de hidratos formado ao longo do tempo

5.2.1 Influencia do super-resfriamento no crescimento do hidrato

A finalidade desta simulação foi avaliar o crescimento do hidrato quando se variava o super-resfriamento. Foram feitas seis simulações variando o grau de super-resfriamento, adicionando-se ao programa uma semente na parte inferior do domínio. A temperatura inicial do sistema é de 225 K e o super-resfriamento térmico (ΔT) foi de 3, 5, 7, 10, 15 e 20 K.

Demonstrando que uma vez o hidrato estando super-resfriado e com perturbações externas, como perturbações na tubulação, a interface avança para dentro da região líquida, sendo um parâmetro decisivo no avanço da interface.

Caso não tivéssemos um super-resfriamento, sem perturbações externas e com uma condição adiabática, a interface do hidrato não avançaria, ficando apenas com o tamanho do grão inicial.

Na Fig. 3 observa-se a evolução do hidrato em um mesmo período de tempo, de 2,5 segundos, para todas as variações do super-resfriamento. Nas figuras de (a) a (f) tem-se o crescimento do hidrato com um super-resfriamento (ΔT) de 20, 15, 10, 7, 5 e 3 respectivamente. Podendo notar a importância do super-resfriamento no avanço da interface, pois com o aumento do super-resfriamento a interface avança mais rapidamente para o interior da região líquida.

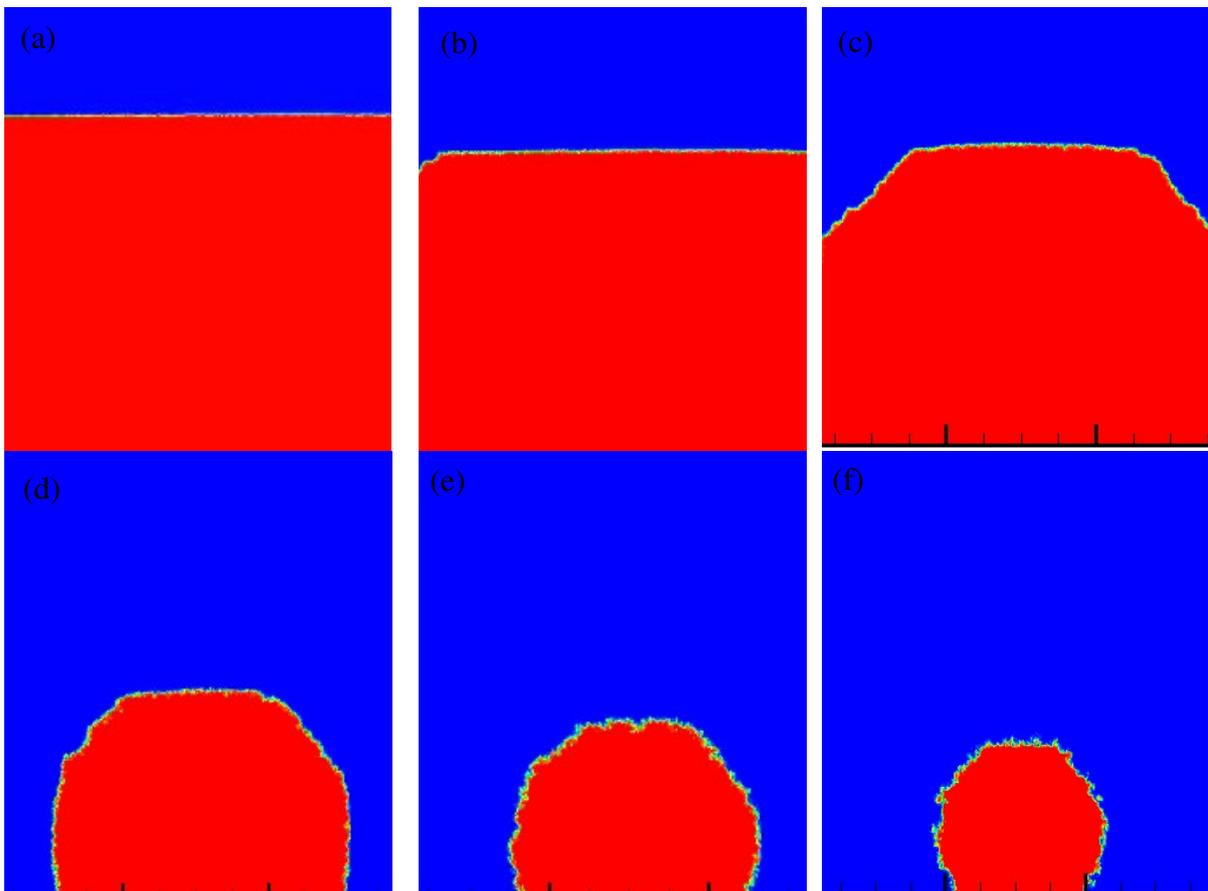


Figura 3 Evolução do hidrato após 2,5 segundos do início da simulação para cada super-resfriamento.

Podendo-se ressaltar na Fig. 4 a velocidade de crescimento do hidrato versus o super-resfriamento. A figura a seguir representa a velocidade de crescimento do hidrato versus a super-resfriamento, representando os dados simulados da Fig. 3.

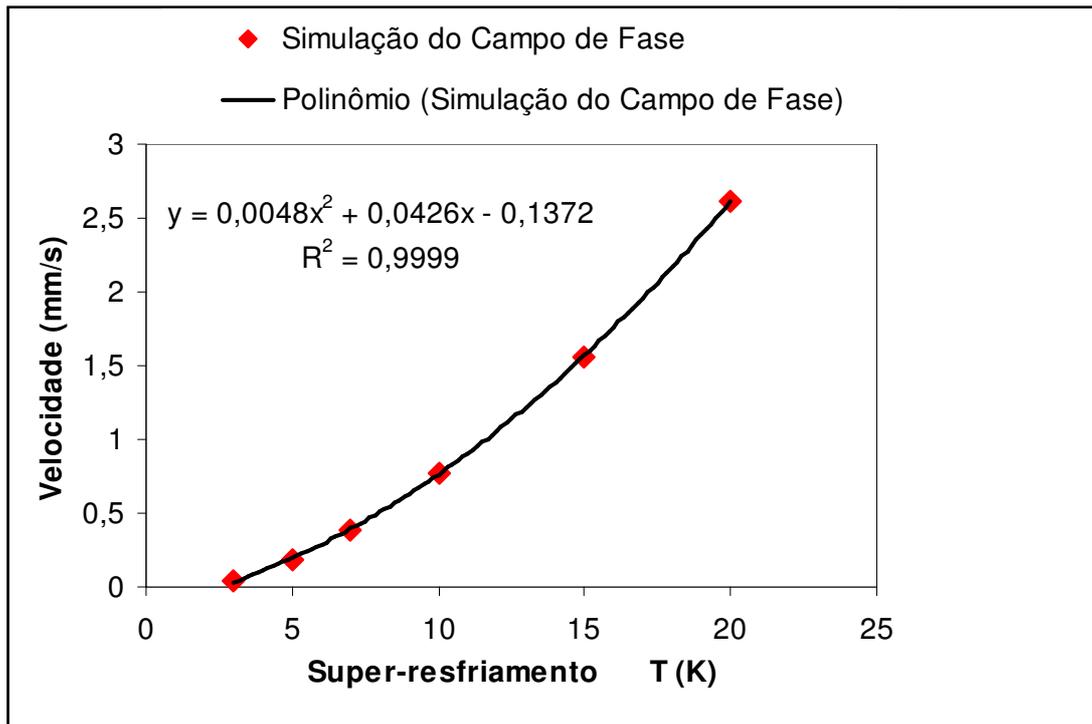


Figura 4 Gráfico da velocidade de formação do hidrato versus o super-resfriamento

As simulações feitas para os hidratos variando-se o super-resfriamento, mostradas no gráfico acima, indicam que para um maior super-resfriamento há uma maior velocidade do avanço da interface para dentro da região líquida. A velocidade medida para os hidratos mostra uma relação parabólica entre o super-resfriamento e o avanço da interface. Os pontos representam as simulações feitas utilizando o Campo de Fase e variando-se a grau de super-resfriamento, já a linha sólida representa uma linha de tendência polinomial de 2º grau, podendo se obter uma correlação de 0,9999 e essa equação está apresentada na figura acima. A derivada dessa equação corresponde ao coeficiente cinético (μ^k) em cada super-resfriamento.

Esse comportamento parabólico também foi observado para os resultados experimentais obtidos por Uchida (2002).

5.2.2 Influencia do processo de formação do hidrato

O método do Campo de Fase não inclui o tipo de nucleação no modelo (homogênea e heterogênea), sendo um núcleo estável adicionado previamente ao programa. O objetivo deste item foi avaliar a evolução do hidrato mediante a vários tipos de nucleação.

Na primeira simulação, foram adicionados 10 núcleos em posições aleatórias, que foram “sorteados” ao acaso. Os núcleos mais próximos foram sofrendo coalescência (reunião de um ou mais grãos que entram em colisão) com o passar do tempo e conseqüentemente a sua velocidade foi diminuindo. Na Fig. 5 pode-se observar a evolução e coalescência dos hidratos.

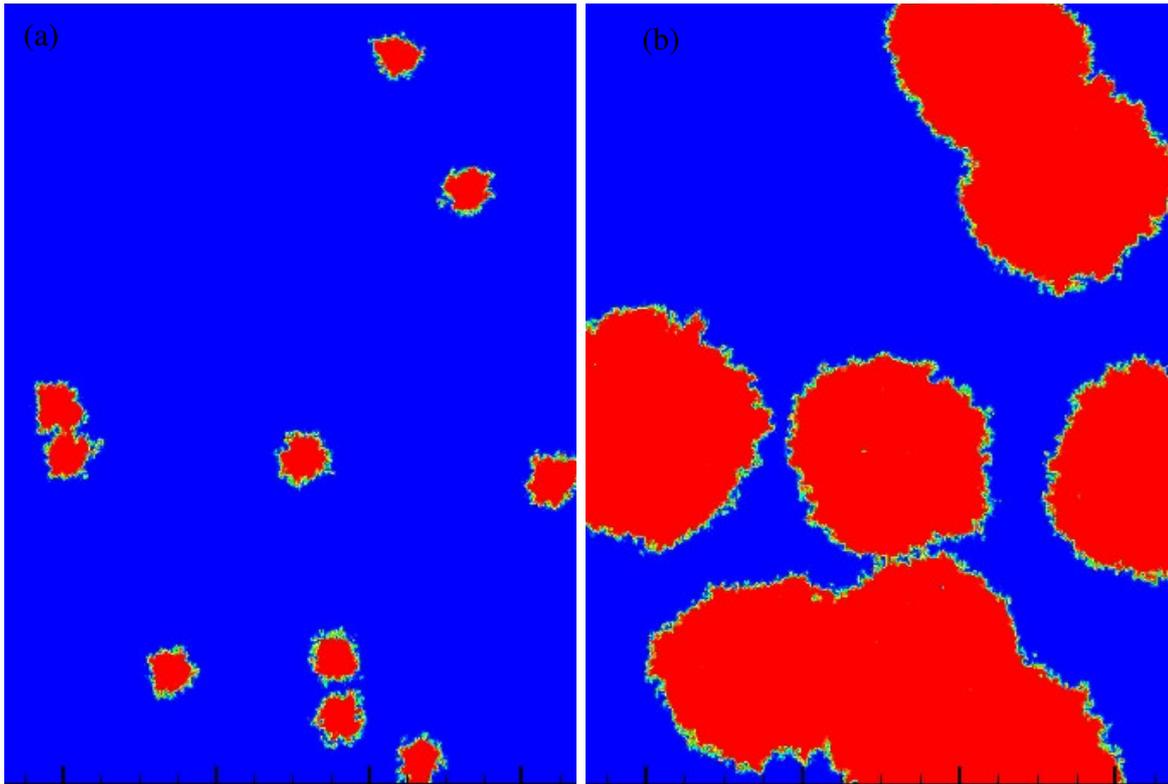


Figura 5 Nucleação aleatória do hidrato: (a) 7,5 s após o início da simulação e (b) 45 s após o início da simulação.

A velocidade dos hidratos vai diminuindo devido ao maior calor liberado pelos grãos formados pelo processo de coalescência, impedindo um maior avanço da interface. Na Fig. 6 representou-se o campo de temperatura para da Fig. 5, podendo observar que o perfil de temperatura para a Fig. 6-b é maior que a Fig. 6-a.

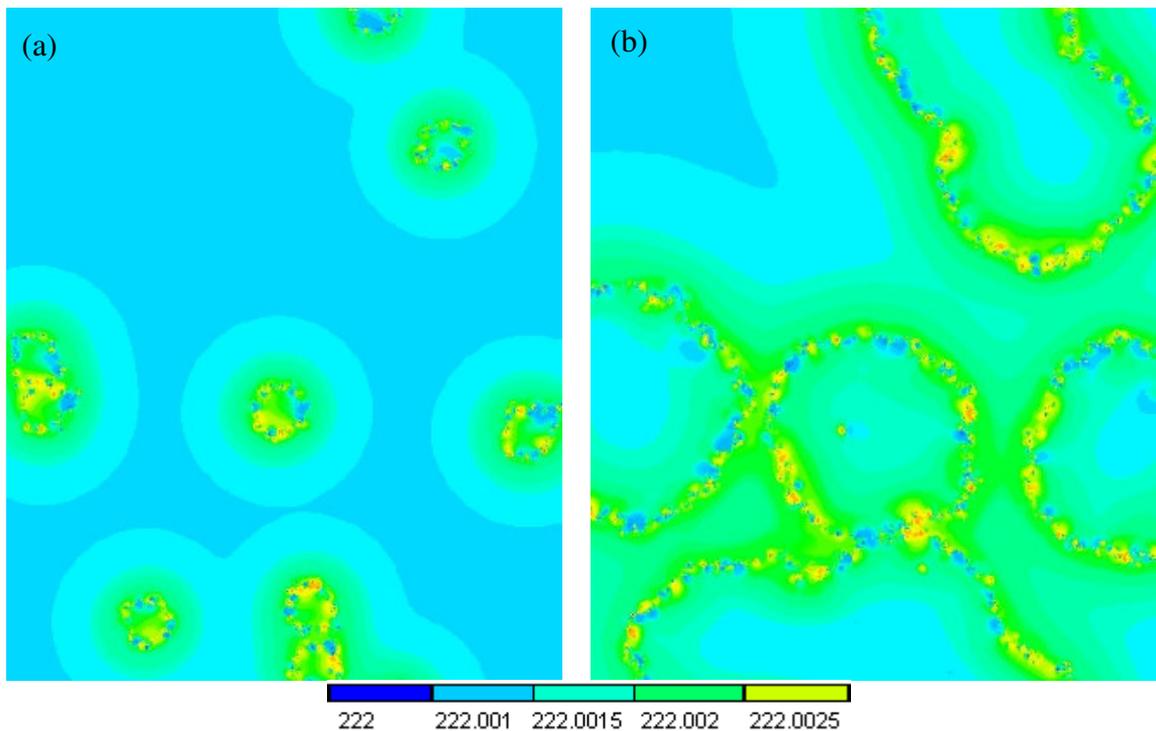


Figura 6 Campo de Temperatura para a nucleação aleatória: (a) 7,5 s após o início da simulação e (b) 45 s após o início da simulação

Comparando-se as duas figuras acima se pode notar que a região da interface possui uma temperatura maior que a região solidificada e a região não solidificada o que é característico da mudança de fase. O modelo possui como condição de contorno a extração de calor formado no processo de desenvolvimento do hidrato de gás, como é o normal em um processo de solidificação. Devido ao efeito da difusividade térmica o domínio faz-se sentir primeiro as mudanças da temperatura e em seguida a transformação de fase, ou seja, o gradiente de temperatura difunde-se mais rapidamente que a interface sólido/líquido.

Em uma outra simulação, foram adicionadas ao programa 8 núcleos, que ficaram dispostos ordenadamente no domínio.

Pode-se observar na Fig. 7 o crescimento aproximadamente isotrópico do hidrato. Figura (a) representa a nucleação em um tempo de 15 segundos após o início da simulação. Com a evolução do hidrato os núcleos vão se tornando cada vez mais próximos, havendo uma coalescência. O processo de coalescência só ocorreu verticalmente, devido os grãos estarem mais próximos uns dos outros, do que os grãos localizados na horizontal e pelo fato do calor liberado entre as duas colunas ser maior, evitando que os hidratos se desenvolvesse nessa direção, pois para a evolução do hidrato é preciso que a região líquida esteja em uma temperatura mais baixa que a temperatura de formação dos hidratos.

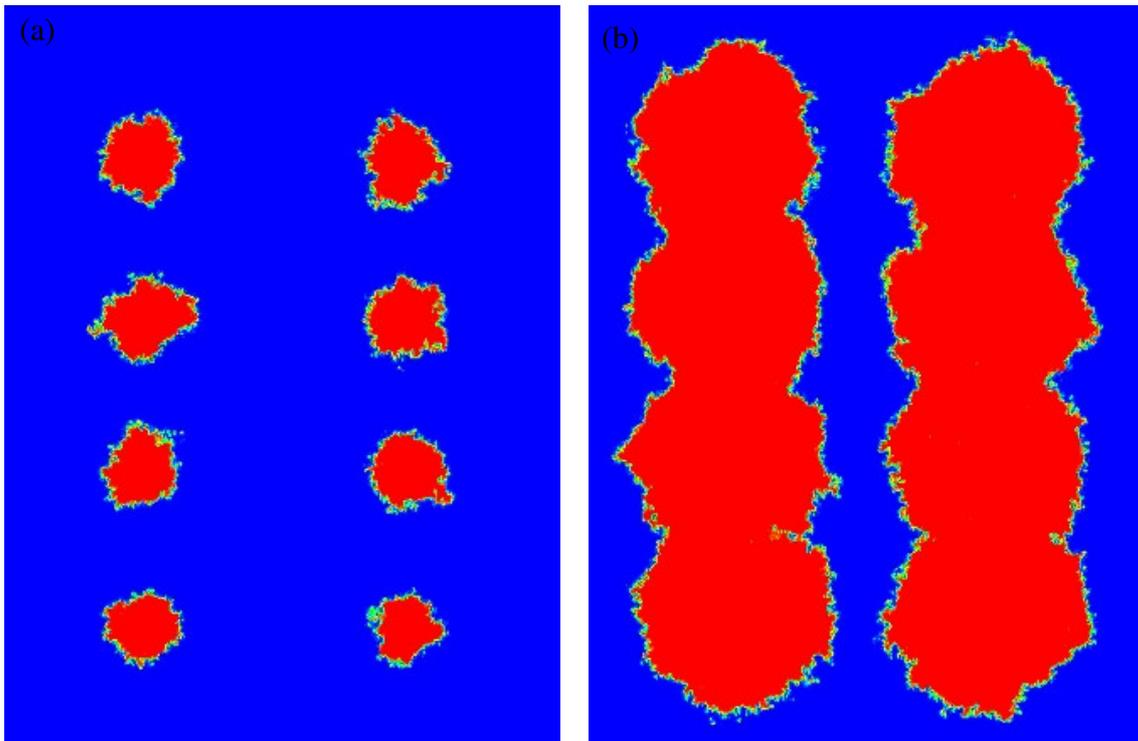


Figura 7 Nucleação ordenada do hidrato: (a) 15 s após o início da simulação e (b) 45 s apos o início da simulação

Em uma última simulação, todo o domínio foi preenchido com hidrato, a uma temperatura inicial de 225 K, portanto a super-resfriamento permaneceu em $\Delta T = 3$ K. O objetivo desta simulação foi mostrar o desenvolvimento do hidrato ao longo do tempo e suas rugosidades, como pode ser observado na Fig. 8.

Nas Fig. (a) e (b) observa-se o avanço da interface para dentro da região líquida. Observou-se que com o avanço da simulação todo o domínio progrediu igualmente para dentro da região líquida.

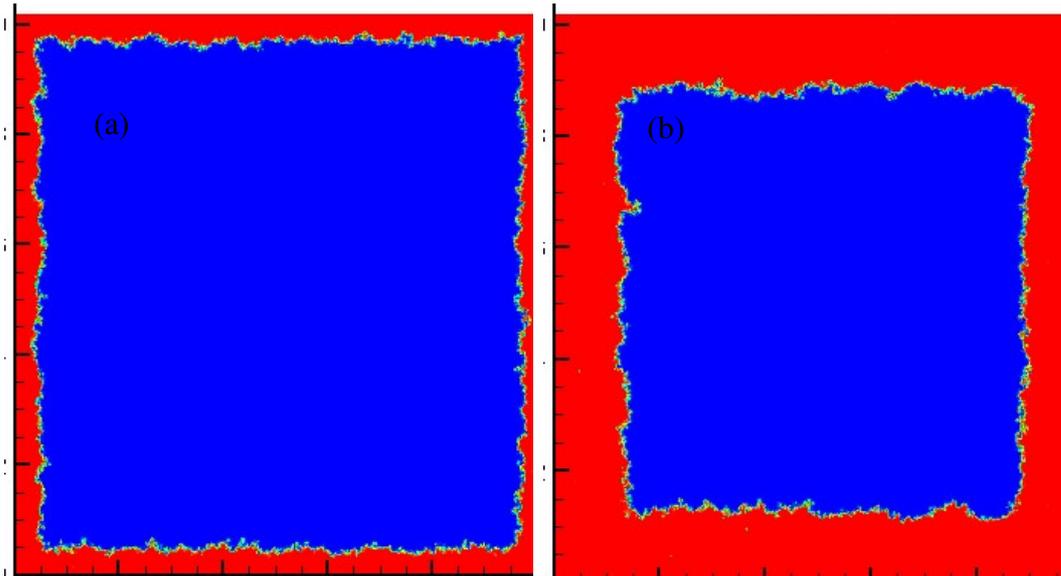


Figura 5.11 Nucleação na parede: (a) 15 s após o início da simulação e (b) 45 s após o início da simulação.

Para todas as simulações feitas para o processo de crescimento dos hidratos, usando o super-resfriamento, a interface avança para a região líquida. Sabe-se que, se a temperatura do líquido estiver menor que a temperatura de equilíbrio, o crescimento dos hidratos poderá ser observado.

4. Conclusões

O modelo desenvolvido foi capaz de prever o processo de crescimento dos hidratos apresentando uma ótima flexibilidade para a investigação de parâmetros que são de difícil determinação experimental. Mostrou-se, portanto, ser uma ferramenta interessante para o estudo da morfologia e da cinética dos hidratos, podendo gerar equações de taxas de transformação que podem ser estendidas às escalas de aplicação em tubulações de petróleo.

Os resultados para a morfologia do hidrato para as tensões superficiais não apresentam uma diferença expressiva, no entanto para o volume de hidrato formado é bastante diferente. Para a diminuição da tensão superficial há um aumento da rugosidade da interface e uma maior instabilidade. Pode-se observar ainda que com o aumento da tensão superficial, houve um aumento da espessura da interface. Com a alteração da tensão superficial, pode-se observar que a velocidade de crescimento do hidrato está relacionada com o fator de energia livre de excesso, fator este que impede a sua formação, havendo uma diminuição da velocidade.

O super-resfriamento foi um parâmetro decisivo no avanço da interface para dentro da região do líquido. À medida que se aumentava a variação do super-resfriamento, a formação do hidrato se dava de forma mais rápida, possuindo uma cinética de formação maior para ΔT maiores. Concluindo que se a temperatura estivesse acima da temperatura de formação do hidrato a interface desse não avançaria, permanecendo com o mesmo tamanho do grão inicial. Sendo o super-resfriamento a força motriz do processo de formação do hidrato.

O processo de formação do hidrato foi estudado para avaliar o seu comportamento mediante a vários tipos de nucleação. Na nucleação aleatória o crescimento dos grãos mais próximos sofreu coalescência. A velocidade dos hidratos vai diminuindo devido ao calor liberado pelos grãos formados no processo de coalescência, impedindo um maior avanço da interface.

Na nucleação onde os grãos foram dispostos de forma ordenada, o processo de coalescência só ocorreu verticalmente, devido os grãos estarem mais próximos uns dos outros, do que os grãos localizados na horizontal e pelo fato do calor liberado entre as duas colunas ser maior, evitando que os hidratos se desenvolvessem nessa direção, pois para a evolução do hidrato é preciso que a região líquida esteja em uma temperatura mais baixa que a temperatura de formação dos hidratos.

Na nucleação onde todo o domínio foi preenchido por hidrato observa-se o avanço da interface para dentro da região líquida e com o avanço da simulação todo o domínio progrediu igualmente para dentro da região líquida.

Para todas as simulações feitas para o processo de crescimento dos hidratos, usando o super-resfriamento, a interface avança para a região líquida. Sabe-se que, se a temperatura do líquido estiver menor que a temperatura de equilíbrio, o crescimento dos hidratos poderá ser observado.

5. Agradecimentos

Os autores agradecem ao **CNPq** e **CAPES** por incentivar e fomentar o desenvolvimento científico e tecnológico nacional.

6. Referências

- Bhadeshia, H. K. D. H., 2000, Course MP6 Department Materials Science & Metallurgy, University of Cambridge.
- Bishnoi, P. R. and Natarajan, V., 1996, "Formation and Decomposition of Gas Hydrates." Fluid Phase Equilibria Vol. 117, pp. 168-177.
- Bishnoi, P. R. and Clarke, M. A., 2001, "Measuring and modeling the rate of decomposition of gas hydrates formed from mixtures of methane and ethane". Chemical Engineering Science Vol. 56, pp. 4715-4724.
- Clarke, M. A. and Bishnoi, P. R., 2001, "Measuring and modeling the rate of decomposition of gas hydrates formed from mixtures of methane and ethane" Chemical Engineering Science Vol. 56, pp. 4715-4724.
- Clennell, M. B., Hovland, M., Booth, J. S., Henry, P. and Winters, W. J., 1999, "Formation of natural gas hydrates in marine sediments 1. Conceptual model of gas hydrates growth conditioned by host sediments properties." Journal of Geophysical Research, Vol.104, pp. 22985
- Englezos, P., Kalogerakis, N., Dholabhai, P. D. and Bishnoi, P. R., 1987, "Kinetics of formation of methane and ethane gas hydrates" Chemical Engineering Science Vol. 42, No 11, pp. 2647-2658.
- Ferreira, A. B. H. "Novo Aurélio século XXI", 3ª Edição, Nova Fronteira, RJ, Brasil.
- Freitas, A. M. V., 1990, "Estudo da formação de hidratos de gás. Dissertação de Mestrado", UFRJ, Brasil.
- Furtado, A. F., 2005, "Modelamento do Processo de Solidificação e formação de Microestrutura pelo Método do Campo de Fase". Tese de Doutorado, UFF, Brasil.
- Henry, P., Thomas, M. and Clennell, M. B., 1999, "Formation of natural gas hydrates in marine sediments 2. Thermodynamic calculation of stability conditions in porous sediments." Journal of Geophysical Research, Vol.104, pp.23005
- Kelkar, S. K., Selim, M. S. and Sloan, E. D., 1998, "Hydrate dissociation rate in pipelines." Fluid Phase Equilibria Vol. 150-151, pp. 371-382.
- Lekvam, K., Ruoff, P., 1997, "Kinetics and mechanism of methane hydrate formation and decomposition in liquid water description of hysteresis" Journal of Crystal Growth Vol.179, pp. 618-624.
- Makongo, F. Y., 1981, "Hydrate of Natural Gas. Pennwell Publishing Company", Oklahoma, USA.
- Powell, H. M., 1948, "The structure of molecular compounds. Part IV. Clathrate compounds" Journal of the chemical society 61.
- Rossi, L. F. dos S., 1990, "Formação de hidratos em sistemas de gás natural." Dissertação de Mestrado, Unicamp, Brasil.
- Smith, D. H., Wilder, J. W., Seshadri, K., 2002, "Methane hydrate equilibria in silica gels with broad pore-size distributions" AIChE journal Vol. 48, No 2, pp. 393-400.
- Svandal, A., Kvamme, B., Grønås, L., Pusztai, T., Buanes, T. and Hove, J., 2006, "The phase-field theory applied to CO₂ and CH₄ hydrate" Journal of Crystal Growth Vol. 287, pp. 486-490.
- Uchida, T., Ikeda, I. Y., Takeya, S., Ebinuma, T., Nagao, J. and Narita, H., 2002, "CO₂ hydrate film formation at the boundary between CO₂ and water: effects of temperature, pressure and additives on the formation rate" Journal of Crystal Growth, Vol.237-239, pp. 383-387.
- Vysniauskas, A. and Bishnoi, P. R., 1983, "A kinetic of methane hydrate formation" Chemical Engineering Science Vol. 38, No 7, pp. 1061-1072.
- Vysniauskas, A. and Bishnoi, P. R., 1985, "Kinetic of ethane hydrate formation" Chemical Engineering Science Vol. 40, No 2, pp. 299-303.
- Wheeler, A. A., 1993, "Computation of dendrite using a phase-field model. Physica" D 66 pp 243-262.
- Wheeler, A. A., Boettinger, W. J., Mcfadden, G. B., 1993, "Phase Field model of solute trapping during solidification". Physical Review E, Vol. 47, No.3, pp. 1893-1909.

A NUMERICAL STUDY OF NATURAL HYDRATE FORMATION KINETICS IN PETROLEUM PIPELINES BY THE PHASE FIELD METHOD: INFLUENCE OF THE MODEL PARAMETERS

Mabelle Biancardi Oliveira

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ
mabelle@metal.eeimvr.uff.br

José Adilson de Castro

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ
adilson@metal.eeimvr.uff.br

Alexandre José da Silva

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ
ajs@metal.eeimvr.uff.br

Alexandre Furtado Ferreira

Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica-EEIMVR-UFF, Av. dos Trabalhadores 420 – Vila Sta. Cecília – 27255-125 – Volta Redonda – RJ
furtado@metal.eeimvr.uff.br

Abstract: The objective of this work is to study the influence of the parameters of the phase field model field on the formation of natural hydrates. It was investigated parameters such as superficial tension, effect of the super-cooling, homogeneous and heterogeneous nucleation. The influence of these parameters was analyzed according to morphology of the interface and the rate of formation. The mathematical model to describe the evolution of the natural hydrates formation is based on the simultaneous solution of the phase and energy equations. The finite volume numerical method was used to discretize the governing differential equations. Results of the simulation indicated that the reduction of the superficial tension leads to the increase of the surface rugosity, interface thickness and instability of the interface resulting in a decrease of the rate growth. In order to investigate the nucleation effect of the natural hydrates, two conditions had been simulated a) the random distribution of nuclei: where the evolution of formed hydrates suffered coalescence and the kinetic decreased due to impingement of hydrates regions and b) Nucleation in the pipeline wall, where rough interfaces were observed.:

Keyword: Hydrate, Nucleation, Phase Field, Surface tension.

ANALYSIS OF THE PERFORMANCE OF A THERMAL SPALLATION DEVICE FOR ROCK DRILLING

Fabiano José Rodrigues e Silva, Demetrio Bastos Netto

INPE, National Institute of Space Research
Rod. Presidente Dutra km 40
12630-000, Cachoeira Paulista, SP, Brazil
[lcp.inpe.br](mailto:{fabiano,demetrio}@lcp.inpe.br)

Luís Fernando Figueira da Silva

Department of Mechanical Engineering, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro
Rua Marquês de São Vicente, 225
22453-900 Rio de Janeiro, RJ, Brazil
luisfer@mec.puc-rio.br

João Carlos Ribeiro Plácido

Petrobras/Cenpes/PDP/TEP
Brazil
jcrp@cenpes.petrobras.com.br

Abstract. The use of the thermal spallation technique for rock drilling was first considered as an effective way of perforating hard and deep rocks (granites). In this technique combustion generated high pressure, high temperature, supersonic jet is impinged over a hard rock surface perforating it upon impact. The discharge nozzle is kept away from the rock surface, thus delaying a probable tool blunting. The present work presents and discusses the results of tests of that equipment performed on granite samples dealing with, in a first phase, the study of the drilling rate evolution for several operational conditions. In a second phase the influence of the combustion chamber nozzle diameter was examined. This increase in nozzle diameter is accompanied by an increase of mass flow rate and by a corresponding increase of the drilling rate.

Keywords: thermal spallation, rock drilling

1. Introduction

The use of the thermal spallation technique for rock drilling was first considered in the eighties and early nineties as an effective way of perforating hard and deep rocks (granites) for setting up geothermal energy production plants. In this technique, combustion generated high pressure, high temperature, supersonic jet is impinged over a hard rock surface perforating it upon impact. The discharge nozzle is kept away from the rock surface, thus delaying a probable tool blunting. This technique is in use nowadays in surface iron ore mining fields to effectively open small orifices for installing explosive charges (Rauenzahn, 1986, Williams et al., 1988).

The feature that turns the use of this technique attractive for use in granites is the rock fracture mechanism, which occurs when submitted to high thermal loads. This leads to compressive loads in the neighborhood of the exposed surface, causing the coalescence of cracks parallel to the face of the material, and its consequent failure. Two ways of achieving this high thermal input have been studied: employing high power lasers and using hot supersonic jets. Although both techniques possess nearly the same efficiency, the spalls produced by the first one tend to obstruct the exposed rock surface, while the gas flow from the burner carries away the removed material, exposing a new surface to be attacked. For a given value of the heat flow input into the rock, the spallation rate increases with the product of its thermal diffusivity with its thermal dilation coefficient and the Young modulus (Rauenzahn, 1986, Rauenzahn and Tester, 1991).

Note that simply melting the rock is not necessarily an efficient manner to remove it. To achieve melting is necessary to yield a higher heat load than the one needed to obtain spalling. Hence it seems more interesting to operate with moderate supersonic jet temperatures, higher than those required to obtain spall,

but below the rock melting point. For this to occur the needed heat flux is of the order of 1MW/m^2 , which can be achieved through the burning of propane or natural gas with oxygen or air

In the case of hard rocks, this technique would lead to costs smaller than those required using the conventional rock drilling procedure. The cost of the thermal spallation drilling technique in granitic rocks is estimated as being of US\$ 9.00/m, i.e., two orders of magnitude less than the conventional drilling procedure for depths ranging from 3 to 7 km (Wilkinson and Tester, 1993).

Besides, this drilling cost technique would increase linearly with the drilling depth, contrary to the conventional approach whose costs are an exponential function of the drilling depth (Tester et al., 1994). As far as drilling rates are concerned, advance rates up to 10 m/h were measured in surfacing granites (Rauenzahn, 1986, Williams et al., 1988, Wilkinson, 1989, Rauenzahn and Tester, 1991, Wilkinson and Tester, 1993). Further, the drilled holes diameters are from 10 to 20 times larger than the burner discharge diameter.

The development of this drilling technique was interrupted in the US in the early nineties. However, only recently the mechanisms involved in the actual destruction of a rock submitted to a large concentrated heat load have been analyzed and understood, leading to a renewed interest towards its use to achieve deep cavities in crystalline rocks.

Within this framework, in order to further investigate the viability of the use of this technique for drilling hard rocks of interest to the oil industry, a project funded by Petrobras, was awarded to PUC-Rio and INPE. This led to the design, building and testing under multiple conditions, of a model of a thermal spallation rock drilling system. The modeling of the compressible flowfield and its interaction with a cavity was also investigated (Figueira da Silva et al., 2004). This work presents and discusses the results of tests of that equipment performed on granite samples. These tests dealt with, in a first phase, the change of the tool relative advance progress rate, the initial distance between the discharge nozzle and the rock surface and the burning time while measuring the chamber pressure, the fuel and oxidizer volumetric flow rates, the drilling depth and the removed rock volume. In this phase it was also estimated the rock penetration rate (i.e., the ratio between the drilling depth and the testing time). In a second phase the tool advancing rate, the initial distance between the discharge nozzle and the rock surface, the testing time and the O/F (Oxidizer/Fuel) volumetric flow ratio were kept constant, while the chamber pressure, the fuel and oxidizer volumetric flow rates, the drilling depth and the removed rock volume were measured.

2. Process Fundamentals

The rock spalling mechanism achieved through the surface application of high heat fluxes has been described by Freeman et al. (1963), Soles and Geller (1964), and Rauenzahn and Tester (1991) that focused at the thermo-mechanical rock characteristics and the probable fracture. Besides these analyses other studies were also performed also by Calaman and Rolseth (1961) and Rauenzahn (1986), which led to considerable advances in this drilling technique. Successful results in large scale experiments at the Los Alamos Laboratories were obtained by Williams et al (1988).

According to these studies, heat fluxes generated by the hot jet acting on the rock surface lead to high thermal stresses. A statistical approach on stress induced failures behavior suggests that these internal stresses are enough to relay the growth of micro fractures in non homogeneous rock regions. These micro fractures can develop into unstable conditions leading to surface ruptures into small plates (spalls). This continuous spalling process then leads to the desired rock drilling action.

2.1. Fracture Modes

The rock fracture mechanism due through thermal stresses generated by the incidence of a hot jet has been described by Rauenzahn and Tester (1991) based on the work of Dey (1984) and Preston (1934).

The rock surface exposed to the hot jet has its temperature raised through heat conduction. A small portion of this surface undergoes high temperature gradients leading to large thermal stresses in layers parallel to the surface. Any pre-existing fracture in the material propagates under compressive stress along the direction of the applied stress. In this way, existing micro cracks parallel to the rock surface open under the influence of the compression stresses that act parallel to it. The inexistence of any opposition normal to the surface layer, leads it to undergo buckling (Boley and Weiner, 1960). Finally, under the effect of stresses, the ends of this layer rupture, generating the spalling. Hence under each generated spall, fresh layers are exposed to the hot jet and the mechanism is successively repeated generating drilling action as suggested in Fig.1

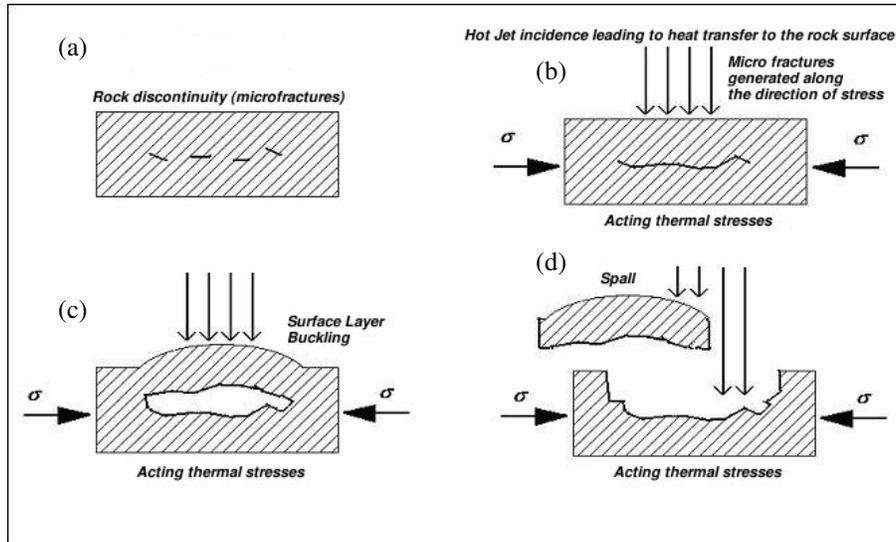


Figure 1. Schematic representation of the rock spalling process.

3. Experimental Set Up

To develop the capability of testing under multiple conditions the thermal spallation effects on granite samples, the facility sketched in Fig. 2 was designed and built at INPE's Combustion and Propulsion Laboratory. In this facility natural gas and oxygen are burnt in a pressurized combustion chamber. The volumetric flow rates of fuel (natural gas) and oxidizer (Oxygen) are set, measured and recorded. These flow rates are a priori adjusted by needle type valves and distance controlled by solenoid valves. Local regulators at the cylinders adjust the feeding pressures and manometers measure the pressure between the solenoid valves and the drilling unit.

Ignition is triggered by the action of a spark plug. The reading of the combustion chamber pressure assures the correct system pressurization or of any possible leaks. Finally, a nitrogen based purging system exists for the sake of the overall operation safety.

An overall view of the drilling tool and of a sample of granite is shown in Fig. 3. Note that the granite samples were chosen based on their fine granulometry on a purely tentative basis. The mechanical and thermal properties of these samples are unknown, which hampers a full quantitative comparison to previously published data. As it can be verified in Fig. 3, the testing sample (made of granite) is supported by a fixed metallic frame bench which also holds the supersonic gas generator, also referred here as the drilling unit. The rock sample to be drilled is set on a scaled rail track in which the initial distance between the nozzle exit area of the gas generator and the testing sample surface can be adjusted. The drilling unit is held in two degrees of freedom support to allow for a fine tuning of the jet incidence angle.

This facility allowed, in a first phase, the measurement of the change of the tool relative advance progress rate, the initial distance between the discharge nozzle and the rock surface and the burning time while measuring the chamber pressure, the fuel and oxidizer volumetric flow rates, the drilling depth and the removed rock volume. The rock penetration rate (i.e., the ratio between the drilling depth and the testing time) was also estimated. In a second phase, the tool advancing rate, the initial distance between the discharge nozzle and the rock surface, the testing time and the O/F volumetric flow ratio were kept constant, while the chamber pressure, the fuel and oxidizer volumetric flow rates, the drilling depth and the removed rock volume were measured. The advance rate is defined as the speed with which the drilling apparatus moves with respect to the rock sample, whereas the drilling rate is the actual measured value of the cavity depth, i.e., the drilling depth, divided by the firing duration. Obviously in steady state operations the drilling and the advance rates should be identical. The total tool displacement is the product of the firing duration and the advance rate.

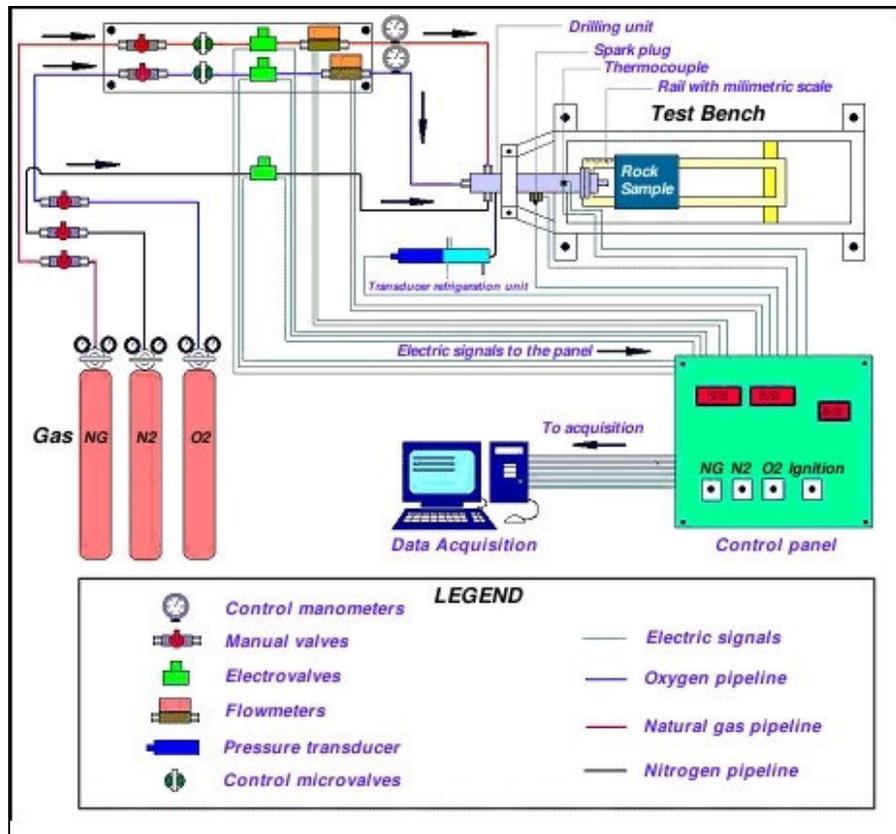


Figure 2. Overall system assembling scheme.

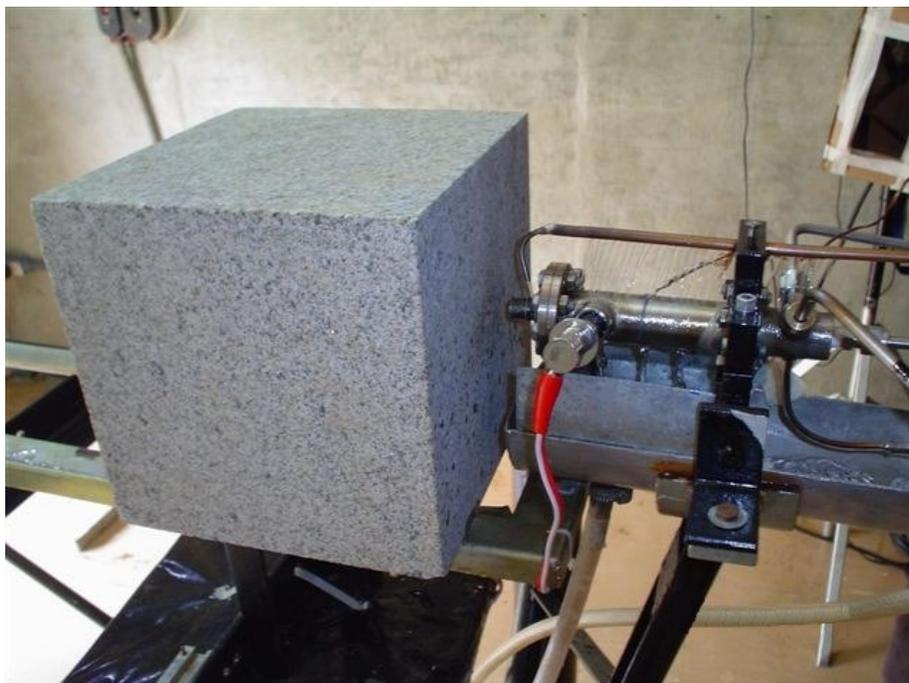


Figure 3. Partial view of the drilling apparatus.

3.1 Data Acquisition

During the test procedure the following data are acquired and stored: the chamber pressure, the natural gas (NG) and oxygen flow rates and the temperature at the drilling unit surface. These parameters are continuously presented and available on the control panel and at the data acquisition system. The control panel also possesses the NG, O₂ and N₂ solenoid valves open/close switches and the ignition switch. The whole system is shielded by a master switch, which operates simultaneously the solenoid valves, closing them at once to abort the test.

The data acquisition system, based on the LabView program, transfers and records in real time all measured parameters which can be recovered as files in ASCII for later analysis. Figure 4 shows the display for this system.

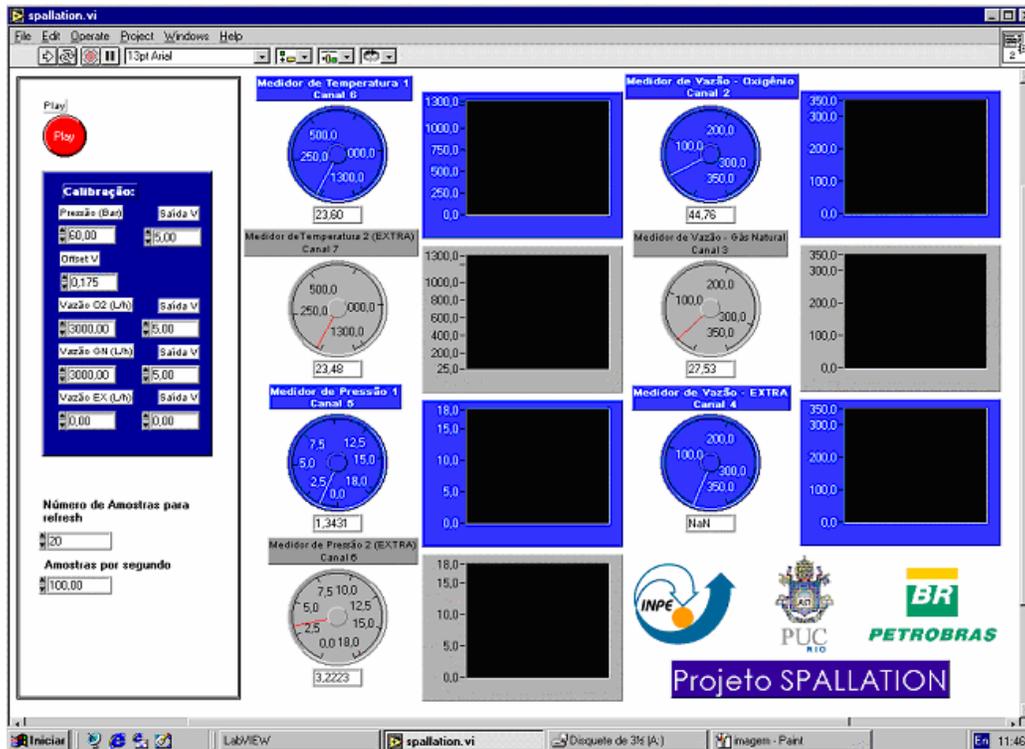


Figure 4. Data acquisition system display.

4. Testing Procedures and Results

The testing procedures were defined in order to achieve meaningful relations among the main operation parameters. To do so, it was decided, in a first phase, to run tests using several previously defined but different mixture ratios and distances between the drilling unit exit section and the rock surface. In a second phase all tests were run keeping the O/F volumetric flow ratio, the firing times and the advance rates constant, while varying the dimensions of the drilling unit nozzle (i.e., its throat and exit diameters). Figures 5, 6 and 7 show the results obtained in both phases, whereas the raw test data can be found in Tables 1 and 2.

Measurements were taken using volume flowmeters for NG and O₂ using Contech Model DMY- 2030 equipment with $\pm 2\%$ full scale precision. The chamber pressure was measured using a GE Druck strain gage pressure transducer, model PMP 1400, with full scale precision of $\pm 2\%$. The drilling depth and the removed rock volume were estimated using a Mitutoyo caliper with ± 0.02 mm precision and a Pirex Beaker with ± 0.5 mL precision respectively.

Figure 5 shows that, despite the large number of parameters which were allowed to vary during this initial testing phase, both the removed rock volume and the drilling rate exhibit a decreasing trend with increasing firing time. The values of these parameters seem to undergo certain stabilization for large firing

durations around the figures of 0.5 and 40 dm³/h, respectively. These values are an order of magnitude smaller than those previously obtained (Rauenzhan and Tester, 1991, Wilkinson and Tester, 1993). Note, though, that these works were conducted using larger diameter drilling apparatus. The initially larger values of the drilling rate could be explained either by the larger relative value of the experimental accuracy of the measured rock removed volume that prevails for small volumes or by the effect of the large thermal shock at the rock surface upon the beginning of the spallation process. This initial thermal shock would lead to larger penetration rates than those observed at the steady state operation. Furthermore, it was observed that, for the smaller stand-off distances between the nozzle exit and the rock surface, and the longer firing times, molten rock seemed to form at the outer edge of the cavity. These high surface temperatures are connected to the chosen combustible mixture, i.e., natural gas and oxygen, which had not been previously used. The formation of the molten rock layer would soften the surface of the sample, thus halting the spallation process. Therefore, in order to achieve a balance between achieving steady state and melting the rock surface, the firing time during the second test sequence was limited to 20 s. Furthermore, tests were conducted with leaner mixtures with the aim of reducing the stagnation temperature of the burned gases.

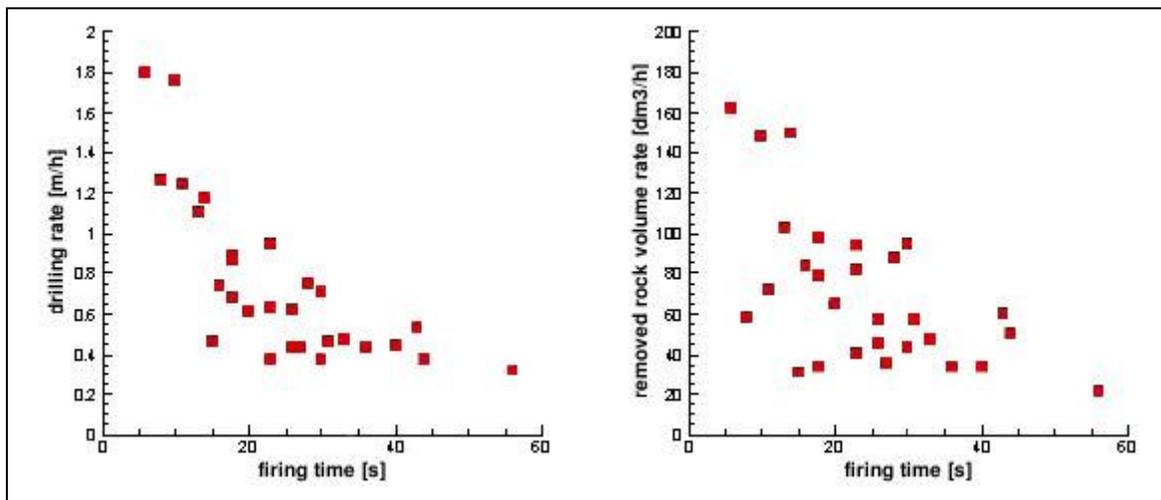


Figure 5. Drilling rate and rock removed volume rate vs. firing time.

Figures 6 and 7 show the drilling depth and the removed rock volume as a function of the nozzle throat diameter for a firing time of 20 s. The details of the experimental conditions are given in Table 2. These figures allow to verify that a three-fold increase on the nozzle throat diameter leads to an order of magnitude increase of both the removed rock volume and the perforated depth, and thus on the drilling rate. For the larger throat diameter, i.e., 6 mm, a drilling rate of the order of 3 m/h is obtained. This value is in accordance to those previously published (Rauenzahn and Tester, 1991, Wilkinson and Tester, 1993).

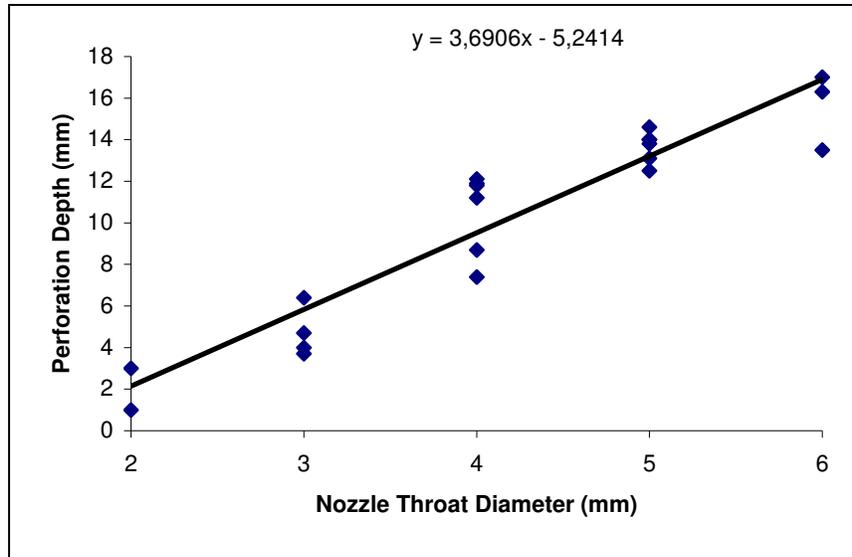


Figure 6. Drilling depth vs. nozzle throat diameter.

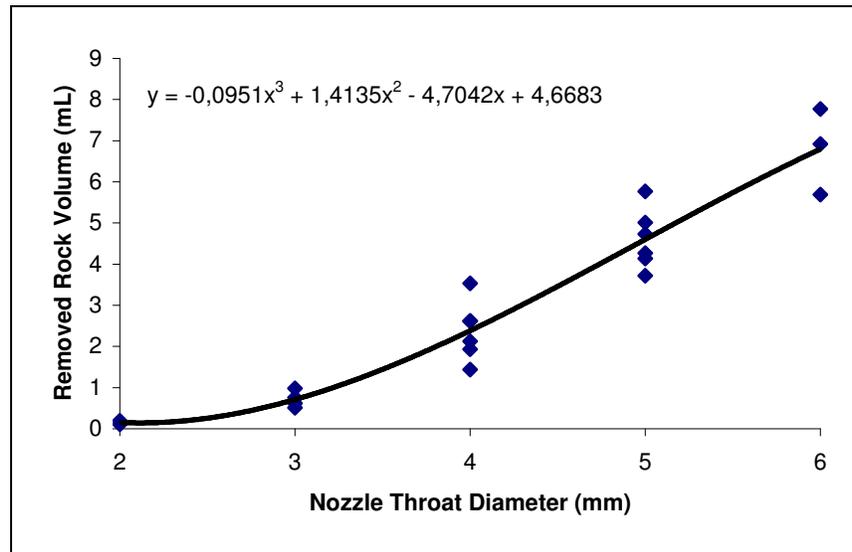


Figure 7. Removed rock volume vs. nozzle throat diameter.

5. Concluding Remarks

Thermal spallation drilling of granite samples has been demonstrated by using a pressurized combustion drilling tool. The initial testing showed that the large energy content of the natural gas/oxygen mixture used led to partial melting of the rock surface. In order to preclude this effect, which impeaches the spallation process, the fuel/oxidizer ratio has been decreased, so to decrease the combustion temperature, and the firing time was limited to 20 s. This short duration is by no means a limitation of the process *per se*, and will be improved in the near future. As a consequence of these operating conditions, and by progressively increasing the combustion chamber throat diameter, drilling rates from 1 to 3 m/h were measured.

Based on the obtained results, the drilling system is now being strongly improved. The on going phase 3 work will includes designing, building and testing a drilling unit with a 10 mm nozzle throat diameter, which will operate at 30 bar, with mean mass flow rates of 500 g/s (compressed air) and 20 g/s (natural gas). The whole system will stand vertically as expected in a real oil well drilling operation and it will be cooled by the

feeding compressed air, thus increasing the operation time capability. These improvements are being accomplished with the financial support from Petrobras and in partnership with IEAv/CTA.

6. Acknowledgement

This work has been supported by a research grant from Petrobras/Cenpes under supervision of J. C. Ribeiro Plácido. The sponsorship of the Brazilian National Research Council (CNPq), Project Number 501459/2003-0 is gratefully acknowledged. The authors are indebted to the PUC-Rio undergraduate students Flávia Blanco Kux, Felipe Weissmann Belo, Fábio Pires de Campos Monteiro de Barros and Ana Carolina Iglezias Lima Caldas for the LabView programming. This work was conducted while L. F. Figueira da Silva was on leave from *Laboratoire de Combustion et de Détonique, Centre National de la Recherche Scientifique* (France).

7. References

- Boley, B. A. and Weiner, J. H., 1960, "Theory of Thermal Stresses", John Wiley & Sons, New York, N.Y..
- Dey, T.N., 1984, More on Spallation Theory, Los Alamos National Laboratory Internal Memorandum no. ESS-3-286-84.
- Figueira da Silva, L. F., Nieckele, A. O., Salgado, F. M. C. and Plácido, J. C. R., 2004, "Numerical Study of the Flowfield Structures During Thermal Spallation Drilling Process", Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering.
- Geller, L.B., 1970, "A New Look at Thermal Rock Fracturing", Transactions of the Institute of Mining and Metallurgy Section B – Applied Earth Science, Vol. 79, pp. A133-A170.
- Preston, F.W., 1934, "Observations on Spalling", Journal of the American Ceramic Society, Vol. 17, pp. 137-144.
- Rauenzahn, R.M. and Tester, J.W., 1991, "Numerical Simulation and Field Testing of Flame-Jet Thermal Spallation Drilling - 1. Model Development", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 34, No. 3, pp. 795-808.
- Rauenzahn, R.M. and Tester, J.W., 1991, "Numerical Simulation and Field Testing of Flame-Jet Thermal Spallation Drilling - 2. Experimental Verification", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 34, No. 3, pp. 809-818.
- Tester, J.W., Herzog, H.J., Chen, Z., Potter, R.M. and Frank, M.G., 1994, "Prospects for Universal Geothermal Energy from Heat Mining", Sciences & Global Security, Vol. 5, pp. 99-121.
- Wilkinson, M.A. and Tester, J.W., 1993, "Computational Modeling of the Gas-Phase Transport Phenomena During Flame-Jet Thermal Spallation Drilling", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 14, pp. 3459-3475.
- Wilkinson, M.A. and Tester, J.W., 1993, "Experimental Measurement of Surface Temperatures During Flame-Jet Induced Thermal Spallation", Rock Mechanics and Rock Engineering, Vol. 26, No. 1, pp. 29-62.
- Williams, R. E., Dey, T., Rauenzahn, R., Kranz, R., Tester, J., Potter, R. and Murphy, H., 1988, "Advancements in Thermal Spallation Drilling Technology", Los Alamos National Laboratory Report LA-11391-MS.

Table 1. Experimental data from Thermal Spallation on a Granite Surface, phase 1.

Advance Rate (m/h)	Tool Initial Distance from surface (mm)	Firing time (s)	Tool total displacement (mm)	Chamber pressure (Bar,g)	O/F (vol.)	Drilling Depth (mm)	Drilling rate (m/h)	Removed rock volume (mL)
1,80	10,00	18,00	9,00	7,91	5,66	4,30	0,86	0,39
1,80	10,00	20,00	10,00	7,85	3,88	3,40	0,61	0,36
1,80	10,00	30,00	15,00	7,84	2,98	3,15	0,38	0,36
1,80	10,00	40,00	20,00	7,83	3,33	4,90	0,44	0,37
1,80	15,00	26,00	13,00	7,87	4,98	3,10	0,43	0,33
1,80	15,00	27,00	13,50	7,93	6,09	3,20	0,43	0,27
1,80	15,00	43,00	21,50	9,85	5,04	6,30	0,53	0,71
2,00	10,00	16,00	8,89	9,89	4,53	3,30	0,74	0,37
2,00	15,00	31,00	17,22	7,72	4,70	4,00	0,46	0,49
2,00	20,00	36,00	20,00	7,67	5,38	4,25	0,43	0,34
2,00	25,00	44,00	24,44	7,61	5,01	4,65	0,38	0,61
2,00	30,00	56,00	31,11	7,71	5,81	4,95	0,32	0,33
3,60	10,00	8,00	8,00	7,16	2,97	2,80	1,26	0,13
3,60	15,00	13,00	13,00	7,16	3,94	4,00	1,11	0,37
3,60	20,00	18,00	18,00	7,12	3,57	3,40	0,68	0,17
3,60	25,00	23,00	23,00	6,93	4,16	6,05	0,95	0,60
3,60	30,00	28,00	28,00	6,94	3,83	5,85	0,75	0,68
3,60	35,00	33,00	33,00	6,93	3,79	4,30	0,47	0,43
5,00	10,00	6,00	8,33	6,06	3,57	3,00	1,80	0,27
5,00	15,00	11,00	15,28	6,66	3,48	3,80	1,24	0,22
5,00	20,00	14,00	19,44	6,72	3,44	4,55	1,17	0,58
5,00	25,00	18,00	25,00	6,82	3,44	4,45	0,89	0,49
5,00	30,00	23,00	31,94	6,81	3,44	4,00	0,63	0,52
5,00	25,00	26,00	36,11	6,84	3,40	4,50	0,62	0,41
5,00	40,00	30,00	41,67	6,79	3,33	5,95	0,71	0,79
6,00	15,00	10,00	16,67	6,15	3,04	4,90	1,76	0,41
6,00	20,00	15,00	25,00	4,86	2,27	1,90	0,46	0,13
6,00	35,00	23,00	38,33	5,73	2,67	2,45	0,38	0,26

Table 2. Experimental data from Thermal Spallation on a Granite Surface, phase 2.

Removed rock Volume (mL)	Drilling Depth (mm)	Nozzle Throat diameter (mm)	Firing Time (s)	Mean Flow Rate O2 (L/min)	Mean Flow Rate NG (L/min)	O/F (vol.)	Mean Chamber Pressure (Bar, g)
0,11	3,0	2,0	20	629,99	170,67	0,27	2,35
0,19	1,0	2,0	20	633,89	172,01	0,28	2,32
0,51	3,7	3,0	20	1092,99	203,44	0,19	1,05
0,76	4,7	3,0	20	1126,09	201,23	0,18	1,26
0,98	6,4	3,0	20	1154,29	197,65	0,17	1,45
0,62	4,0	3,0	20	1160,71	194,29	0,17	1,41
1,44	7,4	4,0	20	1422,72	312,16	0,22	1,07
2,62	11,8	4,0	20	1442,69	298,69	0,21	1,55
2,13	11,2	4,0	20	1450,56	291,27	0,20	1,52
3,53	12,1	4,0	20	1446,14	287,60	0,20	1,48
2,61	11,9	4,0	20	1451,83	294,42	0,20	1,45
1,93	8,7	4,0	20	1444,65	300,86	0,21	1,40
4,73	14,0	5,0	20	1611,82	398,06	0,25	1,19
4,14	14,0	5,0	20	1656,78	382,61	0,23	1,38
3,72	12,5	5,0	20	1657,68	385,49	0,23	1,34
5,77	14,6	5,0	20	1662,39	379,14	0,23	1,35
5,01	13,1	5,0	20	1667,43	387,41	0,23	1,33
4,27	13,8	5,0	20	1673,74	386,67	0,23	1,30
6,92	16,3	6,0	20	1790,69	565,34	0,32	0,78
7,77	17,0	6,0	20	1803,89	496,42	0,28	0,78
5,69	13,5	6,0	20	1752,82	598,43	0,34	1,25

VISUALIZATION OF EMULSION GENERATION MECHANISM IN PORE-NECK GLASS MODELS

Peña, Teresa

PUC-Rio, Department of Mechanical Engineering. Rua Marquês de São Vicente, 225, Gávea, Rio de Janeiro, RJ, Brazil.
teresajuliet@mec.puc-rio.br

Alvarado, Vladimir

University of Wyoming, Department of Chemical and Petroleum Engineering, Dept. 3295, 1000 E. University Avenue, Laramie WY 82071/Questa Engineering Corp., 1010 Thent Street-Golden, CO, 80401, USA.
vladimir@rdc.puc-rio.br

Carvalho, Márcio

PUC-Rio, Department of Mechanical Engineering. Rua Marquês de São Vicente, 225, Gávea, Rio de Janeiro, RJ, Brazil.
msc@mec.puc-rio.br

Abstract. Conjoint water and oil flow during petroleum production operations in oil reservoirs is frequently accompanied by emulsion co-production at the surface, affecting well productivity, artificial lift and separation process, depending on emulsion's morphology. Flow conditions responsible for generation of emulsions present at the surface are uncertain. The present work focuses on the study of oil-in-water emulsion generation in porous media. Constricted circular capillaries with a converging-diverging section were used to physically simulate a pore body-neck-body section. The snap-off of oil drops was visualized, using an optical microscope. Low Reynolds Numbers were set in experiments. Three drop/neck diameter ratios, three oil/(water+surfactant) systems and three drop/continuous phase viscosity ratios (k), were used. Visualization results indicate that drop break up and produced drop diameters depend upon parameters such as oil drop/continuous phase viscosity ratio, capillary number (Ca), continuous phase fraction, capillary's geometry, and drop/capillary diameter ratio. In some cases, produced drops were smaller than 10 micrometers. This results suggests that emulsions with very small drops (a problem in separation process) may be produced in porous media, i.e. before the fluids enter in contact with choke valves or are exposed to turbulent flow down hole.

Keywords. Emulsion generation, oil production, porous media, snap-off, constricted capillaries, visualization.

1. Introduction

Dispersions are systems made up of minimum of two immiscible phases, where the least one of the phases is dispersed within a second, continuous phase. There are 3 different types of dispersions that can be formed with a liquid as the continuous phase and one dispersed phase: foams (gas-liquid), emulsions (liquid-liquid), and suspensions (solid-liquid). Dispersions may be classified according to the features size of the dispersed phase (droplets, bubbles or grains) in molecular solutions, colloids and dispersions. In this work, we concentrate on emulsions, i.e. liquid-liquid systems. Emulsions are generally stabilized by addition of a surfactant, which acts by reducing the interfacial tension between the two liquid phases involved, and by creating repulsive (steric) forces between droplet, to limit coalescence. Emulsions are frequently encountered in industrial processes such as manufacture of adhesives, inks, foods, cosmetics, controlled dosage medicines and in practically all production stages in the oil petroleum.

Emulsions can be produced spontaneously or in controlled ways. Controlled emulsion production involves shear or physico-chemical processes, separately or combined. Spontaneous emulsion production may occur, for instance, during events of oil production, because oil and water phases of certain composition enter in contact. Such phase components are some times associated with the generation of natural surfactants, from long chain of carbonated acid present in oil that reacts with ions present in water. According to Davies G. A. *et al.* (1996) and Sarbar, M.A. *et al.* (1997), such emulsions may be stabilized, additionally, by the presence of other oil components, typically heavy oil fractions such as asphaltenes and possibly suspended solids.

The emulsion formation during oil production may take place in the flow inside the reservoir or in the two-phase flow down hole in production wells, and through tubes and valves in surface facilities. Emulsions cause a number of operational problems such as tripping of equipment in gas-oil separations plants (GOSPs) and high pressure drops in flow lines (Kokal *et al.*, 1999). Uncontrolled and undesired emulsion production causes problems and production cost increment, related to frequent equipment shut down for maintenance, and need for demulsifying processes. In some cases, water cut may be in a range of 0-70%, or more (Kokal *et al.*, 1999; Janssen *et al.*, 2001; Sjöblom *et al.*, 2003). Separation of emulsions is found to be extremely sensitive to the size of the droplets, and it is controlled by settling of drops in the order of 30-60 μ m. Separation time is usually greater than residence time of fluids in the separation equipment (Davies, G.A. *et al.*, 1996). The separation step may be critical in some cases for emulsions having drop diameters less than 30 micrometers in the case of plate separator, and for diameter less than 5 micrometers in the case of separation by centrifugation (Van der Zande, M.J. *et al.*, 1999).

Flow conditions responsible for generation of emulsions present at the surface, going from porous media, turbulence down hole, through pumps, or in the surface facilities, are uncertain, and their effects on the drop size, are not very well understood. Knowledge of the morphology of the resultant emulsions is important input data in the design of process conditions and separation equipments. Better knowledge of emulsification in porous media and in surface facilities is required to achieve good predictability of the produced emulsions morphology and behavior, and to improve production planning. This is the focus of the present work.

Porous media emulsion generation occurs because of the flow of the two-phase fluid systems through a complex interconnected pores-neck system, by means of the so-called snap-off mechanism, which is a type of drop breakup mechanism. This mechanism may be described as an invasion of the wetting phase flowing adjacent to the pore-neck wall, into a constriction occupied by a non-wetting phase. The wetting film grows like a collar, until it creates a discontinuity in the non-wetting phase (drop breakup).

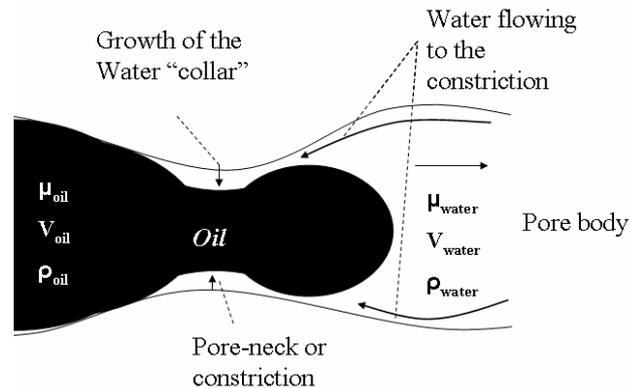


Figure 1. Snap-Off mechanism in a porous media for a system having water as continuous phase.

The snap-off mechanisms have been extensively studied to explain foam and emulsion generation in oil reservoirs. Roof (1970) studied the effects of channel geometry on snap-off of a slug of non-wetting phase using an oil/water system. Results of his experiments agree with his proposed theory, which suggests that depending on the constriction geometry, a minimum protrusion of the non wetting phase through the pore-neck is required for snap-off to occur. According to Roof, snap-off happens only in the case of a tube/constriction diameter ratio of at least 2:1. Rossen (2002) completed a review on the snap-off mechanism of foam generation. He concluded that the pressure drop for snap-off to occur depended on the pore-neck geometry, and that snap-off, in agreement with Roof's criterion, stops when the downstream pore body is filled with one or more bubbles or drops.

According to Janssen *et al.* (2000), wettability also influences the diameter of drops in emulsion produced from a reservoir: relatively big drops diameter in oil-wet porous media and small drops, of the order of the pore body scale diameter, in water-wet porous media.

Snap-off phenomena in a pore-neck inside a porous media may be physically simulated by flowing a two-phase liquid system through a constricted capillary. Several variables may influence the breakup of drops inside a constricted channel: The Capillary number (Ca), capillary geometry, pressure drop along the constriction, viscosity ratio and density ratio, drop-to-neck diameter ratio, wettability of the capillary wall, surfactant concentration gradient and chemical nature of the phases. The influencing variables that were studied in the present work are discussed in what follows.

The capillary number Ca expresses the ratio of viscous to interfacial forces in the system, and is defined by:

$$Ca = \frac{\mu V}{\sigma} \quad (1)$$

Where μ is the viscosity of the continuous phase; $V \equiv Q/A$ is the average velocity; and σ is the interfacial tension between the two liquids.

The capillary number influences significantly the deformation and snap-off of drops flowing through capillaries. It represents the ratio between the viscous flow resistance of the wetting phase adjacent to the capillary walls and the capillary pressure gradient that drives the flow of the wetting phase to the neck of the constricted capillary. Below a critical value of the capillary number, referred here as the critical capillary number, drop breakup occurs.

The present paper focuses on the physical simulation and visualization of emulsion generation at the pore scale, using a glass constricted capillaries. The study was done with circular constricted capillaries with three different constriction-to-capillary diameter ratio and three different oil/water systems.

2. Materials and Experimental Procedure

2.1 Materials

Properties of liquids used are listed in Tab.(1). In the experiments reported here, water is the continuous phase that wets the capillary wall. The experiments were done with three oil-water+surfactant emulsions, with different viscosity ratio, k . Mineral oils were selected to avoid chemical interferences of foreign components. The surfactant used was Sodium Dodecyl Sulfate (SDS), at a concentration of 0.03M (three times the critical micelle concentration).

Table 1. Properties (@ 20°C) of liquids used in the experiments

Fluid	Viscosity (cp)	Density (g/ml)	Interfacial tension Oil/ (Water+SDS) 0,03 M(mN/m)
OP3 Mineral Oil	3.5	0.7876	45.1
OP10 Mineral Oil	13.36	0.8361	42
Shell Mineral Oil	620	0.900	41.6
Water+SDS 0,03 M	1	1.0006	-----

Borosilicate glass constricted capillaries were used to simulate a pore passage in a porous medium. Three different geometries consisting of different neck-to-straight section diameter ratios were considered in the study. The geometries and flow conditions analyzed are listed in Tab.(2) and showed in Fig.(2).

Table 2. Studied velocities and capillary numbers (Ca)

Studied Geometries (constriction / straight section diameter ratio)	Velocity in the straight section (cm/s)	Velocity at the constriction (cm/s)	Ca in the straight section	Ca at the constriction
50/200	$0.884 - 8.84 \cdot 10^{-2}$	0.141 - 1.41	$0.185 - 1.85 \cdot 10^{-5}$	$0.3 - 3 \cdot 10^{-4}$
20/200	$0.884 - 8.84 \cdot 10^{-2}$	0.884 - 8.84	$0.185 - 1.85 \cdot 10^{-5}$	$0.185 - 1.85 \cdot 10^{-4}$
50/100	$0.353 - 3.53 \cdot 10^{-1}$	0.141 - 1.41	$0.74 - 7.4 \cdot 10^{-5}$	$0.3 - 3 \cdot 10^{-4}$

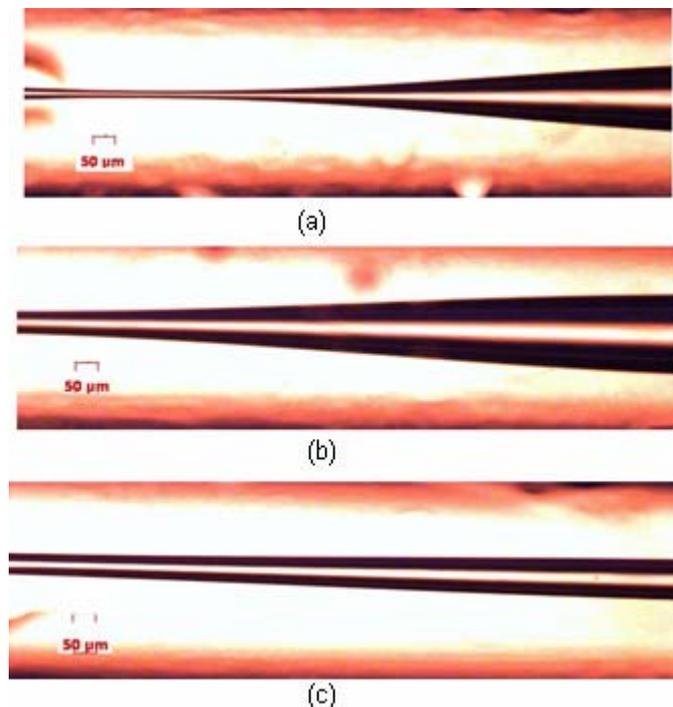


Figure 2. Capillaries used in the study. (a) 20/200 (constriction/straight section diameter ratio) geometry; (b) 50/200 and (c) 20/200.

2.2 Experimental Procedure

Because of the technical difficulties related to injecting controlled volumes of small drops at a micro scale, emulsions with large drops were injected into the constricted capillary. The emulsions were prepared simply by hand-shaking the oil-water-surfactant mixture to obtain the large drops. The drop size distributions of the emulsions before they flow through the constriction were determined by visualizing them in a microscope. The range of drop size of each emulsion prepared is presented in Tab.3. The surfactant solution, oil and water were filtered before mixing to avoid blocking the capillaries at the constriction, caused by impurities present in the liquids. Effects of the surfactant concentration were not conducted in this study. The concentration of oil phase was 33.33 % v/v in all of the cases.

A low-Reynolds number regime, corresponding to volume rates between 0.01 ml/h and 0.1 ml/h, was studied for each capillary geometry and oil/(water+SDS) system. The flow rate was controlled by using a syringe pump (Colle Parmer). The flow parameters explored are listed in Tab.2, they represent typical values for flows in reservoirs.

The visualization setup is shown in the Fig.(3). Undesirable refractive index contrasts were mitigated by submerging the capillaries in glycerin, for the visualization of the flow of drops flow through the capillaries. The flow images were captured using a CCD camera coupled to an Axiovert 40 MAT Inverted Microscope (Carl Zeiss). The capturing rate of the CCD camera was of 15 frames per second. 5X and 10X lenses were used to observe the constriction region. An objective of 10X was used to provided details of the snap-off, while an objective of 5X was used to gather wider field of view for the constriction where drop breakup occurs. The video camera was connected in parallel with a video recorder (for long-time video recording purposes) and to a computer (for still pictures or frame grabbing and short-time period video recording). Videos were converted to a digital format using a LabView interfaces, and the images were analyzed using the Axiovision software (Carl Zeiss), in order to measure details of the experiments, i.e. droplets size and distances into the constriction.

Table 3. Drop size ranges of the prepared emulsions.

Emulsion	Diameter ranges of the drops (μm)
OP3 / (water+SDS)	10-200
OP10/(water+SDS)	10-160
Shell/(water+SDS)	5-130

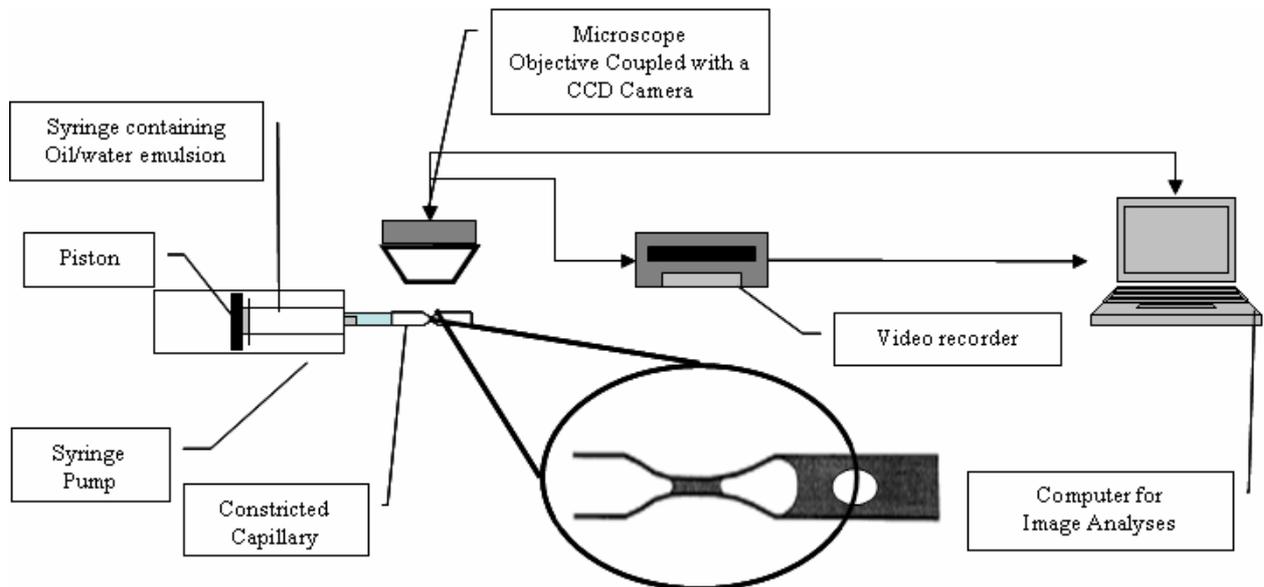


Figure 3. Visualization experimental Set-up

3. Results

As the oil drop flows through the constriction, a thin film of water is left attached to the capillary walls. This thin film flow is unstable, because a small disturbance on the oil-liquid interface creates a capillary pressure gradient that drives water into the disturbance, creating a collar structure that grows until it breaks the oil drop. Different stages of this process were visualized and are presented in Fig.5. In the images, the oil phase appears clear and the water phase, dark. The oil drop is moving from left to right in the figure. A interface non-uniformity, located at a distance d_1 from the constriction, can be observed in Fig.5(a). This collar structure grows with time leading to a drop breakup at a position d_2 downstream from the constriction – Fig.5(d).

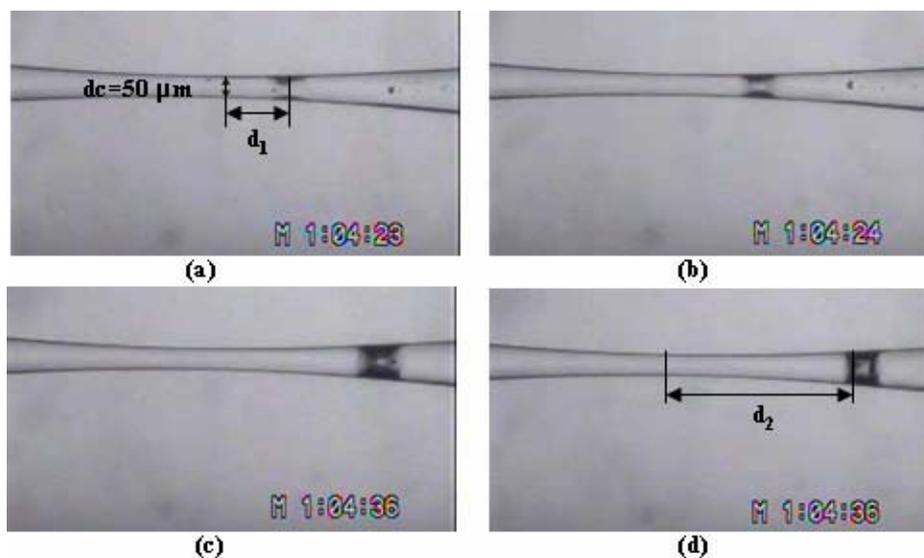


Figure 5. Snap-off of an oil drop in a (water+SDS) continuous phase.

Flow rate (Q)=0.02 ml/h. Emulsion: OP3/(water+SDS). Actual times are showed in the photography sequence (a) to (d). Constriction diameter (d_c)=50 μ m. $d_1=2,33*d_c$ in picture (a) and $d_2=8*d_c$ in picture (d)

The main parameter that determines the drop break up is the ratio between the driving force of the water flow through the thin film (the capillary pressure gradient) and the viscous resistance to the flow, e.g. the capillary number. The intensity of the capillary pressure gradient is a function, not only of the interface tension between the liquids, but also of the geometry of the capillary tube. An abrupt contraction will lead to a higher capillary pressure gradient, favoring the drop breakup. It is clear that if the oil drop is small enough, the disturbance will not have enough time to grow and to break the oil drop. The mechanism visualized here and depicted in Fig.5 agrees with that observed by Roof (1970), who stated that in order to snap-off occurs, the drop had to protrude pass the capillary constriction.

Because the broad distribution of the drop diameter of each of the oil-water emulsions tested, the effect of the drop size on the snap-off mechanism was not studied here. However, as explained in the previous paragraph, it is clear that this variable plays an important role in the process.

The occurrence of snap-off mechanism was mapped as a function of capillary number for the three emulsions prepared (three viscosity ratio) and the three different capillary geometries (different constriction-to-capillary diameter ratio). The results for viscosity ratio of $k = 3.5$ are shown in Fig.6. The open symbols indicate experimental conditions at which snap-off was not observed, even for the largest drop of the emulsion. The filled symbols indicate experimental conditions at which snap-off occurs. At high capillary number, the capillary pressure gradient was not strong enough to lead to drop breakup for the three geometric configuration tested, represented by the constriction-to-capillary diameter ratio. The critical capillary number at the onset of the drop breakup was approximately $Ca = 4 \times 10^{-2}$, and was virtually independent of the geometry configuration of the constricted capillary. The results for viscosity ratios of $k = 13.3$ and $k = 620$ are shown in Fig.7. At $k = 13.3$, the critical capillary number at the onset of drop break up is a function of the geometry of the constricted capillary. It falls as the contraction-to-capillary diameter ratio rises. When the geometry with the weaker contraction (highest contraction-to-capillary diameter ratio) was used, snap-off was not observed in the range of capillary number explored. Snap-off was also not observed in the experiments using the emulsion with the highest viscosity ratio, e.g. $k = 620$. This result also agrees with those reported by Olbrich (1996) and Tsai et al. (1994), who state that snap-off only occurs for low viscosity drops (low viscosity ratio).

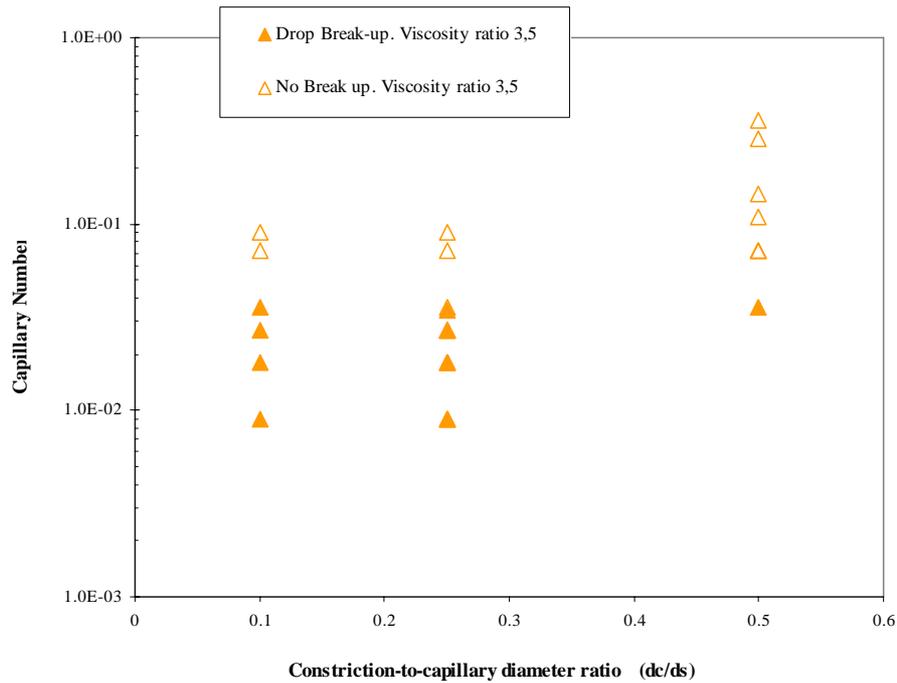


Figure 6. Regions of Snap-off in circular constricted capillaries for geometries studied. Viscosity ratio: 3.5 cP.

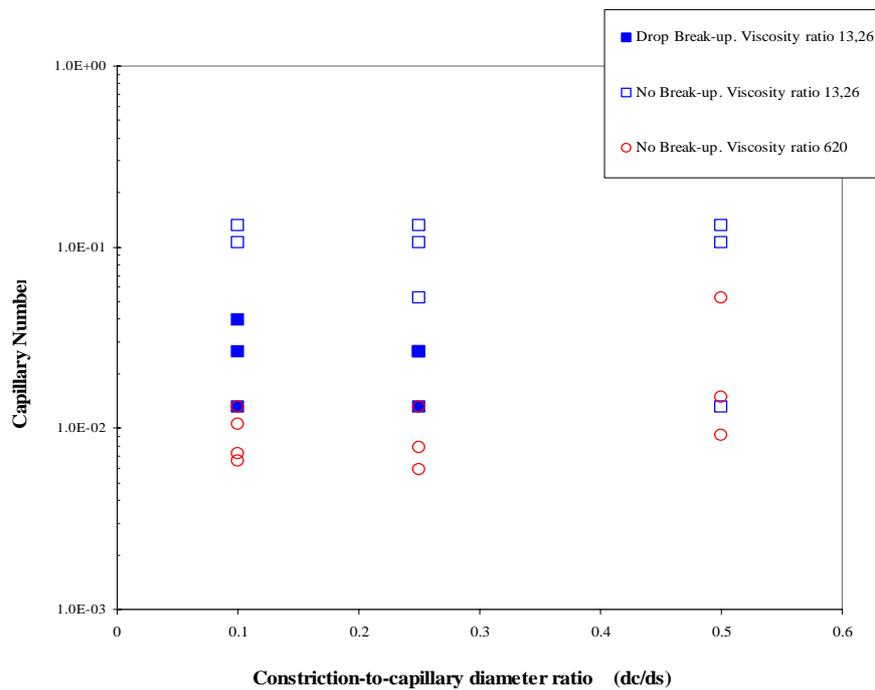


Figure 7. Regions of Snap-off in circular constricted capillaries for geometries studied. Viscosity ratio: 13.26 cP

Accidentally, during one of the experiments, the capillary tube was clogged by unfiltered surfactant solution, creating an irregular and very abrupt contraction. This enabled an analysis of drop breakup in the flow through very small constriction. The actual size of the constriction caused by the accidental clogging could not be measured. Figure 8 shows a sequence of images showing the oil drop break up. Small drops are formed at the conditions shown, with an average size of approximately $12\mu\text{m}$ and a very narrow distribution of drop diameter. As interesting phenomena was

observed. As the oil drop breaks into small drops, the volume of the oil in the large drop upstream the constriction falls. As the volume of the source drop falls, the size of the produced drops, downstream the constriction, rises, until a point at which the oil drop upstream the constriction is small enough that the snap-off phenomena is not observed. At this point, the oil drop just flows through the constriction without being broken.

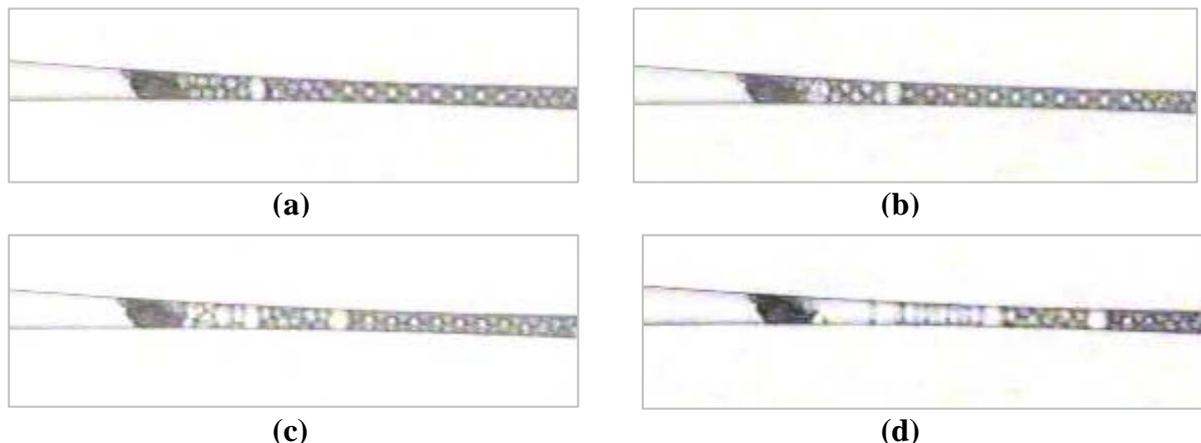


Figure 8. Snap-off during continuous phase running out.

$Q=0.02$ ml/h. Emulsion: OP3/(water+SDS). Average diameter of the produced drops (d_p) are: (a) $d_p=11.57$ μm ; (b) $d_p=13.33$ μm ; (c) $d_p=20$ μm and (d) $d_p=32$ μm .

4. Final Remarks

Visualization of drop breakup through the snap-off mechanism at the micron scale was achieved by flowing oil droplets through circular glass-constricted capillaries.

A dependence of snap-off on experimental parameters such as contraction-to-capillary diameter ratio, viscosity ratio between the two liquid phases, and capillary number was explored. The set of flow parameters at which drop breakup occurs was determined for different capillary geometries.

It was observed that produced drops could be smaller than 10 micrometers for a very small pore neck. This result suggests that emulsions with very small drops may be produced in porous media, i.e. before the fluids enter in contact with choke valves or are exposed to turbulent flow down hole. Those small drops represent a challenge for the separation process.

5. Acknowledgement

We would like to thank the staff of the Laboratory of Image Processing of PUC-Rio, for their support during preliminary tests of that work. We want to acknowledgment to the personnel of the Laboratory of Fluid Characterization of PUC-Rio for their support in determinations of fluids properties.

Teresa Peña is sponsored by CNPq (National Council for Scientific and Technological Development) Brazilian Agency.

6. References

- Davies, G.A, Nilsen, F.P. and Gramme, P.E., 1996, "The formation of Stable Dispersions of Crude Oil and Produced Water: The Influence of Oil Type, Wax & Asphalene Content", SPE, 36587, pp. 163-171.
- Janssen, P.H., Van Den Broek, W.M.G.T and Harris, C.K. 2001, "Pore Laboratory Study Investigation Emulsion Formation in The Near Wellbore Region of A High Water-Cut Oil Well", SPE Journal, pp. 71-79.
- Kokal, S. and Al-Juraid, J., 1999, "Quantification of Various Factors Affecting Emulsion Stability: Watercut, Temperature, Shear, Asphaltene Content, Demulsifier Dosagem and Mixing Different Crudes", SPE 56641.
- Legait, B., Sourieau, P. and M. Combarnous, M., 1983, "Inertia, Viscosity, and Capillary Forces During Two-Phase Flow in a Constricted Capillary Tube", J. Colloid Interface Sci., Vol.91(2), pp. 400-411
- Olbricht, W.L., 1996, "Pore-Scale Prototypes of Multiphase Flow in Porous Media", Annu. Rev. Fluid. Mech, Vol.28,pp. 187-213.
- Roof, J.G., 1970, "Snap-Off of Oil Droplets in Water-Wet Pores", SPE 2504, pp.85-90.
- Rossen, W.R., 2002, "A Critical Review of Roof 'Snap-Off' As A Mechanism of Steady State Foam Generation in Homogeneous Porous Media", Colloid and Surfaces A: Physicochem.Eng.Aspects, Vol.225, pp. 1-24.

- Rossen, W.R., 2002, “Snap-Off in Constricted Tubes and Porous Media”, *Colloid and Surfaces A: Physicochem.Eng.Aspects*, Vol.166, pp. 101-107.
- Sarbar, M.A. and Wingrove, M.D., 1997, “Physical and Chemical Characterization of Saudi Arabian Crude Oil Emulsions”, *SPE 38817*, pp. 675-685.
- Sjöblom, J., Aske, N., Auflem, I. H., Brandal, Ø., Havre, T. E, Sæther, Ø., Westvik, A., Johnsen, E.E. and Kallevik, H., 2002, “Our Current Understanding of Water-in-Crude Oil Emulsions. Recent Characterization Techniques and High Pressure Performance”, *Advances in Colloid and Interface Science*, Vol.100-102, pp. 399-473.
- Tsai, T.M., Miksis, M.J., 1994, “Dynamics of a Drop in a Constricted Capillary-Tube”, *J. Fluid Mech.*, Vol.274, pp.197-217.
- Van de Zande, M.J., Muntinga, J.H. and Van den Broek, W.M.G.T., 1999, “The Effects of Productions Rate and Choke Size on Emulsion Stability”, *INGEPET*,13 p.

6. Copyright Notice

The author is the only responsible for the printed material included in his paper.

APLICAÇÃO DE UM SIMULADOR COMPUTACIONAL DE GRAVEL PACK EM POÇOS HORIZONTAIS EQUIPADOS COM TELAS DIVERSIVAS

Thiago Judson Lima de Oliveira

CENPES/PETROBRAS – Av. Hum, Quadra 7, Ilha do Fundão, Rio de Janeiro, RJ, ZIP: 21494-900
tjudson.funplf@petrobras.com.br

João Vicente M. de Magalhães

CENPES/PETROBRAS – Av. Hum, Quadra 7, Ilha do Fundão, Rio de Janeiro, RJ, ZIP: 21494-900
jvmagalhaes.puc@petrobras.com.br

André Leibsohn Martins

CENPES/PETROBRAS – Av. Hum, Quadra 7, Ilha do Fundão, Rio de Janeiro, RJ, ZIP: 21494-900
aleibsohn@petrobras.com.br

Abstract. The new scenario for offshore development in Brazil includes heavy oil fields in ultra deepwaters where 1000 m to 2000 m horizontal section wells are economical drives for field development. Such well geometry would assure effective reservoir drainage to maintain a reasonable productivity index of a heavy oil field. In such wells, is known that, always in acting aquifers reservoirs, an early breakthrough of water may occur and can lead to water production problems. This article show the *Gravel pack's* computational simulations for a new technique to correct the production oil flow distribution along the openhole. This technique consists to perforate a gravel base pipe not uniform, with a great concentration of holes at the first section, decreasing until few holes at last section. We see here that this technique lead to an additional pressure drop which can make unfeasible a lot of operations in hard conditions such as narrow operational window for *gravel packing*.

Keywords. *Gravel pack, Diverted Flow, Hydraulic Limits, Modeling, Long Horizontal Wells*

1. Introdução

1.1 O Fluxo Não Uniforme em Poços Horizontais Extensos

As novas fronteiras exploratórias *offshore* brasileiras estão localizadas em sua grande maioria em águas profundas e ultra-profundas. Muitos dos novos campos descobertos são portadores de óleo pesado e este óleo está contido frequentemente em arenitos inconsolidados.

Reservatórios portadores de óleos pesados necessitam de um plano de exploração eficiente, devido à alta viscosidade do óleo "*in situ*". A maximização da área de contato poço-reservatório é uma alternativa usada para viabilizar o escoamento. Assim, poços de longo trecho horizontal devem ser perfurados a fim de garantir a economicidade dos projetos.

Devido às formações inconsolidadas encontradas na Bacia de Campos, técnicas de contenção de areia são consideradas indispensáveis. A produção de areia leva a inúmeros problemas, tais como: erosão de linhas, válvulas e demais equipamentos, bem como, acúmulo nos separadores de superfície. Atualmente, existem inúmeras técnicas para contenção de areia, disponíveis na indústria de petróleo. A técnica mais utilizada pela Petrobras, neste cenário, é o *gravel packing* em poço aberto horizontal, devido ao elevado nível de confiança na execução de tal técnica e aos bons resultados alcançados para manter o índice de produtividade dos poços. Já existem mais de 120 poços completados desta forma.

Diversos autores, baseando-se em uma modelagem do acoplamento do fluxo poço-reservatório, mostram que o escoamento do óleo produzido, principalmente o viscoso, não se dá de forma uniforme ao longo do trecho de poço aberto horizontal. Devido às perdas de carga geradas neste trecho, a maior parte do fluxo fica concentrada junto à sapata do último revestimento (início do poço aberto) e quase nenhum escoamento é observado no trecho final do poço (fundo do poço). Esta diferença de vazão de produção leva a um problema muito grave que reduz de forma significativa a vida produtiva dos poços. Este problema é chamado de produção antecipada de água ou "*early breakthrough*", normalmente associado ao cone de água formado quando há um aquífero atuante no reservatório.

Basicamente, há dois diferentes tipos de abordagem que regem o escoamento poço-reservatório, nestes dois domínios. A primeira abordagem envolve o uso de uma condutividade média infinita no poço, negligenciando os efeitos da hidráulica de poço, o que leva a uma superestimação da produção e a uma distribuição de fluxo irreal. Embora esta primeira abordagem leve a uma superestimação da produtividade, pode ser aplicada em sistemas de baixa produtividade onde os efeitos das perdas de carga no poço podem ser desprezados, se comparados as perdas de carga impostas pelo escoamento no meio poroso do reservatório (Ozkan *et al.* 1999). Entretanto, para poços de longo trecho horizontal, altas vazões de produção, pequeno diâmetro, óleo pesado ou em condições de escoamento multifásico, a hidráulica de poço tem um importante peso sobre o escoamento da produção e não poderá ser desprezada.

Vicente *et al.* (2003) considerando, no domínio poço, uma condutividade média finita, incorporando no modelo efeitos de fricção, aceleração, gravidade e influxo vindo do reservatório, apresentam uma proposta de modelagem mais realista para o sistema. Diferentemente dos resultados obtidos com a consideração de condutividade infinita, pôde-se determinar que a distribuição do fluxo de produção ao longo do trecho horizontal não se dá de maneira uniforme. Há, devido à menor perda de carga no trecho, uma maior vazão de produção junto à sapata do último revestimento, ou seja, no início do poço. Esta contribuição vai decaindo, na maioria dos casos estudados, até chegar à parte final do poço aberto, onde, devido à elevada perda de carga, contribui com uma vazão muito reduzida, se comparada com o trecho inicial. Este comportamento pode ser visto na Fig. 1, onde se pode notar o decaimento contínuo da vazão de produção ao longo da trajetória do poço.

Isto leva, na maioria dos casos, a problemas relacionados a produção antecipada de água, pois a maior vazão no trecho inicial forma o chamado cone de água, que após pouco tempo de produção, pode acarretar até mesmo no fechamento do poço por dificuldade de processamento do enorme volume de água produzida, diminuindo e muito a vida produtiva do poço e o fator de recuperação do campo.

A Figura 1 mostra dois poços onde, o primeiro (linha azul), pode ser modelado sem maiores problemas pela primeira abordagem, pois sendo um reservatório de baixa permeabilidade, as perdas de carga no poço podem ser negligenciadas, em comparação às altas perdas de carga impostas pelo escoamento no reservatório. Podemos ver que o escoamento se dá quase que de maneira uniforme ao longo do poço. Já o segundo poço (linha vermelha), só pode ser corretamente modelado pela segunda abordagem, pois a alta permeabilidade do reservatório faz com que as perdas de carga no poço tenham um peso significativo para o escoamento poço-reservatório como um todo.

A Figura 2 mostra a contribuição ponto-a-ponto de cada trecho do poço na vazão de produção. Nota-se, como dito anteriormente, a maior contribuição do trecho inicial, onde preferencialmente forma-se cone de água, em detrimento do baixo nível de vazão do trecho final. Nota-se também que esta diferença aumenta ainda mais quanto maior for a vazão total de produção. Nas Figuras 1 e 2, k é a permeabilidade do reservatório.

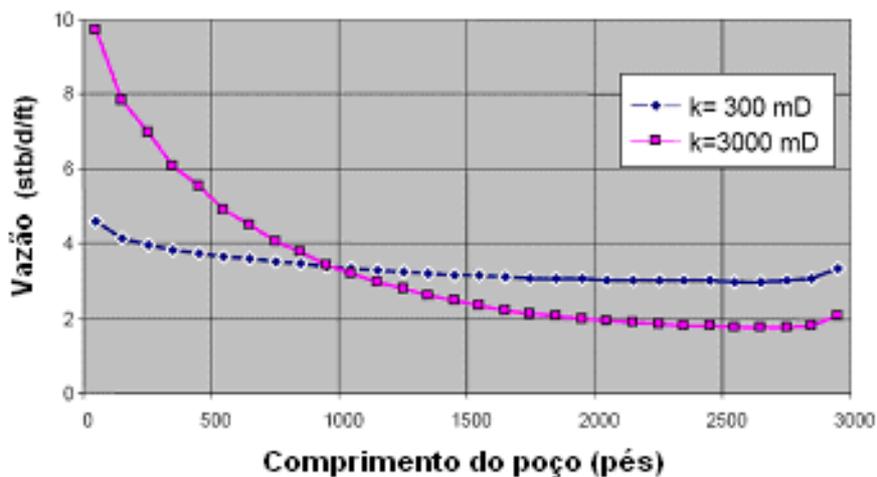


Figura 1. Efeito da permeabilidade do reservatório na vazão de produção (Vicente et al., 2003).

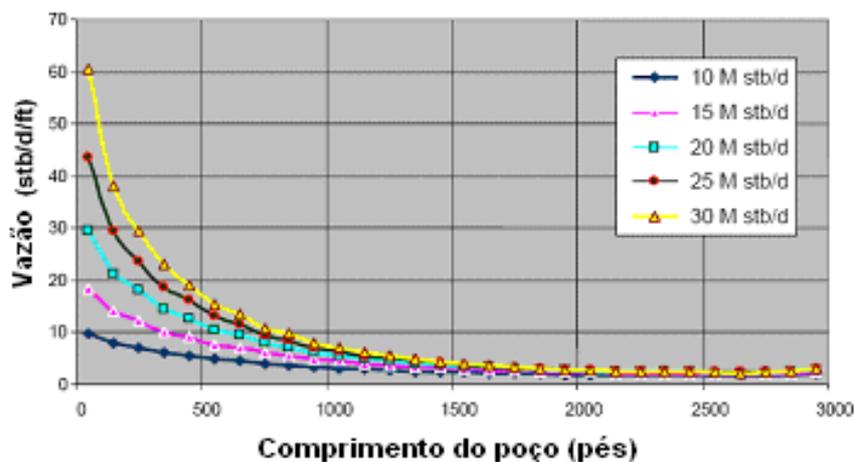


Figura 2. Contribuição não uniforme da vazão de produção ao longo do poço (Vicente et al., 2003).

1.2 Uma Técnica de Uniformização do Fluxo em Poços Horizontais

Diversos autores (Fernandes et al., 2006; Hansen et al., 2002; Brekke et al., 1992; Landman et al., 1991) propõem abordagens de combate ou atenuação deste problema. Em geral os autores utilizam o conceito da furação diversiva dos *liners* ou telas de contenção de areia de produção do poço, que consiste em oferecer resistência diferenciada ao escoamento radial do óleo através da coluna ao longo da extensão horizontal do poço aberto. O objetivo seria promover a equalização do fluxo ao longo do poço, fazendo com que todos os trechos contribuíssem com a mesma vazão de produção.

Fernandes et al propõem um modelo analítico que calcula a distribuição de furos ideal para se promover a equalização do escoamento. Esta técnica pode ser aplicada tanto para poços produtores quanto para injetores, e para liners ou outro tipo de ferramenta de controle de areia. O modelo é composto por uma formulação analítica explícita que acopla o escoamento no poço e na vizinhança do reservatório.

Esta tecnologia já foi aplicada com sucesso tanto em campos *onshore* quanto *offshore*, na costa brasileira. A Figura 3 mostra um desenho esquemático da distribuição das perfurações num tubo dotado de furação diversiva. A maior concentração de furos está na parte final do poço onde há um menor *drawdown* e, conseqüentemente, menor vazão de produção. A Figura 4 mostra um gráfico onde, a curva 1 em preto, representa o perfil de vazões não uniforme normalmente encontrado. Já a curva 2, em vermelho, mostra a equalização do fluxo proporcionada quando tal técnica é aplicada. A Figura 5 mostra um gráfico com resultados da aplicação do modelo, ou seja, o gráfico mostra a distribuição de furos que deverá ser feita para assim promover a equalização do escoamento, aproximando a curva 1 da curva 2.

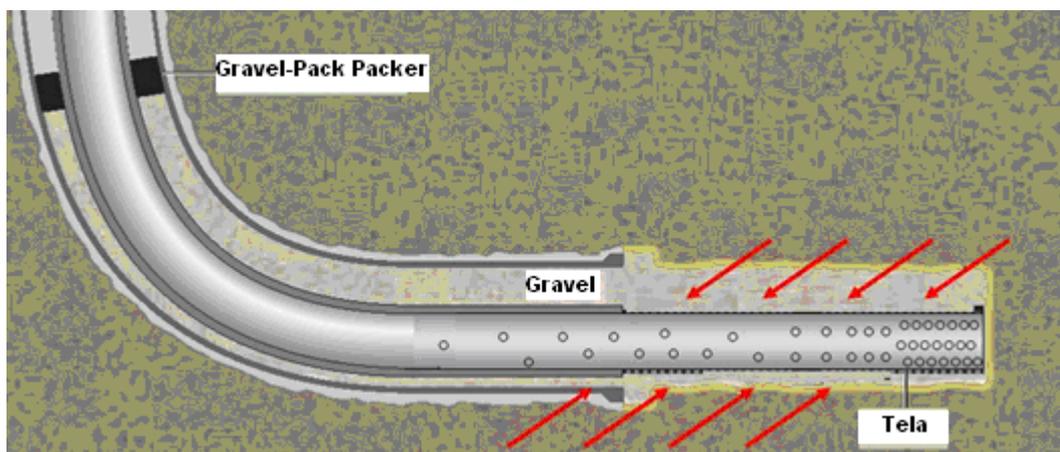


Figura 3. Distribuição não uniforme dos furos num *liner* ou tubo base da tela de *Gravel* (Fernandes et al, 2006).

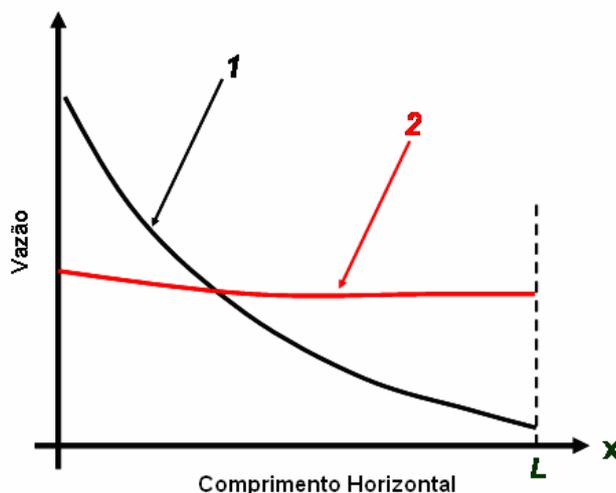


Figura 4. Perfil de vazões ao longo do poço: 1. perfil não uniforme; 2. Perfil uniforme devido a distribuição diversida de furos ao longo do liner ou tela (Fernandes et al, 2006).

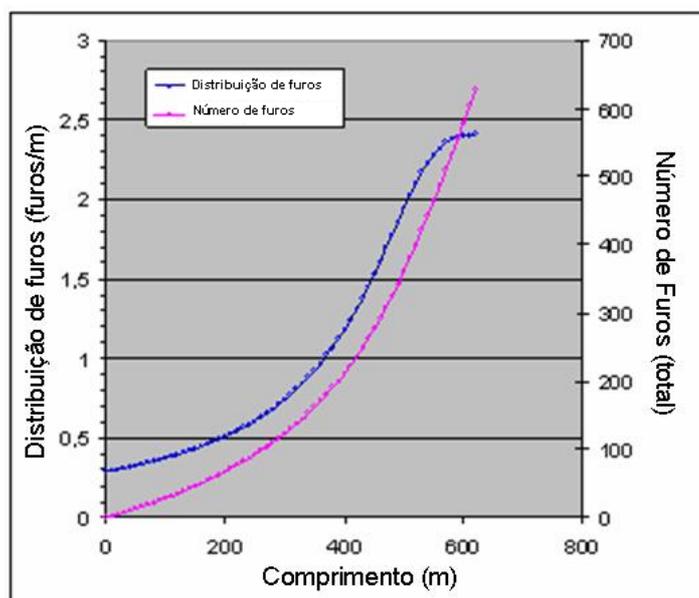


Figura 5. Distribuição diversiva de furos, (Fernandes et al, 2006).

As aplicações da técnica até o presente contemplam cenários de formações produtoras consolidadas, onde a instalação de liners perfurados garante a não produção de finos da formação. A etapa seguinte é viabilizar a técnica para cenários de arenitos inconsolidados onde, usualmente, o projeto de contenção de areia inclui a instalação de telas (diversos meios filtrantes são superpostos) e de um pacote de areia no espaço compreendido entre as paredes do poço e a tela de contenção de areia, técnica conhecida como *gravel pack*. O objetivo do presente trabalho é analisar a aplicabilidade da técnica de *gravel pack* em poços horizontais equipados com telas de furação diversiva. Em tais operações, a pressão de bombeio gerada pelas restrições ao escoamento radial podem ser críticas em cenários onde a janela operacional poros/fratura é estreita.

2. Breve Descrição da Operação de *Gravel pack* a Poço Aberto Horizontal

Para facilitar os cálculos, a operação de deslocamento do *gravel pack* pode ser dividida em três diferentes etapas: Injeção, deslocamento da onda alfa e deslocamento da onda beta. A etapa de injeção, mostrada na Fig. 6, consiste em bombear a mistura fluido/gravel (linha vermelha) pelo interior da coluna desde a plataforma até a ferramenta de gravel, instalada no início do poço aberto, onde o fluxo será desviado do interior da coluna para o espaço anular formado entre a parede do poço aberto e as telas. Neste momento, devido ao fluxo começar a ocorrer numa região com uma área de seção transversal ao escoamento muito maior e como não há variação na vazão, a velocidade de escoamento da mistura

diminui drasticamente. Esta redução na velocidade resulta na diminuição da força de sustentação das partículas na mistura, resultando na sedimentação das mesmas na porção inferior do anular (Fig. 7), formando um leito, que para uma dada vazão, alcança uma altura de equilíbrio (h_{α}). Depois de alcançada a altura de equilíbrio os grãos ainda em suspensão irão sedimentar na porção posterior da duna formada, iniciando assim a fase de propagação da onda alfa (Fig. 8). A onda alfa inicia sua propagação, no poço aberto, junto à sapata do último revestimento, e propaga-se por toda a extensão do poço, deixando um canal livre para o escoamento da mistura entre a parte superior do poço aberto e a superfície do leito formado.

Quando a onda alfa chega à extremidade do poço uma nova etapa é iniciada, chamada onda beta. Como somente o fluido pode atravessar a tela, a areia tende a depositar-se sobre o leito formado pela onda alfa, preenchendo todo o espaço deixado livre na etapa anterior. A onda beta deposita-se no sentido contrário da onda alfa, ou seja, do fim do poço até junto a sapata do último revestimento. A Figura 9 ilustra este processo.

Durante a propagação da onda alfa o fluido escoo pelo espaço anular entre a formação e as telas, chegando ao fim do poço passando pelas telas e retorna pelo interior do wash pipe. Durante a propagação da onda beta, o fluido tende a escolher o caminho que irá gerar a menor perda de carga, não escoando pelo leito poroso formado pela onda beta, atravessando as telas e escoando pelo anular restrito formado pelas telas e o wash pipe e retornando pelo interior do wash pipe. Este anular é mais estreito que o anular por onde o fluido escoo durante a onda alfa, por isso durante a onda beta as perdas de carga geradas são superiores as geradas durante a onda alfa.

Três pontos diferentes são relevantes para o cálculo das pressões no presente estudo (Figura 6): a pressão de bombeio na plataforma (P_B), a pressão de fundo do poço (P_{FP}) e a pressão junto à sapata do último revestimento (P_S). O ponto crítico a ser monitorado será a pressão junto à sapata, onde são atingidos os maiores níveis de pressão.

As pressões dinâmicas geradas durante a operação devem ser mantidas dentro da janela operacional formada entre a pressão de poros e a pressão de fratura. Se a pressão no interior do poço, a qualquer tempo, estiver abaixo da pressão de poros, poderá ocorrer influxo de fluidos da formação para o poço. De forma análoga, se a pressão, no interior do poço, for superior à pressão de fratura da formação, poderá ocorrer fluxo de fluido de completação para dentro do reservatório, podendo ocasionar um embuchamento prematuro, impossibilitando o preenchimento completo do anular tela-poço aberto.

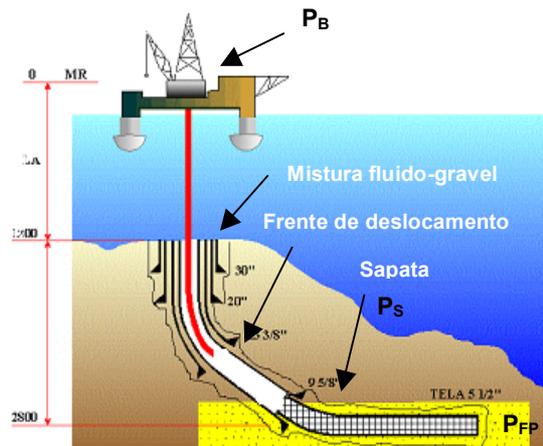


Figura 6. Etapa de injeção da mistura.

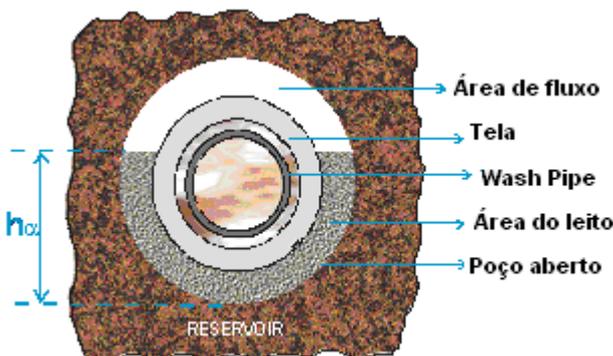


Figura 7. Seção Transversal do Poço Aberto.

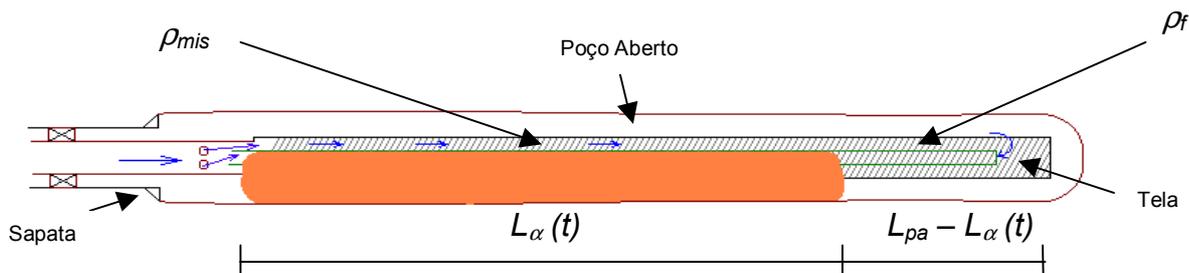


Figura 8. Poço Aberto durante a propagação da Onda Alfa.

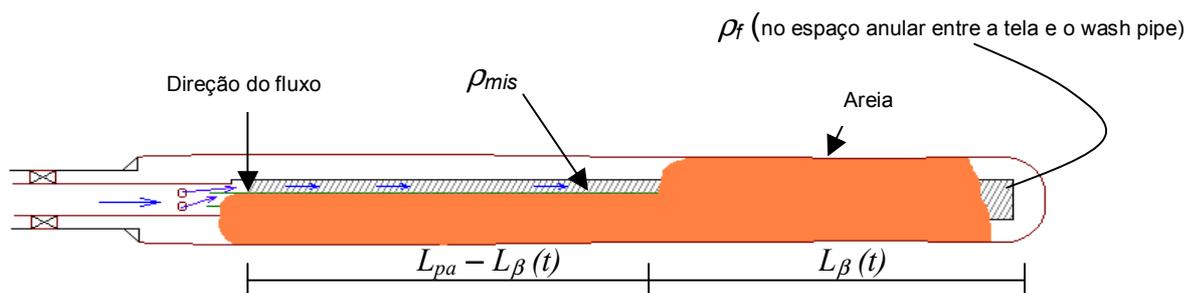


Figura 9. Poço Aberto durante a propagação da Onda Beta.

3. Cálculo de Pressões Durante o Deslocamento de *Gravel pack* em Poços Horizontais Equipados com Telas Diversivas

A análise a seguir é baseada no modelo detalhado em Martins e Magalhães (2003), desenvolvido como base para o simulador de bombeio de *gravel pack* em poços horizontais da PETROBRAS. O modelo proposto é dividido no cálculo das seguintes etapas: propagação de pressão durante a etapa de injeção da mistura, cálculo da altura da onda alfa e cálculo das perdas de carga desenvolvidas durante as propagações das ondas alfa e beta.

Para o cálculo da altura da onda alfa é adotado um modelo de duas camadas. Este modelo é uma adaptação para operações de *gravel packing*, do modelo inicialmente desenvolvido por Martins (1990) para análise do transporte de cascalhos gerados pela broca durante a operação de perfuração. Este é um modelo matemático de caráter mecanicista que visa descrever o escoamento permanente de misturas sólido/fluido-newtoniano em seções anulares excêntricas horizontais, visando a previsão da altura de equilíbrio do leito de *gravel* formado.

Uma vez determinada a altura do leito de *gravel*, em uma operação de *gravel pack* convencional, as perdas de carga são calculadas em função da área de seção anular transversal ao escoamento aberta ao fluxo, conforme ilustrado nas figuras 6 a 9. Durante a injeção, as perdas de carga são determinadas pelo escoamento monofásico, com densidades e viscosidades corrigidas pela concentração de sólidos presentes. Durante a onda alfa, o caminho do fluido será sempre pelo espaço anular poço-tela por este apresentar perdas de carga significativamente inferiores quando comparadas com as do escoamento anular tela-wash pipe de dimensões restritas. Quando a onda alfa chega na extremidade do poço uma nova etapa é iniciada, chamada onda beta. Como não pode atravessar as telas, a areia tende a depositar-se sobre o leito formado pela onda alfa, preenchendo todo o espaço deixado livre na etapa anterior. A onda beta deposita-se no sentido contrário da onda alfa, ou seja, do fim do poço até junto à sapata do último revestimento. Ao encontrar o pacote de areia compactada, o fluido escoará radialmente através da tela para então prosseguir pelo anular tela-wash pipe, que agora apresentará perdas de carga inferiores às do anular poço-tela já compactado pela areia.

Analisemos agora a dinâmica do escoamento na presença de telas de tubo base diversivo, ou seja, onde a área aberta ao fluxo radial é diferenciada ao longo do trecho horizontal. Esquemáticamente, podemos observar que o fluxo de entrada no espaço anular compreendido pelo poço aberto e as telas irá se dividir em dois, podendo seguir o caminho pelo anular poço-tela até o fundo do poço e então retornar pelo wash pipe (caminho vermelho, Fig. 10) ou, a qualquer momento, passar pelos furos da tela e percorrer o anular tela wash pipe ao invés do anular de maior diâmetro (caminho azul, Fig. 10).

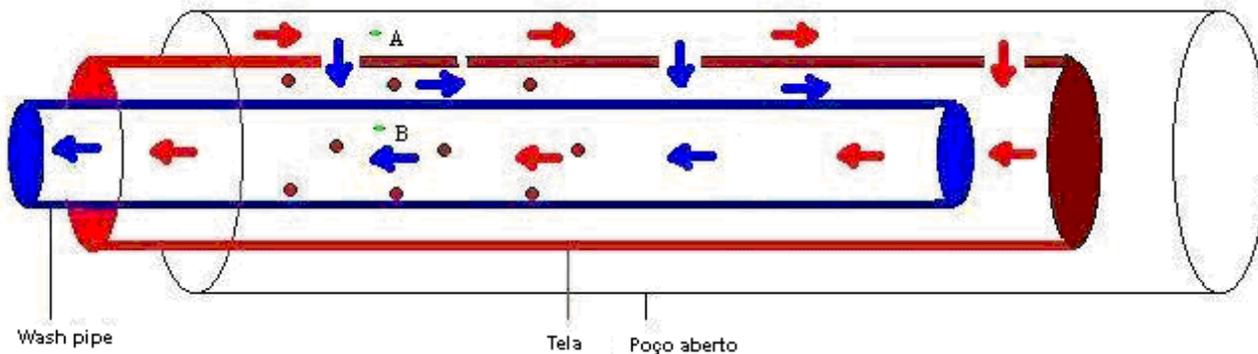


Figura 10. Diagrama esquemático dos caminhos de escoamento durante a operação de bombeio do gravel pack de furação diversiva.

A vazão em cada um dos trechos é inversamente proporcional à perda de carga gerada por eles. A relação entre as vazões que seguem, a cada furo, o caminho vermelho e o caminho azul é determinada igualando-se as perdas de carga por cada caminho, conforme esquematizado nas equações a seguir.

$$\Delta P_1 = \Delta P_{an.po\c{o}-tela}(Q_1) + \Delta P_{wp} \quad (1)$$

$$\Delta P_2 = \Delta P_{furos}(Q_2) + \Delta P_{an.tela-wp}(Q_2) + \Delta P_{wp} \quad (2)$$

Onde ΔP é a perda de carga e Q é a vazão da mistura. Os subscritos 1, 2, furos, wp, an.poço-tela e an.tela-wp se referem ao fluxo no caminho 1 (setas vermelhas – Fig. 10), fluxo no caminho 2 (setas azuis – Fig. 10), aos furos do tubo diversivo, ao wash pipe, ao anular formado pelo poço aberto e as telas e ao anular formado pelas telas e o wash pipe, respectivamente.

As expressões específicas para perda de carga em cada termo dependerão da fase da operação (injeção, propagação de ondas alfa ou beta) e estão detalhadas em Martins e Magalhães (2003). Da mesma forma que em operações de gravel pack com tubos base convencionais durante a propagação da onda alfa, a perda de carga elevada, gerada no espaço anular restrito compreendido entre as telas e o wash pipe, faz com que a vazão neste trecho seja muito pequena, se comparada com o espaço anular poço-tela. Além disso, a presença de poucos furos nas primeiras seções de telas irá orientar o escoamento como ocorre normalmente sem o tubo base diversivo. Já durante a propagação da onda beta, o escoamento é direcionado preferencialmente para atravessar as telas, pois a perda de carga no anular poço-tela é muito superior devido ao meio poroso que está se estabelecendo. Portanto, nesta fase do cálculo, faz-se necessária a inclusão um termo adicional de perda de carga (Eq. 3) para considerar a passagem do escoamento pelos furos. Na Equação 3, ΔP_{furos} é o somatório das perdas de carga em cada furo e seu cálculo foi aproximado conforme a referida expressão, ρ_f é a densidade do fluido de completção, Q_f a vazão total do fluido, C_D o coeficiente de descarga, A_{furos} o somatório das áreas dos furos. Essa equação representa a perda de carga devido aos furos ao final da operação.

$$\Delta P_{furos} = \frac{0,5 \times \rho_f \times Q_f^2}{(C_D \times A_{furos})^2} \quad (3)$$

4. Estudo de Caso

Aqui se apresenta um estudo de casos sobre a viabilidade da aplicação da técnica em questão para um reservatório de arenitos inconsolidados na Bacia de Campos. A partir da formulação proposta por Fernandes et al (2003) foram propostas 3 furações distintas para o tubo base, conforme detalhado na Tabela 1. A furação número 1 atende aos critérios da metodologia. As furações 2 e 3 foram propostas para utilização caso o bombeio do gravel pack gere pressões mais altas que as de fratura, considerando a configuração ideal. Tais furações gerariam perfis de produção intermediários entre o perfil equalizado e o perfil obtido com a completção convencional e constituem soluções satisfatórias.

Tabela 1. Possíveis distribuições de furos nos tubos base para o estudo de casos.

x (m)	x (ft)	Caso 1		Caso 2		Caso 3	
		nº de furos por tubo	nº de furos acuml.	nº de furos por tubo	nº de furos acuml.	nº de furos por tubo	nº de furos acuml.
0,00	0						
9,14	30	1	1	2	2	3	3
18,29	60	1	2	2	4	3	6
27,43	90	1	3	2	6	3	9
36,57	120	1	4	2	8	3	12
45,72	150	1	5	2	10	3	15
54,86	180	1	6	2	12	3	18
64,00	210	1	7	2	14	3	21
73,15	240	1	8	2	16	3	24
82,29	270	2	10	2	18	3	27
91,44	300	2	12	2	20	3	30
100,58	330	2	14	2	22	3	33
109,72	360	2	16	2	24	3	36
118,87	390	2	18	2	26	3	39
128,01	420	2	20	2	28	3	42
137,15	450	2	22	2	30	3	45
146,30	480	2	24	2	32	3	48
155,44	510	2	26	2	34	3	51
164,58	540	2	28	2	36	3	54
173,73	570	2	30	2	38	3	57
182,87	600	2	32	2	40	3	60
192,01	630	2	34	2	42	3	63
201,16	660	3	37	3	45	3	66
210,30	690	3	40	3	48	3	69
219,45	720	3	43	3	51	3	72
228,59	750	3	46	3	54	3	75
237,73	780	3	49	3	57	3	78
246,88	810	3	52	3	60	3	81
256,02	840	3	55	3	63	3	84
265,16	870	4	59	4	67	4	88
274,31	900	4	63	4	71	4	92
283,45	930	4	67	4	75	4	96
292,59	960	4	71	4	79	4	100
301,74	990	5	76	5	84	4	104
310,88	1020	5	81	5	89	5	109
320,02	1050	5	86	5	94	5	114
329,17	1080	6	92	6	100	6	120
338,31	1110	6	98	6	106	6	126
347,46	1140	7	105	7	113	7	133
356,60	1170	7	112	7	120	7	140
365,74	1200	8	120	8	128	8	148
374,89	1230	9	129	9	137	9	157
384,03	1260	10	139	10	147	10	167
393,17	1290	11	150	11	158	11	178
402,32	1320	13	163	13	171	13	191
411,46	1350	15	178	15	186	15	206
420,60	1380	17	195	17	203	17	223
429,75	1410	21	216	21	224	21	244
438,89	1440	25	241	25	249	25	269
448,03	1470	32	273	32	281	32	301
457,18	1500	41	314	41	322	41	342
466,32	1530	58	372	58	380	58	400
475,46	1560	88	460	88	468	88	488
484,61	1590	164	624	164	632	164	652
493,75	1620	496	1120	496	1128	496	1148

A Figura 11 ilustra a simulação do bombeio do *gravel pack* com tubo base convencional, visando determinar a vazão máxima para não atingir a fratura da formação ao final da onda beta. Pode-se considerar, como critério de segurança, a vazão 7,5 bpm, uma vez que a simulação indica fratura com vazões superiores a 8 bpm.

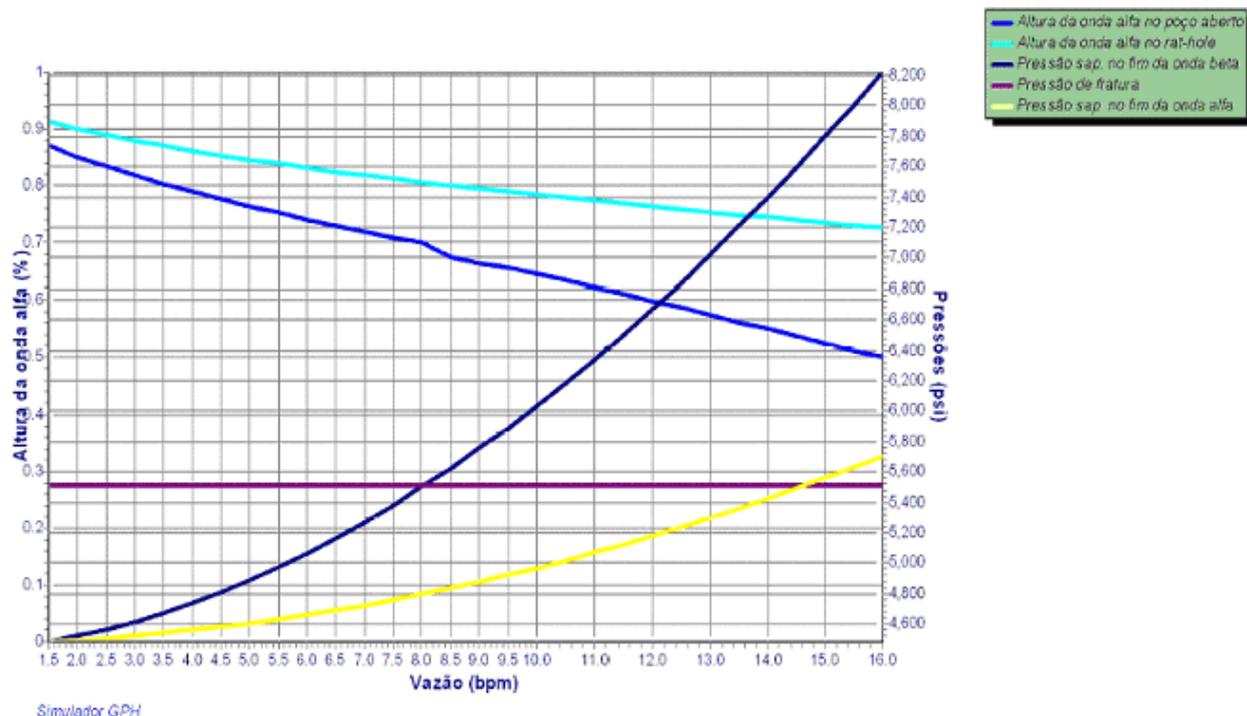


Figura 11. Janela Operacional para a operação com Tela Convencional.

Foi então considerada a vazão de 7.5 bpm para as simulações com as furações diversivas descritas na Tabela 1. Foi ainda simulada a vazão máxima para não fraturar a formação para cada configuração. As Figuras 12, 13 e 14 ilustram as simulações para as furações 1, 2 e 3, respectivamente, com diferentes vazões.

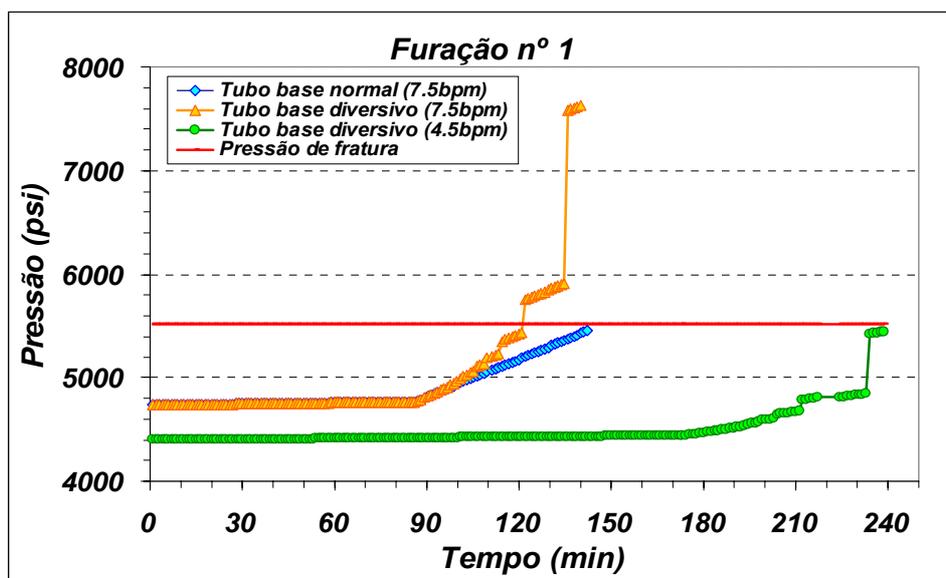


Figura 12. Simulação do bombeio do *gravel pack* – furação 1.

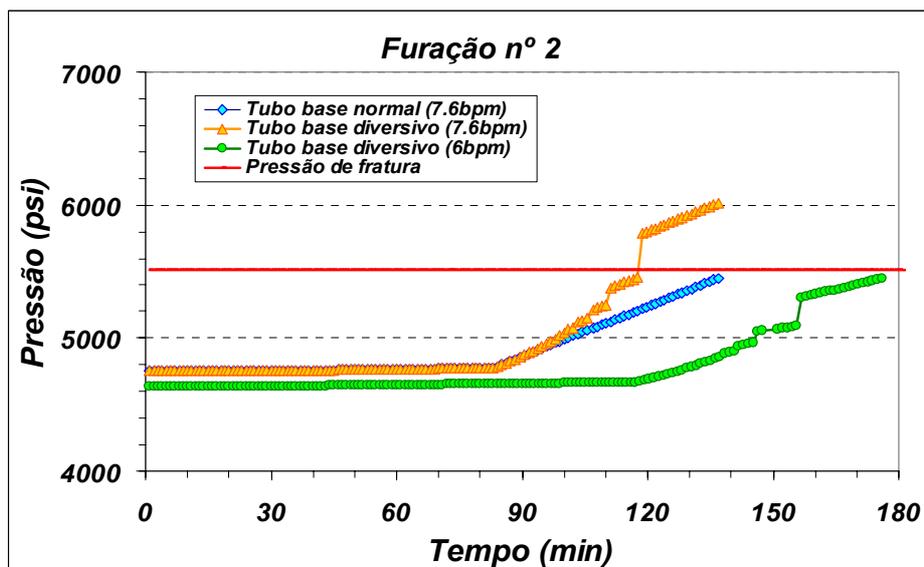


Figura 13. Simulação do bombeio do *gravel pack* – furação 2.

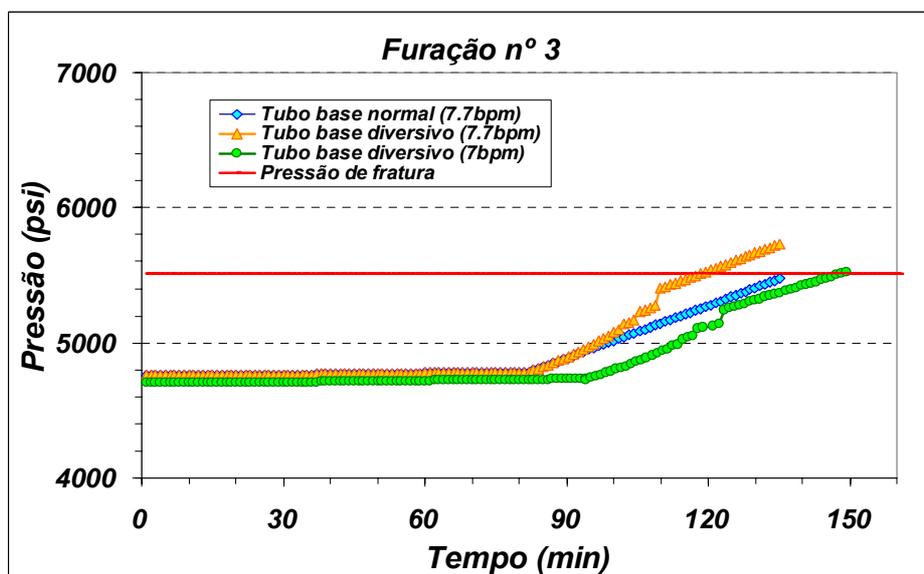


Figura 14. Simulação do bombeio do *gravel pack* – furação 3.

Para a furação 1, uma vazão de bombeio de 7,5 bpm levaria à fratura na metade da fase de propagação da onda beta. Portanto, foram feitas diversas simulações até que se chegou na vazão a qual não ocorreria a fratura (para esta furação) e esta vazão vale 4,5 bpm (curva verde).

Como foi determinada uma vazão muito baixa para o caso 1, foram feitas simulações para o caso 2, onde os primeiros tubos que continham um furo somente foram substituídos por tubos com dois furos. Nota-se, para a furação 2, que é possível bombear o *gravel* numa vazão satisfatória até o fim da operação, onde a propagação da onda beta pode ser encerrada com uma vazão de até 6 bpm sem que ocorra a fratura da formação (curva verde).

Simulações foram realizadas para o caso 3 em que houve substituição dos tubos com dois furos por tubos com três furos.

Para a furação número três, nota-se que é possível bombear o *gravel* com até 7 bpm ao fim da onda beta, mas claramente estes três furos irão contribuir para uma pior equalização do fluxo ao longo do poço.

A Figura 15 ilustra as curvas de pressão durante o bombeio para as três furações nas vazões máximas que permitem a conclusão da operação.

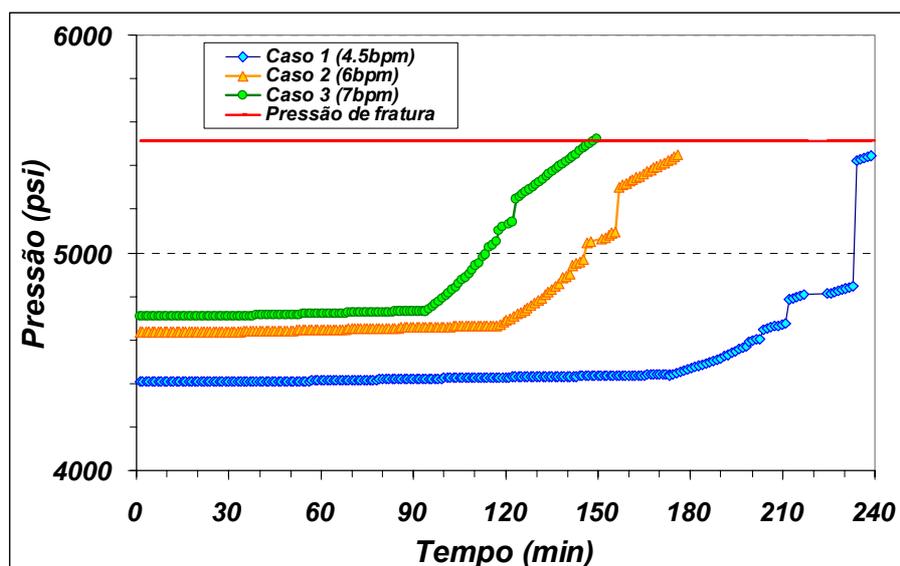


Figura 15. Curvas de pressão durante o bombeio na vazão máxima para as 3 furações.

A análise dos resultados leva às seguintes observações.

- Seria possível realizar a operação com qualquer das furações propostas. A furação 1, que atende aos critérios de equalização de fluxo, iria requerer vazões de bombeio abaixo de 5 bpm. Estas vazões, inferiores às praticadas nas operações convencionais na Bacia de Campos, pode oferecer riscos de embuchamento prematuro no rat-hole ou em eventuais alargamentos do poço aberto.
- A furação 3 permite realizar o bombeio do *gravel pack* com vazão muito próxima à operação com tubo base convencional. Por outro lado, a furação 3 perde muito do potencial de equalização de fluxo.
- A furação 2 parece ser uma solução satisfatória pois atende aos critérios de vazão mínima de bombeio (6 bpm, já utilizada na Bacia de Campos) e fornece equalização de fluxo satisfatória.

5. Conclusões

A metodologia apresentada neste artigo permite avaliar a viabilidade da execução de *gravel pack* em poços horizontais equipados com telas diversivas. O estudo de casos detalha que é possível executar a operação em cenários típicos da bacia de Campos. Assim, entende-se que a tecnologia de equalização de fluxo em poços horizontais pode ser aplicada em cenários onde é requerida barreira dupla de contenção de areia.

Trabalhos futuros incluem a experimentação da técnica em laboratório e a implantação no campo.

6. Bibliografia

- Ozkan, E., Sarica, C., Haci, M.: "The Influence of Pressure Drop along the Wellbore on Horizontal Well Productivity", *Society of Petroleum Engineers Journal*, Setembro 1999.
- Vicente, R., Sarica, C., Ertekin, T.: "Horizontal Well Design Optimization: A Study of the parameters Affecting the Productivity and Flux Distribution of a Horizontal Well", SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Colorado, EUA., Outubro 2003.
- Fernandes, P.D., Silva, M.G.F., Bedrikovetsky, P.: "A New IOR Technology to Homogenize Horizontal Well Injectivity/Productivity Profile", SPE/DOE Symposium on Improved Oil Recovery, Tulsa, EUA, Abril 2006.
- Hansen, J.H., Nederveen, N.: "Controlled Acid Jet (CAJ) Technique for Effective Single Operation Stimulation of 14000+ feet long Reservoir Section", SPE 13th European Petroleum conference, Aberdeen, Escócia, Outubro 2002.
- Brekke, K., Lien, S.C.: "New, Simple Completion Methods for Horizontal Wells Improve Production Performance in High-Permeability Thin Oil Zones", SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Washington DC, EUA, Outubro 1992.
- Landman, M.J., Goldthorpe, W.H.: "Optimizations of Perforation Distribution for Horizontal Wells", SPE Asia-Pacific Conference, Perth, Austrália, Novembro 1991.
- Martins, A.L., Magalhães, J.V.M., 2003, "A Mechanistic Model for Horizontal *Gravel pack* Displacement", 17^o Congresso Internacional de Engenharia Mecânica, São Paulo, SP, Brasil.
- Martins, A.L., 1990, "Modelagem e Simulação do Escocamento Axial Anular de Misturas Sólido-Fluido Não Newtoniano em Dutos Horizontais e Inclinados", Tese de mestrado, Universidade de Campinas.

Sistema de Aquecimento Elétrico Segmentado de Tubulações para Produção de Petróleo e Gás Natural em Águas Profundas

Deise Helena Kullmann

Programa de Engenharia Nuclear, COPPE
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Caixa Postal 68509, Rio de Janeiro, CEP 21945-970, Brasil
dkullmann@con.ufrj.br

Jian Su

Programa de Engenharia Nuclear, COPPE
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Caixa Postal 68509, Rio de Janeiro, CEP 21945-970, Brasil
sujian@con.ufrj.br

Resumo. Neste trabalho, apresentamos um sistema de aquecimento elétrico segmentado de tubulações compostas para produção de petróleo e gás natural em águas profundas e ultra-profundas. Primeiramente são discutidos os requerimentos de garantia de escoamento na produção submarina e a necessidade de tubulações com aquecimento ativo. Em seguida, apresentamos uma análise global do balanço energético das tubulações em condições típicas de águas profundas. Mostramos que o aquecimento ativo é necessário em tubulações longas, devido às limitações técnicas dos sistemas passivos de isolamento térmico. Examinamos então, o método que combina o aquecimento elétrico ativo e o isolamento passivo das tubulações. Consideramos o aquecimento ativo através de resistências elétricas inseridas na superfície interna do tubo de aço. Propomos um método de aquecimento segmentado para minimizar a demanda de potência elétrica para uma dada configuração da tubulação e, uma temperatura mínima especificada do fluido produzido. Os resultados numéricos mostram que uma significativa redução na demanda energética pode ser alcançada. Por fim, um sistema elétrico é proposto para implementar o aquecimento segmentado.

Palavras-chave: Garantia de escoamento, aquecimento elétrico ativo, análise térmica.

1. Introdução

Oleodutos, gasodutos e polidutos são meios econômicos e seguros para transportar grandes volumes de petróleo, derivados e gás natural a grandes distâncias. Nos últimos anos, a descoberta de reservas de petróleo localizadas a distâncias cada vez maiores do continente e em águas profundas e ultraprofundas fizeram da garantia de escoamento ("*flow assurance*") um assunto de atenção crescente, devido a possibilidade de formação de hidratos de gás e a deposição de parafinas nas tubulações da produção nestas condições de alta pressão e baixa temperatura (Minami et al., 2000, 1999, Su, 2003).

A garantia de escoamento é a capacidade de controlar e influenciar as características de escoamento do fluido produzido dentro do sistema de transporte do escoamento. Na água ultra profunda (UDW), a pressão hidrostática elevada e a baixa temperatura do ambiente submarino (4°C), geram os principais desafios da garantia de escoamento para o projeto dos risers de produção e das linhas de escoamento. A garantia de escoamento inclui todos os aspectos na garantia do transporte do petróleo ou gás natural do poço até seu destino sem interrupções ou perturbações na linha, requerendo um plano bem-estudado para garantia de que (i) a produção submarina seja o mais contínua possível durante a operação normal e (ii) a produção possa ser rapidamente suspensa quando necessário e posteriormente retomada com o mínimo de dificuldade e de tempo de parada (*downtime*).

Um método sistemático da garantia de escoamento foi apresentado por Saint-Marcoux e Kennedy (2002). Neste trabalho, Saint-Marcoux e Kennedy (2002) apresentaram uma revisão sistemática de todas as condições operacionais para as instalações sob estudo, incluindo o aquecimento da linha (*warm-up*), a ativação da produção (*well start-up*), a produção em estado estacionário (*steady-state*), desativação da produção (*shutdown*) e remediação de bloqueio. Esta análise funcional pode ser vista como uma revisão compreensiva de todas as fases do sistema, seja operando nas condições de projeto, durante eventos transientes ou durante as condições de parada.

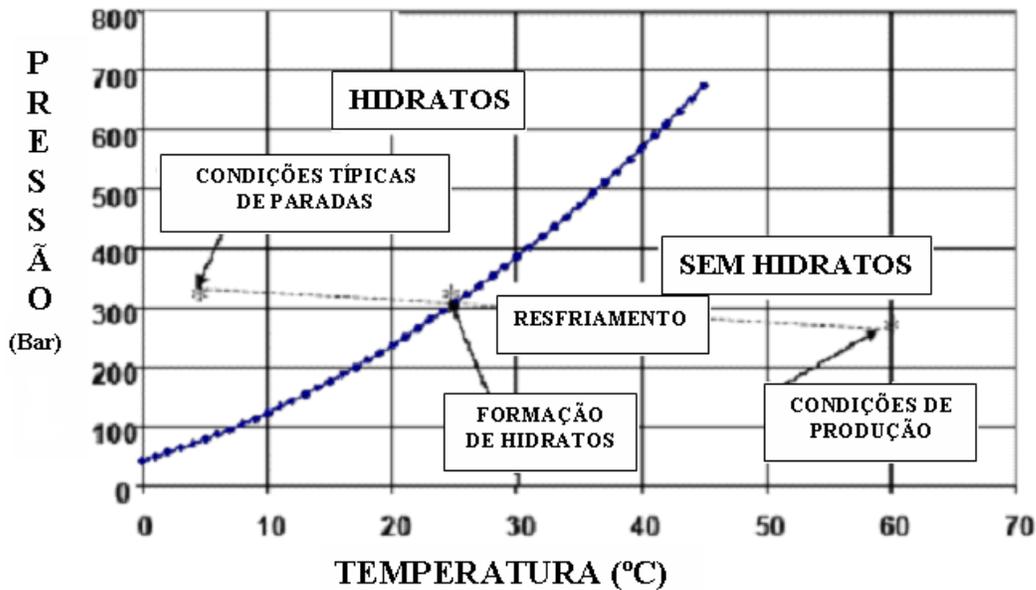


Figure 1: Diagrama de fase mostrando as condições de formação de hidratos.

A diferença de pressão disponível entre a cabeça do poço e o separador, determina o diâmetro mínimo da tubulação, enquanto a diferença de temperatura disponível determina a vazão mínima de produção. Uma análise global do sistema de produção submarina de petróleo e gás mostra que o isolamento térmico, juntamente com o aquecimento ativo dos tubos de escoamento e risers são uma das principais ferramentas de garantia de escoamento, tendo como principal objetivo controlar a temperatura do fluido nas tubulações de transporte da produção. A importância do controle da temperatura de transporte do escoamento multifásico em baixa temperatura e alta pressão, reside em evitar problemas como a formação de hidratos, a deposição de parafinas, reduzir a viscosidade do fluido para economia de potência de bombeio e em evitar a formação de emulsões.

A **parafina** é uma substância que ocorre naturalmente na maioria dos óleos crus e, dependendo da sua característica, pode ser problemática. O depósito de parafina ocorre quando a temperatura da parede do tubo é inferior simultaneamente à temperatura do ponto de névoa do fluido e à temperatura média do fluido (*bulk temperature*). A parafina se deposita e tende a reter água, areia e petróleo, formando depósitos de consistência, dureza e densidade variáveis, obstruindo a seção do duto. Estes depósitos podem ser limpos por solventes, detergentes ou dispersantes. Podem ser evitados pelo tratamento contínuo do fluido com inibidores, além da opção de limpeza mecânica por meio de "pig". Porém, no caso do transporte de petróleo, nem sempre estas opções estão disponíveis.

Hidratos são sólidos cristalizados de aparência semelhante a do gelo, formados por moléculas de gás natural, gás sulfídrico ou dióxido de carbono em contato com água em baixas temperaturas e altas pressões. Possuem densidade maior que a do petróleo e tendem a acumular-se nas restrições formando obstruções. Hidratos de alceno na forma de hidrato de metano cristalino podem se formar na temperatura de 21°C (70°F) a pressões de 300 bars (4.300 psi). Condições típicas de formação de hidratos são ilustradas na Figura 1, através de um diagrama de fases. O hidrato se forma nas condições acima da curva. Podemos observar que na condição típica de produção estacionária, a temperatura do fluido produzido está a cerca de 60°C e a pressão de 300 bars, estando bem afastada da curva de formação de hidrato. Porém, durante uma parada prolongada numa tubulação sem aquecimento ativo, a temperatura do fluido tenderá à temperatura da água do mar (cerca de 4°C), que está localizada dentro do envelope da formação de hidrato. A formação de hidratos pode ser evitada através da adição de inibidores tais como o etileno-glicol, porém, em condições mais severas de produção, a injeção volumosa de inibidores torna-se pouco prática para a produção.

Uma **emulsão** é formada por minúsculos glóbulos de óleo distribuídos na água, cuja reparação em baixas temperaturas é dificultada. O problema pode ser resolvido pela instalação de pré-aquecedores ou pela injeção de desmultificantes. A conjugação destes métodos com o isolamento do duto deve ser considerada, pois implica em espaço, peso e custo adicional na unidade de produção.

O **aumento da viscosidade** em decorrência da redução da temperatura pode dificultar o escoamento, exigindo maior potência de bombeio ou causando a redução de vazão. A utilização de isolamento térmico nos dutos pode reduzir a necessidade de aquecimento do fluido ou a potência de bombeio.

Com o aumento da lâmina de água e da distância da cabeça do poço, o isolamento térmico torna-se fundamental para a prevenção da formação de hidratos e parafinas, já que, quanto maior a lâmina de água e a

distância da cabeça do poço, maior o decaimento da temperatura no fluido transportado. O desafio do isolamento consiste em manter a temperatura do fluido acima da temperatura de formação de hidratos e parafinas a fim de evitar ou reduzir o uso de métodos alternativos como a utilização de "pig" e adição química. Tais métodos desprendem grandes quantidades de tempo e dinheiro e por isso, devem ser utilizados de forma controlada.

O problema de deposição em tubulações é dividido em duas categorias: saber quais depósitos são formados e o desenvolvimento de técnicas para manipular estes depósitos. A manipulação dos depósitos pode ser conseguida por remoção mecânica através da passagem de "pigs", tratamento químico, aquecimento ativo e técnicas que previnam a formação dos depósitos, como já anteriormente mencionado.

O isolamento térmico se tornou parte das especificações técnicas de tubulações rígidas e flexíveis, onde o perfil de temperatura e o coeficiente global de transferência de calor desejados são utilizados para especificar uma configuração adequada para a tubulação.

Uma vez especificada a configuração da tubulação para produção em estado permanente, os depósitos parafínicos devem ser evitados ou ao menos reduzidos nesta condição. Porém, a situação crítica de operação acontece em eventos transientes planejados ou não, tais como partidas e paradas da produção. Uma análise precisa da transferência de calor na tubulação composta é necessária para a previsão da evolução da temperatura em toda a tubulação. Durante estas operações, um sistema baseado no isolamento passivo pode requerer medidas de prevenção muito caras e complexas, como a injeção de inibidores químicos. A vantagem de sistemas de produção aquecidos é sua capacidade de lidar com uma escala larga de cenários de produção, como as temperaturas, vazões de escoamento e de como a composição do reservatório evoluirá durante a vida do campo. As exigências de aquecimento ativo são muito difíceis de serem estabelecidas de modo geral, pois são altamente dependentes da composição do reservatório, da produtividade do campo e de sua arquitetura.

Dois métodos do aquecimento ativo das linhas de escoamento em águas profundas foram estudados em anos recentes: o aquecimento elétrico e o aquecimento a partir da circulação de água aquecida. A literatura apresenta alguns casos onde o aquecimento elétrico dos tubos de escoamento multifásicos e dos risers submarinos de produção foi empregado para impedir a formação de hidratos e plugues de cera, como os apresentados por Halvorsen et al. (2000) e Lervik et al. (1998).

Lervik et al. (1998) apresentaram uma avaliação da viabilidade técnica e as estimativas de custo para um sistema de aquecimento elétrico direto de 50 Hz e para um sistema baseado na indução eletromagnética. Eles mostraram que a avaliação elétrica dos sistemas depende da exigência de aquecimento, do material da tubulação e do tubo de escoamento. A viabilidade dos conceitos foi verificada através de testes submarinos de tamanho real. Halvorsen et al. (2000), em um estudo semelhante, demonstraram que para proporcionar o aquecimento necessário das tubulações multifásicas em um sistema de 400 Hz, cabos de aquecimento elétrico com diâmetro de aproximadamente 30 mm e seção transversal do condutor de 120 mm² e, para o caso de um sistema de 50 Hz, cabos com diâmetro de aproximadamente 50 mm e seção transversal de 630 mm² são suficientes para tal fim. Eles também mostraram que a queda de tensão é tipicamente de 1 kV por quilômetro para o aquecimento de um riser.

Harrison e Herring (2000) apresentaram um sistema de aquecimento ativo usando a água quente que circula no espaço anular do PIP (Pipe-in-pipe) de circuito fechado, no qual o isolamento externo em torno da tubulação e o revestimento enterrado/escavado, fornecem o isolamento térmico dos tubos de escoamento em um sistema de produção que consiste em duas plataformas de produção interligadas. O energia que alimenta o sistema de aquecimento é fornecida por um gerador de eletricidade localizado em uma das plataformas do sistema de produção apresentado. Um modelo detalhado usando a ferramenta de software OLGA foi desenvolvido para investigar a viabilidade da circulação do fluido aquecido no espaço anular isolado do PIP, com o objetivo de fornecer o aquecimento necessário à produção. Os resultados indicaram que a circulação de 3180 m³ (20.000 BPD) de água aquecida partindo de uma das plataformas a 66°C, resultou em perfis aceitáveis de temperatura para os cenários críticos de produção para a configuração do sistema de produção investigado. Invertendo periodicamente o sentido do escoamento de HWC (circulação de água aquecida), o tubo de escoamento "frio" anterior, transformar-se-ia no tubo de escoamento "quente" e a cera acumulada seria removida através do pós-derretimento no vapor da produção. Harrison e Herring (2000) mostram que uma potência de bombeio de 895 kW (1200 Hp) é adequada para fazer circular os 3180 m³ de fluido aquecido.

Chin e Roberts (2002) investigaram a transferência de calor no escoamento de gás/condensado durante parada/resfriamento de risers "lazy-wave" em águas profundas. O sistema investigado consiste em um tubo de escoamento de 15 milhas ligado a uma estrutura flutuante, através dos 9,800 ft de comprimento de um riser lazy wave. O poço situa-se a 6,350 ft de profundidade no Golfo de México. O sistema apresentado transporta uma mistura de gás-condensado com uma taxa de gás-óleo de 1000 scf/stb. Neste estudo, Chin e Roberts (2002) mostraram que, além da pressão, a transferência de calor externa e interna durante o período de resfriamento do sistema são alguns dos principais fatores de realocação de fase, devido aos efeitos combinados das forças gravitacionais e do empuxo em sistemas que transportam misturas de gás-condensado e óleo.

Uma estrutura flexível da tubulação, denominada IPB (feixe integrado de produção) foi apresentada por Felix-Henry e Secher (2002). O IPB é em um conjunto de riser flexível baseado na tecnologia umbilical de serviço integrado (ISU) e em outras tecnologias patenteadas. Neste sistema, o aquecimento ativo, que incorpora as mangueiras do elevador de gás é fornecido por meio de cabos de aquecimento traçante que são inseridos, juntamente com o material de isolamento passivo, nas camadas da armadura do IPB (mais detalhes em Felix-Henry e Secher (2002)). Felix-Henry e Secher (2002) mostraram que, dentre outras vantagens apresentadas pelo IPB, este sistema simplifica as operações offshore da instalação, o isolamento passivo mantém a temperatura de chegada do fluido multifásico transportado acima de um valor crítico nas condições padrão de serviço e, além disso, mostraram que o aquecimento ativo pode ser comutado durante paradas programadas e partidas, ou durante condições críticas de produção (perfil baixo da produção, temperaturas e/ou pressões de escoamento baixas). Um sistema equipado com os traçadores de aquecimento elétrico nas camadas da armadura terá o mesmo diâmetro externo que uma tubulação flexível isolada convencional e, além disso, esta tecnologia também permite o uso do isolamento flexível padrão da tubulação. As limitações do conceito das armaduras de aquecimento traçante estão na potência elétrica máxima de aquecimento disponível e/ou, no comprimento máximo disponível devido a pequena seção transversal dos condutores.

Laouir e Denniel (2001) relataram um programa de desenvolvimento lançado em 2000 pela Coflexip para introduzir o aquecimento ativo em sistemas de pipe-in-pipe (PIP). O PIP ativamente aquecido é baseado na comprovada tecnologia de aquecimento traçante, combinada com o projeto de bobinamento padrão do pipe-in-pipe. O aquecimento é gerado por cabos resistivos usando a baixa tensão, que complementam o desempenho isolando o PIP. Laouir e Denniel (2001) apresentaram uma simulação de resfriamento que mostrou que, uma diferença de temperatura de 30°C a 35°C entre o produto de hidrocarboneto e o ambiente poderia ser mantida com uma entrada típica de aquecimento de 20 W/m a 40 W/m para um PIP isolado e aquecido. Também demonstraram que, baixas entradas de potência elétrica são suficientes para estender o período de resfriamento do PIP.

Similarmente, Su et al. (2003) propuseram um conceito combinado de isolamento térmico e aquecimento ativo, introduzindo tiras de resistência elétrica nos tubos de escoamento multicamadas. Foi realizada a análise global da distribuição de calor para determinar a demanda de entrada de potência elétrica e posteriormente, a análise térmica de estado estacionário, para determinar a distribuição de temperatura na seção transversal dos tubos de escoamento multicamadas, sob condições típicas de produção em águas ultra profundas foi executada. Um modelo matemático foi desenvolvido para analisar a transferência de calor de estado permanente nos tubos de escoamento multicamadas. As equações diferenciais parciais foram resolvidas com base no uso do método numérico de volumes finitos. À partir dos resultados numéricos, Su et al. (2003) demonstraram que com uma fonte de alimentação de 0,3 V/m e com quatro tiras de cobre com 1 mm de espessura e uma largura de 4 mm, distribuições aceitáveis de temperatura do escoamento e temperatura da superfície interna da tubulação são obtidas. Neste estudo, Su et al. (2003) demonstraram também que, com uma fonte de alimentação mais baixa, a área da seção transversal do calefator aumentará; já para uma tira mais fina do calefator, a diferença da temperatura entre o fluido produzido e a superfície interna da tubulação será diminuída, embora isto possa introduzir dificuldades na fabricação e na instalação. Por fim, eles mostraram que os tubos de escoamento multicamadas com aquecimento ativo são uma solução viável para suprir as severas exigências da garantia de escoamento da produção de óleo em águas profundas e ultra profundas.

Uma análise da transferência de calor transiente nos tubos de escoamento multicamadas com aquecimento elétrico ativo foi apresentada recentemente por Su et al. (2005). Três configurações dos tubos de escoamento multicamadas, com polipropileno contínuo como o material de isolamento térmico, foram estudadas através de simulações numéricas. Os resultados numéricos indicaram que, embora o isolamento térmico passivo fosse adequada para condições de estado estacionário de produção, o aquecimento esteve requerido durante as paradas planejadas e não planejadas. Comparando os três casos estudados, eles observaram que a demanda de potência elétrica de aquecimento por unidade de comprimento era menor se a camada de isolamento térmico fosse mais espessa. Neste estudo, eles indicaram que um acordo deve ser conseguido nas especificações do tubo de escoamento, considerando as despesas mais elevadas associadas o isolamento térmico mais espesso e o aumento da despesa operacional associado a maior demanda de potência elétrica de aquecimento.

É imperativo que o isolamento térmico passivo é usada em todas as tubulações em águas profundas para a produção multifásica de óleo e de gás, pois este é o método mais econômico para evitar a formação de hidratos e a deposição de cera. A decisão de como a garantia do escoamento adicional é apropriada para o desenvolvimento de um campo em particular, depende das considerações econômicas, de engenharia e ambientais. O método de aquecimento elétrico requer uma capacidade adicional de geração de potência elétrica na plataforma, de 10 a 30 MW, dependendo da configuração do sistema. Nenhuma dificuldade significativa é esperada no projeto mecânico e na instalação da tubulação com aquecimento elétrico. Por outro lado, o sistema aquecimento por circulação de água (HWC) é superior do ponto de vista termodinâmico, pois o calor liberado pelos excitadores da turbina pode ser reconvertido, sem necessidade energética adicional, embora o projeto mecânico e a instalação

sejam mais caros e complicados. Portanto, a escolha do sistema de aquecimento ativo a ser adotado depende fortemente das necessidades e da configuração do sistema de produção a ser aquecido.

Neste trabalho, apresentamos primeiramente uma análise global do balanço energético das tubulações em águas profundas típicas. Mostramos que o aquecimento ativo é requerido para as tubulações longas, devido às limitações técnicas dos sistemas passivos de isolamento térmico. Examinamos então, o método que combina o aquecimento elétrico ativo e a isolamento passivo das tubulações. Consideramos o aquecimento ativo através de resistências elétricas inseridas na superfície interna do tubo de aço. Para este caso, propomos um método de aquecimento segmentado para minimizar o requerimento de potência elétrica de aquecimento para uma configuração dada da tubulação e, desejamos encontrar a temperatura mínima especificada do fluido produzido. Os resultados numéricos são mostrados então. Uma redução significativa na demanda de potência de aquecimento é conseguida e, por fim, um sistema elétrico é proposto para implementar o aquecimento segmentado.

2. Análise Térmica

Consideramos uma tubulação em águas profundas, tipicamente isolada, para produção de óleo e de gás. Nesta situação, normalmente, o perfil térmico desejado do fluido produzido e o coeficiente total de transferência de calor são usados para especificar uma configuração adequada da tubulação.

O coeficiente global de transferência de calor para uma tubulação composta multicamadas é definido como:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \sum_{i=1}^N \frac{r_1}{k_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} + \frac{r_1}{r_{N+1} h_a}} \quad (1)$$

onde o r_i e r_{i+1} são os raios internos e externos da i -ésima camada, respectivamente, k_i é a condutividade térmica, h_1 o coeficiente de transferência de calor entre a camada mais interna e o fluido produzido que escoo dentro dela e h_a o coeficiente de transferência de calor entre a camada mais externa e o fluido ambiente.

Pela primeira lei da termodinâmica, a equação unidimensional de transporte da energia do fluido produzido é escrita como

$$\dot{M}_f c_{p,f} (T_{f,in} - T_{f,out}) = U 2\pi r_1 L \Delta T_m \quad (2)$$

onde \dot{M}_f é a vazão mássica do fluido produzido, $c_{p,f}$ o calor específico, $T_{f,in}$ e $T_{f,out}$ são a temperatura de entrada (wellhead) e da saída (TLP) do fluido produzido, respectivamente, r_1 é o diâmetro da camada mais interna da tubulação de aço e L o comprimento da tubulação. A diferença média de temperatura entre o fluido produzido e o fluido ambiente é definida como:

$$\Delta T_m = \frac{(T_{f,in} - T_a) - (T_{f,out} - T_a)}{\ln [(T_{f,in} - T_a)/(T_{f,out} - T_a)]} \quad (3)$$

onde T_a é a temperatura do fluido ambiente.

Para um dado raio interno da tubulação r_1 , uma temperatura dada do fluido ambiente e um perfil térmico desejado ($T_{f,in}$, $T_{f,out}$ e assim ΔT_m), o comprimento máximo L_{max} da tubulação que pode ser encontrado, com a exigência do perfil térmico, são uma função do coeficiente total U e da taxa de transferência de calor $\dot{M}_f c_{p,i}$ do fluido produzido. Da Eq. (2), resolvemos

$$L_{max} = \frac{\dot{M}_f c_{p,f} (T_{f,in} - T_{f,out})}{U 2\pi r_1 \Delta T_m}. \quad (4)$$

Como a capacidade térmica do fluido produzido, $\dot{M}_f c_{p,f}$, é dada geralmente pela planta de desenvolvimento do campo, o comprimento máximo de uma tubulação, que pode ser encontrado com a exigência do perfil térmico, é inversamente proporcional ao coeficiente total de transferência de calor da tubulação, U . O menor coeficiente total de transferência de calor, mais longo o comprimento da tubulação até que a temperatura de saída do fluido produzido possa ser encontrada com a exigência da garantia do escoamento.

Mas, devido à existência de limitações técnicas numa maior redução do coeficiente total de transferência de calor, para uma tubulação que possua um comprimento L maior do que L_{max} , apenas a isolamento térmico passivo não é suficiente para conservar a temperatura do fluido produzido acima de um mínimo requerido. O aquecimento ativo é necessário então em uma combinação com o isolamento térmico passivo.

Se o aquecimento ativo for usado, para um comprimento dado L da tubulação, podemos determinar a demanda de potência de aquecimento ativo, que é necessária para encontrar o perfil térmico desejado. O balanço global de energia, para este caso, é escrito como

$$\dot{M}_f c_{p,f} (T_{f,in} - T_{f,out}) + \dot{Q} = U 2\pi r_1 L \Delta T_m \quad (5)$$

onde \dot{Q} é a demanda de potência de aquecimento ativo. Podemos resolver através da Eq. (6)

$$\dot{Q} = U2\pi r_1 L \Delta T_m - \dot{M}_f c_{p,f} (T_{f,in} - T_{f,out}) \quad (6)$$

Óbviamente, se todos os parâmetros restantes forem os mesmos, quanto mais longa a tubulação, maior a demanda de potência de aquecimento. A entrada linear média de energia na tubulação pode ser calculada como:

$$\dot{q}_{av} = \frac{\dot{Q}}{L} = U2\pi r_1 \Delta T_m - \frac{\dot{M}_f c_{p,f} (T_{f,in} - T_{f,out})}{L} \quad (7)$$

Agora, consideramos o aquecimento elétrico direto de uma tubulação composta multicamadas. Supondo que as propriedades termofísicas do fluido produzido e dos materiais da tubulação são constantes, podemos escrever a equação unidimensional de transporte de energia do fluido produzido como:

$$\dot{M}_f c_{p,f} \frac{dT_f(x)}{dx} = -U2\pi r_1 L (T_f - T_m) + \dot{q}(x) \quad (8)$$

onde $\dot{q}(x)$ é a taxa linear de entrada de energia de aquecimento elétrico direto à tubulação. Para a especificação dada de entrada linear de energia, a distribuição da temperatura ao longo da tubulação pode ser prontamente obtida resolvendo a Eq. (8). Estamos interessados em determinar uma distribuição da taxa de energia linear otimizada, $\dot{q}(x)$, que minimize a energia total consumida, mas que ainda mantenha a temperatura do fluido produzido acima de um mínimo especificado.

Ao invés de formular um problema de otimização contínua com restrições, que seja complexo de ser resolvido, apelamos às introspecções físicas e obtivemos uma solução de engenharia para o problema. Propomos começarmos somente a aquecer a tubulação quando a temperatura do fluido produzido alcança uma temperatura mínima pré-especificada, T_{min} . O aquecimento deve manter a temperatura do fluido produzido a uma temperatura constante, esta, T_{min} . A taxa de aquecimento linear requerida é obtida igualando o lado de direito da Eq. (8) a zero:

$$\dot{q} = U2\pi r_1 L (T_{min} - T_m) \quad (9)$$

Na falta dados mais realísticos de uma tubulação e de dados melhores à respeito da produção, simulamos uma tubulação hipotética, com 27 km de comprimento e 6" (0.154 m) de diâmetro interno. O coeficiente total de transferência de calor da tubulação é 5.35 W/m²K, baseado no diâmetro interno da tubulação. A temperatura na cabeça do poço do fluido produzido é dada como 76.0°C e da água do mar como 4.0°C. Uma taxa de fluxo de massa de 14.72 kg/s é suposta com uma densidade constante de 800 kg/m³ e o calor específico de 2700 J/kg°C. A temperatura mínima requerida do fluido produzido é 30°C.

Na Figura 2, mostramos uma comparação da distribuição de temperatura obtida pelo aquecimento uniforme de todo o comprimento da tubulação com a distribuição de temperatura obtida pelo método de aquecimento segmentado, que é a nossa proposta. Pelo primeiro método, uma taxa de aquecimento linear de 41.52 W/m é requerida para manter a temperatura do fluido produzido acima de um mínimo pré-especificado, $T_{min} = 30^\circ C$. A potência total requerida é 1.12 MW. Através do método de aquecimento proposto, não há calor injetado nos primeiros 15804.7 m da tubulação. A partir deste ponto, uma taxa de aquecimento linear de 66.60 W/m é requerida para manter a temperatura do fluido produzido acima de um mínimo pré-especificado, $T_{min} = 30^\circ C$. A potência total requerida agora é 745.6 kW, a qual representa uma redução de 33.4% na potência de aquecimento requerida.

Pode ser visto claramente, através da Figura 2, que com o primeiro método, o aquecimento do fluido produzido na primeira porção da tubulação é desnecessário, representado na figura pela área entre as duas curvas e, esta representa a energia despendida para o ambiente. Do ponto de vista termodinâmico, a energia requerida é minimizada se a diferença de temperatura entre o fluido produzido e a água do mar for minimizada, o que é alcançado através do não aquecimento da primeira parte da tubulação em nosso método.

3. Sistema Elétrico do PIP Ativamente Aquecido

Para introduzir uma solução ativa de aquecimento apropriada para sistemas pipe-in-pipe (PIP), Laouir e Denniel (2001) apresentaram uma tecnologia para o PIP ativamente aquecido que é baseada na comprovada tecnologia de aquecimento traçante combinada com o projeto de bobinamento padrão do pipe-in-pipe. O aquecimento é gerado por cabos resistivos usando a baixa tensão, que complementa o desempenho isolando o PIP.

A proposta a ser aqui apresentada usa um sistema similar ao apresentado por Laouir e Denniel (2001) em conjunto com a teoria de aquecimento segmentado do tubo de escoamento, exposta na Seção anterior. A

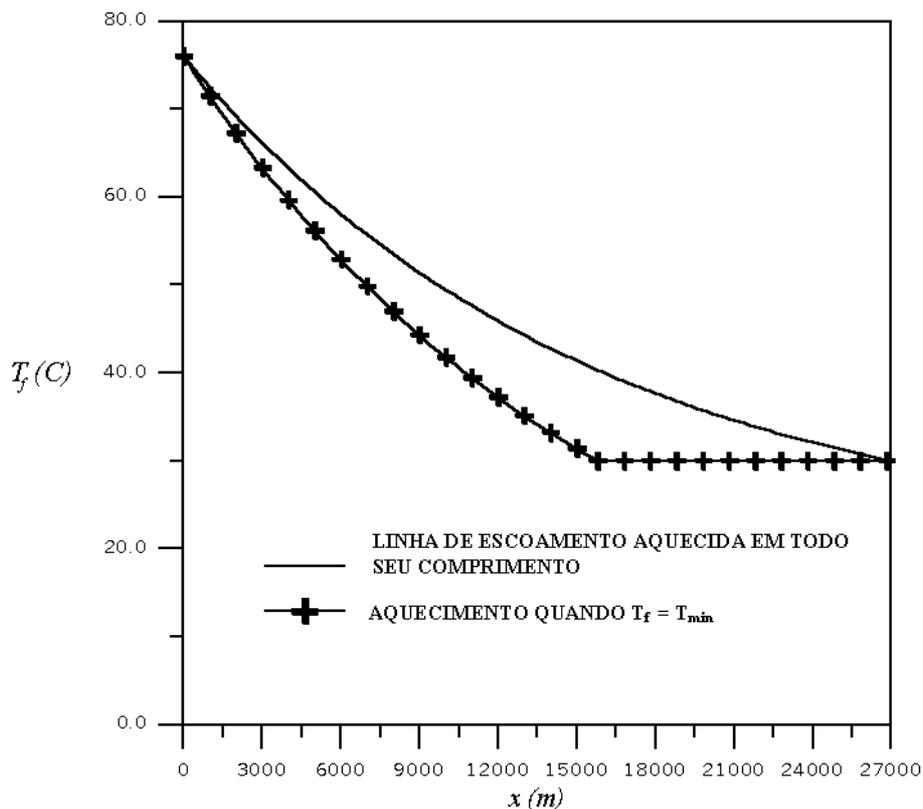


Figure 2: Comparação entre dois métodos de aquecimento.

configuração escolhida para o sistema ativamente aquecido do PIP é mostrada na Figura 3. O sistema de aquecimento tem a função de fornecer ao tubo de escoamento uma ferramenta que controla a troca de calor entre o fluido e o ambiente de águas profundas. O sistema de aquecimento para o PIP é uma solução projetada para auxiliar a execução da gerência de hidratos e de cera em campos de águas profundas. O sistema é aplicável aos sistemas do tubo de escoamento e do riser. A entrada de energia requerida é produzida pelo aquecimento resistivo dos cabos de aquecimento traçante quando ativados eletricamente. A tensão do sistema elétrico é variável, esta é controlada e monitorada da plataforma e do conjunto, dependendo da entrada de aquecimento requerida.

O sistema de aquecimento é instalado sobre a linha de escoamento e consiste em um sistema elétrico resistivo, montado em um circuito trifásico de conexão estrela. Cada circuito é constituído de três cabos de aquecimento traçante, que terminam em uma caixa de junção na extremidade de cada segmento da linha de escoamento a ser aquecida. O sistema de alimentação elétrica é feito através de uma ligação umbilical.

Além dos componentes padrão encontrados na tecnologia do PIP, como o sistema de espaçadores, material de isolamento de baixa condutividade térmica, etc., o sistema de aquecimento é caracterizado por sistemas distintos. O **Sistema de Aquecimento** é uma rede de cabos de aquecimento traçante. Estes cabos estão distribuídos uniformemente em torno do tubo de escoamento e agrupados nos conjuntos, espaçados em intervalos de 120°. Neste caso, é importante ressaltar que, os materiais usados no sistema de isolamento do PIP devem possuir características adequadas para o preenchimento das aberturas entre os cabos de aquecimento e, conseqüentemente, impedir a circulação de ar ao longo do PIP através dos sulcos do espaçador, o que poderia resultar em pontes térmicas, bem como manter os cabos alinhados em suas posições sob o tubo de escoamento.

Outro sistema presente no projeto do tubo de escoamento aquecido constitui-se do **Sistema de cabos de alimentação da fonte**, que é formado pelos cabos monofásicos da rede de alimentação trifásica da fonte que estão posicionados em paralelo com o sistema de aquecimento formado pelos cabos de aquecimento traçante, estendendo-se por todo o comprimento do tubo de escoamento.

As **Caixas de Junção** estão localizadas nas extremidades de cada segmento de aquecimento do tubo de escoamento, conectando uma seção a outra e isolando cada sistema de aquecimento separadamente. A unidade de terminação da extremidade do tubo de escoamento que suporta os conectores submarinos elétricos e óticos é requerida quando o aquecimento e os sistemas de monitoramento ótico da temperatura são controlados e monitorados através de um umbilical. Nas caixas de junção, também estão abrigadas as chaves de contato elétrico automáticas, utilizadas para abertura e fechamento dos sistemas de aquecimento em cada uma das

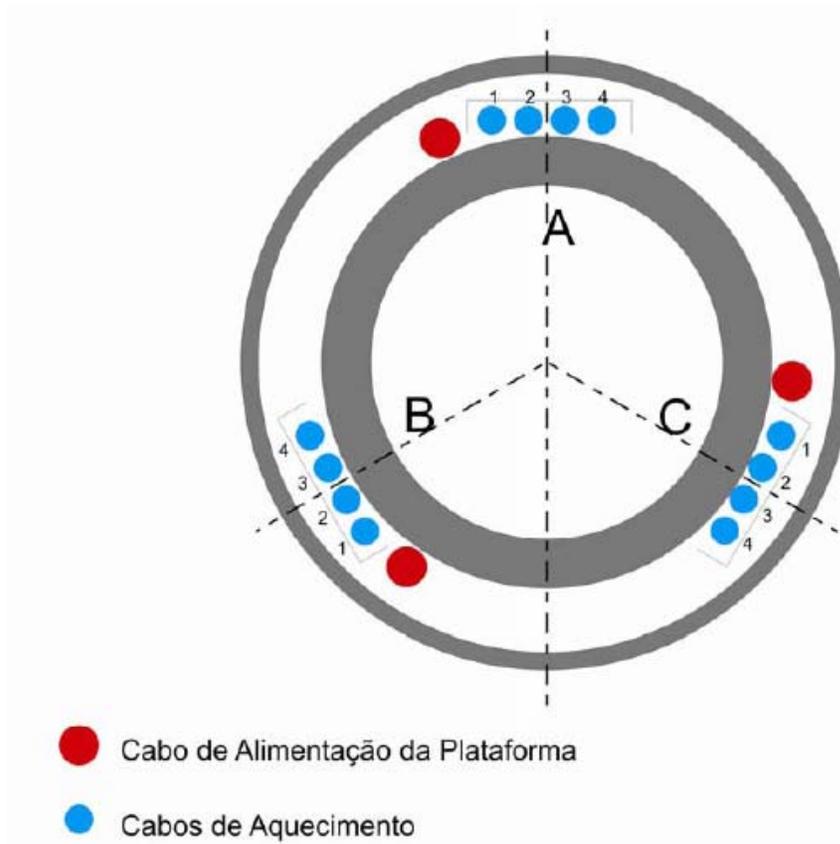


Figure 3: Distribuição dos cabos em torno da tubulação

seções do tubo de escoamento.

Sistema de monitoração e controle ótico consiste em uma ou mais fibras óticas colocadas entre os jogos de cabos de aquecimento, com a função de controle e monitoração da temperatura do sistema, bem como o controle e acionamento dos sistemas de aquecimento. A fibra é alojada em um duto de aço inoxidável para sua proteção. O sistema de monitoração ótico de aquecimento pode ser usado para permitir a leitura da temperatura ao longo do comprimento do tubo de escoamento e, através da monitoração destes dados da temperatura, o controle sobre as partes do sistema a serem aquecidas.

Cabe-nos agora, salientar alguns aspectos importantes encontrados no sistema elétrico proposto.

O sistema elétrico usado para o aquecimento adota conexões em ligação estrela trifásicas. Cada conexão estrela é terminada por uma caixa de junção abrigada dentro do espaço anular do tubo de escoamento onde a corrente total é zero. Nesta configuração, nenhum cabo de força de retorno é necessário para dar laços nos circuitos elétricos da rede de aquecimento.

Os arranjos dos cabos estão ilustrados na Figura 3. A figura mostra uma configuração dos cabos de aquecimento usando 3 conjuntos de quatro cabos igualmente espaçados em torno do tubo de escoamento. Neste cenário, cada conexão em estrela é formada por três cabos de aquecimento dos diferentes conjuntos situados nas regiões **A**, **B** e **C**, isto é, a conexão de estrela número $n=1$ a 4 formada pelos cabos **An**, **Bn** e **Cn**. No exemplo ilustrado na Figura 3, quatro combinações de conexões em estrela trifásica são possíveis.

O sistema aquecido do PIP é projetado para ser alimentado e controlado através de um sistema umbilical no caso de um tubo de escoamento aquecido. Neste cenário, o umbilical é alimentado através da parede do tubo de escoamento, através de mangueiras cheias de óleo e conectores. As interfaces submarinas entre o PIP aquecido e o umbilical força/óptico representam uma parte principal do projeto.

Os módulos específicos do conector do PIP devem acomodar a conexão submarina entre o umbilical e a extremidade aquecida do PIP. Os conectores submarinos de força e óticos (parte integrante do sistema de aquecimento do PIP), são requeridos principalmente quando o sistema é controlado com um umbilical.

Os conectores submarinos de força atuam com elevada densidade de corrente. Uma vez acoplados, os pinos conectores de força e os soquetes devem permanecer no interior de câmeras individuais, preenchidas por óleo, para assegurar a segurança do sistema. Já o conector ótico submarino para os sistemas de monitoração de

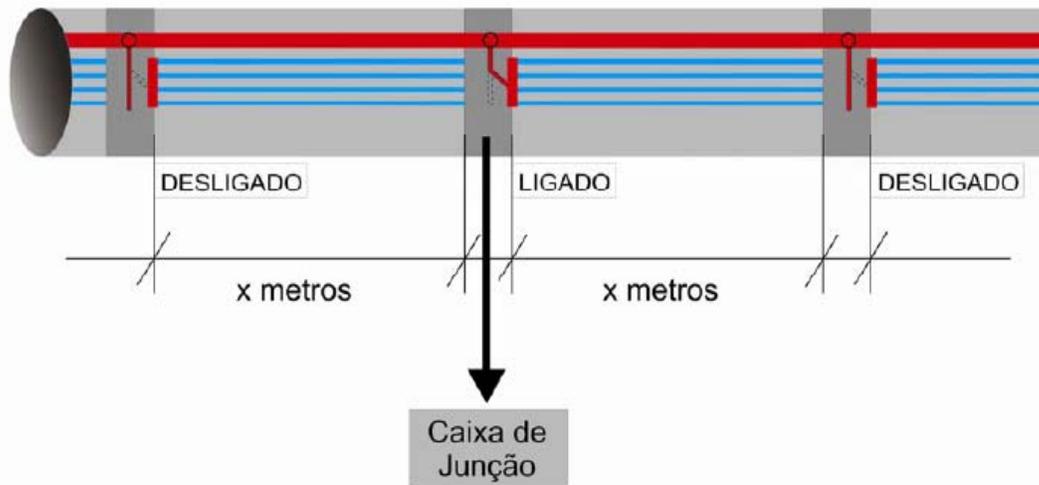


Figure 4: Ilustração de chaveamento automático de aquecimento elétrico.

temperatura deve permanecer com acoplamento limpo e seco.

Portanto, a modificação aqui proposta é que, ao invés de um sistema contínuo, o tubo de escoamento deverá ser dividido em segmentos, estes obedecendo ao padrão adotado por Laouir e Denniel (2001), ou seja, ao invés de um único sistema de aquecimento contínuo, como no modelo proposto, o tubo de escoamento poderá ser aquecido por partes, através de um sistema de abertura e fechamento de chaves de contato elétrico automáticas, comandadas através de um quadro de comando a ser instalado na plataforma e, o sistema aqui proposto, mantém a propriedade deste sistema de funcionar para diversas faixas de tensão.

Para alimentar os circuitos independentes (que compõe os diferentes segmentos da tubulação), os cabos de alimentação da fonte da plataforma devem ser incorporados à configuração, sendo estes necessariamente contínuos ao longo de toda a linha, como mostrado na Figura 4. Ou seja, o sistema de alimentação irá funcionar como um barramento em uma subestação elétrica, sendo controlado apenas pela posição das chaves de contato elétrico, comandadas através do sistema de controle instalado na plataforma.

Assim, com o sistema de aquecimento elétrico segmentado aqui proposto, pode-se fazer o aquecimento em partes pré-determinadas do tubo de escoamento ou em pontos críticos do sistema, que necessitem de maior ou menor aquecimento e, o tempo necessário de aquecimento também pode ser controlado ou, o mesmo sistema pode ser programado para operar em modo permanente, intercalando em determinados períodos de tempo os segmentos do tubo de escoamento a serem aquecidos, fazendo com que haja uma redução significativa na necessidade de potência de alimentação despendida.

4. Conclusão

Neste trabalho, apresentamos primeiramente uma análise global do balanço energético das tubulações em águas profundas típicas para a produção de óleo e gás e, mostramos que o aquecimento ativo é necessário para tubulações longas, devido às limitações técnicas dos sistemas passivos de isolamento térmico. É apresentado o método que combina o aquecimento ativo e o isolamento passivo, neste caso, o aquecimento ativo é fornecido através de resistências elétricas inseridas na superfície interna do tubo de aço. Propomos um método de aquecimento que minimize a demanda de potência de aquecimento, para que o sistema alcance uma temperatura mínima especificada para fluido produzido. Os resultados numéricos estão ilustrados no trabalho, e mostram que o método de aquecimento proposto reduziu em 33,4% a necessidade de aquecimento da tubulação. Concluímos que o método de aquecimento aqui proposto reduzirá significativamente a demanda de potência de aquecimento, satisfazendo os requerimentos da garantia de escoamento, através do aquecimento elétrico direto da tubulação em um sistema segmentado.

5. Agradecimentos

Os autores agradecem o CNPq, a CAPES e a FAPERJ pelos apoios a este trabalho. Deise H. Kullmann gostaria de agradecer ao CENPES/PETROBRAS pela bolsa de mestrado concedida.

References

- Chin, Y. D. e Roberts, I. (2002). Heat transfer during gas/condensate flow shut down/cool down in deep-water lazy wave risers. In *Proceedings of 21st International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE'02)*, Oslo, Norway.
- Felix-Henry, A. e Secher, P. (2002). Flexible risers with active heating recent developments with electrical heating. In *Proceedings of 3rd Workshop on Subsea Pipelines*, Rio de Janeiro, Brazil.
- Halvorsen, V. H., Lervik, J. K., e Klevjer, G. (2000). Hydrate and wax prevention of risers by electrical heating. In *Proceedings of 10th International Offshore and Polar Engineering Conference*.
- Harrison, G. E. e Herring, D. G. (2000). Active heating, dual production flowlines design for king sub sea tie-back at 1670 meters water depth. In *Proceedings of OMAE 2000 / PIPE-5050, Proceedings of ETCE/OMAE2000 Joint Conference*, New Orleans.
- Laour, N. e Denniel, S. (2001). Combining passive insulation and active heating for enhanced thermal performance. In *Proceedings of 20th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE'01)*, Rio de Janeiro, Brazil.
- Lervik, J. K., Ahlbeck, M., Raphael, H., Lauvdal, T., e Holen, P. (1998). Direct electrical heating of pipelines as a method of preventing hydrate and wax plugs. In *Proceedings of 8th International Offshore and Polar Engineering Conference*.
- Minami, K., Cardoso, C. A. B. R., Bezerra, M. C. M., e Melo, A. P. (2000). Roncador field development — the impact of fluid properties. In *Paper OTC-12138, presented at the 2000 Offshore Technology Conference*, Houston, Texas.
- Minami, K., Kurban, A. P. A., Khalil, C. N., e Kuchpil, C. (1999). Ensuring flow and production in deepwater environments. In *Paper OTC-11035, presented at the 1999 Offshore Technology Conference*, Houston, Texas.
- Saint-Marcoux, J. F. e Kennedy, B. F. (2002). Functional approach to flow assurance applied to deepwater field development. *Paragon Engineering*.
- Su, J. (2003). Flow assurance of deepwater oil and gas production — a review. In *Proceedings of 22nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE'03)*, Cancun, Mexico.
- Su, J., Cerqueira, D. R., e Estefen, S. F. (2003). Thermal analysis of sandwich pipes with active electrical heating. In *Proceedings of 22nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE'03)*, Cancun, Mexico.
- Su, J., Cerqueira, D. R., e Estefen, S. F. (2005). Simulation of transient heat transfer of sandwich pipes with active electrical heating. *Trans. ASME J. Offshore Mech. Artic Eng.*, 127:366–370.

Piecewise Electrical Heating System of Pipelines for Deepwater Oil and Gas Production

Deise Helena Kullmann

Nuclear Engineering Program, COPPE
Universidade Federal do Rio de Janeiro
CP 68509, Rio de Janeiro, CEP 21945-970, Brasil
dkullmann@con.ufrj.br

Jian Su

Nuclear Engineering Program, COPPE
Universidade Federal do Rio de Janeiro
CP 68509, Rio de Janeiro, CEP 21945-970, Brasil
sujian@con.ufrj.br

Abstract. In this paper, we present a composite pipeline system with piecewise active electrical heating for the production of oil and gas in deep and ultra deep waters. The flow assurance requirements and the necessity for actively heated pipelines are discussed first. A global heat balance analysis is carried out of typical deepwater pipelines for oil and gas production, which shows that active heating is necessary for long pipelines due to technical limitations of passive thermal insulation systems. The method of combined active heating and passive insulation is then considered, in which the active heating is provided by electrical resistance on the inner steel pipe. We propose here a heating method that minimises the power requirement for a given minimum temperature of produced fluid. Numerical results show significant reduction in power requirement can be achieved. Finally, an electrical system is proposed for the implementation of the optimized active heating.

Keywords: Flow assurance, active electrical heating, thermal analysis.

ESTUDO E COMPARAÇÃO DE DOIS MODELOS DE ÓLEO ESPUMOSO

Okabe, Clarissa Paiva

Universidade Estadual de Campinas
Unicamp/Cepetro/DEP
Caixa Postal: 6052
CEP 13083-970 – Campinas – SP Brasil
okabe@dep.fem.unicamp.br

Trevisan, Osvair Vidal

Universidade Estadual de Campinas
Unicamp/Cepetro/DEP
Caixa Postal: 6052
CEP 13083-970 – Campinas – SP Brasil
trevisan@dep.fem.unicamp.br

Resumo

Vários campos de óleos pesados no mundo apresentaram recuperação primária de óleo da ordem de 10 a 15%, maior do que a estimada por estudos convencionais de reservatório. Além do alto fator de recuperação, foram observadas outras características incomuns, como razão gás-óleo baixa e manutenção da pressão de reservatório em níveis elevados. Estas discrepâncias são atribuídas ao fato de que os simuladores do tipo *Black-Oil* não descrevem adequadamente o comportamento do gás em óleos espumosos, como seriam estes óleos pesados.

Neste artigo, dois modelos numéricos de óleo espumoso são descritos e testados usando o simulador CMG Stars. O primeiro modelo admite a presença de diferentes formas de gás – gás em solução, gás preso e gás livre – nas fases óleo e gás. A transferência de massa de uma forma de gás para outra, que corresponde às etapas de evolução das bolhas de gás – com os processos de nucleação e liberação – é descrita por meio de reações cinéticas. O modelo também admite a influência do gás preso nas propriedades da fase óleo, especificamente na viscosidade e na compressibilidade. No segundo modelo somente o processo de liberação é considerado. O escoamento da dispersão gás-óleo é avaliado através da interpolação de curvas de permeabilidade relativa entre o gás livre e o gás disperso.

As propriedades da fase óleo adotadas nos modelos correspondem às características de um óleo espumoso brasileiro. O artigo torna mais clara a influência de parâmetros importantes: as velocidades das reações, as curvas de permeabilidade relativa e a diferença de pressão aplicada na depleção. Características observadas em reservatórios de óleo espumoso, como baixa produção de gás, escoamento simultâneo do gás disperso, alta saturação de gás crítica e maior fator de recuperação de óleo são explicadas através dos resultados das simulações.

Palavras chaves: Óleo espumoso, evolução do gás, escoamento de óleo espumoso, simulação numérica de reservatórios

1. Introdução

Reservatórios de óleo pesado no Canadá, na Venezuela e em outras partes do mundo têm exibido um comportamento incomum. Estes reservatórios apresentam um óleo espumoso nas amostras provenientes das cabeças dos poços. O óleo é produzido na forma de uma espuma de óleo contínua que tem a aparência de uma *mousse* de chocolate e contém uma fração elevada de volume de gás. Esta espuma pode ser estável e pode persistir por diversas horas em tanques abertos (Sheng *et al.*, 1999).

Observações típicas desses reservatórios são: baixa razão gás-óleo (RGO), alta recuperação primária e bom mecanismo mantenedor da pressão. Este comportamento contrasta com a visão tradicional de um reservatório convencional de óleo pesado com gás em solução, onde o gás flui mais rápido que o óleo, resultando em produção com alta RGO, perda rápida da energia do reservatório e baixa recuperação (Talabi e Pooladi-Darvish, 2004). Muitas pesquisas têm apontado que a razão para esse comportamento é o grande volume de minúsculas bolhas de gás presentes no óleo, porém as questões que circundam esse comportamento ainda não estão totalmente respondidas. Frentes de pesquisa têm se dividido no estudo de propriedades como a queda de pressão, a saturação crítica de gás e as curvas de permeabilidade relativa, entre outras propriedades.

A queda de pressão tem sido apontada por muitas pesquisas como um parâmetro que pode induzir o óleo à condição espumosa. As observações em laboratório indicam que quanto maior for a queda de pressão imposta maior será o fator de recuperação e menor será a razão gás-óleo (RGO).

Maini (1996) elaborou um modelo reduzido com pacotes de areia saturados de óleo para estudar os efeitos do declínio de pressão. Foram usados períodos de tempo diferentes, para reduzir a pressão inicial até o valor final, próximo da pressão atmosférica. Os resultados mostraram que para tempos maiores, todas as amostras exibiram o comportamento clássico de uma solução de gás dissolvido, ou seja, foi observada a formação aleatória de bolhas

pequenas, que a seguir uniam-se às bolhas adjacentes, formando bolhas grandes e isoladas de gás, resultando em RGO altas e baixos volumes de óleo produzido. Já com tempos menores, foi observada a presença de pequenas bolhas dispersas, e como resultado RGO baixas e altos volumes de óleo produzido. Outras pesquisas – Urgelli *et al.* (1999), Wong e Guo (1997) - abordaram a influência da taxa de declínio da pressão nos óleos espumosos, os resultados foram condizentes com a pesquisa desenvolvida por Maini (1996).

Com o avanço dos estudos experimentais, surgiu a necessidade de desenvolver modelos numéricos que descrevam o comportamento incomum dos reservatórios de óleo espumoso. Os modelos numéricos para os reservatórios de óleo espumoso podem ser divididos em duas categorias: de equilíbrio (*Black-Oil*) e cinéticos.

Nos modelos de equilíbrio para reservatórios de óleo espumoso, alguns parâmetros físicos são alterados na elaboração de um modelo numérico consistente. Já os modelos cinéticos consideram os processos dinâmicos envolvidos na evolução do gás da fase óleo para a fase gás, assim como a dependência das propriedades com o tempo e o não-equilíbrio de fases do óleo espumoso. Esses modelos baseiam-se na divisão do gás em grupos com comportamento distintos: gás disperso, gás livre, gás preso e gás em solução. Os processos dinâmicos envolvidos na evolução do gás são expressos como reações cinéticas. Os modelos apresentados nesse trabalho encaixam-se nessa categoria.

Nos modelos desenvolvidos por Bayon *et al.* (2002a e b), Arora *et al.* (2000), Sheng *et al.* (1996) e Joseph *et al.* (1997), foram utilizadas reações cinéticas para descrever os estágios de evolução do gás da fase óleo para a fase gás. As reações, com suas constantes cinéticas, descrevem o comportamento dinâmico dessa evolução, estabelecendo quantitativamente a dependência dos processos que compõe a evolução das bolhas com o tempo.

Bayon *et al.* (2002b) desenvolveram dois modelos, o primeiro modelo divide o gás em três grupos: gás em solução, gás disperso e gás livre; enquanto que o outro apresenta quatro grupos, incluindo dois tipos de gás disperso. Os modelos numéricos foram desenvolvidos no simulador comercial CMG STARS, e os resultados foram comparados com experimentos que estavam sendo desenvolvidos paralelamente.

No primeiro modelo, duas equações cinéticas são utilizadas para demonstrar a transferência de massa de um grupo para o outro. Já o segundo modelo propõe seis equações cinéticas. As equações cinéticas são funções da taxa de transferência de massa e de um fator de frequência associado à velocidade da reação.

A mobilidade da fase gás pode ser representada através do tratamento da permeabilidade relativa das fases óleo e gás. A permeabilidade relativa da fase gás é determinada por duas curvas - do gás livre e do gás disperso. No modelo são interpoladas as curvas, de acordo com a composição da fase.

Os testes com os dois modelos não foram conclusivos quanto à escolha do modelo que mais se aproxima aos dados de produção, pois apresentaram resultados próximos ao histórico de produção em diferentes condições. Além disso, a parte experimental não apresenta uma distinção entre os grupos de gás, como foi descrito nos modelos numéricos. Entretanto, Bayon *et al.* (2002), em experimentos com diferentes taxas de depleção, observaram que a saturação de gás era diferente ao longo da amostra, e a análise da saturação poderia ajudar a diferenciar as formas de gás.

Bayon *et al.* (2002b) em seu estudo relataram que os parâmetros chaves para ajustar os modelos numéricos aos dados de laboratório são: as frequências ou velocidades das reações e a curva de permeabilidade relativa ao gás livre.

Neste artigo dois modelos numéricos de óleo espumoso são descritos, assim como o modelo físico adotado para todos os modelos, inclusive o modelo do tipo *Black-Oil*. A seguir é feita uma comparação entre os modelos de óleo espumoso e o modelo do tipo *Black-Oil*. Por fim, são apresentados os resultados da análise da influência de alguns parâmetros – as velocidades das reações, a curva de permeabilidade relativa ao gás e diferença de pressão imposta na depleção.

2. Descrição dos modelos

Como não há uma definição da estrutura morfológica do óleo espumoso, foram analisados dois modelos, sendo que cada um representa uma forma de óleo espumoso.

Se o óleo espumoso for um óleo com pequenas bolhas de gás, o modelo gerado será o modelo do gás preso. Neste caso não há a reação de crescimento das bolhas, pois as bolhas formadas após a nucleação não crescem devido à alta viscosidade do óleo morto e o gás passa diretamente da forma presa para a forma de gás livre. O modelo gerado é composto por duas reações cinéticas, a da nucleação e a da liberação. Além disso, o modelo admite a influência do gás preso nas propriedades da fase óleo – densidade e compressibilidade.

O modelo do gás disperso representa o óleo espumoso formado por grandes bolhas de gás. Nesse caso a nucleação é instantânea, ou seja, todas as bolhas são nucleadas no mesmo instante, que corresponde ao instante em que a pressão do reservatório atinge a pressão de saturação. Após esse instante não ocorrerá mais a nucleação. Como as bolhas formadas são grandes, não haverá a reação de crescimento das bolhas, uma parte do gás permanecerá na fase óleo e o restante irá compor a fase de gás livre. Neste modelo o escoamento disperso do gás é avaliado através da interpolação de curvas de permeabilidade relativa entre o gás livre e o gás disperso.

A Tabela 1 apresenta um resumo dos modelos apresentados.

2.1. Modelo do gás preso

No modelo do gás preso, foram representadas duas reações que compõe a evolução do gás da fase óleo para a fase gás. A primeira reação corresponde à nucleação, ou seja, à formação das bolhas na fase óleo - que depende da supersaturação da fase óleo; a segunda reação corresponde à formação de uma fase contínua de gás.

Tabela 1: Comparação entre os modelos estudados

Modelos	Formas de gás			Processos dinâmicos		Interpolação krg	Tratamento da compressibilidade da fase óleo
	Gás em solução	Gás preso	Gás livre	Nucleação	Liberação		
<i>Black-Oil</i>	X	-	X	-	-	-	-
Gás Disperso	X	-	X	-	X	X	-
Gás Preso	X	X	X	X	X	-	X

As formas de gás consideradas representam os diferentes estágios envolvidos na evolução do gás da fase óleo para a fase gás. Neste modelo são considerados os seguintes componentes:

- Gás em solução presente na fase óleo;
- Gás preso que corresponde às pequenas bolhas que se movem com o óleo, presente na fase óleo;
- Gás livre que corresponde à fase contínua de gás.

Quando a pressão do reservatório está acima da pressão de saturação, o sistema está em equilíbrio de fases. Assim, até que a pressão de saturação seja atingida, o comportamento do óleo espumoso será igual ao de um óleo convencional. Quando o reservatório atinge a pressão de saturação ou ponto de bolha, inicia-se a nucleação e o óleo espumoso sai da condição de equilíbrio de fases.

A nucleação depende da supersaturação do fluido, e também do tempo. Com isso, o processo pode ser descrito como uma reação cinética. Além disso, o processo de nucleação inicia-se com uma condição de supersaturação crítica, e persiste até que a supersaturação seja baixa o suficiente para ser desprezada.

Uma reação cinética embute a velocidade de transformação dos reagentes nos produtos da reação, ou seja, da razão de transferência entre os componentes da reação. A Equação (1) representa a reação de nucleação.

$$X_1 = F_1 \cdot (c_{ATUAL(SOL)} - c_{EQ(SOL)}) \quad (1)$$

Onde:

X_1 : razão de transferência;

F_1 : frequência da reação;

$c_{ATUAL(sol)}$: concentração atual do componente gás em solução;

$c_{EQ(sol)}$: concentração em equilíbrio do componente gás em solução.

A liberação do gás da fase óleo é a última etapa de evolução da bolha, e ocorre porque a dispersão formada é instável termodinamicamente. Assim, eventualmente algumas bolhas irão fluir como uma fase contínua de gás. A liberação das bolhas de gás resultará numa diminuição do volume do óleo espumoso. E esta redução pode ser modelada como uma função do tempo. Assim como a nucleação, a liberação é descrita por uma reação cinética – Eq. (2).

$$X_2 = F_2 \cdot c_{(GP)} \quad (2)$$

Onde:

X_2 : razão de transferência;

F_2 : frequência da reação;

$c_{(GP)}$: concentração do componente gás preso;

Neste modelo a viscosidade e a compressibilidade da fase óleo foram considerados parâmetros importantes para modelar o escoamento. A viscosidade é obtida através de uma relação logarítmica das viscosidades dos componentes presentes na fase óleo como apresentada na Eq. (3).

$$\ln(\mu_{FO}) = x_O \ln(\mu_O) + x_{SOL} \ln(\mu_{SOL}) + x_{GP} \ln(\mu_{GP}) \quad (3)$$

Onde:

x_O : é a fração molar do componente óleo morto;
 x_{SOL} : é a fração molar do componente gás em solução;
 x_{GP} : é a fração molar do componente gás preso;
 μ_O : é a viscosidade do componente óleo morto;
 μ_{SOL} : é a viscosidade do componente gás em solução;
 μ_{GP} : é a viscosidade do componente gás preso.

Quando ocorre uma transferência de massa entre as fases numa condição de não equilíbrio, como na reação de nucleação, as bolhas de gás podem permanecer na fase óleo como gás preso, alterando as propriedades da fase óleo – suas densidade e compressibilidade. Nesses casos, a propriedade é calculada ponderando a presença do gás preso na fase óleo. Em particular, o volume parcial molar do componente gás preso é calculado em função de sua compressibilidade no estado gasoso, ao invés da compressibilidade quando no estado líquido.

2.2. Modelo do gás disperso

O modelo do gás disperso descreve um óleo espumoso com grandes bolhas de gás. As duas formas de gás do modelo representam diferentes estágios da evolução das bolhas de gás: o gás dissolvido na fase óleo e o gás livre.

Neste modelo a nucleação é instantânea, ou seja, todas as bolhas são nucleadas no instante em que a pressão do reservatório atinge a pressão de bolha. Assim, a nucleação não é descrita segundo uma reação cinética, pois independe do tempo, dependendo somente da pressão.

A mobilidade da fase gás é representada pela curva de permeabilidade ao gás, e depende da composição da fase. No modelo estudado os componentes presentes na fase são: gás em solução, gás livre e óleo. A contribuição do componente óleo na fase gás é muito pequena, sendo, portanto desprezada. Abaixo da pressão de saturação, uma parte do componente gás em solução irá compor a fase gás. A distribuição entre as fases é determinada pelas constantes de equilíbrio. O gás em solução na fase gás possui menor mobilidade do que o gás livre.

A permeabilidade relativa ao gás da fase gasosa é obtida através da interpolação das curvas para o gás livre e para o gás em solução. A interpolação é feita pela ponderação com as frações molares dos componentes presentes na fase gás, como mostra a Eq. (4):

$$krg = krg_{SOL} \cdot x_{SOL} + krg_{GL} \cdot x_{GL} \quad (4)$$

Onde:

krg : permeabilidade relativa ao gás da fase gás;
 krg_{GL} : permeabilidade relativa ao gás do componente gás livre;
 krg_{SOL} : permeabilidade relativa ao gás do componente gás disperso;
 x_{GL} : fração molar do componente gás livre;
 x_{SOL} : fração molar do componente gás disperso;

3. Modelo físico

O reservatório tem a forma de um prisma retangular. Para a simulação, o mesmo foi discretizado em planta numa malha quadrada de doze blocos, e sua espessura foi dividida em sete blocos. As dimensões dos blocos são 28,8mx28,8mx3m.

As propriedades da formação correspondem às propriedades do reservatório que contém o óleo espumoso estudado e são apresentadas na Tab. 2.

O óleo espumoso estudado nos modelos é um óleo pesado com 13,34° API, proveniente de um reservatório da região Sudeste do Brasil.

Para o modelo estudado foi adotado um poço produtor horizontal, com raio igual a 12,7 cm e comprimento 172,8 m. O poço está localizado na região central do reservatório.

4. Resultados

Adotou-se o modelo de equilíbrio (*Black-Oil*) como base de comparação de forma a evidenciar as diferenças de comportamento dos reservatórios, resultantes dos novos padrões de propriedades físicas reconhecidas nos óleos ditos espumosos.

Para análise dos resultados foram impostas diferentes condições de operações. Inicialmente foi imposta a curva de vazão diária de óleo proveniente da simulação do modelo do tipo *Black-Oil* nos modelos de óleo espumoso. Com esta imposição foi possível comparar as demais variáveis dos modelos, como a curva de declínio da pressão média e a

produção de gás. A seguir, admitindo-se novamente a curva de vazão diária de óleo, são avaliadas as influências das velocidades das reações cinéticas e das curvas de permeabilidade relativa ao gás livre no comportamento da produção.

Tabela 2: Condições adotadas nos modelos

Volume de óleo <i>in situ</i> (m ³)	722370
Permeabilidade horizontal (mD)	7500
Permeabilidade vertical (mD)	3750
Densidade da fase óleo (kg/m ³)	944
Viscosidade da fase óleo na pressão inicial (cP)	966
Temperatura do reservatório (°C)	51
Pressão inicial (kPa)	4500
Pressão de saturação a 51°C (kPa)	4364
Pressão final (kPa)	1500

Na segunda análise, são impostos patamares de diferença da pressão (ΔP) em todos os modelos e analisadas as variações nas produções de óleo e gás. Os patamares de diferença de pressão são a diferença entre a pressão no bloco que contém o poço e a pressão no fundo do poço (BHP). Assim, para os modelos foi imposta uma curva de BHP em função do tempo, que resultasse em uma diferença de pressão constante.

4.1. Comparação entre os modelos de óleo espumoso e o modelo do tipo *Black-Oil*

A Figura 1 mostra as produções acumuladas de gás (G_p) e óleo (N_p) a pressão média do reservatório (P) em função do tempo. Entre a pressão inicial do reservatório e a pressão de saturação, o reservatório está sub-saturado, e todos os modelos apresentam o mesmo comportamento de declínio da pressão, como é lógico se esperar. Nos modelos de óleo espumoso – Preso e Disperso – quando o volume de gás aumenta, há um aumento na pressão do sistema. O aumento do volume de gás combinado com o aumento da compressibilidade da fase óleo permite que a pressão do reservatório se mantenha. E o declínio da pressão neste instante não é tão pronunciado como no início. Isto significa que a evolução para a fase gás promove um mecanismo de suporte de pressão no reservatório.

No modelo do tipo *Black-Oil*, a produção de gás eleva-se rapidamente após a pressão de saturação, pois o tempo da transformação das bolhas de pequenas para grandes, e destas para uma fase de gás contínua é muito curto. E uma vez que o gás tornou-se uma fase contínua, ele escoar com maior velocidade e é produzido preferencialmente, devido a sua mobilidade ser maior que a do óleo. Nos demais modelos, abaixo da pressão de saturação o aumento na produção de gás é inferior, pois a transferência do gás da fase óleo para a fase gás foi modelada por reações dependentes do tempo e a velocidade que coordena a evolução do gás é controlável. Além disso, parte do gás permanece presa na fase óleo.

Cabe lembrar também que nem todo gás é produzido como uma fase contínua, pois uma parte do gás é produzida junto com o óleo, na forma de bolhas, conferindo ao óleo o aspecto espumoso observado em campo.

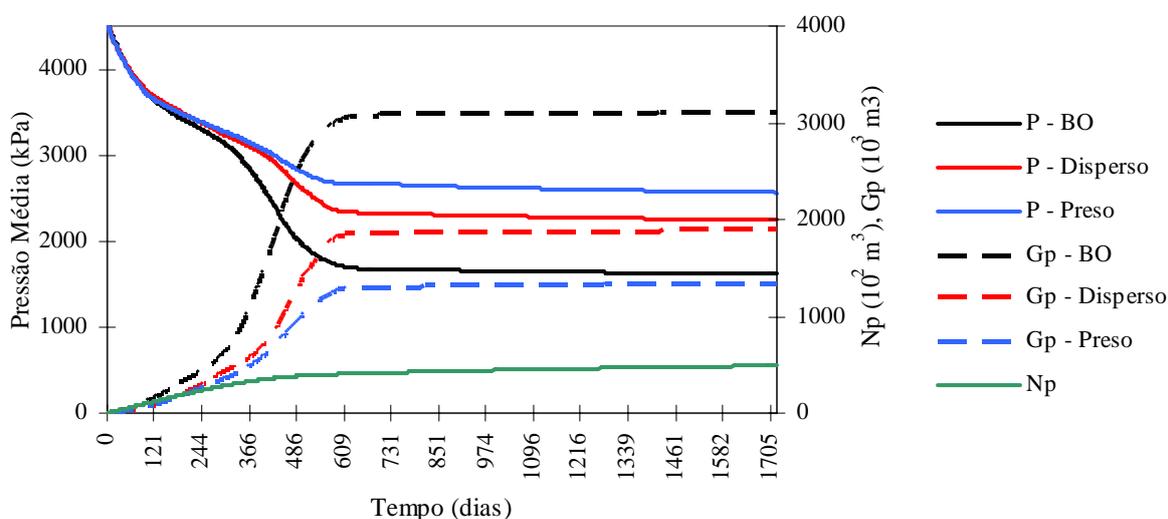


Figura 1: Históricos da pressão média e produções acumuladas de gás e de óleo

4.2. Modelo do gás disperso

Velocidade

A Figura 2 mostra a pressão média do reservatório (P) e as produções acumuladas de gás (Gp) e óleo (Np) em função do tempo, para as diferentes velocidades adotadas. Para a velocidade V3, a produção acumulada de gás foi muito próxima à do modelo do tipo *Black-Oil*, pois uma velocidade elevada implica na passagem rápida do gás da forma gás em solução para a forma livre.

Em todos os casos, após 500 dias a pressão se mantém, devido a expansão do gás e a baixa mobilidade do gás disperso, que não consegue escoar rapidamente em direção ao poço, permanecendo no reservatório. Note-se que, após a nucleação das bolhas, decorre um tempo até que a expansão da fase gás cause um aumento na pressão média, que a seguir declina devido ao aumento na produção de gás.

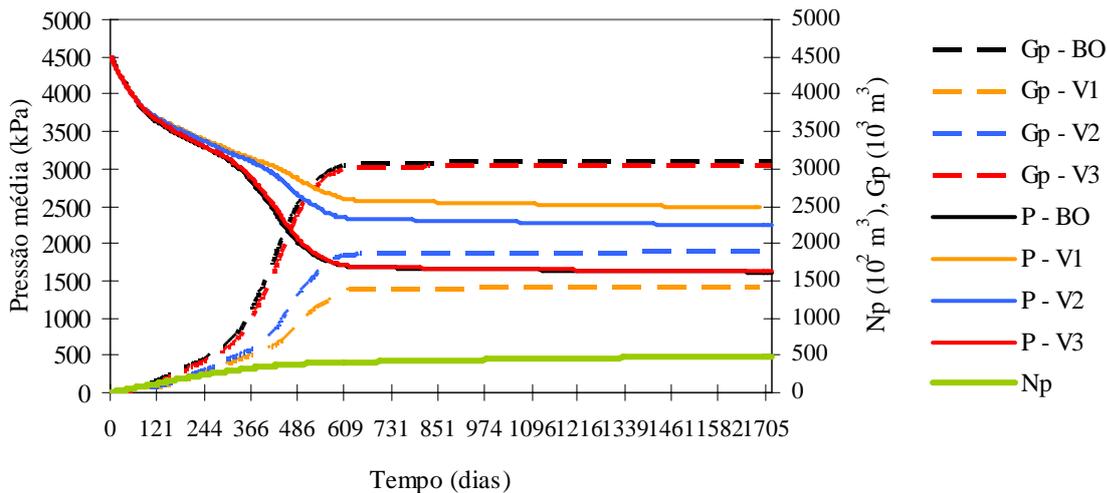


Figura 2: Histórico da pressão média e produções acumuladas de gás e óleo para diferentes velocidades

A Figura 3 mostra a variação da fração do gás em solução com o tempo, que corresponde à razão do volume de gás em solução pelo volume total de gás produzido (gás em solução e gás livre). A pressão inicial do reservatório (4500 kPa) está acima da pressão de saturação (4364 kPa). Por isso, até que a pressão atinja a condição de saturação, todo gás produzido é proveniente do gás em solução, que neste modelo possui a mobilidade de um gás disperso. Após a pressão de saturação, a produção do gás em solução começa a declinar, acompanhada pelo aumento da produção de gás livre.

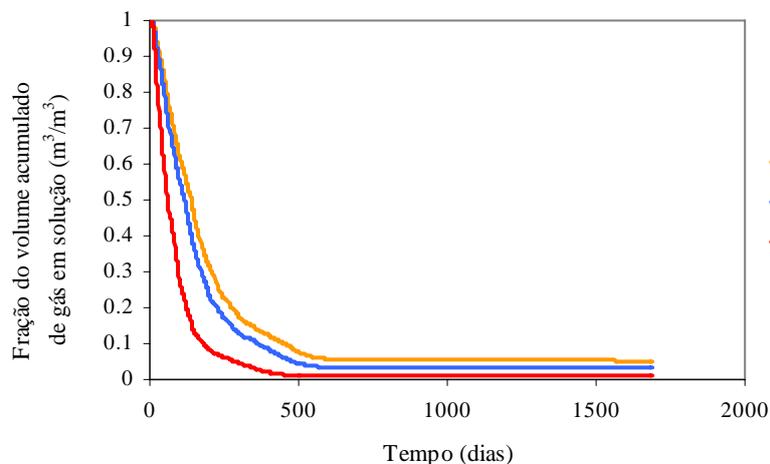


Figura 3: Histórico da fração de gás em solução para diferentes velocidades

Curvas de permeabilidade relativa ao gás livre

A permeabilidade ao gás livre tem sido considerada um parâmetro chave para o ajuste dos modelos de óleo espumoso. Enquanto a permeabilidade relativa ao gás do componente gás disperso não apresenta influência sobre os modelos, visto que apresenta valores bem menores se comparados ao caso do gás livre.

O expoente da curva – conforme o modelo de Corey-Purcell-Burdine - está relacionado com a mobilidade do gás, ou seja, para o menor expoente adotado temos a maior mobilidade do gás, que resulta numa produção de gás maior. A Figura 4 apresenta a produção acumulada normalizada de gás, que é a diferença entre a produção acumulada de gás do caso base ($n_g=1$) e dos demais valores adotados, para 1720 dias de produção. Todos os casos apresentam valores superiores ao caso base, ou seja, consideram o gás livre menos móvel, o que resulta numa diminuição na produção de gás.

Patamar de diferença de pressão

Estudos experimentais com reservatórios de óleo espumoso com diferentes taxas de depleção mostram que há uma

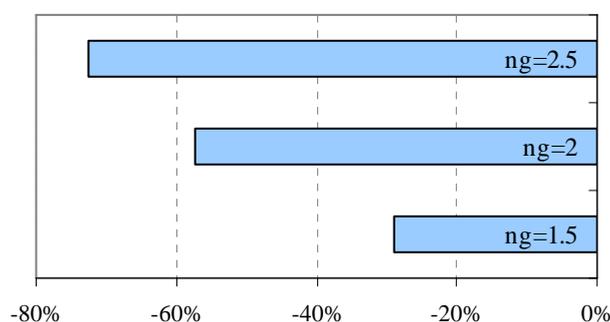


Figura 4: Variação na produção acumulada normalizada de gás

relação entre a taxa de depleção e o fator de recuperação. Os testes com rápido declínio da pressão promovem a formação de um grande número de pequenas bolhas de gás, que são produzidas com a fase óleo, e como resultado observa-se alto fator de recuperação. Em testes de longa duração, são observados o crescimento e a união das bolhas, que acarretam a formação de uma fase contínua de gás e a diminuição da vazão de óleo, resultando num baixo fator de recuperação.

A Figura 5 apresenta a diferença entre a produção acumulada de óleo do caso base (500 kPa) e os demais níveis de diferença de pressão aplicados ao longo dos anos. O caso com o menor diferencial de pressão (250 kPa) adotado em todos os anos apresentou uma produção de óleo inferior, enquanto que para o caso com o maior diferencial de pressão (750 kPa) apresentou sempre uma taxa de produção superior, que é mais acentuada no primeiro ano.

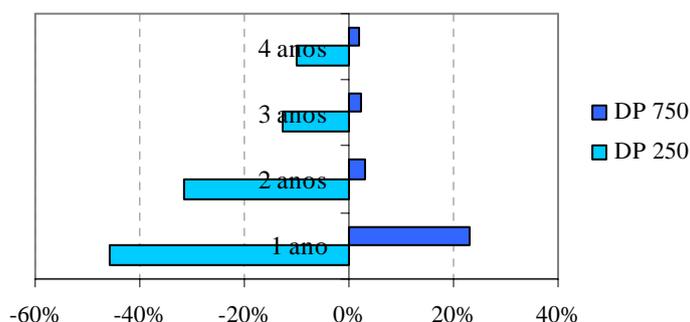


Figura 5: Variação na produção acumulada normalizada de óleo

Com o maior patamar de diferença de pressão, o modelo apresentou a maior produção acumulada de gás em solução, presente na fase óleo, pois o patamar elevado de diferença de pressão e a alta viscosidade do óleo, não

permitiram a formação de uma fase contínua de gás. Nos demais casos, a produção de gás foi dominada pela forma contínua ou livre de gás. Como pode ser visto na Fig. 6.

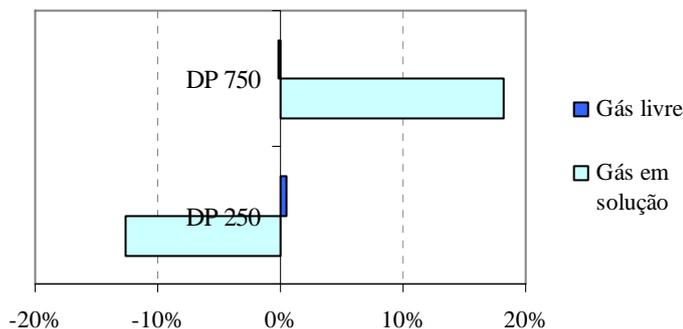


Figura 6: Variação nas produções acumuladas normalizadas de gás em solução e gás livre

4.3. Modelo do gás preso

Velocidades das reações

A Figura 7 mostra a produção acumulada de gás para as diferentes velocidades adotadas. O caso com a velocidade mais alta, que corresponde ao menor tempo sem produção de gás livre, se comportou como o modelo do tipo *Black-Oil*. Nos outros modelos, nota-se que, quanto menor a velocidade, menor a produção de gás.

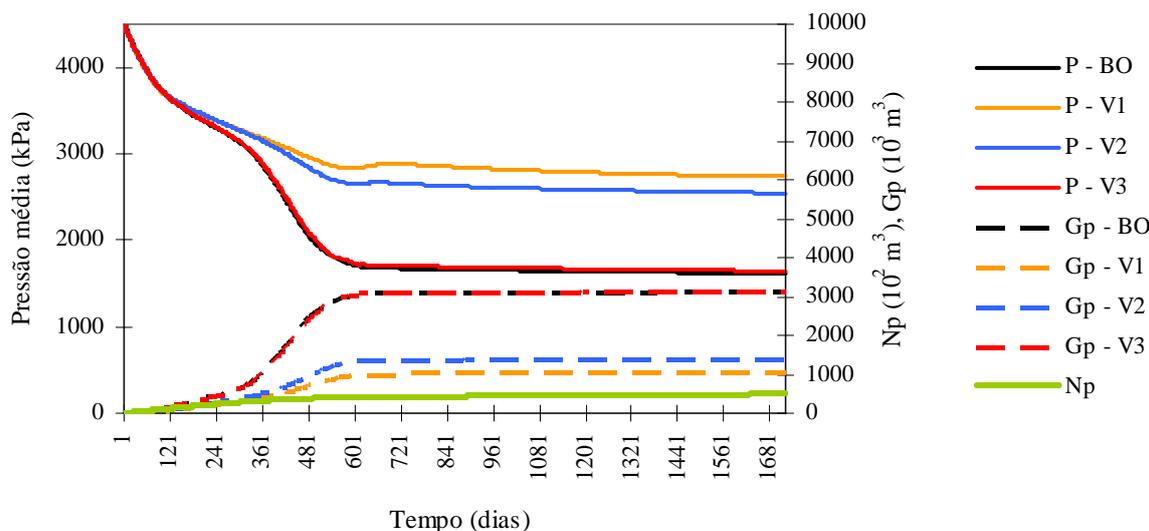


Figura 7: Históricos da pressão média e produções acumuladas de gás e óleo para diferentes velocidades

O caso com a velocidade V3 apresentou a maior produção acumulada de gás livre, pois a evolução do gás em solução para a forma de bolhas e a seguir para forma livre, ocorre em velocidade muito alta, semelhante ao que ocorre em um modelo do tipo *Black-Oil*.

Curva de permeabilidade relativa ao gás livre

Este modelo não apresenta a interpolação das curvas de permeabilidade relativa, ou seja, todos os componentes da fase gás apresentam o mesmo comportamento, o fluxo disperso não foi considerado. Entretanto, a análise de sensibilidade apresentada seguiu a tendência do modelo anterior, do gás disperso, pois a fase gás é dominada pelo componente gás livre nos dois modelos, que é representada pela mesma curva de permeabilidade relativa. (Figura (8))

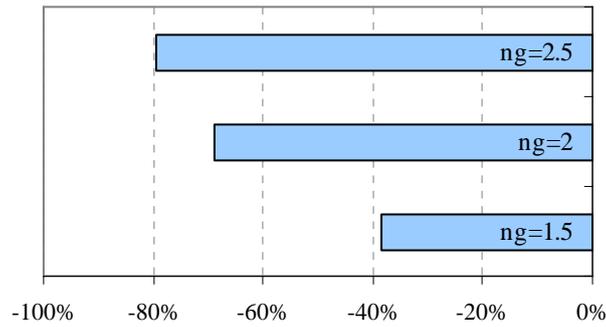


Figura 8: Variação na produção acumulada normalizada de gás

Patamar de diferença de pressão

Os resultados da análise de sensibilidade ao patamar de diferença de pressão mostraram que o modelo do gás preso apresentou o comportamento esperado, ou seja, quanto maior o diferencial de pressão, maior a produção acumulada de óleo e menor a produção de gás. Como mostram as Figuras 9 e 10.

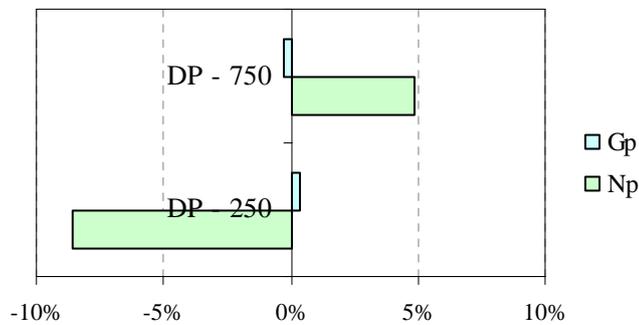


Figura 9: Variação nas produções acumuladas normalizadas de gás e óleo

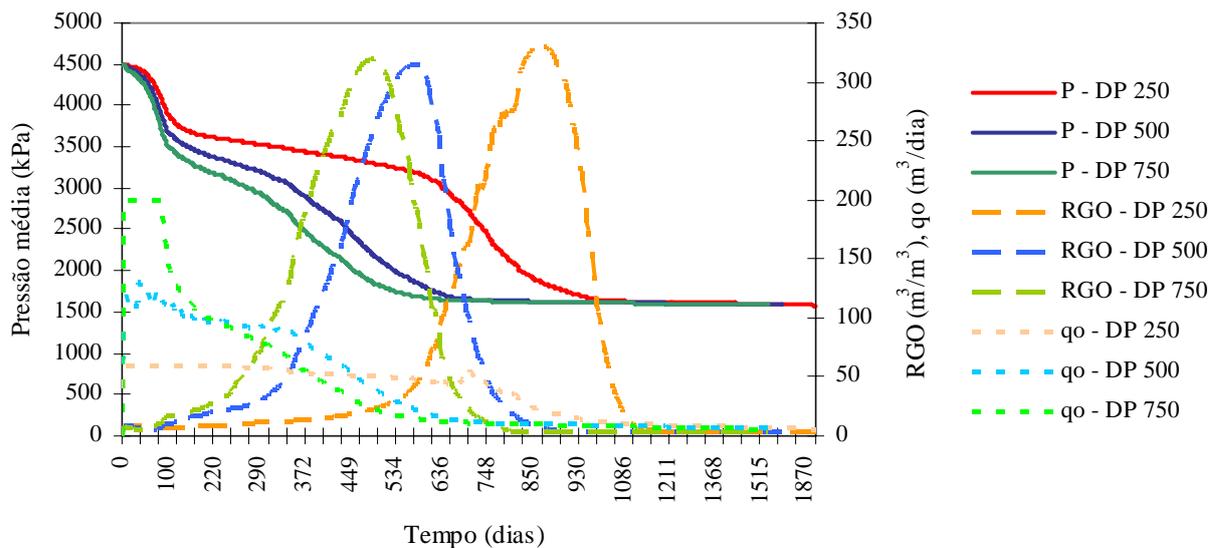


Figura 10: Histórico da pressão média, RGO e vazão de óleo para diferentes depleções

5. Conclusões

Neste artigo são descritos e comparados dois modelos de reservatórios de óleo espumoso usando simulação numérica pseudo-composicional. Os modelos apresentaram comportamentos diferentes, de acordo com os diferentes mecanismos de reservatório de óleo espumoso modelados.

O modelo do gás disperso, por exemplo, não apresenta uma reação que descreva a nucleação das bolhas, já que todas as bolhas são nucleadas no momento em que a pressão do reservatório atinge a pressão de saturação. O modelo do gás preso não apresenta distinção entre o escoamento do gás na forma dispersa e o gás na forma contínua, e assume que, depois de atingida a saturação crítica de gás, todas as formas de gás comportam-se da mesma maneira. Como tais diferenças entre os modelos resultam em diferentes comportamentos, deve-se avaliar qual modelo é mais adequado, para uma aplicação em casos reais, seja com dados de laboratório ou de campo.

Com base nas observações sobre reservatórios de óleo publicadas na literatura foi conduzido um estudo da influência de parâmetros chaves, como a curva de permeabilidade relativa ao gás, o nível de diferença de pressão e as velocidades das reações. Além disso, foi realizada uma comparação entre o modelo do tipo *Black-Oil* e os modelos estudados.

Para o modelo do gás preso a velocidade das reações foi o parâmetro que mais influenciou. Entretanto, os resultados com a curva de permeabilidade relativa indicaram que a baixa mobilidade da fase gás também deve ser considerada durante um ajuste de dados de laboratório ou campo.

O estudo do patamar de diferença de pressão aplicado apresentou resultados que concordam com os registros da literatura, ou seja, quanto maior o patamar de diferença de pressão, maior a produção acumulada de óleo e maior o fator de recuperação. Mas, contrariamente, não foi observada uma redução significativa na produção acumulada de gás ou uma baixa RGO.

Os modelos descritos permitem um ajuste mais adequado ao comportamento dos reservatórios de óleo espumoso, pois descrevem o comportamento do gás entre as fases através das reações cinéticas e consideram a dependência das propriedades com o tempo e o não-equilíbrio de fases do óleo espumoso. E diferentemente dos modelos do tipo *Black-Oil*, não necessitam da adoção de parâmetros físicos irreais, tais como alta saturação crítica de gás e aumento da permeabilidade da formação.

6. Agradecimentos

Os autores gostariam de agradecer ao PRH 15 - ANP e ao CNPQ pelo suporte financeiro fornecido para o desenvolvimento dessa pesquisa.

7. Referências

- Arora, P., 2002, "Mechanistic Modeling Solution Gas Drive in Viscous Oils". Degree of Master of Science. Stanford University.
- Bayon, Y.M.; Cordelier, Ph.R., 2002a, "A New Methodology to Match Heavy-Oil Long-Core Primary Depletion Experiments". SPE 75133.
- Bayon, Y.M.; Coates, R.M.; Lillico, D.A.; Cordelier, Ph.R.; Sawatzky, R.P., 2002b, "Application and Comparison of Two Models of Foamy Oil Behavior of Long Core Depletion Experiments". SPE 78961.
- Joseph, D.D.; Kamp, A.M.; Bai, R., 2001, "Modeling Foamy Oil Flow in Porous Media". University of Minnesota.
- Maini, B.B., 1996, "Foamy Oil Flow in Heavy Oil Production", JCPT.
- Sheng, J.J.; Hayes, R.E.; Maini, B.B., 1996, "A Dynamic Model to Simulate Foamy Oil Flow in Porous Media". SPE 36750.
- Sheng, J.J.; Maini, B.B.; Hayes, R.E.; Tortike, W.S., 1999, "Critical Review of Foamy Oil Flow". Transport in Porous Media, Kluwer Academic Publishers.
- Talabi, O; Pooladi-Darvish, M., 2004, "A Simulator for Solution-Gas Drive in Heavy Oils". JCPT.
- Urgelli, D.; Durandau, M.; Foucault, H.; Besnier, J-F., 1999, "Investigation of Foamy Oil Effect from Laboratory Experiments". SPE 54083.
- Wong, R.C.K.; Guo, F., 1997, "An Experimental Study of the Flow Behavior of Heavy Oil Under Solution-gas Drive". 48th Annual Technical Meeting of the Petroleum Society in Calgary, Alberta, Canadá.

STUDY AND COMPARISON OF TWO FOAMY OIL MODELS

Okabe, Clarissa Paiva

Universidade Estadual de Campinas

Unicamp/Cepetro/DEP

Caixa Postal: 6052

CEP 13083-970 – Campinas – SP Brasil

okabe@dep.fem.unicamp.br

Trevisan, Osvaldo Vidal

Universidade Estadual de Campinas
Unicamp/Cepetro/DEP
Caixa Postal: 6052
CEP 13083-970 – Campinas – SP Brasil
trevisan@dep.fem.unicamp.br

Abstract

Heavy oil fields around the world have exhibited a primary oil recovery on the order of 10 to 15 % greater than those estimated by Black-Oil simulators. Besides the high oil recovery, other unusual characteristics have been observed, as low gas-oil ratio and high reservoir pressure maintenance. Such discrepancies are attributed to the fact that Black-Oil simulators do not describe properly the gas behavior in foamy oils.

In this paper, two numerical models of foamy oil are described and tested using CMG's Stars simulator. The first model admits the presence of different forms of gas – solution gas, entrained gas and free gas – in the oil and gas phases. The mass transfer from one form of gas to another, corresponding to the steps of the gas bubble evolution - nucleation and liberation - is described by kinetic reactions. The model also admits the influence of entrained gas on the oil phase properties - viscosity and compressibility. In the second model only the liberation process is considered. A dispersed gas-in-oil flow is allowed to occur, with relative permeabilities interpolated between those for the free gas and for the dispersed gas.

The properties of the oil phase used in the models refer to a Brazilian foamy oil. The paper shed light on the influence of the most relevant modeling parameters: reaction velocities, relative permeability curves and drawdown pressure. Observed characteristics of the foamy oil reservoirs, like low gas production, dispersed gas flow, high critical gas saturation and high oil recovery factors, are explained by the simulation results.

Keywords: Foamy oil, gas evolution, foamy oil flow, reservoir simulation

THEORETICAL MODEL FOR THE DISCHARGE PROCESS OF ADSORBED NATURAL GAS RESERVOIRS

Luciano G. Lara

Petrobras S/A – ENGENHARIA/IEABAST/EAB/ENPRO, Rio de Janeiro, RJ, 20031-004, Brazil
lglara@petrobras.com.br

Paulo Couto

Federal University of Rio de Janeiro – Petroleum Engineering – DEI/POLI, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
pcouto@petroleo.ufrj.br

Renato M. Cotta

Federal University of Rio de Janeiro – PEM/COPPE, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
cotta@serv.com.ufrj.br

Dayse M. A. Sophia

Federal University of Rio de Janeiro – PEM/COPPE, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
dayse.sophia@gmail.com

Abstract. A model for the simulation of the discharge process of adsorbed natural gas reservoirs is presented. The objective of this work is to contribute to the development of a large-scale low-pressure reservoir vessel for adsorbed natural gas storage and transportation applications in Brazil. The complete derivation and analyses of the two-dimensional transient equations for energy, momentum and mass conservation are presented in this work. The derived equations are complete including convective terms. After solution, assumptions related to the slow discharge process are made to simplify the set of equations. Natural gas is modelled as pure methane, whose thermodynamic behaviour is modelled as ideal gas. The adsorption process is modeled according to Langmuir or Virial equation, depending on the adsorbent media considered inside the reservoir. The finite difference method was used to obtain a numerical solution for the model. Finally, the results obtained with the presented model are compared to theoretical and experimental data available in the literature for validation purposes.

Keywords. Natural Gas, Adsorption, Gas Transportation, and Gas Storage.

1. Introduction

Natural gas is becoming an economically attractive fuel for many industrial applications in Brazil. However, the use of natural gas is still limited due, basically, to four factors: (1) conventional fuels, such as gasoline and diesel, are the most popular fuels in developed countries and they have been in use by internal combustion engines since its invention; (2) oil derivatives have a large application in the chemical industry; (3) the energy density of Compressed Natural Gas – CNG (close to 11 MJ/Litre) is lower than that for liquid fuels (e.g., energy density for gasoline is around 32 MJ/Litre); thus, (4) the storage and transportation of natural gas are not convenient when compared to conventional liquid fuels. When natural gas is in the gas phase, transportation occurs in gas pipelines and storage is performed in high-pressure cylinders, as CNG at pressure levels around 20 MPa. Although this technique provides storage capacity of 200 V/V (volume of stored natural gas at Standard Pressure and Temperature conditions – STP, per unit storage volume), it requires reliable and safe cylinders as well as costly compressing equipment. If the natural gas is in the liquid phase, as Liquefied Natural Gas – LNG, volumes as large as 600 V/V can be transported in ships and trucks. In this case, the gas must be cooled to temperatures as low as -160°C . This technique is energetically expensive as heat leaks during transportation and storage vaporizes the LNG. Also, to be reused, the gas must be vaporized in appropriate equipment.

A new technology, however, has emerged as an alternative to CNG and LNG. It is known as Adsorbed Natural Gas – ANG (Burchell and Rogers, 2000; Litzke and Wegrzyn, 2001). Adsorption is the gas molecules uptake process in an interfacial layer (usually a highly porous media), whether by capillary condensation or by Van der Waals forces (Gregg and Sing, 1982). In the case of natural gas, the uptake process occurs at relatively low pressures, in the order of 3,5 to 5 MPa, which provides three main benefits: (1) compression costs reduction, (2) increased safety of the reservoir, and (3) design flexibility of the storage tanks. Despite these benefits, the storage capacity of ANG reservoirs is lower than LNG and CNG, being of the order of 90 V/V (Brady *et al.*, 1996) up to 164 V/V (Inomata *et al.*, 2002). The U.S. Department of Energy storage target for ANG vessels was set at 150 V/V and it was later revised to 180 V/V.

According to Biloé *et al.* (2002), the performance and viability of an ANG system depends closely on the micro-porous characteristics of the adsorbent as well as on the heat and mass transfer properties. The problems affecting ANG technology associated with the heat and mass transfer properties can be summarized as follows:

1) The adsorption phenomenon that occurs during the charge of an ANG reservoir is an exothermic process. The increase in temperature, caused by the release of latent heat of adsorption, results in less stored methane capacity under dynamic conditions (see Fig. 1 – left). During discharge of the ANG reservoir, the desorption process is endothermic,

which causes the adsorbent bed to cool down. This causes some amount of gas to be retained inside the reservoir at depletion pressure, reducing the delivered methane capacity (Fig. 1 – right). The thermal effects depend closely on the heat transfer properties of the adsorbent bed as well as on the external heat exchange at the vessel wall (Mota *et al.*, 1997 and Vasiliev *et al.*, 2000);

2) The high packing densities required for adsorbent beds (MacDonald and Quinn, 1998) create mass transfer limitations that limit the delivered and stored gas capacities (Mota *et al.*, 1997 and Biloé *et al.*, 2002).

The present work will focus on the complete theoretical derivation and analyses of the two-dimensional transient equations for energy, momentum and mass conservation. The derived equations are completed including convective terms. After solution, assumptions related to the slow discharge process are made to simplify the set of equations. Natural gas is modelled as pure methane, whose thermodynamic behaviour is modelled as ideal gas. The adsorption process is modelled according to Langmuir or Virial Equation, depending on the adsorbent media considered for the reservoir. The finite difference method was used to obtain a numerical solution for the model. Finally, for validation purposes, the results obtained with the presented model are compared to theoretical and experimental data available in the literature.

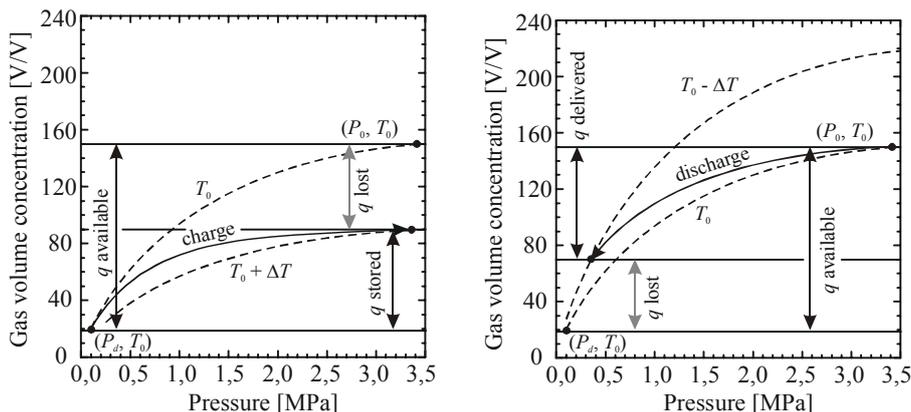


Figure 1. Charge (left) and discharge (right) processes of an ANG system.

2. Theoretical Analysis

Figure 2 shows the two-dimensional transient physical model analysed as an ANG reservoir. A cylindrical vessel of external radius R_{ext} and length L , with a wall thickness of δ_w , is considered. The gas flows outwards from the cylinder through a cylindrical opening of radius R_0 at the origin of the system, at a constant mass flow rate. Heat transfer by natural convection (h_{∞}) between the external walls of the cylinder and the surroundings at T_{∞} is considered. The activated carbon bed is considered to be composed of activated carbon pellets with an effective porosity of ϕ_{eff} . Figure 2 also sketches the differential volume used for the derivation of the energy and mass balance equations. The volume has dimensions of Δz by Δr , and is centred at the point (z, r) . So, this differential volume has a volume given by $\Delta V = 2\pi r \Delta r \Delta z$. In the following sections, the mass continuity, energy balance and adsorption equilibrium relation are presented and discussed.

Mota *et al.* (1997) considered a carbon bed with activated carbon spheres with particle size of R_p radius and porosity of ϕ_p . The packing density is given by ρ_p and bed porosity by ϕ . In order to make easier the comprehension of following items, some assumptions are presented now. The subscripts (s), (g) and (a) will represent respectively solid, gas and adsorbed phases.

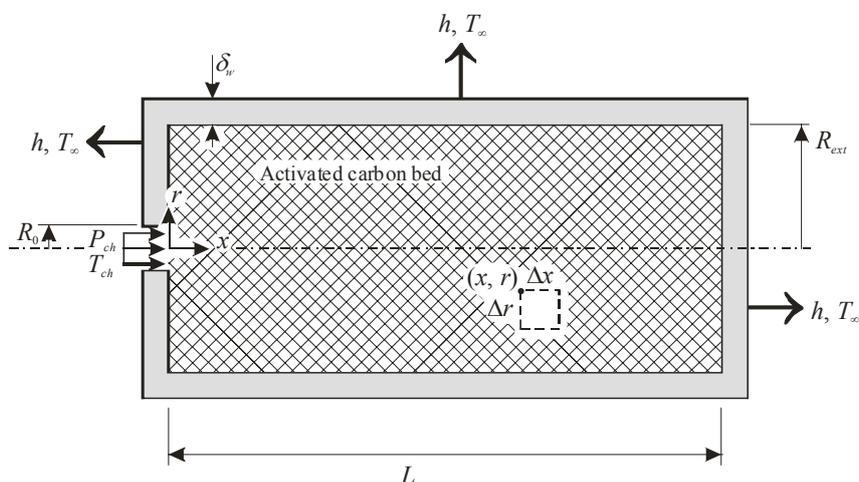


Figure 2. Physical model for the slow discharge process of an ANG reservoir.

2.2. Energy Balance in the Reservoir

The two-dimensional (z, r) energy equation presented here accounts for the contribution of the solid phase (adsorbent), gas phase (adsorbate), and the adsorbed phase in the total energy stored in the reservoir. Also, the contribution of the energy transfer by heat diffusion in the solid phase is considered. The latent heat of adsorption is considered as a rate of internal heat generation. The assumptions made for the energy conservation equation derivation are: (1) instantaneous phase equilibrium between the adsorbed phase and the gas phase within the porous structure, (2) the local temperature of the adsorbent and free gas volume is the same due to a high intensity heat transfer between solid and gas phases (Bejan, 1995). Also, (3) for the solid and adsorbed phases, the internal energy depends only on the local thermodynamic temperature (Moran and Shapiro, 2000) and (4) the adsorbed phase is considered incompressible (Tien, 1994). As the discharge process is considered to be slow, (5) the pressure gradient inside the cylinder is negligible (Mota *et al.*, 1997), *i.e.*, the pressure is a function of time. Figure 3 shows the energy balance in the differential volume of Fig. 2.

Instantaneous phase equilibrium is assumed between the adsorbed phase and the gas phase within the porous structure, and the local temperature, say $T(z, r)$, of the adsorbent and free gas volume is the same due to a high heat transfer intensity between solid and gas phases (Nield and Bejan, 1992). For the differential control volume shown in Fig. 3, the first law of thermodynamics can be written as:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{CV} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + (\sum \dot{E}_{in} - \sum \dot{E}_{out}) \quad (1)$$

The left hand side of Eq. (1) can be written as:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{CV} = \frac{\partial E^m}{\partial t} \Big|_{CV} \Delta V = \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} \Big|_{CV} \Delta V \quad (2)$$

where E^m is the internal energy by unit volume, \dot{E} is the energy flow at control volume faces and e is the specific internal energy of each state is given by:

$$\left. \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} \right|_{CV} \Delta V = \left(\varphi_{eff} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g e_g) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s e_s) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_a e_a) \right) 2\pi r \Delta r \Delta z \quad (3)$$

According to Mota *et al.* (1997) the effective porosity φ_{eff} of a porous bed made of compacted pellets of porosity φ_p , can be expressed by:

$$\varphi_{eff} = \varphi + (1 - \varphi)\varphi_p \quad (4)$$

Considering that the energy conversion during the expansion or compression, \dot{W} , of the gas is negligibly small (Vasiliev *et al.* 2000), Eq. (1) can be rewritten as follows:

$$\left(\varphi_{eff} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g e_g) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s e_s) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_a e_a) \right) 2\pi r \Delta r \Delta z = \dot{Q} \Big|_{CV} + (\dot{E}_{conv,in} - \dot{E}_{conv,out}) + (\dot{E}_{diff,in} - \dot{E}_{diff,out}) \quad (5)$$

The heat of adsorption can be expressed in terms of the latent (isosteric) heat of adsorption (ΔH) and the rate of change of the adsorbed phase concentration ($\partial q/\partial t$), as follows (Tien, 1994):

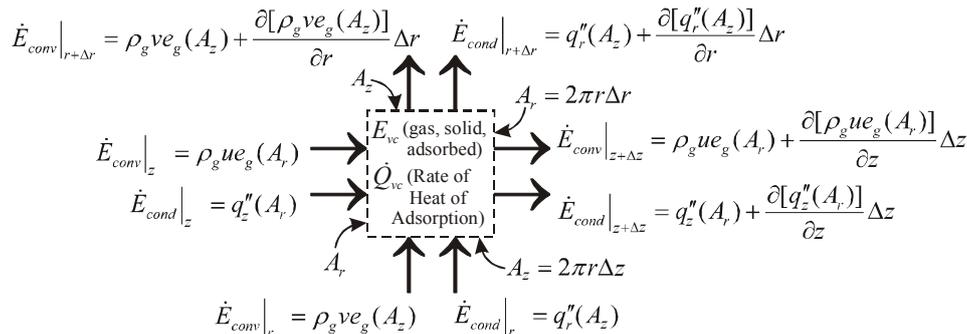


Figure 3: Energy balance for a GNA reservoir.

$$\dot{Q}|_{CV} = \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} (2\pi r \Delta r \Delta z) \quad (6)$$

The balance of energy in the control volume by the fluid flow and heat diffusion can be written as follows:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{conv,in} - \dot{E}_{conv,out} = & [\rho_g u e_g (2\pi r \Delta r) + \rho_g w e_g (2\pi r \Delta z)] + \\ & - \left\{ \rho_g u e_g (2\pi r \Delta r) + \frac{\partial[\rho_g u e_g (2\pi r \Delta r)]}{\partial z} \Delta z + \rho_g w e_g (2\pi r \Delta z) + \frac{\partial[\rho_g w e_g (2\pi r \Delta z)]}{\partial r} \Delta r \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_{diff,in} - \dot{E}_{diff,out} = & \{q_z'' (2\pi r \Delta r) + q_r'' (2\pi r \Delta z)\} + \\ & - \left\{ [q_z'' (2\pi r \Delta r) + \frac{\partial q_z'' (2\pi r \Delta r)}{\partial z} \Delta z] + [q_r'' (2\pi r \Delta z) + \frac{\partial q_r'' (2\pi r \Delta z)}{\partial r} \Delta r] \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

Equations (7) e (8) can be rewritten in order to obtain:

$$\dot{E}_{conv,in} - \dot{E}_{conv,out} = - \left(r \frac{\partial(\rho_g u e_g)}{\partial z} + \frac{\partial(r \rho_g w e_g)}{\partial r} \right) 2\pi \Delta r \Delta z \quad (9)$$

$$\dot{E}_{diff,in} - \dot{E}_{diff,out} = - \left(r \frac{\partial q_z''}{\partial z} + \frac{\partial(r q_r'')}{\partial r} \right) 2\pi \Delta r \Delta z \quad (10)$$

where u and w are the axial and radial velocity components respectively, and $e_{q_z''}$ and q_r'' are the axial and radial components of the heat flux vector. Substituting Eqs. (6) to (10) in Eq. (5), one's obtain:

$$\varphi_{eff} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g e_g) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s e_s) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_a e_a) = \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} - \left(\frac{\partial(\rho_g u e_g)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w e_g)}{\partial r} \right) - \left(\frac{\partial q_z''}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r q_r'')}{\partial r} \right) \quad (11)$$

Some other assumptions are required now: 1) for the solid and adsorbed phases, the internal energy depends only on the local thermodynamic temperature (Moran and Shapiro, 2000 and Tien, 1994):

$$de_s = c_{p,s} dT; \text{ and } de_a = c_{v,a} dT \quad (12)$$

2) The adsorbed phase is considered incompressible (Tien, 1994) and the specific heat of the adsorbed phase is approximately equal the specific heat of the gas ($c_{v,a} = c_{p,a}$):

$$c_{v,a} = c_{p,a} \cong c_{p,g} \quad (13)$$

3) As the adsorption process is superficial, the adsorbed phase density can be expressed in terms of solid phase density and adsorbed phase concentration (Tien, 1994):

$$\rho_a = \rho_s q \quad (14)$$

4) For the gas phase, the internal energy is written in terms of the enthalpy (h_g), density (ρ_g) and pressure (P):

$$h_g = e_g + P v_g \quad (15)$$

5) The Fourier law applies to the heat fluxes in the homogeneous porous bed:

$$q_r'' = -k_{eff} \frac{\partial T}{\partial r}; \text{ and } q_z'' = -k_{eff} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (16)$$

Therefore, Eq. (11) becomes:

$$\begin{aligned} \varphi_{eff} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g h_g) - \varphi_{eff} \frac{dP}{dt} + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,s} T) + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,g} q T) = & \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} + \\ + \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] - & \left(\frac{\partial(\rho_g u h_g - u P)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w h_g - r w P)}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

The change in the gas phase specific enthalpy (h_g) can be expressed by the following thermodynamic relation:

$$dh_g = Tds_g + (1/\rho_g)dP \quad (18)$$

where T is the absolute temperature and ds_g the gas phase specific entropy change. As specific entropy is a function of T and P , its variation is given by:

$$ds_g = \left(\frac{\partial s_g}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial s_g}{\partial P} \right)_T dP \quad (19)$$

From the Maxwell's relation (found in Moran and Shapiro, 2000), one's obtain:

$$\left(\frac{\partial s_g}{\partial T} \right)_P = \frac{c_{p,g}}{T}; \text{ and } \left(\frac{\partial s_g}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial(1/\rho_g)}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{\rho_g^2} \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial T} \right)_P = - \frac{\beta}{\rho_g} \quad (20)$$

Substituting the relations (20) in Eq. (19), provides:

$$ds_g = (c_{p,g}/T)_P dT - (\beta/\rho_g)dP \quad (21)$$

Equation (21) can be substituted in Eq. (18), resulting in:

$$dh_g = c_{p,g} dT + \frac{1}{\rho_g}(1 - \beta T)dP \quad (22)$$

Equation (22) can be plugged in the first term on the left hand of Eq. (17):

$$\varphi_{eff} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g h_g) = \varphi_{eff} c_{p,g} \frac{\partial(\rho_g T)}{\partial t} + \varphi_{eff} (1 - \beta T) \frac{dP}{dt} \quad (23)$$

Doing the same for the two last terms of right side of Eq. (17):

$$\frac{\partial(\rho_g u h_g)}{\partial z} = c_{p,g} \frac{\partial(\rho_g u T)}{\partial z} + (1 - \beta T) \frac{\partial(uP)}{\partial z}; \text{ and } \frac{\partial(r \rho_g w h_g)}{\partial r} = c_{p,g} \frac{\partial(r \rho_g w T)}{\partial r} + (1 - \beta T) \frac{\partial(rwP)}{\partial r} \quad (24)$$

Rewriting Eq. (17) provides the following general form:

$$\begin{aligned} & \varphi_{eff} c_{p,g} \frac{\partial(\rho_g T)}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,s} T) + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,g} q T) + \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} - \varphi_{eff} \beta T \frac{dP}{dt} - \beta T \left(\frac{\partial(uP)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rwP)}{\partial r} \right) = \\ & = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - c_{p,g} \left(\frac{\partial(\rho_g u T)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w T)}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

For an ideal gas assumption, $\beta = 1/T$ (Bejan, 1995), Eq. (25) becomes:

$$\varphi_{eff} c_{p,g} \frac{\partial(\rho_g T)}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,s} T) + \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (c_{p,g} q T) + \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} - \varphi_{eff} \frac{dP}{dt} - \nabla \cdot (\mathbf{u}P) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) - c_{p,g} \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}T) \quad (26)$$

In the equations (25) and (26), the three first terms on the left hand represent the thermal energy stored in the control volume by the gas, the solid and the adsorbed phases, respectively. The fourth term represents the heat of adsorption effects (ΔH). The remaining terms on the left hand side represent the reversible portion of energy due to the gas compressibility effects. The terms on the right hand side of Eqs. (25) and (26), represent the diffusion and convection of heat within the activated carbon bed.

2.3. Mass Balance in the Reservoir

Figure 4 sketches the mass balance for the differential control volume shown in Fig. 2. The mass balance accounts for the net gas phase flow rate in the control volume, and the rate of phase change of the adsorbed and gas phases into the differential control volume. According to Fig. 4, the mass balance can be written as follows:

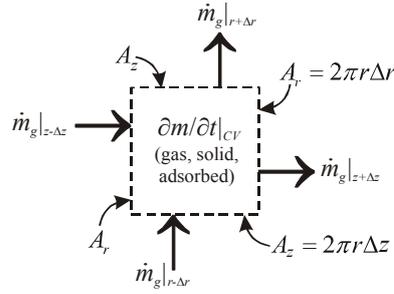


Figure 4: Mass balance for a GNA reservoir.

$$\left(\frac{\partial m_g}{\partial t} + \frac{\partial m_a}{\partial t} \right) \Big|_{CV} = \sum_{in} \dot{m} - \sum_{out} \dot{m} \quad (27)$$

The net mass flow rates in the control volume can be written as the product of the density, velocity and area:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial(\varphi \rho_g \Delta V)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_a \Delta V)}{\partial t} \right) \Big|_{CV} &= \left[\rho_g u (2\pi r \Delta r) + \rho_g w (2\pi r \Delta x) \right]_{in} + \\ &- \left[\rho_g u (2\pi r \Delta r) + \frac{\partial[\rho_g u (2\pi r \Delta r)]}{\partial x} \Delta x + \rho_g w (2\pi r \Delta x) + \frac{\partial[\rho_g w (2\pi r \Delta x)]}{\partial r} \Delta r \right]_{out} \end{aligned} \quad (28)$$

Equation (28) can be simplified by summing up the similar terms to provide:

$$\left(\varphi \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_a}{\partial t} \right) \Big|_{CV} \cancel{2\pi r \Delta r \Delta x} = - \left(\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w)}{\partial r} \right) \cancel{2\pi r \Delta r \Delta x} \quad (29)$$

From the third assumption [Eq. (14)], it follows that:

$$\varphi \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w)}{\partial r} = 0 \quad (30)$$

The ideal gas equation correlates ρ_g , P and T .

2.4. Adsorption equilibrium relation (adsorption isotherms)

In almost all cases of adsorption, the parameters used in the adsorption equilibrium relation can be determined only from experimental data (Tien, 1994). Mota *et al.* (1997) presents the following experimentally obtained Langmuir equilibrium relation for the adsorption of methane in a G216 activated carbon bed:

$$\begin{aligned} q &= (q_m b P) / (1 + b P) \\ q_m &= 55920 T^{-2.3}, \quad \text{and} \quad b = 1,0863 \times 10^{-7} \exp(806/T) \end{aligned} \quad (31)$$

where q is the adsorbed phase concentration, P is pressure, and T is temperature.

Chang and Talu (1996) presented a Virial form of the adsorption isotherms for the adsorption of methane in active carbon as follows:

$$P = q M_g \exp[(k_1 + k_2/T) + (k_3 + k_4/T)q] \quad (32)$$

where M_g is the molecular weight of the gas, and k_1 to k_4 are temperature independent parameters determined by regression steps. For the case described by Chang and Talu (1996), the value for the constants are $k_1 = 6,1317$, $k_2 = -2019,25$, $k_3 = 0,220956$ and $k_4 = 29,72837$. Several other papers and works provide experimental data for the adsorption of natural gas in different compounds of activated carbons (Brady, 1996; Brady *et al.*, 1996; MacDonald and Quinn, 1998; and Ariyadejwanich *et al.*, 2003). These experimental data can be used for comparison with the different equilibrium relations presented here, or to derive new coefficients for these relations (Gregg and Sing, 1982).

2.5. Slow Discharge Process

The natural gas admission in a power cycle is controlled by power requirements of the system. In this case, discharge time is increased considerably by the slow rate of natural gas discharge, which usually occurs at a constant mass flow rate outward the cylinder at the opening (Mota *et al.*, 1997). The heat of adsorption during this process decreases the temperature of the adsorbent bed, which in turns, increases the amount of natural gas retained inside the cylinder at depletion (Biloé *et al.*, 2002). However, the discharge process is not adiabatic, and the heat transferred from the surroundings to the cylinder partially compensates this “cooling” effect. As the discharge process is considered to be slow, the pressure gradients inside the cylinder are negligible. This assumption leads to $u(t, x, r) = w(t, x, r) = 0$ during the slow discharge. Therefore, the energy equation is simplified to provide:

$$(\varphi_{\text{eff}} c_{p,g} \rho_g + \rho_s c_{p,s} + \rho_s c_{p,g} q) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} - \varphi_{\text{eff}} \frac{d\bar{P}}{dt} = k_{\text{eff}} \nabla^2 T \quad (33)$$

The mass flow rate can be obtained by integrating the mass conservation equation (Eq. 30) in the entire cylinder domain ($0 \leq z \leq L$ e $0 \leq r \leq R_{\text{ext}}$):

$$0 = \int_0^L \left\{ \int_0^{R_{\text{ext}}} \left[\varphi \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_g w)}{\partial r} \right] 2\pi r dr \right\} dx \quad (34)$$

which can be expanded to:

$$0 = 2\pi \left\{ \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} \left[\varphi \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial q}{\partial t} \right] r dr dx + \int_0^{R_{\text{ext}}} r \int_0^L \left[\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} \right] dx dr + \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} \left[\frac{\partial(r \rho_g w)}{\partial r} \right] dr dx \right\} \quad (35)$$

The first term on the right hand side of Eq. (35) represents the mass variation of natural gas, in the adsorbed and gas phases, inside the cylinder. The solution of the last two integrals provides the following relation:

$$0 = 2\pi \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} (\varphi \rho_g + \rho_s q) r dr dx + \int_0^{R_{\text{ext}}} r \left[\rho_g u \right]_{x=0}^{x=L} dr + \int_0^L \left[r \rho_g w \right]_{r=0}^{r=R_{\text{ext}}} dx \right\} \quad (36)$$

The last integral vanishes, once $w = 0$ at $r = 0$ and at $r = R_{\text{ext}}$. The velocity component u at $x = 0$ has two values: (1) for $0 \leq r \leq R_0$, the gas leaving the cylinder has a constant velocity determined by the constant mass flow rate ($u = u_{\text{ch}}$); (2) for $R_0 < r \leq R_{\text{ext}}$, $u = 0$ at the cylinder wall. Also, at $x = L$, $u = 0$. Therefore, the second term can be split in two integrals, as follows:

$$0 = 2\pi \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} (\varphi \rho_g + \rho_s q) r dr dx + \int_0^{R_0} r \left[\rho_g u \right]_{x=0}^{x=L} dr + \int_{R_0}^{R_{\text{ext}}} r \left[\rho_g u \right]_{x=0}^{x=L} dr \right\} \quad (37)$$

The last integral vanishes, as $u = 0$ at $x = 0$ and at $x = L$ for $R_0 < r \leq R_{\text{ext}}$. The argument of the second integral becomes $(-\rho_{g,\text{ch}} u_{\text{ch}})$ as $u = 0$ at $x = L$, and $u = u_{\text{ch}}$ at $x = 0$ for $0 \leq r \leq R_0$. So, Eq. (37) becomes:

$$2\pi \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} (\varphi \rho_g + \rho_s q) r dr dx = \int_0^{R_0} \rho_{g,\text{ch}} u_{\text{ch}} 2\pi r dr \quad (38)$$

The right hand side of Eq. (38) represents the mass flow rate (\dot{m}) leaving the cylinder at $x = 0$ and $0 \leq r \leq R_0$. Therefore, the final form of the mass conservation equation is obtained:

$$2\pi \frac{d}{dt} \int_0^L \int_0^{R_{\text{ext}}} (\varphi \rho_g + \rho_s q) r dr dx = \dot{m} \quad (39)$$

The solution of the discharge model is iterative. Equation (39) can be used to determine the gas phase pressure, P , provided a constant mass flow rate for the discharge process. The energy equation (33) can be used to obtain the temperature distribution inside the cylinder. Then, the state equation is used to obtain the gas phase density, ρ_g , and the adsorbed gas concentration is obtained from the equilibrium relation (31) or (32).

2.6. Initial and Boundary Conditions

Initial conditions are required for temperature and pressure, and boundary conditions are required only for the temperature. At the beginning of the discharge process, the cylinder is considered to be at a homogeneous and uniform temperature and pressure, T_1 and P_{ch} (the subscript 1 is used to distinguish the slow discharge initial condition for energy equation from the fast charge initial condition). The initial and boundary conditions are given as follows:

$$T(0, x, r) = T_1 \quad (40)$$

$$P(0) = P_{ch} \quad (41)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \text{at } x = 0, \text{ for } t > 0 \text{ and } 0 \leq r \leq R_0 \quad (42)$$

$$-k_{eff} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} + \rho_w c_{p,w} \delta_w \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{x=0} = h(T_\infty - T|_{x=0}), \quad \text{at } x = 0, \text{ for } t > 0 \text{ and } R_0 < r \leq R_{ext} \quad (43)$$

$$k_{eff} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L} + \rho_w c_{p,w} \delta_w \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{x=L} = h(T_\infty - T|_{x=L}), \quad \text{at } x = L, \text{ for } t > 0 \text{ and } 0 < r \leq R_{ext} \quad (44)$$

$$k_{eff} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_{ext}} + \rho_w c_{p,w} \delta_w \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=R_{ext}} = h(T_\infty - T|_{r=R_{ext}}), \quad \text{at } r = R_{ext}, \text{ for } t > 0 \text{ and } 0 < x \leq L \quad (45)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \text{at } r = 0, \text{ for } t > 0 \text{ and } 0 < x \leq L \quad (46)$$

Although gas leaves the cylinder, it is considered that the discharge occurs isothermally at the opening (Vasiliev *et al.*, 2000). Boundary condition (42) accounts for this assumption. The cylinder walls thermal capacity is included in boundary conditions (43) to (45) as well as the heat transferred to the system by the thermal control device [boundary condition (46)]. The external wall heat transfer coefficient, h , can be obtained from classical correlation for natural convection in horizontal cylinders (Bejan, 1995).

2.6. Solution Methodology

A numerical approach based on the finite difference method was used to obtain an approximate solution for the model. Equations (33), (39) and (40) to (46) were discretized using a fully implicit formulation, with centred differences for the diffusion terms. The discretized version of equation (39) is:

$$\left[\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (\varphi_{eff} \rho_{g,[i,j]} + \rho_s q_{[i,j]}) \Delta V_{[i,j]} - \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (\varphi_{eff} \rho_{g,[i,j]}^0 + \rho_s q_{[i,j]}^0) \Delta V_{[i,j]} \right] \Delta t^{-1} = \dot{m} \quad (47)$$

where i and j are indexes for the discretization in the z and r directions respectively, I and J are total number of nodes in the z and r directions, and the superscript “0” indicates the previous time step values. The *Mathematica 4.2* software was used for the solution of the model’s equations. To control the convergence of the solution a successive over-relaxation method was used with a relaxation coefficient equal to 0.5. The solution is iterative and proceeds as follows:

1. Based on the initial conditions, $\rho_{[i,j]}^0$ and $q_{[i,j]}^0$ are calculated and the time step is increased by Δt ;
2. The estimative of pressure is calculated from equation (47) based on the last temperature distribution available;
3. Estimates for $\rho_{[i,j]}$ and $q_{[i,j]}$ are calculated based on P and the estimative for the temperature distribution $T_{[i,j]}$ is calculated from the discretized version of Eq. (33);
4. The convergence criterion for pressure and temperature are checked and steps 2 through 4 are repeated successively until convergence is achieved;
5. Once convergence is achieved, P , $T_{[i,j]}$, $\rho_{[i,j]}$ and $q_{[i,j]}$ are stored, the initial boundary conditions for the next time step are updated, and steps 1 through 5 are repeated until the pressure inside the reservoir achieves a given depletion pressure P_d . The convergence criterion used in this work compares the variation of the results for temperature and pressure for two consecutives iterations, as follows:

$$\varepsilon_{max}^T \geq \text{Max} \left[\text{Abs} \left(\frac{T_{[i,j]} - T_{[i,j]}^k}{T_{[i,j]}} \right) \right] \times 100 \quad \text{and} \quad \varepsilon_{max}^P \geq \text{Max} \left[\text{Abs} \left(\frac{P - P^k}{P} \right) \right] \times 100 \quad (48)$$

where ε_{\max}^T and ε_{\max}^P are the maximum tolerances for temperature and pressure, respectively. Convergence analyses were performed by the authors to determine the optimum values for ε_{\max}^T , ε_{\max}^P , Δz , Δr , and Δt (Lara, 2005).

3. Model Validation

For the model validation, two sets of data were used (Chang and Talu, 1996 and Mota *et al.*, 1997). The parameters used for the model validation are shown in Table 1. Chang and Talu (1996) presented a theoretical and experimental analysis of the slow discharge process. They experimentally tested a 23,2 litres cylinder, which was instrumented with four thermocouples at different radial positions and at the cylinder wall. Also, the gas pressure inside the cylinder was monitored. Chang and Talu (1996) presented a one-dimensional transient theoretical analysis of the slow discharge of the tested ANG vessel. Their model did not consider the gas compressibility effects either the contribution of the gas and adsorbed phases in the energy stored inside the cylinder. The pressure history was determined by the solution of the mass conservation equation. The effect of the cylinder wall was taken into account in the wall boundary condition ($r = R_{ext}$). Figure 5 shows the comparison of the pressure history inside the cylinder obtained with the present model and the experimental data of Chang and Talu (1996). The radial temperature distribution obtained with the presented model and the experimental data presented by Chang and Talu (1996) is shown in Figure 6. The comparison between the presented model and experimental data is good and the current simulation was able to capture the pressure transient and the temperature gradient trends of the slow discharge process. The differences between the data resulting from the presented model and the experimental data presented by Chang and Talu (1996) can be attributed to the poor discussion on the experimental conditions (heat transfer coefficient on the external wall) presented by Chang and Talu (1996).

Table 1. Parameters used for model validation.

Author:	Chang & Talu (1996)		Mota <i>et al.</i> (1997)	
<i>Activated carbon bed properties:</i>				
Type	N/A		G216 carbon pellets	
Density – ρ_s	975,0	kg/m ³	410,0	kg/m ³
Specific heat – $c_{p,s}$	1052,0	J/kg.K	650,0	J/kg.K
Effective conductivity – k_{eff}	0,212	W/m.K	1,2	W/m.K
Effective porosity – φ_{eff}	0,5		0,74	
<i>Cylinder geometry:</i>				
Material	Stainless steel		Stainless steel	
Density – ρ_w	7800,0	kg/m ³	7900,0	kg/m ³
Specific heat – $c_{p,w}$	502,6	J/kg.K	496,2	J/kg.K
External radius – R_{ext}	0,1	m	0,14	m
Length – L	0,74	m	0,85	m
Inlet radius – R_0	0,00476	m	0,005	m
Thickness – δ_w	0,0055	m	0,01	m
<i>Operational conditions:</i>				
Initial pressure [MPa]	2,1	MPa	3,5	MPa
Depletion pressure [MPa]	166,0	kPa	101,325	kPa
Initial temperature [K]	291,0	K	285,0	K
Ambient temperature [K]	291,0	K	285,0	K
Flow rate	6,7	L/min	0,018	kg/min ⁽²⁾
<i>Adsorption characteristics:</i>				
Equilibrium relation	Virial equation		Langmuir equation	
Heat of adsorption	$\Delta H = f(R_g, q)$		$\Delta H = -1,1 \times 10^6$ J/kg	

¹ Matrix made of Expanded Natural Graphite (ENG) and Superactivated Carbon (Maxsorb).

² Value inferred from performance coefficient data provided by Mota *et al.* (1997).

Mota *et al.* (1997) presented a one-dimensional transient theoretical analysis of the slow discharge of a 50 litres ANG cylinder, where emphasis was given to thermal and mass diffusion effects in the activated carbon bed. Natural gas was modelled as ideal gas pure methane. Although these authors presented a complete energy equation, the pressure history was imposed, and not determined by the mass conservation equation. The imposed pressure history led to a constant mass flow rate at the cylinder outlet. Figure 7 shows the comparison of the radial temperature profile obtained in this work and the theoretical data obtained by Mota *et al.* (1997). The comparison between the current and Mota *et al.* (1997) analyses is fair, and the presented model was able to reproduce the same radial temperature gradient trends. Figure 8 shows the comparison between the performances coefficient obtained with the current analysis and the data presented by Mota *et al.* (1997) as a function of discharge time. The performance coefficient is defined as the ratio between the real mass of methane delivered and the mass of methane delivered if the discharge process was isothermal:

$$\eta = \frac{m_{delivered,real}}{\{[\varphi_{eff} \rho_g(T_0, P_0) + \rho_s q(T_0, P_0)] - [\varphi_{eff} \rho_g(T_0, P_f) + \rho_s q(T_0, P_f)]\} V_{cylinder}} \quad (49)$$

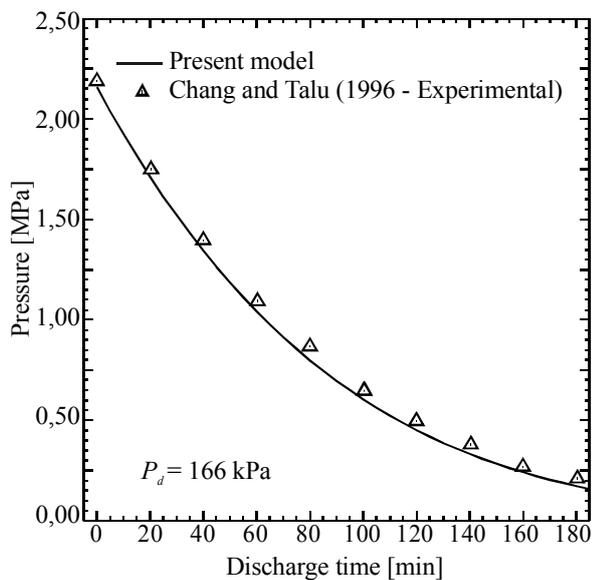


Figure 5: Comparison of pressure history (Chang and Talu., 1996)

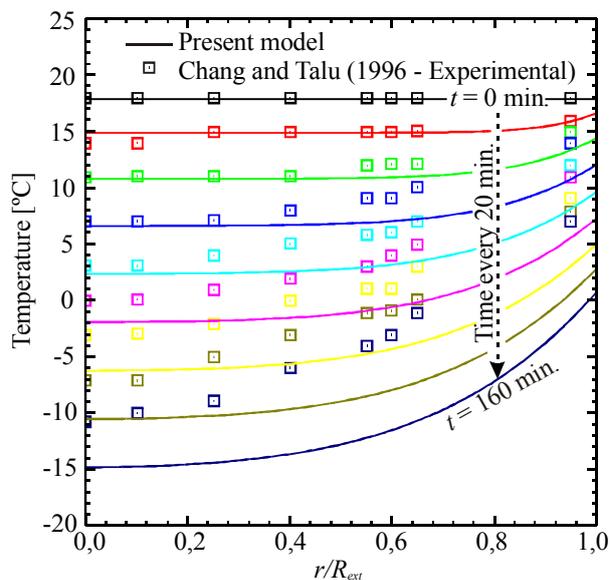


Figure 6: Comparison of radial temperature distribution (Chang and Talu., 1996)

The authors of the present work believe that the methodology used in the current model to determine the pressure history is more physically consistent than the methodology used by Mota *et al.* (1997). The power requirement of a given system (*e.g.*, internal combustion engine) controls the consumption of fuel, thus imposing a mass flow rate at the outlet of the reservoir. This hypothesis is mathematically modeled by Eq. (39). To impose a pressure history to the reservoir, a pressure control valve would be required at the outlet, which is not the usual case. The differences in the theoretical data obtained with this model and the theoretical data presented by Mota *et al.* (1997) is due to this methodology difference. Figure 9 shows the influence of discharge time on the cylinder temperature radial profile at the end of each discharge process with different flow rates. The fast discharge does not increase the quantity of discharged mass for the reason that the temperature gradient is higher due the low rate of heat diffusion, taking to lower temperatures.

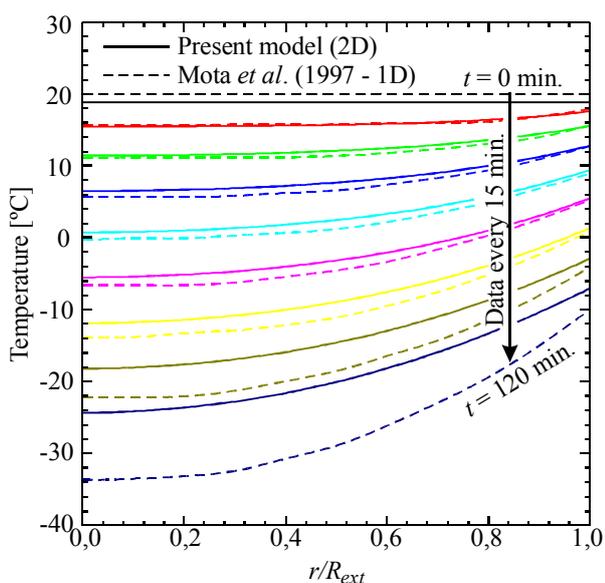


Figure 7: Comparison of radial temperature distribution (Mota *et al.*, 1997)

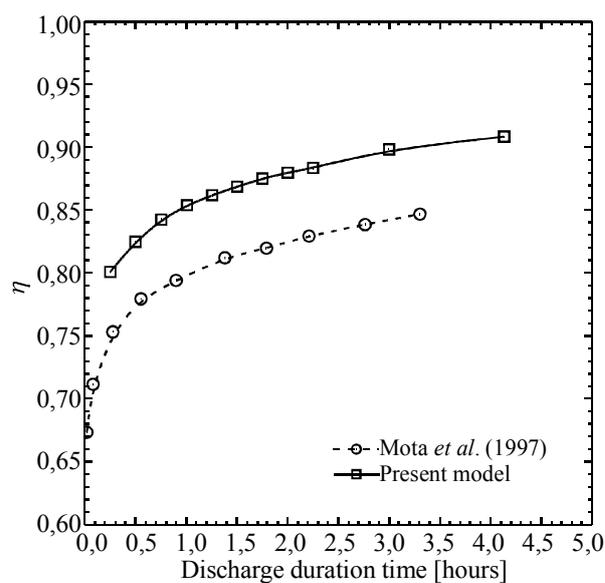


Figure 8: Comparison of performance coefficient (Mota *et al.*, 1997)

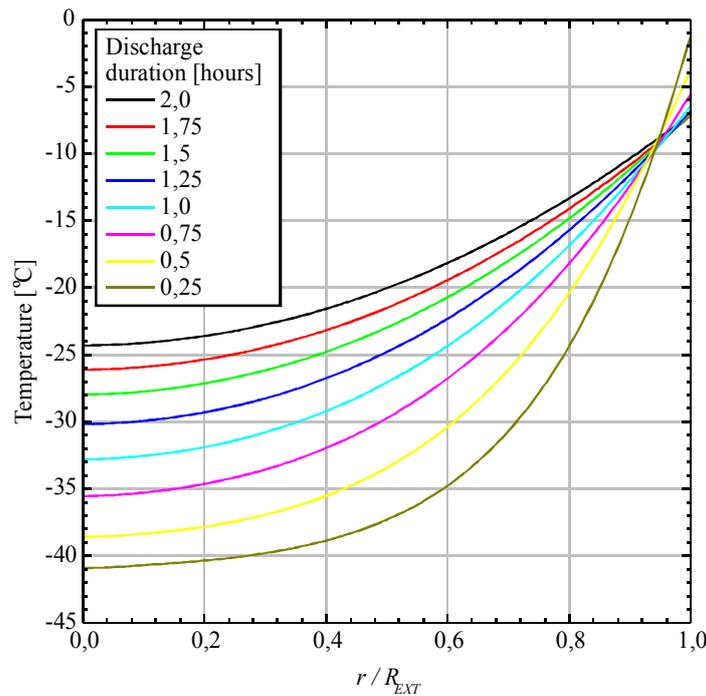


Figure 9: Final Radial Temperature Profile for discharge times.

4. Conclusion

A two-dimensional model for the slow discharge process was presented and discussed. The derivation of energy balance, mass continuity and adsorption equilibrium relation equations referring to mathematical modelling, the thermodynamic and physical conditions that involves the natural gas discharge process in cylindrical reservoir as well the assumptions were presented and discussed. The validation using Mota *et al.* (1997) data was satisfactory, as the data obtained by model showed the same trends of the theoretical data obtained by these authors. The differences between the two models are attributed to the method Mota *et al.* (1997) determined the pressure profile. The validation of the model showed that the methodology presented here is in agreement with the physics of the slow discharge process. In order to make a rigorous validation, the results obtained by the present model were compared to the experimental data presented by Chang and Talu (1996). The comparison between pressure profiles was satisfactory for the validation of the pressure calculation method of the present work. For the temperature profiles, the results showed the same trends, although Chang and Talu did not present consistent information about the values of some experimental parameters, such as the convection heat transfer coefficient they used.

5. Nomenclature

c_p	Isobaric heat capacity
h_f	Forced convection heat transfer coefficient
h_∞	Natural convection heat transfer coefficient
k_{eff}	Effective thermal conductivity
L	Cylinder length
\dot{m}	Mass flow rate
P	Pressure
P_d	Depletion pressure
q	Adsorbed phase concentration
R_0	Cylinder filling opening radius
R_{ext}	Cylinder external radius
r	Radial coordinate
T	Temperature
T_∞	Surrounding temperature
t	Time

V	Volume
z	Axial coordinate

Greek Symbols:

ΔH	Latent (isosteric) heat of adsorption
ε^P_{max}	Max. tolerance for pressure convergence
ε^T_{max}	Max. tolerance for temperature convergence
δ_w	Cylinder wall thickness
φ_{eff}	Effective porosity
ρ	Density

Subscripts:

$()_a$	Adsorbed phase
$()_g$	Gas phase
$()_s$	Solid phase
$()_w$	Cylinder wall properties
$()_0$	Initial condition

6. Acknowledgement

The authors would like to acknowledge CNPq for funding this research. Luciano G. Lara would like to acknowledge Petrobras S/A – ENGENHARIA/IEABAST/EAB/ENPRO for supporting this work.

7. References

- Ariyadejwanic, P.; Tanthapanichakoon, W.; Nakagawa, K.; Mukai, S. R.; and Tamon, H., 2003. "Preparation and Characterization of Mesoporous Activated Carbon from Waste Tires". In: *Carbon*, Vol. 41, pp. 157-164.
- Bejan, A., 1995. **Convection Heat Transfer**. 2nd Ed., New York, NY: John Wiley & Sons, Inc.
- Biloé, S.; Goetz, V.; and Mauran, S., 2001. "Dynamic Discharge and Performance of a New Adsorbent for Natural Gas Storage". In: *AIChE Journal*, Vol. 47, no. 12, pp. 2819-2830.
- Brady, T. A.; Rostam-Abadi, M.; and Rood, M. J., 1996. "Applications for Activated Carbons from Waste Tires: Natural Gas Storage and Air Pollution Control". In: *Gas Separation and Purification*, Vol. 10, no. 10, pp. 97-102.
- Burchell, T. and Rogers, M., 2000. "Low Pressure Storage of Natural Gas for Vehicular Applications". SAE Tech. Paper Series no. 2000-01-2205, In: Government/Industry Meeting, Washington, D.C.
- Chang, K. J. and Talu, O., 1996. "Behavior and Performance of Adsorptive Natural Gas Storage Cylinders During Discharge". In: *Applied Thermal Engineering*, Vol. 16, no. 5, pp. 359-374.
- Gregg, S. J. and Sing, K. S. W., 1982. **Adsorption, Surface Area and Porosity**. 2nd ed., London: Academic Press, Inc.
- Inomata, K.; Kanazawa, K.; Urabe, Y.; Hosono, H. and Araki, T., 2002. "Natural gas storage in activated carbon pellets without a binder". In: *Carbon*, Vol. 40, pp. 87-93.
- Lara, L.G., 2005. **Theoretical Analysis of the Discharge Process of Adsorbed Natural Gas Reservoirs** (*original in Portuguese*). M. Sc. thesis, Mech. Eng. Programme, Fed. Univ. of Rio de Janeiro, Brazil.
- Litzke, W. L. and Wegrzyn, J., 2001. "Natural Gas as a Future Fuel for Heavy-Duty Vehicles". SAE Tech. Paper Series n°2001-01-2067, In: Government/Industry Meeting, Washington, D.C.
- MacDonald, J. A. F. and Quinn, D. F., 1998. "Carbon Adsorbents for Natural Gas Storage". In: *Fuel*, Vol. 77, no. 1, pp. 61-64.
- Moran, M. J. and Shapiro, H. N., 2000. **Fundamentals of Engineering Thermodynamics**. 4th Edition, New York, NY: John Wiley & Sons, Inc.
- Mota, J. P. B.; Rodrigues, A. E.; Saadjan, E.; and Tondeur, D., 1997. "Dynamics of Natural Gas Adsorption Storage Systems Employing Activated Carbon". In: *Carbon*, V.35, n°9, pp.1259-1270.
- Tien, C., 1994. **Adsorption Calculations and Modeling**. 1st Edition, Newton, MA: Butterworth-Heinemann series in chemical engineering.
- Vasiliev, L. L.; Kaninchik, L. E.; Mishkinis, D. A.; and Rabetsky, M. I., 2000. "Adsorbed Natural Gas Storage and Transportation Vessels". In: *Int. J. of Thermal Sciences*, n° 39, pp. 1047-1055.

8. Copyright Notice

The author is the only responsible for the printed material included in his paper.

Estudo Experimental do Escoamento Óleo-Água com Precipitação de Parafinas em Dutos Submarinos.

Sérgio N. Bordalo

Dept. de Engenharia de Petróleo – FEM, UNICAMP; Cx.P. 6052 – Cepetro; 13083-970 Campinas, SP
bordalo@dep.fem.unicamp.br

Rafael de Castro Oliveira

Dept. de Engenharia de Petróleo – FEM, UNICAMP; Cx.P. 6052 – Cepetro; 13083-970 Campinas, SP
rafael@dep.fem.unicamp.br

Resumo. A deposição de parafinas em dutos submarinos é um sério problema para a produção *offshore* de petróleo. Governadas pelas condições de equilíbrio de fases líquido-sólido, as parafinas precipitam-se de soluções oleosas quando há redução de temperatura. Com o tempo, a parafina sólida deposita-se nas paredes internas dos dutos obstruindo o fluxo e promovendo o aumento de perda de carga nas linhas de produção. Em consequência, ocorre diminuição da vazão dos fluidos e entupimento da seção do duto de produção, entre outros problemas. No presente trabalho, este fenômeno foi estudado simulando-se a produção de petróleo no mar, onde ocorre um resfriamento ao longo do escoamento interno nos dutos de produção, devido à elevada diferença de temperatura entre o fluido surgente do reservatório petrolífero e a água no fundo do mar. Para este fim, foi construído um aparato experimental que consiste em uma tubulação horizontal de 25,4 mm (1 in) de diâmetro e cerca de 13 m de comprimento, mergulhada em um banho de água gelada. Medidas de gradiente de pressão e de temperatura são efetuadas ao longo da tubulação, de modo a estudar o efeito do escoamento bifásico óleo-água em relação ao monofásico de óleo na deposição de parafina e no aumento do gradiente de pressão.

Palavras chave: 1. Deposição de Parafinas, 2. Gradiente de Pressão em Dutos, 3. Produção de Petróleo Offshore, 4. Escoamento Bifásico Óleo-Água.

1. Introdução

O petróleo é uma mistura de hidrocarbonetos, dentre os quais encontram-se os alcanos, cuja fórmula geral é C_nH_{2n+2} , que compreendem cadeias lineares, ramificadas e cíclicas com ligações covalentes simples. As parafinas são alcanos de cadeia linear, que possuem desde poucas unidades de átomos de carbono até uma centena deles.

As parafinas de grande peso molecular apresentam-se na fase sólida sob as condições padrão de pressão e temperatura. Entretanto, em reservatórios petrolíferos, tipicamente, as parafinas estão inicialmente solubilizadas na fase líquida do óleo em estado de equilíbrio. No entanto, quando a temperatura do óleo cai abaixo de um determinado valor, aqui denominado temperatura de precipitação de parafina (TPP), a solubilidade das parafinas no óleo decresce, ocorrendo a sua precipitação. As partículas sólidas tendem a aglutinar-se, e, através de processos físico-químicos, se depositam nas superfícies sólidas vizinhas.

Quando o óleo esco internamente em uma tubulação imersa em um meio externo de baixa temperatura, o resfriamento do óleo pode induzir à precipitação e deposição de parafinas. Esse é um problema recorrente na indústria petrolífera, principalmente em produção marítima, onde o óleo saindo quente do reservatório encontra temperaturas baixíssimas no fundo do mar - por volta de 4 °C - causando a formação de parafinas sólidas. Essas partículas se aglutinam e obstruem as linhas de produção submarinas, ocasionando perdas energéticas e reduzindo significativamente a vazão de fluido através das linhas. A Figura 1 mostra uma tubulação com incrustação de parafina, de um campo de produção na bacia de Campos (Brasil).



Figura 1. Incrustação de parafina (Azevedo e Teixeira, 2003).

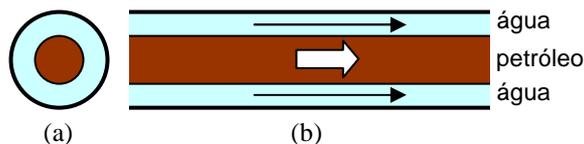


Figura 2. Escoamento bifásico anular óleo-água; vistas: (a) seção; (b) lateral.

A acumulação de parafinas nas linhas de produção causa grandes prejuízos à indústria petrolífera em todo o mundo, principalmente na produção marítima, que no Brasil corresponde a aproximadamente 85% da produção de petróleo. Este problema ocorre nas diversas etapas de manipulação de óleo, durante a produção, o transporte e o refino. No Brasil, a Petrobras, reconhecida internacionalmente como detentora de tecnologia em exploração e produção em águas profundas e ultra-profundas, se depara freqüentemente com problemas relativos à formação e deposição de parafinas em suas linhas submarinas.

Na produção de petróleo, seja no mar ou em terra, é comum a produção simultânea de água advinda da jazida subterrânea de petróleo (reservatório petrolífero). Existem vários regimes de escoamento bifásico água-óleo relatados na literatura, e o regime anular, em especial, tem sido estudado na indústria petrolífera para minimizar as perdas de carga ao longo das tubulações de escoamento de óleo e, conseqüentemente, maximizar a produção. Tal escoamento consiste na formação de um anel delgado de água nas paredes internas do duto, enquanto que o óleo escoo na parte central, diminuindo-se assim, as perdas com atrito viscoso, uma vez que não há contato entre o óleo e a superfície interna da tubulação (Figura 2). Se, durante a produção, a pressão de saturação do gás no óleo for atingida, o gás, inicialmente em solução na fase óleo, será liberado, produzido um sistema trifásico, juntamente com o óleo e a água.

O propósito deste trabalho é estudar, comparativamente, o escoamento de água e óleo, fluindo separadamente e juntos, bem como a influência do padrão bifásico anular água-óleo sobre a perda de carga, para diversas condições de vazão; principalmente em situações com formação de parafina sólida na tubulação induzida por um resfriamento. Pouco se sabe sobre o fenômeno da precipitação e deposição das parafinas em regimes de fluxo com mais de uma fase escoando. Quantificar o efeito da deposição nas paredes dos dutos é de grande importância para minimizar os riscos na produção e no deslocamento de óleo sob um regime multifásico.

2. Revisão Bibliográfica

É grande o número de pesquisadores que estudaram qualitativa e quantitativamente a deposição de parafinas em dutos. Serão mencionados aqui aqueles trabalhos que forneceram uma base teórica e operacional para a elaboração do presente estudo. Estes trabalhos muito contribuíram para a compreensão do fenômeno, antecipa-se, contudo, que o processo não está ainda totalmente esclarecido, conforme admitem os próprios pesquisadores. Observa-se que os trabalhos anteriores concentraram-se, naturalmente, no escoamento monofásico de óleo com formação da fase sólida parafínica, na medida em que se buscava compreender e modelar a física básica do processo. O presente trabalho, original por sua vez, pretende explorar as características do escoamento bifásico água-óleo com formação de parafina sólida, por dois motivos; primeiramente, porque a produção de água ocorre regularmente associada à produção de óleo, e, em segundo lugar, para verificar se a hipótese de barreira deposicional aquosa é justificada. Estas questões não foram encontradas na literatura.

2.1. Escoamento Monofásico em Dutos com Precipitação de Parafinas

Um aparato experimental para medir a deposição de parafinas foi desenvolvido no trabalho de Mendes *et al.* (1997), para validar os modelos teóricos previstos na literatura. Uma análise matemática foi realizada cujo resultado inclui a função $\delta(x,t)$ – a espessura da camada de parafina depositada, em função do tempo e da posição ao longo do duto. Esse trabalho mostrou a viabilidade do estudo do fenômeno em escala de laboratório, inspirando a construção do aparato empregado no presente trabalho, apesar das diferentes características próprias do presente estudo. Os resultados experimentais e numéricos de Mendes *et al.* apresentam certa concordância qualitativa, entretanto, quantitativamente há diferenças notáveis. Apesar dessas diferenças, o comportamento do modelo teórico e do escoamento observado parecem apontar para um mecanismo de deposição com sua incipiência provocada pela aderência dos primeiros cristais de parafinas em pontos da superfície, a partir dos quais procede-se a aglutinação de massa sólida adicional. Trabalhos de simulação numérica mais recentes, como de Velasquez *et al.* (2005), contemplam um tratamento matemático mais complexo, entretanto, ainda não reproduzem fielmente o perfil da camada depositada de parafina. Outro resultado observado é a variação do gradiente de pressão com o tempo, uma vez que a contínua deposição de parafina obstrui o duto, reduzindo a seção de fluxo, provocando uma dissipação de energia mecânica progressivamente maior, até o completo tamponamento da seção.

Brown *et al.* (1993) desenvolveram um estudo experimental e um modelo computacional para prever as taxas de deposição de parafinas, os efeitos de longa permanência de depósitos na tubulação, e o potencial de deposição de parafinas no início da operação (*start-up*) de uma tubulação submarina. O estudo foi realizado em um aparato semelhante ao de Mendes *et al.*, porém em escala de campo, com dutos de aço liso de 301 mm (12”) de diâmetro e 47 km de extensão. Medidas realizadas por técnicas viscosimétricas com a ajuda de um microscópio revelaram uma TPP próxima de 28 °C para o óleo empregado. Verificou-se que, para um duto limpo, a taxa de deposição é alta no início, devido à alta diferença de temperatura entre o óleo e o ambiente externo, levando ao crescimento rápido do depósito. O depósito formado fornece, então, um isolamento térmico, que altera dinamicamente as condições do balanço térmico.

2.2. Mecanismos Físico-químicos de Deposição

Burger *et al.* (1981) elaboraram um estudo de deposição de parafinas em uma tubulação no Alasca, apresentando um estudo teórico mais detalhado a respeito dos mecanismos físicos de precipitação e de deposição de parafinas, que serão mencionados adiante. Foram realizados, também, experimentos com a técnica de centrifugação para determinar a solubilidade de cera (parafina sólida) em óleo (líquido), a distribuição aproximada dos tamanhos das partículas precipitadas, e a taxa de deposição por gravidade.

Quando o escoamento de óleo em uma tubulação é turbulento, espera-se que os vórtices formados causem uma eficaz mistura e movimentação do material precipitado, facilitando o transporte lateral dos resíduos sólidos. Esta forte tendência de deposição poderia ser suavizada pela subcamada laminar delgada que existe ao longo das paredes do duto. Mesmo que o escoamento seja totalmente laminar, existiriam outros mecanismos promovendo a movimentação do material precipitado ao encontro da parede interna do duto. Três mecanismos têm sido identificados para a contribuição desse movimento lateral; são eles: difusão molecular, difusão browniana e dispersão cisalhante (Azevedo e Teixeira, 2003); a fixação por gravidade também é apontada como influente, principalmente por Burger *et al.* (1981).

Difusão Molecular. Este mecanismo tem sido apontado como principal responsável pela deposição de parafinas em dutos por diversos autores, entre eles Brown *et al.* (1993), Burger *et al.* (1981) e Leiroz e Azevedo (2004). Considerando-se um óleo quente escoando dentro de um duto mergulhado em um fluido gelado, o fluxo de calor radial estará associado a um gradiente de temperatura radial, e o óleo na camada em contato com a parede estará mais frio do que o óleo no núcleo do duto. Quando o óleo em contato com a parede atingir uma temperatura abaixo da TPP, ocorrerá a precipitação de hidrocarbonetos de maior peso molecular, formando uma fase sólida dispersa em suspensão. Haverá, portanto, um desequilíbrio na concentração de material na fase líquida, entre a região central e periférica. Este gradiente de concentração promoverá uma difusão de moléculas, transportando mais parafinas “pesadas” para a parede do duto. Quando este material alcançar a zona fria, ele se precipitará da solução líquida e será incorporado ao depósito formado pelas partículas anteriormente precipitadas que aderiram à parede. A tendência, portanto, é de uma contínua aglutinação de parafinas na superfície interna do duto, constantemente alimentada pelo transporte convectivo de massa no escoamento longitudinal, gerando o crescimento da camada de depósito. Uma equação de transporte na forma da Lei de Fick de difusão foi proposta para modelar o fluxo de massa em direção às paredes (Burger *et al.*, 1981), em função da concentração de parafina na solução.

Difusão Browniana. Este mecanismo é semelhante ao de difusão molecular, com a seguinte diferença: o deslocamento das partículas não seria promovido pelo gradiente de temperatura radial no tubo, mas sim pela contínua colisão mútua entre as partículas sólidas em suspensão, que, ocasionalmente, poderiam formar um gradiente de população destas partículas próximo às paredes do duto, fazendo com que elas se movimentassem em direção a parede similarmente ao que ocorre na difusão molecular. Uma equação para o transporte de massa por difusão browniana em direção às paredes do duto, numa forma matemática, imitando a Lei de Fick, em função da concentração de parafina fora da solução líquida, foi empregada por Burger *et al.* (1981). É importante notar que este mecanismo não tem sido considerado como relevante para a deposição de parafina em dutos. Esta desconsideração foi contestado por Leiroz e Azevedo (2004), que realizaram experimentos em uma cavidade contendo óleo em repouso, submetido a um gradiente de temperatura entre as paredes opostas (Figura 3). Os autores obtiveram uma solução numérica considerando apenas o efeito da difusão molecular como mecanismo de deposição. Visto que este modelo subestimou a espessura dos depósitos observados nos experimentos, propuseram que outros mecanismos de deposição poderiam estar atuando, principalmente o de difusão Browniana.

Dispersão Cisalhante. Em um escoamento laminar, a viscosidade produz um perfil de velocidade apresentando uma velocidade máxima no centro do duto (onde a tensão cisalhante é nula) e uma velocidade nula nas paredes do tubo (onde a tensão cisalhante é máxima). Nas regiões intermediárias, as partículas sólidas em suspensão ganham uma velocidade angular, devido ao gradiente de velocidade entre as camadas. Quando existem muitas partículas colidindo, pode resultar em um deslocamento lateral destas de encontro às paredes. Note-se que nesta teoria não é preciso um fluxo de calor entre o duto e o ambiente para que ocorra este mecanismo de deposição. Resultados experimentais de trabalhos analisados por Leiroz e Azevedo (2004), no entanto, não mostram deposição sob condições de fluxo de calor zero, levando a crer que este mecanismo é pouco responsável pela deposição de parafinas, podendo ser relevante apenas como mecanismo de remoção de depósitos. Além disso, nos testes desenvolvidos por Brown *et al.* (1993) com fluxo de calor, a deposição devido à dispersão cisalhante não foi reportada.

Fixação por Gravidade. Este mecanismo é normalmente negligenciado, pois, para sua determinação, é preciso, entre outras coisas, que o fluido esteja em repouso, que o diâmetro da tubulação não seja muito grande, e que as partículas em suspensão sejam grandes o suficiente para sofrerem o efeito da gravidade, considerando que haja significativa diferença de densidade em relação ao fluido no qual elas estão imersas. Leiroz e Azevedo (2004) citam experimentos de deposição em laboratório, onde o mesmo tipo de óleo foi submetido a escoamento em dutos verticais e horizontais, sob a mesma vazão e condições de transferência de calor. Os resultados revelaram que, praticamente, não houve diferença na quantidade de parafina depositada para as duas configurações, mostrando que a fixação por gravidade não parece ser um significativo mecanismo de deposição. Em experimentos realizados com centrifugação, induzindo uma gravidade artificial elevada por um longo período (Burger *et al.*, 1981), o óleo foi submetido a diferentes

temperaturas. A taxa de deposição por gravidade aumentou com a diminuição da temperatura (provavelmente devido à maior precipitação de parafina), até que foi atingido um ponto máximo, a partir do qual a taxa começou a diminuir provavelmente devido ao aumento da viscosidade do fluido à temperaturas mais baixas, que dificultou o movimento do material em suspensão.

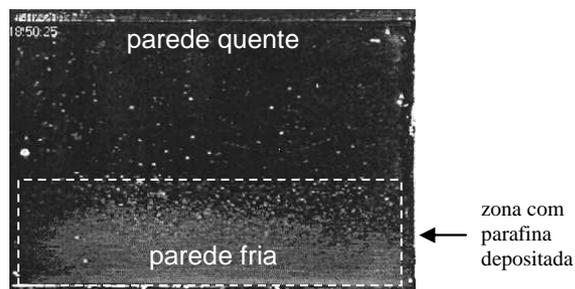


Figura 3. Deposição de parafina (adaptado de Leiroz e Azevedo, 2004).

2.3. escoamento Multifásico em Dutos sem Precipitação de Parafinas

Os escoamentos multifásicos em tubulações, envolvendo líquido e gás ou líquido e líquido, conformam-se sob variadas configurações geométricas, apresentando interfaces cujas definições dependem das condições reinantes, e possuindo estabilidade condicional. Os diferentes padrões de fluxo observados dependem de vários fatores, entre os quais estão as vazões das fases, a velocidade relativa entre elas, a pressão, o diâmetro e a inclinação do duto, a rugosidade das paredes internas, a molhabilidade dos fluidos nas paredes do duto, a tensão superficial e as viscosidades e densidades dos fluidos. A inclinação do duto é um fator que pode modificar bastante o padrão de fluxo, tanto que existem algumas diferenças marcantes entre os escoamentos horizontais e verticais. As vazões das fases são determinantes no estabelecimento dos padrões, para um mesmo par de fluidos num certa geometria. As razões de viscosidade e densidade entre as fases também são muito importante. No caso de líquido e gás, as diferenças de viscosidade e densidade são tão grandes que quase não se nota o efeito das suas variações; porém, no caso de líquido e líquido, estas variações podem ter uma influência significativa. Há uma consolidada literatura para escoamentos de líquido e gás, entretanto estas referências não se aplicam diretamente ao interesse do presente trabalho.

Experimentos com sistemas bifásicos líquido-líquido existem em diversas áreas das ciências, entretanto, na exploração de petróleo, pode-se dizer que o interesse é recente. Uma motivação para pesquisas neste assunto é a questão dos “óleos pesados” (um tópico muito extenso e rico, para o qual não há espaço suficiente neste artigo), e, em particular, uma das metodologias – *core flow* – propostas para lidar com o transporte destes óleos que são muito viscosos. Bannwart *et al.* (2001) estudaram os regimes de fluxo líquido-líquido em uma tubulação horizontal de 25,4 mm (1 in) de diâmetro, escoando água e um óleo pesado com viscosidade de 500 mPas e densidade de 925 kg/m³. Os tipos gerais de regimes de fluxo observados no trabalho são exibidos em perfil na Figura 4, e descritos, resumidamente, a seguir:

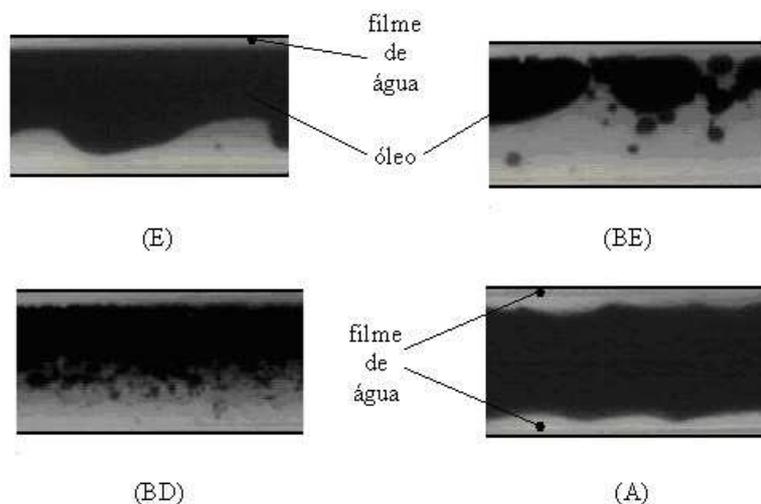


Figura 4. Padrões de escoamento horizontal (Bannwart *et al.*, 2001).

Estratificado. Nesta configuração, a fase menos densa (óleo) tende a permanecer na parte de cima da seção do duto e a mais densa (água) na parte de baixo (segregação gravitacional); observa-se a presença de um filme delgado formado pela fase mais densa (água), lubrificando a parte de cima da tubulação (Figura 3.E).

Bolhas estratificadas. Neste padrão, bolhas de óleo se aglutinam na parte de cima do tubo, formando bolsões intermediados por pequenas bolhas dispersas (Figura 2.BE).

Bolhas dispersas. Observa-se uma dispersão de bolhas de óleo no interior da fase contínua (água). Este padrão ocorre para baixas vazões da fase dispersa (Figura 2.BD).

Anular (ou *core flow*). Nesta geometria, um filme delgado do líquido mais denso (água) escoar nas paredes do tubo, formando uma camada anular, e a fase menos densa (óleo) escoar pela parte central do tubo. Este regime ocorre para altas vazões da fase menos densa (Figura 2.A).

Nos dois casos de fases contínuas (E e A), a interface água-óleo pode ser ondulada, em função do movimento relativo das fases.

A utilização de escoamento anular óleo-água para produção de óleos pesados de alta viscosidade e para o seu transporte foi objeto de destaque, porque este escoamento minimiza as perdas de carga nas linhas de fluxo, uma vez que o óleo muito viscoso não entra em contato com as paredes da tubulação, aumentando consideravelmente a vazão de produção de óleos pesados (Obregón Vara, 2001). Estudos da estabilidade hidrodinâmica do padrão anular foram realizadas (Vanegas Prada, 1998), e demonstrando-se que apenas o escoamento anular onde o líquido lubrificante (em contato com a parede) é o menos viscoso, permanece estável – no presente caso, a água. Em um escoamento bifásico de fases separadas, a fase de maior viscosidade tende a escoar no centro do tubo, enquanto que a menos viscosa tende a escoar pelo espaço anular junto à parede, encapsulando a fase mais viscosa. As teorias sobre estabilidade do fluxo anular foram baseadas no escoamento anular perfeito, devido à facilidade de análise. Essa configuração, onde a interface líquido-líquido é livre de ondulações, só pode ser obtida quando as densidades dos líquidos foram idênticas. O que se observa na prática, entretanto, é o escoamento anular ondulado, quando os fluidos não possuem a mesma densidade. O padrão óleo-água estratificado é bastante afetado pela gravidade; teoricamente, somente o óleo deveria encostar na parte superior da parede do duto, porém, quando a diferença de densidade entre os fluidos não for tão grande, o efeito de molhabilidade preferencial da parede por água ainda possibilita a lubrificação completa da periferia do núcleo de óleo (Obregón Vara, 2001). É claro que o padrão anular não é perfeitamente axisimétrico, pois o empuxo hidrostático desloca o óleo para cima (fora de centro). Na prática, dependendo das condições, o filme pode manter-se integralmente ou parcialmente na direção longitudinal, ou não existir. Por isso, o regime estratificado é uma forma de lubrificar, parcialmente, o escoamento de óleo, onde uma parte da seção está em contato com a água (Figura 5).

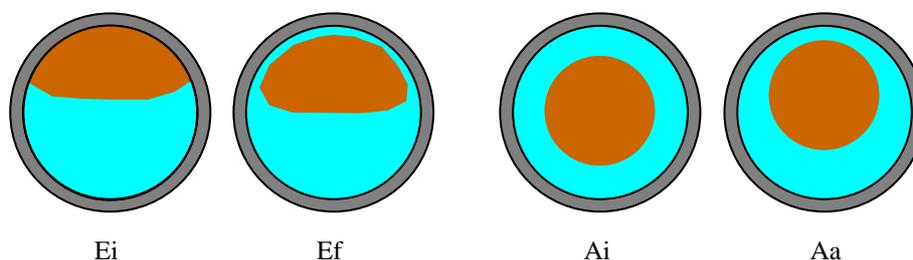


Figura 5. Concepções dos padrões idealizados e reais: Ei e Ef – estratificado ideal e com filme; Ai e Aa – anular ideal e assimétrico (óleo – marron, água – azul claro).

2.4. Determinação da Temperatura de Precipitação de Parafina (TPP)

Existem várias técnicas experimentais para a determinação das TPP's (Giordani, 1993 e Santos, 1994): 1. Viscosimetria; 2. Calorimetria de Varredura Diferencial (*Differential Scanning Calorimetry*, ou DSC); 3. Microscopia de Luz Polarizada; 4. Ressonância Nuclear Magnética. Não há espaço para para discorrer sobre todos estes métodos, e não sendo o foco principal deste trabalho, é suficiente dizer que a técnica de viscosimetria foi escolhida dentre as tres primeiras, as quais estavam operacionalmente disponíveis. A viscosimetria agrega um benefício extra para um estudo de dinâmica de escoamentos, a caracterização da reologia do fluido.

Para certas faixas de temperatura, o logaritmo da viscosidade de uma mistura de petróleo é uma função linear do inverso da temperatura, e o comportamento reológico do óleo é Newtoniano. A temperaturas mais baixas, há um desvio nesta relação, causado pela precipitação de material sólido. O desvio observado no gráfico da viscosidade contra a temperatura é usado para definir a TPP (Giordani, 1993). A relação μ vs. T pode ser expressa por uma equação exponencial de Arrhenius – $\mu = A \cdot e^{B/T}$ (onde A e B são parâmetros do modelo relacionados à propriedades moleculares, mas que, aqui, serão tratados apenas como coeficientes empíricos). A Figura 6 explica graficamente o procedimento e mostra uma foto do reômetro de pratos paralelos empregado no presente estudo. Este aparelho, acoplado a um computador, controla a rotação e mede o torque necessário para manter o prato girando contra a tensão

viscosa despertada na amostra de fluido que suporta o prato em rotação. Um banho de recirculação permite manter a amostra sob temperatura controlada, numa faixa de 5 °C a 70 °C.

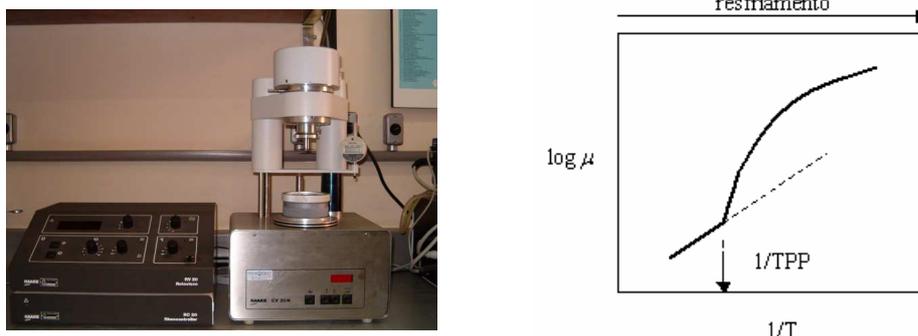


Figura 6. Foto do equipamento de viscosimetria e esquema explicativo da determinação da TPP.

O conhecimento da TPP é crucial no projeto do aparato experimental, além de ser um parâmetro de verificação e controle do experimento, o qual envolve o resfriamento do óleo ao longo de um duto. No presente trabalho, é imprescindível obter a TPP, uma vez que a pesquisa contemplou fluidos com diferentes concentrações de parafinas. Além desta variável, a viscosidade obtida nos ensaios é importante para a análise do gradiente de pressão. Observa-se uma forte influência da suspensão sólida de parafina no líquido sobre a viscosidade da mistura bifásica líquido-sólido. Para concentrações altas de parafina, este efeito é extremo, e notável sem o recurso de aparatos, bastando a visualização da escoabilidade da amostra. O acréscimo de viscosidade é, ainda, incrementado pela contínua queda de temperatura a jusante do óleo resfriado na linha submarina. A combinação destes efeitos resulta em um aumento do gradiente de pressão, que deve ser levado em consideração. Portanto, a incrustação de parafina nas paredes do duto não é a única causa de deficiência na movimentação da produção de petróleo, embora, em certo ponto, torne-se a mais dramática.

2.5. Transmissão de Calor em Escoamentos

O crescimento na exploração de petróleo em águas profundas e ultra-profundas no Brasil, tem levado à necessidade de se conhecer melhor a transmissão de calor nas linhas submarinas de produção e transporte de óleo, em decorrência da elevada diferença térmica existente entre o óleo quente oriundo da jazida subterrânea de hidrocarbonetos, e o fundo do mar - com temperaturas baixas da ordem de 4 °C. Compreende-se, pelo exposto na seção anterior, que a ocorrência de precipitação de parafinas aumenta a necessidade de modelos de convecção forçada em misturas bifásicas. Embora este não seja o tema do presente trabalho, foi importante conhecer algumas pesquisas neste assunto, visto que a operação do aparato seria restrita por esta fenomenologia. Uma referência bastante abrangente é o trabalho de Alves *et al.* (1992), que desenvolveram uma equação geral e unificada para prever as temperaturas dos fluidos, a qual pode ser aplicada para tubulações de escoamento ou em poços injetores e produtores, sob fluxo monofásico ou bifásico, para qualquer inclinação em relação a horizontal. A equação geral é resultado da unificação dos modelos de Ramey e de Coulter & Bardon – desenvolvidos nos anos de 1962 e 1979, respectivamente, sendo utilizada em algoritmos computacionais para cálculos de temperatura, gradiente de pressão, fração volumétrica dos fluidos, espessura da camada de parafina depositada etc.

Os modelos apresentados na literatura são relativamente complexos, em função dos desafios que se propõem a abordar, e alguns simuladores não estão facilmente disponíveis; portanto, no presente trabalho, foi elaborado um modelo de transmissão de calor extremamente simples para prever a temperatura do fluido a montante do ponto de precipitação de parafina, considerando-se o escoamento monofásico de óleo, e levando-se em conta várias simplificações (Oliveira, 2005; Holman, 1983; Kreith, 2002), mostrando-se satisfatório para avaliar a capacidade do aparato de causar um resfriamento eficiente no óleo, ao longo dos 13 m de comprimento da tubulação, provocando a precipitação de parafina, e servindo, também, de referência para comparação para o caso bifásico.

2.6. Gradiente de Pressão em Escoamentos

O objetivo da análise da perda de carga no duto é obter os gradientes de pressão para os fluxos monofásicos de óleo e água que serão realizados na seção de testes. Com estes resultados, é possível avaliar a influência do escoamento bifásico e da presença de parafina no óleo, por comparação com os valores medidos no aparato de testes. A metodologia empregada (Oliveira, 2005) é tradicional, e seus elementos encontram-se em textos de coletâneas de uso comum; sem julgamento de preferência, pode-se recomendar Fox e McDonald (2001) e Brill e Beggs (1984), dentre tantos outros, como referências.

3. Garantia de Escoamento

O combate contra a obstrução das linhas de produção por parafinas tem várias frentes; uma opção é a limpeza periódica das linhas por *pigs* ou *SGN*, entretanto isso envolve uma operação interventiva, e requer, além dos seus custos próprios, a suspensão da produção, acarretando perda de receita. Alternativamente, poder-se-ia tentar evitar a precipitação, que obedece às condições de equilíbrio químico das fases líquido e sólido. Na prática, isso significaria manter condições favoráveis de solubilidade, por exemplo, garantindo que a temperatura do fluido permanecesse acima da TPP. Para tanto, a linha deveria ser aquecida artificialmente, ou um isolante térmico bastante eficiente deveria ser empregado. Outra possibilidade seria pesquisar aditivos para alterar as condições de equilíbrio da mistura de hidrocarbonetos; em contrapartida, esta solução representaria um alto consumo de um produto especial, talvez caro. Por fim, para evitar ou diminuir a manutenção e limpeza, e admitindo a precipitação natural, restaria evitar ou minimizar a deposição, e, de alguma forma, promover o transporte da fase sólida em suspensão. Neste caso, seria preciso apenas lidar com a queda de pressão causada pela alta viscosidade da mistura, o que não é um problema tão difícil, contornável com bombas de maior potência – uma solução preferível à obstrução parcial ou total da linha.

O fenômeno de precipitação e deposição de parafinas no escoamento resfriado em dutos envolve uma rica diversidade de aspectos físicos e químicos, e uma pesquisa completa será muito extensa antes de esgotar o tema. No presente trabalho, o foco foi limitado à determinação do papel da fase água na formação de uma camada de depósitos parafínicos nas paredes internas da tubulação. Revendo a literatura mencionada nas seções anteriores, notam-se evidências indicando que a fase água poderia influenciar significativamente a deposição da fase sólida. Os mecanismos de deposição atuam no sentido de levar a fase sólida dispersa em direção às paredes, onde, então, a aglutinação pode proceder à formação de depósitos. Portanto, uma barreira aquosa contrapondo-se a estes mecanismos impediria a deposição. Conforme visto, padrões bifásicos líquido-líquido podem ser obtidos, nos quais não há contacto entre a fase óleo e a parede do duto, permanecendo a fase água como uma camada separadora. A difusão molecular (movimento transversal microscópico) seria afetada pois as parafinas não são solúveis na água; a difusão browniana, a dispersão cizalhante e a segregação gravitacional (movimentos transversais macroscópicos) encontrariam na interface óleo-água uma barreira mecânica; e, ainda, estando a camada de água em movimento longitudinal, a tendência seria o carregamento das partículas sólidas para jusante do escoamento. Em termos leigos, o fluxo de água estaria “lavando” continuamente a parede. Como benefício adicional, no escoamento bifásico, a perda de carga seria mitigada pelo anel ou filme de água, o qual, envolvendo o óleo mais viscoso, produziria tensões viscosas menores na parede em comparação com o escoamento monofásico de óleo, da mesma maneira que o *core-flow* age em óleos pesados. De forma menos técnica, diz-se que a água “lubrifica” o escoamento do óleo. Esta hipótese de barreira deposicional hidrodinâmica, aventada por Bordalo, motivou o presente trabalho, e a construção de um aparato para o estudo da precipitação de frações pesadas em fluxo, representando a situação das linhas submarinas.

Uma barreira líquida poderia ser gerada por outro fluido, entretanto, água é normalmente disponível e barata, bem como as máquinas de fluxo para sua circulação. A contrapartida operacional e econômica seria o processamento (armazenamento, bombeamento e tratamento) de grandes volumes de água, que é uma questão incômoda na produção marítima, devido à restrição de espaço nas plataformas. Ao mesmo tempo, convém lembrar que a presença de água já ocorre naturalmente, visto que vários reservatórios apresentam produção de água e óleo, e a fração de água tende a aumentar com o tempo.

4. Aparato Experimental

A bateria de testes foi idealizada para cobrir as possíveis combinações: monofásicas – óleo puro, água pura, óleo parafínico; bifásicas – água com óleo, água com óleo parafínico (Figura 7). O óleo parafínico foi gerado a partir de dois componentes, um óleo lubrificante Lubrax, tipo SAE 20W50, e uma parafina sólida comercial, liquefeita por aquecimento (ponto de fusão 61,4 °C). As propriedades destas substâncias são detalhadas por Oliveira (2005).

O aparato experimental (Figura 8) consiste em uma tubulação horizontal de diâmetro interno de 25,4 mm (1 in) e comprimento total de 13,5 m, imersa em um banho isotérmico de água e gelo; algumas seções são de duto transparente. Tres equipamentos importantes foram especialmente projetados para o experimento – o bocal injetor, o vaso separador, e o tanque misturador. O injetor, na entrada do duto de testes, fornece o escoamento bifásico água-óleo com variadas proporções de vazão. Na saída, o vaso separador horizontal com chicanas separa as duas correntes fluidas por segregação gravitacional, permitindo o reaproveitamento ou o descarte controlado, conforme as normas locais de emissão de efluentes. No tanque misturador, anterior ao injetor, é gerado o óleo parafínico, cuja composição é diferente para cada ensaio. Outros periféricos são o aquecedor de óleo, os termopares e o indicador digital de temperatura, os manômetros diferenciais de pressão e seus indicadores, o rotâmetro para água (a água é oriunda da instalação pressurizada do laboratório), a bomba de óleo de parafuso (deslocamento constante) com vazão calibrada previamente aos ensaios, o inversor de frequência para controlar a rotação da bomba de óleo, e válvulas de controle de fluxo para água e óleo.

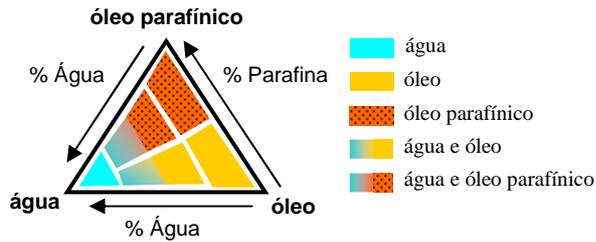


Figura 7. Triângulo de Caracterização dos Casos Estudados

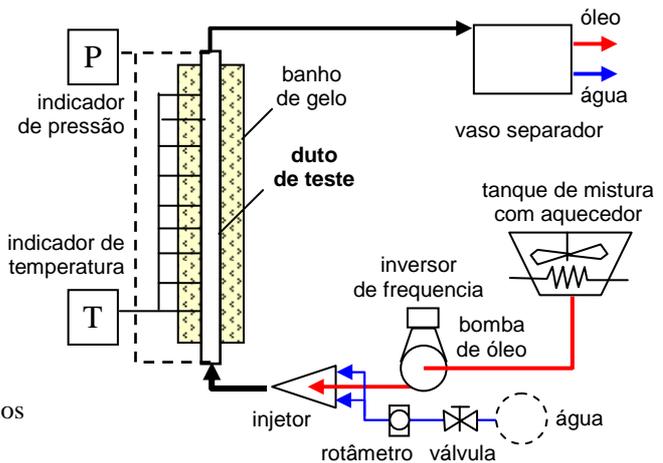


Figura 8. Esquema do Aparato Experimental

A análise viscosimétrica foi efetuada para concentrações mássicas de 0,5%, 1%, 2%, 3%, 4% e 5% de parafina em óleo. Os testes de escoamento foram feitos com concentrações de 0,5%, 1% e 2%. O ensaios foram divididos em dois grupos; grupo A – testes sem resfriamento, medidas de queda de pressão, e grupo B – testes com resfriamento, medidas de temperatura e de queda de pressão. No grupo A, foram executadas corridas com: A.1 – água, A.2.1 – água + óleo puro, A.2.2 – água + óleo parafínico, A.3 – óleo puro, A.4 óleo parafínico. No grupo B, as corridas executadas foram: B.1 – água, B.2.1 – água + óleo puro, B.2.2 – água + óleo parafínico, B.3 – óleo puro, B.4 – óleo parafínico.

5. Resultados

A compilação completa de todos os resultados e comparações do comportamento dos diferentes sistemas de fluxo estudados, monofásicos e bifásicos, estão detalhados na dissertação de Oliveira (2005). No artigo presente, a atenção será focalizada na comparação da deposição de parafinas observada nos casos B.4 – óleo parafínico e B.2.2 – água + óleo parafínico.

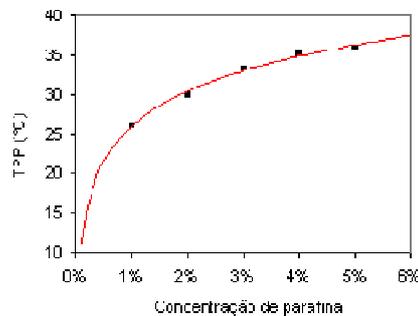


Figura 9. Temperatura de Precipitação de Parafina contra Concentração de Parafina no Óleo

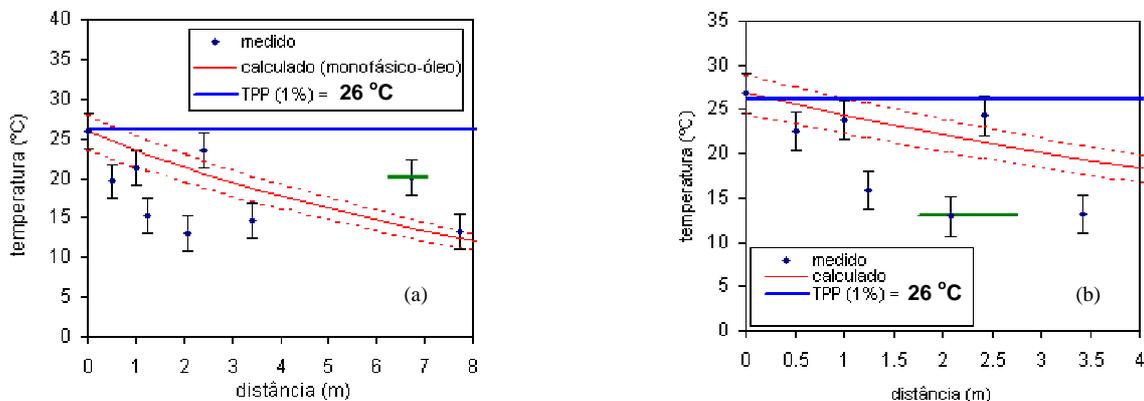


Figura 10. Resfriamento: (a) água + óleo(1%) ; (b) óleo(1%)

A Figura 9 mostra a correlação obtida para a TPP do óleo parafínico fabricado para os ensaios; consistentemente, a TPP aumenta com a concentração de parafina no óleo. A Figura 10 apresenta as medidas de temperaturas ao longo do duto resfriado pelo banho (o qual se manteve entre 0 °C e 4 °C); as linhas vermelhas representam uma faixa de estimativa para o óleo puro monofásico, para fins de comparação. Nota-se que temperaturas inferiores à TPP foram alcançadas. Nos casos testados, o padrão de fluxo foi estratificado ou estratificado com filme, dependendo da vazão de água injetada. Esta observação é importante para a interpretação dos resultados.

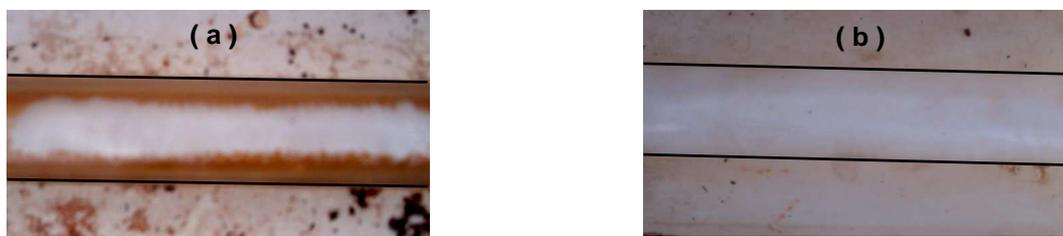


Figura 11. Depósitos de Parafinas: (a) água + óleo(1%) ; (b) óleo(1%)

As fotos na Figura 11 correspondem aos trechos do duto indicados pela linha verde na Figura 10, respectivamente. Observa-se que no caso (a), escoamento bifásico água-óleo parafínico, uma fina camada de depósito (branco, na foto) formou-se apenas na parte superior do duto, e o restante da periferia não apresentou incrustações; no caso (b), escoamento monofásico de óleo parafínico, toda a periferia está recoberta por parafina. A Figura 12 ilustra o modelo físico proposto com base neste resultado.

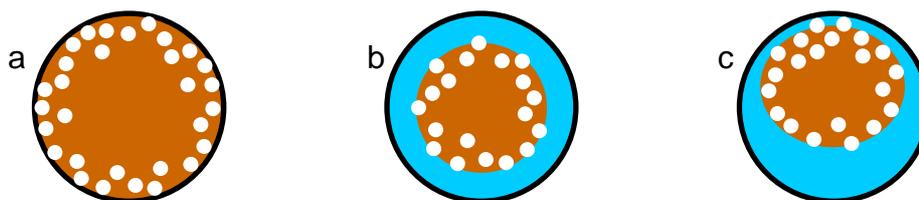


Figura 12. Concepção da Deposição das Partículas Sólidas: em meio monofásico – (a) óleo parafínico; em padrão bifásico água-óleo – (b) anular; (c) estratificado.

No caso do escoamento monofásico (Figura 12.a), os mecanismos discutidos na literatura apontam para uma difusão radial das partículas suspensas em direção às paredes, onde elas se depositam formando uma camada de incrustação em toda a periferia. Isso foi verificado nos testes (Figura 11.b). No caso do escoamento bifásico água-óleo, há indícios plausíveis, no presente trabalho, de que a fase água impediu a aproximação da parafina na parede (comparando-se as fotos da Figura 11). Admitindo-se esta conclusão, no padrão anular (Figura 12.b), o anel de água envolvendo o óleo completamente, evitaria o contacto da parafina por toda a periferia do duto, consequentemente, o depósito não se formaria (as partículas não poderiam se agarrar na parede, para formar as sementes para a aglutinação). Portanto, no padrão estratificado (Figura 12.c), a parte inferior da seção estaria protegida, porém, na parte superior há potencial para deposição, o que resultaria numa camada longitudinal, de largura delimitada, conforme ilustra a foto na Figura 11.a. Entretanto, acredita-se que este efeito é abrandado pelo filme de água que se forma, no padrão estratificado, na parte superior do duto, entre o óleo e a parede. Este filme ajudaria a arrastar as partículas, além de evitar o contacto delas com a parede. Mas, a eficácia do filme é limitada, não impedindo totalmente a formação de um pouco de depósito. De fato, a interface do filme (bem como do anel de água) apresenta ondulações que o tornam irregular ao longo do comprimento do duto, e variando no tempo. Ocasionalmente, o filme, por ser muito fino, pode apresentar descontinuidade. Este modelo proposto ajusta-se às observações do presente estudo.

Neste ensaio, a vazão de óleo vale $Q_o = 124$ L/h (aprox. 3 m³/d), e a vazão de água é $Q_w = 50$ L/h (aprox. $1,2$ m³/d) – $Q_w = 0,4 Q_o$, ou seja, a vazão de água corresponde a 30% da vazão total. Para referência, as velocidades superficiais do óleo e da água (Q/A) são, respectivamente, $v_{so} = 6,8$ cm/s e $v_{sw} = 2,7$ cm/s; os números de Froude ($v_s/\sqrt{(gd)}$) são $Fr_o = 0,136$ e $Fr_w = 0,054$, e os números de Reynolds ($\rho v_s d/\mu$) são $Re_o = 4$ a 15 (devido à variação da viscosidade com a temperatura durante o resfriamento) e $Re_w = 680$ – sendo estes adimensionais baseados na velocidade superficial.

A análise do gradiente de pressão (decorrente, neste caso, da tensão viscosa) fornece maior compreensão deste escoamento. A Figura 13.a mostra a evolução com o tempo da queda total de pressão no duto resfriado; os símbolos azuis representam o óleo parafínico, e o aumento da perda de carga deve-se à precipitação e deposição da parafina (o ensaio foi limitado a 45 min). Em condições reais de campo, acredita-se que o aumento da perda de carga seria

contínuo, até se atingir condições operacionais inviáveis para a produção do petróleo. Os símbolos rosas representam o escoamento bifásico água-óleo, explicitando o benefício da presença da água de duas formas. A primeira é a redução da magnitude da queda de pressão, devido ao efeito “lubrificante” discutido na Seção 2.3. Este efeito foi comprovado no escoamento sem resfriamento, nem precipitação de parafinas, cujo resultado é mostrado na Figura 13.b. A temperatura foi mantida acima da TPP, 26 °C, do óleo com 1% de parafina em solução; a média do escoamento esteve em torno de 49 °C, e a viscosidade média foi de 60 mPa.s (60 cP). A linha vermelha é o resultado do modelo teórico, enquanto os pontos azuis são os dados obtidos para a queda de pressão no escoamento monofásico de óleo. Os pontos rosa e laranja representam o escoamento bifásico com $Q_w = 20$ L/h e 50 L/h, respectivamente. Nota-se a redução na perda de carga com a injeção de água, para vazões de óleo de 124 L/h a 337 L/h (frequência da bomba na faixa de 3 Hz a 10 Hz). A segunda forma de atuação da água é reduzir a taxa de crescimento do gradiente de pressão, e, em alguns casos, estabilizá-lo, como ilustrado na Figura 13.a. Este resultado é compatível com o modelo apresentado, no qual a água impede a fixação da parafina nas paredes, logo, não ocorre o aumento contínuo de depósitos no duto, e as partículas sólidas constantemente formadas são transportadas para fora da tubulação, mantendo-se um regime permanente, ao contrário do escoamento monofásico.

A Figura 13.c mostra uma comparação entre a queda de pressão no escoamento monofásico e bifásico, aos 30 min do ensaio, para $Q_o = 124$ L/h (bomba a 3 Hz) e $Q_w = 50$ L/h. A água atenuou a perda de carga no escoamento do óleo parafínico resfriado, com precipitação de parafina, para as composições de parafina em solução testadas – de 0 a 2%. Concentrações mais altas não foram ensaiadas devido às limitações do aparato e sua instrumentação. Provavelmente, com base nas tendências observadas, concentrações maiores de parafinas produziram maiores taxas de aumento da perda de carga, e gradientes de pressão muito elevados.

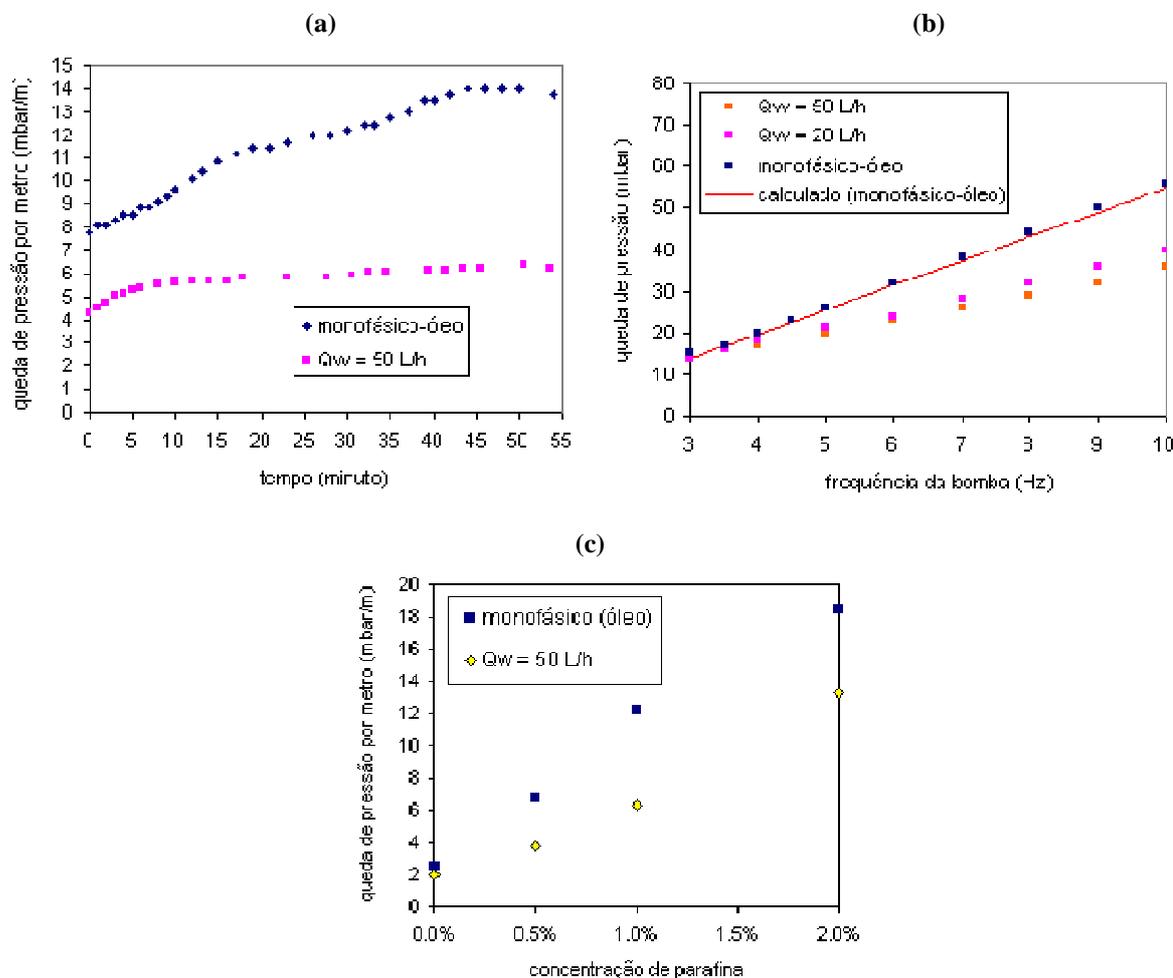


Figura 13. Análise da Queda de Pressão: (a) variação no tempo, com resfriamento; (b) variação com a vazão de óleo, sem resfriamento; (c) variação com a concentração de parafina, com resfriamento.

5. Conclusão

O escoamento de óleo parafínico (com parafina em solução) resfriado ao longo de um duto imerso em um meio isotérmico foi estudado no presente trabalho, comparando-o com o escoamento bifásico água-óleo. Neste estudo, ocorreu o padrão de fluxo estratificado com filme, observando-se o efeito benéfico da água injetada, reduzindo a perda de carga e diminuindo o crescimento do gradiente de pressão, na presença de parafina precipitada. A camada de depósito na parede do duto foi efetivamente reduzida. Estes resultados são muito encorajadores, e motivam pesquisas mais extensas, pela sua relevância nas operações de movimentação de óleo em linhas petrolíferas, especialmente na produção marítima.

Limitações laboratoriais não permitiram uma simulação em escala perfeita relativamente aos parâmetros de campo, entretanto, em caráter exploratório, esta pesquisa apresenta resultados preliminares válidos para uma visão qualitativa do fenômeno em questão. Embora existam diferenças entre o laboratório e o campo, há também pontos em comum, como as temperaturas e a fração de água. Apesar do comportamento global ser afetado pela escala em laboratório, os fenômenos locais são menos sensíveis, principalmente se considerando o aspecto físico. Portanto, os comportamentos observados no laboratório servem de guia qualitativo para especulações sobre o sistema de campo

Agradecimentos

Agradecimentos são devidos à Capes e ao programa de Ciências e Engenharia de Petróleo pela bolsa de estudos e oportunidade concedidas a um dos autores; ao Cepetro/Unicamp pelo apoio na execução do trabalho; ao Departamento de Engenharia de Petróleo da FEM/Unicamp pela utilização das instalações.

Referências

- Alves, I.N.; Alhanati, F.J.S.; Shoham, O.A., 1992, "Unified Model for Predicting Flowing Temperature Distribution in Wellbores and Pipelines", SPE Production Engineering, Paper # 20632, Richmond, Texas, November.
- Azevedo, L.F.A.; Teixeira, A.M., 2003, "A critical Review of the Modeling of Wax Deposition Mechanisms", Journal of Petroleum Science and Technology, n. 3 e 4, v. 21, p. 393-408.
- Bannwart, A.C.; Rodriguez, O.M.H.; Carvalho, C.H.M.; Wang, I. S.; Obrégon Vara, R. M., 2001, "Flow Patterns in Heavy Crude Oil-Water Flow", 23rd Energy Sources Technology Conference and Exposition, Houston, February.
- Brill, J.P., Beggs, H.D., 1984, "Two-phase Flow in Pipes", Ed. University of Tulsa, 3rd print, Oklahoma, February.
- Brown, T.S.; Niesen, V.G.; Erickson, D.D., 1993, "Measurement and Prediction of the Kinetics of Paraffin Deposition", 68th Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineer, Houston, October.
- Burger, E.D.; Perkins T.K.; Striegler, J.H., 1981, "Studies of Wax Deposition in the Trans Alaska Pipeline", Journal of Petroleum Technology, p. 1075-1086, June.
- Fox, R.W.; McDonald, A.T., 2001, Introdução à Mecânica dos Fluidos, Ed. LTC, Rio de Janeiro.
- Giordani, D.S., 1993, "Estudo do Equilíbrio de Fases Sólido-Líquido em Sistemas Modelo de Hidrocarbonetos de Alto Peso Molecular", Diss. de Mestrado, Engenharia Química, FEQ, Unicamp, Campinas, pp. 134.
- Holman, J.P., 1983, Heat Transfer, Ed. McGraw-Hill.
- Kreith, F., 2002, Princípios da Transmissão de Calor, Ed. Edgar Blucher, 3^a edição, São Paulo.
- Leiroz, A.T., Azevedo, L.F.A., 2003, "Paraffin Deposition in a Stagnant Fluid Layer Inside a Cavity Subjected to a Temperature Gradient", 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering – ENCIT 2004. Rio de Janeiro, November.
- Mendes, P.R.S.; Braga, S.L.; Ribeiro, F.S., 1997, "Obstruction of pipelines due to paraffin deposition during the flow of crude oils", International Journal of Heat and Mass Transfer, v.40, n 18, p. 4319-4328.
- Obregón Vara, R.M., 2001 "Hidrodinâmica do Escoamento Bifásico Óleo Pesado-Água em um Tubo Horizontal", Diss. de Mestrado, Ciências e Engenharia de Petróleo, or. Bannwart, A.C., DEP/FEM, Unicamp, Campinas.
- Oliveira, R.C., 2005, "Estudo Experimental do Escoamento Água-Óleo com Precipitação de Parafinas em Dutos Submarinos", Diss. de Mestrado, Ciências e Engenharia de Petróleo, or. Bordalo, S.N., DEP/FEM, Unicamp, Campinas.
- Santos, P.C.S., 1994, "Precipitação de Parafina em Misturas de Petróleo: Medidas Experimentais e Modelagem Termodinâmica", Diss. de Mestrado, Ciências e Engenharia de Petróleo, or. Mohamed, R.K, DEP/FEM, Unicamp, Campinas, 1994.
- Vanegas Prada, J.W., 1999, "Estudo Experimental do Escoamento Anular óleo-água (Core Flow) na Elevação de óleos Ultraviscosos", Diss. Mestrado, Ciências e Engenharia de Petróleo, or. Bannwart, A.C., DEP/FEM, Unicamp, Campinas.

Velasquez, M.I.R, 2005, “Avaliação do Mecanismo de Difusão Molecular para a Modelagem da Deposição de Parafina em Dutos de Petróleo”, Diss. de Mestrado, Engenharia Mecânica, or. Nieckele, A.O., co-or. Azevedo, L.F.A., DEM, PUC-Rio, Rio de Janeiro.

Experimental Study of Oil-Water Flow with Paraffin Precipitation in Submarine Pipelines.

Sérgio N. Bordalo

Dept. of Petroleum Engineering – FEM, UNICAMP; Cx.P. 6052 – Cepetro; 13083-970 Campinas, SP - Brazil
bordalo@dep.fem.unicamp.br

Rafael de Castro Oliveira

Dept. of Petroleum Engineering – FEM, UNICAMP; Cx.P. 6052 – Cepetro; 13083-970 Campinas, SP - Brazil
rafael@dep.fem.unicamp.br

Abstract

The deposition of paraffins in submarine pipelines poses a serious problem for the offshore petroleum production. Paraffins precipitate off oily solutions due to a temperature decrease according to the phase equilibrium conditions of the liquid-solid system. After some time, the continuous precipitation leads to deposits in the internal walls of the pipe, clogging the lines and promoting an increase in the head loss of the flow. Consequently, there is an increase in the pressure gradient required to maintain the flow, and the flow rate is reduced. A complete obstruction of the pipeline may occur. In the present work, this phenomenon was studied in a simulation of the subsea operational conditions, where the oil pipelines laying on the seabed are subjected to low temperatures, just a little above the freezing point of water. The pipeline behaves as a heat exchanger and the hot oil from the underground reservoir emerging from the well-head is effectively cooled down to the point where paraffin precipitation occurs somewhere along the line. An experimental apparatus was built for a 25.4 mm (1 in) diameter pipe-flow model with 13 m of length, submerged in a chilling bath of near frozen water. Streamwise pressure and temperature gradients were measured, in order to evaluate the differences in the behavior of paraffin deposition between one-phase oil flow and two-phase oil-water flow.

Keywords: 1. Paraffin Deposition, 2. Pressure Gradient in Pipelines, 3. Offshore Petroleum Production, 4. Two-phase Oil-Water Flow

DETERMINAÇÃO DA TENSÃO DE CISALHAMENTO MÍNIMA PARA ARRASTE DE PARTÍCULAS EM UM LEITO SEDIMENTADO

Bruno Venturini Loureiro

Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
brunovl@ucl.br

Renato do Nascimento Siqueira

Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
renatons@ucl.br

Resumo. A perfuração de poços em estágio horizontal para produção de óleo e gás apresenta a necessidade de um processo eficiente de limpeza de poço em função da sedimentação de partículas retiradas pelo processo de perfuração que se depositam na parte inferior do espaço anular entre a coluna de perfuração e a formação. A erosão de um leito sedimentado é um fenômeno físico relevante para a indústria de petróleo e gás visto que propicia uma abertura de poço mais eficiente.

O presente trabalho tem como objetivo estimar a tensão de cisalhamento mínima necessária para iniciar o processo de erosão de um leito sedimentado. Uma montagem experimental foi desenvolvida a partir de simplificações do problema para identificar o início do processo e medir a vazão do escoamento necessário. O experimento consiste em um duto retangular com razão de lados, $\lambda=h/b$, igual a 1/3 e comprimento $L^* = L/h = 75$. O Leito sedimentado para erosão está situado no experimento para $65 < L^* < 70$. A partir do valor de vazão e das condições de contorno do problema, uma discretização do problema foi realizada para possibilitar a solução computacional do problema através do método de volumes finitos e assim determinar a tensão de cisalhamento. O presente trabalho utilizou partículas com até 3,0 mm e modelou o leito sedimentado por meio de uma parede com rugosidade equivalente..

Palavras-chave: threshold shear stress, drag particles, cuttings bed, numerical simulation.

1. Introdução

O desenvolvimento de novas tecnologias de perfuração de poços proporcionou, ao longo dos anos, o aumento de produção de óleo e gás. Esse aumento ocorreu basicamente em função da utilização de técnicas de perfuração de poços inclinados e horizontais, que permitiram um maior contato do poço com o reservatório.

Os primeiros poços perfurados para produção de óleo e gás eram apenas verticais. Com a utilização das novas tecnologias de perfuração, os poços passaram a ter novos desafios, tais como a remoção eficiente de material sólido (cascalho) que se acumula na parte inferior do poço devido ao efeito gravitacional (sedimentação).

Embora o fluido de perfuração tenha hoje várias funções, uma das principais é ainda o carreamento dos cascalhos retirados pelo processo de perfuração (Caenn & Chillingar, 1996). O processo de retirada desse material sólido de dentro do poço tem grande importância para a indústria de perfuração, pois um procedimento de retirada de cascalhos ineficiente interfere na velocidade de perfuração do poço, aumentando o tempo e o custo para sua abertura. Assim, a indústria de perfuração busca a otimização da retirada de cascalhos do poço através de uma melhor capacidade de carreamento do fluido de perfuração utilizado visando à descoberta de óleo e gás mais rapidamente.

Para melhor entender a capacidade de carreamento do fluido de perfuração, deve-se compreender o escoamento sólido-líquido existente na região anular entre a parede do poço e a coluna de perfuração. Tal escoamento depende de algumas variáveis tais como: o fluido de perfuração utilizado, o tipo de material sólido carregado e sua geometria, a geometria do poço, a rotação da coluna, a vazão axial imposta e também a concentração de cascalhos. Desta forma, pode-se observar que a remoção de cascalhos de dentro do poço é um problema bifásico complexo.

Ao considerar que o processo de erosão de um leito de partículas sedimentadas ocorre em função do arraste promovido pelo escoamento no espaço anular sobre o leito, para o diâmetro das partículas em estudo, a tensão de cisalhamento sobre o leito torna-se uma importante variável para o processo de limpeza de poço. Nos modelos mecanicistas de remoção de partículas depositadas em leito sedimentado, tais como Silva e Martins (2002), demonstra-se a importância da tensão de cisalhamento no processo de limpeza do poço.

A tensão cisalhante mínima capaz de carrear os cascalhos sedimentados alimenta os modelos numéricos de previsão de limpeza de poços utilizados em sondas de perfuração, mas a determinação de um valor limite de tensão de

cisalhamento é difícil em uma montagem experimental com geometria anular. Assim, um modelo simplificado do problema físico foi proposto para estimar a tensão de cisalhamento mínima necessária para iniciar o processo de erosão.

O cascalho é modelado por um leito de areia calibrada e o experimento é realizado em um duto com seção retangular com um comprimento de 6 m.

2. Modelo teórico

O problema investigado consiste em determinar a tensão de cisalhamento sobre o leito de partículas que está situado em um determinado trecho do experimento. Para isso é necessário obter o campo de velocidade a partir das condições de contorno impostas pelo problema físico real. As equações de governo do problema são as equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e a equação de transporte de tensão de Reynolds. Para esse trabalho foi feita a hipótese de parede lisa na região de cascalho, visto que as partículas não estavam aparentes ao escoamento.

Os parâmetros adimensionais relevantes para o problema físico são: o número de Reynolds, a razão de aspecto da seção transversal e o comprimento adimensional do duto retangular. Os parâmetros mencionados são propostos nas equações a seguir.

$$Re = \frac{\rho V D_h}{\mu} \quad (1)$$

$$\lambda^* = \frac{h}{b} \quad (2)$$

$$L^* = \frac{x}{h} \quad (3)$$

Onde Re é o número de Reynolds, ρ é a massa específica do fluido, V é a velocidade média do escoamento, μ é a viscosidade do fluido, D_h é o diâmetro hidráulico, calculado por $2(b+h)$, sendo b a largura do duto e h a altura. A variável λ é a razão de aspecto da seção transversal e L^* é o comprimento adimensional do duto retangular.

O cálculo da tensão de cisalhamento sobre o leito sedimentado foi realizado através da equação de tensão de Reynolds para a direção x - y , Eq. (4), uma vez que os outros componentes de tensão apresentam pouca influência sobre o arraste das partículas presentes no leito sedimentado e podem ser considerados desprezíveis.

$$\tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'} \quad (4)$$

As condições de contorno foram estabelecidas de modo que houvesse compatibilidade entre o fenômeno físico e a modelagem numérica. Assim, as condições de contorno podem ser resumidas a partir das seguintes hipóteses: (i) a lei de não deslizamento é aplicada às paredes do duto retangular; (ii) a entrada apresenta perfil uniforme de velocidade; (iii) A saída apresenta um escoamento completamente desenvolvido.

3. Método

Para estudar a erosão de um leito sedimentado em um poço horizontal, com geometria anular, uma montagem experimental complexa precisaria ser montada para representar fielmente o escoamento existente e identificar o processo de erosão. Uma alternativa simplificada para o problema foi proposta para facilitar a montagem experimental e a obtenção das variáveis relevantes ao fenômeno físico. A alternativa apresentada nessa metodologia é uma melhoria da montagem proposta por Niño et al. (2003) que identificou a tensão de cisalhamento necessária para carreamento de partículas de até 0,5 mm.

Ao considerar que a força de arraste sobre as partículas sedimentadas é a única força relevante para as dimensões das partículas consideradas, e que a mesma poderá suspendê-las do leito sedimentado, um escoamento mais controlado que o escoamento em um espaço anular com rotação do cilindro interno se faz necessário. Esse escoamento mais simplificado será produzido em um duto retangular com comprimento suficiente para desenvolvimento do escoamento.

A seguir são citados alguns detalhes da montagem experimental e do método numérico utilizado para identificar a tensão de cisalhamento média necessária para iniciar o processo de erosão do leito.

3.1. Montagem experimental

Como o objetivo principal é obter a tensão de cisalhamento necessária para iniciar o processo de erosão do leito sedimentado, pode-se utilizar um duto no formato retangular e em circuito fechado, para simplificar o problema, de acordo com o desenho esquemático da montagem experimental da Fig. 1. Essa figura ilustra os principais equipamentos utilizados na montagem experimental.

Deseja-se promover nesse duto (A), construído em acrílico, um escoamento induzido por gradiente de pressão através de duas bombas centrífugas (B), em paralelo, de alta vazão da ABS PUMPS. O duto de acrílico possui uma seção transversal com 240,0 mm de largura e 80,0 de altura propiciando uma razão de dimensões igual a $\lambda = 1/3$. O comprimento do duto é de 6,0 m propiciando um comprimento adimensional igual a $L^* = 75$, sendo que a construção foi realizada a partir da montagem de três seções de 2,0 m. A montante do duto de acrílico foi montada uma câmara plena para reduzir a turbulência do escoamento. A Câmara foi construída também em acrílico e possui um defletor, montado simetricamente na câmara e a uma distância de 70 mm da entrada da mesma, para impedir o direcionamento do jato que procede da tubulação de recalque para dentro da tubulação retangular em estudo. A câmara a montante apresenta as dimensões internas iguais a 375 mm para comprimento, largura e altura.

Uma caixa de cascalho foi montada sob o duto retangular a partir de 4,8 m da entrada do duto retangular. A caixa apresenta a mesma largura do duto retangular, um comprimento de 480 mm e uma profundidade de 40 mm. Assim, a caixa de cascalho está montada em $60 < x^* < 66$. Na caixa de cascalho é possível colocar as partículas para formação do leito sedimentado através da escotilha construída acima da caixa.

A preparação do leito sedimentado sob o duto retangular foi feita de tal modo que o leito apresentasse a forma mais plana possível de modo que ondulações e variações da altura de leito não ocorressem. As partículas foram dispostas na caixa de cascalho tal que a rugosidade do leito estivesse para dentro do leito, isto é, as partículas não estavam aparentes ao escoamento. Essa situação é mais crítica que um caso em que a disposição das partículas possibilite uma rugosidade para dentro do escoamento tornando as partículas aparentes ao escoamento.

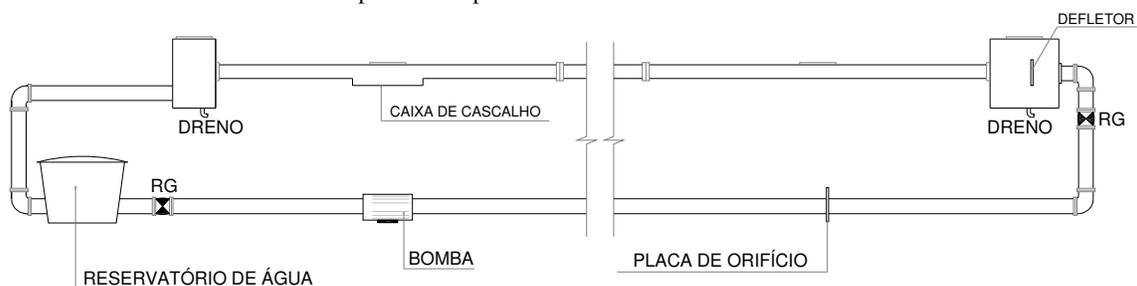


Figura 1. Desenho esquemático da montagem experimental.

A vazão do experimento foi imposta pelas duas bombas centrífugas controladas através de dois inversores de frequência CFW09-0024T2223PSZ-WEG (C). A vazão estabelecida no experimento foi obtida através de uma placa de orifício (D). As medições das pressões diferenciais na placa de orifício foram realizadas através de um manômetro em U. A identificação da erosão do leito de partículas colocado no duto foi dada através da aquisição de imagens por meio de uma câmera CCD analógica, monocromática e do tipo “progressive scan” (G). A câmera CCD foi acoplada a uma placa de aquisição de imagens National Instruments PCI-1409, instalada em um computador de alta performance (H) e governada pelo software LABVIEW. A Fig. 2 ilustra parte da montagem experimental do laboratório possibilitando uma visão geral do experimento realizado.



Figura 2. Montagem experimental real. (a) Vista parcial seção de teste; (b) Vista da região de entrada e medidor de vazão.

O fluido utilizado no desenvolvimento do projeto foi newtoniano para simplificar o problema. A Fig. 3 mostra o leito sedimentado produzido na caixa de cascalho que foi montada sob o duto retangular. Água de torneira foi utilizada com fluido newtoniano. Em uma segunda etapa do projeto serão utilizados fluidos não newtonianos com características reológicas similares às lamas de perfuração comumente utilizadas nos processos de perfuração.

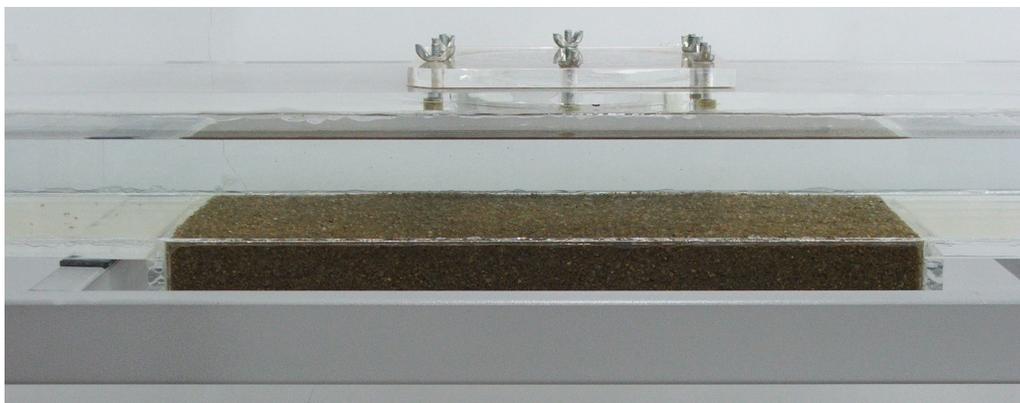


Figura 3. Leito de partículas sedimentado.

O leito de partículas sedimentadas foi produzido por partículas de areia com granulometria controlada. Os testes foram realizados para duas granulometrias diferentes. O Experimento I foi realizado para uma granulometria controlada tal que $D_{50} = 3,2 \pm 0,8$ mm e circularidade $C = 0,88 \pm 0,19$. O Experimento II foi realizado para uma granulometria tal que $D_{50} = 2,2 \pm 0,4$ mm e circularidade $C = 0,93 \pm 0,05$. A variável D_{50} representa o diâmetro médio da amostra estudada enquanto que a circularidade C representa numericamente a forma das partículas, isto é: $C = 1$ indica que as partículas são esféricas e $C = 0$ indica que as partículas são planificadas.

3.2 Procedimento experimental

A determinação da tensão de cisalhamento foi realizada de forma híbrida, pois parte do problema foi obtido experimentalmente e numericamente. A montagem experimental possibilitou a identificação da vazão mínima necessária para iniciar o processo de erosão. Com a vazão conhecida, o escoamento no duto retangular foi simulado numericamente de modo que uma estimativa da tensão de cisalhamento sobre o leito sedimento foi obtida.

A vazão mínima necessária para iniciar o processo de erosão foi obtida a partir do incremento de frequência nas bombas centrífugas através de uma função de degrau. A cada novo patamar de rotação das bombas, a vazão era calculada a partir da pressão diferencial propiciada pela perda de carga localizada na placa de orifício construída conforme a norma ISO 5167. Uma inspeção visual era realizada a cada patamar de vazão para verificar se o processo de erosão do leito iniciava. O critério de identificação da vazão mínima para iniciar o processo foi o arraste continuado de partículas para fora do leito sedimentado. A simples retirada de uma partícula ou outra para fora do leito de forma intermitente não foi considerado como início do processo, visto que tais partículas poderiam estar dispostas sobre o leito de forma diferenciada da média e desse modo poderia ter mais facilidade de remoção.

3.3. Simulação numérica

A partir da identificação da vazão mínima necessária para a erosão das primeiras partículas de forma continuada, pôde-se simular numericamente o escoamento existente no duto retangular e estimar a tensão de cisalhamento na parede rugosa inferior, onde se encontra o leito de partículas sedimentadas.

A simulação numérica do escoamento foi realizada através do pacote comercial FLUENT 6.2 e rodada em máquina dedicada. Inicialmente, as simulações foram realizadas para uma geometria bidimensional e tridimensional. A simulação bidimensional foi realizada para ajudar no projeto de localização do leito sedimentado da montagem experimental e utilizou uma malha com 50×1500 nós nas direções x e y , respectivamente. Na direção- y a malha foi construída de forma não uniforme com refinamento nas proximidades das paredes. O expoente utilizado para geração da malha não uniforme foi igual a 1,05. As simulações para geometria 3-D foram necessárias uma vez que a razão de aspecto da seção transversal do duto favoreceu o aparecimento de escoamento secundário. Os resultados para diferentes malhas foram obtidos e comparados para verificar a melhor forma de obter a solução do problema com o menor custo computacional. A geometria tridimensional foi construída com uma malha de $9,6 \times 10^5$ células, distribuídas da seguinte forma: direção x : 600 nós; direção y : 32 nós; e direção z : 50 nós. A utilização dessa malha foi definida a partir do limite de memória computacional existente nas máquinas do laboratório para execução do programa. A malha utilizada para discretização do problema foi estruturada e não uniforme na direção- y . O refinamento da malha se deu nas proximidades das paredes utilizando expoente igual a 1,05. O modelo turbulento utilizado, Reynolds Stress, que será mencionado a seguir, demanda memória computacional bastante superior a outros modelos mais simples como, por exemplo, o $k-\epsilon$.

As equações de conservação para o escoamento proposto foram resolvidas através do método numérico de volumes finitos, conforme Patankar (1980). As condições de não deslizamento foram ajustadas às paredes da geometria do duto.

Na entrada do duto, a condição de contorno foi de perfil uniforme de velocidade. Na saída, a condição de contorno ajustada foi de escoamento completamente desenvolvido.

O escoamento no duto retangular, para as vazões obtidas, foi sempre turbulento. O modelo Reynolds Stress de turbulência foi utilizado na solução computacional em função da anisotropia promovida. O acoplamento pressão-velocidade foi realizado através do método SIMPLE e a discretização das equações de quantidade de movimento e de turbulência foram realizadas através do método First Order Upwind.

4. Resultados e discussão

4.1. Vazão mínima

A primeira informação importante para determinação da tensão de cisalhamento mínima para iniciar o processo de erosão do leito sedimentado presente sob o duto retangular foi a vazão imposta na montagem experimental que propiciasse tal fato. Conforme já mencionado anteriormente, o critério para determinação da vazão mínima necessária para iniciar o processo de erosão foi o arraste contínuo de partículas. O leito sedimentado foi preparado de tal modo que a rugosidade do leito fosse interna dispondo assim as partículas de modo não aparente ao escoamento. Com base nesse critério, as vazões calculadas a partir das medições de perda de carga localizada na placa de orifício, ΔP_o , para cada granulometria de partículas, são apresentadas na Tab. 1, assim como o número de Reynolds.

Tabela 1. Vazões mínimas para início do processo de erosão de leito.

Experimento	D_{50} , mm	ΔP_o , kPa	Vazão, Ls^{-1}	Re
I	$3,2 \pm 0,8$	22,23	12,03	4×10^3
II	$2,2 \pm 0,4$	12,35	8,99	3×10^3

A partir da Tab. 1 pode-se perceber que a vazão necessária para o Experimento I, que possui partículas com $D_{50(I)} = 1,47 \times D_{50(II)}$, é cerca de 34% maior que a vazão imposta no Experimento II. Como já foi mencionado anteriormente, a tensão de cisalhamento é a única variável responsável pelo arraste de partículas. Assim, quanto maior o diâmetro das partículas presentes no leito, maior será a vazão e conseqüentemente maior será a tensão de cisalhamento necessária para iniciar o processo de erosão.

4.2. Escoamento no duto

Ao resolver o problema físico de forma simplificada, através de uma geometria bidimensional, constatou-se que o perfil de velocidade tornava-se completamente desenvolvido para $x^* = 45$ ao considerar um número de Reynolds igual a 2100, conforme pode ser observado na Fig. 4 que apresenta a derivada da velocidade longitudinal em relação à coordenada x . Dessa forma, a localização da caixa de cascalhos entre $60 < x^* < 66$ permite, preliminarmente, que o escoamento esteja completamente desenvolvido ao encontrar o leito sedimentado no regime turbulento. A transição de escoamento laminar para turbulento num duto retangular com $\lambda = 1/3$ ocorre aproximadamente em $Re_c = 2360$, embora para $\lambda = 0$, $Re_c = 3100$, conforme Rohsenow et al (1998).

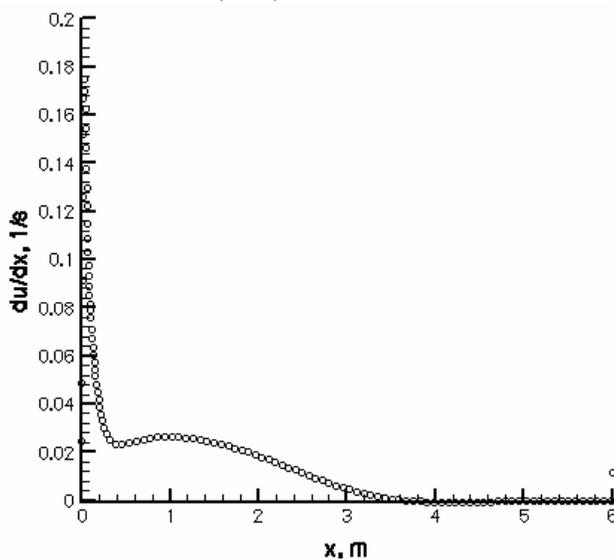


Figura 4. Variação de velocidade axial, du/dx , para o centro do duto retangular ao longo da coordenada longitudinal. $Re = 2,1 \times 10^3$.

Ao resolver o problema físico através de uma geometria tridimensional, não há garantia do desenvolvimento do perfil de velocidade para o comprimento estabelecido no experimento em função da anisotropia da turbulência. Dessa forma, uma análise do desenvolvimento do escoamento tridimensional foi feita em três pontos para validar a condição de contorno de saída definida preliminarmente como escoamento completamente desenvolvido. O número de Reynolds utilizado para essa análise foi igual à $Re = 4 \times 10^5$, conforme os dados estabelecidos pelo Experimento I.

Os pontos escolhidos para fazer a verificação do desenvolvimento do perfil de velocidade para a geometria 3-D foram: (a) $\mathbf{A}(y,z) = (0.04,0.12)$; (b) $\mathbf{B}(y,z) = (0.02,0.025)$; e $\mathbf{C}(y,z)=(0,04,0.025)$. Esses pontos são ilustrados na Fig. 5. A justificativa para escolha desses pontos é que essas posições são características para o campo de velocidade do experimento turbulento. Na Fig. 5, a linha tracejada representa a simetria do duto e a linha cheia representa as paredes do duto.

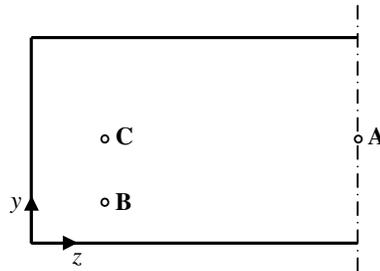


Figura 5. Posição dos pontos **A**, **B**, **C** na seção transversal do duto retangular.

A Fig. 6 ilustra a derivada de velocidade longitudinal, du/dx , em função da coordenada longitudinal x . Pode-se observar que o perfil de velocidade não se desenvolve para o comprimento total do experimento para os pontos **B** e **C**, visto que os mesmos se encontram próximos à parede do duto retangular e dentro do escoamento secundário estabelecido pelo escoamento turbulento. Dessa forma, a hipótese de escoamento completamente desenvolvido como condição de contorno na saída não é verdadeira, mas é uma boa aproximação para o escoamento imposto visto que a saída não é conhecida.

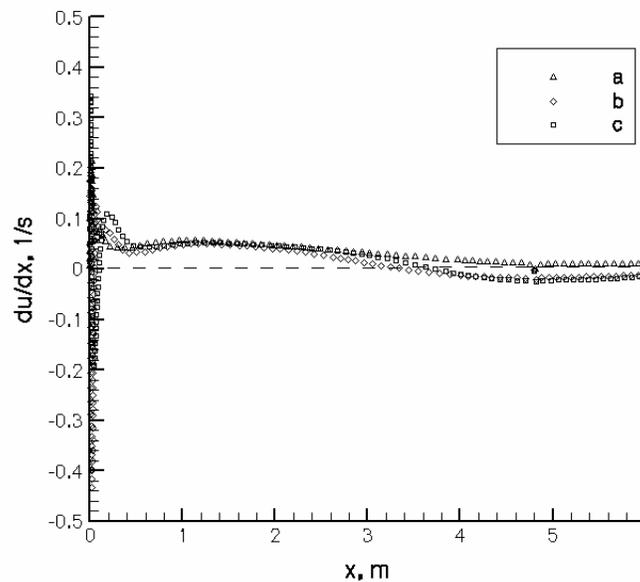


Figura 6. Perfil variação de velocidade axial, du/dx , para os pontos **A**, **B** e **C** ao longo da coordenada longitudinal. $Re = 4 \times 10^5$.

A influência do escoamento turbulento sobre a estrutura do escoamento no duto retangular é apresentada na Fig. 6. A estrutura de escoamento apresentada na figura é diferente da estrutura obtida para a mesma geometria com escoamento laminar. Tal fato é justificado pela anisotropia da turbulência, conforme já mencionado anteriormente, que propicia a formação de escoamento secundário, como pode ser verificado na Fig.7. Essa alteração no escoamento é ilustrada também em Maeda et al. (2005) através de resultados experimentais para $\lambda = 1/2$.

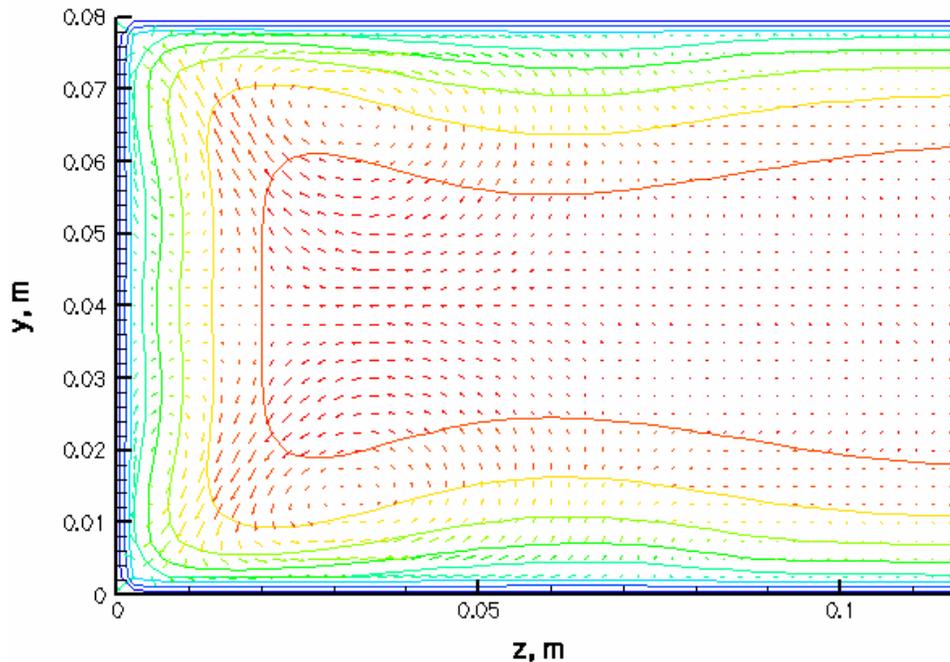


Figura 7. Campo de velocidade, v_y e v_z , da seção transversal em $x^* = 60$. O contorno representa as linhas de isovelocidade axial. $Re = 4 \times 10^5$.

4.3. Tensão de cisalhamento

A presença de escoamento secundário no campo de velocidade acarreta uma variação da tensão de cisalhamento sobre a parede inferior do duto retangular ao longo da coordenada z . Essa variação da tensão de cisalhamento pode ser observada na Fig. 8 para os resultados dos dois experimentos executados.

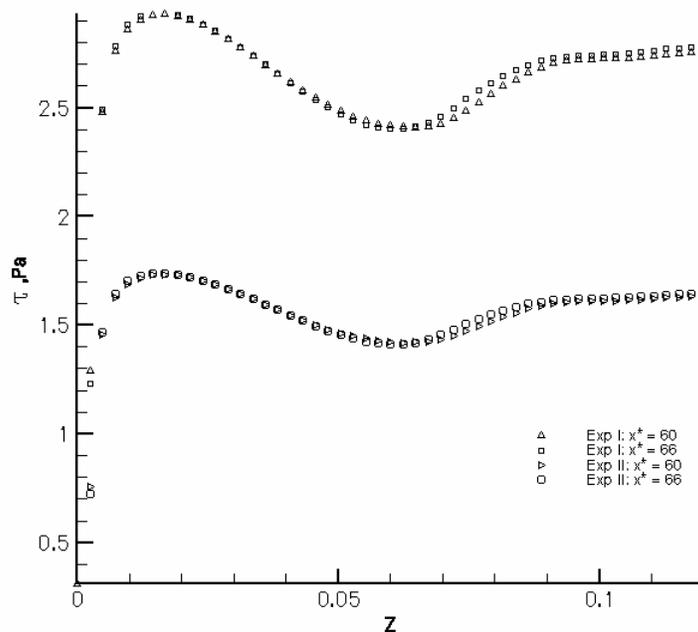


Figura 8. Tensão de cisalhamento ao longo da coordenada z para duas coordenadas longitudinais.

A variação de tensão de cisalhamento é mais intensa nas proximidades da parede do que na região de simetria, conforme pode ser observado na Fig. 8, em função da presença do escoamento secundário. O sentido de rotação do vórtice presente no escoamento atua sobre o campo de velocidade de forma que a tensão de cisalhamento provocada pelo escoamento é superior a média na região em que o vórtice é incidente sobre a parede e inferior a média na região

em que o vórtice sai da parede. Como também pode ser observado na Fig. 8, quanto maior o número de Reynolds do escoamento, maior será a variação de tensão. Esse fenômeno pode ser justificado em função do aumento de rotação do vórtice.

A tensão de cisalhamento obtida para cada experimento é dependente do diâmetro médio das partículas sedimentadas no leito presente no duto retangular. Assim, o Experimento I, configurado com um leito de partículas de dimensão superior ao Experimento II, necessitou de uma tensão de cisalhamento maior que a observada no experimento II, conforme pode ser observado na Fig. 8.

Durante a realização dos experimentos, observou-se que a erosão do leito ocorreu preferencialmente na região central do duto retangular e não na região onde se obteve uma maior intensidade de tensão de cisalhamento. Dessa forma, a estimativa de tensão de cisalhamento necessária para iniciar o processo de erosão do leito sedimentado foi calculada como a média da tensão da região central do duto para as coordenadas $x^* = 60$ e $x^* = 66$. A Tab. 2 apresenta os valores de tensão de cisalhamento para cada experimento realizado e o desvio padrão associado aos resultados numéricos da região central que foram utilizados para o cálculo da tensão de cisalhamento.

Tabela 2. Vazões mínimas para início do processo de erosão de leito.

Experimento	D_{50} , mm	Vazão, Ls^{-1}	τ , Pa
I	$3,2 \pm 0,8$	12,03	$2,75 \pm 0,01$
II	$2,2 \pm 0,4$	8,99	$1,63 \pm 0,01$

5. Conclusão

A técnica utilizada para obter a tensão de cisalhamento mínima que inicia o processo de erosão do leito sedimentado mostrou ser satisfatória. A tensão de cisalhamento obtida nesse trabalho pode ser aplicada ao problema de erosão de um leito sedimentado em um poço horizontal, para as mesmas granulometrias estudadas, partindo da hipótese de que a força de cisalhamento sobre as partículas é a única responsável pelo carreamento das mesmas.

A partir dos resultados obtidos, pode-se afirmar que a tensão de cisalhamento mínima para iniciar o processo de erosão do leito é mais elevada quanto maior for o diâmetro das partículas presentes no leito. Tal afirmação é prevista nos modelos mecanicistas de análise de carreamento de partículas, conforme Silva & Martins (2002).

O escoamento imposto por gradiente de pressão no duto retangular não se apresentou completamente desenvolvido na saída do duto em função das dimensões escolhidas para a geometria, embora tal hipótese seja razoável para solução do problema, uma vez que o centro do duto apresentou du/dx muito próximo de zero.

Alguns ajustes na montagem experimental e na solução computacional precisam ser realizados para melhorar a qualidade dos resultados. Quanto à montagem experimental, um medidor de pitot será utilizado para medir a velocidade nas proximidades da parede e obter, indiretamente, a tensão de cisalhamento sobre a parede de tal modo que possibilite a comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais. Outro ponto importante será a instalação de um manômetro diferencial de pressão digital com saída analógica que possibilitará a medição de vazão de forma mais exata. Quanto à solução numérica, um estudo mais apurado da influência da malha sobre a solução deverá ser realizado e os resultados comparados com os obtidos experimentalmente.

6. Agradecimento

Os autores desse trabalho agradecem a FAPES pelo apoio científico através do processo número 30899702/2005, a PETROBRAS S.A. e a ABS Pumps do Brasil.

7. Referências

- Caenn, R. & Chilingar, G.V., 1996, "Drilling Fluids: State of the art". Journal of Petroleum Science and Engineering, vol. 14, pp. 221-230.
- Maeda, N., Hirota, M. & Fujita, H., 2005, "Turbulent flow in a rectangular duct with a smooth-to-rough step change in surface roughness", Energy, 30, pp. 129-148.
- Niño, Y., Lopez, F. & Garcia, M., 2003, "Threshold for particle entrainment into suspension", Sedymentology, vol. 50, pp. 247-263.
- Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat transfer and fluid flow", Hemisphere Publishing, US, 197p.
- Rohsenow, W.M., Hartnett, J.P. & Cho, Y.I., 1998, "Handbook of Heat Transfer", McGraw Hill, 3rd Ed.
- Silva, R.A. & Martins, A.L., 2002, "Ressuspensão de partículas não esféricas em dutos anulares horizontais", Anais do XXX Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados (ENEMP), São Carlos, Brasil.

DETERMINATION OF THRESHOLD SHEAR STRESS TO DRAG PARTICLES IN CUTTINGS BED

Bruno Venturini Loureiro
Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
brunovl@ucl.br

Renato Nascimento Siqueira
Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
renatons@ucl.br

Abstract.

Drilling of horizontal wells for oil and gas production needs an efficient cleaning process due to settling of particles removed during the drilling process, which settles on the inferior part of the annular space between the drilling column and the walls of the well. The erosion of the bed is an important physical phenomenon to petroleum and gas industry since it can improve the opening of the wells.

This work aims to estimate the threshold shear stress necessary to start the erosion process in a sediment bed. An experimental apparatus was built from simplifications of the problem in order to measure the flow rate and identify the beginning of the process. The experiment consists of a rectangular duct with aspect ratio ($\lambda = h/b$) of 1/3 and non-dimensional length ($L^* = L/h$) of 75. The sediment bed to be eroded was placed at $60 < x^* < 66$. Using the flow rate and the boundary conditions, a discretization of the problem was carried out to permit a computational solution using the finite volume method and hence, determine the shear stress. This work used particles with up to 3.0 mm and modeled the flow considering a bed with equivalent roughness.

Keywords: threshold shear stress, drag particles, cuttings bed, numerical simulation.

SEDIMENT PARTICLE ENTRAINMENT IN AN OBSTRUCTED ANNULAR

Bruno Venturini Loureiro

Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
brunovl@ucl.br

Renato do Nascimento Siqueira

Laboratório de Fenômenos de Transporte
UCL – Faculdade do Centro Leste
Av. Lourival Nunes, 181, Jardim Limoeiro, Serra – ES, 29164-050
renatons@ucl.br

***Abstract.** Flow in an annular region with internal cylinder rotation is a classic problem in fluid mechanics and has been widely studied. Besides its importance as a fundamental problem, flow in annular regions has several practical applications. This project was motivated by an application of this kind of flow to the drilling of oil and gas wells. In this work, an erosion apparatus was constructed in order to study the effect of the internal cylinder rotation on particle entrainment in an obstructed annular space and bed package as well. The study also analyzed the influence of height of the particles bed on the process performance. The experiment was designed so that the internal cylinder rotation could be measured by an encoder. The fluid temperature was measured by a thermocouple and the experiments were carried out at the temperature of 25°C. The study revealed that the particle entrainment for the height of the bed that is close to the center of the cylinders is negligible and the internal cylinder rotation provokes the movement and packing of the bed. For lower height of the bed, with same dimension of the annular gap, the particle entrainment process was satisfactory and the bed compactation was smaller than in the previous case, leading to a more efficient cleaning process in the annular space.*

Key words: Sediment particle, entrainment, obstructed annular.

1. Introduction

The technological advance during the last decades has contributed to the enhancement of drilling process. However, the inadequate cleaning of the wells can lead to several drilling problems like, increase in the torque of the drill pipe, mechanical pipe sticking and difficulties on casing/cementing and logging operations, causing a significant increase in the well cost (Azar and Sanchez, 1997).

Among the main parameters that can affect the hole cleaning, one can quote: the velocity of the fluid in the annular space; the flow regime; eccentricity and drillstring rotation; rate of penetration; well inclination angle; rheological properties of the drilling fluid; and size, shape and density of the sediment particles. From these parameters, the axial velocity of the fluid in the annular space is considered the most important but the other parameters play an important role on the cleaning process either by its own relevance to the process or by changing the main flow pattern.

Zamora and Jefferson (1995) have studied the hole cleaning and suspension in horizontal wells and stress the importance of well profile and annular geometry on the cleaning process. As pointed out by the authors, annular geometry variations affect annular velocity and shear rate, influencing the hole cleaning performance. Drillstring eccentricity also affects the velocity profile and can influence sediment particles bed formation. This fact forces the majority of fluid flow along the upper side of the wellbore (above the pipe), away from sediments that tends to settle on the low side, hindering an efficient transport.

As described above, the axial flow velocity is the main responsible for entrainment and transport of sediment particles. However, drillstring rotation can also contribute to the entrainment of particles into the fluid, which will be carried away by the axial flow. The understanding of the effects of drillstring rotation on flow pattern, like for instance the creation of Taylor vortices (Philip *et al.*, 1998), and sediment particles bed formation can contribute to the improvement of drilling process.

Following the works of Silva and Martins (2002) and Loureiro (2004), this work investigates the influence of the drillstring rotation on the development of the bed form and particles entrainment, which can assist the cuttings transport by the axial annular flow.

2. Experimental facility

The experimental facility, i.e. the annular flow erosion simulator, is shown in Fig. 1. It consists of a 2.0 m long annular tube with the outer diameter of the inner cylinder equal to 165 mm and the inner diameter of the outer cylinder equal to 314 mm. The lids on the top were used to introduce the sediment particles and water into the simulator and also to adjust the sediment particles bed level so that it become horizontal following the inclination angle that was set to zero. A motor connected to the inner cylinder by a system of belts and pulleys creates the momentum necessary to rotate the drillstring. An encoder attached to the inner cylinder measured its angular velocity, which could be controlled by changing the motor rotational speed. The fluid temperature was measured by a thermocouple and the experiments were carried out at the temperature of 25°C. The sediment particles bed profile was measured using an ultra-sound sensor which emits a signal that is reflected when it reaches the sediment particles bed. The reflected signal is captured by the sensor and the distance between the sensor and the bed is calculated using a calibration curve previously obtained. The ultra-sound sensor window used to measure the sediment particles profile was placed at the center of the section of the simulator so that the effects of the extremities of the tube did not interfere on the bed profile. In fact, extremity effects were only noticed very close to the extremities of the tube (no more than 0.2m from the extremity wall).

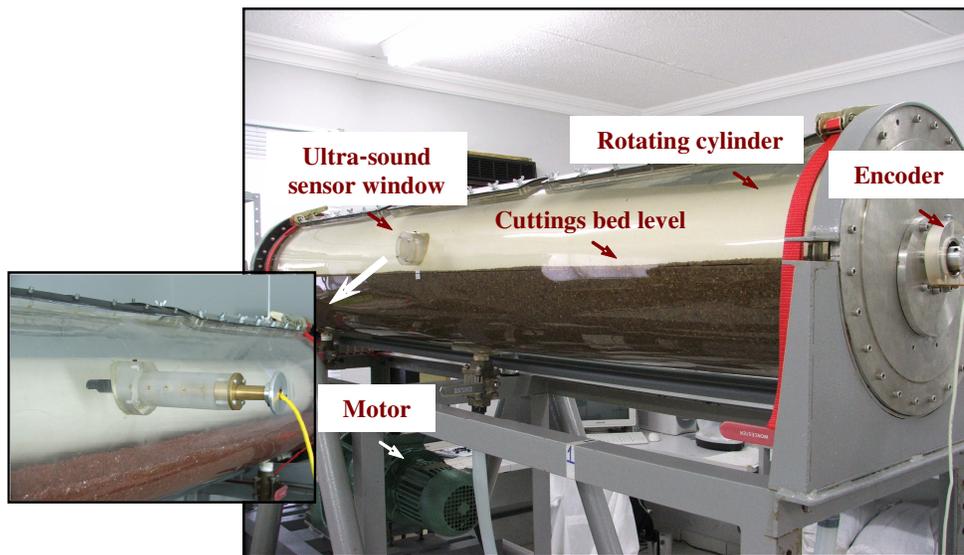


Figure 1. The annular flow erosion simulator.

3. Experimental procedure

At this stage, the size, shape and density of the sediment particles were kept constant. The mean diameter of the particles was $d_{50} = 3.2 \pm 0.8\text{mm}$, the circularity equal to 0.88 ± 0.19 and a specific weight of 24.4 kN/m^3 .

The initial packing of the sediment particles bed (ratio between the sediment weight and the volume that it occupies into the annular space), was 16.1 kN/m^3 . When compared to the specific weight of the sediment particles, it indicates that around 33% of the sediment bed is not filled with particles.

Three different cuttings bed levels were tested: $H/R = 0.47$; $H/R = 0.74$ and $H/R = 1.0$, where H is the bed level and R is the inner radius of the outer cylinder. $H/R = 0$ corresponds to no cuttings bed at all, while $H/R = 1.0$ represents half of the volume in the annular space filled with cuttings. The value $H/R = 0.47$ means that the cuttings bed level is tangent to the inner cylinder and $H/R = 0.74$ is an intermediate level.

The angular velocity of the inner cylinder was controlled by an encoder connected to the cylinder. Ten different velocities were tested varying from 4.0rad/s to 22.0rad/s . For each velocity the experiment was left to run for one hour after which the experiment was stopped and the sediment particles bed level was measured. The bed form obtained at one velocity was used as start condition for the next velocity.

For the experiments where the fluid could freely flow through the annular gap formed between the sediment bed and the inner cylinder the bed profile was measured using an epoxy filament that was placed over the sediment particles bed and let dry for 24 hours assuming the form of the bed profile. This profile was then passed to a paper and digitalized afterward. The second technique used to measure the bed profile was the ultra-sound sensor as previously explained. However, under the inner cylinder, measurements were not possible with the ultra-sound system and since for this region the bed form varied linearly with the distance from the cylinder, the angular distance from the center line to the point where the sediments starts touching the cylinder was measured and a straight line was drawn connecting

this point to the best fit line obtained for the measurements with the ultra-sound system. There were still some cases where it was not possible at all to measure the bed profile under the cylinder. In this case, the bed profile was visually estimated and the sediment particles bed profile is only qualitative and represented by a dashed line in the figures.

4. Results and discussion

The influence of drillstring rotation on cuttings bed profile was evaluated for three different bed levels. Figure 2 shows the results obtained for $H/R = 0.47$ (bed level tangent to the inner cylinder).

For angular velocities up to 14rad/s the bed form did not change considerably and therefore these results are not presented here. According to Fig. 2a, for the velocity of 16rad/s, the sediment particles bed profile starts to change its shape and the sediments initially placed below the cylinder were carried to the right, increasing the gap below the cylinder and forming a small heap of sediments adjacent to it.

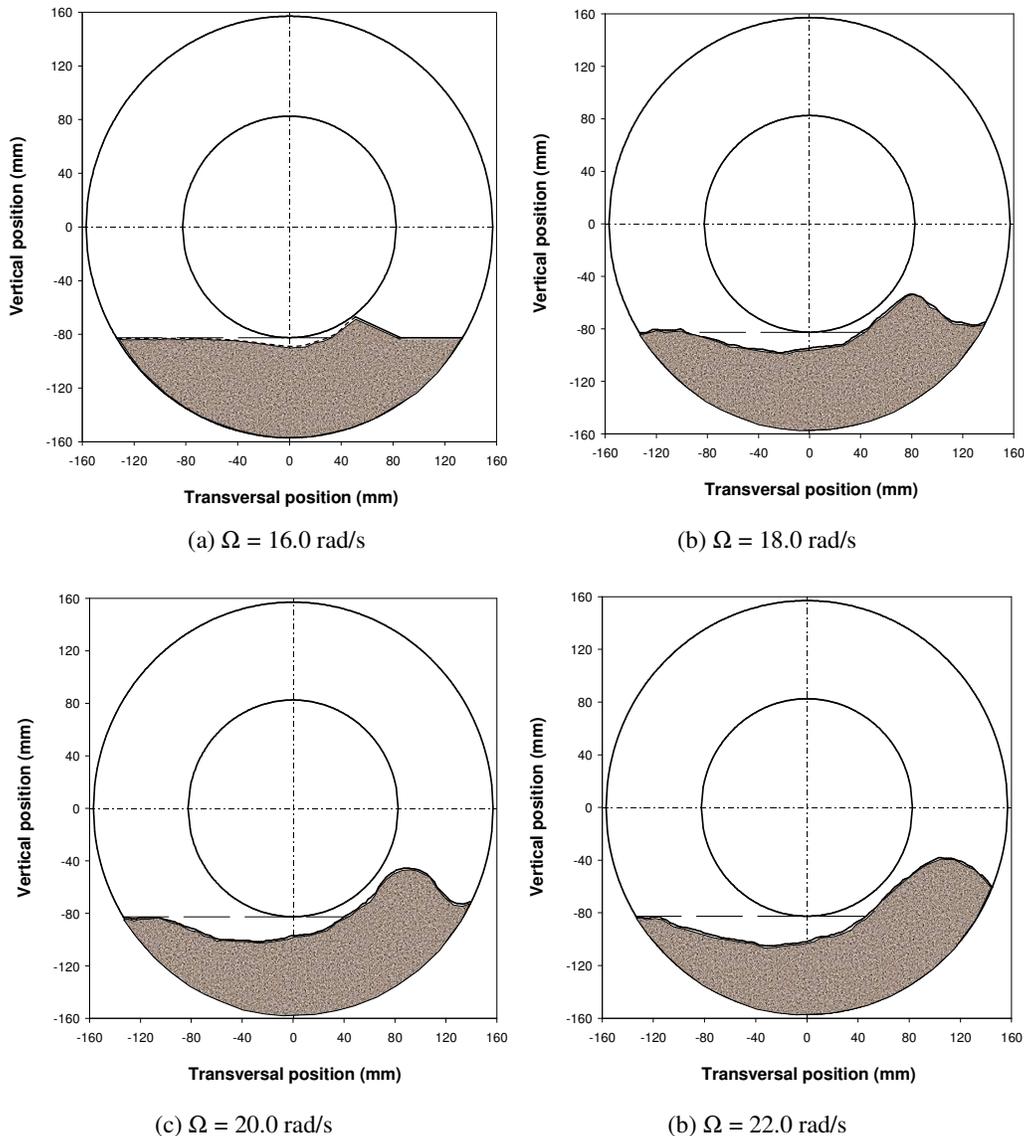


Figure 2. Influence of drillstring rotation on sediment particles bed evolution ($H/R = 0.47$).

When the drillstring rotation was increased to $\Omega = 18.0$ rad/s, it became possible to apply the epoxy technique and the sediment particles bed profile is shown in Fig. 2b. It is clear from this figure that a large amount of sediments was transported due to the drillstring rotation and deposited downstream of the annular space. However, the volume occupied by the sediments remains the same, indicating that the package of the sediment particles bed is the unchanged and the sediments were only displaced due to the velocity field created as a result of the rotation of the inner cylinder.

The movement of the sediment particles that was started by the drillstring rotation can aid the axial flow on the transport of the sediments, increasing the efficiency of the hole cleaning process. The change in the shape of the annular space can also interfere in the main velocity profile, affecting the cleaning performance as well. The sediment particles bed profile measured in this work can also be used as boundary condition to computational works in order to obtain the velocity field and acquire a better understanding of the process.

For an angular velocity $\Omega = 20.0$ rad/s (Fig. 2c) more sediment particles were transported and a larger area that was initially occupied by sediments is filled only by the fluid. As in the previous case the cuttings removed from this region was transported downstream in the annular space but without changing the package of the sediment particles bed. For the kind of sediments used in this work and this rotation, the bed profile is different from the previous one and the axial velocity of the drilling fluid will consequently suffer a different influence of the bed form.

When the drillstring rotation was increased to $\Omega = 20.0$ rad/s (Fig. 2d) a larger amount of cutting was transported but the effects it will have on the cleaning process needs to be investigated by modeling the flow in the annular space.

Figure 3 shows the results obtained for $H/R = 0.74$ (intermediate bed level). For velocities up to 10.0 rad/s no significant changes were noticed. When the velocity was increased to $\Omega = 12.0$ rad/s (Fig. 3a) a small gap was formed downstream of the cylinder and no changes were noticed upstream. It indicates that the packing rate of the sediment particles bed increased, because the same amount of cuttings occupies a smaller volume of the annular space. The increase in the packing rate can difficult the process increasing the torque necessary to drill the well.

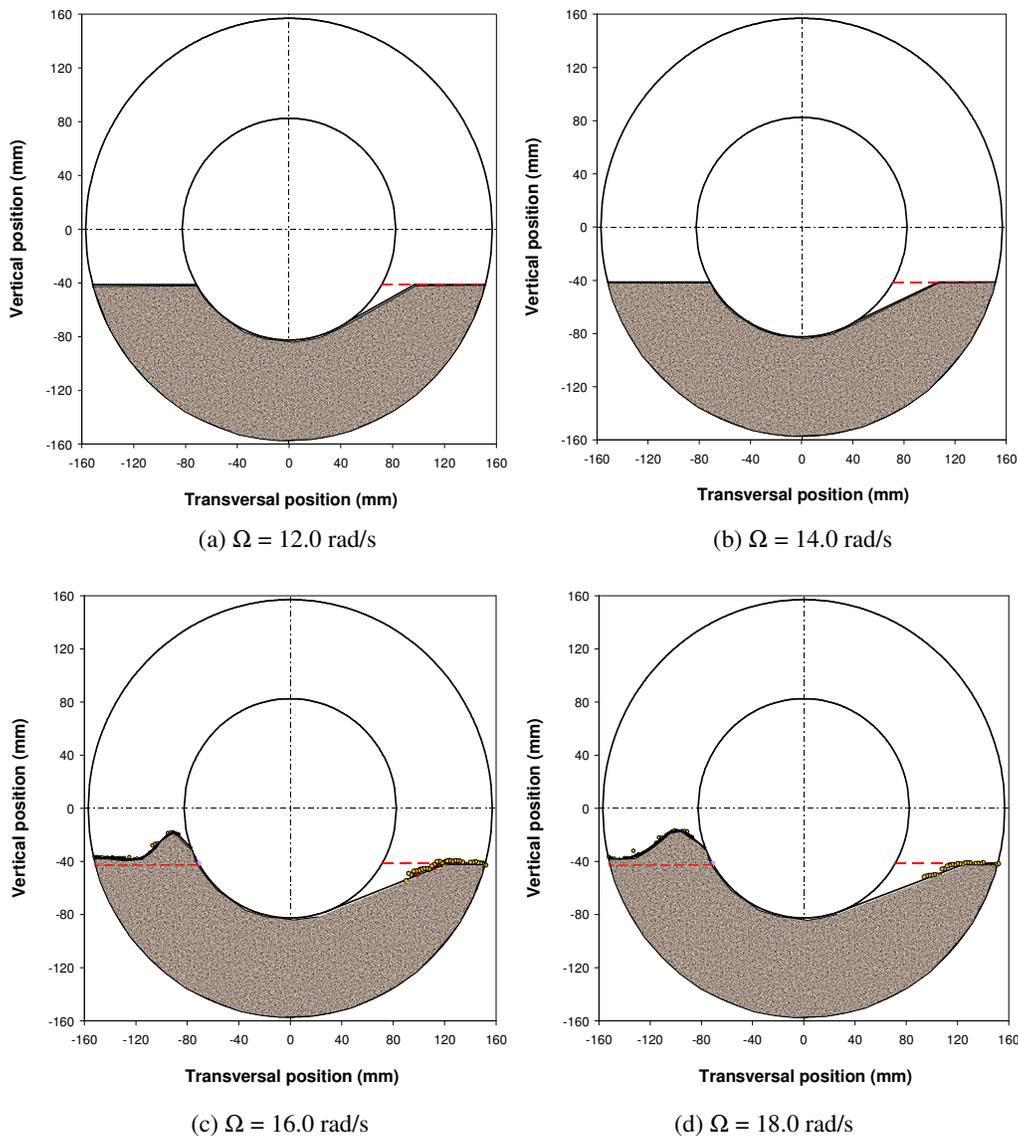


Figure 3. Influence of drillstring rotation on sediment particles bed evolution ($H/R = 0.74$).

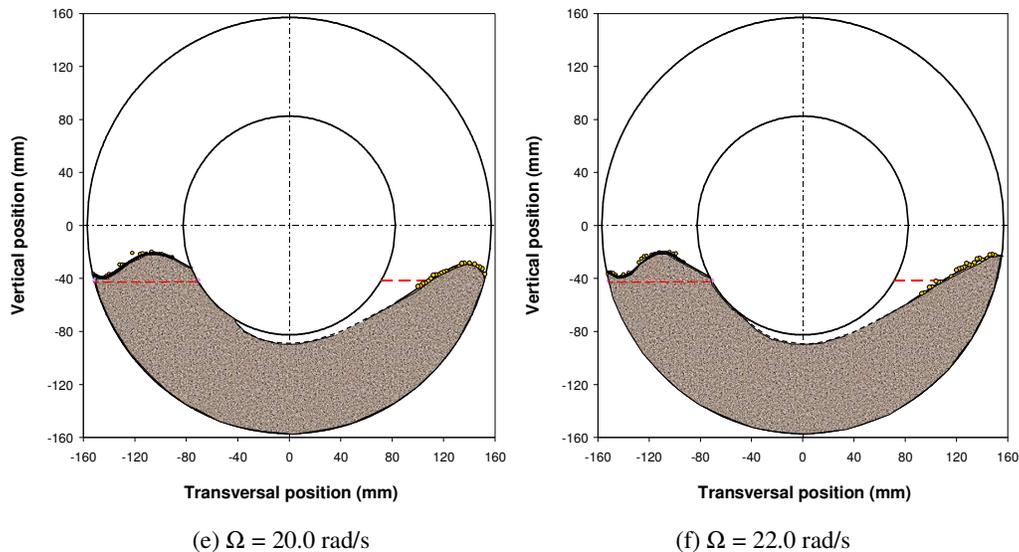


Figure 3 (cont.). Influence of drillstring rotation on sediment particles bed evolution ($H/R = 0.74$).

The velocity of 14.0 rad/s was not sufficient to move the cuttings on the left side of the annular space but it increased the package of the sediment particles bed. For larger velocities, Fig. 3(c-f), the sediment particles start to move under the cylinder and deposit downstream in the annular space. In this case ($H/R = 0.74$), contrary to the previous ($H/R = 0.47$), the cylinder rotated clockwise.

According to Fig. 3c, due to the pile of sediment particles formed adjacent to the cylinder following the rotation direction, it is possible to conclude that the particles were moved in a small gap formed under the inner cylinder. This gap has the dimension of the mean particle diameter and when the cylinder stops it is filled with sediment particles. Although not presented here, the flow visualization endorses this finding because the sediment particles were seen to move freely under the cylinder.

For $\Omega = 18.0$ rad/s, Fig. 3d shows that the sediment particles continues to be transported by the drillstring rotation and increase the size of the sediment particles pile downstream in the annular space. However, the decrease in the sediment particles volume upstream in the annular space is compensated by the increase in the sediment particles pile volume downstream, keeping the packing rate unchanged.

As the drillstring rotation increases even more (Fig. 3e and Fig. 3f), the sediment particles bed profile changes its form and increase the size of the gap under the inner cylinder, increasing the amount of particles transported by the drillstring rotation.

In the horizontal space between the inner and the outer cylinder the bed profile was measure using an ultra-sound system (the dots indicates the cuttings bed level measured by the sensor) but under the cylinder the gap was not sufficient to allow the measurement using the epoxy technique and the results shown are an approximation done by flow visualization and therefore are only qualitative.

For this bed level ($H/R = 0.74$), it can be concluded that for angular velocities up to 10.0 rad/s the drillstring rotation did not interfere on the sediment particles bed profile and all the transport has to be done by the axial velocity. For drillstring rotations of 12.0 rad/s and 14.0 rad/s a small increase in the packing rate of the sediment particles bed was noticed but the particles were not transported by the flow due to the inner cylinder rotation. And finally, for angular velocities above 16.0 rad/s the sediment particles start to be transported by the flow in the gap formed under the cylinder.

The results obtained for $H/R = 1.0$ (half of the volume in the annular space filled with sediment particles) are shown in Fig. 4 and Fig. 5. Figure 4 shows the results obtained for velocities between 4.0 rad/s and 10.0 rad/s and Fig. 5 shows the results for velocities between 10.0 rad/s and 20.0 rad/s. The angular velocity $\Omega = 22.0$ rad/s was not evaluated due to limitations of the equipment.

As observed for the velocities of 12.0 rad/s and 14.0 rad/s in the previous case ($H/R = 0.74$), for velocities between 4.0 rad/s and 10.0 rad/s (Fig. 4) the package of sediment particles bed increased with the increase in drillstring rotation. This fact is represented by the decrease in the sediment particles volume upstream in the annular space and no change in the sediment particles bed level downstream. The package increase due to drillstring rotation is shown in Tab. 1.

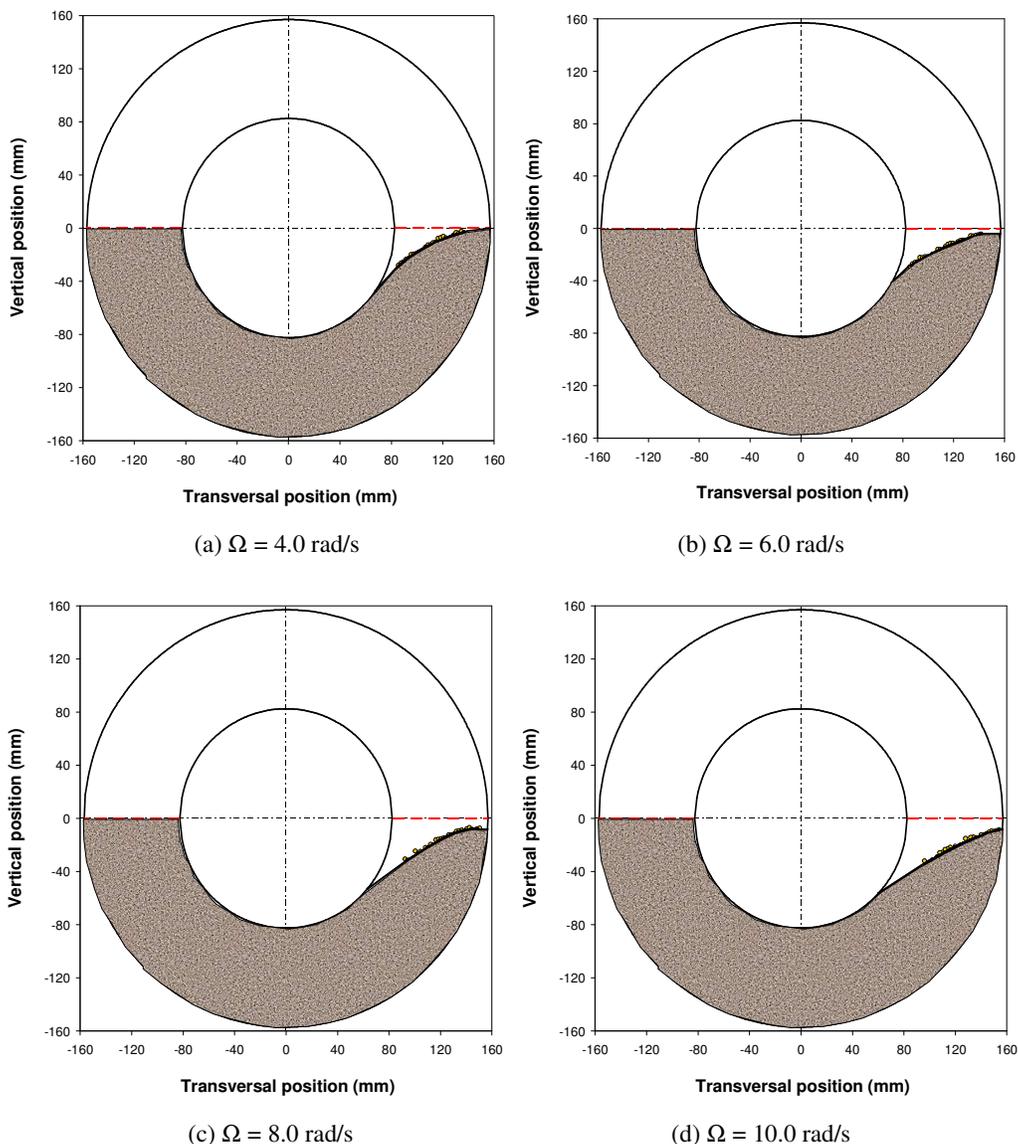
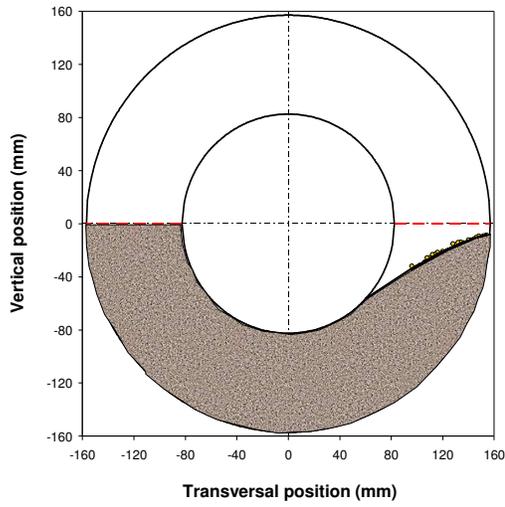


Figure 4. Influence of drillstring rotation on sediment particles bed evolution ($H/R = 1.0$).

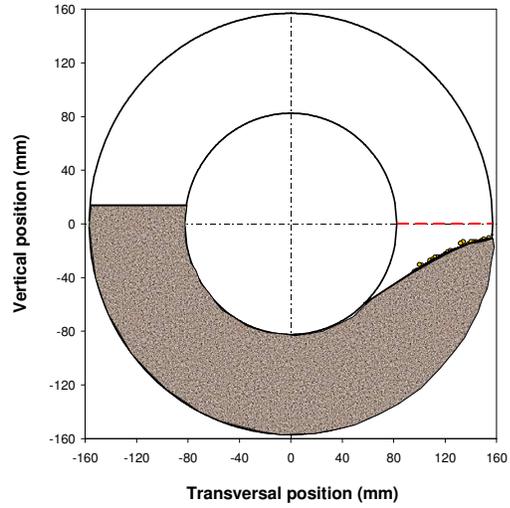
According to Tab. 1, as the drillstring rotation increases the inner cylinder tangential velocity increases which is obvious. But the tangential velocity of the inner cylinder caused by the drillstring rotation carried the cuttings that are in contact with it, forcing the cuttings against each other and decreasing the empty spaces in the sediment particles bed consequently increasing the compactness of the bed. A larger package increases the effort of the drillstring movement on the drilling process, making of it a harder task.

Table 1. Influence of drillstring rotation on compactness rate ($H/R = 1.0$).

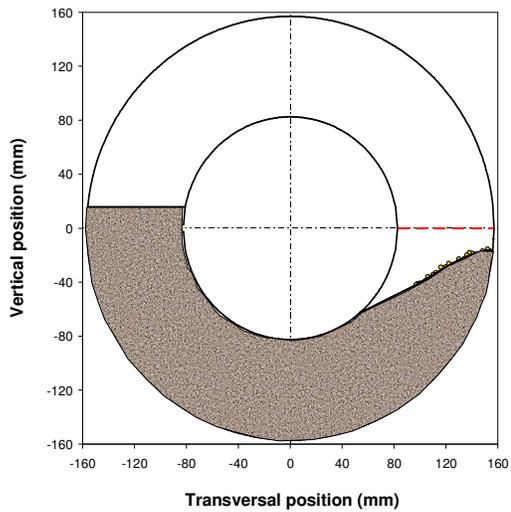
Drillstring angular velocity (rad/s)	Inner cylinder tangential velocity (m/s)	Packing rate (%)
4.0	0.33	3.12
6.0	0.50	3.87
8.0	0.66	5.67
10.0	0.83	6.77
12.0	0.99	3.48
14.0	1.16	5.04
16.0	1.32	4.07
18.0	1.49	3.84
20.0	1.65	2.48



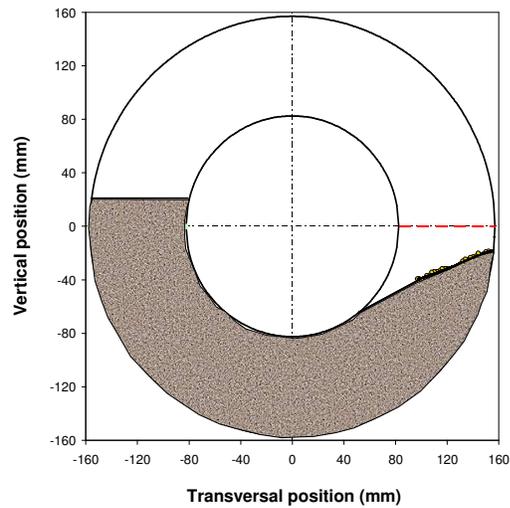
(a) $\Omega = 10.0$ rad/s



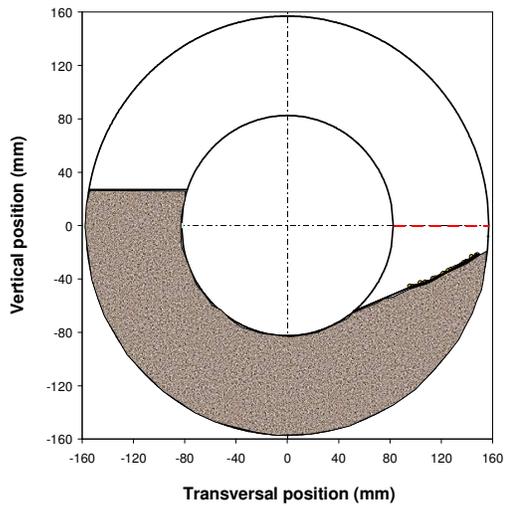
(b) $\Omega = 12.0$ rad/s



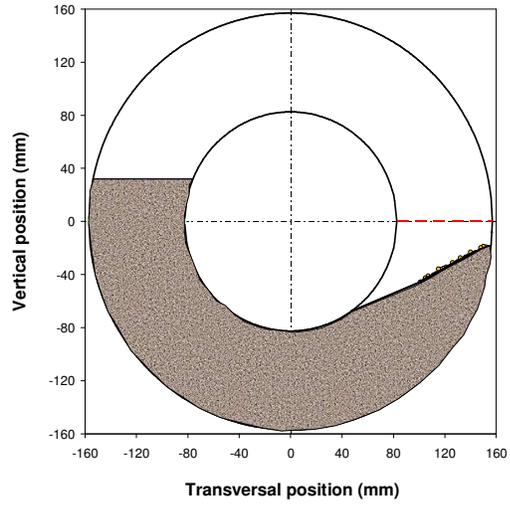
(c) $\Omega = 14.0$ rad/s



(d) $\Omega = 16.0$ rad/s



(e) $\Omega = 18.0$ rad/s



(f) $\Omega = 20.0$ rad/s

Figure 5. Influence of drillstring rotation on cuttings bed evolution ($H/R = 1.0$).

Figure 5 shows the results obtained for $H/R = 1.0$ and velocities between 10.0 and 20.0 rad/s. The velocity of 10.0 rad/s was discussed above and is repeated here only for reference.

When the velocity of the drillstring is increased to 12.0 rad/s (Fig. 5b) the sediment particles bed level decreased upstream, as noticed previously for lower rotation velocities. However, the increase in the sediment particles bed level downstream was larger than the decrease observed upstream, leading to a decrease in the packing rate. Nevertheless, the packing rate observed for this experiment in particular was smaller than the expected, when compared to the results obtained for the other rotational velocities (Tab. 1b). This result should be analyzed with care and a duplicate of this experiment is being carried out.

According to Tab. 1b, as the drillstring rotation increases from 14.0 rad/s to 20.0 rad/s, the packing rate decreases, indicating that for rotational velocities larger than 14.0 rad/s the drill string is contributing to the movement of the sediment particles bed. However, as one can see from Fig. 5(b-f), the sediment particles bed downstream increased its level but continues even, showing that the cuttings bed were moved by the inner cylinder as it rotates and not transported due to the movement of the fluid (free movement of the cuttings).

4. Conclusions

Experiments were carried out to verify the influence of drillstring rotation on sediment particles entrainment and sediment particles bed profile. For the lower bed level evaluated ($H/R = 0.47$) the movement of the sediment particles started for a rotational velocity of 16.0 rad/s, while for the intermediate ($H/R = 0.74$) and higher ($H/R = 1.0$) bed levels, the movement started at rotational velocities of 12.0 rad/s and 4.0 rad/s, respectively. The decrease of the threshold velocity for the movement of the sediment particles was due to the contact of the inner cylinder with the sediments, which was bigger for larger values of H/R , causing a drag of the particles by the cylinder, increasing the packing rate. However, the free movement of the particles for $H/R = 0.74$ also occurred for a rotational velocity of 16.0 rad/s and for $H/R = 1.0$ the free movement of the particles was not noticed and the movement of the sediment particles was due to the contact with the cylinder and not due to the flow.

Instead of assist to the sediment particles entrainment, drillstring rotation can hinder the process for some rotational velocities, depending on bed level, due to the increase in the packing rate.

Since the flow pattern can be changed by the bed profile, the results presented herein can also be used as boundary condition to simulate the flow pattern in the annular space and shed some light on the transport process that occurs in an obstructed annular space.

Besides the parameters investigated in this work, an study that evaluates the influence of eccentricity of the drillstring, well inclination angle, rheological properties of the drilling fluid, and other sizes, shapes and densities of the sediment particles would contribute considerably to the improvement of the drilling process.

5. Acknowledgements

The authors would like to show their gratitude to FAPES (Fundação de apoio à ciência e tecnologia do Espírito Santo) by the scientific support (process number 30899702/2005) and to PETROBRAS S.A.

6. References

- Azar, J. J. and Sanchez, R. A., 1997, "Important Issues in cuttings Transport for Drilling Directional Wells", Proceedings of the 5th Latin American and Caribbean Petroleum Engineering Conference and Exhibition, Society of Petroleum Engineers, SPE 39020, Rio de Janeiro, Brazil.
- Loureiro, B. V., 2004, "Secondary flow in partially-obstructed annular space with inner cylinder rotation", PhD Thesis: Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil. (in portuguese).
- Silva, R. A. and Martins, A. L., 2002, "Entrainment of non-spherical particles in horizontal annular ducts" Proceedings of the XXX Brazilian Congress on Particulate Systems (ENEMP), São Carlos, Brazil. (in portuguese).
- Philip, Z., Sharma, M. M. and Chenevert, M. E., 1998, "The role of Taylor Vortices in the Transport of Drill Cuttings", India Oil and Gas Conference and Exhibition, Society of Petroleum Engineers, SPE 39504, new Delhi, India, pp. 77-83.
- Zamora, M. and Jefferson, D., 1995, "Hole Cleaning and Suspension in Horizontal Wells", Proceedings of the 3rd Annual North American Conference on Emerging Technologies – Coiled Tubing and Horizontal Wells, Calgary, Canada.

GAS DISCHARGE CAPACITY INTENSIFICATION OF ADSORBED NATURAL GAS RESERVOIRS

Luciano G. Lara

Petrobras S/A – ENGENHARIA/IEABAST/EAB/ENPRO, Rio de Janeiro, RJ, 20031-004, Brazil
lglara@petrobras.com.br

Paulo Couto

Federal University of Rio de Janeiro – Petroleum Engineering – DEI/POLI, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
pcouto@petroleo.ufrj.br

Renato M. Cotta

Federal University of Rio de Janeiro – PEM/COPPE, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
cotta@serv.com.ufrj.br

Dayse M. A. Sophia

Federal University of Rio de Janeiro – PEM/COPPE, Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil
dayse.sophia@gmail.com

Abstract. The discharge capacity intensification of an adsorbed natural gas reservoir under a slow discharge process is discussed in this work. A theoretical two-dimensional transient model, developed by the authors, was used to analyse the influence of heat transfer parameters on the discharge capacity. This model is also able to analyse the influence of a thermal control device located axially at the centre of the reservoir. A heat pipe is considered as a thermal control devices (a heat pipe is a two-phase flow heat transfer device). The coupling of the one-dimensional transient heat pipe model and the two-dimensional transient model for natural gas slow discharge is presented and discussed. The following parameters are analysed: convection heat transfer at the reservoir external wall, effective thermal conductive of activated carbon bed, thermal capacity of the reservoir wall and discharge mass flow rate. Regarding the heat pipe, the temperature of the heat source at the heat pipe's evaporator is analysed. The results of the analyses are shown and then discussed.

Keywords. Natural Gas, Adsorption, Heat Pipe, and Gas Transportation.

1. Introduction

Adsorption is the gas molecules uptake process in an interfacial layer (usually a highly porous media), whether by capillary condensation or by Van der Waals forces (Gregg and Sing, 1982). This new technology has been considered for natural gas storage and transportation in the last 10 years (Brady *et al.*, 1996; Mota *et al.*, 1997; MacDonald and Quinn, 1998; Vasiliev *et al.*, 2000a and 2000b; Burchell and Rogers, 2000; Litzke and Wegryzn, 2001; Biloé *et al.*, 2001a,b and 2002) as an alternative to Compressed Natural Gas (CNG) and Liquefied Natural Gas (LNG). In the case of natural gas, the uptake process occurs at relatively low pressures, in the order of 35 to 50 atmospheres, which provides three main benefits: (1) compression costs reduction, (2) increased safety of the reservoir, and (3) design flexibility of the storage tanks. Despite of these benefits, the storage capacity of ANG reservoirs is lower than LNG and CNG, being of the order of 90 V/V (Brady *et al.*, 1996) up to 164 V/V (Inomata *et al.*, 2002). The U.S. Department of Energy storage target for ANG vessels was set at 150 V/V and it was later revised to 180 V/V. According to Biloé *et al.* (2002), the performance and viability of an ANG system depends closely on the micro-porous characteristics of the adsorbent as well as on the heat and mass transfer properties. The problems affecting ANG technology associated with the heat and mass transfer properties are described below.

The concentration of the adsorbed phase, say q , in a porous matrix follows closely a power law function of the pressure, P , and temperature, T , of the reservoir, and it increases with pressure and decreases with temperature. Usually, the concentration is expressed as a function only of pressure for a given temperature and it is known as *adsorption isotherms* [$q = f(P)_T$]. Therefore, affinity must exist between the adsorbent bed and the gas to be adsorbed so that adsorption will occur naturally with increasing pressure. For natural gas, activated carbon has been used as adsorbent beds.

However, the adsorption phenomenon is an exothermic process. During the charging process of an ANG reservoir, the pressure increase will cause the natural gas to adsorb in the activated carbon bed. The gas, in the gas phase, must release energy to change from gas to adsorbed phase. This energy release is quantified by the latent heat of adsorption (ΔH) and it causes a temperature increase in the adsorbent bed, which according to the adsorption isotherm, results in less stored methane capacity under dynamic conditions (see Fig. 1 – left). This process can be compared to a condensation process.

In the other hand, during discharge of an ANG reservoir, the pressure drop caused by the gas extraction, will cause the adsorbed phase to change to the gas phase. This phase change will require an amount of energy (ΔH), which will be

taken from the adsorbent bed. Therefore, the desorption process is endothermic, cooling down the adsorbent bed. This temperature drop will cause some amount of gas to be retained inside the reservoir at depletion pressure, reducing the delivered methane capacity (Fig. 1 – right).

The thermal effects depend closely on the heat transfer properties of the adsorbent bed as well as on the external heat exchange at the vessel wall (Mota *et al.*, 1997 and Vasiliev *et al.*, 2000a and 2000b). Also, the high packing densities required for adsorbent beds (MacDonald and Quinn, 1998) create mass transfer limitations that limit the delivered and stored gas capacities (Mota *et al.*, 1997 and Biloé *et al.*, 2002).

This work will focus on the thermal problems affecting the discharge process of ANG reservoirs. A two-dimensional transient model developed by the authors (Lara, 2005) was used to analyse the effects of heat transfer parameters variation on the discharge capacity of ANG reservoirs. This discharge model was coupled to a one-dimensional transient model for a heat pipe device located axially at the centreline of the cylindrical reservoir (Lara *et al.*, 2006) to investigate the effects of the adsorbent bed thermal control on the discharge capacity. The results of this analyses is presented here. The objective is to contribute on the development of a large-scale low-pressure natural gas storage system for transportation applications in Brazil.

2. Literature Review

Understanding the dynamic response of an ANG reservoir when subject to a fast charge and/or slow discharge processes is an essential requirement for the design of such systems. Several authors have carried out the simulation of the charge and discharge processes of ANG reservoirs in the last decade (Chang and Talu, 1996; Mota *et al.*, 1997; Vasiliev *et al.*, 2000a and 2000b; and Biloé *et al.*, 2001a and 2002).

Chang and Talu (1996) presented a one-dimensional transient analysis of the slow discharge of a cylindrical ANG vessel. The authors measured the temperature drop in a commercial ANG cylinder during realistic methane discharge conditions to calculate the performance loss of the system. The performance was determined by comparing the volumetric storage capacity of the cylinder under dynamic conditions with that under isothermal condition (ideal situation). Experimental data showed that a temperature drop as high as 37°C can occur in the ANG vessel at a high discharge rate, resulting in a performance loss of 25% when compared to the isothermal capacity. At moderate discharge rates, the performance loss was expected to be around 15% to 20%. The experimental data also suggested that changing the gas flow direction from axial to radial increases the energy transfer to the central region of the ANG vessel. The authors accomplished this by using a perforated tube inserted at the central line to collect the exiting gas. Simulations showed that, by changing the direction of the gas flow, the dynamic loss was reduced to 12%, if compared to a loss of 22% without the perforated tube under similar discharge conditions. These authors also showed that the thermal conductivity of the packed adsorbent bed is one of the major obstacles for the commercial utilization of the ANG technology. However, little information was given on their experimental parameters and conditions regarding the heat transfer on the external wall of the reservoir.

A two-dimensional transient theoretical analysis of the fast charge and slow discharge of an ANG cylinder was discussed by Mota *et al.* (1997). The authors gave emphasis to thermal and mass diffusion effects in the activated carbon bed, and a complete mass, energy and momentum analysis was presented. Natural gas was modelled as ideal gas pure methane. Results for the fast charge simulation were in agreement with experimental results, and showed that a temperature rise as high as 79°C can occur in an ANG vessel. If there were no adsorption, the temperature rise would be only 7,7°C. Mass diffusion effects were included in the fast charge simulation causing a less pronounced temperature rise in the activated carbon bed. This is because intraparticle diffusional resistance reduces the momentum of the gas flowing in the cylinder, which causes a slower heat up rate of the system. Therefore, the storage system has more time to smooth the temperature rise by conduction. Slow discharge simulations showed that a temperature drop of 55°C can occur at the centre of the cylinder. The temperature drop at the cylinder external wall was 30°C. To increase the discharge performance of the ANG system the authors suggests: (1) increase the thermal conductivity of the bed by mixing

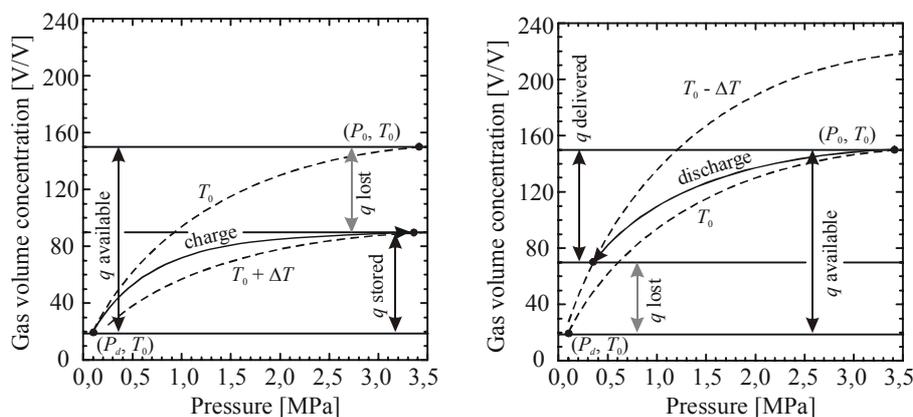


Figure 1. Charge (left) and discharge (right) processes of an ANG system.

the carbon particles, or replacing part of the binder in the case of carbon monoliths, with high conductivity material, (2) maintain the reservoir external wall at the highest possible temperature, in order to maximize temperature gradients in the bed and increase the heat transfer by conduction to the activated carbon bed, and (3) increase the external wall area per unit reservoir volume to increase heat transfer rate from the surroundings. However, none of these suggestions were investigated by the authors.

An experimental and theoretical investigation on ANG vessels was presented by Vasiliev *et al.* (2000a and 2000b). The authors proposed the use of heat pipes to increase the temperature of the activated carbon bed during methane discharge, and therefore, increase the amount of gas delivered. A temperature drop of about 25°C was experimented during discharge. A new type of activated carbon structure (Busofit AYTМ-055) was used in the experimental work, showing a storage capacity of 150 V/V. Although suggesting the use of heat pipes, the authors did not modelled the heat pipe. The effects of the heat pipe were included as a prescribed heat flux boundary condition at the centre of the reservoir.

Biloé *et al.* (2001a) described the experimental and theoretical evaluation of an ANG system using a new highly conductive adsorbent matrix. The adsorbent composite block was a mixture of super-activated carbon and expanded natural graphite, followed by consolidation. The thermal conductivity obtained for the new adsorbent matrix was 30 times higher than that of regular activated carbon bed. In their experimental work, Biloé and collaborators (2001a) considered that the external wall heat transfer is driven by forced convection of water and air. Experimental data agreed very well with theoretical data obtained from the solution of their one-dimensional transient model. At the centre of the vessel, a temperature drop of 5°C was experimented with the water forced convection experimental condition, and 40°C with the air forced convection experimental condition. The wall temperature drop was 1,5° and 37°C respectively, showing that the temperature gradients within the new highly conductive adsorbent matrix were very small, for both experimental conditions. The delivered methane capacity was close to 94 V/V and 71 V/V for the water forced convection situation and air forced con-vection situations, respectively.

Later, Biloé *et al.* (2002) presented a methodology for the optimization of ANG systems based on the Dubinin-Astakhov adsorption equilibrium relation. The heat and mass transfer limitations were implicitly introduced in the Dubinin-Astakhov equation by means of temperature and pressure drops. The authors stated that, based on the Dubinin relation “*the activated carbon must have a highly porous potential, a very narrow microporosity, and an average micropore width of 1,5 nm and 2,5 nm for the charge and the discharge step, respectively*”.

Although the literature presents suggestions to improve the storage capacity of ANG systems, the thermal control of this system was barely studied. This work will now address the modelling of an ANG reservoir considering a thermal control to overcome the adverse effects of the temperature gradient in order to enhance the natural gas storage capacity.

3. Theoretical Analysis

The natural gas admission in a power cycle is controlled by power requirements of the system. In this case, discharge time is increased considerably by the slow rate of natural gas discharge, which usually occurs at a constant flow rate outward the cylinder at the opening (Mota *et al.*, 1997). The heat of adsorption during this process decreases the temperature of the adsorbent bed, which in turns, increases the amount of natural gas retained inside the cylinder at depletion (Biloé *et al.*, 2002). However, the discharge process is not adiabatic, and the heat transferred from the surroundings to the cylinder partially compensates this “cooling” effect.

A model to predict the thermal behaviour of an ANG reservoir during the slow discharge process was developed by Lara (2005). This model considers the energy and a mass conservation equation. The energy equation accounts for the contribution of the solid phase (adsorbent), gas phase (adsorbate), and the adsorbed phase in the total energy stored in the reservoir. Also, the contribution of the energy transfer by heat diffusion in the solid phase is considered. The latent heat of adsorption is considered as a rate of internal heat generation. The assumptions made are: (1) instantaneous phase equilibrium between the adsorbed phase and the gas phase within the porous structure, (2) the local temperature of the adsorbent and free gas volume is the same due to a high intensity heat transfer between solid and gas phases (Bejan, 1995). Also, (3) for the solid and adsorbed phases, the internal energy depends only on the local thermodynamic temperature (Moran and Shapiro, 2000) and (4) the adsorbed phase is considered incompressible (Tien, 1994). As the discharge process is considered to be slow, (5) the pressure gradient inside the cylinder is negligible (Mota *et al.*, 1997), *i.e.*, the pressure is a function of time, only. So, the energy equation is written as:

$$(\varphi_{eff}c_{p,g}\rho_g + \rho_s c_{p,s} + \rho_s c_{p,g}q) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + \left[\varphi_{eff} \frac{dP}{dt} - \rho_s \Delta H \frac{\partial q}{\partial t} \right] \quad (1)$$

The boundary conditions of Eq. (1) are:

$$k_{eff} \nabla T \cdot \mathbf{n} + \rho_w c_{p,w} \delta_w \frac{\partial T}{\partial t} = h_\infty (T_\infty - T) \text{ for } \begin{cases} x = 0; & R_0 < r \leq R_{ext} \\ x = L; & 0 \leq r \leq R_{ext} \\ r = R_{ext}; & 0 \leq x \leq L \end{cases} \quad (2)$$

$$\nabla T \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ for } \begin{cases} x = 0; & 0 \leq r \leq R_0 \\ r = 0; & 0 \leq x < L \end{cases} \quad (3)$$

Boundary conditions (2) accounts for the thermal capacity of the cylinder wall ($\rho_w c_{p,w}$) and for the heat transfer by natural convection, h_{ex} , at the external wall of the cylinder. A 2nd type boundary condition (3) is considered at the gas discharge region ($0 \leq r \leq R_0$) because the gas is assumed to leave the cylinder with the same local temperature of the system. The heat transfer coefficient can be obtained from natural convection correlations for horizontal cylinders (Bejan, 1995). The mass conservation equation considered in this model is:

$$\dot{m} = 2\pi \frac{d}{dt} \int_0^L \int_0^{R_{ext}} (\rho_{eff} \rho_g + \rho_s q) r dr dx \quad (4)$$

The two terms inside the integral expression represents the contribution of the gas and adsorbed phases in the total gas mass inside the cylinder. The time variation of the total gas mass inside the cylinder must be equal the mass flow rate outward the reservoir.

This model considers a Langmuir equilibrium relation (adsorption isotherm) for the adsorption of methane in an activated carbon bed, as given by Mota *et al.* (1997):

$$q = (q_m bP)/(1 + bP) \quad (5)$$

$$q_m = 55920T^{-2.3}, \quad \text{and} \quad b = 1.0863 \times 10^{-7} \exp(806/T)$$

Natural gas is modelled as pure methane, whose thermodynamic behaviour is modelled as ideal gas

3.1. Heat Pipe Device Model

A Heat Pipe is considered as a thermal control device for the ANG reservoir. Heat pipes are highly reliable and efficient heat transfer devices considered for many terrestrial and space applications (Peterson, 1991). This device uses the latent heat of vaporization (condensation and evaporation) of a working fluid to transfer relatively large amounts of energy over a long distance with a small temperature drop. Usually, heat pipes are composed of a sealed container with a wick structure adjacent to the inner wall, and it is divided into three regions: evaporator section, adiabatic (transport) section, and condenser section. The container of the heat pipe is evacuated and filled with a working fluid. During normal operation, the working fluid remains in a saturation condition, with liquid trapped in the wick structure and vapour in the core section, named vapour region. The heat flux applied to the evaporator section is conducted through the container wall and wick structure vaporizing the saturated liquid, increasing the local vapour pressure. The vapour resulting from the evaporation process flows through the adiabatic section towards the condenser end, where it condenses into the wick structure, releasing its latent heat of vaporization to a heat sink. The capillary forces developed in the wick structure pumps the working fluid back to the evaporator section. This process continues as long as there is sufficient capillary pressure to drive liquid back to the evaporator (Faghri, 1995). The heat pipe is modelled as a one-dimensional rod with length L_{HP} , radius R_{HP} , and a high conductivity k_{HP} , which can be determined from experimental results for temperature drop versus heat load (*e.g.*, Faghri, 1995). Thus, the energy balance for the heat pipe is given by:

$$(\rho c_p)_{HP} \frac{\partial T_{HP}}{\partial t} = k_{HP} \frac{\partial^2 T_{HP}}{\partial x^2} + \frac{2}{R_{HP}} k_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_{HP}^*}; \text{ for } (L - L_{HP}) < x < L \text{ and } r = 0 \quad (6)$$

In equation (6), the term on the left hand side accounts for the thermal capacity of the heat pipe. The first term on the right hand side accounts for the axial heat diffusion over the heat pipe length while the last term couples the heat pipe energy equation with the adsorbent bed. It is important to observe that, in the last term on the right hand side of equation (6), the temperature gradient is calculated in the adsorbent bed and not on the heat pipe. Equation (6) is valid from $x = L - L_{HP}$ to $x = L$. The boundary condition for T_{HP} at $x = (L - L_{HP})$ required for equation (6) is given by:

$$k_{HP} \nabla T_{HP} \cdot \mathbf{n} = k_{eff} \nabla T \cdot \mathbf{n} \quad (7)$$

The boundary condition at $x = L$ is obtained from an energy balance at the evaporator region of the heat pipe. It is considered that heat is supplied at the evaporator section by forced convection of a hot fluid (*e.g.*, exhaust gas from internal combustion engines, wasted water vapour, etc.) with temperature T_f :

$$k_{HP} \frac{\partial T_{HP}}{\partial x} \Big|_{x=L} = (\rho c_p)_{HP} L_{evap} \frac{\partial T_{HP}}{\partial t} \Big|_{x=L} + \frac{2L_{evap}}{R_{HP}} h_f (T_{HP} - T_f) \quad (8)$$

where T_{HP} is the one-dimensional temperature distribution of the heat pipe, L_{evap} is the evaporator length, h_f is the heat transfer coefficient on the evaporator external wall, and T_f is the temperature of the heat source I this region. Correlations for forced convection over horizontal cylinders are considered for the calculation of h_f .

To couple the one-dimensional heat pipe model and the ANG discharge model of Lara (2005), a boundary condition at $r = 0$ and $(L - L_{HP}) < x < L$ of the later model must be set. Temperature continuity between the heat pipe and the adsorbent bed is considered as the boundary condition for this region.

4. Discharge Capacity Intensification Analysis

The parameters considered for the analyses presented in this work are shown in Table 1. These parameters are the same as those used for Mota *et al.*, 1997. Two mass flow rates are considered for each parameter analysis: $\dot{m} = 0.1641$ g/s and $\dot{m} = 0.3283$ g/s. These mass flow rates were obtained from the work of Mota *et al.* (1997). A performance coefficient is used to compare the results for each analysis. This coefficient compares the real gas mass delivered with the ideal (isothermal) gas mass delivered, and it is given by:

$$\eta = \frac{m_{delivered,real}}{m_{delivered,ideal}} = \frac{m_{delivered,real}}{\{[\varphi_{eff} \rho_g(T_0, P_0) + \rho_s q(T_0, P_0)] - [\varphi_{eff} \rho_g(T_0, P_f) + \rho_s q(T_0, P_f)]\} V_{cylinder}} \quad (9)$$

4.1 Effects of the Thermal Control Device

One way to overcome the adverse temperature gradient problem inside the activated carbon bed is to supply heat to the central region of the vessel using heat pipes. A water/stainless steel heat pipe is considered for the thermal control of the reservoir. Theoretical results for the temperature distribution within the adsorbent bed, discharged mass of gas, and performance coefficient η are presented for different T_f . The results are compared with the situation of no thermal control on the reservoir (Mota *et al.*, 1997). The heat transfer coefficient between the hot fluid and the evaporator section considered in this analysis is $h_f = 3000$ W/m²K, which is within the typical range for forced convection (Moran and Shapiro, 2000). Figures 2 and 3 show the temperature distribution within the adsorbent for the two mass flow rates considered at the end of the discharge process, *i.e.*, at depletion pressure. The leftmost plot on each figure represents the theoretical case analysed by Mota *et al.* (1997). It can be observed that the heat pipe is able to warm up the centre of the reservoir, but due to the poor thermal conductivity of the adsorbent bed the heating effect did not affected the entire adsorbent bed. Also, it can be observed that, for a slower discharge, *i.e.*, $\dot{m} = 0.1641$ g/s, the temperature gradients are slightly lower than for $\dot{m} = 0.3283$ g/s. This is because the heat diffusion has more time to spread its effects on the adsorbent bed, slightly increasing the average temperature, and thus, increasing the amount of gas discharged from the reservoir. Table 2 summarizes the results of this analysis.

Table 1. Parameters used for the discharge intensification analysis.

<i>Activated carbon bed properties:</i>		
Density – ρ_s	410	kg/m ³
Specific heat – $c_{p,s}$	650	J/kg.K
Effective conductivity – k_{eff}	1,2	W/m.K
Effective porosity – φ_{eff}	0,74	
<i>Cylinder geometry:</i>		
Material	Stainless steel	
Density – ρ_w	7900	kg/m ³
Specific heat – $c_{p,w}$	496,2	J/kg.K
External radius – R_{ext}	0,14	m
Length – L	0,85	m
Inlet radius – R_0	0,005	m
Thickness – δ_w	0,01	m
<i>Operational conditions:</i>		
Initial pressure – P_0	3,5	MPa
Depletion pressure – P_d	101,325	kPa
Initial temperature – T_0	285	K
Ambient temperature – T_∞	285	K
<i>Adsorption characteristics:</i>		
Heat of adsorption – ΔH	$-1,1 \times 10^6$ J/kg	
<i>Heat Pipe Dimensions:</i>		
Length – L_{HP}	0,8	m
Radius – R_{HP}	0,009525	m
Conductivity – k_{HP}	1500	W/m.K
Thermal capacity – $(\rho c_p)_{HP}$	$4,1 \times 10^6$ J/ m ³ .K	
Evaporator length – L_{evap}	0,2	m

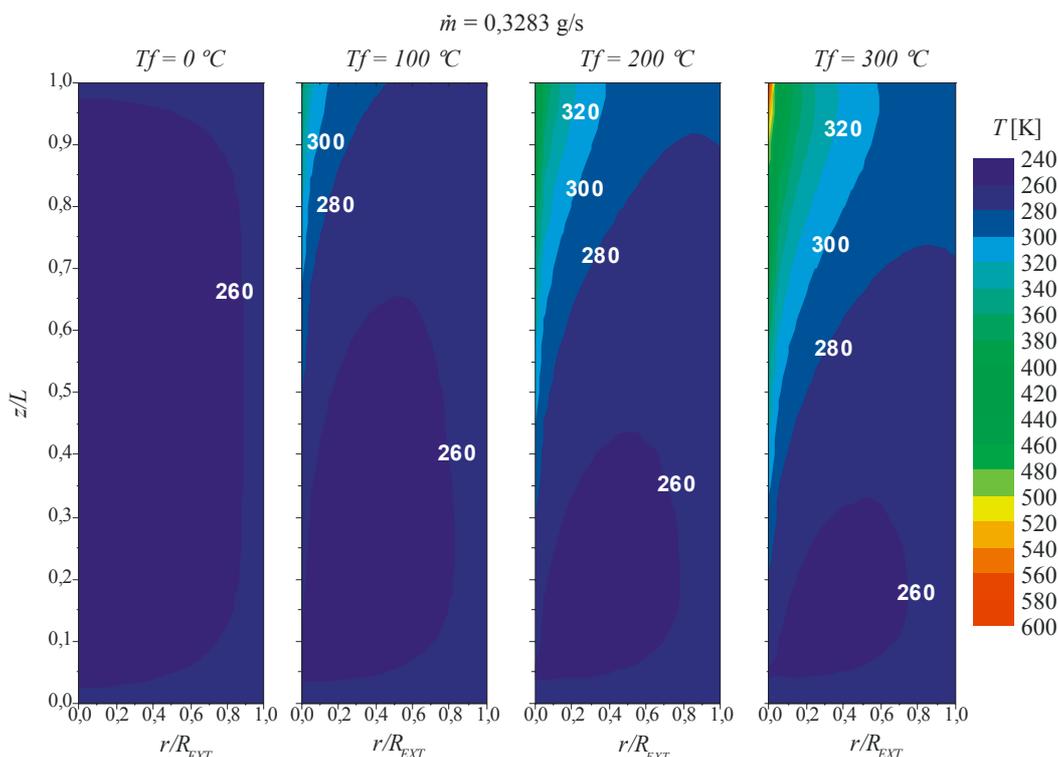


Figure 2: Temperature distribution within the adsorbent bed for $\dot{m} = 0,3283$ g/s at depletion pressure.

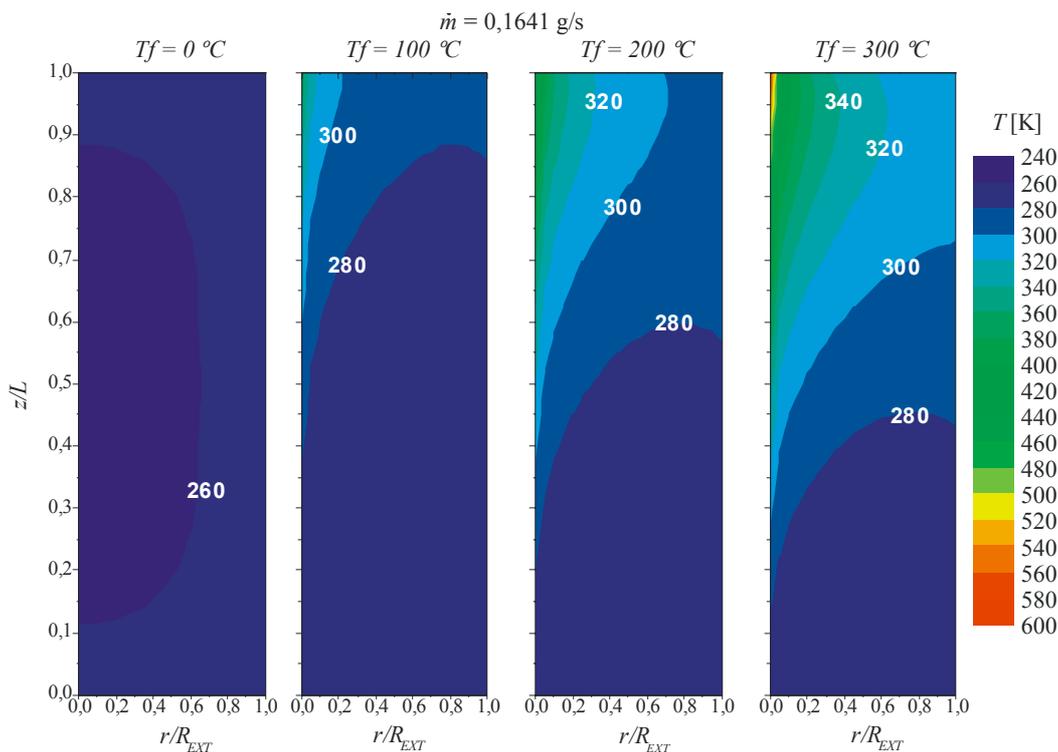


Figure 3: Temperature distribution within the adsorbent bed for $\dot{m} = 0,1641$ g/s at depletion pressure.

From Table 2, it is clear that the use of heat pipes in adsorbed natural gas reservoir is effective on increasing the discharge duration for a constant mass flow rate required by a power system, thus increasing the life-time of the refueling system. For the 50 litres cylinder considered here, and for $\dot{m} = 0,3283$ g/s, the performance coefficient increased from 88,02% for the case of no thermal control to 94,74% for the case of thermal control by heat pipe using a 300°C hot fluid as a heat source, which corresponds to an increase of 7,5% of the discharged mass of fuel. For $\dot{m} = 0,1641$ g/s, the increase of the discharged fuel mass was 8,8%.

Table 2: Results for the heat pipe analysis.

Mass flow rate [g/s]	T_f [°C]	Discharged mass (isothermal) [kg]	Discharged mass [kg]	η [%]	Discharge duration [h]
$\dot{m} = 0,3283$ g/s	No thermal ctrl.	2,687	2,367	88,02	2:00
	$T_f = 100$ °C	2,688	2,443	90,86	2:06
	$T_f = 200$ °C	2,688	2,498	92,94	2:11
	$T_f = 300$ °C	2,689	2,547	94,72	2:16
$\dot{m} = 0,1641$ g/s	No thermal ctrl.	2,688	2,442	90,84	4:13
	$T_f = 100$ °C	2,688	2,532	94,21	4:29
	$T_f = 200$ °C	2,688	2,601	96,75	4:40
	$T_f = 300$ °C	2,692	2,659	98,79	4:50

4.2. Effects of Convection Heat Transfer at Cylinder Wall

Another way to overcome the adverse temperature gradient inside the adsorbent bed is to increase the heat transfer between the cylinder wall and the surroundings to compensate for the reservoir cooling. For this analysis three surrounding temperatures (19°C, 100°C, and 200°C) and four different heat transfer coefficient between the cylinder and the surrounding [0 W/m².K, 4,5 W/m².K (natural convection), 15 W/m².K, 1000 W/m².K] are considered. The $h_w = 0$ W/m².K situation correspond to a thermally insulated cylinder. For natural convection, the coefficient is obtained from well known correlations available in the literature (Bejan, 1995). Higher surrounding temperatures can be obtained by circulating a high temperature gases around the reservoir (Mota *et al.*, 2004). Figures 4 and 5 show the temperature distribution on the adsorbent bed for $T_\infty = 19$ °C and $\dot{m} = 0,3283$ g/s, and for $T_\infty = 200$ °C and $\dot{m} = 0,1641$ g/s, respectively. Table 3 summarizes the results for this analysis. The complete set of results can be found in Lara (2005).

It is interesting to observe that for higher surrounding temperatures and higher heat transfer coefficient, the performance coefficient η is above 100%. This is because the heat transfer intensification due to the higher convection coefficient and to the higher surrounding temperature increases the activated carbon bed temperature above the isothermal limit. The bed temperature increase causes an increase in the reservoir pressure maintaining constant the mass flow rate at the reservoir opening. This pressure increase can extend the discharge duration in up to 35 minutes. It can be seen that the convection heat transfer plays an important role in the discharge duration, but the most important parameter is the surrounding temperature, T_∞ . For the same heat transfer coefficient, the increase in T_∞ from 19 °C to 100 °C can extend the discharge duration in up to 20 minutes.

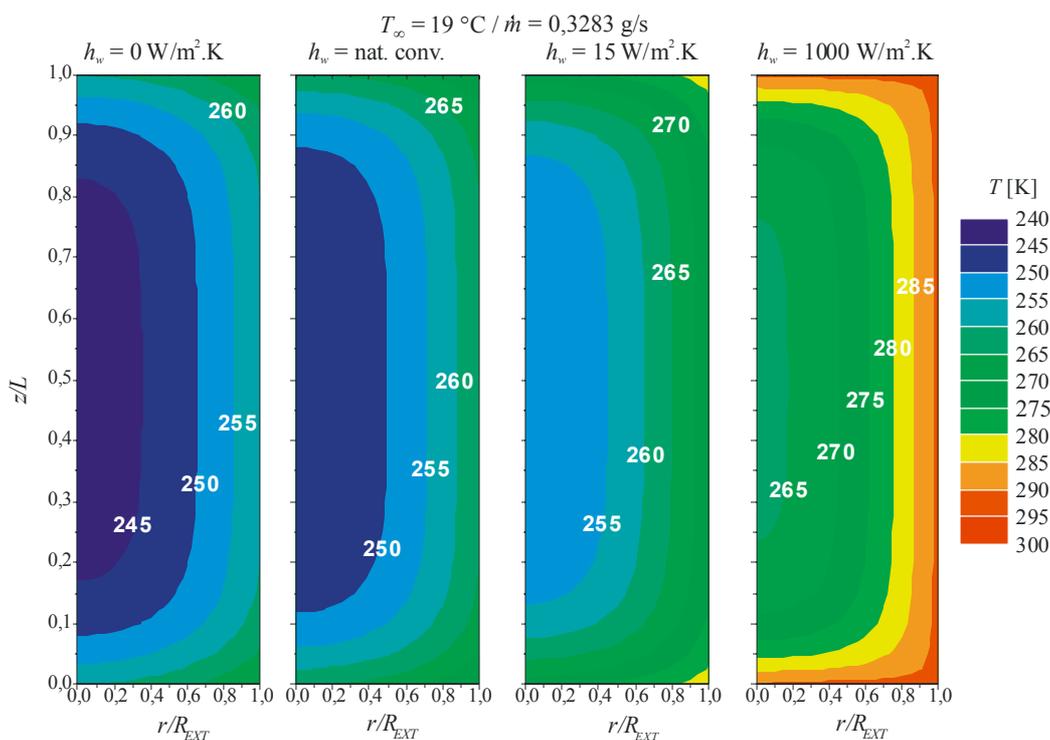


Figure 4: Temperature distribution within the adsorbent bed for $T_\infty = 19$ °C and $\dot{m} = 0,3283$ g/s at depletion pressure.

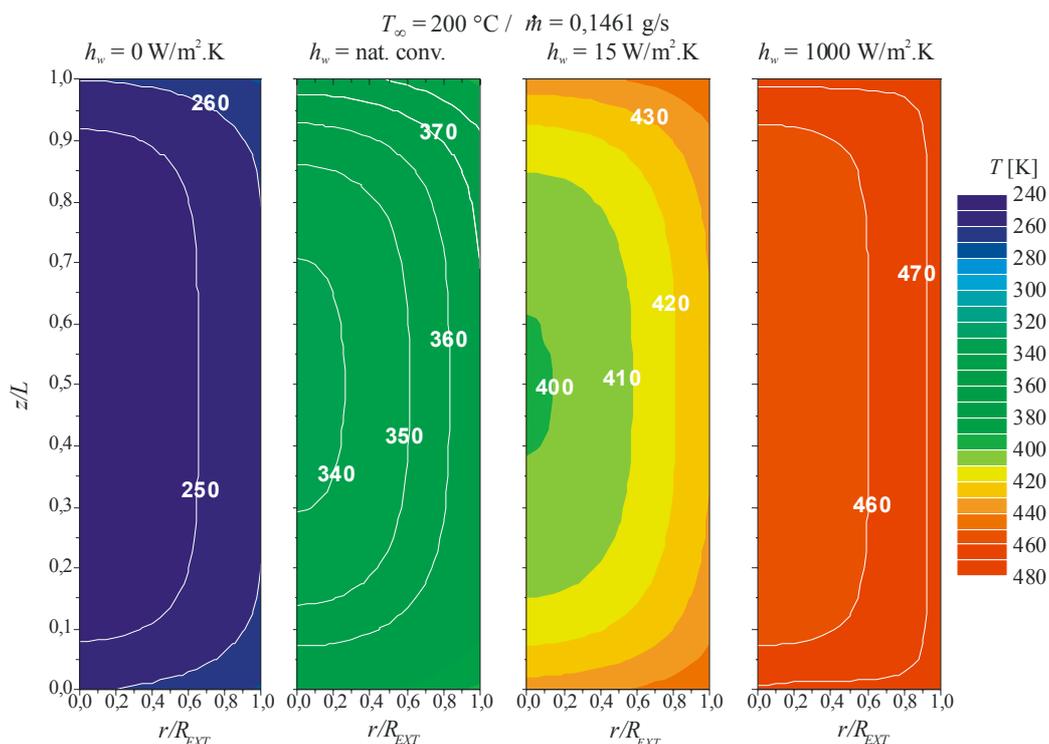


Figure 5: Temperature distribution within the adsorbent bed for $T_\infty = 200\text{ °C}$ and $\dot{m} = 0,1641\text{ g/s}$ at depletion pressure.

Table 3. Results for the heat transfer coefficient and surround temperature analysis.

h_w [W/m ² K]	Discharged mass [kg]	η [%]	Discharge duration [h]
$T_\infty = 19\text{ °C}$			
0	2,318	86,21	1:57
Nat. conv.	2,367	88,02	2:00
15	2,453	91,23	2:04
1000	2,600	96,71	2:12
$T_\infty = 100\text{ °C}$			
0	2,318	86,21	1:57
Nat. conv.	2,708	100,71	2:17
15	2,856	106,23	2:25
1000	2,929	108,86	2:28
$T_\infty = 200\text{ °C}$			
0	2,318	86,21	1:57
Nat. conv.	2,922	108,80	2:28
15	2,998	111,57	2:32
1000	3,024	112,61	2:33

Figure 6 shows the influence of the surrounding temperature, T_∞ , on the pressure profiles as a function of the discharge time for the four h_w cases studied in this work. This influence increases considerably for the pressure profiles for $h_w = 1000\text{ W/m}^2\text{K}$ and $T_\infty = 100\text{ °C}$ (Fig. 6 - left) and for $h_w = 1000\text{ W/m}^2\text{K}$ and $T_\infty = 200\text{ °C}$ (Fig. 6 - right). Observing the simulation for $T_\infty = 100\text{ °C}$ and $h_w = 1000\text{ W/m}^2\text{K}$, from the beginning of process to almost 15 minutes of discharge time, the effects of the heat transferred by convection to the cylinder is predominant comparing to the latent heat of adsorption cooling effects, causing the pressure to increase. After this point, the latent heat of adsorption cooling effects overcomes the convection heat transfer, and the gas pressure begins to decrease as mass is removed from the reservoir.

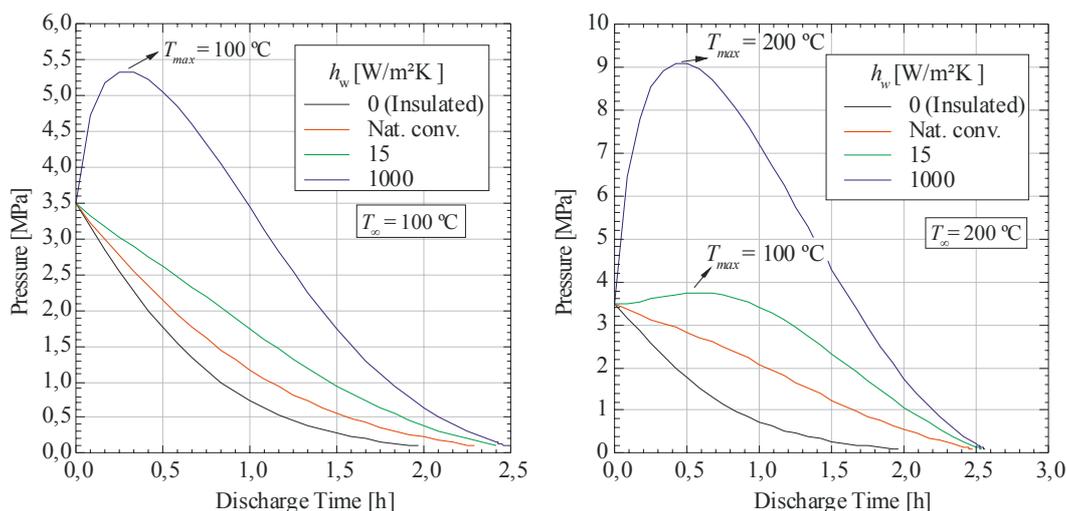


Figure 6: Effects of h_w on the gas pressure inside the reservoir for $T_\infty = 100\text{ }^\circ\text{C}$ (left) and $T_\infty = 200\text{ }^\circ\text{C}$ (right).

If the pressure increase provides longer discharge durations, in the other hand, it goes against the advantage of a low pressure reservoir as in the case of $T_\infty = 200\text{ }^\circ\text{C}$ and $h_w = 1000\text{ W/m}^2\text{.K}$ when a maximum gas pressure of 9,2 MPa was observed inside the cylinder. At that point, the bed temperature adjacent to the wall cylinder achieved almost the same value of the surrounding temperature. However, from Table 3, the increase in the discharge duration time for h_w increasing from 15 $\text{W/m}^2\text{.K}$ to 1000 $\text{W/m}^2\text{.K}$ is not so large to compensate for an excessive gas pressure in the reservoir. The conclusion is that the heat transfer to the cylinder must be done in a controlled way to prevent high gas pressure inside the cylinder.

4.3. Effects of Effective Thermal Conductive of Carbon Bed

The analysis of the effects of the activated carbon bed thermal conductive was conducted considering four values of k_{eff} for different materials available in the literature (Chang and Talu, 1996; Mota *et al.*, 1997; and Biloé *et al.*, 2001b), with surrounding temperature of 19 °C, h_w given by natural convection, and mass flow rate of 0,3283 g/s. These parameters are presented in Tab. 4. The k_{eff} effects on the bed temperature at depletion pressure are shown in Fig. 7. It is clear that the higher the effective thermal conductivity, the smother is the temperature gradient in the activated carbon bed. Table 5 shows the k_{eff} effects on the system's performance coefficient. There is an evolution between the first three groups of carbon. The C3 activated carbon presented a performance equivalent to the C2. In fact, both materials were tested by Biloé *et al.* (2001b), presenting similar experimental results.

Table 4: Thermophysical properties values for activated carbon bed.

Parameter	Chang & Talu (1996)	Mota <i>et al.</i> (1997)	Biloé <i>et al.</i> (2001b)	Biloé <i>et al.</i> (2001b)
Material type	N/A	G216 carbon pellets	C2 ^(*)	C3 ^(*)
k_{eff} [W/m.K]	0,212	1,2	4,4	7,3
ρ_s [kg/m ³]	487,5	410	432	475
c_{ps} [J/kg.K]	1052	650	650 ^(**)	650 ^(**)

^(*) Matrix made of Expanded Natural Graphite ENG and Superactivated Carbon (Maxsorb).

^(**) Value inferred from performance coefficient data provided by Mota *et al.* (1997).

Table 5: Results for the effective thermal conductivity analysis.

k_{eff} [W/m.K]	Discharged Mass [kg]	η [%]	Discharge Time [h]
0,212	2,183	81,23	1,85
1,2	2,367	88,02	2,00
4,4	2,420	90,00	2,05
7,3	2,429	90,34	2,06

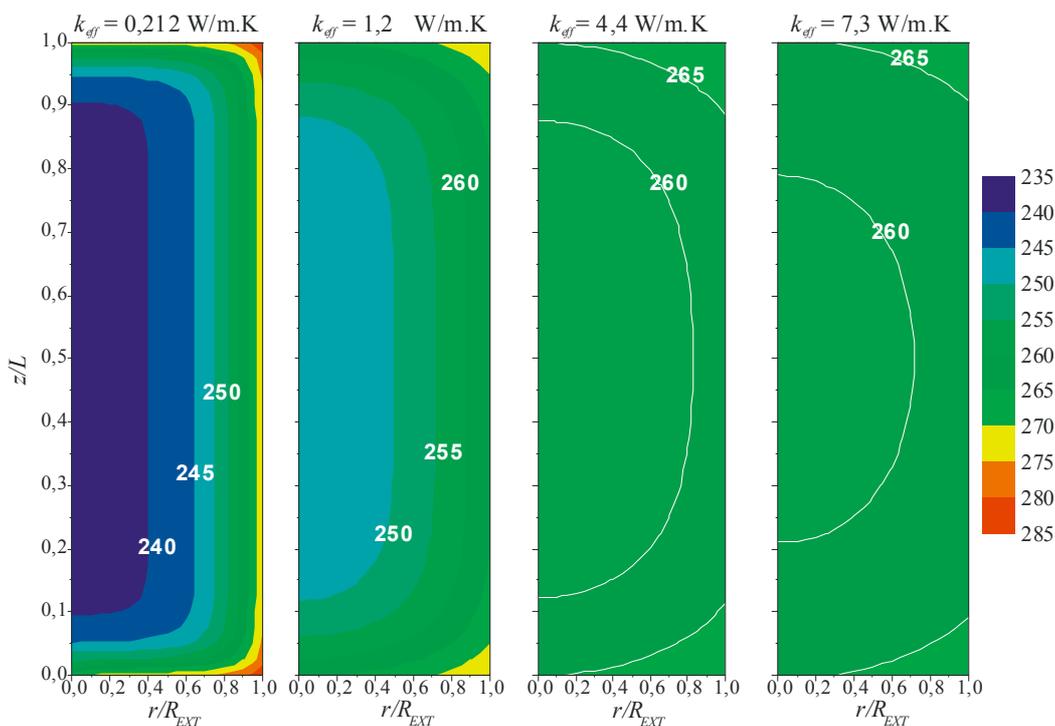


Figure 7: Temperature distribution within the adsorbent bed for $T_\infty = 19^\circ\text{C}$ and $\dot{m} = 0,3283\text{ g/s}$ at depletion pressure.

4.4. Influence of Thermal Capacity of Cylinder Wall

This property is defined by $C_w = \rho_w c_{p,w} [\text{J/m}^3\cdot\text{K}]$, where ρ_w and $c_{p,w}$ are the density and specific heat of the cylinder wall. The following values for C_w were considered for analysis: $0\text{ J/m}^3\cdot\text{K}$, $1,96 \times 10^6\text{ J/m}^3\cdot\text{K}$ and $C_w = 3,92 \times 10^6\text{ J/m}^3\cdot\text{K}$. The last value was obtained from the work of Mota *et al.* (1997) and corresponds to a carbon steel cylinder. The analysis was performed for $T_\infty = 19^\circ\text{C}$, $h_w = 4,5\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, $k_{eff} = 1,2\text{ W/m}\cdot\text{K}$, and $\dot{m} = 0,3283\text{ g/s}$, which correspond to the conditions experimented by Mota *et al.*, 1997. Figure 8 shows the temperature profile at depletion pressure, and Table 6 summarizes the results for the current analysis. It can be observed that higher cylinder wall thermal capacities leads to longer discharge duration, working as a thermal energy reservoir that supplies heat to the activated carbon bed during the discharge process, and thus, partially compensating for the latent heat of adsorption cooling effects.

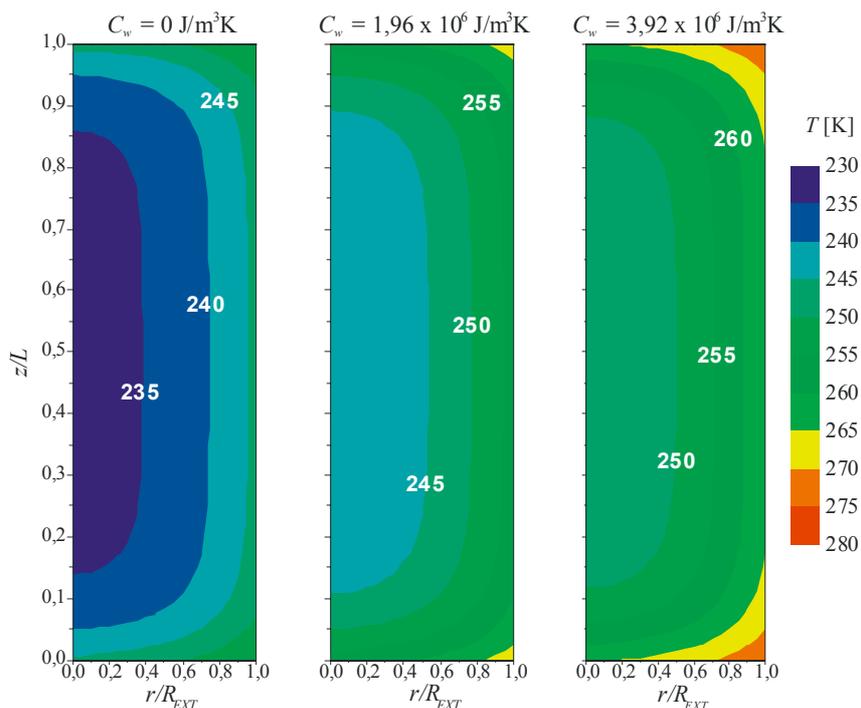


Figure 8: Temperature distribution within the adsorbent bed for $T_\infty = 19^\circ\text{C}$ and $\dot{m} = 0,3283\text{ g/s}$ at depletion pressure.

Table 6. Results for the cylinder thermal capacity analysis.

C_w [J/m ³ K]	Discharged Mass [kg]	η [%]	Discharge Time [h]
0	2,116	78,68	1,79
$1,96 \times 10^6$	2,279	84,76	1,93
$3,92 \times 10^6$	2,367	88,02	2,00

5. Conclusion

The intensification of the gas discharge capacity of adsorbed natural gas reservoirs was discussed in this paper. A literature review regarding experimental and theoretical studies performed on the charge and discharge processes of adsorbed natural gas reservoirs was presented, and a two-dimensional transient model for the slow discharge process developed by the authors was used for the discussions.

A simple model for a heat pipe was introduced in the adsorbed natural gas discharge model to investigate the effects of the activated carbon bed thermal control on the discharge duration. The coupled model was able to simulate the reservoir thermal control and an increase in the discharge duration of up to 35 minutes was observed for $\dot{m} = 0,1641$ g/s and a heat source temperature of 300 °C. The advantage of using heat pipes for the thermal control of adsorbed natural gas reservoir is that this kind of device can works in both heat transfer directions, *i.e.*, it can be used to supply heat or to remove heat from the reservoir.

The analysis of the convection heat transfer at the external wall of the adsorbed natural gas cylinder showed that the surrounding temperature plays an important role in the discharge duration. The convection heat transfer should be done in a controlled way to prevent high activated bed temperature gradients, which can lead to high pressures, eliminating the advantages of low pressure reservoirs.

The effective thermal conductivity of the activated carbon structure is also an important parameter as it can smooth the temperature gradients within the adsorbent bed, improving the heat transfer by convection from the cylinder wall, or improving the performance of the thermal control device, leading to an extension of the discharge duration time.

The heat capacity of the cylinder wall can also help on the extension of the discharge duration by acting as a thermal energy reservoir, providing heat to the adsorbent bed, and partially compensating the cooling effects imposed by the latent heat of adsorption.

6. Nomenclature

C_w	Heat capacity of the cylinder wall
c_p	Isobaric heat capacity
h_f	Forced convection heat transfer coefficient
h_w	Heat transfer coefficient at cylinder wall
k_{eff}	Effective thermal conductivity
k_{HP}	Heat pipe effective thermal conductivity
L	Cylinder length
L_{evap}	Heat pipe evaporator length
\dot{m}	Mass flow rate
\mathbf{n}	Normal direction
P	Pressure
P_d	Depletion pressure
q	Adsorbed phase concentration
R	Radius
R_0	Cylinder filling opening radius
R_{ext}	Cylinder external radius
r	Radial coordinate
T	Temperature
T_f	Heat source temperature (heat pipe)

T_∞	Surrounding temperature
t	Time
V	Volume
z	Axial coordinate

Greek Symbols:

ΔH	Latent (isosteric) heat of adsorption
δ_w	Cylinder wall thickness
φ_{eff}	Effective porosity
ρ	Density
η	Performance coefficient

Subscripts:

$()_a$	Adsorbed phase
$()_g$	Gas phase
$()_{HP}$	Heat pipe
$()_s$	Solid phase
$()_w$	Cylinder wall properties
$()_0$	Initial condition

7. Acknowledgement

The authors would like to acknowledge CNPq for funding this research. Luciano G. Lara would like to acknowledge Petrobras S/A – ENGENHARIA/IEABAST/EAB/ENPRO for supporting this work.

8. References

- Bejan, A., 1995. **Convection Heat Transfer**. 2nd Ed., New York, NY: John Wiley & Sons, Inc.
- Biloé, S.; Goetz, V.; and Mauran, S., 2001a. “Dynamic Discharge and Performance of a New Adsorbent for Natural Gas Storage”. In: *AIChE Journal*, Vol. 47, no. 12, pp. 2819-2830.
- Biloé, S.; Goetz, V.; and Mauran, S., 2001b. “Characterization of adsorbent composite blocks for methane storage”. In: *Carbon*, Vol. 39, pp. 1653–1662.
- Biloé, S.; Goetz, V.; and Guillot, A. “Optimal Design of an Activated Carbon for an Adsorbed Natural Gas Storage System”. In: *Carbon*, 2002, Vol. 40, pp. 1295-1308.
- Brady, T. A.; Rostam-Abadi, M.; and Rood, M. J., 1996. “Applications for Activated Carbons from Waste Tires: Natural Gas Storage and Air Pollution Control”. In: *Gas Separation and Purification*, Vol. 10, no. 10, pp. 97-102.
- Burchell, T. and Rogers, M., 2000. “Low Pressure Storage of Natural Gas for Vehicular Applications”. SAE Tech. Paper Series no. 2000-01-2205, In: Government/Industry Meeting, Washington, D.C.
- Chang, K. J. and Talu, O., 1996. “Behavior and Performance of Adsorptive Natural Gas Storage Cylinders During Discharge”. In: *Applied Thermal Engineering*, Vol. 16, no. 5, pp. 359-374.
- Faghri, A., 1995. **Heat Pipe Science and Technology**. Taylor & Francis, Washington DC.
- Gregg, S. J. and Sing, K. S. W., 1982. **Adsorption, Surface Area and Porosity**. 2nd ed., London: Academic Press, Inc.
- Inomata, K.; Kanazawa, K.; Urabe, Y.; Hosono, H. and Araki, T., 2002. “Natural gas storage in activated carbon pellets without a binder”. In: *Carbon*, Vol. 40, pp. 87-93.
- Lara, L. G., 2005. **Theoretical Analysis of the Discharge Process of Adsorbed Natural Gas Reservoirs** (*original in Portuguese*). M. Sc. thesis, Mech. Eng. Programme, Fed. Univ. of Rio de Janeiro, Brazil.
- Lara, L. G.; Couto, P.; Sophya, D. M. A.; and Cotta, R. M., 2006. “Thermal Control of Adsorbed Natural Gas Reservoirs During Discharge Dynamic Conditions”. 13th International Heat Transfer Conference, Sydney, Australia, 14th to 18th Aug. Proceedings (CD-ROM).
- Litzke, W. L. and Wegrzyn, J., 2001. “Natural Gas as a Future Fuel for Heavy-Duty Vehicles”. SAE Tech. Paper Series n°2001-01-2067, In: Government/Industry Meeting, Washington, D.C.
- MacDonald, J. A. F. and Quinn, D. F., 1998. “Carbon Adsorbents for Natural Gas Storage”. In: *Fuel*, Vol. 77, no. 1, pp. 61-64.
- Moran, M. J. and Shapiro, H. N., 2000. **Fundamentals of Engineering Thermodynamics**. 4th Edition, New York, NY: John Wiley & Sons, Inc.
- Mota, J. P. B.; Rodrigues, A. E.; Saadatian, E.; and Tondeur, D., 1997. “Dynamics of Natural Gas Adsorption Storage Systems Employing Activated Carbon”. In: *Carbon*, V.35, n°9, pp.1259-1270.
- Mota, J. P. B.; Esteves, I. A. A. C.; and Rostam-Abadi, M., 2004. “Dynamic modelling of an adsorption storage tank using a hybrid approach combining computational fluid dynamics and process simulation”, In: *Computers and Chemical Engineering*, n° 28, pp. 2421–2431.
- Peterson, G. P., 1991. **An Introduction to Heat Pipes – Modeling, Testing and Applications**. 1st ed., John Wiley and Sons, Inc., New York, NY.
- Tien, C., 1994. **Adsorption Calculations and Modeling**. 1st Edition, Newton, MA: Butterworth-Heinemann series in chemical engineering.
- Vasiliev, L. L.; Kanonchik, L. E.; Mishkinis, D. A.; and Rabetsky, M. I., 2000a. “Adsorbed Natural Gas Storage and Transportation Vessels”. In: *Int. J. of Thermal Sciences*, n° 39, pp. 1047-1055.
- Vasiliev, L. L.; Kanonchik, L. E.; Mishkinis, D. A.; and Rabetsky, M. I., 2000b. “A New Method of Methane Storage and Transportation”. In: IV Minsk International Seminar on Heat Pipes, Heat Pumps and Refrigerator, Minsk, Belarus, September 4-7, Proceed-ings, pp. 218-228.

9. Copyright Notice

The author is the only responsible for the printed material included in his paper.

GERAÇÃO E PROPAGAÇÃO DE ONDAS NÃO-LINEARES EM UM RESERVATÓRIO

Roger Matsumoto Moreira, André Avelino de Oliveira Mendes & Raphael David Aquilino Bacchi

Laboratório de Dinâmica dos Fluidos Computacional (LabCFD)
Escola de Engenharia, Universidade Federal Fluminense
R. Passos da Pátria 156, bl.D, sl.563A, Niterói, R.J., Brasil. CEP: 24210-240.
E-mail: roger@vm.uff.br, andreavelinoom@gmail.com & raphael@esss.com.br

Resumo. O presente trabalho tem por objetivo modelar numericamente a geração e propagação de ondas em um reservatório, representado por uma caixa bidimensional impermeável, com um fundo plano horizontal e duas paredes verticais. Um movimento harmônico lateral ou vertical é imposto no container parcialmente cheio de água, com duas possíveis condições iniciais para a superfície livre: repouso absoluto ou uma onda senoidal estacionária. Dois métodos numéricos são empregados na solução do problema de valor de contorno. O primeiro se baseia na solução de uma equação integral originária do teorema integral de Cauchy para funções complexas; o escoamento com superfície livre, não-linear e transiente, é simulado por meio do método da integral de contorno. Os resultados numéricos são validados por meio de soluções analíticas clássicas da literatura. O segundo método utiliza o código comercial ANSYS CFX com um modelo homogêneo para a superfície livre. Neste caso, os resultados são comparados com os experimentos realizados por Bredmose et al. (2003). Em ambos os modelos, características interessantes da superfície livre são obtidas e discutidas.

Palavras chave: Escoamentos com superfície livre, sloshing, método da integral de contorno, CFX.

1. Introdução

Sabe-se que a agitação de um reservatório parcialmente cheio de líquido submetido a determinadas frequências pode gerar ondas de superfície extremamente energéticas. Esse fenômeno – conhecido na literatura inglesa por *sloshing* – voltou a despertar o interesse de pesquisadores, que têm atuado principalmente na identificação das frequências excitadoras do sistema e na modelagem da propagação dessas ondas não-lineares em meios confinados. Atualmente, projetistas têm utilizado códigos de fluidodinâmica computacional e experimentos na tentativa de entender melhor o processo de formação dessas ondas.

Tanques de armazenamento em caminhões, aviões, espaçonaves e navios podem, sob certas circunstâncias, estarem sujeitos a cargas harmônicas de alta amplitude, podendo alcançar modos de ressonância. Tais ondas, quando refletidas nas paredes do compartimento, impõem forças hidrodinâmicas que podem gerar um efeito desestabilizante. Esta interação entre o fluido e a estrutura pode causar a ruptura do *container*, instabilidade e perda de manobrabilidade em veículos que transportam substâncias líquidas. A figura 1 ilustra esquematicamente a geração e propagação de uma onda de superfície em um navio tanque, induzida pelos movimentos de jogo (*roll*), afundamento (*heave*) e deriva (*sway*).

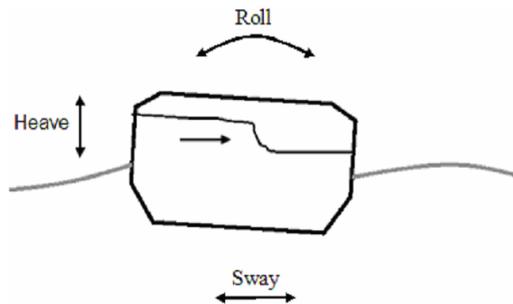


Figura 1. Representação esquemática da seção transversal de um navio tanque submetido às condições de mar.

No Brasil, a exploração e produção de petróleo e gás natural é realizada em sua grande parte em alto-mar, sendo a Bacia de Campos responsável por cerca de 70% da produção nacional. Atualmente, os sistemas flutuantes de produção – na forma de plataformas semi-submersíveis e FPSOs (*Floating Production Storage and Offloading units*) – possuem tanques de estocagem de óleo cada vez maiores. Neste contexto, é de suma importância conhecer o mecanismo de formação dessas ondas, diagnosticando os principais modos de excitação que poderiam acarretar em impactos violentos de líquido nas estruturas do reservatório, comprometendo assim a estabilidade e a integridade da embarcação.

Na Mecânica dos Fluidos, o fenômeno de *sloshing* representa um problema de autovalor clássico, tendo sido objeto de estudo de cientistas ilustres como Poisson, Rayleigh e Kirchhoff. Uma referência padrão sobre o assunto é Lamb

(1932, §258), que relata a escassez de soluções para a superfície livre supondo um reservatório com profundidade variável. De fato, Lamb analisou o movimento do fluido em um canal triangular, cuja seção transversal consistia de dois segmentos de reta inclinados a 45° em relação à vertical, que permanece como uma das poucas soluções analíticas encontradas até hoje.

Em meados do século XX, houve mais uma vez o interesse da comunidade acadêmica pelo desenvolvimento de uma teoria de propagação de ondas em reservatórios parcialmente cheios de líquido. As principais aplicações na época envolviam o estudo de problemas associados a tanques de combustível em foguetes e aviões. Em um tanque bidimensional com comprimento πL e profundidade hL , Moiseyev (1958) e Chester (1968) identificaram que as oscilações na superfície livre possuem um espectro discreto de frequências $\omega = [gn \tanh(nh)/L]^{1/2}$, onde g é a aceleração da gravidade e n é o número de ondas, com a ressonância ocorrendo quando o reservatório é forçado a oscilar próximo dessas frequências.

Em um trabalho seguinte, Ockendon & Ockendon (1973) constataram que pequenas oscilações verticais e horizontais de um container parcialmente cheio de líquido podem gerar uma movimentação do fluido em uma escala muito maior do que a amplitude de excitação do sistema. De fato, por intermédio de métodos assintóticos, Ockendon & Ockendon reproduziram os resultados analíticos de Moiseyev (1958) e Chester (1968), além de unificar sua análise para águas rasas ($h/L < 1$). Moiseev (1964) e Moiseev & Petrov (1968) fornecem uma revisão extensa do fenômeno de *sloshing* à luz da teoria linear, com soluções via teoria da perturbação, não tratando, no entanto, de oscilações não-lineares.

O aparecimento de computadores com maior capacidade de processamento e os crescentes avanços na área de análise numérica abriram novos horizontes no estudo de escoamentos com superfície livre, onde efeitos não-lineares desempenham um papel importante. De fato, o desenvolvimento de novas técnicas de fluidodinâmica computacional tornou possível a investigação de determinados fenômenos através de meios que não sejam exclusivamente experimentais.

Wu & Eatock Taylor (1994) aplicaram o método dos elementos finitos ao problema de *sloshing* em um tanque bidimensional, obtendo soluções para o movimento fluido pela aproximação de Galerkin. Em um trabalho seguinte, Wu & Eatock Taylor (1998) estenderam seu modelo para o problema 3D, onde foram observadas, além das ondas estacionárias, ondas progressivas e ressaltos hidráulicos. Os resultados numéricos foram validados através da comparação com soluções 2D obtidas no trabalho anterior.

Em um trabalho numérico-experimental, Bredmose *et al.* (2003) realizou uma série de experimentos em um reservatório parcialmente cheio de água, com dimensões 1,48 x 0,40 x 0,75m³. O movimento do tanque foi realizado utilizando-se uma mesa simuladora de terremotos do Departamento de Engenharia Civil da Universidade de Bristol. Os sinais utilizados nos experimentos eram restritos aos movimentos de *sway* e *heave*. Duas modelagens numéricas foram utilizadas no intuito de reproduzir o escoamento com superfície livre. Para o *sloshing* horizontal, empregou-se o modelo de Boussinesq para águas rasas; para os movimentos com aceleração vertical, adaptou-se o programa completamente não-linear para escoamentos com superfície livre desenvolvido por Dold & Peregrine (1986) (ver também Dold 1992). A comparação entre resultados numéricos e experimentais foi satisfatória, evidenciando fenômenos como o *sloshing* e o *table-top*, este último também denominado onda de Faraday.

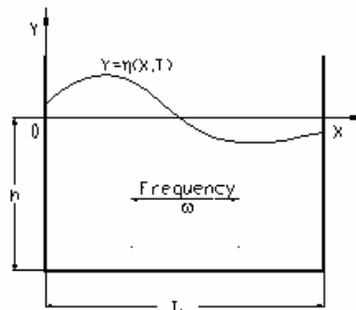


Figura 2. Representação da geometria do reservatório estudado.

O presente trabalho tem por objetivo modelar numericamente a geração e propagação de ondas em um reservatório, representado por uma caixa bidimensional impermeável, com um fundo plano horizontal e duas paredes verticais (ver figura 2). Um movimento harmônico lateral ou vertical é imposto no *container* parcialmente cheio de água, com duas possíveis condições iniciais para a superfície livre: repouso absoluto ou uma onda senoidal estacionária. Dois métodos numéricos são empregados na solução do problema de valor de contorno. O primeiro se baseia na solução de uma equação integral originária do teorema integral de Cauchy para funções complexas; o escoamento com superfície livre,

não-linear e transiente, é simulado por meio do método da integral de contorno. Os resultados numéricos são validados por meio de soluções analíticas clássicas da literatura. O segundo método utiliza o código comercial ANSYS CFX com um modelo homogêneo para a superfície livre. Neste caso, os resultados são comparados com os experimentos realizados por Bredmose *et al.* (2003).

2. Problema de valor de contorno

O escoamento no reservatório é considerado não-viscoso e incompressível. Desta forma, a equação de Laplace é satisfeita no domínio fluido,

$$\nabla^2 \Phi = 0, \quad (1)$$

onde Φ representa o potencial total de velocidades. As oscilações verticais e horizontais do *container* são introduzidas no modelo através da decomposição do potencial total Φ em uma parte regular ϕ (devido a ondas de superfície) e uma parte perturbada $\bar{\phi}$ (devido a forças harmônicas externas), como em Moreira *et al.* (2005).

A condição de contorno cinemática impõe que as partículas de fluido na superfície livre permaneçam nesta interface,

$$\frac{D\bar{r}}{Dt} = \bar{u}, \quad (2)$$

onde \bar{u} representa o campo de velocidades e $\bar{r} = (x, y, t)$.

A condição de contorno dinâmica é regida pela equação de Bernoulli,

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 - \frac{p}{\rho} - gy - \tau\kappa + \zeta (y\Phi_x - \Psi), \quad (3)$$

onde p é a pressão e ρ a densidade do fluido; τ é a tensão superficial e κ a curvatura na superfície livre; ζ é a vorticidade e Ψ a função corrente. Os resultados apresentados neste artigo desprezam os efeitos da tensão superficial e vorticidade.

Nas paredes vertical e horizontal do reservatório, a condição de Neumann deve ser satisfeita, ou seja, tanto o fundo como as laterais do reservatório são considerados rígidos e impermeáveis. Desta forma no fundo,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

enquanto nas paredes verticais,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

3. Método da integral de contorno

O problema de valor de contorno é resolvido utilizando uma versão adaptada do programa desenvolvido por Dold & Peregrine (1986). Tal técnica consiste em aplicar o método da integral de contorno a escoamentos com superfície livre, o que reduz significativamente a demanda computacional para o cálculo do movimento do fluido já que apenas propriedades da superfície são estimadas. O problema proposto é resolvido através do método da integral de contorno que está relacionado ao teorema integral de Cauchy,

$$u - iv = \frac{1}{i\pi} \frac{\partial z / \partial \xi}{|\partial z / \partial \xi|} \oint_C (u' - iv') \frac{dz'}{z' - z}, \quad (6)$$

onde $\bar{u} = (u, v)$ e $z = x + iy$. ξ é o parâmetro discretizador e o expoente ' representa o ponto móvel no contorno.

A condição de impenetrabilidade nas paredes é satisfeita utilizando-se o método das imagens (ver figura 3). A equação integral acima é resolvida no plano Ω aplicando-se a seguinte transformação conforme:

$$\Omega = \exp(-iz). \quad (7)$$

A figura 3b mostra o domínio fluido após a aplicação da transformação conforme. Para maiores detalhes acerca do método numérico veja Dold (1992) e Moreira (2001).

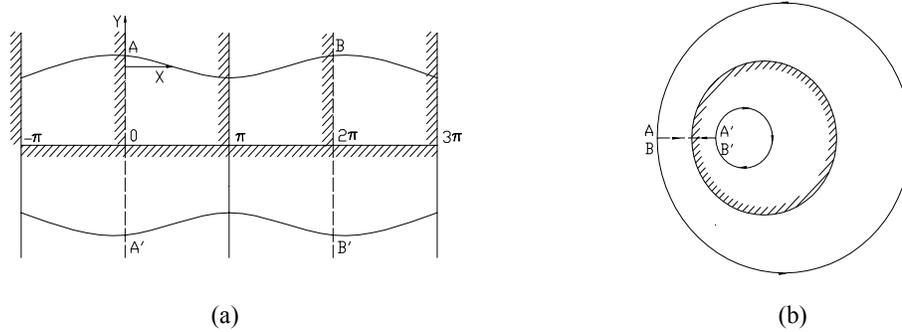


Figura 3. (a) Arranjo periódico de reservatórios obtidos através da reflexão vertical.
 (b) Domínio fluido após a aplicação da transformação conforme.

4. Resultados numéricos

4.1. Reservatório em repouso

Inicialmente investigou-se a evolução do escoamento supondo o reservatório em repouso e arbitrando um perfil de onda linear como condição inicial para a superfície livre. Em todos os casos simulados, assumiu-se uma profundidade $h/L=1$. Como predito pela teoria linear, os resultados numéricos confirmam a formação de ondas estacionárias para os casos de baixa amplitude inicial ($A_0/h < 0,2$), sem o aparecimento de ondas íngremes. Para amplitudes maiores (ver figura 4), o escoamento com superfície livre se torna essencialmente transiente e não-linear, com a formação de ondas progressivas que se quebram ao atingir o limite de 120° na crista da onda (ver figuras 4b e 4c) ou que evoluem até se chocar contra as paredes laterais, ocasionando um considerável *run up* (ver figura 4a). Para $A_0/h \geq 0,7$, pode-se notar a formação de um jato vertical central proeminente (ver figuras 4d, 4e e 4f). Nestes casos, há uma transferência de energia para a parte central da onda, criando jatos verticais com amplitudes superiores à condição inicial. Este fenômeno, também conhecido como efeito “bazuca”, já foi discutido por uma série de autores (Longuet-Higgins 2001).

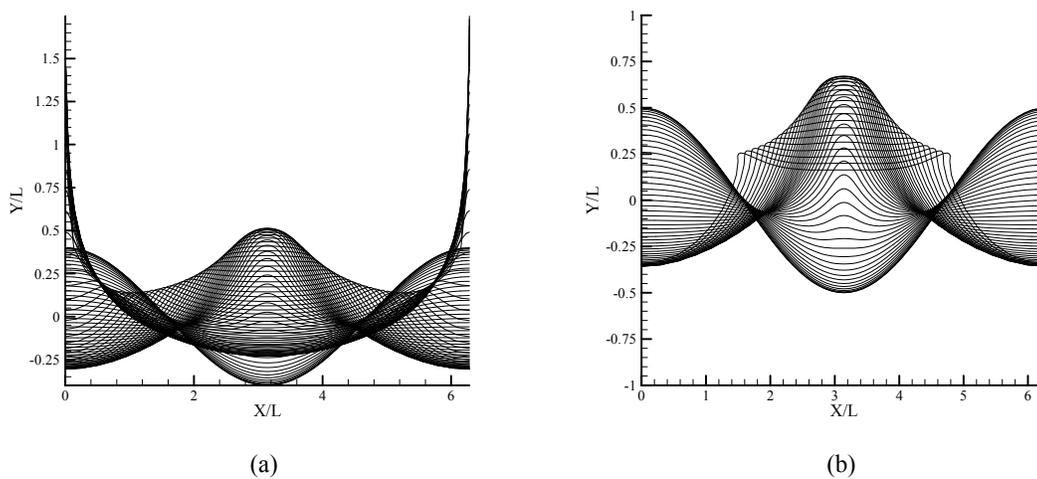


Figura 4. Evolução não-linear da superfície livre para diferentes amplitudes iniciais A_0 : (a) 0,4; (b) 0,5. Reservatório em repouso. Razão de aspecto $h/L=1$.

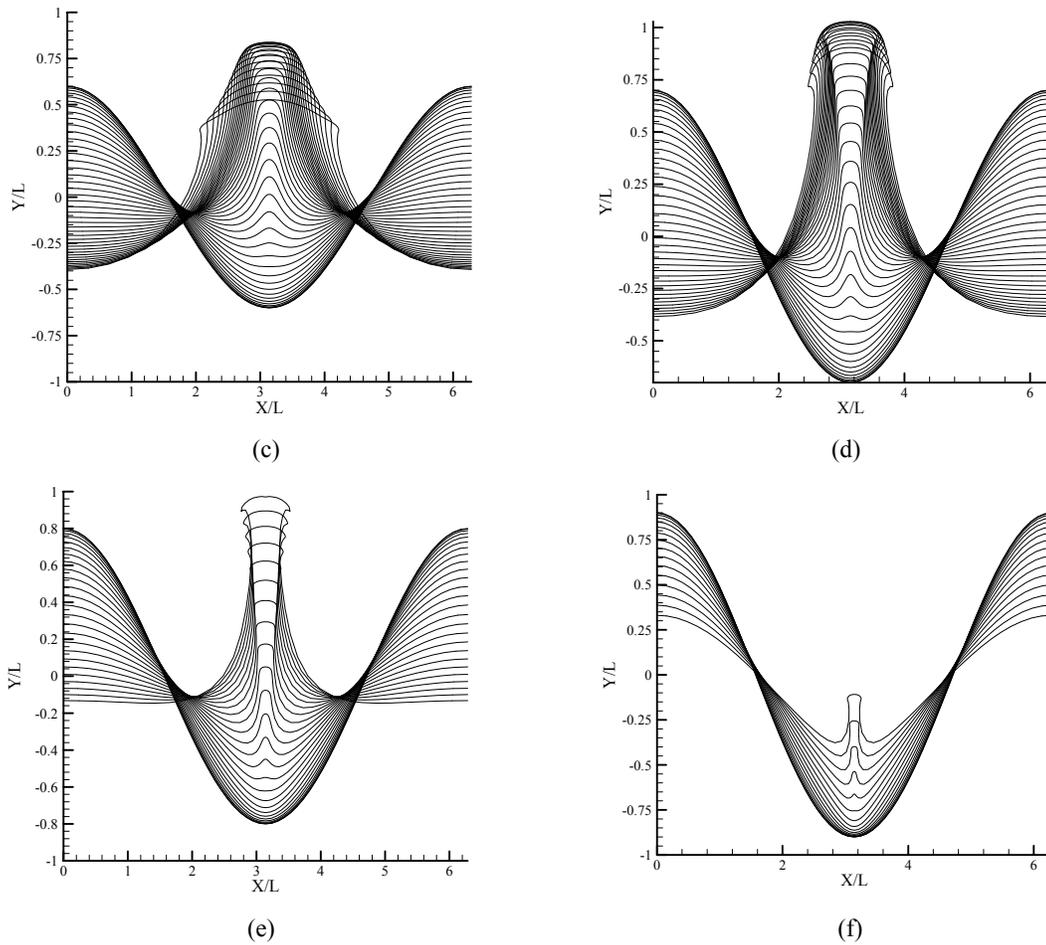


Figura 4 (cont.). Evolução não-linear da superfície livre para diferentes amplitudes iniciais A_0 : (c) 0,6; (d) 0,7; (e) 0,8; (f) 0,9. Reservatório em repouso. Razão de aspecto $h/L=1$.

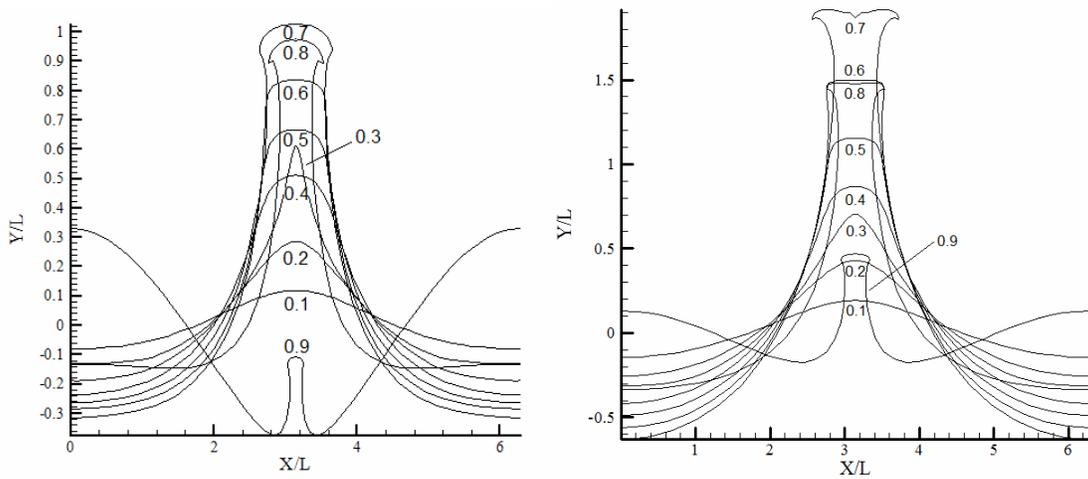


Figura 5. Perfis da superfície livre em sua máxima elevação, considerando-se diferentes amplitudes iniciais A_0/h . (a) Reservatório em repouso. (b) Reservatório acelerado verticalmente ($V_0=0,5$; $\omega=1$). Em ambos os casos, $h/L=1$.

4.2. Reservatório acelerado verticalmente

O movimento harmônico do reservatório é incluído no modelo definindo-se um potencial perturbador $\bar{\phi}$ que satisfaça a equação de Laplace tal que $V = V_0 \sin(\omega t)$, onde V representa a velocidade vertical do tanque e ω a sua frequência de oscilação. Todos os resultados numéricos apresentados ao longo deste trabalho foram colhidos utilizando-se um referencial que se move com o reservatório. Supondo uma condição inicial em repouso absoluto e excitando-se o sistema verticalmente, percebe-se que nenhuma perturbação ocorre na superfície livre, havendo para isto a necessidade de alguma excitação lateral. A figura 5 compara os perfis da superfície livre em sua máxima elevação, considerando-se diferentes amplitudes iniciais A_0/h , extraídas respectivamente para o caso do reservatório em repouso e com uma aceleração vertical. Pode-se notar claramente o aumento das amplitudes do sistema ocasionado pela aceleração vertical do fluido. Além disto, percebe-se um achatamento da crista das ondas, notoriamente naquelas de maior amplitude, evidenciando o fenômeno do *table top*, também denominado por onda de Faraday. Bredmose *et al.* (2003) relatou experimental e numericamente a existência dessas ondas.

4.3. Reservatório acelerado lateralmente

Para o movimento lateral do reservatório, optou-se por validar os resultados numéricos analiticamente por intermédio dos trabalhos clássicos de Moiseyev (1958) e Chester (1968). De fato, os perfis encontrados para a superfície livre na figura 6 comprovam a formação de ondas lineares ressonantes quando o sistema é colocado a oscilar horizontalmente com frequências $\omega = [gn \tanh(nh)/L]^{1/2}$. Devido a limitações do código computacional, agitações de maior amplitude ocasionaram a interrupção abrupta da computação devido a instabilidades numéricas.

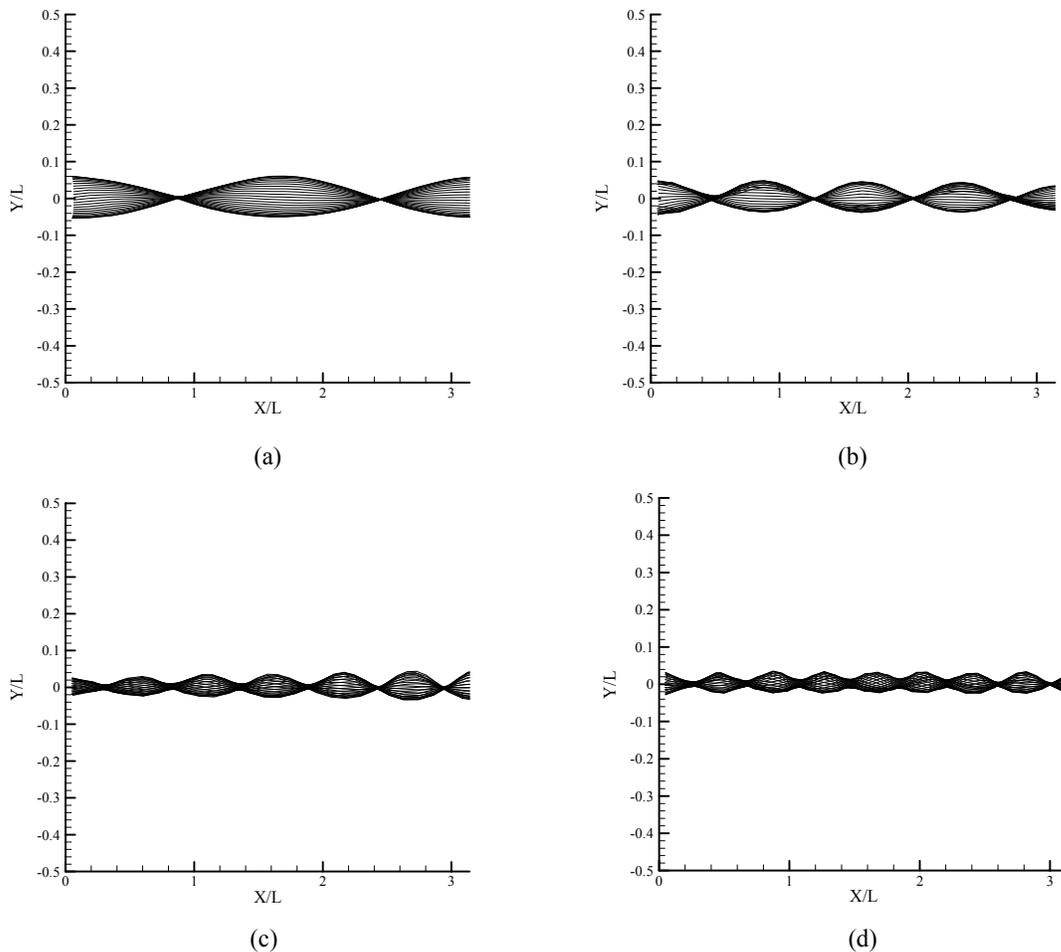


Figura 6. Ondas ressonantes formadas a partir de agitações harmônicas horizontais ($U_0=0,001$; $h/L=1$) com frequência ω igual a: (a) 1,39; (b) 2,00; (c) 2,44; (d) 2,83. Em todos os casos, a condição inicial para a superfície livre foi de repouso absoluto.

4.4. Sloshing horizontal

Nesta seção, os resultados experimentais e numéricos de Bredmose *et al.* (2003) para o fenômeno de *sloshing* horizontal (experimento H10) são comparados com soluções numéricas obtidas através do código comercial ANSYS CFX, considerando-se um modelo multifásico homogêneo para a descrição do movimento da superfície livre. A figura 7 mostra a malha hexaédrica de 9.047 elementos (18.480 nós) utilizada nas simulações. Nas paredes verticais e no fundo do reservatório foi aplicada a condição de não-deslizamento, enquanto na região superior a condição de *opening* foi empregada. O regime adotado foi o transiente, com passo de tempo de 0,005s, para um tempo total de 12s, dentro da faixa do experimento de Bredmose *et al.* (2003). O reservatório é modelado com dimensões 1,48 x 0,75m² e é parcialmente cheio de água, com uma profundidade média de 0,155m. A figura 8 ilustra o sinal utilizado nas simulações numéricas.

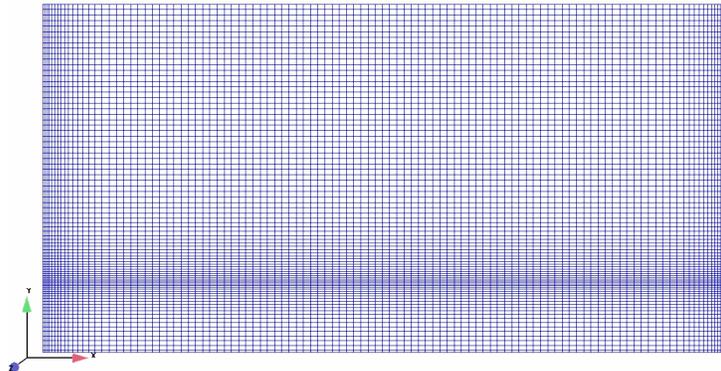


Figura 7. Discretização empregada nas simulações com o *software* ANSYS CFX.

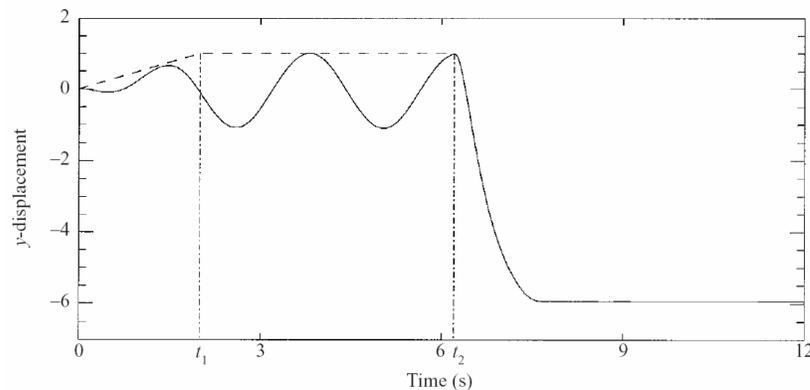


Figura 8. Movimento harmônico lateral empregado no experimento H10 de Bredmose *et al.* (2003). Para obter o deslocamento horizontal do tanque em *cm*, a ordenada deve ser multiplicada pelo fator 2.

A coluna à esquerda da figura 9 mostra uma sequência de 12 fotos extraídas do experimento H10 (ver figura 11 de Bredmose *et al.* 2003), enquanto as linhas tracejadas representam as soluções numéricas utilizando-se um modelo de Boussinesq. À direita da mesma figura, os resultados obtidos utilizando-se o código ANSYS CFX são apresentados. As imagens cobrem o movimento da superfície livre resultante do “empurrão” ocasionado pela parede à direita do reservatório, decorridos 6,21s do início do experimento (ver t_2 na figura 8). A onda gerada é fotografada até atingir a parede à esquerda, seguida do *run up* e posterior reflexão. De uma forma geral, a concordância entre os resultados experimentais e numéricos é excelente. A amplitude da onda gerada na parede vertical à direita decai até se aproximar da parede oposta, quando se torna mais íngreme e inicia o *run up*. Note que os resultados numéricos obtidos no CFX reproduzem mais fielmente os experimentos, notoriamente no momento do *run up*. Como reportado por Bredmose *et al.* (2003), o modelo de Boussinesq é falho em regiões que não há batimetria suave. Uma outra característica importante evidenciada nas simulações é a indicação, após o *run up*, de um jato vertical em direção ao fundo do reservatório (ver figura 9, $t = 8.04s$), fato este não reproduzido pelo modelo de Boussinesq. Convém ressaltar ainda que o modelo empregado no CFX não contempla os efeitos da tensão superficial, que segundo Jervis & Peregrine (1996) pode acarretar uma redução em até 10% da amplitude máxima.

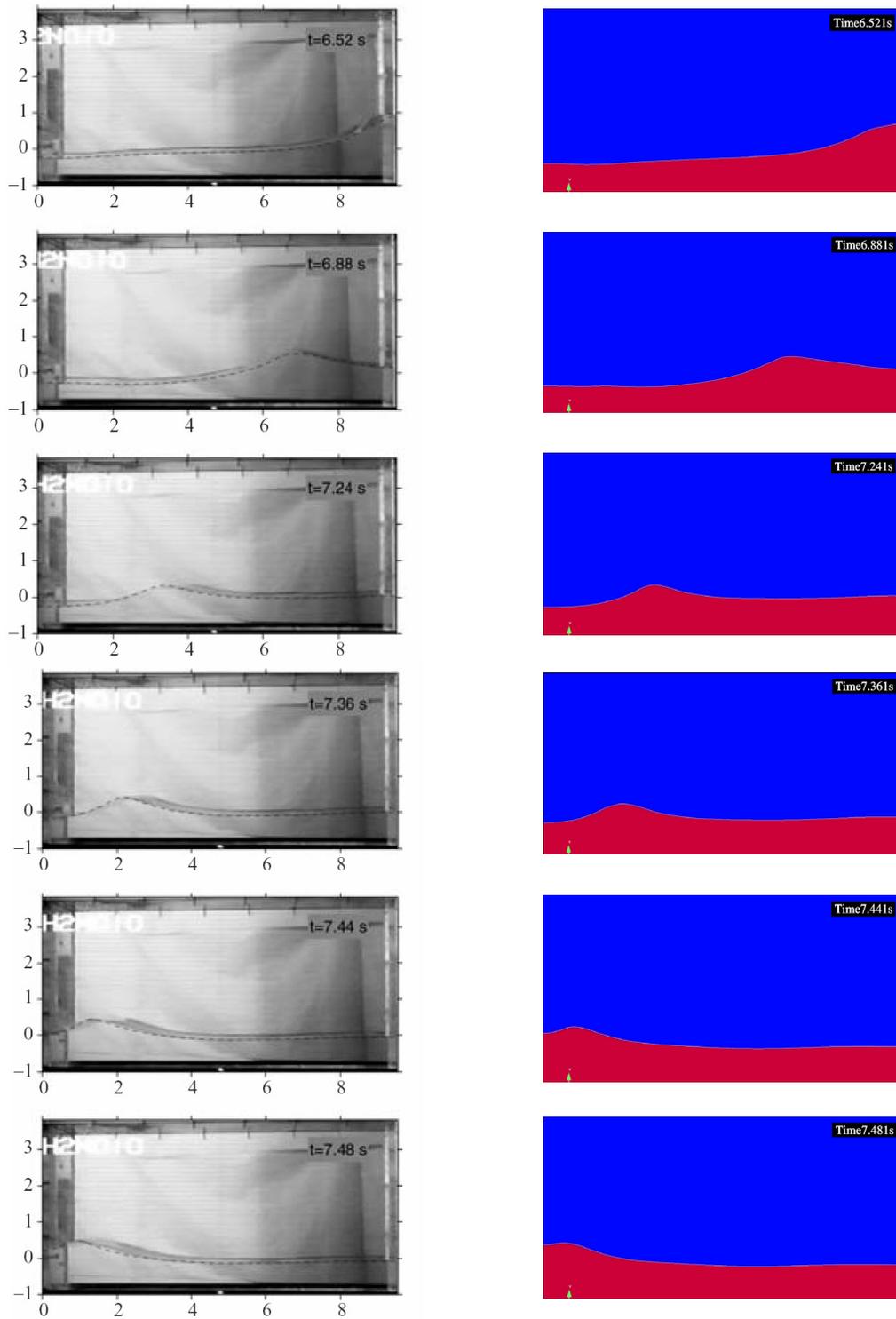


Figura 9. Comparação entre os resultados experimentais (Bredmose *et al.* 2003) e numéricos (obtidos a partir do código comercial ANSYS CFX).

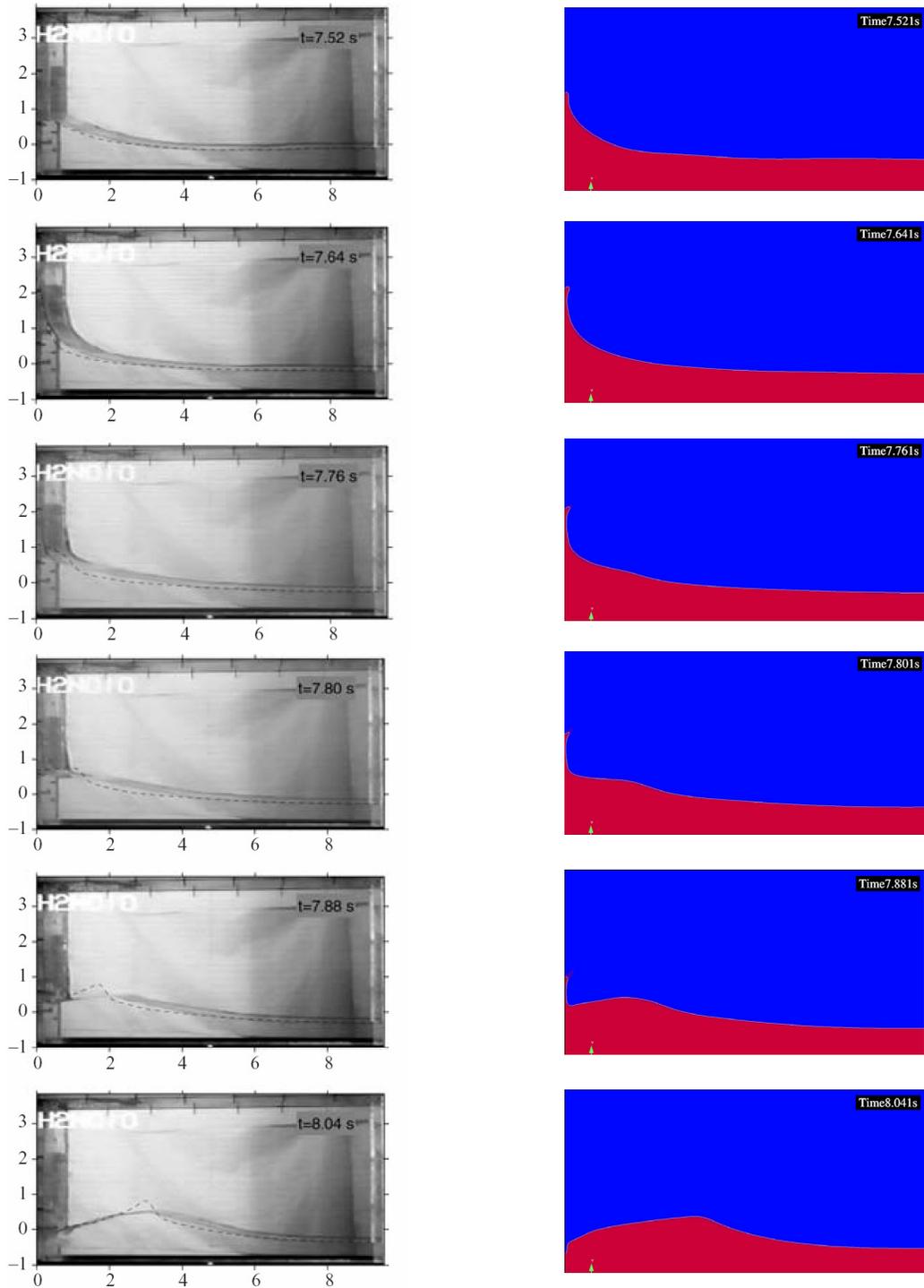


Figura 9 (cont.). Comparação entre os resultados experimentais (Bredmose *et al.* 2003) e numéricos (obtidos a partir do código comercial ANSYS CFX).

6. Agradecimentos

Ao PGMEC da UFF, à CAPES pela bolsa de mestrado do aluno André Avelino de Oliveira Mendes e ao CNPq pelo financiamento do projeto no. 62.0018/2003-8-PADCT III / FAPERJ.

7. Referências

- Bredmose, H., Brocchini, M., Peregrine, D.H., Thais, L., 2003, "Experimental investigation and numerical modelling of steep forced water waves." *J. Fluid Mech.*, v.490, pp.217-249.
- Dold, J.W., 1992, "An Efficient Surface-Integral Algorithm Applied to Unsteady Gravity Waves." *J. Comp. Phys.*, v.103, pp.90-115.
- Dold, J.W. & Peregrine, D.H., 1986, "An Efficient Boundary-Integral Method for Steep Unsteady Water Waves." *Numer. Meth. for Fluid Dynamics II*, Eds. K.W. Morton & M.J. Baines, pp.671-679.
- Chester, W., 1968, *Proc. Roy. Soc. London* A306, 5.
- Jervis, M. & Peregrine, D.H., 1996, "Overtopping of waves at a sea wall: A theoretical approach." *Proc. 25th Intl. Conf. Coastal Engng.*, vol.2, pp.2192-2205. ASCE.
- Lamb, H., 1932, "Hydrodynamics." 6th ed., Camb. Univ. Press.
- Longuet-Higgins, M.S., 2001, "Vertical jets from standing waves: the bazooka effect." *Utam Symposium on Free Surfaces Flows*, Birmingham, England, pp.195-203.
- Moiseev, N.N., 1964, "Introduction to the theory of oscillations of liquid-containing bodies." *Adv. Appl. Mech.* 8, pp.233-289.
- Moiseev, N.N. & Petrov, A.A., 1968, "The calculation of free oscillations of a liquid in a motionless container." *Adv. Appl. Mech.* 9, pp.91-154.
- Moiseyev, N.N., 1958, *Prikl. Mat. Mech.* 22, 612.
- Moreira, R.M., 2001, "Nonlinear interactions between water waves, free surface flows and singularities." PhD thesis, University of Bristol, U.K.
- Moreira, R.M., Nascimento, R.A.F., Teles da Silva, A.F. & Chacaltana, J.T.A., 2005, "Wave sloshing inside a 2D reservoir." *Proc. COBEM 2005*, pp.1-7.
- Ockendon, J.R. & Ockendon, H., 1973, "Resonant surface waves." *J. Fluid Mech.*, vol.59, pp.397-413.
- Wu, G.X. & Eatock Taylor, R., 1994, "Finite element analysis of two-dimensional nonlinear transient water waves." *Appl. Ocean Res.* 16, pp.363-372.
- Wu, G.X. & Eatock Taylor, R., 1998, "Numerical simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a finite element method." *Appl. Ocean Res.* 20, pp.337-356.

8. Direitos autorais

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

THE GENERATION AND PROPAGATION OF NONLINEAR WAVES IN A RESERVOIR

Roger Matsumoto Moreira, André Avelino de Oliveira Mendes & Raphael David Aquilino Bacchi

Computational Fluid Dynamics Laboratory (LabCFD)

School of Engineering, Fluminense Federal University

R. Passos da Pátria 156, bl.D, sl.563A, Niterói, R.J., Brazil. CEP: 24210-240.

E-mail: roger@vm.uff.br, andreavelinoom@gmail.com & raphael@esss.com.br

Abstract

The present work aims to model numerically the generation and propagation of waves in a reservoir, represented by a two-dimensional impermeable box, with a flat horizontal bottom and two vertical walls. The horizontal or vertical harmonic motion is imposed at the container, which is partially filled with water, with two possible initial conditions for the free surface: still water or a stationary sinusoidal wave. Two numerical methods are employed in the solution of the boundary value problem. The first is based on solving an integral equation that arises from Cauchy's integral theorem for functions of a complex variable. The transient nonlinear free surface flow is simulated using a boundary integral method. Numerical results are validated by comparing them with classical analytical solutions. The second method uses the commercial code ANSYS CFX with its homogeneous free surface model. In this case, results are compared with experiments done by Bredmose *et al.* (2003). In both models, interesting features at the free surface are obtained and discussed.

Keywords: Free surface flows, sloshing, boundary integral method, CFX.

EXPERIMENTAL STUDY OF EMULSION FLOW THROUGH A PORE-THROAT CAPILLARY MODEL

Sygifredo Cobos

PUC-Rio, Department of Mechanical Engineering. Rua Marques de São Vicente, 225 Gávea, Rio de Janeiro, RJ.
sygifredo@mec.puc-rio.br

Márcio S. Carvalho

PUC-Rio, Department of Mechanical Engineering. Rua Marques de São Vicente, 225 Gávea, Rio de Janeiro, RJ.
msc@mec.puc-rio.br

Vladimir Alvarado

University of Wyoming, Department of Chemical and Petroleum Engineering, Dept. 3295, 1000 E. University Avenue, Laramie WY 82071/PUC-Rio, Department of Mechanical Engineering. Rua Marques de São Vicente, 225 Gávea, Rio de Janeiro, RJ.
vladimir@rdc.puc-rio.br

Abstract. *Flow of emulsions in porous media holds potential importance for enhanced oil recovery (EOR) and as emulsified scale inhibitors, among other applications in oil industry. The impact of operating parameters and emulsions properties in flow's porous media is far from being entirely understood. A detailed observation at microscopic scale of the flow phenomena involved is essential for the understanding of the flow of an emulsion in a reservoir. This would lead to the development of better simulation models, henceforth increasing the predictability capability of reservoir simulators for EOR applications. In this work, pressure drop – volumetric flow rate response for oil-in-water emulsions passing through constricted capillary systems was studied. Visualization under an optical microscope was carried out to understand the flow phenomena involved. Flow rates were in the 1 m/day to 60 m/day range, to reproduce injection rates used in reservoirs operations. At a set flow rate pressure drop of the flow of emulsions having the same viscosity but different average drop size distribution may be different due to constriction blocking phenomena. This findings show that viscosity function of emulsions is not enough to fully characterize the flow inside porous media, as it is commonly done in reservoir simulations models.*

Keywords: *emulsions, capillary model, enhanced oil recovery, porous media, viscosity.*

1. Introduction

Emulsions are dispersions of two immiscible liquids such as oil and water. Two common fluid configurations or emulsion types are oil-in-water (O/W) or direct emulsions, and water-in-oil (W/O) or inverted emulsions. A third component present in emulsions is called the emulsifier, which has two main functions: (1) to decrease the interfacial tension between oil and water, thereby facilitating emulsion formation; (2) to stabilize the disperse phase against coalescence and coarsening once it is formed.

Emulsions are encountered practically in every stage of petroleum production and recovery operations, from the porous medium, production lines, to well heads and refining processes. Other industrial applications involve food processing, cosmetics, and hazardous material handling.

Oil is generally brought to surface from the reservoir rock by using different flow-driving mechanisms, from primary one to tertiary processes, depending of the development stage in a field. Primary production mechanisms use the initial potential energy available in the reservoir. One instance of these mechanisms is fluid expansion, another being water drive from an aquifer or water influx from the underlying water column in an oil reservoir. The latter two mechanisms typically lead to recovery fractions between a fifth and a third of the original oil in place. To further oil recovery beyond primary production potential, economically viable secondary recovery processes can follow primary recovery exploitation plans, once the economic limit of the latter has been reached. Water flooding is a sensible conventional secondary oil recovery method, often used in field development plans, whether for pressure maintenance or oil displacement. Pressure maintenance is a way to assist insufficient primary water drive by injecting water into edge or bottom aquifers. In its well-patterned strategy (displacement), the method basically consists of injecting water through injection wells to drive the oil towards production wells, by directly injecting into the oil column. The application of this method is responsible for more than half of World oil production, but the process has limited sweep and microscopic efficiency, often leaving a considerable amount of oil in the reservoir. This is sometimes the result of an unfavorable mobility ratio between oil and water, due to lower water viscosity than that of the oil, in many reservoirs. This leaves bypassed portions of the oil pool, often associated with viscous fingering phenomenon.

Waterflooding is also affected by reservoir heterogeneity, which is typically linked to large contrasts in absolute permeability, such as the so-called “thieves-zones”, i.e. high permeability layers between injectors and producers that leave lower permeability layers upswept. This situation can be mitigated with the use of blocking agents. These agents increase the effectiveness of injection fluids in sweeping low permeability zones, hence helping to recover some of the remaining oil. Emulsions can be used to selectively block porous media, and consequently improve the efficiency of displacing fronts.

Several laboratory studies have been carried out to understand emulsion flow mechanism in porous media. McAuliffe (1973) determined properties of oil-in-water emulsions and studied their flow through porous media, to show that these emulsions could be used as selective blocking agents for oil recovery in waterflooding projects. He also showed that oil-in-water emulsions displace oil more efficiently than water alone. Later, Soo e Radke (1983) studied the flow of dilute emulsions through porous media and determined the final reduction in permeability. They measured droplet size distributions, both at the outlet and at the inlet of the porous sample and determined how the distribution changed as a result of filtering. They used a glass micro-model to prove that permeability reduction is caused by a capture mechanism similar to that observed in particle filtration processes. Kambharatana (1993) mentions the lack of good physical and mathematical descriptions for the flow of emulsions through porous media. In his work, he observed that viscosity changes of emulsions in porous media have a similar behavior trend as that seen in the viscosimeter, for the shearing rates of interest. Kambharatana confirmed that emulsion drops were captured according to a filtration process.

Emulsion injection as an alternative chemical recovery method is not a mature technology, but has been used successfully in some field trials. In the heavy oil recovery, emulsions may provide an effective mobility control when the oil is displaced through the porous media, so it might be advantageous to use emulsions instead of polymers for injection (Bragg, 1999).

One of the difficulties in developing emulsion injection technologies for EOR relates to the lack of fundamental knowledge about the flow of emulsions through porous media. Blockage of the pores by the discontinuous phase, as one of the controlling mechanisms, is a function of several parameters involved in the physics of the flow. In this sense, it is important to find a rational way to establish a relationship between pressure drop and flow rate, depending upon variables such as emulsion viscosity, viscosity ratio between the continuous and discontinuous phase and mean droplet size/mean pore-throat size ratio. Several controlling mechanisms, such as the agglomeration of drops in constrictions, rupture, or drop elongation can occur during the flow of emulsions through porous media. A detailed observation of these phenomena at the microscopic scale is essential for the understanding of the flow of an emulsion in a reservoir. This would lead to the development of better simulation models, henceforth increasing the capability for accurate prediction of reservoir simulators for EOR applications.

In this work, a 200 μm diameter glass capillary with a neck of 50 μm in diameter is used as a model for a single pore-throat of a porous media. The flow of different oil in water emulsions flowing through a constricted capillary tube at typical velocities encountered in oil reservoirs is analyzed by measuring the pressure drop as a function of time and volumetric flow rate, and visualizing at microscopic scale the flow of the disperse phase through the constriction. The oil drops may deformation, rupture or obstruct of the capillary constriction, leading to different flow regimes.

2. Experimental work

2.1 Materials

Different oil in water emulsions were used in this analysis. All of them had a 30% in volume concentration of oil (discontinuous phase). The oil used in the experiments was a synthetic oil (SHELL, Tivela 150). The density and viscosity of the mineral oil are $\rho_o = 993\text{kg}/\text{m}^3$ at 20°C and $\mu = 350\text{cP}$ at 25°C, respectively. Deionized water was used as the continuous phase. It was necessary to add a low molecular weight polymer (Carbopol) to water in order to increase the viscosity of the continuous phase and therefore delay the segregation of the phases due to gravitational effects in all experiments. Surfactants were added to the continuous phase in order to lower the interfacial tension and avoid the coalescence of the oil drops. Two water-polymer-surfactant solutions were used. The first consisted of a 0.082% Carbopol solution in water with SDS surfactant; the second consisted of a 0.1% Carbopol solution in water with Triton X-100 surfactant. The concentration of the surfactants used were approximately 10 times the critical micelle concentration (CMC). Triton X-100 substituted SDS surfactant in the formulation of the emulsions because SDS alters the pH of the aqueous solution. It turns out that the polymeric solution containing Carbopol is sensitive to pH in such a way that the continuous phase viscosity was lower than desired, reason why the nonionic surfactant was preferred.

Each set of oil and water+polymer+surfactant mixture was sheared in a disperser (Ultramax) for about 3 minutes at different rotations. A rotation of 6,500 rpm was used to prepare emulsions with large drops; smaller drop emulsions were prepared at a rotation of 26,500 rpm. Table 1 summarizes the 4 emulsions tested in this work. Each emulsion was labeled according to its components and drop size distribution. Emulsions *1L* and *1S* are the large-drop and small-drop emulsions prepared using the 0.082% carbopol solution in water (plus the SDS surfactant), emulsions *2L* and *2S* are the

large-drop and small-drop emulsions prepared using the 0.1% carbopol solution in water (plus the Triton X-100 surfactant).

Table 1. Fluids used in the experiments.

Emulsion	External Phase	Internal Phase	Emulsion Type	O/W Ratio (% vol)
1L	Water + Carbopol 0.082 % + SDS	Shell Tivela 150 (Synthetic Oil)	O/W	30/70
1S				
2L	Water + Carbopol 0.1% + Triton X-100			
2S				

Information regarding the dispersed phase was obtained by taking microphotography of the emulsion samples. Optically measured droplet sizes were used to build the normalized histogram of drop size distribution. An inverted Zeiss optical microscope, in transmitted light mode was used for all visualizations. The shear viscosity of the emulsions as a function of the shear rate was measured using a rotational rheometer. Couette-type geometry was used for the measurements, using a serrated cylinder to dissipate slipping effects at the walls.

Figure 1 shows the drop size distribution of emulsions 1L and 1S. The difference in the rotation speed of the disperser was enough to produce emulsions with different average drop size. The viscosity curve is presented in Fig.2. As expected, the emulsion with smaller size distribution has the larger viscosity. The larger interfacial area and mutual interaction between different drops increases the viscosity of the emulsion, as explained by Becher (2001).

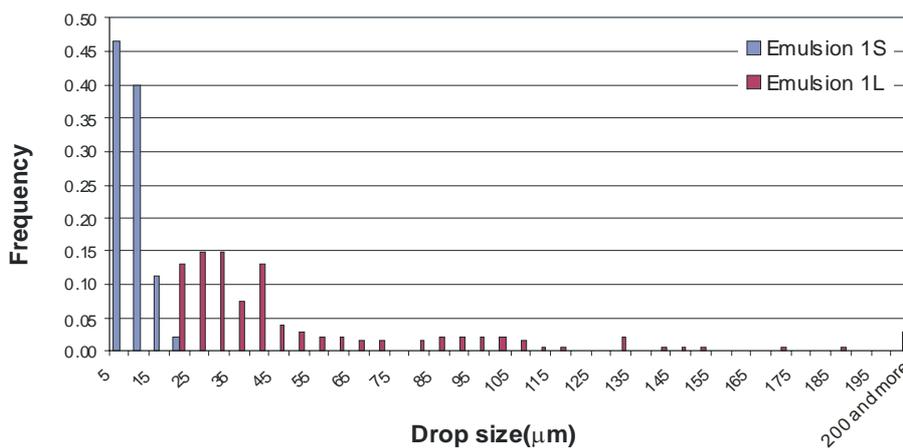


Figure 1. Drop size distribution of emulsions 1L and 1S.

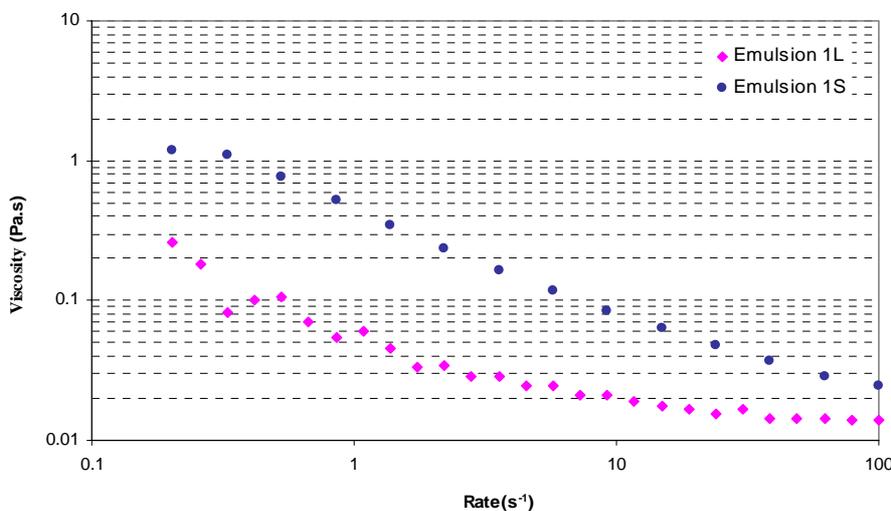


Figure 2. Shear viscosity curves for emulsions 1L and 1S.

The size distribution and viscosity curve of emulsions 2L and 2S are shown in Figures 3 and 4, respectively. These emulsions have slightly higher viscosity than emulsions 1L and 1S, because of the higher continuous phase viscosity (larger concentration of the polymer). Again, the viscosity of the small drop emulsion, e.g. 2S, is higher.

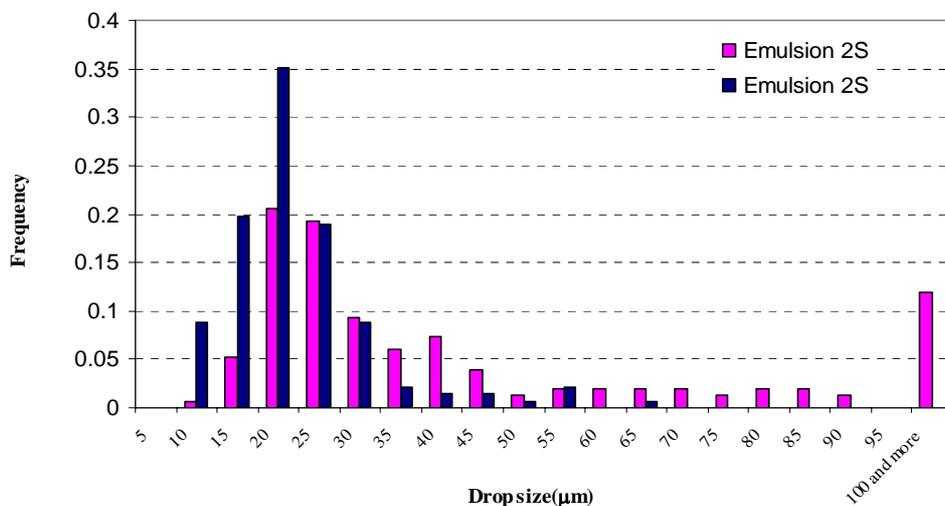


Figure 3. Drop size distribution of emulsions 2L and 2S.

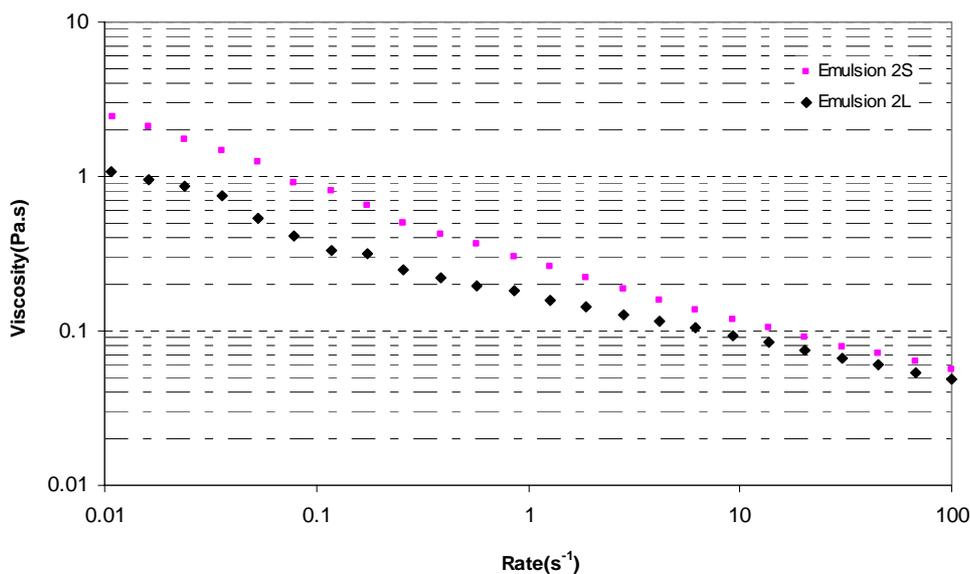


Figure 4. Shear viscosity curves for emulsions 2L and 2S.

2.2 Experimental Procedure

The experimental apparatus used is sketched in Fig.5. A syringe pump is used to feed emulsion through the capillary at a constant volumetric flow rate. A port, connected to a pressure transducer (Valydine), was installed just upstream the capillary tube to measure the pressure. Values of pressure were acquired on the PC by using a multiplexer slot as interface between the transducer and the computer. Pressure data points were taken every 1 second. Systematic error for pressure drop acquisition was $\pm 2\%$.

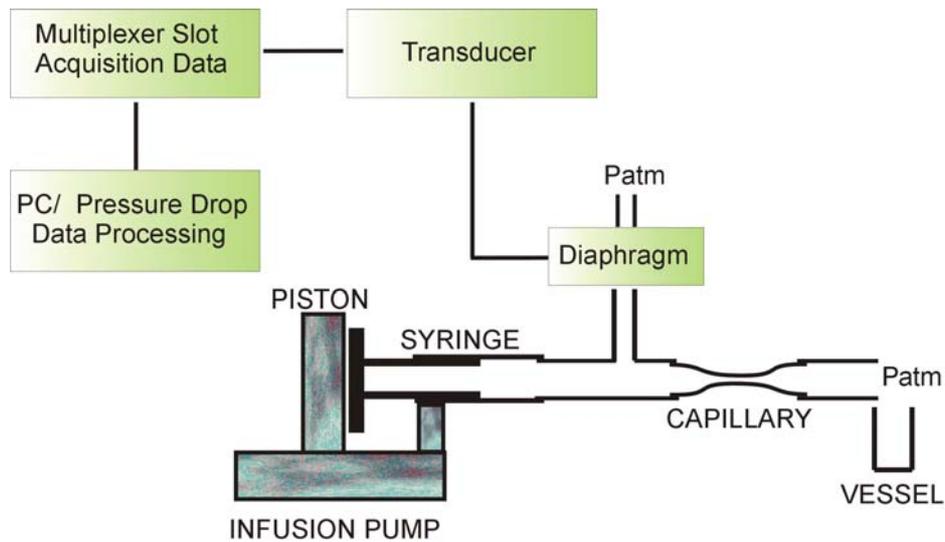


Figure 5. Acquisition system for measuring pressure drop data.

The diameter of the glass capillary tube was $200\ \mu\text{m}$, and of the neck was equal to $50\ \mu\text{m}$. Figure 6 shows a photograph of the capillary tube used in the experiments.

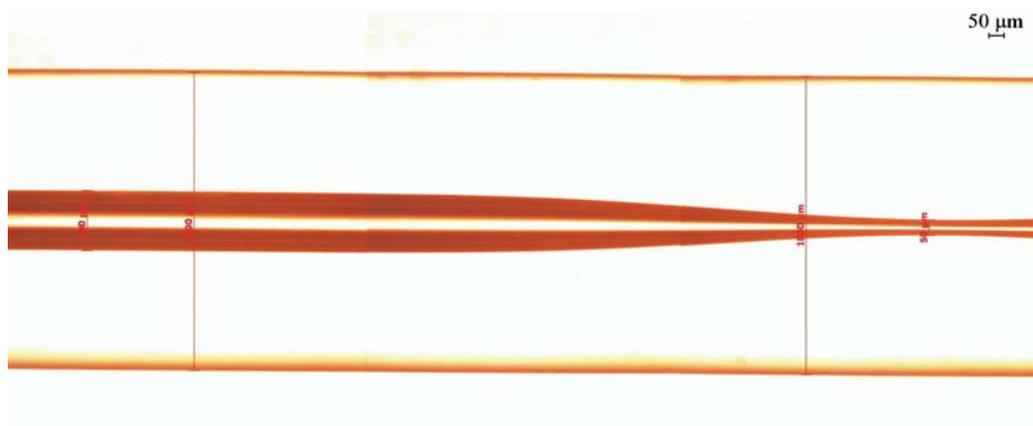


Figure 6. Glass capillary used in experiments. ($200\ \mu\text{m}$ in diameter and $50\ \mu\text{m}$ in constriction).

An inverted Zeiss Axioplan microscope with a 5X objective was used to observe the emulsion flowing through the capillary. Images were captured in real time and recorded by a charge couple device (CCD) video camera attached to the microscope and connected directly to the frame grabber and then recorded on a video tape, as sketched in Fig.7.

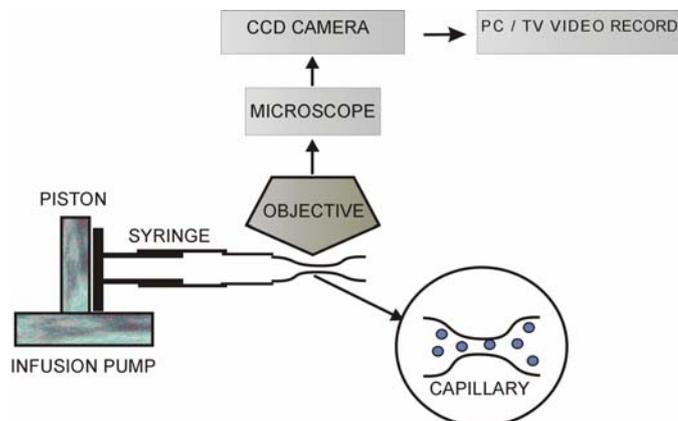


Figure 7. Experimental set-up for microscopic visualization.

3. Results

3.1 Pressure Drop Measurements

Figure 8 presents the time-average pressure drop as a function of volumetric flow rate for emulsions 1L and 1S. At low volumetric rate, the pressure drop is virtually the same. At higher flow rate, the pressure drop obtained with emulsion 1L is slightly higher than that obtained with emulsion 1S, even though 1S has a higher viscosity. This is an evidence that shows that the viscosity of the emulsion is not the only parameter that affects the pressure drop. At the micro scale, if the oil drops have approximately the same size of the pore-throat diameter, they may partially block the passage, leading to higher pressure drops. This is one of the possible mechanism for mobility control using emulsions.

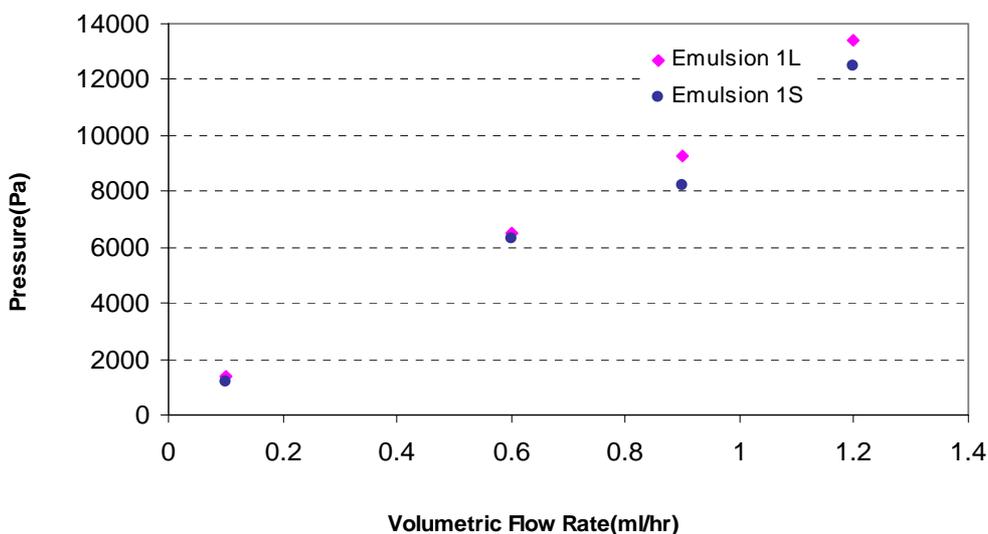


Figure 8. Measured pressure drop as a function of volumetric flow rate for emulsions 1L and 1S.

The variation of the measured pressure drop with time for emulsions 2L and 2S when the flow rate is changed are shown in Fig.9. At each given flow rate, the pressure obtained with the large drop emulsion (2L) was higher than the pressure drop obtained with the small drop emulsion 2S, which has the higher viscosity. Again, the interaction of the large drops with the neck of the capillary increases the pressure drop necessary to drive the flow at each flow rate. No significant pressure drop fluctuations are observed with emulsion 2S. On the other hand, with emulsion 2L, that has an average drop size larger than the constriction diameter, the pressure oscillates around an average value, at each flow rate. This oscillation may be associated with the passage of single large drops through the capillary constriction.

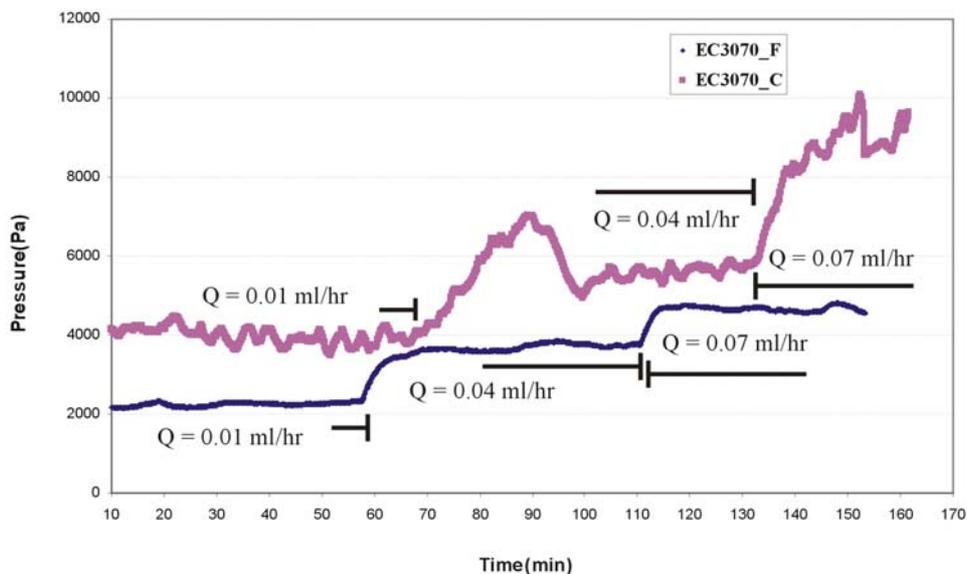


Figure 9. Variation of pressure drop as the flow rate is changed for emulsions 2S and 2L.

As emulsion 2S passes through the capillary neck, drops overcome the constriction without considerable resistance, which would be reflected as a sudden pressure drop increment. However, as emulsion 2L flows through the same capillary, a considerable resistance is offered to the transit of oil droplets larger than the constriction diameter. This can be seen not only by the oscillation of the measure pressure drop, but also from the visualization experiments. Figure 10 shows the passage of small and large drops of emulsion 2L through the capillary constriction at a volumetric flow rate of 0.04 ml/h. Figure 11 shows the pressure drop as a function of time at this same flow rate. Interval A, indicated in Fig. 11, corresponds to the interval at which the images of Fig.10 were obtained. It is clear that the pressure rise is associated with the passage of a large drop through the constriction.

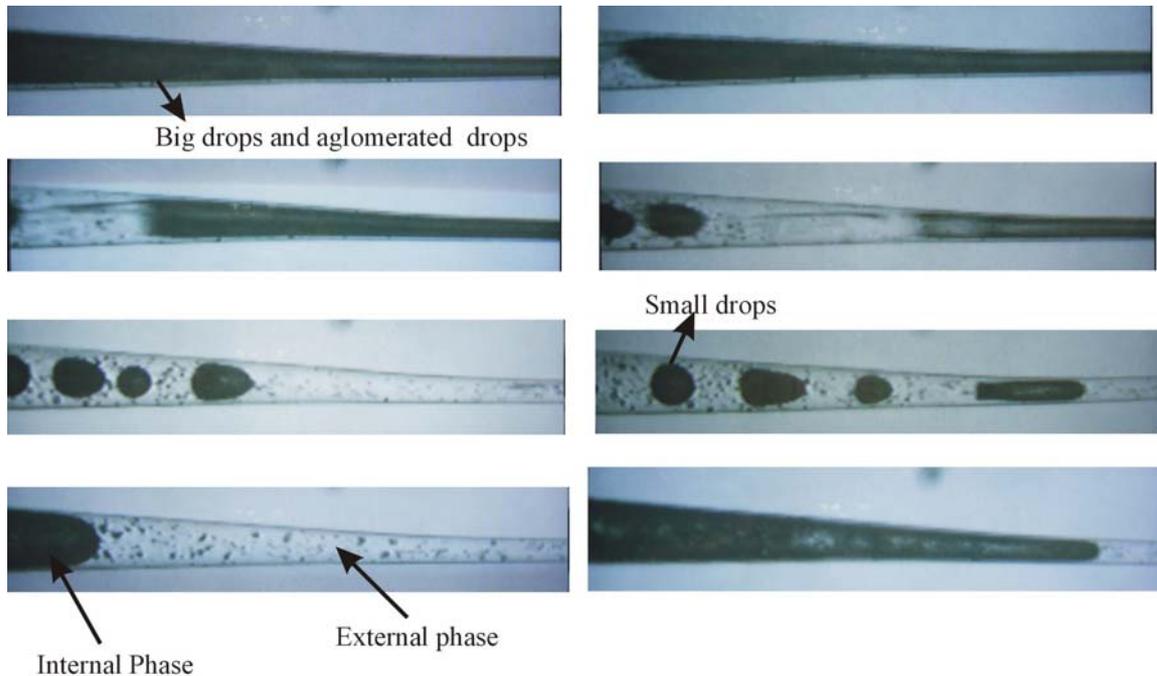


Figure 10 . Visualization of emulsion 2L flowing through the constriction.

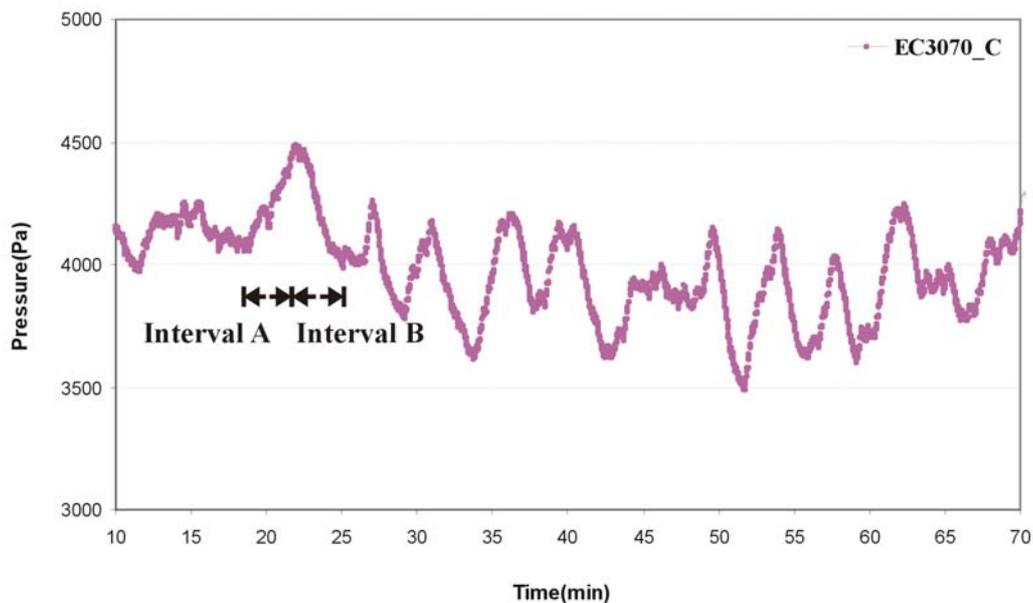


Figure 11 . Variation of pressure at a flow rate of 0.04 ml/h. The interval A marked in the figure corresponds to the time interval at which the images presented in Fig.10 were obtained.

4. Conclusions

The experimental results presented shows that the flow of a emulsion through a porous media cannot be fully described by the macroscopic parameters of the emulsion, like the viscosity. At micro scales, the interaction between the disperse drops and the capillary geometry leads to a partial blocking phenomena that rises the pressure drop. This increase in the pressure drop may be used to control the mobility of emulsions in enhanced oil recovery operations.

5. Acknowledgements

We would like to acknowledge Mr. Flávio Marquesini for the assistance in the Characterization Fluids Laboratory of PUC-Rio. Sygifredo Cobos is sponsored by the Human Resources Program of PRH-ANP/MCT of the Petroleum National Agency of Brazil. This work is funded by grants from Petrobras and from the Brazilian Research Council (CNPq).

6. References

- Bragg, James R. Oil Recovery methods using an emulsion. United States Patent. No 5855243. Jan 5, 1999.
- C. Romero, B. Bazin and A. Zaitoun. Behavior of a Scale Inhibitor Water-in-oil Emulsion in Porous Media. SPE, 98275, 2006.
- Khambharatana, F. Flow of Emulsions In Porous Media. Ph.D dissertation. University of California, Berkeley, 1983.
- McAuliffe, Clayton D. Oil in water emulsions and their flow properties in porous media. J.Pet. Tech.,727-733, June, 1973.
- Olbricht W.L and D.M. Kung. The deformation and breakup of liquid drops in low Reynolds number flow through a capillary. Phys. Fluids A 4(7), July 1992.
- Soo H., Radke C. The flow mechanism of dilute, stable emulsions in Porous media. Ind. Eng. Chem. Fundam, 23, 342-347,1984.
- Becher Paul. EMULSIONS Theory and Practice. Third Edition. 2001. 95.
- Rajinder Pal. Slippage during the flow of emulsions in rheometers. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 162 (2000) 55-66

7. Responsibility notice

The authors are the only responsible for the printed material included in this paper.

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL DE UM SISTEMA TRIGERADOR COM PRODUÇÃO SIMULTÂNEA DE CALOR, ELETRICIDADE E FRIO

J. C. Berndsen

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jcb@redel.com.br

J. V. C. Vargas

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jvargas@demec.ufpr.br

E. Dilay

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jvargas@demec.ufpr.br

F. G. Dias

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
gallego@ufpr.br

J. C. Ordonez

Department of Mechanical Engineering and Center for Advanced Power Systems, Florida State University, Tallahassee, Florida, 32310, USA
ordonez@caps.fsu.edu

J. A. R. Parise

Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica, Rio de Janeiro, RJ 22453-900, Brazil
parise@mec.puc-rio.br

M. C. Campos

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
mccampos@demec.ufpr.br

V. D. Maciel

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
v.d.maciel@ufpr.br

L. R. C. G. Oçoski

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
leoracaoski@ufpr.br

Resumo. Este estudo investiga experimentalmente a possibilidade de utilização de sistemas de trigeração para conservação de energia, e sua pratica relevante no incremento da eficiência em processos industriais. Máquinas Térmicas, para produzir trabalho, necessariamente não usam todo o fornecimento de energia na forma de calor, por consequência da segunda lei da termodinâmica. Os sistemas em sua maioria não utilizam toda a energia disponível e a rejeitam na forma de calor. Este tipo de calor rejeitado é abundante em plataformas e em refinarias de petróleo. O sistema de trigeração desenvolvido neste trabalho utiliza gases quentes de exaustão para a produção de vapor de água utilizando trocadores de calor para o aquecimento, sendo que para produção de frio utiliza um sistema de refrigeração por absorção. O trabalho consistiu no desenho e construção do protótipo em laboratório, sua caracterização operacional e instrumentação.

Palavras chave: Refrigeração por absorção, trocador de calor, cogeração

1. Introdução

Cada vez mais a sociedade moderna está dependente deste bem tão importante que é a energia. A satisfação da maior parte das necessidades energéticas é feita às custas do combustível fóssil, como o petróleo, carvão e gás natural. No entanto, as reservas mundiais de combustível fóssil devem se esgotar nos próximos 50 a 100 anos. Embora utilizadas, essas fontes não renováveis vem trazendo consequências negativas para o meio ambiente. Diante de um enfoque geral de conservação de energia, que incorpora a idéia de alteração do estilo de desenvolvimento energético, a trigeração e as técnicas de gestão podem ser situadas em diferentes níveis de intervenção como práticas coadjuvantes e

salutares neste processo (Balestieri, 2002). Surge então, um novo conceito designado por desenvolvimento sustentável. O desenvolvimento sustentado consiste na utilização racional da energia e na satisfação das necessidades energéticas. Em se tratando de energia e utilidades industriais ou comerciais, de maneira geral, observa-se no mercado um grande desperdício das várias formas de energia, principalmente a energia térmica.

A necessidade hoje de se consumir energia de uma forma racional se faz presente ao nível mundial, considerado motivo principal para o desenvolvimento de estudos nesta área tais como o de Maidment e Tozer (2002), que analisam em seu estudo, plantas de trigerção operando em supermercados, avaliando os diferentes sistemas de trigerção, incluindo diferentes tipos de refrigeração e tecnologia de motores.

Bassols et al. (2002) apresentam diferentes exemplos de trigerção na indústria de alimentos, utilizando máquinas por absorção, comparando ainda o ciclo por absorção de amônia com o ciclo de compressão. Colonna e Gabrielli (2003) descrevem a aplicação de sistemas de refrigeração por absorção com amônia (AAR – “ammonia water absorption refrigeration”), fazendo referência a sistemas de absorção com brometo de lítio também. Na comparação, são utilizados dois processos de geração de gases quentes, o primeiro de uma turbina a gás e outro de um do motor de combustão interna (MCI). Magloire et al. (2002) mencionam em seu trabalho a variação do coeficiente de desempenho (COP), i.e., o coeficiente de desempenho em uma unidade de refrigeração LiBr/H₂O, e desenvolvem a análise energética e exergética de um chiller com simples efeito (90 °C/70 °C) e de um com duplo efeito usando vapor a 120 °C/2 bar.

Minciuc et al. (2003) estudaram um sistema de trigerção com possibilidade de utilizar em conjunto uma máquina de compressão, consumido energia elétrica que complementa a produção de frio. As fontes quentes do sistemas são produzidas por uma turbina a gás ou por motor de combustão interna (MCI). Parise et al. (1985) estudaram a produção simultânea de calor e frio em motor diesel, tendo como resultado a produção de 5 kW de frio, somando-se a contribuição do condensador, arrefecimento e exaustão, 9,9 kW de calor, muito embora somente 7,5 kW de combustível foram consumidos. Smith e Few (2001) em uma planta experimental, transformaram um motor de combustão interna (MCI), convertendo o mesmo para utilização com gás natural e acionamento de uma bomba de calor doméstica.

È neste contexto, que este trabalho se propôs a construir e caracterizar um protótipo sistema de trigerção para geração simultânea de eletricidade, calor e frio. Para atingir o objetivo estabelecido, adotou-se uma metodologia experimental. O trabalho consistiu primeiramente do projeto de um sistema de trigerção (frio, calor e energia elétrica) e a seguir, os componentes foram adquiridos comercialmente no mercado ou construídos em laboratório. A unidade experimental foi então montada e colocada em operação. Uma etapa seguinte consistiu na instrumentação e instalação de um sistema de aquisição de dados computacional (SAD), utilizado para a medição de temperaturas em tempo real. Os dados coletados serviram de base para cálculo da eficiência do sistema.

2. Desenvolvimento do protótipo

O protótipo experimental foi concebido para ser uma unidade autônoma, auto suficiente e com possibilidade de movimentação (montagem sobre rodas). Cada um de seus componentes foi estudado para atender as características necessárias ao experimento. Este foi o caso de uma válvula pneumática de três vias, tendo como parâmetros construtivos a alta temperatura dos gases de exaustão. O suprimento do ar comprimido para acionamento da válvula três vias é realizado através de um compressor de ar e um reservatório que atuam acoplados ao motor somente a partir do ponto em que a pressão manométrica de ar atinja níveis inferior à 0,5 bar. Outro componente específico foi o sistema de controle de aceleração, originalmente desenvolvido com a aplicação de um cilindro pneumático, sendo posteriormente substituído por um servo-motor para melhorar a precisão da aceleração e possíveis variações de rotação do gerador elétrico. Para melhor apresentar a caracterização do sistema e detalhes definem-se abaixo três unidades básicas, que são representadas na Fig. 1, e descritas nos itens a seguir.

2.1. Unidade Motriz e Geração elétrica (UGPE)

Na concepção do protótipo, foi utilizado um motor de combustão interna (MCI) automobilístico com 1800 cc, originalmente utilizando gasolina como combustível. O motor foi convertido para um sistema bi-combustível, utilizando também gás natural veicular (GNV). Assumindo no experimento papel de destaque, o motor de combustão produz em seus cilindros a queima do combustível, propiciando desta forma a transformação do combustível em energia térmica (calor) e energia mecânica (potência de eixo). No eixo foi acoplado um gerador elétrico (30 kW) ligado a um quadro elétrico. Responsável pelo gerenciamento da energia elétrica, o quadro é composto de proteções através de disjuntores, fusíveis, chaves contactoras, e botoeiras. Nos motores de ciclo de quatro tempos, ocorrem primeiramente a admissão da mistura combustível (primeiro tempo), compressão da mistura (segundo tempo), combustão, expansão dos produtos de combustão e escape (terceiro tempo) e finalmente a expulsão dos produtos da combustão (quarto tempo). Os gases quentes de combustão e a água de arrefecimento do motor são fontes de energia térmica que são utilizadas no sistema de trigerção para aquecimento de água (calor) e para o sistema de refrigeração por absorção (frio) simultaneamente com a produção de energia elétrica.

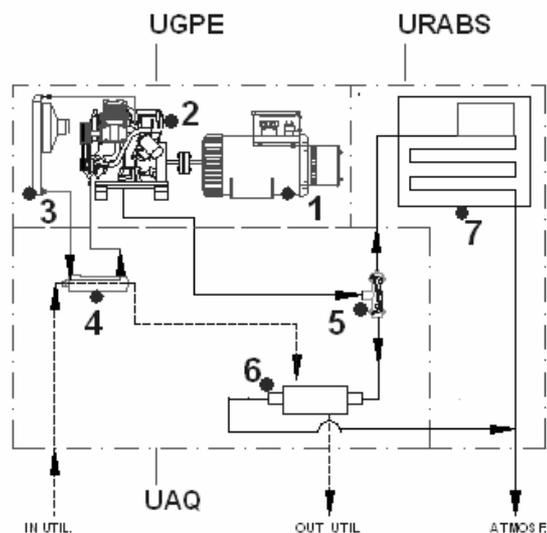


Figura 1. Caracterização do sistema de trigerção: Gerador (1), Motor de combustão (2), Radiador (3), Trocador de calor primário (4), Válvula de três vias (5), Trocador de calor secundário (6), Refrigerador por absorção (7).

2.2. Unidade de aquecimento (UAQ)

No sistema de aquecimento, a aplicação dos princípios da transferência de calor no experimento desempenha função de extrema importância para o aproveitamento da energia térmica. Neste estudo, foram considerados somente os trocadores de calor para os quais a transferência de calor se dá predominantemente por condução e convecção. Isto não quer dizer que a radiação não seja importante, mas será desconsiderada no presente trabalho. A aplicação de um trocador de calor primário, denominado TC_1 , do tipo casco e tubo, tem como finalidade o aproveitamento da energia térmica da água que circula no sistema de arrefecimento do motor, propiciando com isso um pré-aquecimento da água de alimentação. A água de alimentação, aquecida em TC_1 , é conduzida através de tubulação específica para o trocador de calor secundário TC_2 , para gases quentes/água, instalado no fluxo dos gases de exaustão, propiciando um incremento na sua temperatura inicial através de troca térmica. O trocador de calor secundário foi concebido a partir de um elemento silenciador comum, do qual foram retirados os elementos internos. No interior foi colocada uma serpentina de aço em duas camadas, para permitir o fluxo da água em contra-corrente com os gases.

2.3. Unidade de refrigeração por absorção (URABS)

O sistema de absorção utiliza uma unidade Electrolux, modelo EA3380, alterada, equipada com um elemento onde se dá a troca térmica, o gerador (trocador de calor regenerativo). O trocador de calor (gerador) foi concebido, dimensionado e construído em laboratório. Trata-se de um trocador de calor de duas correntes paralelas de fluido sem mistura.

Dado o pequeno espaço disponível para a instalação do novo componente no equipamento existente, um bloco cilíndrico com várias voltas de tela de aço inoxidável foi inserido no espaço a ser percorrido pela corrente de gases quentes (entre o casco e o tubo). Isto teve a finalidade de aumentar a efetividade da troca de calor entre a corrente de gases quentes e a corrente de fluido refrigerante que escoava no interior do tubo interno do equipamento (Pallú e Vargas, 2003).

3. Experimento

3.1. Sistema de aquisição de dados

Após a montagem completa do sistema trigerador apresentado na Fig. 1, o mesmo foi instrumentado para ser realizada a coleta de dados e determinar os parâmetros de funcionamento do sistema experimental com aquisição de dados de voltagem, corrente, rotação, vazão e temperaturas em tempo real. Essas tarefas foram realizadas com a utilização de um sistema de aquisição de dados computacional (SAD) que consistiu de um microcomputador PC Pentium III, uma placa multímetro digital, NI PCI-4060, uma placa de saída analógica NI PCI-6703 para controle, com 16 canais, e uma placa multiplexadora SCXI-1127 com 32 canais, e um aplicativo computacional LABVIEW (Laboratory Virtual Instruments Engineering Workbench), todos fabricados pela empresa National Instruments, EUA. O aplicativo LABVIEW registrou as temperaturas lidas, forneceu gráficos das temperaturas, rotações do eixo, velocidades

de ar e de gases, sinal de abertura e fechamento da válvula três vias de direcionamento de gases, potência elétrica gerada, voltagem das fases, e frequência.

3.2. Sensores de temperatura

Os sensores térmicos utilizados nesse estudo foram dos tipos termopares e termistores. Os termopares são formados pela junção de elementos metálicos distintos que devido a suas características eletrônicas geram uma diferença de potencial, esta diferença de potencial depende da temperatura. Os termopares utilizados para monitorar as altas temperaturas dos gases de exaustão são do tipo K, tendo como liga Chromel/Alumel, e suas características fundamentais são de $0,040 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, para a obtenção do valor de temperatura em função da voltagem medida, com um limite de precisão nominal de $\pm 1^\circ\text{C}$.

Para as temperaturas mais baixas a opção foi por termistores. Os termistores usados neste trabalho são compostos de manganês, níquel e óxido de cobalto, misturados em proporções iguais, obtendo a forma de uma pequena esfera de 2.4 mm de diâmetro, modelo YSI 44004 (resistência de 2250Ω para 25°C), EUA. Os termistores foram calibrados no laboratório para determinar o limite de precisão intrínseco do sensor. Os termistores foram imersos em um banho de temperatura constante mantido por um circulador de banho, e um total de 64 medidas da temperatura foram feitas para $20, 30, \dots, 80^\circ\text{C}$. O desvio padrão maior destas medidas foi $0,0005^\circ\text{C}$, e conseqüentemente o limite de precisão intrínseco do sensor foi ajustado para $\pm 0,001^\circ\text{C}$ em todos os termistores; este limite de precisão intrínseco do sensor está em concordância com o $\pm 0,0003^\circ\text{C}$ dos mesmos termistores utilizados em uma experiência em convecção natural de Howle et al. (1992) e com o $\pm 0,0005^\circ\text{C}$ limite de precisão intrínseco do sensor, listado em um manual de instrumentação (Dally et al., 1993).

3.3. Sensor de rotações por minuto

O sensor utilizado é do tipo ótico, empregando fotodiodos e uma fonte luminosa, a fonte de luz e o sensor ficam em lados opostos. Na passagem pelo furo, o feixe de luz atinge o sensor gerando um pulso, sendo que a frequência desses pulsos é igual a velocidade em ciclos por segundo (CPS), convertendo através do aplicativo LABVIEW esses dados em rotações por minuto (RPM).

3.4. Desempenho do sistema

O coeficiente de desempenho, COP, da URABS pode ser calculado isoladamente em laboratório. Para tanto, é necessário quantificar a taxa de transferência de calor retirado da câmara fria, \dot{Q}_L , e a taxa de transferência de calor fornecido pelos gases quentes, \dot{Q}_H . Desta maneira determina-se o COP pela razão entre as duas taxas:

$$\text{COP} = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{Q}_H} \quad (1)$$

A taxa de transferência de calor dos gases quentes, no lado quente do trocador de calor regenerador, \dot{Q}_H , é determinada pela Primeira Lei da Termodinâmica, i.e.:

$$\dot{Q}_H = \dot{m}_g \cdot c_{p,g} \cdot (T_{e,g} - T_{s,g}) \quad (2)$$

onde \dot{m}_g – vazão dos gases quentes; $c_{p,g}$ – calor específico à pressão constante dos gases; $T_{e,g}$ e $T_{s,g}$ – temperatura de entrada e de saída dos gases quentes, respectivamente.

Neste trabalho, considera-se como taxa de transferência de calor retirado da câmara fria, \dot{Q}_L , apenas o que é retirado de um trocador de calor de tubos aletados colocado no interior do refrigerador, i.e., o que é obtido como resultado do uso do equipamento. Não se considera em \dot{Q}_L , o calor retirado da massa de ar interno, da massa das paredes e o que é perdido para a atmosfera pelo isolamento das paredes. É necessário, portanto, medir a temperatura de entrada e de saída de água desse trocador, e monitorar a sua evolução no tempo. Do início ao fim do experimento quantifica-se, aproximadamente, a taxa de transferência de calor retirado, \dot{Q}_L , como:

$$\dot{Q}_L = \dot{m}_{\text{ag,ref}} \cdot c_{\text{ag}} \cdot (T_{\text{e,ag,ref}} - T_{\text{s,ag,ref}}) \quad (3)$$

onde c_{ag} – calor específico da água; $T_{e,ag,ref}$ e $T_{s,ag,ref}$ – temperatura da água de entrada e saída do trocador de calor, respectivamente.

As equações (1) – (3) demonstram, portanto, a necessidade de se realizar a medição experimental de várias grandezas, i.e., \dot{m}_g , $\dot{m}_{ag,ref}$, $T_{e,g}$, $T_{s,g}$, $T_{e,ag,ref}$ e $T_{s,ag,ref}$. Para obter a vazão dos gases é necessário medir a velocidade de dos gases em algum ponto do escoamento, V_g .

Na medição de vazão de água de arrefecimento do motor, e da água de alimentação do trocador TC_1 foram utilizados sistemas de medição independentes. A vazão da água de arrefecimento do motor (lado quente de TC_1) foi medida com um dispositivo de medição calibrado em laboratório que utiliza uma relação da vazão medida e a diferença de temperatura de saída da água de arrefecimento do motor em TC_1 , e a temperatura imediatamente após uma resistência elétrica de dissipação térmica de 100 W, acoplada diretamente a tubulação do fluido de arrefecimento do motor de combustão interna (MCI). A vazão da água de alimentação (lado frio de TC_1) foi medida através de um rotâmetro instalado na entrada do trocador de calor. Para a vazão de combustível (gasolina) foi utilizada uma escala graduada localizada junto ao tanque de combustível, com utilização de um indicador de nível. Pela elaboração do cálculo de volume consumido em relação ao tempo ($V \times T$), a vazão de gasolina é obtida em m^3/h . Para a medição da vazão de gases quentes e do ar admitido pelo motor, tomou-se a velocidade do escoamento na saída do fluido na extremidade do tubo de escape do motor para os gases quentes, e na entrada do filtro de ar. A medição das velocidades dos gases e do ar foi feita utilizando um anemômetro de pás rotativas, modelo HHF 300A (OMEGA Engineering INC.), com faixa de operação de 0 a 35 ms^{-1} , sendo que o limite de precisão intrínseco da velocidade é de $\pm 2.5\%$ da leitura. A área da seção reta do tubo de escape e do tubo de entrada do filtro de ar são conhecidas, donde se calculam as vazões mássicas supridas por:

$$\dot{m}_i = \rho_i \cdot V_i \cdot A_i \quad (i = ar, g) \quad (4)$$

onde ρ é a densidade (gases considerados como ar à temperatura de $550 \text{ }^\circ\text{C}$), kg/m^3 ; A é a área da seção do tubo, m^2 , e V é a velocidade, m/s .

Para avaliar o desempenho do sistema trigerador, adota-se uma função objetivo que inclui todos os produtos do sistema. Trata-se da eficiência do sistema trigerador, definida como:

$$\eta = \frac{\dot{Q}_L + \dot{Q}_{ag} + \dot{W}_{elet}}{\dot{Q}_{comb}} \quad (5)$$

onde \dot{Q}_{ag} é a taxa de transferência de calor total aproveitada no aquecimento e vaporização de água ($TC_1 + TC_2$), calculada a partir da primeira lei da Termodinâmica (Bejan, 1998; Moran e Shapiro, 2002), medindo a vazão de água, $\dot{m}_{ag,aq}$, e as temperaturas de entrada e saída de TC_1 e TC_2 , levando em consideração a mudança de fase da água (vaporização) no processo de aquecimento, bem como o calor específico da água; \dot{W}_{elet} é a potência elétrica consumida pela aplicação alimentada pelo gerador elétrico, e $\dot{Q}_{comb} = \dot{m}_{comb} PCI_{comb}$ é o a energia fornecida pelo combustível consumido, \dot{m}_{comb} é a vazão de combustível, kg/s , e PCI_{comb} é o poder calorífico do combustível, kJ/kg .

4. Resultados e discussão

Para caracterizar o protótipo construído em laboratório, mostrado esquematicamente na Fig.1 e fisicamente na Fig. 2, foram realizados vários testes de funcionamento. No entanto, por brevidade, neste texto, apresenta-se apenas os resultados de um dos testes finais.



Figura 2. Sistema de trigeração: aquisição de dados e URABS (esquerda), UGPE (centro) e trocador de calor de água usado como carga térmica (direita).

Nos experimentos, para testar a unidade motriz e de geração de potência elétrica (UGPE), utilizou-se como carga um forno elétrico de 18 kW (Fig. 2 – centro, em azul). O motor de combustão interna operou à rotação de 3600 rpm, ajustada automaticamente pelo sistema de controle de aceleração. Assim, como esperado, o sistema gerou a potência

elétrica requerida pelo forno, inclusive sob variações programadas da carga solicitada pelo forno elétrico. No entanto, o foco principal do trabalho residiu na avaliação da viabilidade de utilização dos gases de exaustão do motor para geração simultânea de calor e frio. Desta maneira, neste artigo, são detalhados apenas os testes de geração de calor e frio com o protótipo construído.

O primeiro teste realizado foi o teste de funcionamento do refrigerador de absorção ELECTROLUX utilizado no protótipo, operando com as suas resistências elétricas originais, porém com a inclusão do trocador de calor regenerador concebido para operar com gases quentes, conforme mostra a Fig. 2 à esquerda. Este teste teve a finalidade de verificar o funcionamento do refrigerador após a inclusão do trocador de calor regenerador. Para este teste e todos os outros, foi utilizada uma mesma carga térmica, i.e., um trocador de calor de tubos aletados com uma vazão de água circulante $\dot{m}_{ag,ref} = 0,04344$ kg/s, conforme mostra a Fig. 2 à direita. A Figura 3 mostra o resultado deste primeiro teste, mostrando a temperatura medida no interior do congelador, e também a temperatura observada na saída de gases do trocador de calor regenerador, obviamente sem escoamento de gases quentes neste teste, porém, para efeitos de comparação com o teste seguinte com gases quentes, denominou-se a temperatura nesse local como $T_{s,g}$. Até cerca de 80 minutos, $T_{s,g}$ aumenta, quando o congelador começa a apresentar uma queda de temperatura, i.e., quando o sistema de absorção inicia efetivamente a prover efeito refrigerante. A seguir, $T_{s,g}$ continua a cair, estabilizando no nível de cerca de 135 °C. Observa-se que o congelador atingiu 0 °C com cerca de 200 minutos de operação, e prosseguiu diminuindo a temperatura até atingir -14,2 °C, ao final do teste, i.e., com 390 minutos, aproximando-se do regime estacionário.

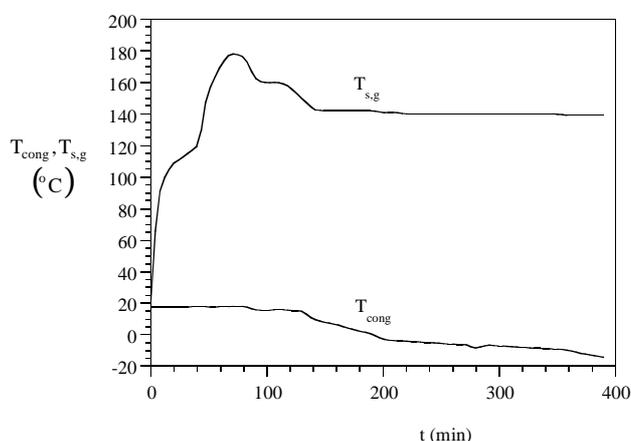


Figura 3. Teste do refrigerador de absorção com eletricidade.

Na seqüência, foi realizado o teste de operação e caracterização do sistema trigerador operando a 3600 rpm, com uma carga elétrica de 18 kW (UGPE), e simultaneamente com a URABS e a UAQ. A Figura 4 mostra os resultados obtidos com o refrigerador de absorção operando com gases quentes. Até cerca de 60 minutos, $T_{s,g}$ aumenta, quando o congelador começa a apresentar uma queda de temperatura, i.e., quando o sistema de absorção inicia efetivamente a prover efeito refrigerante. A seguir, $T_{s,g}$ tende a estabilizar no nível de cerca de 130 °C. Observa-se que o congelador atingiu 0 °C com cerca de 100 minutos de operação, i.e., na metade do tempo do refrigerador funcionando com as resistências elétricas, e prosseguiu diminuindo a temperatura até atingir -14,2 °C, ao final do teste, i.e., com 340 minutos, aproximando-se do regime estacionário.

A Figura 5 mostra o cálculo da transferência de calor retirado da câmara fria, \dot{Q}_L , bem como da taxa de transferência de calor fornecido pelos gases quentes no trocador de calor regenerador, \dot{Q}_H , e do coeficiente de desempenho da URABS operando com gases de exaustão. Para tanto, foi utilizada a teoria apresentada nas Eqs. (1) – (4). A vazão medida de gases quentes que circula no lado quente do trocador de calor regenerador foi $\dot{m}_g = 0,003$ kg/s. A vazão medida de ar admitido foi $\dot{m}_{ar} = 0,0006$ kg/s. A vazão medida de combustível consumido foi $\dot{m}_{comb} = 0,004$ kg/s. Por conservação de massa, deveríamos observar que $\dot{m}_{comb} = \dot{m}_g + \dot{m}_{ar}$, mas há uma diferença de 0,0004 kg/s, provavelmente devido a vazamentos no sistema de escape de gases. As curvas resultantes mostram o comportamento dessas grandezas ao longo da execução do teste. Observa-se que o COP do refrigerador atingiu o valor de 0,112, na parte final do teste. Tipicamente, seria esperado um COP em torno de 0,5 para esse refrigerador, que aliás ocorre no teste elétrico alimentado por resistências elétricas de 115 W apresentado na Fig. 3. A variação de temperatura da água

resfriada na parte final de ambos os testes foi $T_{e,ag,resf} - T_{s,ag,resf} = 0,337 \text{ } ^\circ\text{C}$, o que resultou em $\dot{Q}_L = 61,748 \text{ W}$, portanto, resultando para o teste elétrico $\text{COP} = 0,537$. Na realidade, no teste com gases, a disponibilidade de calor dos gases quentes é muito maior do que o refrigerador necessita, uma vez que os gases quentes saem ainda à temperatura de $131 \text{ } ^\circ\text{C}$. Além disso, a temperatura de entrada dos gases quentes poderia aumentar até cerca de 500 a $600 \text{ } ^\circ\text{C}$, utilizando-se um isolamento térmico melhor a partir do coletor de escapamento do motor. Este fato revela o potencial de aplicação do sistema trigerador para sistemas de absorção de maior potência nesse mesmo protótipo no futuro, usando os gases quentes como fonte de calor.

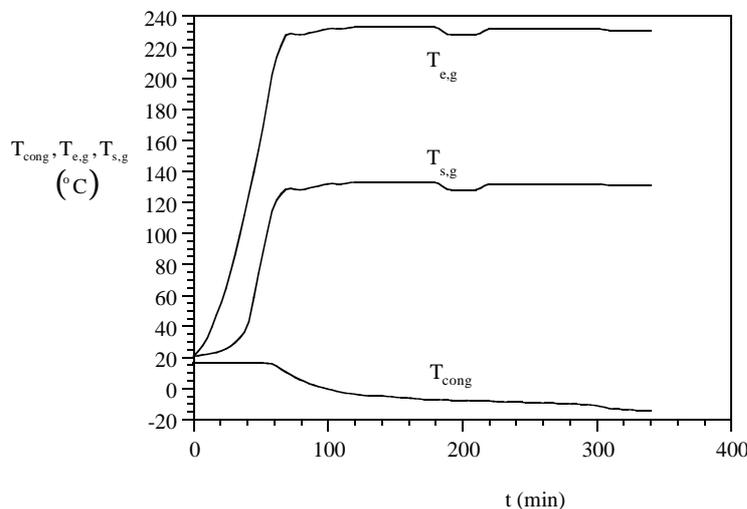


Figura 4. Teste do refrigerador de absorção com gases quentes.

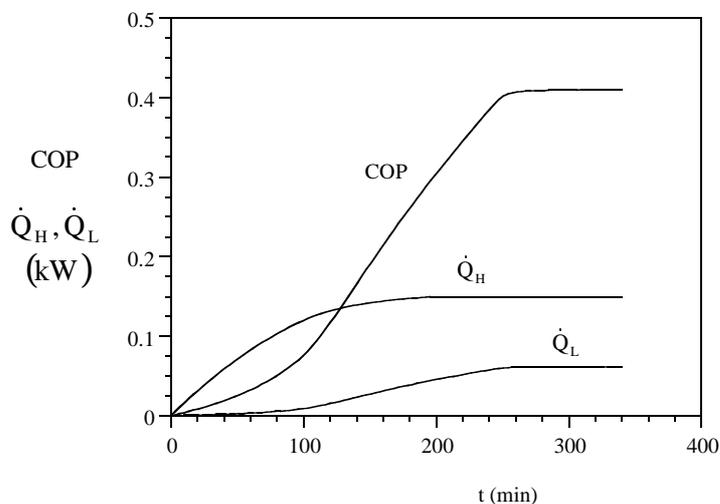


Figura 5. Desempenho do refrigerador de absorção com gases quentes.

A Figura 6 mostra os resultados do calor recuperado com o aquecimento e vaporização de água na UAQ. O sistema UAQ operou simultaneamente com a URABS, sendo que ambos foram controlados por uma válvula de três vias, mostrada no ponto 5 da Fig. 1. A válvula foi acionada por um termostato ajustado para a temperatura desejada no congelador do refrigerador de absorção ($-14 \text{ } ^\circ\text{C}$), direcionando os gases exclusivamente para o refrigerador de absorção até que o congelador atingisse essa temperatura. Quando o congelador atingia essa temperatura, os gases eram dirigidos pela válvula para TC_2 , passando a aquecer a água. Desde o início a água vai sofrendo um pré-aquecimento em TC_1 através da água de arrefecimento do motor. A válvula foi concebida no projeto a partir de válvulas utilizadas em freios motores de caminhões, para permitir a operação a altas temperaturas, uma vez que não existia tal produto no mercado.

Válvulas solenóide foram encontradas disponíveis no mercado, porém operando a temperaturas de no máximo 150 °C. A válvula tem acionamento pneumático e pode permitir a divisão da vazão mássica entre TC₂ e o refrigerador de absorção, caso se deseje isso. O sistema como um todo estabilizou numa eficiência de cerca de 57 %, a partir de 250 minutos de operação. Observou-se também que a água não evaporou totalmente, permanecendo a 100 °C, tendo sido necessário obter o seu título para determinar \dot{Q}_{ag} , o que foi determinado com a utilização de um condutivímetro elétrico calibrado para água nas fases líquida, vapor ou mistura de duas fases. Assim, a fração mássica de vapor (ou título) é determinada na mistura de duas fases por proporcionalidade direta com a condutividade elétrica. Optou-se por este procedimento ao invés de simplesmente calcular \dot{Q}_{ag} pelo lado dos gases quentes, para evitar uma super estimativa do calor transferido para a água, considerando a possibilidade de perda de calor para o ambiente através do isolamento térmico. A eficiência total do sistema foi calculada com a Eq. (5). Observa-se, portanto, um alto ganho de eficiência em comparação com o nível de eficiência esperado de cerca de 25 a 30 %, caso o sistema estivesse operando somente como gerador elétrico acoplado ao motor de combustão interna.

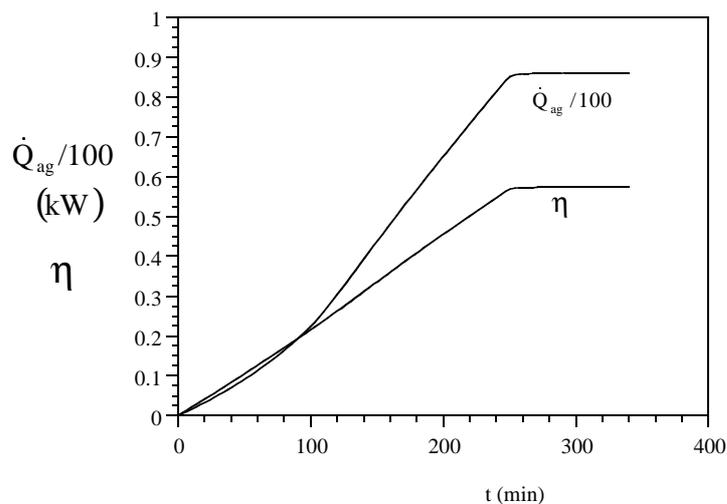


Figura 6. Taxa de transferência de calor absorvido pela água aquecida e desempenho do sistema trigerador.

5. Conclusão

Este trabalho apresenta as fases elaboradas para construção de uma bancada experimental em laboratório de um sistema de trigeração com motor de combustão interna com a finalidade da produção combinada de frio, calor e energia elétrica e sua caracterização a partir de um motor utilizando dois combustíveis (gasolina ou Gás Natural). Do ponto de vista termodinamico foi atingido o objetivo através de um maior desempenho de eficiência em relação à consideração apenas ao motor isoladamente. O presente estudo é parte de um projeto maior que utilizará no futuro outras fontes de combustível, tais como o biogás para uso em comunidades isoladas. Os resultados apresentados têm caráter preliminar e inicial, estando sujeitos a aprimoramentos subsequentes. No entanto, a concepção estudada e análise certamente poderão ser utilizadas em outros casos de plantas de trigeração, tendo utilidade na decisão técnica de implantação e de novos investimentos.

6. Referências

- Balestieri, J., Cogeração, geração combinada de eletricidade e calor, Florianópolis, Ed. UFSC, 2002, p. 279.
- Bassols, J., Kuckelkorn, B., Langreck, J., Scheneider, R., e Veelken, H., Trigeration in food industry, Applied Thermal Engineering 22 (2002) 595 – 602.
- Bejan, A., Advanced Engineering Thermodynamics, Wiley, New York, 1988.
- Colonna, P., e Gabrielli, S., Industrial Trigeration using ammonia – water absorption refrigeration systems (AAR) Applied Thermal Engineering 23 (2003) 381 – 396.
- Dally, J., Riley, W. F., e McConnell, K. G., 1993, Instrumentation for Engineering Measurements, Wiley, New York, p. 425.
- Howle, L., Georgiadis, J., e Behringer, R., 1992, "Shadowgraphic Visualization of Natural Convection in Rectangular-Grid Porous Layers," ASME HTD, 206(1), pp.17-24.

- Maidment, G. G., e Tozer, R. M., Combined cooling heat and power in supermarkets, *Applied Thermal Engineering* 22 (2002) 663 -665.
- Magloire, P., Heteu, T., e Bolle, L. , Economie d' énergie en trigénération ,*International Journal of Thermal Sciences* (2002) 1151-1159.
- Minciuc, E., Le Corre, O., Athanasovici, V., Azerout, M. T., e Bitir, I., Thermodynamic analysis with absorption chilling machine, *Applied Thermal Engineering* 23 (2003) 1391-1405
- Moran, M. J., Shapiro, H. N., *Princípios de Termodinâmica para Engenharia* , LTC , Rio de Janeiro, 2002.
- Pallú, E. L., e Vargas, J. V. C., Construção e ensaio de funcionamento e determinação do "Pull down" de um protótipo de refrigerador de absorção alimentado por emissões automotivas, monografia de graduação, UFPR (2003) p. 6.
- Parise, J.A.R, e Cartwright, W. G., Experimental analyses of diesel engine driven water-to-water heat pump, *Heat recovery and CHP*, vol 8 , n2, pp 75-58, 1985.
- Smith, M. A., e Few, P. C., Second law analysis of an experimental domestic scale cogeneration plant incorporating a heat pump *Applied Thermal Engineering* 23 (2001) 21 – 110.

EXPERIMENTAL DEVELOPMENT OF A TRI-GENERATOR SYSTEM FOR SIMULTANEOUS PRODUCTION OF HEAT, ELECTRICITY, AND COLD

J. C. Berndsen

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jcb@redel.com.br

J. V. C. Vargas

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jvargas@demec.ufpr.br

E. Dilay

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
jvargas@demec.ufpr.br

F. G. Dias

Programa de Pós-Graduação em Engenharia, PIPE, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
gallego@ufpr.br

J. C. Ordóñez

Department of Mechanical Engineering and Center for Advanced Power Systems, Florida State University, Tallahassee, Florida, 32310, USA
ordonez@caps.fsu.edu

J. A. R. Parise

Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica, Rio de Janeiro, RJ 22453-900, Brazil
parise@mec.puc-rio.br

M. C. Campos

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
mccampos@demec.ufpr.br

V. D. Maciel

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
v.d.maciell@ufpr.br

L. R. C. G. Oçowski

Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Paraná, C.P. 19011, Curitiba, PR 81531-990, Brazil
leoracaoski@ufpr.br

Abstract. *This study investigated experimentally the possibility of utilizing tri-generation systems for energy conservation, as a relevant practice to increase energy conversion efficiency in industrial processes. Thermal machines, to produce work, necessarily do not use most of the supplied energy in the form of heat, as a consequence of the second law of thermodynamics. The majority of the non-utilized energy is rejected in the form of heat. Such type of waste heat is abundant in off-shore platforms and refineries in the oil industry. The tri-generation system developed in this work utilizes such waste heat to produce water vapor, directly by means of a heat exchanger, and to produce cold utilizing an absorption refrigeration system. The work consisted of the design and assembly of a prototype in the laboratory, its operational characterization and instrumentation.*

Keywords: *absorption refrigerator, hot heat exchanger, cogeneration*

EFEITOS DA PRESENÇA DE SAL NA ADSORÇÃO DE POLÍMEROS EM PROCESSOS QUÍMICOS DE RECUPERAÇÃO AVANÇADA DE PETRÓLEO

Pollyanna Medeiros Fonte Boa

Universidade Estadual do Norte Fluminense
Rod. Amaral Peixoto, km. 163 - Av. Brennand s/n
Imboassica - 27925-310
Macaé / RJ
pollyanna@lenep.uenf.br

Adolfo Puime Pires

Universidade Estadual do Norte Fluminense
Rod. Amaral Peixoto, km. 163 - Av. Brennand s/n
Imboassica - 27925-310
Macaé / RJ
puime@lenep.uenf.br

Resumo. Os métodos de recuperação avançada de petróleo podem ser classificados em químicos, miscíveis e térmicos. Os produtos químicos dissolvidos em água comumente injetados são polímeros, surfactantes e soluções micelares. O deslocamento de óleo por esses fluidos envolve complexos processos físico-químicos. A injeção de água contendo polímeros pode aumentar a razão de mobilidade e a eficiência de deslocamento de óleo. O sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas que governa o deslocamento de óleo por água contendo duas espécies químicas em solução é formado por três equações. Recentemente foi mostrado que esse sistema pode ser dividido em uma parte hidrodinâmica (uma equação) e uma parte termodinâmica (duas equações). A parte termodinâmica é independente da equação hidrodinâmica e depende apenas das isotermas de adsorção, não das propriedades de transporte (permeabilidades relativas e viscosidades). Neste artigo apresentamos a solução para o problema unidimensional do deslocamento de óleo por água contendo polímeros na presença de sal. Também é descrita a solução para diferentes condições inicial e de injeção para o caso de uma isoterma de adsorção do tipo Langmuir considerando os efeitos da presença de sal. Os resultados deste trabalho podem ser aplicados em campos maduros e validação de programas de simulação de reservatórios.

Palavras chave: engenharia de reservatórios, recuperação avançada de petróleo, métodos químicos de recuperação, injeção de polímeros, leis da conservação.

1. Introdução

O maior desafio da engenharia de reservatórios é a incorporação de maiores e crescentes reservas de petróleo e gás natural, seja através do desenvolvimento de novas jazidas ou do aumento do fator de recuperação de campos já em produção. Em ambos os casos, os métodos de recuperação secundária e terciária representam um papel importantíssimo para a obtenção dos resultados desejados (Pires, 2003).

A produção de petróleo através de mecanismos naturais, tais como gás em solução, capa de gás, influxo de água e drenagem gravitacional é denominada recuperação primária. A recuperação secundária refere-se a técnicas, como injeção de água ou gás, cujo propósito normalmente é manter a pressão do reservatório em algum nível desejado. Não é necessário esperar o declínio total da produção para começar a injeção de fluidos no reservatório, recomenda-se que a injeção seja iniciada bem antes que isso aconteça. Os métodos de recuperação secundária são aplicados mesmo havendo condições de produção com recuperação primária.

A recuperação avançada de petróleo, ou EOR (*Enhanced Oil Recovery*), caracteriza-se pela injeção de materiais normalmente estranhos aos presentes no reservatório. Um ponto importante é que essa definição não vincula a sua utilização a uma fase em particular na vida do reservatório. Essa definição praticamente não enquadra a injeção de água e tem por objetivo excluir os processos de manutenção de pressão (Lake, 1989). A recuperação avançada de petróleo também pode ser considerada como uma técnica que modifica características do meio, alterando as permeabilidades relativas ou viscosidades das fases e aumentando a recuperação de petróleo.

Com o declínio da descoberta de novos campos de grandes extensões, a mais provável fonte para ampliação das reservas é o desenvolvimento e aplicação de tecnologias que aumentem o fator de recuperação dos campos já descobertos. Assim, o alvo dos processos especiais de recuperação é a parcela restante de óleo nos reservatórios após a recuperação convencional. Emprega-se um método especial de recuperação para atuar nos pontos onde o processo convencional falhou, ou falharia caso fosse usado. As baixas recuperações podem ser creditadas a dois aspectos principais: alta viscosidade do óleo no reservatório e elevadas tensões interfaciais entre o fluido injetado e o óleo.

Quando a viscosidade do fluido injetado é muito menor que a do fluido a ser deslocado, o primeiro se move muito mais facilmente no meio poroso, encontrando caminhos preferenciais e se dirigindo rapidamente para os poços de produção. O óleo fica retido porque o fluido injetado não se propaga adequadamente no reservatório, permanecendo grandes volumes de rocha nos quais o deslocamento não se processou. A injeção de polímeros, por exemplo, reduz a mobilidade da fase aquosa, melhorando a eficiência do deslocamento. Seu desempenho em reservatórios de petróleo é fortemente influenciado pela presença de diferentes sais na água da formação e na água de injeção, podendo ser necessária a injeção de um banco de água que evite o contato do polímero com a água da formação.

Os surfactantes alteram a tensão interfacial entre o óleo e a água, reduzindo as forças capilares e tornando uma fração maior do óleo móvel. No caso de altas tensões interfaciais, a capacidade do fluido injetado de desalojar o óleo do reservatório para fora dos poros é bastante reduzida, deixando saturações residuais elevadas de óleo nas regiões já contactadas pelo fluido injetado. Nesse trabalho é descrita a modelagem matemática do deslocamento de óleo por água na presença de n compostos químicos. Em seguida são apresentadas as equações que modelam a injeção de água contendo um polímero na presença de sal, considerando os efeitos que o sal provoca na adsorção do polímero. Por último é apresentado um caso mostrando a solução completa deste problema.

2. Revisão Bibliográfica

Desde a década de 60 a modelagem analítica do deslocamento de óleo por água contendo produtos químicos tem sido intensivamente estudada. Um dos trabalhos pioneiros é o artigo de Fayers e Perrine, 1959 onde foi analisado o sistema hiperbólico 2x2, incluindo as condições de Rankine-Hugoniot no choque. Também foi apresentada uma solução particular para o caso de injeção contínua de polímeros. O problema de cromatografia multicomponente considerando sistema unidimensional, isotérmico, em equilíbrio local e sem efeitos difusivos foi solucionado por Rhee *et al.*, 1970. Utilizando a isoterma de adsorção de Langmuir, foi demonstrado que esse sistema termodinâmico se ajusta perfeitamente à exposição da teoria matemática de equações quasilineares.

Patton *et al.*, 1971 analisaram o sistema de equações resultantes da modelagem do problema do deslocamento de óleo por água contendo polímeros, gás carbônico e surfactantes. Esse modelo captura os efeitos da diminuição da viscosidade da água e do óleo, da diminuição da tensão interfacial e da diminuição da saturação de óleo residual devido à injeção desses produtos em reservatórios. Claridge e Bondor, 1974 apresentaram a extensão do método gráfico de Welge (Welge, 1952) para calcular o deslocamento de óleo por água ou gás injetado.

A análise teórica de troca catiônica e o fenômeno de adsorção no reservatório devido à injeção de produtos químicos foram estudados por Pope *et al.*, 1978. Nesse artigo não foram levados em consideração os efeitos de dispersão, e os fluidos são considerados imiscíveis. Em um trabalho posterior foram considerados os efeitos de dispersão (Hill e Lake, 1978; Lake e Helfferich, 1978).

A formulação do problema do deslocamento de óleo por soluções multicomponentes pode ser encontrada em Helfferich, 1981. A aplicação da teoria de fluxo fracionário para recuperação avançada de petróleo foi estudada por Pope, 1980, levando em consideração a injeção de produtos químicos. Os estudos mais detalhados do deslocamento de óleo por água contendo produtos químicos foram publicados por Entov, 1981. O transporte de sódio e cálcio no meio poroso na presença de argila e surfactante onde a troca catiônica é resultado da associação eletrostática foram estudados por Hirasaki, 1982. Entov e Kerimov, 1986 levaram em consideração o deslocamento de óleo por um produto químico quando o fluxo fracionário não é monótono ao longo do caminho da solução.

A análise unidimensional do deslocamento de fluidos presentes em reservatórios por um fluido injetado é uma das principais ferramentas teóricas para os estudos dos processos de recuperação de petróleo. Primariamente, ele se reduz às soluções de um conjunto de equações hiperbólicas que expressam as leis de conservação de massa de cada um dos componentes e levam em consideração a natureza bifásica do fluxo e a transferência de massa entre as fases (Entov e Voskov, 2000).

Recentemente foi demonstrado que em alguns sistemas de equações hiperbólicas que descrevem o fluxo de fluidos em meios porosos pode ser feita a separação do sistema geral em um sistema auxiliar e uma equação do levantamento (Pires, 2003). Enquanto o sistema original apresenta funções termodinâmicas e parâmetros de transporte (permeabilidades relativas e viscosidades) o sistema auxiliar apresenta somente propriedades termodinâmicas (isotermas de adsorção).

3. Modelagem Matemática de Métodos Químicos

Neste trabalho é considerado o deslocamento de óleo por uma solução aquosa com n componentes (polímeros, sais) dissolvidos que podem ser adsorvidos pela rocha em um reservatório unidimensional. As seguintes premissas são adotadas:

- * Permeabilidade e porosidade constantes;
- * Efeitos gravitacionais, capilares e de dispersão desconsiderados;
- * Inicialmente o reservatório está saturado com óleo e água;
- * Reservatório homogêneo e isotrópico;
- * Fases incompressíveis (óleo e água);
- * Transferência de massa não afeta a densidade da água.

A conservação da massa das fases água e óleo são dadas por:

$$\frac{\partial \rho_w s_w}{\partial t} + \frac{\partial \rho_w u_w}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_o s_o}{\partial t} + \frac{\partial \rho_o u_o}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

onde s_w é a saturação de água, ρ_w a densidade da água, u_w a velocidade da fase água, s_o é a saturação da fase óleo, ρ_o a densidade da fase óleo, u_o a velocidade da fase óleo.

Cancelando nas equações acima as densidades devido à incompressibilidade das fases chegamos a:

$$\frac{\partial s_w}{\partial t} + \frac{\partial u_w}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial s_o}{\partial t} + \frac{\partial u_o}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

A velocidade das fases será calculada através da lei de Darcy:

$$u_{\Pi} = \frac{-k k_{r\Pi}(s, \vec{c})}{\mu_{\Pi}(\vec{c})} \frac{\partial P_{\Pi}}{\partial x}, \Pi = o, w \quad (5)$$

Definindo fluxo fracionário de água como:

$$f(s_w, \vec{c}) = \frac{u_w}{u_w + u_o} = \frac{u_w}{u} \quad (6)$$

e aplicando a lei de Darcy, temos:

$$f(s_w, \vec{c}) = \frac{\frac{k_{rw}(s_w, \vec{c})}{\mu_w}}{\frac{k_{rw}(s_w, \vec{c})}{\mu_w} + \frac{k_{ro}(s)}{\mu_o}} \quad (7)$$

onde k_{rw} é a permeabilidade relativa da fase água, k_{ro} é a permeabilidade relativa da fase óleo, μ_w é a viscosidade da água e μ_o é a viscosidade do óleo.

Substituindo a Eq. (6) na Eq. (3) e na Eq. (4):

$$\phi \frac{\partial s_w}{\partial t} + \frac{\partial f u}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$\phi \frac{\partial s_o}{\partial t} + \frac{\partial (1-f) u}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

Somando a Eq. (8) e Eq. (9):

$$\phi \frac{\partial (s_o + s_w)}{\partial t} + \frac{\partial u (1-f+f)}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, u = u(t) \quad (11)$$

Definindo $s_w = s$ e substituindo na Eq. (8):

$$\phi \frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

Definindo as variáveis adimensionais:

$$X = \frac{x}{L} \quad (13)$$

$$T = \frac{ut}{\phi L} \quad (14)$$

sendo ϕ a porosidade e L o tamanho do reservatório, chega-se à seguinte equação:

$$\frac{\partial s}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial X} = 0 \quad (15)$$

A Eq. (15) descreve o deslocamento unidimensional de óleo por água e foi resolvido primeiramente por Buckley e Leverett (Buckley e Leverett, 1942).

A partir da conservação da massa dos produtos químicos é possível obter:

$$\frac{\partial (c_i s + a_i(\vec{c}))}{\partial T} + \frac{\partial c_i f(s, \vec{c})}{\partial X} = 0, \quad i = 1, \dots, n \quad (16)$$

onde a_i é a adsorção e c_i é a concentração do componente i em solução.

Em condições de equilíbrio termodinâmico, as concentrações dos componentes adsorvidos e dissolvidos são governadas por isotermas de adsorção com as seguintes propriedades:

$$\vec{a} = \vec{a}(\vec{c}), \vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n), \vec{c} = (c_1, c_2, \dots, c_n) \quad (17)$$

As funções $a_i = a_i(\vec{c})$ obedecem às seguintes condições:

$$a_i(c_1, \dots, c_{i-1}, 0, c_{i+1}, \dots, c_n) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial a_i(\vec{c})}{\partial c_i} > 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial a_i(\vec{c})}{\partial c_j} < 0 \quad (20)$$

Portanto, o sistema de equações governantes inclui leis de conservação para o volume da fase aquosa e para a massa de cada componente. As incógnitas desse sistema de $n + 1$ equações são s e \vec{c} .

$$\frac{\partial s}{\partial T} + \frac{\partial f(s, \vec{c})}{\partial X} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial (c_i s + a_i(\vec{c}))}{\partial T} + \frac{\partial c_i f(s, \vec{c})}{\partial X} = 0, \quad i = 1, \dots, n \quad (22)$$

Através da introdução da seguinte função potencial associada à conservação do volume de água,

$$d\varphi = f dT - s dX \quad (23)$$

é possível transformar o sistema composto pela Eq. (21) e Eq. (22) em:

$$f \frac{\partial s}{\partial \varphi} - s \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \frac{\partial f}{\partial X} = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial \vec{a}(\vec{c})}{\partial \varphi} + \frac{\partial \vec{c}}{\partial X} = 0 \quad (25)$$

É importante ressaltar que o sistema formado pela Eq. (25) contém somente funções termodinâmicas, ao contrário do sistema original formado pela Eq. (21) e Eq. (22), que contém funções termodinâmicas e propriedades de transporte. As transições de fase que ocorrem durante o deslocamento de óleo são descritas através da solução do sistema auxiliar, ou seja, elas são independentes das permeabilidades relativas e viscosidades. A mudança de variáveis independentes $(X, T) \rightarrow (X, \varphi)$ divide o sistema Eq. (21) e Eq. (22) em uma equação do levantamento Eq. (24) e um sistema auxiliar Eq. (25).

4. Injeção de Água com um Polímero na Presença de um Sal

Este método de recuperação avançada (*EOR*) consiste na adição de polímeros à água que será injetada no reservatório com a finalidade de diminuir sua mobilidade. O resultado é o aumento da viscosidade da fase aquosa, resultando assim em uma diminuição da mobilidade à água. Este fenômeno aumenta a recuperação de óleo, uma vez que aumenta a quantidade de hidrocarbonetos varridos durante a passagem da água com polímero pelo reservatório (Lake, 1989).

As três equações a seguir descrevem a conservação do volume de água, conservação da massa do polímero e conservação do sal (que não adsorve), respectivamente:

$$\frac{\partial s}{\partial T} + \frac{\partial f(s, c)}{\partial X} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial (cs + a(c, \gamma))}{\partial T} + \frac{\partial cf(s, c)}{\partial X} = 0 \quad (27)$$

$$\frac{\partial (\gamma s)}{\partial T} + \frac{\partial \gamma f(s, c)}{\partial X} = 0 \quad (28)$$

onde c é a concentração do polímero em solução, γ é a concentração de sal, a é a adsorção, s é a saturação de água e f é a função fluxo fracionário de água.

A injeção contínua de água contendo polímeros é modelada através do seguinte problema de valor inicial e de contorno:

$$\begin{cases} T = 0, X > 0 & s = s^I, \bar{c} = \bar{c}^I \\ X = 0, T > 0 & f = f^J, \bar{c} = \bar{c}^J \end{cases} \quad (29)$$

e corresponde ao seguinte problema para o sistema auxiliar.

$$\begin{cases} T = 0, X > 0 & \varphi = -s^I X & s = s^I, \bar{c} = \bar{c}^I \\ X = 0, T > 0 & \varphi = f^J T & f = f^J, \bar{c} = \bar{c}^J \end{cases} \quad (30)$$

onde I e J indicam as condições inicial e de injeção, respectivamente.

Introduzindo o potencial $d\varphi = f dT - s dX$ no sistema Eq. (26), Eq. (27) e Eq. (28) chegamos ao seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial a(c, \gamma)}{\partial \varphi} + \frac{\partial c}{\partial X} = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial X} = 0 \quad (32)$$

É importante ressaltar que o sal não adsorve mas altera a curva de adsorção do polímero.

O sistema formado pela Eq. (31) e Eq. (32) é chamado de sistema auxiliar ao sistema Eq. (26), Eq. (27) e Eq. (28).

As velocidades das ondas de choque do sistema auxiliar estão ligadas às velocidades das ondas do sistema geral através de:

$$D = \frac{f}{s + \frac{1}{\lambda}} \quad (33)$$

Por exemplo, os autovalores do sistema geral e auxiliar estão relacionados pela seguinte equação:

$$\Lambda(s, c) = \frac{f}{s + \frac{1}{\lambda(c)}} \quad (34)$$

5. Solução do Problema

É considerado o caso em que a concentração inicial de polímero c^I é menor que a concentração de injeção c^J e a concentração inicial de sal γ^I é menor que a concentração de injeção γ^J .

$$c^I < c^J, \gamma^I < \gamma^J \quad (35)$$

Será utilizada a seguinte isoterma de adsorção (Johan *et al.*, 2004):

$$a(c, \gamma) = \frac{\alpha c}{1 + \beta c} \quad (36)$$

onde $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \gamma$ ($\alpha_1 = 200, \alpha_2 = 200, \beta = 1000$) e c é a concentração do polímero em solução. A partir desta isoterma de adsorção as invariantes de Riemann são:

$$R_1 = \gamma = \text{constante} \quad (37)$$

$$R_2 = \ln \frac{c(\alpha_1 + \alpha_2 \gamma)}{1 + \beta c} = \text{constante} \quad (38)$$

onde R_1 e R_2 são a primeira e segunda invariante de Riemann.

Aplicando as condições inicial e de injeção para este caso temos o caminho da solução apresentado na Fig. 1, onde parte-se de uma concentração inicial I passando por uma concentração intermediária representada pelo ponto A até chegar a uma concentração de injeção J .

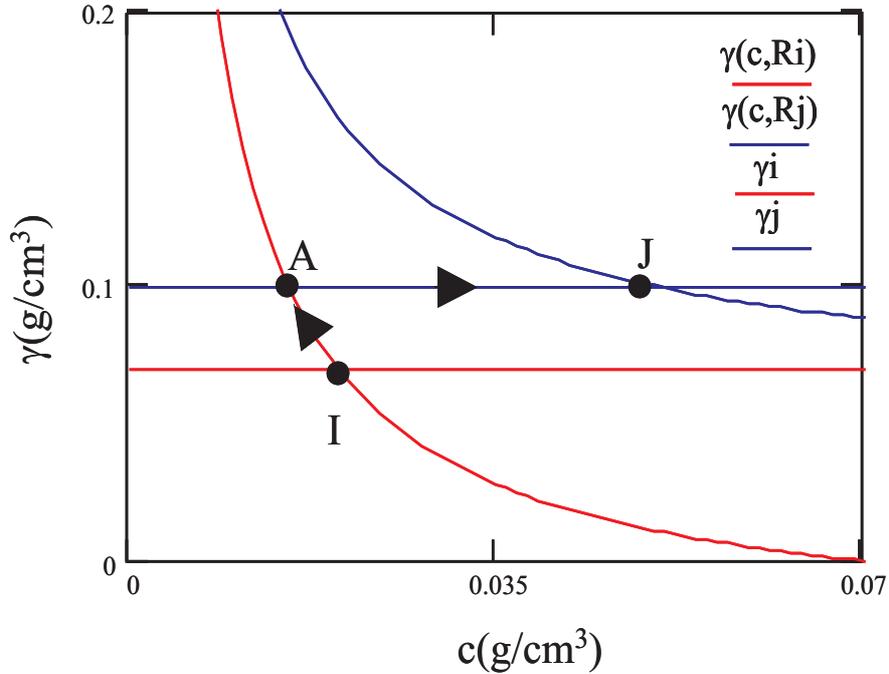


Figura 1: Diagrama de fases.

Neste caso acontecem dois choques, um de concentração e outro de salinidade, representados na Fig. 2. Na Fig. 3 é apresentado o caminho da solução em $a \times c$, onde:

$$a(c^I, \gamma^I) = 0,204 \quad (39)$$

$$a(c^A, \gamma^J) = 0,204 \quad (40)$$

$$a(c^J, \gamma^J) = 0,216 \quad (41)$$

A solução geral do sistema auxiliar é dada por:

$$\Gamma(\eta = \frac{\varphi}{X}) = \begin{cases} \gamma^I = 0,07 & -s^I \leq \eta < V_1 = 0 \\ \gamma^J = 0,1 & V_1 < \eta \leq V_2 = 0,317 \end{cases} \quad (42)$$

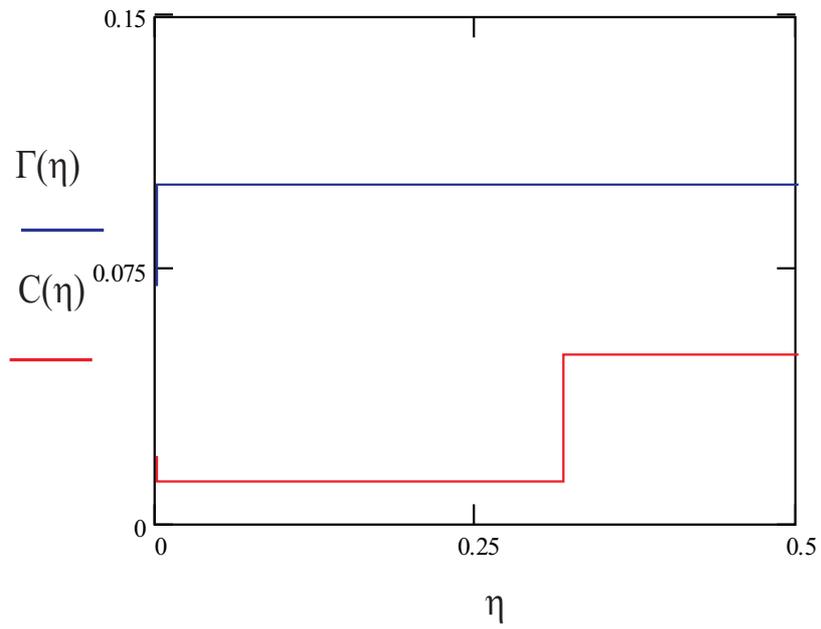


Figura 2: Solução do problema auxiliar.

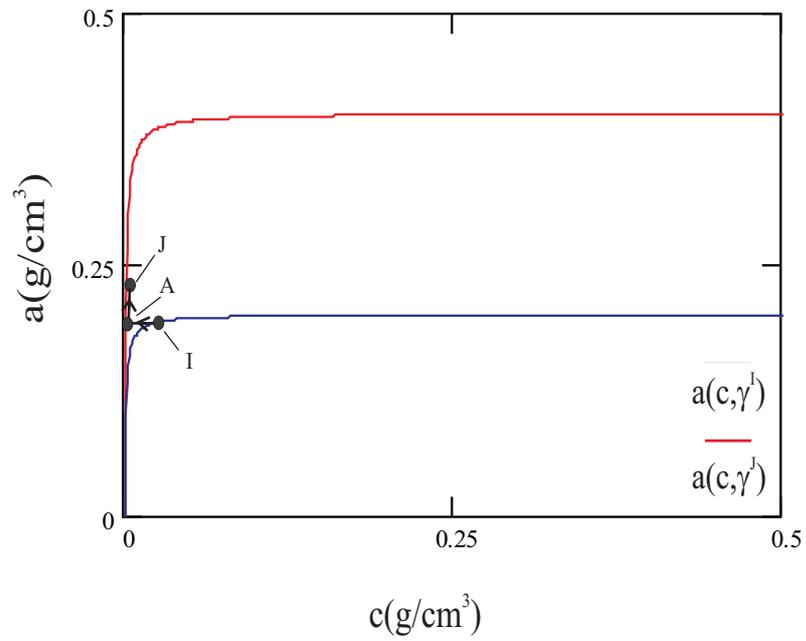


Figura 3: Caminho da solução em $a \times c$.

$$C(\eta = \frac{\varphi}{X}) = \begin{cases} c^I = 0,02 & -s^I \leq \eta < V_1 = 0 \\ c^{(A)} = 0,013 & V_1 < \eta \leq V_2 = 0,317 \\ c^J = 0,05 & V_2 < \eta \end{cases} \quad (43)$$

As velocidades dos choques são calculadas como $V_1 = \frac{a(c^{(A)}, \gamma^J) - a(c^I, \gamma^I)}{c^{(A)} - c^I}$ e $V_2 = \frac{a(c^{(A)}, \gamma^J) - a(c^J, \gamma^I)}{c^{(A)} - c^J}$ e $c^{(A)}$ é a concentração no ponto intermediário, determinada através da igualdade da segunda invariante de Riemann nos pontos I e A onde a concentração de sal é a mesma de injeção $\gamma^A = \gamma^J$:

$$c^{(A)} = \frac{c^I(\alpha_1 + \alpha_2 \gamma^I)}{(\alpha_1 + \alpha_2 \gamma^J) + \beta * c^I * \alpha_2(\gamma^J - \gamma^I)} \quad (44)$$

O caminho da solução $C(\eta)$ do problema auxiliar corresponde à união entre os pontos c^I e c^J da isoterma de adsorção passando pelo ponto $c^{(A)}$.

Para a solução do problema geral, é necessário gerar as curvas de fluxo fracionário para cada combinação de concentração de polímero e de sal. Foi adotado o modelo de Corey para permeabilidade relativa ao óleo e à água:

$$k_{ro}(s) = k_{rowi} * \left[\frac{(1 - s_{or} - s)}{(1 - s_{wi} - s_{or})} \right]^m \quad (45)$$

$$k_{rw}(s) = k_{rwor} * \left[\frac{(s - s_{wi})}{(1 - s_{wi} - s_{or})} \right]^n \quad (46)$$

A dependência da viscosidade com a concentração de polímero é linear:

$$\mu_w(c) = (1 + 100 * c) \quad (47)$$

As constantes adotadas são apresentadas na Tab. 1:

Tabela 1: Constantes utilizadas no problema.

s_{or}	0,1
s_{wi}	0,1
μ_w	1
μ_o	10
k_{rowi}	0,7
k_{rwor}	0,2
m	1,5
n	3

O caminho da solução do sistema geral é:

$$J - 1 \rightarrow 2a \rightarrow 2b \rightarrow 3a - 3b \rightarrow I \quad (48)$$

No caminho da solução, a sequência de ondas de Riemann é representada pelo símbolo " \rightarrow " indicando choque e " $-$ " que indica uma onda de rarefação.

O levantamento da solução está apresentado na Fig. 4 com uma ampliação apresentada na Fig. 5 e consiste de 4 choques, sendo dois choques de concentração denominados c -choque em $1 \rightarrow 2a$ e $2b \rightarrow 3a$ e dois choques de saturação denominados s -choques em $2a \rightarrow 2b$ e $3b \rightarrow I$, e de duas s -rarefações $J - 1$ e $3a - 3b$.

Os dois tipos de c -choque e a s -rarefação são representados respectivamente por:

$$c - \text{choque} = \frac{f}{s + \frac{df}{dc}} \quad (49)$$

$$c - \text{choque} = \frac{f}{s} \quad (50)$$

$$s - \text{onda} = \frac{\partial f}{\partial s} \quad (51)$$

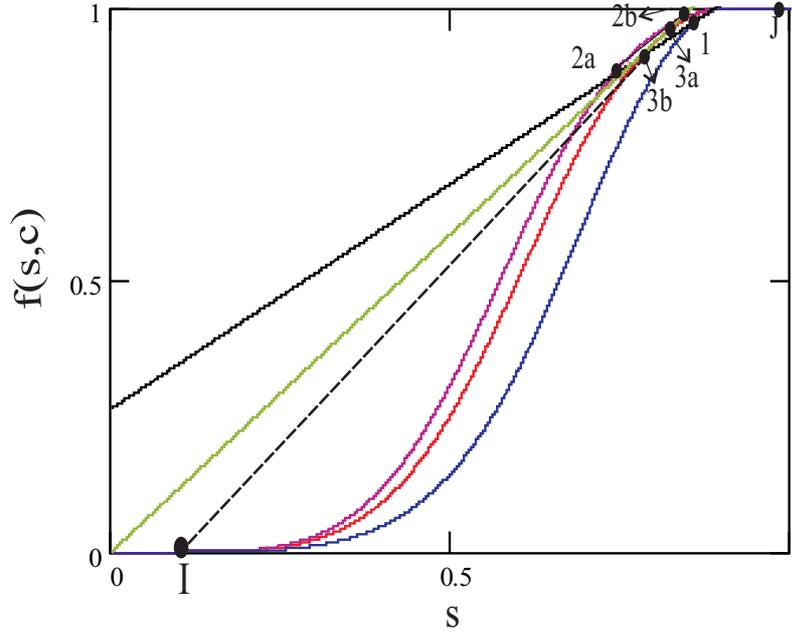


Figura 4: Caminho da solução.

O ponto inicial da c -transição é encontrado através da igualdade das velocidades da c -onda e da s -característica. Na solução do sistema geral a c -transição começa com um c -choque que está ligado ao choque do sistema auxiliar por:

$$D = \frac{f(s, c)}{s + \frac{1}{\Gamma}}$$

A solução do sistema geral é auto similar e é dada por (52):

$$S(\xi = \frac{X}{T}) = \begin{cases} s_j(\xi) & (D_1 = 0) < \xi \leq D_{2a} = 0,828 \\ s^{(2a)} = 0,734 & D_{2a} < \xi \leq D_{2b} = 1,059 \\ s^{(2b)} = 0,836 & D_{2b} < \xi \leq D_{3a} = 1,169 \\ s_{3r}(\xi) & D_{3a} < \xi \leq D_{3b} = 1,338 \\ s^{(wi)} = 0,1 & \xi > D_{3b} \end{cases} \quad (52)$$

$$C(\xi = \frac{X}{T}) = \begin{cases} c^J = 0,05 & \xi < D_{2a} = 0,828 \\ c^{(A)} = 0,013 & D_{2a} < \xi \leq D_{3a} = 1,169 \\ c^I = 0,02 & \xi > D_{3a} \end{cases} \quad (53)$$

$$\gamma(\xi = \frac{X}{T}) = \begin{cases} \gamma^J = 0,1 & \xi < D_{3a} = 1,169 \\ \gamma^I = 0,07 & \xi > D_{3a} \end{cases} \quad (54)$$

onde $D_{2a} = \frac{f(s^{(2a)}, c^J)}{s^{(2a)} + V_2}$, $D_{2b} = \frac{f(s^{(2b)}, c^{(A)}) - f(s^{(2a)}, c^{(A)})}{s^{(2b)} - s^{(2a)}}$, $D_{3a} = \frac{f(s^{(3a)}, c^I)}{s^{(3a)}}$, $D_{3b} = \frac{f(s^{(3b)}, c^I)}{s^{(3b)} - s^{wi}}$. As rarefações são calculadas a partir de $\xi = \frac{\partial f(s, c^J)}{\partial s}$ e $\xi = \frac{\partial f(s, c^I)}{\partial s}$.

A solução formada pela Eq. (52), Eq. (53) e Eq. (54) descritas anteriormente estão apresentadas na Fig. 6.

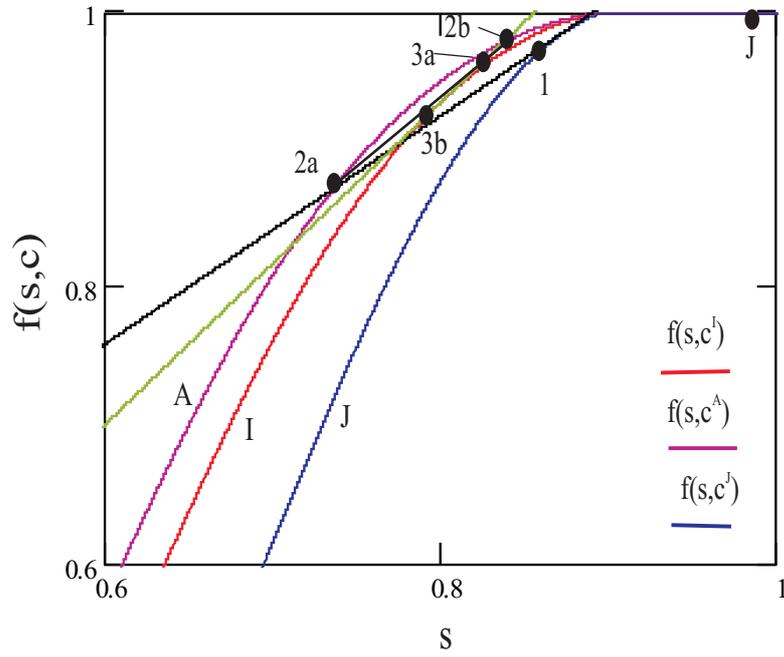


Figura 5: Ampliação do caminho da solução.

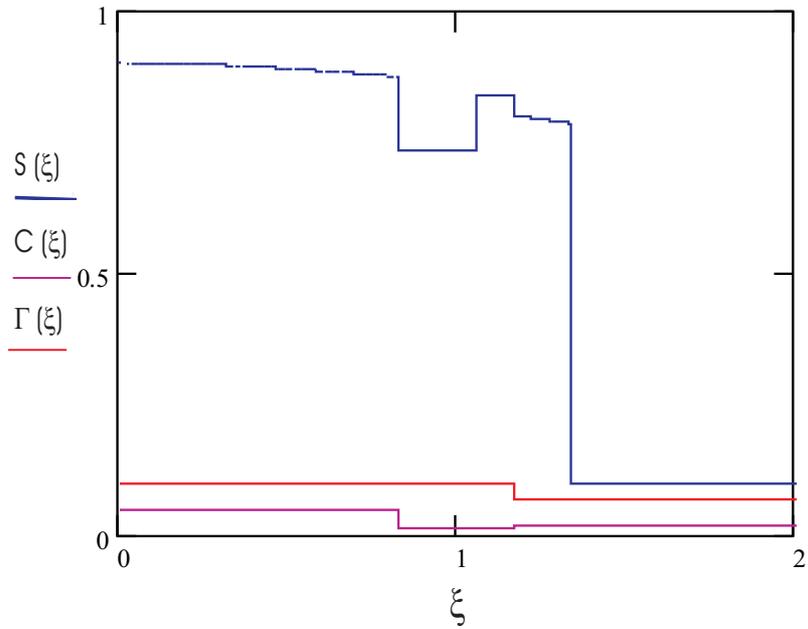


Figura 6: Perfis de saturação e concentração de sal e polímero.

6. Conclusões

A partir da separação dos sistemas geral e auxiliar tornou-se possível a solução de sistemas contendo mais de um produto químico dissolvido. O procedimento de solução do sistema geral consiste em:

- Solução do sistema auxiliar;
- Levantamento da solução.

O sistema auxiliar contém somente propriedades termodinâmicas, enquanto o sistema geral contém propriedades hidrodinâmicas (permeabilidades relativas e viscosidades) e propriedades termodinâmicas. Portanto as transições de fases que ocorrem durante o deslocamento são determinadas pelo sistema auxiliar, sendo independentes das propriedades hidrodinâmicas dos fluidos e rocha. A partir dessa separação do sistema foi resolvido o caso específico de injeção de água com polímero na presença de sal.

7. Referências

- Buckley, S. E. and Leverett, M. C., 1942, Mechanisms of Fluid Displacement in Sands, “Transactions AIME”, Vol. 146, pp. 107–116.
- Claridge, E. L. and Bondor, P. L., 1974, A Graphical Method for Calculating Linear Displacement with Mass Transfer and Continuously Changing Mobilities, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 14, pp. 609–618.
- Entov, V. M., 1981, Physico-Chemical Hydrodynamics of Processes in Porous Media (Mathematical Models of Enhanced Oil Recovery), “Uspekhi Mekhaniki”, Vol. 4, No. 3, pp. 41–79, In Russian.
- Entov, V. M. and Kerimov, Z. A., 1986, Displacement of Oil by an Active Solution with a Nonmonotonic Effect on the Flow Distribution Function, “Fluid Dynamics”, Vol. 1, pp. 64–70.
- Entov, V. M. and Voskov, D. V., 2000, On Oil Displacement by Gas Injection. Seventh Euro. Conf. on The Mathematics of Oil Recovery.
- Fayers, F. J. and Perrine, R. L., 1959, Mathematical Description of Detergent Flooding in Oil Reservoirs, “Transactions AIME”, Vol. 216, pp. 277–283.
- Helfferich, F., 1981, Theory of Multicomponent Multiphase Displacement in Porous Media, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 21, pp. 51–62.
- Hill, H. J. and Lake, L. W., 1978, Cation Exchange in Chemical Flooding. Part 3. Experimental, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 18, pp. 445–456.
- Hirasaki, G. J., 1982, Ion Exchange with Clays in the Presence of Surfactants, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 22, pp. 181–192.
- Johan, A., Han, C., Delshad, M., and Pope, G. A., 2004, A New Generation Chemical Flooding Simulator, Tulsa. Fourteenth Symposium on Improved Oil Recovery.
- Lake, L. W., 1989, “Enhanced Oil Recovery”, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 550 p.
- Lake, L. W. and Helfferich, F., 1978, Cation Exchange in Chemical Flooding. Part 2. The Effect of Dispersion, Cation Exchange and Polymer-Surfactant Adsorption on Chemical Flood Environment, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 18, pp. 435–444.
- Patton, J. T., Coats, K. H., and Colegrove, G. T., 1971, Prediction of Polymer Flood Performance, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 11, No. 1, pp. 72–84.
- Pires, A. P., 2003, “Independência entre Termodinâmica e Hidrodinâmica em Processos de Recuperação Avançada de Petróleo”, PhD thesis, Universidade Estadual do Norte Fluminense.
- Pope, G. A., 1980, The Application of Fractional Flow Theory to Enhanced Oil Recovery, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 20, pp. 191–205.
- Pope, G. A., Lake, L. W., and Helfferich, F., 1978, Cation Exchange in Chemical Flooding. Part 1. Basic Theory without Dispersion, “Soc. Petr. Eng. J.”, Vol. 18, pp. 418–434.
- Rhee, H. K., Aris, R., and Amundson, N. R., 1970, On the Theory of Multicomponent Chromatography, “Phil. Trans. Royal Soc., Ser. A”, Vol. 267, pp. 419–455.
- Welge, H. J., 1952, A Simplified Method for Computing Oil Recovery by Gas or Water Drive, “Transactions AIME”, Vol. 195, pp. 91–98.

SALT EFFECTS ON POLYMER ADSORPTION IN CHEMICAL FLOODING OF OIL RESERVOIRS

Pollyanna Medeiros Fonte Boa

Universidade Estadual do Norte Fluminense

Rod. Amaral Peixoto, km. 163 - Av. Brennand s/n

Imboassica - 27925-310
Macaé / RJ
pollyanna@lenep.uenf.br

Adolfo Puime Pires

Universidade Estadual do Norte Fluminense
Rod. Amaral Peixoto, km. 163 - Av. Brennand s/n
Imboassica - 27925-310
Macaé / RJ
puime@lenep.uenf.br

Abstract. *Enhanced Oil Recovery (EOR) methods may be classified into the following kinds: chemical, miscible and thermal methods. The most commonly injected chemical fluids are polymers, surfactants, micellar solutions, etc. Displacement of oil by these fluids involves complex physico-chemical processes of interphase mass transfer, phase transitions and transport properties changes. Polymers can improve the mobility ratio and thus increase the displacement efficiency of oil in a reservoir. The system of hyperbolic partial differential equations that governs the oil displacement by water in the presence of two chemical species is composed by three equations. Recently it was shown that this system can be splitted into a hydrodynamic part (one equation) and a thermodynamic part (two equations). The thermodynamic part is independent of the hydrodynamic equation and depends on parameters of the adsorption isotherms, not on transport properties (relative permeabilities and viscosities). In this paper we present the solution for the problem of 1D oil displacement by water containing polymers in the presence of salts in porous media. Solutions for different initial and injection conditions with adsorption isotherms of Langmuir type considering salt concentration are presented. The results of this work may be applied in mature fields and in reservoir simulation software validation..*

Keywords *reservoir engineering, enhanced oil recovery, chemical flooding, polymer injection, conservation laws.*

MODELAGEM E SIMULAÇÃO DA INCRUSTAÇÃO POR SULFATO DE BÁRIO EM REPRESENTAÇÕES TRIDIMENSIONAIS DA ROCHA RESERVATÓRIO: EFEITOS SOBRE A PERMEABILIDADE

Schaewer T.R. - tschaewer@lenep.uenf.br

Bueno A.D. - bueno@lenep.uenf.br

Bedrikovetsky P. - pavel@lenep.uenf.br

Laboratório de Engenharia e Exploração de Petróleo - LENEP (<http://www.lenep.uenf.br>)

Resumo. A incrustação de rochas reservatório por sulfato de bário é um problema recorrente na Bacia de Campos, onde a forma mais comum de recuperação secundária é a injeção de água do mar (corresponde a 85% do óleo produzido). A deposição de sulfato de bário ocorre quando a água injetada, rica em sulfato, entra em contato com a água de formação, rica em bário, causando o acúmulo do precipitado sólido ao longo da coluna de produção, em equipamentos do poço e no interior da formação. O problema é agravado pelas propriedades físico-químicas da sulfato de bário, um sal de difícil remoção e baixa solubilidade, e pelo dano provocado à zona próxima ao poço produtor, onde a mistura entre as águas incompatíveis é mais intensa. Desenvolve-se neste trabalho modelos e algoritmos para simular a incrustação de sulfatos em representações tridimensionais de rochas reservatório obtidas a partir de imagens de rochas reservatório brasileiras (imagens fornecidas pelo CENPES). São desenvolvidos três modelos de incrustação: ao redor do poro (pore-lining), preenchendo o poro (pore-filling) e dendrítica. A estabilidade dos algoritmos e alguns resultados são apresentados. A principal vantagem do uso da abordagem proposta é a possibilidade da utilização de amostras de calha (obtidas por uma fração do custo de um testemunho) amostras laterais e testemunhos danificados, assim como a realização de simulações computacionais reproduzíveis em lugar de ensaios laboratoriais destrutivos.

Palavras chave: incrustação, análise de imagens, reconstrução tridimensional, porosidade, dano de formação.

1 Introdução - Escopo do Problema

A incrustação de sulfatos no interior de rochas reservatório de petróleo é fonte de grandes prejuízos econômicos, pois causa a redução da permeabilidade, a queda da injetividade e o conseqüente aumento do custo de extração do petróleo. Este problema é recorrente na Bacia de Campos, onde a forma mais comum de recuperação secundária é a injeção de água do mar (corresponde a 85% do óleo produzido).

A incrustação por sulfato de bário em reservatórios ocorre devido à mistura de águas quimicamente incompatíveis (Fig. 1.c). A reação ocorre quando a água de formação, rica em bário, entra em contato com a água do mar injetada, rica em sulfatos, causando a formação de sulfato de bário a partir da reação entre os íons aquosos ocorre de acordo com a seguinte equação:



O problema é agravado pelas propriedades físico-químicas do sulfato de bário, um sal de difícil remoção e baixa solubilidade, o que dificulta o controle da incrustação. Outro fator agravante é que a mistura entre as águas incompatíveis é mais intensa na área próxima ao poço produtor, causando uma drástica redução do índice de produtividade.

Uma das soluções atualmente utilizadas para reduzir o problema é o uso de inibidores, mas a mesma apresenta problemas operacionais e custo elevado, sendo importante o desenvolvimento de estudos, teóricos e aplicados, relacionados à caracterização da incrustação e seu efeito sobre a permeabilidade de rochas reservatório. Observe que o mesmo tipo de problema ocorre com outros tipos de sulfatos, como o de estrôncio.

A metodologia utilizada neste trabalho para solucionar o problema da caracterização dos efeitos da incrustação baseia-se no uso de técnicas de análise de imagens, sendo, portanto, uma abordagem computacional. A grande vantagem dos métodos de determinação de propriedades de rochas a partir da análise de imagens reside na

possibilidade de poder determinar estas propriedades petrofísicas a partir de amostras de calha. Métodos laboratoriais necessitam de amostras maiores, isto é, testemunhos do reservatório, que são obtidos com procedimentos extremamente caros, enquanto as amostras de calha podem ser obtidas durante o processo de perfuração do poço sem custo adicional. Além disso, métodos de reconstrução tridimensional permitem gerar representações tridimensionais do meio poroso que reproduzem a microgeometria e a conectividade da rocha original, aumentando a precisão do método ao não depender de fórmulas empíricas que levam em consideração apenas alguns poucos parâmetros (porosidade, distribuição de tamanho de poros) obtidos a partir de análises da imagem da rocha no plano bidimensional, Bueno *et al.*, 2002; Cerepi *et al.*, 2001; James, 1995; Coskum e Wardlaw, 1996; Lock *et al.*, 2002. O estudo de rochas reservatório com uso de análise de imagens passa pelas seguintes etapas: Primeiramente, lâminas delgadas das amostras de rochas são fotografadas com o auxílio de um microscópio, realiza-se então a binarização das imagens, seguida da etapa de caracterização, onde informações estatísticas do meio poroso original são extraídas a partir das imagens binarizadas. As informações estatísticas, que incluem a porosidade, a curva de autocorrelação e a distribuição de tamanho de poros, são então utilizadas como parâmetros de entrada para algoritmos de reconstrução tridimensional que reproduzem a organização topológica e morfológica da rocha original. O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de modelos e algoritmos para simulação da incrustação de sulfato de bário em representações tridimensionais da rocha reservatório, estendendo a metodologia de análise de imagens.

2 Revisão Bibliográfica

Sorbie e Mackay, 2000, modelaram os mecanismos de mistura das águas de injeção e de formação. O principal mecanismo de deslocamento da água de formação pela água de injeção é o deslocamento frontal linear, onde um banco de água de injeção desloca um banco de água de formação com uma zona relativamente pequena entre os dois bancos onde ocorre a mistura das águas e deposição de sulfato de bário.

Nancollas e Liu, 1975, descreveram os eventos do processo de deposição de sulfato de bário; segundo os autores a reação é geralmente controlada pelo transporte de íons incrustantes até a superfície de um cristal ou outro substrato, exceto quando a supersaturação é suficientemente grande para gerar cristais dendríticos, sendo então controlada pela difusão. Segundo o estudo, a taxa da reação é proporcional ao quadrado da supersaturação e independe da dinâmica de fluxo para baixas velocidades.

Wat *et al.*, 1992, realizaram experimentos injetando águas de formação e marinha sintéticas em *sandpacks* de sílica, com e sem a presença de inibidores. Os autores concluem que o processo de precipitação parece ser dominado pela nucleação heterogênea.

Todd e Yuan, 1992, realizaram experimentos de incrustação de sulfato de bário em altas temperaturas (70°C) para diversas salmouras com diferentes graus de supersaturação de sulfato de bário. Apesar de poucos experimentos de incrustação terem sido realizados, existe uma tendência para que soluções com maior supersaturação apresentem maior queda de permeabilidade em função da redução da porosidade, provavelmente devido as diferenças morfológicas entre os cristais.

Apesar de uma bibliografia específica sobre simulação de incrustação de sais em meios porosos não estar disponível, trabalhos recentes descreveram modelos de crescimento de microestruturas em representações tridimensionais com o objetivo de simular processos diagenéticos, como cimentação de quartzo e a precipitação de argilas autigênicas sobre a superfície dos poros. Keehm, 2003, propõe diversos mecanismos de preenchimento de poros relacionados à diagênese. As velocidades de fluxo são obtidas através do método de Lattice-Boltzmann e quatro classes de algoritmos são definidos, (1) deposição ao redor dos grãos, (2) em zonas de alta velocidade de fluxo, (3) em zonas de baixa velocidade de fluxo e (4) aleatório.

Kameda, 2004, formaliza métodos para realizar a alteração numérica da geometria dos poros de representações tridimensionais e investiga os seus efeitos na redução da permeabilidade. O autor utiliza operações morfológicas sobre representações tridimensionais obtidas através de microtomografia de raios-x para modelar diversos processos diagenéticos. Objetivando simplificar o problema de criar algoritmos complexos para estruturas tridimensionais o autor introduz um procedimento para obter representações tridimensionais a partir da alteração de imagens bidimensionais da rocha, seguida de uma operação de reconstrução tridimensional.

Oren e Bakke, 2002, modelam a cimentação de quartzo e a precipitação de argilas autigênicas, que são divididas em três categorias: *pore-lining* (ao redor do poro), *pore-filling* (preenchendo o poro) e *pore-bridging* (formando pontes entre as paredes da matriz rochosa). Argilas que se depositam ao redor do poro como a clorita são modeladas através da deposição aleatória de partículas (voxels) sobre as superfícies da fase sólida. Argilas que preenchem os poros são modeladas com o uso de um algoritmo que favorece a deposição de partículas sobre partículas já depositadas. A deposição de argilas do tipo *pore-bridging* se dá através da geração de linhas de voxels conectando as paredes dos poros, que devem ter o diâmetro menor do que um valor de corte pré-estabelecido.

3 Algoritmos de Incrustação Desenvolvidos

Os algoritmos aqui descritos se baseiam na hipótese de que a deposição dos cristais de sulfato de bário no meio poroso apresenta uma morfologia semelhante à deposição de argilas, podendo ser classificada como *pore-lining*, *pore-filling* ou dendrítica.

3.1 Hipóteses simplificadoras

Apresenta-se a seguir um conjunto de hipóteses simplificadoras necessárias para o desenvolvimento dos modelos.

- Como a escala em que a simulação é realizada é bastante pequena, da ordem de 1 mm, considera-se que as propriedades da solução (pressão, temperatura, concentrações) não variam dentro do volume estudado e conseqüentemente a mistura da solução dentro do volume estudado (reator) é perfeita.
- A dinâmica do fluxo não influencia o processo de precipitação Nancollas e Liu, 1975; Todd e Yuan, 1992. Apesar da velocidade do fluxo exercer alguma influencia sobre a morfologia dos cristais Todd e Yuan, 1992; Bernard-Michel *et al.*, 2002, acelerar a mistura das águas de formação e de injeção em escalas macroscópicas Sorbie e Mackay, 2000, e o coeficiente da taxa da reação k_a em meios porosos Bedrikovetsky *et al.*, 2003, estes fenômenos não serão modelados no presente estudo.
- Como a dinâmica do fluxo é desconsiderada, a força de arraste não impede o bloqueio dos poros por material incrustante.
- Apenas o processo de nucleação primária heterogênea é considerado Wat *et al.*, 1992; Todd e Yuan, 1992, toda precipitação ocorre sobre a superfície da rocha ou sobre cristais preexistentes.
- Cristais não quebram ou migram através do sistema, causando o bloqueio de gargantas de poros Todd e Yuan, 1992; Wat *et al.*, 1992. Allaga *et al.*, 1992, apontam a migração e captura de partículas por exclusão por tamanho e a formação de pontes nas gargantas dos poros como o principal mecanismo causador da queda de permeabilidade. Siqueira *et al.*, 2003, descrevem um modelo computacional de simulação e determinação da queda da permeabilidade devido à captura de partículas em suspensão. Mas como não existe consenso sobre a importância deste mecanismo no dano de formação causado pelo sulfato de bário, optou-se por evitar a elaboração de modelos complexos para simulação de fluxo e captura de partículas.
- Cristais não tem preferência para se alocar em sítios específicos, como poros pequenos ou grandes ou cavidades Todd e Yuan, 1992. Sabe-se que a nucleação heterogênea tende a ocorrer em sítios que reduzam a energia necessária para a formação da superfície do cristal, como falhas e dobras. No entanto, este fenômeno ocorre em uma escala nanométrica, enquanto o presente estudo foi realizado em uma escala micrométrica.
- Devido à grande diversidade de tamanho dos cristais de sulfato de bário, que podem medir entre 0,5 μm e 50 μm Todd e Yuan, 1992; Bernard-Michel *et al.*, 2002, e ao fato de que a escala dos volumes estudados (relação voxel/micron) ser variável, não existe uma relação unitária entre voxels incrustados na simulação e cristais individuais de sulfato de bário.
- Como a escala do estudo é muito grande para representar as diferentes morfologias dos cristais individuais Nancollas e Liu, 1975; Todd e Yuan, 1992; Bernard-Michel *et al.*, 2002, os cristais serão representados por cubos (voxels) na simulação.
- A microporosidade não contribui significativamente para a permeabilidade, podendo ser desprezada para o cálculo da mesma. A microporosidade associada à fase incrustante ϕ_{BaSO_4} é modelada através de voxels porosos contidos na fase incrustante. Apesar de possuírem um diâmetro relativamente grande (geralmente equivalente ao comprimento do voxel α_v) estes voxels quase sempre se encontram desconectados do restante do volume poroso e não contribuem para o fluxo.

3.2 Algoritmo de incrustação *pore-lining*

A morfologia mais comum encontrada para os cristais de sulfato de bário são estruturas tabulares ortorrômbicas (veja a Fig. 4.a) com pequena superfície específica (cerca de $0,66 m^{-1}$). Como este tipo de cristal não está associado a fenômenos de aglomeração e não apresenta crescimento em direções preferenciais (dendritos), se assumirmos que os cristais não possuem sítios preferenciais de nucleação, podemos associar esta ocorrência de sulfato de bário com a deposição de argilas que podem se depositar ao redor do poro (*pore-lining*), formando uma camada que envolve os grãos de maneira quase uniforme.

O algoritmo de incrustação *pore-filling* procura modelar o crescimento de incrustação de sulfato de bário em uma camada tangencial aos grãos da rocha, acarretando no estreitamento dos poros e conseqüente redução de

permeabilidade. A quantidade de volume incrustado é controlada pelo parâmetro σ_r que é definido como o volume do sulfato de bário precipitado V_{BaSO_4} dividido pelo volume poroso inicial V_{P_0} .

$$\sigma_r = \frac{V_{\text{BaSO}_4}}{V_{P_0}} = \frac{V_{\text{BaSO}_4}}{V_{P_+} V_{\text{BaSO}_4}} \quad (2)$$

$$\sigma = \frac{V_{\text{BaSO}_4}}{V_{\text{Total}}} \quad (3)$$

A simulação é realizada escolhendo voxels porosos ao acaso que serão incrustados somente caso satisfaçam a restrição definida pela Eq. 4 até que a porosidade seja reduzida a $1 - \sigma_r$ de seu valor inicial.

Seja V_{s_i} o número de voxels incrustados na 6-vizinhança do voxel i , e V_{r_i} o número de voxels que representam a matriz rochosa na 6-vizinhança do voxel i , o voxel poroso i selecionado randomicamente será incrustado apenas se

$$V_{s_i} + V_{r_i} > 1 \quad (4)$$

Caso a desigualdade acima fosse $V_{s_i} + V_{r_i} > 0$, teríamos como resultado a geração de uma alta microporosidade que tornaria a imagem completamente desconectada mesmo para valores pequenos de σ_r . A Fig. 1(b) revela a presença de microporosidade, em torno de 10% do volume incrustado, gerada no interior da fase incrustante durante a simulação executada com a restrição da Eq. 4. Não temos dados para a microporosidade real apresentada por este tipo de incrustação devido à ausência de estudos que apresentem imagens de lâminas delgadas adequadas para a realização de medidas estereológicas.

A Fig. 2 mostra o resultado de operações de incrustação do tipo *pore-lining* para a rocha Berea 500 (veja Bueno *et al.*, 2002). Observe que a medida que σ_r aumenta, a espessura da camada incrustante que envolve a superfície da rocha também aumenta mais ou menos uniformemente. Para $\sigma_r = 0.5$ (Fig. 2.d) boa parte dos poros pequenos (gargantas) se encontra completamente bloqueada, neste ponto o espaço poroso da representação tridimensional ainda percola, mas a permeabilidade é de apenas 5% do valor inicial calculado para a rocha sem incrustação.

É importante ressaltar que não existe uma relação unitária entre o número de voxels incrustados e o número de cristais, tanto para o modelo de incrustação *pore-lining* como para os outros modelos. Isto se deve ao fato de que as representações tridimensionais podem apresentar escalas diferentes e que os cristais de sulfato de bário também ocorrem na natureza em diferentes tamanhos (veja as Fig. 4.a, 4.b e 6.a). Portanto, um voxel incrustado pode representar parte de um cristal ou até mesmo um conjunto de cristais.

3.3 Algoritmo de incrustação *pore-filling*

No caso de incrustação do tipo *pore-filling* os cristais tendem a apresentar crescimento localizado devido ao processo de aglomeração, Falope *et al.*, 2001; Marchisio *et al.*, 2002; Wat *et al.*, 1992. Outro tipo de estrutura é o cristal conhecido como “rosa do deserto” (veja a Fig. 4.b) que é composto de diversos cristais tabulares, possivelmente unidos pela nucleação secundária e subsequente crescimento de cristais menores sobre cristais maiores. Uma inspeção visual da Fig.4.b revela a existência de microporosidade entre os cristais formadores da “rosa do deserto”, que provavelmente também ocorre no caso de cristais aglomerados. Tanto o fenômeno da aglomeração quanto a formação de cristais do tipo “rosa do deserto” são dependentes do grau de supersaturação de sulfato de bário, ocorrendo com o aumento da mesma. A presença de cátions com o mesmo número de valência do bário, como o cálcio e o magnésio e o aumento da razão de água de formação sobre água de injeção também contribuem para a formação de aglomerados Hennessy e Graham, 2002.

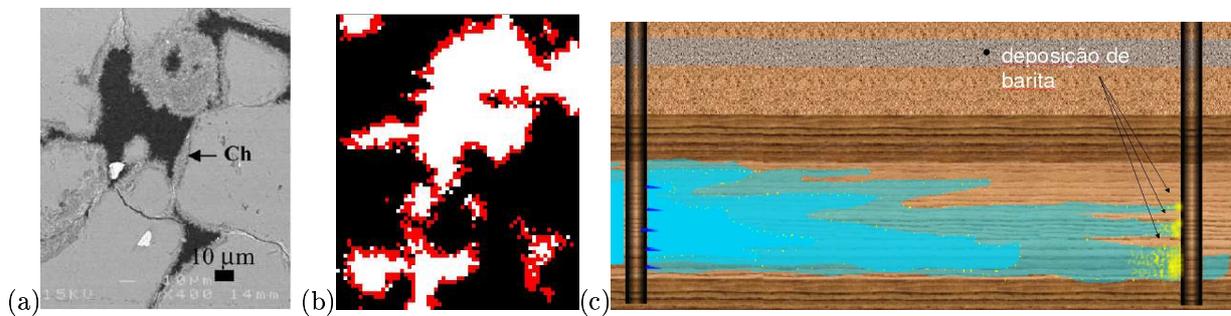


Figura 1: Modelo de incrustação *pore-lining*. (a) imagem obtida com um MEV, mostrando um arenito com deposição de clorita do tipo *pore-lining*. Fonte: Cerepi *et al.*, 2002; (b) seção transversal de uma representação tridimensional da rocha Berea 500 incrustada com o algoritmo de incrustação *pore-lining* com $\sigma_r = 0.4$. Note a presença de voxels porosos (brancos) entre os voxels incrustados (vermelhos) sobre o substrato da rocha (voxels pretos). A escala das figuras a e b é aproximadamente igual. (c) Esboço do reservatório.

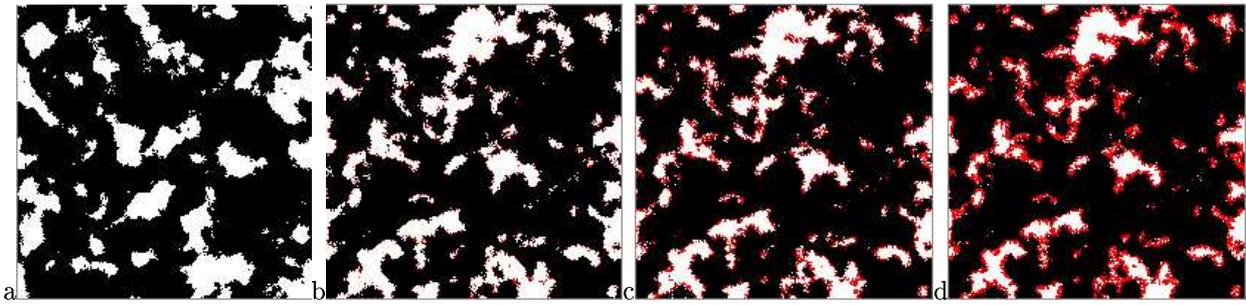


Figura 2: Seções transversais da representação reconstruída da rocha Berea 500 e o resultado do algoritmo de incrustação *pore-lining*. (a) representação original; (b) apresentando 10% do volume poroso incrustado; (c) 30% do volume poroso incrustado; (d) 50% do volume poroso incrustado.

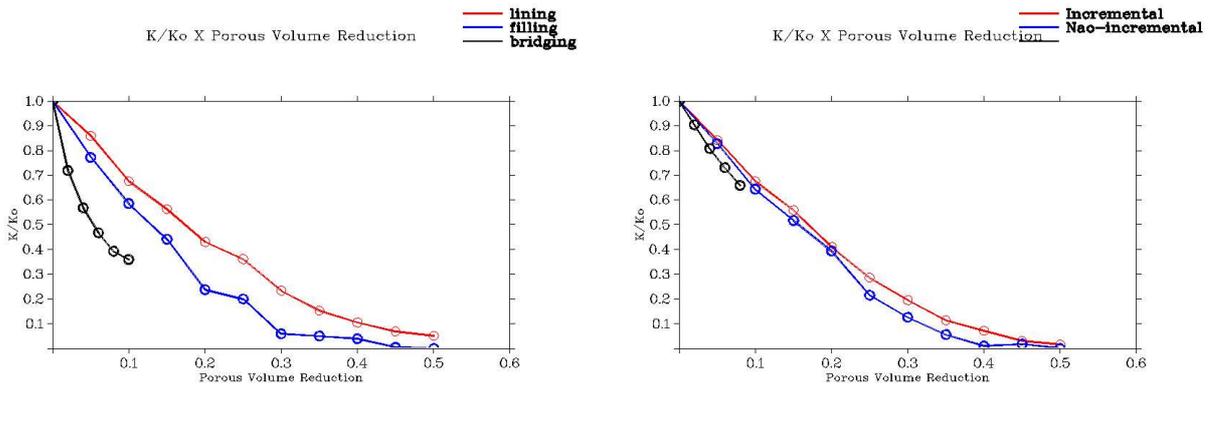


Figura 3: Resultados para a queda de permeabilidade em função de σ_r para diferentes algoritmos de incrustação. (a) Berea 500, (b) P320_K642.

O algoritmo de incrustação do tipo *pore-filling* foi projetado para simular o crescimento localizado de cristais e a formação de microporosidade no interior da fase incrustante. As regras de incrustação são bastante simples e podem ser controladas por três parâmetros: i) Redução do volume poroso σ_r [m^3/m^3]: determina a fração do volume poroso que será incrustada durante o passo da simulação. ii) Fração de volume aglomerado F_{VA} : define a fração dos voxels incrustados obedecendo a restrição da Eq. 5, quanto maior o valor do parâmetro maior o tamanho dos aglomerados. iii) Microporosidade ϕ_{BaSO_4} [m^3/m^3]: porosidade interna à fase incrustante.

O processo de incrustação é realizado através de uma simulação de Monte Carlo onde voxels porosos são escolhidos randomicamente, tendo uma chance F_{VA} de serem incrustados apenas se:

$$(V_{s_i} + V_{r_i} > 1) \wedge (V_{s_i} > 0) \quad (5)$$

e uma chance $1-F_{VA}$ de serem incrustados apenas caso satisfaçam a Eq. 4. Como F_{VA} deve ser um valor próximo de 1 estes voxels agem como sementes na simulação de incrustação. O primeiro termo da Eq. 5 impede a formação

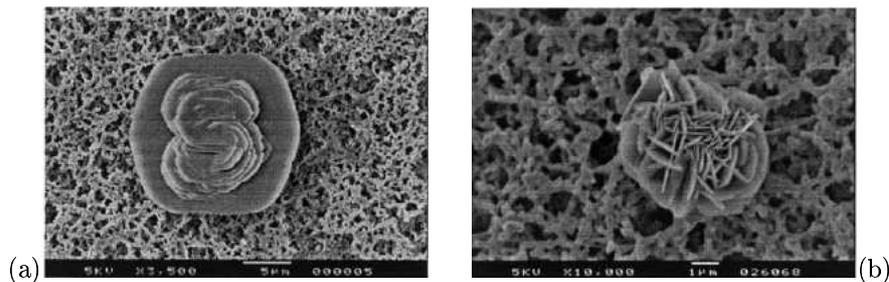


Figura 4: Cristais de sulfato de bário apresentando morfologia (a) tabular e (b) “rosa do deserto”. Fonte :Bernard-Michel *et al.*, 2002

descontrolada de microporosidade, enquanto o segundo termo garante que os voxels serão incrustados somente se existirem vizinhos já incrustados na sua 6-vizinhança.

O parâmetro ϕ_{BaSO_4} tem grande impacto na redução da permeabilidade, uma vez que a maior parte da microporosidade gerada é desconexa para representações tridimensionais com 6-vizinhança, logo a perda efetiva de porosidade conectada $\Delta\phi_{c6}$ é dada por

$$\Delta\phi_{c6} \cong \phi(\sigma_r(1 + \phi_{BaSO_4})) \quad (6)$$

onde $\sigma_r\phi_{BaSO_4}$ é o volume poroso ocupado pela microporosidade. A perda de porosidade é dada pela equação:

$$\Delta\phi = \phi\sigma_r \quad (7)$$

A Eq. 6 indica que a porosidade da fase incrustante potencializa o dano causado pela incrustação. Na realidade a microporosidade gerada pela incrustação de sulfato no meio poroso em rochas reservatório não é desconectada, no entanto a microporosidade geralmente influencia muito pouco a permeabilidade e a sua contribuição é desprezada no modelo proposto, conforme descrito na seção 3.1.

Os cristais que satisfazem à Eq. 4 incrustados no início da simulação darão origem a aglomerados maiores, portanto teremos uma distribuição variada de tamanhos de aglomerados na representação tridimensional incrustada. Os aglomerados formados diminuem o tamanho dos poros e podem chegar a bloqueá-los totalmente, especialmente quando σ_r é grande e F_{VA} é próximo de 1, ocasionando a formação de grandes aglomerados.

Após a incrustação de um volume proporcional a $\Delta\phi_{c6}$ (Eq. 6), a microporosidade é modelada pela transformação de um volume incrustado em excesso proporcional a ϕ_{BaSO_4} em volume poroso, através da seleção randômica de voxels incrustados.

A Fig. 5 mostra o resultado de operações de incrustação do tipo *pore-filling* para a rocha Berea 500. Observe que a medida que σ_r aumenta, o tamanho dos aglomerados também aumenta, enquanto o seu número permanece aproximadamente igual. Para $\sigma_r = 0.3$ alguns poros pequenos já se encontram completamente bloqueados e os poros maiores apresentam boa parte do seu volume ocupada por aglomerados. Para $\sigma_r = 0.5$ boa parte dos poros se encontra completamente bloqueada, neste ponto o espaço poroso da representação tridimensional encontra-se completamente desconectado e a permeabilidade é nula.

3.4 Algoritmo de incrustação dendrítica

Durante o processo de crescimento, as faces do cristal se encontram envolvidas por solução com concentrações baixas de reagentes, devido à proximidade da superfície do cristal em crescimento. Isto favorece o crescimento de partes do cristal que se aproximem de zonas com maior concentração de reagentes, ocasionando a formação de cristais alongados e a formação de dendritos (veja a Fig. 6).

Cristais de sulfato de bário com morfologia dendrítica tendem a se formar para concentrações altas de $BaSO_4$ (maiores do que 2.10^{-3} mol/L Nancollas e Liu, 1975). Estes cristais apresentam grande superfície específica (aproximadamente $1,33 \text{ m}^{-1}$) e dimensões entre 15 e 50 μm , e sua morfologia é semelhante a uma estrela de quatro pontas, podendo apresentar variações na morfologia e no tamanho dependendo da razão molar dos reagentes e da presença de cátions como cálcio, magnésio e inibidores. A incorporação de impurezas na rede cristalina e o aumento da proporção de água injetada em relação à água de formação também estimulam a formação de dendritos Hennessy e Graham, 2002. A incrustação por dendritos resulta na fragmentação do espaço poroso e no aumento da tortuosidade, causando uma rápida diminuição da permeabilidade.

O algoritmo de incrustação do tipo dendrítico foi projetado para simular o crescimento de cristais dendríticos e a conseqüente fragmentação dos poros. As regras de incrustação são relativamente simples e podem ser controladas

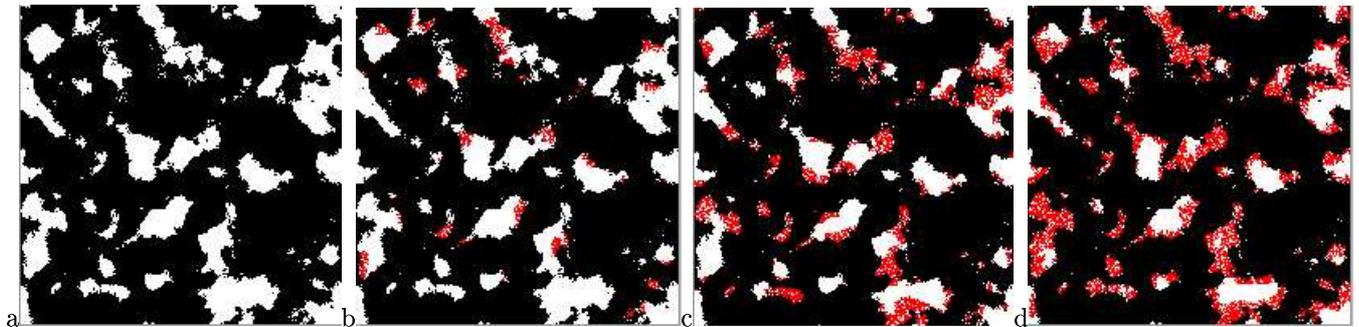


Figura 5: Seções transversais da representação reconstruída da rocha Berea 500 e o resultado do algoritmo de incrustação *pore-filling* com $F_{VA} = 0.99$ e $\phi_{BaSO_4} = 0.3$. (a) representação original; (b) apresentando 10% do volume poroso incrustado; (c) 30% do volume poroso incrustado; (d) 50% do volume poroso incrustado.

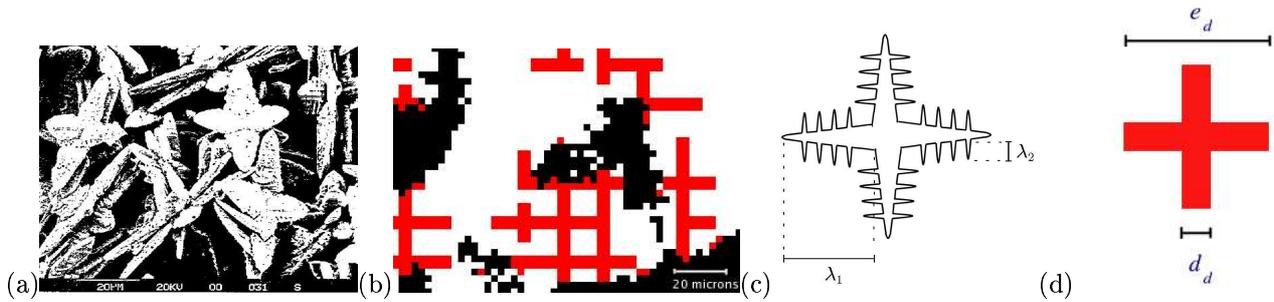


Figura 6: Modelo de incrustação dendrítica. (a) microfotografia binarizada de incrustação dendrítica, extraída de Todd e Yuan, 1992; (b) zoom de seção transversal de uma representação tridimensional incrustada pelo algoritmo dendrítico. Note que a escala da microfotografia e da representação tridimensional são equivalentes. (c) esquema de um cristal dendrítico (d) modelo discretizado de um cristal dendrítico, os braços ortogonais ao plano da figura (direção z) não são mostrados.

por quatro parâmetros: i) Redução do volume poroso σ_r [m^3/m^3]: determina a fração do volume poroso que será incrustada durante o passo da simulação. ii) Fração de volume dendrítico F_{VD} : define a fração dos voxels incrustados obedecendo a restrição da Eq. 5, quanto maior o valor do parâmetro maior o tamanho dos aglomerados. iii) Diâmetro dos braços dendríticos primários d_d [voxels]: o diâmetro deve ser discretizado de microns para voxels, para evitar erros causados pelo arredondamento o diâmetro não deve ser muito menor do que o tamanho do voxel α_v (veja as Fig. 6.c e 6.d). iv) Tamanho dos dendritos e_d [voxels]: define o tamanho dos dendritos.

O processo de incrustação é realizado através de uma simulação de Monte Carlo onde voxels porosos são escolhidos aleatoriamente e têm uma chance F_{VD} de serem incrustados caso satisfaçam a Eq. 11 e uma chance $1-F_{VD}$ de serem incrustados caso não satisfaçam a Eq. 4 (fazendo as vezes de sementes no processo de incrustação).

Sejam x , y e z as coordenadas discretas de um voxel selecionado ao acaso na representação tridimensional e $\vartheta(a, b)$ definida como uma função que retorna o resto da divisão entre dois inteiros, este voxel poroso poderá sofrer uma incrustação dendrítica se o resultado da Eq. booleana 11 for verdadeiro. Seja

$$A \leftrightarrow (\vartheta(x/d_d, e_d) = 0) \wedge (\vartheta(y/d_d, e_d) = 0) \quad (8)$$

$$B \leftrightarrow (\vartheta(x/d_d, e_d) = 0) \wedge (\vartheta(z/d_d, e_d) = 0) \quad (9)$$

$$C \leftrightarrow (\vartheta(y/d_d, e_d) = 0) \wedge (\vartheta(z/d_d, e_d) = 0) \quad (10)$$

tem-se que

$$(A \vee B \vee C) \wedge (V_{s_i} > 0) \quad (11)$$

O primeiro termo da Eq. 11 distribui os voxels incrustados sobre uma rede cúbica regular, como mostra a seção transversal da Fig. 7.c, enquanto o segundo termo garante que os voxels serão incrustados somente se existirem vizinhos já incrustados na sua 6-vizinhança.

Como, nas microfotografias analisadas (veja a Fig. 6.a), o comprimento dos braços principais λ_1 é muito maior do que o comprimento dos braços secundários λ_2 , o volume contendo microporosidade causada pelos braços secundários é relativamente pequeno, possuindo uma permeabilidade também pequena devido ao curto intervalo entre braços secundários adjacentes. Isto justifica o uso da hipótese simplificadora de que o espaço poroso entre os braços secundários tem uma contribuição desprezível à permeabilidade e será considerado impermeável (veja as Fig. 6.a e 6.b). Portanto, a escolha do parâmetro d_d deve ser baseada no diâmetro do braço principal d_1 e no comprimento do braço secundário λ_2 de forma que

$$d_d \simeq \frac{d_1 + 2\lambda_2}{\alpha_v} \quad (12)$$

enquanto o parâmetro e_d é definido pela relação

$$e_d \simeq \frac{2\lambda_1}{\alpha_v} \quad (13)$$

A discretização de e_d e principalmente d_d , deve ser feita com cuidado para que não ocorra uma distorção excessiva na geração dos dendritos. Como as imagens analisadas apresentavam dendritos com braços de aproximadamente $5\mu m$ de diâmetro, a aplicação do algoritmo fica restrita a representações com α_v menores do que $6\mu m$. O gráfico da Fig. 3(a) mostra uma rápida queda da permeabilidade para um pequeno volume de incrustação dendrítica,

enquanto que na Fig. 3(b) o dano à permeabilidade não é tão acentuado. A diferença entre as duas curvas se deve em parte ao fato de que a representação tridimensional da Fig. 3(a) tem $\alpha_v = 5,12 \mu m$, enquanto a representação da Fig. 3(b) tem $\alpha_v = 9,09 \mu m$. O resultado é que para $d_d = 1$ a incrustação correspondente a 3(b) acaba sendo gerada com dendritos muito grossos, de maneira que um volume menor da representação é atingido pelos dendritos para um mesmo valor de σ_r .

A Fig. 6.a mostra uma microfotografia de um poro incrustado por diversos dendritos apresentando uma morfologia cruciforme. O modelo de incrustação dendrítica procura reproduzir este tipo de estrutura, como pode ser visto na Fig. 6.b que apresenta a mesma escala da Fig. 6.a. A Fig. 7 apresenta seções seriais de uma representação tridimensional incrustada pelo algoritmo de incrustação dendrítica. Os dendritos de sulfato de bário podem apresentar outros tipos de morfologia, como o formato de “espigas de milho”, mas o modelo desenvolvido reproduz satisfatoriamente os efeitos causados pelos diferentes tipos de morfologia, como o aumento da superfície específica e a fragmentação do espaço poroso.

4 Resultados

As lâminas analisadas neste capítulo foram fornecidas pelo CENPES/PETROBRAS. As mesmas foram submetidas a um processo de digitalização, binarização e reconstrução tridimensional. A seguir simulou-se um processo de incrustação por sulfato de bário sobre as representações tridimensionais obtidas por Bueno, 2001; Bueno *et al.*, 2002, utilizando os modelos e algoritmos aqui apresentados.

Todas as simulações foram realizadas de forma não-incremental utilizando os mesmos parâmetros de entrada que estão listados na tabela 1, exceto quando outros parâmetros ou condições forem explicitamente definidos. As propriedades das representações tridimensionais utilizadas neste estudo são as mesmas de Bueno *et al.*, 2002; Schaefer *et al.*, 2006. O cálculo da permeabilidade é realizado utilizando o modelo do grafo de conexão serial, Bueno e Philippi, 2002.

Tabela 1: Parâmetros utilizados nas simulações.

Modelo	Dendrítico			Pore-Filling	
Parâmetro	$d_d[\text{voxels}]$	$e_d[\text{voxels}]$	F_{VD}	F_{VA}	ϕ_{BaSO_4}
Valor	$\simeq 5\mu m$	$\simeq 25\mu m$	0,8	0,99	0,3

4.1 Estabilidade dos algoritmos

Nas seções 3.2, 3.3 e 3.4 descrevemos os parâmetros de entrada para cada algoritmo. Dois outros parâmetros estão implícitos, um é a representação tridimensional a ser incrustada e o outro é a semente para a geração de números randômicos. O resultado de uma simulação é determinístico se todos os parâmetros de entrada forem iguais, no entanto a semente de geração de números randômicos, utilizada nas simulações de incrustação, não tem qualquer significado físico e pode ser qualquer número natural escolhido ao acaso, o que significa que se os resultados das simulações variarem muito para sementes diferentes a confiabilidade destes resultados se torna questionável.

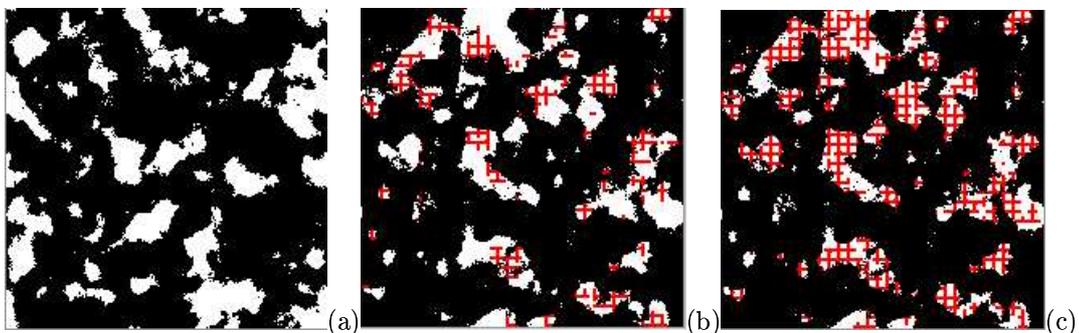


Figura 7: Seções transversais da representação reconstruída da rocha Berea 500 e o resultado do algoritmo de incrustação dendrítica com $F_{VD} = 0,9$, $d_d = 2$ voxels e $e_d = 6$ voxels. (a) representação original; (b) apresentando 10% do volume poroso incrustado; (c) apresentando 20% do volume poroso incrustado. Note que para $\sigma_r = 0.2$ os dendritos ocupam quase todo o espaço poroso.

Diversas propriedades petrofísicas podem ser calculadas a partir de uma representação tridimensional; neste estudo apenas a estabilidade da permeabilidade será determinada. Para três representações tridimensionais escolhidas ao acaso, populações de oito amostras foram geradas para cada algoritmo e conjunto parâmetros de entrada, sendo que para cada simulação a semente de números randômicos foi escolhida ao acaso. Os resultados das simulações não-incrementais (a encrustação é sempre realizada a partir da imagem original) estão listados nas tabelas 2, 3, e 4. O símbolo k_0 representa a permeabilidade da rocha sem incrustação, o símbolo $\langle k \rangle$ representa a média da permeabilidade calculada para as rochas incrustadas e o símbolo s é o desvio padrão.

Tabela 2: Resultados para conjuntos de 8 experimentos para algoritmo *pore-lining*.

Rocha	σ_r	$k_o[mD]$	$\langle k \rangle [mD]$	$s[mD]$	$2s / \langle k \rangle$	$2s / \langle k_o \rangle$
Berea 500	0,3	808,29	177,241	13,705	0,153	0,034
P320_K642	0,3	809,51	158,964	5,185	0,065	0,013
P262_K70	0,2	148,81	27,601	5,032	0,365	0,068

Tabela 3: Resultados para conjuntos de 8 experimentos para algoritmo *pore-filling* com $\phi_{BaSO_4} = 0,3$ e $F_{VA} = 0,99$.

Rocha	σ_r	$k_o[mD]$	$\langle k \rangle [mD]$	$s[mD]$	$2s / \langle k \rangle$	$2s / k_o$
Berea 500	0,1	808,29	456,687	24,162	0,106	0,06
Berea 500	0,3	808,29	62,591	18,297	0,585	0,045
P320_K642	0,1	809,51	529,557	9,885	0,037	0,024
P320_K642	0,3	809,51	103,160	11,101	0,027	0,027
P262_K70	0,1	148,81	67,131	12,55	0,374	0,169
P262_K70	0,2	148,81	19,023	10,06	1,058	0,135

Tabela 4: Resultados para conjuntos de 8 experimentos para algoritmo dendrítico com $F_{VD} = 0,9$, $d_d = 1$ e $e_d = 5$.

Rocha	σ_r	$k_o[mD]$	$\langle k \rangle [mD]$	$s[mD]$	$2s / \langle k \rangle$	$2s / k_o$
Berea 500	0,1	808,29	374,899	11,802	0,063	0,029
P320_K642	0,1	809,51	442,462	3,914	0,018	0,010
P262_K70	0,1	148,81	81,312	3,946	0,097	0,053

Para todos os experimentos as representações tridimensionais incrustadas da rocha P320_K642 apresentaram os melhores resultados, o que se deve à alta porosidade e conectividade da rocha. Os experimentos com os algoritmos *pore-lining* e dendrítico mostram uma boa estabilidade, enquanto o algoritmo *pore-filling* apresentou um desvio padrão s alto para as representações das rochas Berea 500 e P262_K70, especialmente para as representações incrustadas com menores permeabilidades. Isto se deve ao alto comprimento de correlação λ destas imagens, veja Bueno *et al.*, 2002, e à consequente baixa densidade de poros das representações, de forma que o bloqueio de uma única garganta de poro por um aglomerado de sulfato de bário pode causar uma grande variação na permeabilidade.

A conclusão é que todos os algoritmos fornecem uma estimativa estável da redução da permeabilidade inicial, o que pode ser verificado através da análise da coluna $2s / \langle k_o \rangle$. Para rochas incrustadas com baixa densidade de poros, o cálculo da permeabilidade varia muito em função da semente de geração de números randômico.

5 Conclusões

Neste trabalho modelos e algoritmos computacionais foram desenvolvidos para possibilitar a realização de simulações de incrustação por sulfato de bário em representações tridimensionais de rochas reservatório. Depois da revisão bibliográfica, três tipos diferentes de modelos de incrustação foram desenvolvidos: ao redor do poro (*pore-lining*), preenchendo o poro (*pore-filling*) e dendrítica. Os mesmos levam em consideração a influência da organização morfotológica do meio poroso, bem como a própria morfologia apresentada pelo material incrustante, sobre a redução da permeabilidade. A seguir, os diferentes modelos desenvolvidos foram avaliados. Os resultados apresentados demonstram a viabilidade de uso dos algoritmos e modelos desenvolvidos para determinação da queda de permeabilidade em função da incrustação por sulfatos (dano de formação).

Posteriormente pretende-se validar os modelos e trabalhos desenvolvidos, montando-se experimentais laboratoriais que reproduzam o fenômeno estudado em laboratório e que possibilitem a obtenção de imagens das rochas.

Nota: O artigo, Schaewer *et al.*, 2006, "Estudo das Representações Tridimensionais Encrustadas com os Algoritmos Pore-lining, Pore-filling e Dentritico" (CIT-0923), complementa este trabalho apresentando um estudo de diversas representações geradas com os modelos de incrustação aqui desenvolvidos.

6 Referências

- Allaga, D. A., Wu, G., Sharma, M. M., and Lake, L. W., 1992, Barium and Calcium Sulfate Precipitation and Migration Inside Sandpacks, "SPE", Vol. 1, No. 19765.
- Bedrikovetsky, P. G., Lopes, R. P., Rosário, F. F., Bezerra, M. C., and Lima, E. A., 2003, Oilfield Scaling - Part I: Mathematical and Laboratorial Modelling, "Society of Petroleum Engineers", Vol. 1, No. 81127.
- Bernard-Michel, B., Pons, M. N., and Vivier, H., 2002, Quantification, by Image Analysis, of Effect of Operational Conditions on Size and Shape of Precipitated Barium Sulphate, "Chemical Engineering Journal", Vol. 1, No. 87, pp. 135–147.
- Bueno, A. D., 2001, "Estudo Geométrico das Representações Tridimensionais da Estrutura Porosa e Grafo de Conexão Serial Para a Determinação da Permeabilidade Intrínseca de Rochas-Reservatório de Petróleo", PhD thesis, UFSC.
- Bueno, A. D. and Philippi, P. C., 2002, Modelo do Grafo de Conexão Serial para Determinação da Permeabilidade de Rochas Reservatório de Petróleo, p. 12, Caxambú - MG - Brasil. IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas - ENCIT 2002, CIT02-0668.
- Bueno, A. D., Santos, L. O. D., Fernandes, C. P., and Philippi, P. C., 2002, Reconstrução Tridimensional da Micro-Estrutura de Rochas Reservatório a Partir de Lâminas Finas, p. 12, Caxambú - MG - Brasil. IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas - ENCIT 2002, CIT02-0671.
- Cerepi, A., Durand, C., and Brosse, E., 2002, Pore Microgeometry Analysis in Low Resistivity Sandstone Reservoirs, "Journal of Petroleum Science & Engineering", Vol. 35, pp. 205–232.
- Cerepi, A., Humbert, L., and Burlot, R., 2001, Petrophysical Properties of Porous Medium From Petrographic Image Analysis Data, "Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects", Vol. 187-188, pp. 233–256.
- Coskum, S. and Wardlaw, N., 1996, Image Analysis for Estimating Ultimate Oil Recovery Efficiency by Waterflooding for Two Sandstone Reservoirs, "Journal of Petroleum Science & Engineering", Vol. 15, No. 237250.
- Falope, G. O., Jones, A. G., and Zauner, R., 2001, On Modelling Continuous Agglomerative Crystal Precipitation Via Monte Carlo Simulation, "Chemical Engineering Science", , No. 56, pp. 2567–2574.
- Hennessy, A. J. B. and Graham, G. M., 2002, The effect of additives on the co-crystallisation of calcium with barium sulphate, Edinburgh, EH14 4AS, UK.
- James, R., 1995, Application of Petrographic Image Analysis to the Characterization of FluidFlow Pathways in a HighlyCemented Reservoir: Kane Field, Pennsylvania, U.S.A., "Journal of Petroleum Science & Engineering", Vol. 13, No. 141154.
- Kameda, A., 2004, "Permeability Evolution in Sandstone: Digital Rock Approach", Tese de doutorado, Stanford University.
- Keehm, Y., 2003, "Computational Rock Physics: Transport Properties in Porous Media and Applications", Tese de doutorado, Stanford University.
- Lock, P., Jing, X., Zimmerman, R., and Schlueter, E., 2002, Predicting the Permeability of Sandstone from Image Analysis of Pore Structure, "Journal of Applied Physics", Vol. 92, No. 10.
- Marchisio, D. L., Baresi, A. A., Garbero, M., and Baldi, G., 2002, Study of Aggregation in Barium Sulphate Precipitation, number 171. 15th International Symposium on Industrial Crystallization.
- Nancollas, G. H. and Liu, B. T., 1975, Crystal Growth and Dissolution of Barium Sulphate, "SPE", , No. 5300.
- Oren, P. E. and Bakke, S., 2002, Process Based Reconstruction of Sandstones and Prediction of Transport Properties, "Transport in Porous Media", Vol. 46, pp. 311–343.
- Schaewer, T. R., Bueno, A. D., and Bedrikovetsky, P., 2006, Estudo das Representações Tridimensionais Encrustadas com os Algoritmos Pore-lining, Pore-filling e Pore-bridging, p. 10, Curitiba - Paraná.
<http://www.lenep.uenf.br/bueno/Artigos>.
- Siqueira, A. G., BONET, E. J., and Shecaira, F. S., 2003, A 3D Network Model of Rock Permeability Impairment Due to Suspended Particles in Injection Water, "SPE", , No. 82232.
- Sorbie, K. S. and Mackay, E. J., 2000, Mixing of Injected, Connate and Aquifer brines in Waterflooding and its Relevance to Oilfield Scaling, "Journal of Petroleum Science and Engineering", , No. 27.
- Todd, A. C. and Yuan, M. D., 1992, Barium and Strontium Sulfate Solid-Solution Scale Formation at Elevated Temperatures, "SPE", , No. 19762.
- Wat, R. M. S., Sorbie, K. S., Todd, A. C., Chen, P., and Jiang, P., 1992, Crystal Growth and Dissolution of Barium Sulphate, "SPE", , No. 23814.

Modelling and Simulating Permeability Impairment Due to Scale in Tridimensional Reconstructed Reservoir Rocks

Schaewer T.R. - tschaewer@lenep.uenf.br

Bueno A.D. - bueno@lenep.uenf.br

Bedrikovetsky P. - pavel@lenep.uenf.br

Laboratório de Engenharia e Exploração de Petróleo - LENEP (<http://www.lenep.uenf.br>)

Abstract. *Barium sulphate scaling is a chronicle problem in the Campos Basin, where the most usual secondary recovery technic is waterflooding (which corresponds to 85% of total oil volume produced). $BaSO_4$ scale deposition occurs when the injected water, rich in sulphate ions, is mixed with the formation water, rich in barium ions, resulting in solid precipitate accumulation in the wellbore, well tubings and near wellbore formation. The problem is further aggravated by the hardness and low solubility of the salt, as well as the formation damage which occurs near the production well, where the mixing between the incompatible waters is more intense. Other sulphates, such as $SrSO_4$, also cause the same problem. In this work, new models and algorithms to simulate sulphate scaling in reconstructed reservoir rocks are presented. Tridimensional reconstructed rocks are obtained from high resolution images of thin sections of rocks found in brazilian basins (contributed by CENPES). These reconstructed rocks are numerically scaled and permeability is then calculated by the serial connection graph, allowing the determination of the injectivity index impairment as a function of the total volume precipitated.*

The proposed models consider the influence of the geometric and topological organization of the porous media, as well as the morphology of the scaling phase itself. Three different scaling models were designed: pore-lining, pore-filling and dendritic. Analysis of the simulation results made it possible to assess effects over permeability reduction (formation damage). The main advantage of the proposed approach is the possibility to use small rock samples, like drill cuttings and sidewall samples, which can be obtained by a small fraction of the of a full core. Another benefit is that destructive laboratorial experiments are replaced by fully reproducible computer simulations.

Keywords. scaling, formation damage, image analysis, stochastic 3D reconstruction, permeability.

COMPORTAMENTO TERMODINÂMICO PARA FLUXO BIFÁSICO QUATRO COMPONENTES EM RESERVATÓRIOS DE PETRÓLEO

Thiago Alvim Dutra

Universidade Estadual do Norte Fluminense / LENEP
Rod. Amaral Peixoto, km 163, Av. Brenand, s/n - Imboassica, 27925-310 - Macaé - RJ / BRASIL
alvim@lenep.uenf.br

Pedro dos Reis Viveiros da Costa

Universidade Estadual do Norte Fluminense / LENEP
Rod. Amaral Peixoto, km 163, Av. Brenand, s/n - Imboassica, 27925-310 - Macaé - RJ / BRASIL
reis@lenep.uenf.br

Adolfo Puime Pires

Universidade Estadual do Norte Fluminense / LENEP
Rod. Amaral Peixoto, km 163, Av. Brenand, s/n - Imboassica, 27925-310 - Macaé - RJ / BRASIL
puime@lenep.uenf.br

Resumo. A injeção miscível de gás é utilizada no aumento da recuperação de óleo em reservatórios de petróleo. Trata-se de um método de recuperação avançada de petróleo (EOR) caracterizado pela injeção de gases miscíveis. O deslocamento 1D é descrito por um sistema hiperbólico de $(n-1)$ equações, onde n é o número de componentes. Foi observado que características termodinâmicas do processo são independentes das propriedades de transporte. Neste trabalho, o escoamento bifásico com quatro componentes é analisado. A partir da conservação do volume de cada componente, um sistema hiperbólico 3×3 é obtido. Diagramas quaternários com pressões e temperaturas constantes descrevem o comportamento termodinâmico do sistema, enquanto que o comportamento hidrodinâmico é descrito pelas curvas de permeabilidade relativa e viscosidades. Este sistema pode ser dividido em um sistema termodinâmico auxiliar de 2 equações e uma equação do transporte. O sistema auxiliar é determinado pela termodinâmica. Diagramas de fase foram construídos para o sistema $N_2-C_3-C_6-C_{10}$ a 300 bar e 350 K. A associação do comportamento termodinâmico com a solução do problema de Riemann e com o fator de recuperação do óleo permite a determinação do melhor fluido de injeção.

Palavras chave: recuperação avançada de petróleo, engenharia de reservatórios, sistemas de equações diferenciais parciais hiperbólicas, leis da conservação.

1. Introdução

A engenharia de reservatórios direciona grande parte de seus estudos ao máximo aproveitamento das reservas de petróleo e gás natural, seja através do desenvolvimento de novas jazidas ou do aumento do fator de recuperação de campos já em produção. Assim, os reservatórios que por algum motivo retêm grandes quantidades de hidrocarbonetos após a exaustão de sua energia natural são fortes candidatos ao emprego das técnicas de recuperação secundária e terciária.

Denomina-se fator de recuperação a razão entre a quantidade de óleo produzida e a quantidade de óleo original no reservatório. Recuperação primária é a produção resultante da atuação da energia natural do reservatório. À recuperação secundária são atribuídos os métodos cujo propósito é a manutenção da pressão em algum nível desejado. Por sua vez, a recuperação terciária caracteriza-se por utilizar métodos que envolvam interação físico-química entre as fases, como, por exemplo, transferência de massa. Tais técnicas são geralmente aplicadas em reservatórios cuja recuperação secundária não seja satisfatória, e são também denominadas recuperação avançada de petróleo (Enhanced Oil Recovery ou EOR) (Lake, 1989).

Com pequenas exceções, os métodos de EOR podem ser divididos em três categorias: métodos térmicos, métodos químicos e métodos miscíveis (Lake, 1989). Os métodos miscíveis, objeto de estudo deste trabalho, são aplicados nos casos em que a baixa eficiência do deslocamento ocorre devido às tensões interfaciais estabelecidas na região de contato de fluidos que não se misturam. A magnitude destas tensões depende diretamente da natureza físico-química das fases envolvidas. Assim, o deslocamento miscível de óleo por gás proporciona o aumento da recuperação de óleo a partir da diminuição da tensão interfacial entre os fluidos.

Os métodos de EOR são utilizados para aumentar a eficiência de deslocamento do óleo dos reservatórios em produção. A escolha do método de EOR está diretamente ligada à relação custo-benefício do processo. Assim, fatores como a disponibilidade e o custo de fluidos a serem injetados, o aumento do fator de recuperação e as questões ambientais são decisivos na escolha do melhor método de recuperação de hidrocarbonetos. Nos métodos miscíveis de EOR, a composição do gás a ser injetado e a do fluido do reservatório, assim como a pressão e a temperatura da reserva de hidrocarbonetos são de grande importância para o aumento da eficiência do deslocamento.

Um sistema de $n-1$ equações hiperbólicas oriundas da conservação do volume descreve o deslocamento unidimensional de óleo por gás, onde n é o número de componentes (Johns *et al.*, 1993; Johns e Orr Jr., 1996; Wang e Orr Jr., 1997 e Orr Jr. *et al.*, 1998). A partir de experimentos semi-analíticos e numéricos, foi observado que características termodinâmicas do processo (pressão mínima de miscibilidade, *tie-lines*, etc) são independentes das propriedades de transporte. Segundo Pires (2003), a introdução de uma função potencial associada à conservação do n -ésimo componente permite a mudança das variáveis independentes do sistema. Essa mudança proporciona a divisão do sistema hiperbólico de $n-1$ equações em um sistema termodinâmico auxiliar de $n-2$ equações hiperbólicas e uma equação do transporte, ou equação do levantamento. A injeção contínua de gás resulta num problema de Riemann. Neste trabalho, o deslocamento miscível de óleo por gás é analisado para o sistema $N_2-C_3-C_6-C_{10}$ na pressão de 300 bar e temperatura de 350 K.

2. Sistema Termodinâmico

O estudo das propriedades termodinâmicas e o cálculo do equilíbrio de fases torna possível compreender o comportamento termodinâmico dos fluidos comumente encontrados em reservatórios. Os fluidos contidos em reservatórios são complexas misturas de hidrocarbonetos. No entanto, muitas vezes o comportamento de fases é estudado através de representações ternárias, onde seus componentes são agrupados em três espécies: leves, intermediários e pesados. Esse sistema é particularmente útil na avaliação de processos onde ocorre deslocamento bifásico miscível, com transferência de massa entre as fases. Nesse caso, a temperatura e a pressão do sistema são constantes, e a composição varia ao longo do processo.

Utilizando como exemplo um modelo para três componentes, o sistema termodinâmico pode ser representado a partir do diagrama da Fig. 1. Nesse exemplo, o componente 1 é o mais leve e o 3 o mais pesado. Os vértices representam 100 % do componente e os lados mostram as misturas binárias entre os compostos. É importante ressaltar que nesse diagrama, a temperatura e a pressão do sistema são constantes, variando apenas a composição. As linhas de amarração (*tie-lines*) não se cruzam na região bifásica. Além disso, qualquer mistura cuja composição global esteja localizada no interior da curva que separa as zonas bifásica e monofásica (curva binodal) se dividirá em uma fase líquida e uma fase vapor, e as composições das fases são determinadas pelos pontos de interseção entre a linha de amarração correspondente à composição global e as curvas de ponto de bolha e de ponto de orvalho.

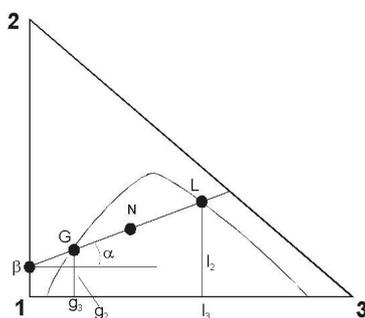


Figura 1. Diagrama ternário.

A partir da análise geométrica da Fig. (1) obtemos α e β :

$$\alpha(\beta) = \frac{(l_2 - g_2)}{(l_3 - g_3)} \quad (1)$$

$$\beta = g_2 - \alpha g_3 \quad (2)$$

onde l indica a concentração do componente na fase líquida e g na fase gás.

As saturações das fases líquido e gás são calculadas pela regra da alavanca:

$$s = \frac{GN}{GL} \quad (3)$$

$$(1-s) = \frac{LN}{GL} \quad (4)$$

onde s é a saturação da fase líquido, $(1-s)$ é a saturação da fase gás, G é um ponto sobre a curva de orvalho, L é um ponto sobre a curva de bolha e N é um ponto qualquer sobre a *tie-line* que une os pontos G e L .

Esse trabalho propõe o estudo de sistemas contendo quatro componentes. Desta forma, o sistema termodinâmico deve ser representado a partir do diagrama quaternário apresentado na Fig. 2.

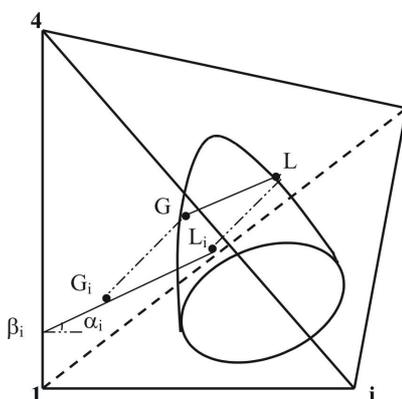


Figura 2. Diagrama quaternário.

Analogamente ao diagrama ternário da Fig. 1, as *tie-lines* não se cruzam na região bifásica. Para qualquer mistura cuja composição global esteja localizada no interior da curva binodal, esta se dividirá em uma fase líquida e uma fase vapor, sendo as composições das fases determinadas pela interseção das *tie-lines* com a curva binodal. Assim, a *tie-line* GL representa a composição de equilíbrio, sendo $G_i L_i$ a projeção desta *tie-line* no plano (C_2, C_4) . A inclinação da linha reta $G_i L_i$ é igual a α_i e sua interseção é β_i . Torna-se importante ressaltar que em tais diagramas a temperatura e a pressão são constantes, variando apenas a composição.

A análise geométrica das projeções das *tie-lines* leva às expressões para α_i e β_i :

$$\alpha_i(\vec{\beta}) = \frac{(l_i - g_i)}{(l_4 - g_4)}, \quad i = 2 \text{ e } 3 \quad (5)$$

$$\beta_i = g_i - \alpha_i g_4, \quad i = 2 \text{ e } 3 \quad (6)$$

3. Modelo Matemático

A conservação do volume do i -ésimo componente de uma mistura bifásica com n componentes, considerando válida a lei de Amagat e desprezando os efeitos capilares, gravitacionais e de dispersão é dada por (Pires, 2003):

$$\frac{\partial C_i}{\partial T} + \frac{\partial U_i}{\partial X} = 0, \quad i = 2, \dots, n \quad (7)$$

onde as concentrações e as velocidades totais do i -ésimo componente são calculadas através de:

$$\begin{aligned} C_i &= l_i s + g_i (1 - s) \\ U_i &= l_i f + g_i (1 - f) \end{aligned} \quad (8)$$

Na Eq. (8), f é o fluxo fracionário da fase líquido, determinado através da relação entre a velocidade da fase e a velocidade total. Considerando o sistema incompressível e utilizando a lei de Darcy para representar a velocidade de cada fase é possível obter a seguinte expressão para o fluxo fracionário de líquido:

$$f = \frac{\frac{k_{rl}(s)}{\mu_l}}{\frac{k_{rl}(s)}{\mu_l} + \frac{k_{rg}(s)}{\mu_g}} \quad (9)$$

onde k_r indica a permeabilidade relativa e μ a viscosidade de cada fase. As permeabilidades relativas das fases gás e líquido foram calculadas a partir das seguintes equações:

$$k_{rg}(s) = k_{rgm} \left(\frac{1-s}{1-s_{wi}} \right)^{n_g} \quad (10)$$

$$k_{rl}(s) = k_{rlm} \left(\frac{s-s_r}{1-s_{wi}-s_r} \right)^{n_l} \quad (11)$$

onde s_{wi} é a saturação da água inicial, s_r é a saturação do óleo residual, os coeficientes n_g e n_l são parâmetros de ajuste obtidos experimentalmente, k_{rgm} é a permeabilidade relativa ao gás na saturação de óleo residual e k_{rlm} é a permeabilidade relativa ao líquido na saturação de gás residual.

Reescrevendo o sistema em função das variáveis termodinâmicas geométricas α_i e β_i temos (Pires, 2003):

$$\begin{aligned} C_i &= \alpha_i C_n + \beta_i \\ U_i &= \alpha_i U_n + \beta_i \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_n(X,T)}{\partial T} + \frac{\partial U_n(C_n, \vec{\beta})}{\partial X} &= 0 \\ \frac{\partial [\alpha_i(\vec{\beta}) C_n(X,T) + \beta_i(X,T)]}{\partial T} + \frac{\partial [\alpha_i(\vec{\beta}) U_n(C_n, \vec{\beta}) + \beta_i(X,T)]}{\partial X} &= 0, \quad i = 2, \dots, n-1 \end{aligned} \quad (13)$$

No sistema de Eq. (13), X corresponde à distância adimensional ($X=x/L$) e T corresponde ao número de volumes porosos injetados ($T=ut/\phi L$, sendo u a velocidade total de fluxo, ϕ a porosidade do sistema e L o comprimento do meio poroso) (Pires, 2003).

4. Separação de Sistemas

Pires (2003) mostrou que a partir da introdução de uma função potencial baseada na lei da conservação do n -ésimo componente, o sistema de $n-1$ equações hiperbólicas formado pelo sistema de Eq. (13) pode ser dividido em um sistema termodinâmico auxiliar de $n-2$ equações e uma equação do transporte:

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial \psi} + \frac{\partial \beta_i}{\partial \varphi} = 0, \quad i = 2, \dots, n-1 \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{C_n}{U_n - C_n} \right) + \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{-1}{U_n - C_n} \right) = 0 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} d\varphi &= U_n dT - C_n dX \\ d\psi &= dX - dT \end{aligned} \quad (16)$$

O sistema formado pelas $n-2$ equações mostradas na Eq. (14) é denominado sistema auxiliar. É importante observar que este sistema é composto de propriedades termodinâmicas apenas, enquanto que o sistema original composto pelo sistema de Eq. (13) é parametrizado pelas propriedades de transporte. As novas variáveis independentes φ e ψ correspondem à mudança de coordenadas de um sistema euleriano para um sistema lagrangiano.

5. Condições Inicial e de Contorno

Deste ponto em diante C_n será chamado de C e U_n será denominado U . O problema de valor inicial e de contorno para a injeção contínua de gás em um reservatório de óleo é definido como:

$$\begin{aligned}
 T = 0, X > 0: & \begin{cases} C = C_i(X, 0) \\ \bar{\beta} = \bar{\beta}_i(X, 0) \end{cases} \\
 X = 0, T > 0: & \begin{cases} U = U_j(0, T) \\ \bar{\beta} = \bar{\beta}_j(0, T) \end{cases}
 \end{aligned} \tag{17}$$

e corresponde ao seguinte problema para o sistema auxiliar:

$$\begin{aligned}
 T = 0, X > 0 \rightarrow \varphi = -C_i \psi: & \begin{cases} C = C_i(X, 0) \\ \bar{\beta} = \bar{\beta}_i(X, 0) \end{cases} \\
 X = 0, T > 0 \rightarrow \varphi = -U_j \psi: & \begin{cases} U = U_j(0, T) \\ \bar{\beta} = \bar{\beta}_j(0, T) \end{cases}
 \end{aligned} \tag{18}$$

onde o índice I indica condição inicial e J condição de injeção.

6. O Princípio da Projeção

O princípio da projeção mostra que as velocidades características, as ondas de rarefação e os choques da solução do sistema auxiliar são projeções das características, ondas de rarefação e choques da solução do sistema original (Pires, 2003).

6.1. Projeção das Velocidades Características

Os autovalores do sistema auxiliar são denominados λ_i , enquanto que os autovalores do sistema original são chamados de Λ_i , onde $i=1, \dots, n-1$ e $\Lambda_i = U_C'$. Os autovalores λ_i e Λ_i se relacionam através da seguinte expressão (Pires, 2003):

$$\Lambda_i(C, \bar{\beta}) = \frac{1 + \lambda_i(\bar{\beta})U}{1 + \lambda_i(\bar{\beta})C} \tag{19}$$

6.2. Projeção das Ondas de Rarefação

Apenas C varia ao longo da onda de rarefação correspondente a $\Lambda_i = U_C'$, e essa onda é chamada de C -rarefação. A expressão para C em uma C -rarefação é dada por (Pires, 2003):

$$\xi = \frac{X}{T} = \frac{\partial U(C, \bar{\beta})}{\partial C} \tag{20}$$

A projeção da i -ésima β -rarefação do sistema original corresponde à i -ésima onda de rarefação do sistema auxiliar. A Fig. 3 apresenta as relações geométricas entre as ondas de rarefação dos dois sistemas.

6.3. Projeção das Ondas de Choque

Considerando que apenas a concentração C varia no choque do sistema original, o salto de concentração é semelhante ao salto de saturação de Buckley-Leverett (1942):

$$D = \frac{[U]}{[C]}, [\beta_i] = 0, \quad i = 2, \dots, n-1 \tag{21}$$

Para o caso em que β varia no choque:

$$D = \frac{\begin{bmatrix} U^- + [\beta_i] \\ \alpha_i \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} C^- + [\beta_i] \\ \alpha_i \end{bmatrix}} = \frac{\begin{bmatrix} U^+ + [\beta_i] \\ \alpha_i \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} C^+ + [\beta_i] \\ \alpha_i \end{bmatrix}}, \quad i = 2, \dots, n-1 \tag{22}$$

onde o sobrescrito (-) indica a condição antes e o sobrescrito (+) indica a condição depois do choque.

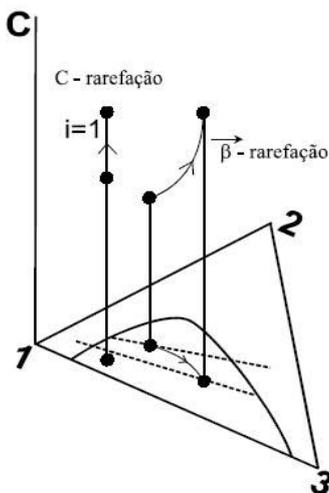


Figura 3. Relação geométrica entre as ondas de rarefação.

A condição de Rankine-Hugoniot no choque para o sistema auxiliar é:

$$V = \frac{[\alpha_i(\beta_i)]}{[\beta_i]}, \quad i = 2, \dots, n-1 \tag{23}$$

A relação entre as velocidades do choque dos sistemas original e auxiliar é calculada através de:

$$D = \frac{\left[U^\pm + \frac{1}{V} \right]}{\left[C^\pm + \frac{1}{V} \right]} \tag{24}$$

Desta forma, a velocidade do choque no sistema auxiliar é a projeção da velocidade do choque no sistema original e as suas velocidades estão relacionadas através da Eq. (24) (Pires, 2003). A Fig. 4 apresenta os C -choques e os β -choques com suas respectivas projeções.

7. Equilíbrio de Fases

Um sistema pode apresentar uma ou mais fases em equilíbrio. Alterações na pressão e temperatura do sistema podem modificar a quantidade e a composição das fases. O cálculo do equilíbrio de fases nos permite construir o diagrama termodinâmico para este sistema. O cálculo do equilíbrio de fases necessita de relações entre algumas propriedades básicas (P-V-T). As relações normalmente utilizadas para esses cálculos são chamadas equações de estado. A equação de Peng-Robinson (Peng e Robinson, 1976) é a equação de estado cúbica mais utilizada na indústria do petróleo, pois apresenta boa capacidade de previsão do equilíbrio líquido-vapor (Silva *et al.*, 1990).

Começamos o cálculo do equilíbrio de fases com a determinação do volume molar de cada componente (V_{mi}). Os dados termodinâmicos para o nitrogênio, o propano, o hexano e o decano puro podem ser observados na Tab. 1.

Tabela 1: Dados termodinâmicos (Peng e Robinson, 1976).

	N_2	C_3	C_6	C_{10}
T_c (K)	126,26	369,8	507,4	617,7
P_c (bar)	33,99	42,5	30,1	21,0
ω	0,0372	0,1541	0,2998	0,4904
T_b (K)	77,37	231,1	341,9	447,3

onde T_c é a temperatura crítica, P_c é a pressão crítica, ω é o fator acêntrico e T_b é a temperatura normal de ebulição.

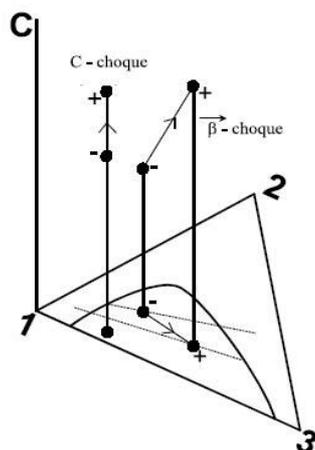


Figura 4. Choques dos sistemas original e auxiliar.

O passo seguinte foi o cálculo do “flash” bifásico para diferentes composições globais de mistura dos 4 componentes. As frações molares resultantes são então transformadas em frações volumétricas:

$$c_{i\pi} = \frac{cm_{i\pi} V_{mi}}{\sum_{i=1}^n cm_{i\pi} V_{mi}}, \quad i = 1, \dots, n \quad \pi = l \text{ ou } g \quad (25)$$

onde $c_{i\pi}$ é a fração volumétrica, $cm_{i\pi}$ é a fração molar, V_{mi} é o volume molar, i é o componente e π é a fase (líquido ou gás).

A partir dos pontos de bolha e de orvalho obtidos com o cálculo do equilíbrio de fases e a transformação realizada através da Eq. (25), as *tie-lines* são traçadas. O diagrama termodinâmico foi construído e as variáveis geométricas termodinâmicas calculadas de acordo com a Eq. (5) e a Eq. (6). O diagrama termodinâmico para o sistema N_2 - C_3 - C_6 - C_{10} , na pressão de 300 bar e temperatura de 350 K é apresentado na Fig. 5.

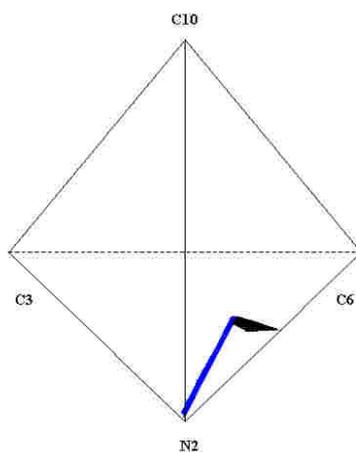


Figura 5. Diagrama termodinâmico para o sistema N_2 - C_3 - C_6 - C_{10} @ 300 bar e 350 K.

8. Função Fluxo

A separação de sistemas proposta por Pires (2003) permite a redução do sistema hiperbólico. O sistema auxiliar mostrado na Eq. (14) é constituído de propriedades termodinâmicas, sendo as funções fluxo definidas pelas variáveis geométricas α e β . A obtenção das funções fluxo foi feita através da utilização de um programa de minimização construído com base no método dos mínimos quadrados. Como dados de entrada para a minimização utilizamos os valores de α_2 , β_2 , α_3 e β_3 obtidos no cálculo do equilíbrio de fases. As funções fluxo encontradas foram:

$$\alpha_2(\beta_2, \beta_3) = -2,856 \cdot \beta_2 - 0,8497 \cdot \beta_3 + 382,8 \cdot \beta_2 \cdot \beta_3 \quad (26)$$

Temos então a solução para o sistema auxiliar:

$$\beta_2\left(\eta = \frac{\varphi}{\psi}\right) = \begin{cases} 0,0125; & -0,2 < \eta < \eta_2 = 0,005 \\ 0,013; & \eta_2 < \eta < \eta_1 = 0,06 \\ 0,05; & \eta_1 < \eta < +\infty \end{cases} \quad (30)$$

$$\beta_3\left(\eta = \frac{\varphi}{\psi}\right) = \begin{cases} 0,0237; & -0,2 < \eta < \eta_2 = 0,005 \\ 0,047; & \eta_2 < \eta < \eta_1 = 0,06 \\ 0,05; & \eta_1 < \eta < +\infty \end{cases} \quad (31)$$

A solução do sistema original é obtida a partir do levantamento da solução do sistema auxiliar. Para a construção das curvas $C \times U$, foi necessário determinar as frações volumétricas do componente mais pesado em cada trecho da solução. Esses dados encontram-se na Tab. 4. Os valores dos parâmetros para cálculo das permeabilidades relativas estão listados na Tab. 5. O caminho de solução pode ser visto na Fig. 7 e na Fig. 8. A solução do sistema original no plano $X-T$ encontra-se na Fig. 9. As curvas $C_J \times U_J$, $C_M \times U_M$ e $C_I \times U_I$ representam as curvas de fluxo fracionário para o decano nas condições de injeção, intermediária e inicial, respectivamente. O ponto $P1$ indica a tangente à curva $C_J \times U_J$ que passa pela condição de injeção J , $P2$ é o ponto tangente a essa mesma curva e que intercepta η_1 . O ponto $P3$ é obtido pela interseção da tangente que passa por $P2$ na curva $C_M \times U_M$. O ponto $P4$ é determinado pelo intercepto na curva $C_I \times U_I$ da reta que passa por $P3$ e η_2 . As velocidades do choque para este sistema obtidos a partir da solução do sistema auxiliar são os choques D_2 e D_3 . Os choques D_1 e D_4 representam C -choques e ligam as condições de injeção e inicial às regiões bifásicas:

$$D_1 = \frac{U_{P1} - U_J}{C_{P1} - C_J}, D_2 = \frac{U_{P3} + \eta_1}{C_{P3} + \eta_1}, D_3 = \frac{U_{P4} + \eta_2}{C_{P4} + \eta_2} \text{ e } D_4 = \frac{U_I - U_{P4}}{C_I - C_{P4}} \quad (32)$$

O caminho estrutural da solução é descrito através da seguinte fórmula estrutural:

$$J \rightarrow P1 - P2 \rightarrow P3 \rightarrow P4 \rightarrow I \quad (33)$$

onde \rightarrow representa choque e $-$ rarefação. O trecho unindo os pontos $P1$ e $P2$ é formado por uma C -rarefação calculada segundo a Eq. (20). Os perfis de saturação de líquido e de concentração total dos componentes N_2 - C_3 - C_6 - C_{10} após a injeção de um volume poroso de gás podem ser vistos na Fig. 10 e na Fig. 11, respectivamente.

Temos então a solução para o sistema original:

$$\beta_2(\xi) = \begin{cases} 0,05; & 0 < \xi < D_2 = 0,99996 \\ 0,013; & D_2 < \xi < D_3 = 0,99998 \\ 0,0125; & D_3 < \xi < +\infty \end{cases} \quad (34)$$

$$\beta_3(\xi) = \begin{cases} 0,05; & 0 < \xi < D_2 \\ 0,047; & D_2 < \xi < D_3 \\ 0,0237; & D_3 < \xi < +\infty \end{cases} \quad (35)$$

$$C(\xi) = \begin{cases} 0; & 0 < \xi < D_1 = 0,0414 \\ C(\xi); & D_1 < \xi < D_2 \\ 0,00118; & D_2 < \xi < D_3 \\ 0,24780; & D_3 < \xi < D_4 = 1,0047 \\ 0,8430; & D_4 < \xi < +\infty \end{cases} \quad (36)$$

$$S(\xi) = \begin{cases} 0,05; & 0 < \xi < D_1 \\ S(\xi); & D_1 < \xi < D_2 \\ 0,7371; & D_2 < \xi < D_3 \\ 0,7706; & D_3 < \xi < D_4 \\ 0,80; & D_4 < \xi < +\infty \end{cases} \quad (37)$$

Tabela 4:Frações volumétricas para determinação de $C \times U$.

Condição	l_4	g_4
J	0,0009789	0,0000209
M	0,0015934	0,0000208
I	0,3205774	0,0032736

Tabela 5:Dados de entrada para a permeabilidade relativa (Pires, 2003).

s_{wi}	s_r	n_g	n_l	k_{rgm}	k_{rlm}	μ_l (cp)	μ_g (cp)
0,20	0,05	3	3	0,8	0,8	0,001	5,0

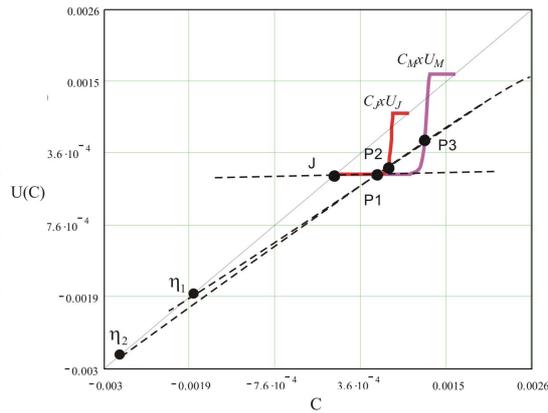


Figura 7. Primeira parte do caminho da solução.

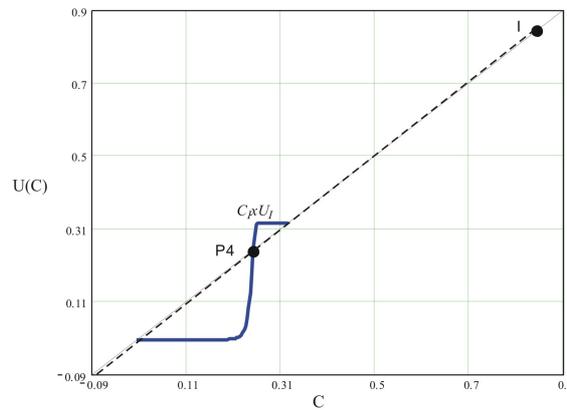


Figura 8. Segunda parte do caminho da solução.

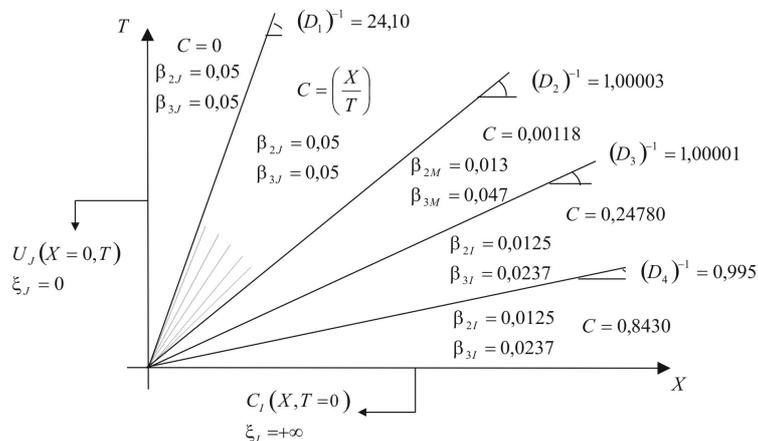


Figura 9. Solução do sistema original.

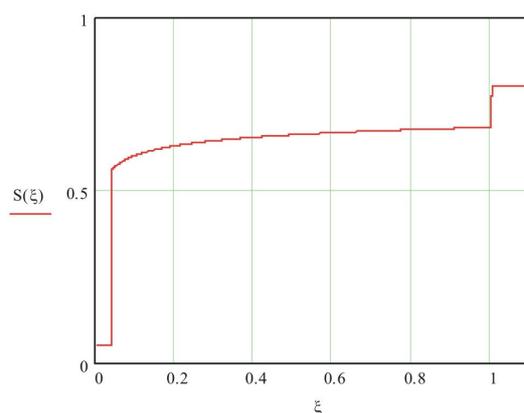


Figura 10. Perfil de saturação da fase líquido.

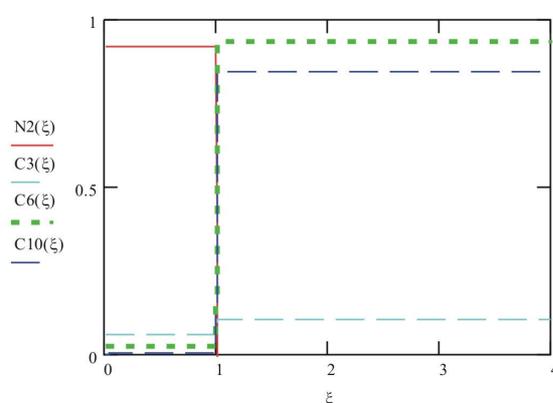


Figura 11. Perfis de concentração do sistema N_2 - C_3 - C_6 - C_{10} @ 300 bar e 350 K após a injeção de um volume poroso.

A formulação matemática aqui apresentada de forma resumida permitiu a solução de um sistema de três equações hiperbólicas que modela o fluxo bifásico miscível com quatro componentes em meios porosos. Isso foi possível devido a uma transformação das variáveis independentes em coordenadas tipo Lagrange, associadas à conservação da massa de um dos componentes do sistema.

Para a solução da parte termodinâmica do problema (sistema auxiliar) foi utilizada uma equação de estado cúbica. A solução do problema de Riemann (injeção contínua de gás) foi obtida através da aplicação de técnicas tradicionais de solução. É importante ressaltar que essa técnica permite a seleção do melhor gás de injeção para um determinado fluido de reservatório independente das propriedades de transporte do sistema (permeabilidades relativas e viscosidades).

10. Conclusões

Neste trabalho aplicamos a técnica de separação de sistemas hiperbólicos para a solução do problema de deslocamento miscível de óleo por gás em um sistema com quatro componentes. Inicialmente o modelo termodinâmico foi descrito com a utilização de uma equação de estado, posteriormente foi selecionada uma determinada condição inicial e de injeção para a solução completa do problema. A condição de injeção escolhida representava uma mistura composta por 90% de N_2 , 5% de C_3 e 5% de C_6 , enquanto que a condição inicial teve a composição definida em 37,5% de N_2 , 5% de C_3 , 37,5% de C_6 e 20% de C_{10} . A solução do problema apresentado apresentou choques e rarefações e foi demonstrado como construir a solução do sistema geral a partir da solução do sistema auxiliar. A injeção miscível de gás tem por objetivo o aumento da eficiência do deslocamento de óleo. Condições de pressão e temperatura, assim como a composição do sistema são de grande importância para o desenvolvimento da miscibilidade.

11. Agradecimentos

Os autores agradecem a Dan Marchesin, Eli Isaacson e Bradley Plohr, autores do "Riemann Problem Solver - RP" pela permissão da utilização deste programa. Agradecemos ao Instituto Nacional de Matemática Pura e Aplicada (IMPA) por nos permitir a utilização de suas instalações. Agradecemos também a Dan Marchesin (IMPA) e Arthur Azevedo (UnB - Universidade Nacional de Brasília) pelo auxílio na utilização do RP.

12. Referências

- Johns, R. T., Dindoruk, B. e Orr Jr., F. M., 1993, "Analytical Theory of Combined Condensing/Vaporizing Gas Drives", Society of Petroleum Engineers Advanced Technology Series, Vol. 2, pp. 7-16.
- Johns, R. T. e Orr Jr., F. M., 1996, "Miscible Gas Displacement of Multicomponent Oils", Society of Petroleum Engineers Journal, Vol. 1, pp. 39-50.
- Lake, L.W., 1989, "Enhanced Oil Recovery", Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 550 p.
- Buckley, S. E. e Leverrett, M. C., 1942, "Mechanisms of Fluid Displacement in Sands", Transactions AIME, Vol. 146, pp. 107-116.
- Orr Jr., F. M., Dindoruk, B. e Johns, R. T., 1995, "Theory of Multicomponent Gas/Oil Displacement", Ind. Eng. Chem. Res., Vol. 34, pp. 2661-2669.
- Peng, D. Y. e Robinson, D. B., 1976, "A New Two-Constant Equation of State", Ind. Eng. Chem., Vol. 15, pp. 59-64.
- Pires, A. P., 2003, "Independência entre Termodinâmica e Hidrodinâmica em Processos de Recuperação Avançada de Petróleo", Tese de Doutorado, Universidade Estadual do Norte Fluminense.
- Silva, M. K., Larsen, L. L., Orr Jr., F. M. e Monroe, W. W., 1990, "Composition Paths in Four-component Systems: Effect of Dissolved Methane on 1D CO₂ Flooding Performance", Society of Petroleum Engineers Reservoir Engineering Journal, pp. 423-432.
- Wang, Y. e Orr Jr., 1997, "Analytical Calculation of Minimum Miscibility Pressure", Fluid Phase Equilibria, Vol. 139, pp. 101-124.

THERMODYNAMIC BEHAVIOR OF TWO-PHASE FOUR-COMPONENT FLOW IN PETROLEUM RESERVOIRS

Thiago Alvim Dutra
Universidade Estadual do Norte Fluminense
alvim@lenep.uenf.br

Pedro dos Reis Viveiros da Costa
Universidade Estadual do Norte Fluminense
reis@lenep.uenf.br

Adolfo Puime Pires
Universidade Estadual do Norte Fluminense
puime@lenep.uenf.br

Abstract

Gas based methods are used in order to improve the recovery of oil in petroleum reservoirs. These techniques are also known as solvent methods of Enhanced Oil Recovery (EOR). Such methods include injection of methane, rich hydrocarbon gases, carbon dioxide, nitrogen and several combinations. The displacement of oil is improved by mass exchange between both phases, oleic and gas. The one-dimensional displacement of oil by gas is described by an $(n-1) \times (n-1)$ hyperbolic system, where n is the number of components. In this work, the two-phase four-component flow in porous media is analyzed. From the volume conservation of each component, a 3×3 hyperbolic system of conservation laws is obtained. Quaternary diagrams with constant temperatures and pressures describe the thermodynamic behavior of the system, while the hydrodynamic behavior is described by the viscosities and relative permeability curve. It is shown that the 3×3 system can be splitted into a thermodynamic auxiliary 2×2 system and one transport equation. The auxiliary system is determined by thermodynamics only. The problem of gas injection in oil reservoirs with four components was solved for initial and boundary conditions. This procedure allows the screening of EOR fluids.

Keywords: enhanced oil recovery, reservoir engineering, systems of hyperbolic differential equations, conservation laws.

ANÁLISE TERMODINÂMICA DA FORMAÇÃO DE HIDRATOS EM ATIVIDADES DE PERFURAÇÃO

João Marcelo Mussi Baptista

LACIT/DAMEC/UTFPR – Univers. Tecnol. Federal do Paraná. Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
joaommussi@yahoo.com.br

Luciano Fernando dos Santos Rossi

LACIT/DAMEC/UTFPR – Univers. Tecnol. Federal do Paraná. Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
lfrossi@cefetpr.br

Rigoberto E. M. Morales

LACIT/DAMEC/UTFPR – Univers. Tecnol. Federal do Paraná. Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
rmorales@cefetpr.br

Resumo: O presente trabalho tem por objetivo apresentar uma análise da formação de hidratos em atividades de perfuração. Essa análise contempla um levantamento das condições de estado para a formação de hidratos gasosos, sob a ação de inibidores (sais e álcoois, separadamente). Para descrever a não-idealidade da fase líquida na presença de eletrólitos fez-se o cálculo da atividade da água através da metodologia dos coeficientes de atividade de Debye-Hückel, conforme Sander et al (1986), e na presença de álcoois a atividade foi calculada pelo método UNIQUAC, conforme Abrams e Prausnitz (1975). Para a descrição da fase de hidrato utilizou-se a abordagem termodinâmica estatística de van der Waals e Platteuw (1959), e o cálculo das fugacidades da fase gasosa foi realizado através da Equação de Peng-Robinson (1976). São apresentados alguns resultados para inibidores salinos, individualmente ou combinados, para metanol e para etilenoglicol.

Palavras chave: Hidratos, inibidores, atividade da água.

1. Introdução

Hidratos gasosos são estruturas sólidas que podem se formar quando há água na presença de gases de baixo peso molecular e/ou hidrocarbonetos de cadeias curtas, sob determinadas condições de pressão e temperatura. De maneira geral as pressões para estabilizar essas estruturas aumentam de forma exponencial em relação ao aumento da temperatura, de modo que baixas temperaturas e elevadas pressões favorecem essa formação. Sob condições de elevada pressão pode haver formação de hidratos em temperaturas ao redor de até 310 K.

A formação de hidratos ocorre quando a água, através de forças de ligação (pontes de hidrogênio), conforma-se de modo a formar um retículo cristalino que, para ser estabilizado, precisa englobar alguma molécula, geralmente gasosa.

Dependendo de alguns parâmetros dessa molécula englobada, principalmente do tamanho, o retículo cristalino pode conformar-se em uma de três estruturas possíveis, chamadas de estruturas I, II e H. Essas estruturas são formadas por dois tipos de cavidades, denominadas cavidades grandes e cavidades pequenas.

Uma mistura gasosa que contenha elementos de menor tamanho molecular (metano, por exemplo), favorece a formação da estrutura I. Já as misturas que contêm gases de maior tamanho, propiciam a formação da estrutura II. A estrutura H é uma descoberta mais recente, mas estabiliza-se com a oclusão de moléculas de hidrocarbonetos de maior comprimento.

O primeiro estudo sobre formação de hidratos foi realizado por Davy (1881). Nesse trabalho foi observada e reportada a formação de um composto amarelado, semelhante ao gelo, ao se colocar água em contato com gás cloro a uma temperatura em torno de 0°C. Esse trabalho foi seguido por vários outros, nos quais se aprofundou o estudo sobre os hidratos de cloro e de outros gases. Anos depois, Villard (1888) publicou o primeiro estudo sobre a formação de hidratos de hidrocarbonetos. Após esse trabalho surgiram diversos estudos analisando a formação de hidratos na presença de diferentes hidrocarbonetos, puros ou misturados.

Todos esses estudos apresentavam um caráter puramente acadêmico. O primeiro trabalho visando uma aplicação industrial do estudo sobre hidratos foi realizado por Hammersmidt (1934). Esse trabalho apresentou um estudo sobre o entupimento de tubulações de gás durante os meses de inverno, demonstrando que esse problema não era causado pela formação de gelo, como se pensava, mas sim pela formação de hidratos. Esse trabalho motivou vários outros autores a estudarem técnicas de predição e prevenção da formação de hidratos.

Atualmente, vislumbra-se diversas aplicações práticas para a formação de hidratos, dentre elas a dessalinização de água do mar e a estocagem de gás. Um estudo que têm motivado a indústria de gás natural nos últimos anos é o que diz

respeito aos depósitos naturais de gás sob a forma de hidratos. De acordo com Rose & Pfankuch (1982), qualquer bacia sedimentar sob uma lamina d'água maior que 180m têm potencial para formar esses compostos. Estima-se que o volume total de gás sob forma de hidratos é da ordem de 10^{15} a 10^{18} metros cúbicos.

Em atividades de perfuração, diferentemente das aplicações anteriores, os estudos são direcionados para a prevenção da formação de hidratos. Essa formação pode causar diversos inconvenientes, tais como, obstrução de peças móveis, aumento de perda de carga e até mesmo a obstrução completa de tubulações. De acordo com Villas Boas (1987), a formação de hidratos em fluidos de perfuração pode resultar em prisão da coluna e obstrução das gavetas da válvula de controle das perigosas erupções gasosas (blowout), fechamento do anular, e/ou entupimento das linhas de ataque e alívio.

Esse problema se torna ainda mais crítico à medida em que se trabalha sob maiores lâminas d'água, pois, como já mencionado, elevadas pressões e baixas temperaturas favorecem a formação de hidratos. Uma alternativa para permitir atividades de perfuração em tais condições é a utilização de inibidores, tais como sais e álcoois, pois esses elementos ao se solubilizarem, diminuem a quantidade de água livre no sistema, dificultando assim a formação de hidratos.

Logo, o conhecimento das condições de temperatura e de pressão para a formação de hidratos sob a adição de inibidores, sais e álcoois, torna-se de fundamental importância para a viabilização e otimização de atividades de perfuração.

2. Formulação Matemática

Para se analisar as condições de formação de hidratos, em sistemas envolvendo misturas gasosas, do ponto de vista termodinâmico, esse sistema a ser analisado pode ser observado como composto por 3 fases:

1. Fase α : que é a fase onde está contida a água "livre" do sistema, juntamente com os inibidores da formação de hidratos. A fase α pode encontrar-se em qualquer estado de agregação (sólido, líquido ou gasoso), porém neste trabalho a análise será feita para o caso em que essa fase é líquida.
2. Fase H: esta fase representa o retículo cristalino formado pelas moléculas de água.
3. Fase gasosa (G): nesta fase encontram-se as substâncias com possibilidades de serem ocluídas no retículo cristalino. No caso analisado, essa fase é formada pelas moléculas constituintes da mistura gasosa (p. ex. metano).

2.1 Fase de Hidrato

Para se obter as condições de estado para a formação de hidratos, parte-se inicialmente da igualdade dos potenciais químicos da água na fase α e na fase H (Eq.(1)). Essa equação aponta que enquanto o potencial químico da água na fase α for maior do que o potencial químico da água na fase H, haverá a formação do retículo cristalino dos hidratos.

$$\mu_w^\alpha = \mu_w^H \quad (1)$$

porém, o potencial químico da água na fase α pode ser escrito da seguinte forma, introduzindo a atividade da água:

$$\mu_w^\alpha = \mu_w^0 + RT \ln(a_w) \quad (2)$$

já a expressão para o potencial químico da água na fase H é proveniente da termodinâmica estatística (van der Waals e Platteeuw, 1959), onde Y_{ki} representa a probabilidade de uma molécula i vir a ser ocluída numa cavidade do tipo k , e é escrita como:

$$\mu_w^H = \mu_w^\beta + RT \sum_i v_i \ln \left(1 - \sum_k Y_{ki} \right) \quad (3)$$

Aplicando-se a equação de Gibbs-Duhem, da termodinâmica clássica, para se expressar a diferença de potenciais químicos entre as fases H e β , pode-se escrever a igualdade de potenciais químicos, Eq. (3), da seguinte forma:

$$\frac{\Delta\mu_0}{RT_0} - \int_{T_0}^T \left(\frac{\Delta H_0 + \Delta C_p (T - T_0)}{RT^2} \right) dT + \int_{P_0}^P \frac{\Delta V_0}{RT} dP = \ln(a_w) - \sum_i v_i \ln \left(1 - \sum_k Y_{ki} \right) \quad (4)$$

onde $\Delta\mu_0$, ΔH_0 , ΔV_0 são respectivamente os valores das diferenças de potenciais químicos, entalpias molares e volumes molares entre a água no retículo cristalino "vazio" e em um estado de agregação puro (que pode ser líquida ou

sólida). a_w é a atividade da água, v_i é o número de cavidades do tipo i por molécula de água no retículo cristalino, R é a constante universal dos gases, Y_{ki} é a probabilidade de um elemento i vir a ser ocluído em uma cavidade k e \bar{T} é uma média entre a temperatura T e a temperatura do ponto crítico da água, T_0 .

A Eq. (4) é implícita na pressão, o que exige um processo iterativo de cálculo. Para cada valor de temperatura pode-se encontrar um valor de equilíbrio para a pressão. Esse par de temperatura e pressão seriam as condições de estado para a formação de hidratos, para uma determinada mistura gasosa com uma determinada concentração. Para a resolução da Eq (4) utilizou-se o método numérico da secante, conforme Rossi (1990).

2.2 Cálculo das Probabilidades de Oclusão dos Elementos da Fase Gasosa

O cálculo das probabilidades de oclusão dos elementos da fase gasosa depende de dois parâmetros é função das fugacidades dos componentes da mistura gasosa, e de um outro parâmetro que são as constantes adsorptivas de Langmuir dos elementos que compõem a mistura gasosa (conforme Munck et al., 1988).

2.2.1 Cálculo das Fugacidades

Para o cálculo das fugacidades, fez-se uso da relação P-V-T de Peng-Robinson. Essa relação, escrita como uma equação cúbica no fator de compressibilidade, Z , apresenta-se da seguinte forma (Peng e Robinson, 1976):

$$Z^3 - (1 - B)Z^2 + (A - 2B - 3B^2)Z - (AB - B^2 - B^3) = 0 \quad (5)$$

onde:

$$A = \frac{aP}{(RT)^2}, \quad B = \frac{bP}{RT} \quad (6)$$

Desta forma, após a resolução da equação cúbica em Z , as fugacidades dos elementos da mistura gasosa podem ser calculadas da seguinte forma:

$$\hat{f}_i = y_i P \exp \left(-\ln(Z - B) + (Z - 1) B'_i - \frac{A}{2^{1,5} B} (A'_i - B'_i) \ln \left(\frac{Z + (2^{0,5} + 1) B}{Z - (2^{0,5} - 1) B} \right) \right) \quad (7)$$

2.2.2 Cálculo das Constantes de Langmuir

Para o cálculo das constantes adsorptivas de Langmuir utiliza-se a expressão proposta por Munck *et al.* (1988):

$$C_{ki} = \left(\frac{A_{ki}}{T} \right) \exp \left(\frac{B_{ki}}{T} \right) \quad (8)$$

Onde A_{ki} e B_{ki} são parâmetros ajustados para cada componente gasoso, em função da estrutura formada (I, II ou H) e do tamanho da cavidade ocupada (pequena ou grande).

Assim, com as fugacidades e as constantes adsorptivas de Langmuir calculadas, pode-se obter os valores das probabilidades de oclusão dos elementos gasosos para quaisquer condições de temperatura e pressão, através da seguinte equação:

$$Y_{ml} = \frac{C_{ml} f_l}{1 + \sum_j C_{mj} f_j} \quad (9)$$

2.3 Cálculo da Atividade da Água

Para o cálculo da atividade da água deve-se considerar duas situações distintas: sem a adição de inibidores de formação de hidratos, e com a adição de inibidores de formação de hidratos.

Sem a adição de inibidores, assumindo que no sistema não há qualquer componente solúvel, a fase α pode ser considerada como composta somente de água. Assim, a atividade assume um valor unitário.

Com a adição de inibidores, a água forma uma mistura com o inibidor, o que exige uma metodologia apropriada para o cálculo de sua atividade.

A atividade da água pode ser escrita, agora, com a introdução do coeficiente de atividade, como:

$$a_i = \gamma_i x_i \quad (10)$$

Onde x_i é a fração molar de água na mistura líquida e γ_i é o coeficiente de atividade da água nessa mistura. O cálculo do coeficiente de atividade da água depende da natureza do inibidor adicionado à fase líquida, sal ou álcool. As respectivas metodologias de cálculo serão descritas a seguir.

2.3.1 Cálculo da Atividade da Água na Presença de Sais

Para o cálculo do valor do coeficiente de atividade da água na presença de sais, utilizou-se o modelo de Debye-Hückel, conforme *Sander et al (1986)*. Essa modelagem mostra-se apropriada para analisar a contribuição da adição de sais para a não-idealidade da fase líquida, pois leva em consideração as interações de longa distância entre os íons devido às forças eletrostáticas.

De acordo com o modelo de Debye-Hückel, o coeficiente de atividade da água pode ser escrito da seguinte forma:

$$\ln \gamma_w^{DH} = M_w \frac{2A}{b^3} \left(1 + b\sqrt{I} - \frac{1}{1 + b\sqrt{I}} - 2 \ln(1 + b\sqrt{I}) \right) \quad (11)$$

onde M_w é a massa molecular da água, I é a força iônica expressa pela Eq. (12), b é um parâmetro ajustável (neste trabalho assumiu-se um valor de $1,5 \text{ [kg/mol]}^{1/2}$), e A é um parâmetro dependente da temperatura, da densidade e da constante dielétrica do solvente, conforme eq. (13).

A força iônica é dada por:

$$I = \frac{1}{2} \sum_i m_i z_i^2 \quad (12)$$

onde m_i é a molalidade do íon i e z_i sua carga elétrica.

O parâmetro A pode ser escrito da seguinte forma (conforme Prausnitz (1986)):

$$A = \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_r RT} \right)^{3/2} \frac{N_A^2}{8\pi} (2d_s)^{1/2} \quad (13)$$

onde e é a carga de 1 elétron ($e=1,60218E-19$ C), ϵ_0 é a permissividade do vácuo, ϵ_r é a constante dielétrica (nesse caso, da água), R é a constante universal dos gases, N_A é a constante de Avogadro e d_s é a densidade do solvente.

2.3.2 Cálculo da Atividade da Água na Presença de Álcoois

Para o cálculo do valor do coeficiente de atividade da água na presença de álcoois, utilizou-se o modelo UNIQUAC, originalmente desenvolvido por Abrams e Prausnitz (1975). O modelo UNIQUAC visa obter uma interpretação mais precisa para misturas líquidas contendo moléculas de diferentes formas e tamanhos.

Nesse modelo analisa-se a fase líquida como um sistema reticulado tridimensional constituído por sítios igualmente espaçados e estando cada molécula na fase líquida dividida em segmentos de tal forma que cada um ocupe uma célula (que representa o volume imediatamente vizinho de um sítio).

Dessa forma, uma molécula de um componente i é dividida em vários segmentos de mesmo tamanho, porém suas áreas de contato externas podem diferir entre si. O número de segmentos por molécula é denotado por r_i , e o parâmetro representativo da área superficial externa da molécula é denotado por q_i .

O coeficiente de atividade da água, para efeito de cálculo, é decomposto em duas parcelas. A primeira parcela é a contribuição dos tamanhos moleculares (parcela combinatorial), e a segunda é devido às interações energéticas entre as moléculas (parcela residual).

$$\ln \gamma_i = \ln \gamma_i^R + \ln \gamma_i^C \quad (14)$$

A parcela combinatorial é calculada da seguinte forma:

$$\ln \gamma_i^C = \ln \left(\frac{\phi_i}{x_i} \right) + 1 - \frac{\phi_i}{x_i} - \frac{1}{2} Z q_i \left[\ln \left(\frac{\phi_i}{\theta_i} \right) + 1 - \frac{\phi_i}{\theta_i} \right] \quad (15)$$

onde ϕ_i é a fração volumétrica, θ_i é a fração de área e x_i é a fração molar do componente i . As frações de área e de volume são calculadas de acordo com:

$$\theta_i = \frac{x_i q_i}{\sum_i^n x_i q_i} \quad \text{e} \quad \phi_i = \frac{x_i r_i}{\sum_i^n x_i r_i} \quad (16)$$

A parcela residual é calculada da seguinte forma:

$$\ln \gamma_i^R = q_i \left[1 - \ln \left(\sum_k \theta_k \psi_{ki} \right) - \sum_l \frac{\theta_l \psi_{il}}{\sum_k \theta_k \psi_{kl}} \right] \quad (17)$$

onde :

$$\psi_{ki} = \exp \left(-\frac{a_{ki}}{T} \right) \quad (18)$$

Os parâmetros a_{ki} , são obtidos através da literatura (Abrams e Prausnitz, 1975).

3. Resultados

A seguir serão apresentados os resultados obtidos para a formação de hidratos a partir do gás metano. Foi feita uma análise da influência da adição de inibidores de formação de hidratos. Foi feito para tanto um levantamento das curvas P x T com variadas quantidades de sais e álcoois. Os inibidores estudados foram: cloreto de sódio (NaCl), cloreto de potássio (KCl), cloreto de cálcio (CaCl₂), metanol (CH₃OH) e etilenoglicol (C₂H₆O₂). Primeiramente, são apresentadas as Figs. 1 e 5, juntamente com dados experimentais, com o intuito de validar a modelagem aplicada. Em seguida, na Figura 6, faz-se um comparativo entre a eficácia de todos os inibidores estudados.

A Fig. 1 apresenta as condições de estado para a formação de hidratos em um sistema contendo gás metano, água e cloreto de sódio. Os dados experimentais foram obtidos de De Roo *et al* (1983).

As Figs. 2 e 3 apresentam resultados obtidos para esse mesmo sistema, porém acrescido de cloreto de potássio e cloreto de cálcio, respectivamente. Para esses dois casos, os dados experimentais foram obtidos de Dholabhai *et al*. (1991).

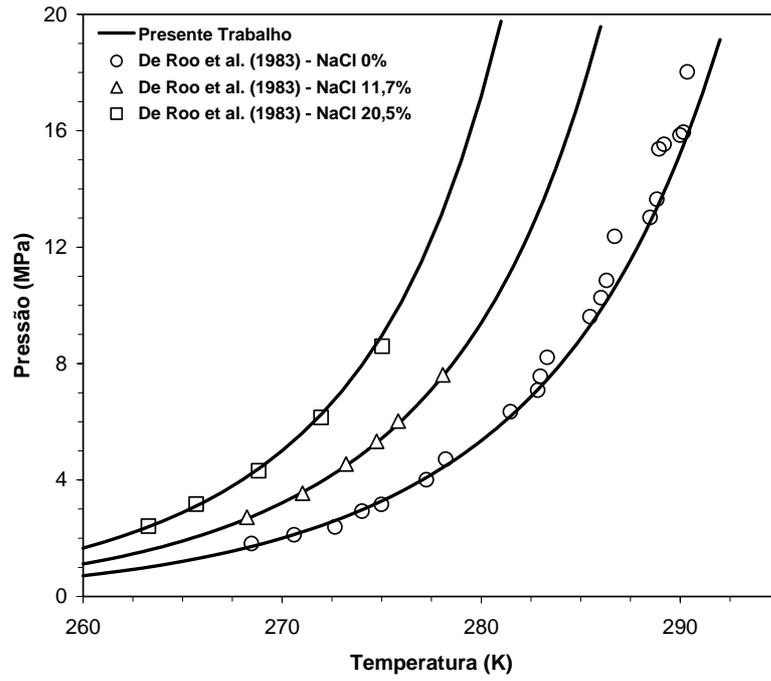


Figura 1 - Gás Metano - Inibidor: NaCl

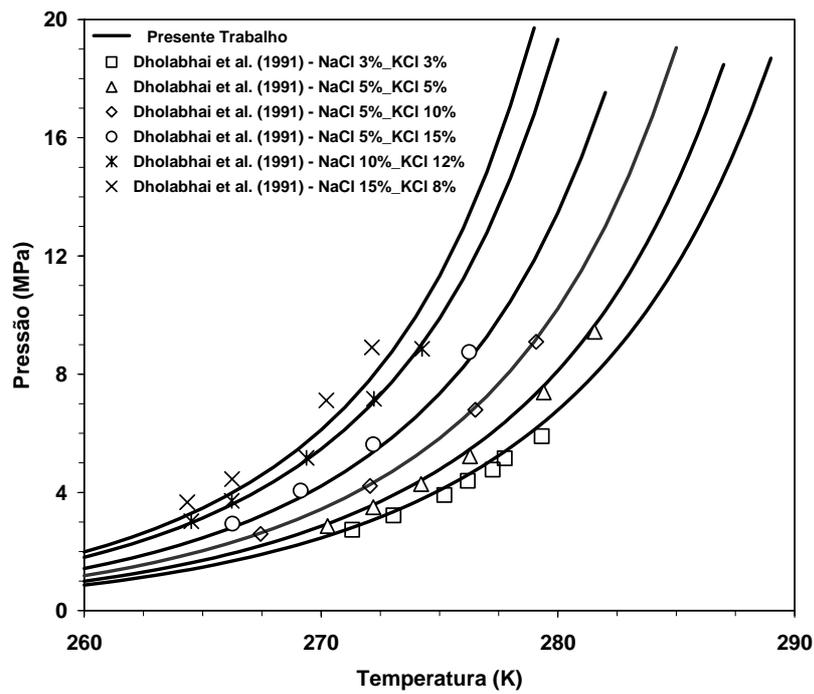


Figura 2 - Gás Metano - Inibidores: NaCl, KCl

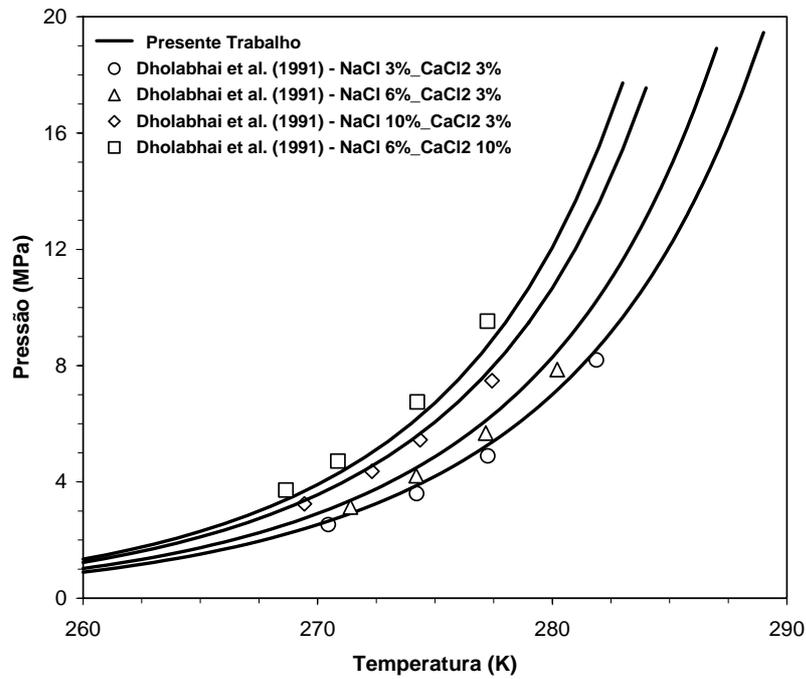


Figura 3 - Gás Metano - Inibidores: NaCl, CaCl₂

Pode-se notar pelas três figuras apresentadas que a modelagem da não-idealidade da água na presença de sais pelo modelo de Debye-Hückel apresentou uma boa concordância com os resultados experimentais.

Em seguida nas Figs. 4 e 5, apresentam-se as curvas de equilíbrio para a formação de hidratos de metano, adicionando-se variadas quantidades de metanol e etilenoglicol, respectivamente. Os dados experimentais foram retirados de Münk *et al.* (1988) e Sira *et al.* (1990), respectivamente.

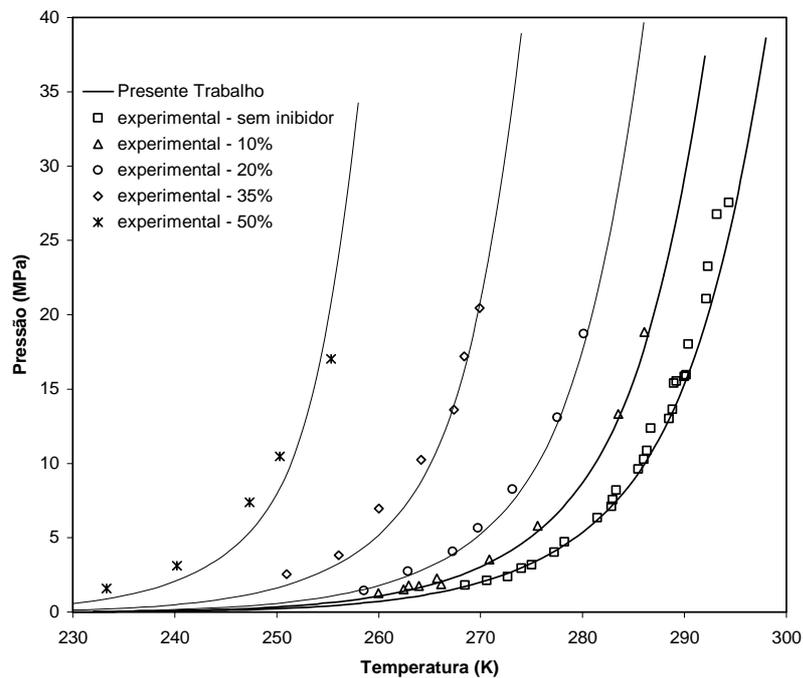


Figura 4 – Gás Metano - Inibidor: metanol

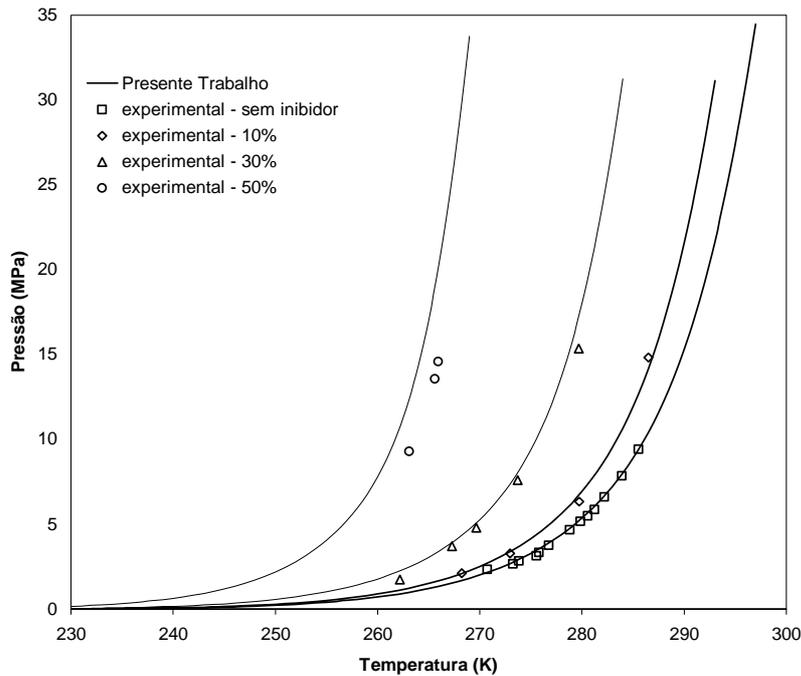


Figura 5 – Gás Metano - Inibidor: etilenoglicol

Analisando-se as Figs. 4 e 5, pode-se, novamente, perceber uma boa concordância entre os resultados simulados e os dados experimentais.

Considerando a boa concordância mostrada entre os resultados simulados e os experimentais, pode-se fazer uma comparação teórica entre as capacidades de inibição de formação de hidratos de todos sais e álcoois analisados. Essa comparação foi feita para uma quantidade de 10% em massa de inibidor, na presença de gás metano, como ilustrado na Fig. 6.

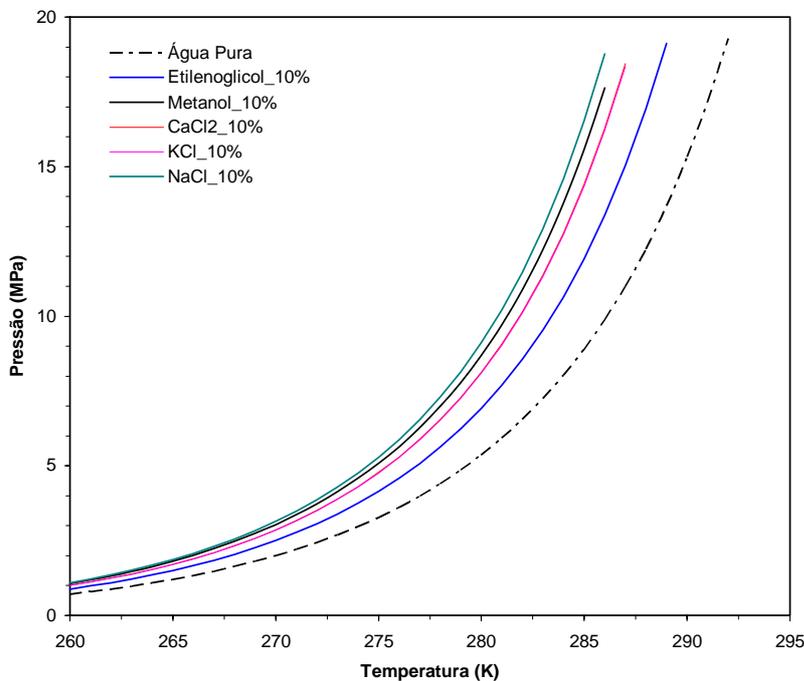


Figura 6 - Comparação entre inibidores

Pode-se notar que o poder de inibição é mais eficiente para o caso de adição de NaCl. Devido à proximidade dos valores obtidos para KCl e CaCl₂, não foi possível se distinguir com clareza as curvas obtidas para esses dois sais, a pesar de que os resultados numéricos indicam uma sutil diferença.

4. Conclusão

Neste trabalho apresentou-se um método para a predição das condições de equilíbrio de formação de hidratos sob a adição de inibidores salinos, misturados ou não, e para álcoois.

De acordo com os resultados apresentados, nota-se que a descrição da fase hidratos utilizando a abordagem termodinâmica estatística de van der Waals e Platteeuw, combinada com o modelo de Debye-Hückel (para sais) ou com o modelo UNIQUAC para a fase líquida, juntamente com a equação de Peng-Robinson para a fase gasosa, permite obter resultados satisfatórios.

Dentre os inibidores para a formação de hidratos analisados, o NaCl apresentou o melhor poder de inibição, seguido por: metanol, KCl, CaCl₂ e etilenoglicol. Entretanto, deve-se lembrar que em todos os casos analisados a mistura gasosa foi constituída, apenas, por metano. Embora o metano participe na composição de um gás natural típico, numa proporção superior a 85%, em média, existe a necessidade de se investigar a ação dos inibidores, principalmente os salinos, para misturas mais complexas de hidrocarbonetos. Neste trabalho, por dificuldade de obtenção de dados experimentais, para misturas mais complexas de hidrocarbonetos, analisou-se a formação de hidratos e a ação de inibidores, apenas para o metano.

5. Agradecimentos

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

6. Referências

- Abrams, D. S. and Prausnitz, J.M., 1975, "Statistical thermodynamics of liquid mixtures: a new expression for the excess Gibbs energy of partly or completely miscible systems", *AIChE Journal*, Vol. 21, p. 116 – 128.
- Davy, H., 1811, *Trans. R. Soc. London*, Vol. 101, pp. 1-35.
- De Roo, J. L., C. I. Petera, R. N. Lichtenthaler, and G. A. M. Diepen:, 1983, "Occurrence of Methane Hydrate in Saturated and Unsaturated Solutions of Water Independence of Temperature and Pressure," *AIChE J.*, Vol. 29, pp. 651-657.
- Dholabhai, P. D., P. Englezos, N. Kalogerakis, and P. R. Bishnoi, 1991, "Equilibrium Conditions for Methane Hydrate Formation in Aqueous Electrolyte Solutions," *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 69, pp. 800-805.
- Hammerschmidt, E. G., 1934, "Formation of gas hydrates in natural gas transmission lines". *Ind. Eng. Chem.*, Unites States, Vol. 8, pp. 851-855.
- Munck, J., Skjold – Jorgensen, S. and Rasmussen, P., 1988, "Computations of the formation of gas hydrates," *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, Vol. 43, pp. 2661-2672.
- Peng, D. Y. and Robinson, D. B., 1976, "A new two-constant equation of state", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, United States, Vol. 15, pp. 59-64.
- Prausnitz, J. M., Lichtenthaler, R. N. and Azevedo, E. G., 1999, "Molecular thermodynamics of fluid-phase equilibria", 3rd ed. New Jersey, Prentice-Hall.
- Rose, W. & Pfankuch, H., 1982, Society of Petroleum Engineers, SPE Paper 11106.
- Rossi, L. F. S., 1990, "Formação de Hidratos em Sistemas de Gás Natural", Dissertação de mestrado, DEP/FEM/UNICAMP.
- Sander, B.; Fredenslund, A. and Rasmussen, P., 1986, "Calculation of Vapour-Liquid Equilibria in Mixed Solvent/Salt Systems Using an Extended UNIQUAC Equation", *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, Vol. 41, pp. 1171-1183.
- Sira, J. H., Patil, S. L., 1990, "Study of Hydrates Dissociation by methanol and glicol injection", SPE Paper 20770.
- Van der Waals, J. H. and Platteeuw, J.C., 1959, "Clathrate solutions", *Adv. Chem. Phys.*, Netherlands, Vol. 2, pp. 1-57.
- Villard, P., 1888, *C.R. Hebd. Seances Acad. Sci.*, Vol. 106, pp. 1602-3
- Villas Boas, M. B., 1987, "Formação de Hidratos em Fluidos de Perfuração: Prevenção e Controle", Mesa Redonda de Fluidos de Perfuração - CENPES – PETROBRÁS, Brasil, pp. 59-70.

7. Direitos autorais

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo impresso nesse trabalho.

THERMODYNAMIC ANALYSIS OF HYDRATES FORMATION IN DRILLING ACTIVITIES

João Marcelo Mussi Baptista

LACIT/DAMEC/UTFPR – Federal Technological University of Paraná – UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
joaommussi@yahoo.com.br

Luciano Fernando dos Santos Rossi

LACIT/DAMEC/UTFPR – Federal Technological University of Paraná – UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
lfrossi@cefetpr.br

Rigoberto E. M. Morales

LACIT/DAMEC/UTFPR – Federal Technological University of Paraná – UTFPR, Av. Sete de Setembro 3165, Curitiba-PR, 80230-901
rmorales@cefetpr.br

Abstract: The present work has for objective to present an analysis of hydrates formation in drilling activities. This analysis presents a study of the state conditions for gas hydrates formation in inhibitors containing systems (salts and alcohols, separately). To describe the nonidealities of liquid phase in electrolytic solutions, the activity coefficient model of Debye-Hückel is used, as [4], and to describe the influence of alcohols in the activity of water, the UNQUAC model is used, as Parrish and Prausnitz. The hydrate phase is described by thermodynamic statistic model of van der Waals and Platteeuw, and the gaseous phase fugacities are modeled by the Peng-Robinson Equation of State. Some results are presented for saline inhibitors, and for methanol and ethyleneglycol.

Keywords: Hydrates, inhibitors, water activity.