

COMPARAÇÃO DE DIFERENTES MODELOS ESTACIONÁRIOS PARA AVALIAÇÃO DE PRESSÕES DE *SURGE* E DE *SWAB* NO DESLOCAMENTO DE COLUNA DE PERFURAÇÃO

Hudson Faglion Kimura¹ (UTFPR), Luciano Fernando dos Santos Rossi¹ (UTFPR), Cezar Otaviano Ribeiro Negrão (UTFPR)¹, André Leibsohn Martins (PETROBRAS)²

¹LACIT/PPGEM, Universidade Tecnológica Federal do Paraná -UTFPR,

Av. Sete de Setembro, 3165, CEP 80230-901, Curitiba-PR, e-mail: negrao@utfpr.edu.br

²Petrobrás/Cenpes, Av. Jequitibá 950, Ilha do Fundão, Rio de Janeiro, Brasil, 21941-598,
e-mail: aleibsohn@petrobras.com.br

Neste trabalho foi desenvolvido um algoritmo computacional para o cálculo das pressões de surge e de swab. Na abordagem do problema considerou-se que o movimento de descida e de subida da coluna ocorre em regime estacionário e o escoamento no espaço anular é considerado incompressível. Foram estudados os modelos de Fontenot e Clark, (1974), Sampaio Jr., (2002), Bourgoyne Jr., (1991), e Yang e Chukwu, (1995) para a estimativa das pressões de surge-swab. Todos esses modelos foram implementados computacionalmente. Fez-se então uma análise comparativa entre as quedas de pressão obtidas com os modelos para fluidos de Lei de Potência e de Bingham. Os resultados obtidos apresentaram boa concordância para a faixa de velocidades testada.

Surge e Swab, Escoamento de Fluido de Perfuração, Modelagem em Regime Estacionário.

1. INTRODUÇÃO

O movimento de descida e de subida da coluna de perfuração de poços de petróleo provoca deslocamento do fluido de perfuração no interior da própria coluna e na região anular formada entre o poço e a coluna e no interior da própria coluna. Este deslocamento provoca ocasiona sobre (pressões de *surge*) e sub-pressões (pressões de *swab*) no interior do poço. As pressões elevadas podem fraturar a formação rochosa e, portanto, promover a perda de circulação do fluido, bem como, as baixas pressões podem estar abaixo das pressões de poros, ocasionando a penetração de fluido no poço (o chamado *kick*). A previsão das pressões de surge e de swab é fundamental para determinar as velocidades e as acelerações adequadas para introdução e retirada da coluna no poço.

Vários modelos têm sido desenvolvidos com o objetivo de prever as pressões de *surge* e de *swab*. Esses modelos, baseados na equação da conservação da quantidade de movimento e em equações constitutivas de fluidos de perfuração (Bingham ou Lei de Potência), podem ser divididos em estacionários e dinâmicos. Dentre os modelos estacionários, podemos destacar os de: Bing et al, (1995); Bourgoyne Jr. (1991); Fontenot, e Clark, (1974); Sampaio Jr. H. B., (2002) e Yang L. e Chukwu, (1995).

O objetivo deste trabalho é apresentar uma comparação entre modelos estacionários encontrados na literatura para analisar os fenômenos de surge e de swab.

O estudo das pressões de *surge* e de *swab* pode ser realizado considerando a geometria apresentada na “Fig. 1”, onde se observa o escoamento do fluido de perfuração na região anular, definida pelo orifício e pela coluna de perfuração. Uma coluna cilíndrica de diâmetro D_p se movimenta com velocidade V_p no interior de um poço de seção circular com diâmetro D_h . O anular é preenchido com fluido de perfuração e quando a coluna se movimenta, o fluido se desloca com um perfil de velocidades similar ao da “Fig. 1”, onde se observa a retirada da coluna do poço. Desta forma, a coluna tende a arrastar o fluido para cima. Ao mesmo tempo, o fluido desce com o objetivo de ocupar o espaço deixado pela coluna. A “Figura 1” mostra uma situação onde a coluna está fechada e não há retorno do fluido pelo seu interior. A coluna pode ou não estar posicionada concentricamente em relação ao poço.

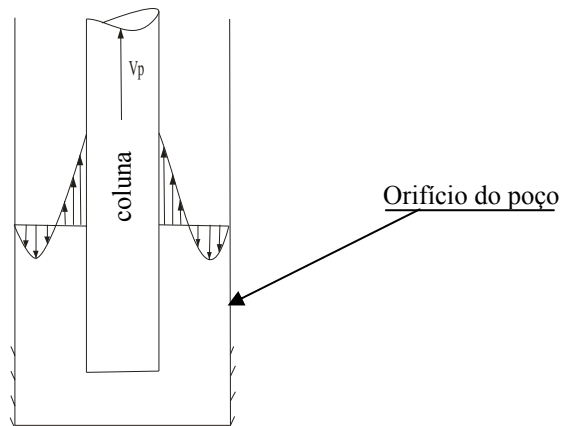


Figura 1 - Perfil de velocidades em anular. Coluna fechada.

2. MODELOS REOLÓGICOS

Três modelos de fluidos não-newtonianos são empregados no presente trabalho: fluido de lei de potência, de Bingham e de Herschel-Bulkley, conforme discutidos a seguir.

2.1. Fluido de Lei de Potência

A tensão de cisalhamento em um fluido de lei de potência está relacionada à taxa de cisalhamento através da seguinte equação:

$$\tau = \eta \dot{\gamma}^n \quad (1)$$

onde η é denominado índice de consistência do fluido, n é o expoente da lei de potência e $\dot{\gamma}$ é a taxa de deformação por cisalhamento do fluido, definida por:

$$\dot{\gamma} = -\frac{dw}{dr} \quad (2)$$

onde w é a componente da velocidade na direção perpendicular a r .

2.2. Fluido de Bingham

A tensão de cisalhamento para um fluido de Bingham é definida pelas equações abaixo:

$$\tau = \mu_p \dot{\gamma} + \tau_y, \text{ para } \tau > \tau_y \quad (3.a)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \text{ para } -\tau_y \leq \tau \leq \tau_y \quad (3.b)$$

$$\tau = \mu_p \dot{\gamma} - \tau_y, \text{ para } \tau < -\tau_y \quad (3.c)$$

onde μ_p é a viscosidade plástica do fluido e τ_y é a tensão limite de escoamento do fluido.

2.3. Fluido de Herschel-Bulkley

O modelo de Herschel-Bulkley combina os modelos de fluido de Bingham e de lei de potência. Sendo assim, a tensão de cisalhamento, atuante no escoamento de um fluido de Herschel-Bulkley, é dada por:

$$\tau = \tau_y + \eta \dot{\gamma}^n \quad (4)$$

3. MODELOS MATEMÁTICOS

Todos os modelos consideram o escoamento como unidimensional plenamente desenvolvido em regime estacionário. Desta forma, as forças de pressão se igualam às forças de cisalhamento devido ao arrasto viscoso na conservação da quantidade de movimento. Com exceção ao modelo que emprega o fator de atrito, todos os demais não simulam o escoamento em regime turbulento. Como a queda de pressão só depende do atrito viscoso, tanto o movimento de descida quanto de subida da coluna proporcionam o mesmo gradiente de pressão. Assim sendo, no caso de *surge*, a variação de pressão calculada é adicionada à pressão estática do fluido no fundo do poço e no caso de *swab*, este valor é subtraído desta pressão estática.

No presente trabalho, a coluna será considerada fechada e portanto, o fluido deslocado pela coluna escoará somente pela região anular. Portanto, a velocidade média do escoamento, calculada pelo deslocamento volumétrico da coluna, é dada por:

$$V = \frac{4q}{\pi(D_h^2 - D_p^2)} = \frac{D_p^2}{(D_h^2 - D_p^2)} V_p \quad (5)$$

onde q é a vazão proporcionada pelo deslocamento volumétrico da coluna, D_h e D_p são, respectivamente, o diâmetro externo da coluna e interno do poço (ou do revestimento do poço).

3.1. Modelo de Fenda

Bourgoyne et al. (1991) modelaram o escoamento laminar em regime estacionário de um fluido de Bingham e de potência, aproximando o espaço anular por uma fenda. Resolvendo a equação da conservação da quantidade de movimento, resulta na seguinte equação para a queda de pressão na direção axial de um fluido de Bingham:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{48\mu_p V}{(D_h - D_p)^2} + \frac{6\tau_y}{(D_h - D_p)} \quad (6)$$

Para o escoamento de um fluido de lei de potência, a queda de pressão devido ao atrito viscoso é calculada por:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2\eta(4 + 2/n)V^n}{((D_h/2) - (D_p/2))^{n+1}} \quad (7)$$

onde V é a velocidade média do escoamento, também calculada pela Eq. 5.

3.2. Fator de Atrito

Fontenot e Clark (1974) estimaram as pressões de *surge* e de *swab* baseado no conceito de fator de atrito. Segundo esses autores, o modelo apresentou uma boa concordância com valores medidos em duas situações. A estimativa é um espaço anular cilíndrico e concêntrico:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2fV^2\rho}{(D_h - D_p)} \quad (8)$$

onde f é o fator de atrito de Fanning, que é calculado em função do número de Reynolds e da condutância para fluidos de Bingham e em função de um número de Reynolds modificado e do expoente n para fluidos de lei de potência (Fontenot e Clark, 1974).

3.3. Solução Exata

Sampaio Jr. (2002) desenvolveu um aplicativo para a estimativa das pressões de *surge* e de *swab* baseado na solução exata da equação da conservação da quantidade de movimento para escoamentos unidimensionais, incompressíveis, desenvolvidos em regime laminar e estacionário de fluidos de Bingham e de potência em um espaço anular concêntrico.

A variação de pressão para fluidos de Bingham em um espaço anular é obtida conforme:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2\tau_y}{\rho_2 - \rho_1} \quad (9)$$

onde a vazão volumétrica calculada para região anular é dada por:

$$q = V_p \pi \frac{D_p^2}{4} + \left\{ \frac{\pi}{\mu_p} \frac{dP}{dL} \left[\frac{1}{8} \left(\frac{D_h^4 - D_p^4}{16} + \frac{\rho_2^4 - \rho_1^4}{3} \right) - \frac{\rho_2 - \rho_1}{6} \left(\frac{D_p^3 + D_h^3}{8} \right) - \frac{\rho_2 - \rho_1}{4} \left(\frac{D_h^2 - D_p^2}{4} - \frac{\rho_2^2 \rho_1^2}{3} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

onde ρ_1 e ρ_2 são os raios do núcleo não-cisalhado do escoamento de Bingham. Uma vez que a coluna está fechada, a vazão deslocada pela coluna ($q = V_p \pi D_p^2 / 4$) deverá escoar totalmente pela região anular e portanto, o termo entre chaves da equação (10) deverá ser igual a zero. De acordo com as equações (9) e (10), se a velocidade da coluna for conhecida, tem-se com incógnitas a queda de pressão e os raios do núcleo não-cisalhados. Uma outra equação que relaciona os raios do não-cisalhado é derivada do perfil de velocidades:

$$\rho_2^2 - \rho_1^2 - 2 \ln \left(\frac{\rho_1 D_h}{\rho_2 D_p} \right) \rho_1 \rho_2 - 2(\rho_2 - \rho_1) \left(\frac{D_p + D_h}{2} - \frac{\mu_p V_p}{\tau_y} \right) + \frac{D_h^2 - D_p^2}{4} = 0 \quad (11)$$

Um procedimento de solução é iterativo empregando o método de Newton-Raphson é adotado para obter a queda de pressão e os raios do núcleo não-cisalhado a partir das equações (9) a (11).

A vazão e a variação de pressão para fluidos de lei de potência são dadas, respectivamente, por:

$$q = -\pi V_p D_p^2 + \left[\frac{\int_{D_p/2}^{r_m} r^2 \left(\frac{r_m - r}{r - r_m} \right)^{1/n} dr - \int_{r_m}^{D_h/2} r^2 \left(\frac{r}{r_m} - \frac{r_m}{r} \right)^{1/n} dr}{\int_{D_p/2}^{r_m} \left(\frac{r_m - r}{r - r_m} \right)^{1/n} dr - \int_{r_m}^{D_h/2} \left(\frac{r}{r_m} - \frac{r_m}{r} \right)^{1/n} dr} \right] \quad (12)$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2\eta}{r_m} \left[\frac{V_p}{\int_{D_p/2}^{r_m} \left(\frac{r_m - r}{r - r_m} \right)^{1/n} dr - \int_{r_m}^{D_h/2} \left(\frac{r}{r_m} - \frac{r_m}{r} \right)^{1/n} dr} \right]^n \quad (13)$$

onde r_m representa o raio para o qual a velocidade do escoamento é máxima. As integrais das “Equações 12 e 13” são resolvidas numericamente, utilizando a regra de Simpson. Novamente, para que a vazão que escoar pelo anular se iguale ao deslocamento volumétrico da coluna, o numerador da equação (12) deverá se anular. Sendo a velocidade da coluna conhecida, tem-se como incógnita a queda de pressão e o raio r_m . O raio r_m é aquele que anula o numerador da equação (12) e portanto, é determinado iterativamente.

O procedimento de cálculo da pressão segue as seguintes etapas:

- Arbitra-se um valor para r_m . O valor inicial sugerido para r_m é dado pela média aritmética dos raios $D_p/2$ e $D_h/2$.
- Efetua-se as integrações do numerador da Eq. 12.
- Compara-se o valor destas integrais. Caso a diferença não esteja dentro de um limite aceitável, corrige-se o valor de r_m e retorna-se ao item b).
- Utilizando-se a Eq. 13, calcula-se a queda de pressão.

3.4. Modelo de Yang e Chukwu

Yang e Chukwu (1995) analisaram o escoamento laminar de Couette, em regime estacionário, de um fluido de lei de potência em um espaço anular excêntrico. Em seu estudo, as equações da conservação da quantidade de movimento foram resolvidas analiticamente, utilizando-se a técnica das perturbações. Como condição de contorno foi adotado que o tubo interno se move com velocidade constante e o externo é estacionário. A equação da conservação da quantidade de movimento para esta situação em coordenadas cilíndricas é expressão por:

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial r} = 0 \quad (14)$$

onde τ_{rz} e $\tau_{\theta z}$ são, respectivamente, as tensões de cisalhamento perpendiculares a r e a θ , ambas na direção z .

Yang e Chukwu (1995) apresentam o seguinte modelo reológico para um fluido de lei de potência:

$$\tau_{rz} = -\mu \frac{\partial V_z}{\partial r} \quad (15)$$

$$\tau_{\theta z} = -\mu \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} \quad (16)$$

onde μ é dado por:

$$\mu = \eta \left[\left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{0,5} \Big|^{n-1} \quad (17)$$

A solução analítica aproximada da equação (14), conjunto com o modelo reológico, equações (15) a (17), pode ser encontrada em Yang e Chukwu (1995).

3.5. Modelo de Bing et al. (1995)

Bing et al. (1995) apresentaram um modelo capaz de prever pressões de *surge* e de *swab* na região anular de um poço inclinado. O comportamento reológico do fluido foi baseado no modelo de Herschel-Bulkley (equação (4)). A modelagem de Bing et al. (1995) é capaz de prever pressões de *surge* e de *swab* em uma região anular excêntrica e/ou inclinada, porém está restrito ao regime permanente, laminar.

Em seu modelo, Bing et al. (1995) escreveram a equação da conservação da quantidade de movimento para as regiões de cisalhamento da seguinte forma:

$$\frac{dP}{dz} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\tau_{rz}}{r} - \rho g \cos \psi = 0 \quad (D_p/2 < r < \rho_1) \quad (18)$$

$$\frac{dP}{dz} - \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} - \frac{\tau_{rz}}{r} - \rho g \cos \psi = 0 \quad (\rho_2 < r < D_h/2) \quad (19)$$

onde ψ é a inclinação do poço em relação à vertical, g é a aceleração da gravidade e ρ é a massa específica do fluido. Segundo o modelo de Bing et al. (1995), o gradiente de pressão é uma função dos raios do núcleo não-cisalhado do escoamento. A equação do gradiente de pressão na forma dimensional é a mesma do modelo de Sampaio Jr. (2002). O método de solução das “Equações 18 e 19” pode ser encontrado em “Bing et al., (1995)”.

4. RESULTADOS

Por conveniência, os resultados deste trabalho são apresentados na forma adimensional. A Tab.1 mostra os grupos adimensionais utilizados para fluido de lei de potência e de Bingham. Como o propósito é apenas comparar os resultados dos diferentes modelos para os fluidos de lei de potência e de Bingham, o modelo que emprega o fluido de Heschel-Bulkley (Bing et al., 1995) será utilizado nos seus extremos, ou seja para simular escoamentos de fluido de Bingham, fazendo $n=1$, ou de lei de potência, fazendo a tensão limite de escoamento

igual a zero. Da mesma maneira, as comparações serão efetuadas para anulares concêntricos e horizontais. Assim sendo, as excentricidades nos modelos de Yang e Chukwu (1995) e Bing et al. (1995) são consideradas nulas, bem como a inclinação do poço também é nula no modelo de Bing et al. (1995).

Tabela 1. Parâmetros adimensionais para fluido de Lei de Potência e de Bingham.

Modelo reológico	Numero de Reynolds	Número de Bingham	Geometria	Gradiente de Pressão
Lei de Potência	$Re = \frac{\rho V_p^{2-n} (D_h - D_p)^n}{\frac{2}{3} \eta \left(\frac{2n+1}{2n} \right)^n 8^{n-1}}$		$Z = \frac{z}{(D_h - D_p)}$	$\frac{dP^*}{dZ} = \frac{(D_h - D_p)}{\rho V_p^2} \frac{dP}{dz}$
Bingham	$Re = \frac{\rho V_p (D_h - D_p)}{\mu_p}$	$B = \frac{(D_h - D_p) \tau_y}{\mu_p V_p}$		

4.1 Resultados para fluido de Bingham

A Tabela 2 mostra a faixa de valores para o qual foi avaliada a queda de pressão adimensional. A Figura 2 mostra como varia a queda de pressão adimensional, calculada por diferentes modelos, em função do número de Reynolds, para um número de Bingham igual a 1 e relação entre os diâmetros (D_h/D_p) igual a 1,1. Note que de acordo com a equação (8), a pressão adimensional coincide com o fator de atrito. Portanto, seria esperada esta queda de pressão de forma linear em um gráfico log-log.

Tabela 2 – Faixa de valores de número de Reynolds (Re), número de Bingham (B) e razão de diâmetros (D_h/D_p).

Re	B	D_h/D_p
10 a 100000	1; 10; 100; 10000	1,1; 1,2; 1,4

A Tabela 3 mostra uma comparação dos valores numéricos da variação de pressão adimensional. Observa-se que os resultados do modelo de fenda são 9% inferiores à solução exata. Quanto aos resultados do modelo de Bing et al. (1995) e de fator de atrito, houve uma pequena discrepância de -0,01% e -0,02%, respectivamente, em relação à solução exata.

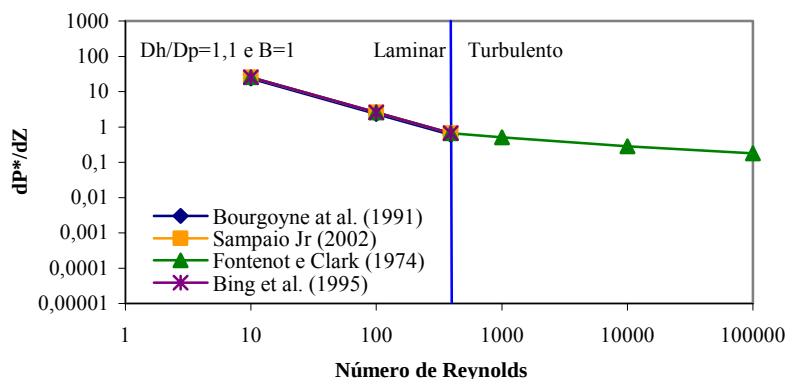


Figura 2. Queda de pressão adimensional para os modelos da fenda, conceito de fator de atrito, a solução exata e Bing et al. (1995). $B=1$ e $D_h/D_p=1,1$. Número de Reynolds limite para escoamento laminar = 390.

Tabela 3 - Comparação entre o conceito de fator de atrito, modelo de fenda, Bing (1995) e solução exata para fluido de Bingham ($D_h/D_p=1,1$ e $B=1$).

Re	Solução Exata	Modelo de fenda		Fator de atrito		Bing et al. (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	25,78	23,46	-9,0	25,78	-0,01	25,78	-0,02
100	2,578	2,346	-9,0	2,578	-0,01	2,58	-0,02
390*	0,6604	0,6009	-9,0	0,6605	-0,02	0,66	-0,02
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,5079	-	-	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,2846	-	-	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,1796	-	-	-

* Limite do escoamento laminar.

As Tab. 4 e 5 mostram valores para as quedas de pressão adimensional para diferentes números de Reynolds, $D_h/D_p = 1,1$ e $B = 10$ e $D_h/D_p = 1,2$ e $B = 1$, respectivamente. Novamente, nota-se uma certa discrepância do modelo de fenda para os demais, conforme mostram as Tabelas 4 e 5. Comparando-se as Tabelas 3 e 4, verifica-se que quando o número de Bingham aumenta, mantendo-se a razão de diâmetros constante, ocorre uma queda no gradiente adimensional de pressão. Além disso, o limite de escoamento laminar aumenta. Analisando as Tabelas 3 e 5 pode-se avaliar o efeito da razão de diâmetros no gradiente adimensional de pressão dP^*/dZ . Verifica-se que quando a razão aumenta ocorre uma queda em dP^*/dZ e um aumento do limite de escoamento laminar.

Tabela 4 - Comparação entre os Modelos de Fontenot e Clark (1974), Bourgoyne et al. (1991), Bing (1995) e Sampaio Jr. (2002) para o fluido de Bingham ($D_h/D_p=1,1$ e $B=10$).

Re	Solução Exata	Modelo de Fenda		Fator de atrito		Bing et al. (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	31,139	28,86	-7,4	31,15	-0,03	31,14	-0,03
100	3,1139	2,886	-7,4	3,115	-0,03	3,11	-0,03
472*	0,6603	0,6119	-7,4	0,6605	-0,03	0,66	-0,03
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,508	-	-	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,2846	-	-	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,1796	-	-	-

* Limite do escoamento laminar.

Tabela 5 - Comparação entre os Modelos de Fontenot e Clark (1974), Bourgoyne et al. (1991), Bing (1995) e Sampaio Jr. (2002) para o fluido de Bingham ($D_h/D_p = 1,2$; $B = 1$).

Re	Solução Exata	Modelo de Fenda		Fator de atrito		Bing et al. (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	13,75	11,51	-16,4	13,76	-0,05	13,75	-0,07
100	1,375	1,151	-16,4	1,376	-0,05	1,38	-0,07
763*	0,1804	0,1509	-16,4	0,1805	-0,07	0,1804	-0,07
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,1684	-	-	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,09026	-	-	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,05535	-	-	-

* Limite do escoamento laminar.

4.2 Resultados para fluido de lei de potência

Para o modelo de fluido de lei de potencia, a sensibilidade da pressão adimensional dP^*/dZ foi avaliada em relação ao número de Reynolds, ao expoente n e à relação D_h/D_p . As faixas dos valores testados são mostradas na Tab. 6.

Tabela 6. Faixa de valores de número de Reynolds (Re), expoente n e a relação de diâmetros (D_h/D_p).

Re	n	D_h/D_p
10 a 100000	0,4; 0,6; 0,8; 1,0	1,1; 1,2; 1,4

A Fig. 3 compara os valores da pressão adimensional para os diferentes modelos matemáticos implementados neste trabalho, empregando o fluido de lei de potência, (com $n = 0,4$) e razão entre os diâmetros do poço e da coluna (D_h/D_p) igual a 1,1. Mais uma vez observa-se um comportamento linear para a queda de pressão adimensional na região de escoamento laminar. Os valores numéricos desta mesma situação são mostrados na Tabela 7. Observa-se uma boa concordância entre todos os modelos sendo que o modelo de fenda o que mais diverge da solução numérica. O limite entre o escoamento laminar e turbulento foi identificado pelas correlações de fator de atrito apresentadas por Fontenot e Clarke (1974). Vale destacar que para todos os valores de número de Bingham e de D_h/D_p , a queda de pressão adimensional cai linearmente com o número de Reynolds, em um gráfico log-log, na região laminar, como já esperado e discutido para o fluido de Bingham.

Apesar do modelo de Herschel-Bulkley poder ser reduzido para o modelo de fluido de lei de potência, isto não foi possível pois as equações desenvolvidas por Bing et al. (1995) apresentavam uma indeterminação no cálculo da queda de pressão, quando a tensão limite de escoamento era feita igual a zero.

De maneira análoga às comparações realizadas para o fluido de Bingham, avaliou-se os efeitos do expoente n e da razão de diâmetros sobre o gradiente de pressão adimensional para o fluido de lei de potência. As Tab. 8 e 9 mostram a variação do gradiente de pressão com o número de Reynolds para $D_h/D_p = 1,1$ e $n = 0,6$ e para $D_h/D_p = 1,2$ e $n = 0,4$, respectivamente. Verifica-se que o gradiente de pressão aumenta com o aumento de n e com a redução da relação de diâmetros. Adicionalmente, observa-se que o limite de escoamento laminar também cresce com o aumento de n e com a razão de diâmetros. Nota-se ainda que os resultados do modelo de fenda continuam discrepantes em relação aos demais e que esta discrepância aumenta tanto com o expoente n quanto com a relação de diâmetros.

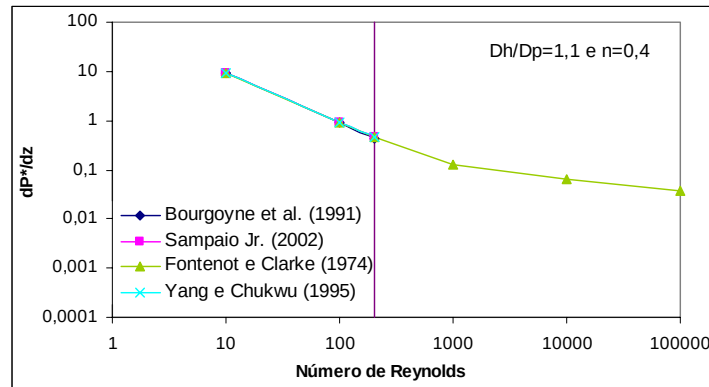


Figura 2. Queda de pressão adimensional para os modelos de fenda, conceito de fator de atrito e solução exata. $n=0,4$ e $D_h/D_p=1,1$. Número de Reynolds limite para escoamento laminar = 206.

Tabela 7 – Comparação dos do conceito de fator de atrito, modelo de fenda, solução exata e Yang e Chukwu (1995) para o fluido de lei de potência ($D_h/D_p = 1,1$ e $n = 0,4$).

Re	Solução exata	Modelo de Fenda		Fator de atrito		Yang e Chukwu (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	9,306	8,961	-3,8	9,315	-0,1	9,366	0,5
100	0,9306	0,8961	-3,8	0,9315	-0,1	0,9366	0,5
206*	0,4517	0,4349	-3,8	0,4521	-0,1	0,4546	0,5
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,1257	-	Turbulento	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,06270	-	Turbulento	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,03633	-	Turbulento	-

* Limite do escoamento laminar.

Tabela 8 – Comparação do conceito de fator de atrito, modelo de fenda, solução exata e modelo de Yang e Chukwu (1995) para o fluido de lei de potência ($D_h/D_p = 1,1$ e $n = 0,6$).

Re	Solução exata	Modelo de Fenda		Fator de atrito		Yang e Chukwu (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	12,97	12,24	-5,6	12,98	-0,08	13,09	0,9
100	1,297	1,224	-5,6	1,298	-0,08	1,309	0,9
260*	0,4985	0,4707	-5,6	0,4989	-0,08	0,5034	0,9
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,1980	-	Turbulento	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,1034	-	Turbulento	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,0620	-	Turbulento	-

* Limite do escoamento laminar.

Tabela 9 – Comparação do conceito de fator de atrito, modelo de fenda, solução exata e modelo de Yang e Chukwu (1995) para o fluido de lei de potência ($D_h/D_p = 1,2$ e $n = 0,4$).

Re	Solução exata	Modelo de Fenda		Fator de atrito		Yang e Chukwu (1995)	
	$\frac{dP^*}{dz}$	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)	$\frac{dP^*}{dz}$	Diferença (%)
10	7,1614	6,6659	-7,2	7,1861	-0,3	7,2605	1,0
100	0,7161	0,6666	-7,2	0,7186	-0,3	0,7260	1,0
582*	0,1231	0,1146	-7,2	0,1235	-0,3	0,1248	1,0
1000	Turbulento	Turbulento	-	0,0796	-	Turbulento	-
10000	Turbulento	Turbulento	-	0,0387	-	Turbulento	-
100000	Turbulento	Turbulento	-	0,0221	-	Turbulento	-

* Limite do escoamento laminar.

5. CONCLUSÕES

Vários modelos para a previsão de pressões de *surge* e *swab* foram avaliados. Estes modelos permitem o cálculo do gradiente de pressão causado somente por efeitos viscosos. Foram realizadas comparações entre os modelos para fluido de Bingham e de lei de potência. Os resultados do modelo de Bing et al. (1995), que prevê quedas de pressão para fluido de Herschel-Bulkley, foram comparados com os resultados dos outros modelos para fluido de Bingham, fazendo-se a tensão limite de escoamento nula. Porém, um estudo análogo não pôde ser realizado para fluido de lei de potência, pois a equação do gradiente de pressão do modelo de Bing et al. (1995) resulta em uma indeterminação sempre que a tensão de escoamento é nula.

Para fluidos de Bingham, notou-se que o modelo de fenda apresenta diferenças em relação à solução exata das equações, variando entre -9,0 a +35%. Como esperado esta discrepância cresce com a razão entre os diâmetros do poço e da coluna (D_h/D_p), uma vez que tal modelo foi desenvolvido para uma fenda e não para um espaço anular. Para números de Bingham baixos ($B = 1$ e $B = 10$), as pressões calculadas pelo modelo de fenda apresentam valores superiores aos da solução exata, enquanto que para números de Bingham altos ($B = 100$ e $B = 1000$), o contrário acontece. Observa-se que os resultados obtidos com a solução exata e com o modelo de Bing et al. (1995) são praticamente idênticos, e que as diferenças em relação ao modelo de fator de atrito não ultrapassam 0,48%. Ainda em relação ao fluido de Bingham, observa-se que o aumento do número de Bingham provoca aumento na queda de pressão adimensional, além de aumentar o número de Reynolds de transição entre o escoamento laminar e turbulento. Este comportamento foi notado em todas as relações de D_h/D_p .

Para fluidos de lei de potência, notou-se que o modelo da fenda apresenta diferenças em relação à solução exata que variam entre -3,8 a -30%. As discrepâncias do modelo de Yang e Chukwu (1995) variam de +0,5 a +7,5% em relação à solução exata. Pode-se também observar que o aumento do coeficiente n do modelo de lei de potência aumenta a discrepância dos modelos de fenda e de Yang e Chukwu (1991) em relação à solução exata. Por outro lado, as diferenças entre os modelos de fator de atrito e a solução exata não ultrapassam 1,2%.

A queda de pressão adimensional sempre aumenta com o aumento do coeficiente n , independentemente do valor da relação D_h/D_p . O efeito de n sobre o número de Reynolds do limite laminar se altera conforme D_h/D_p cresce. Para D_h/D_p baixos (1,1 e 1,2), este limite cresce, enquanto que para valores altos ($D_h/D_p=1,4$), este limite diminui. Por fim, pode-se dizer que o procedimento numérico desenvolvido por este trabalho, apresentou resultados satisfatórios e condizentes com o esperado para a análise do fenômeno físico (a movimentação da coluna de perfuração no poço).

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao apoio financeiro da TEP/CENPES/PETROBRAS e da Agência Nacional do Petróleo – ANP – e da Financiadora de Estudos e Projetos – FINEP – por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor Petróleo e Gás – PRH-ANP/MCT (PRH10-UTFPR).

7. REFERÊNCIAS

- Bing et al. "Equations help calculate surge and swab pressures in inclined wells", Oil and Gas Journal, Sept 18, 1995, p. 74 -77.
- Bourgoyne Jr., A. T., Chenevert, M. E., Millheim, K. K., Young Jr., F. S., 1991, Applied Drilling Engineering, Sociedade de Engenheiros de Petróleo (SPE), Estados Unidos.
- Fontenot, J. E., and Clark, R. K., 1974, "An Improved Method for Calculating Swab and Surge Pressures and Circulating Pressures in Drilling Well", SPE 4521.
- Sampaio Jr., J. H. B., 2002, Aplicativo para estimativa de surge e swab para cenários UDW/formações frágeis, Relatório Técnico - CT TEP 0022/2002, CENPES/PETROBRAS, Tecnologia de Engenharia de Poço, Rio de Janeiro.
- Yang L. and Chukwu, G. A., 1995, Couette flow of non-newtonian power-law fluids in narrow eccentric annuli, Industrial Engineering and Chemical Research, Vol 34, p. 936-942.

EVALUATION OF SURGE AND SWAB PRESSURES DURING THE TRIP OF THE DRILL PIPE: COMPARISON AMONG DIFFERENT STEADY STATE MODELS

Surge and Swab, flowing of drilling fluids, steady state modeling.

Pressure fluctuations from running pipe (surge pressures) and pulling pipe (swab pressures) can cause lost circulation, kicks and well control problems. A computational algorithm for the calculation of surge and swab pressures has been developed in this work. The flow within and outside the drill pipe (annular space) was considered steady and incompressible. Some surge-swab steady-state models, Fontenot and Clark (1974), Sampaio Jr. (2002), Bourgoyne (1991), and Yang and Chukwu (1995), were studied and implemented computationally. Model comparisons for power-law and Bingham fluids were conducted. The results show good agreement for the tested trip velocities.

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste artigo.