

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ  
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA  
CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

JONATHAN FELIPE GALDINO

**ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE PRESSÃO EM FLUIDOS DE  
PERFURAÇÃO DURANTE KICK DE GÁS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO  
(Tcc 2)

CURITIBA

2014

JONATHAN FELIPE GALDINO

**ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE PRESSÃO EM FLUIDOS DE  
PERFURAÇÃO DURANTE KICK DE GÁS**

Monografia do Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco.

Co-Orientador: Prof. PhD. Cezar O. Ribeiro Negrão.

Co-Orientador: Msc. Gabriel Merhy de Oliveira.

CURITIBA

2014

## **TERMO DE APROVAÇÃO**

Por meio deste termo, aprovamos a monografia do Projeto de Pesquisa "ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE PRESSÃO EM FLUIDOS DE PERFURAÇÃO DURANTE KICK DE GÁS", realizado pelo aluno Jonathan Felipe Galdino, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco

DAMEC, UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello Junqueira

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Prof. Dr. Luciano Fernando dos Santos Rossi

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 27 de agosto de 2014.

## DEDICATÓRIA

Aos meus pais, que sempre me ensinaram a ser uma pessoa honesta, compromissada com o bem, que com empenho e dedicação todos os nossos sonhos podem se tornar realidade.

## **AGRADECIMENTOS**

A Deus, por ter me dado força nos momentos mais difíceis.

Ao meu pai Sérgio, que me ensinou a ter um forte compromisso com os estudos e sempre buscou que eu desse o meu melhor.

A minha mãe Luciana, que sempre foi um exemplo de dedicação e esforço, nunca deixando faltar amor, atenção e carinho.

A minha irmã Jenifer, pela paciência e amizade em todos os momentos, inclusive nos mais difíceis.

Aos meus orientadores, Admilson, Negrão e Gabriel, pelos ensinamentos, pela oportunidade, pela dedicação e disposição.

Aos amigos, pelos momentos de alegria e descontração e pela forte amizade construída.

Ao meu amigo Henrique, que esteve junto comigo nesta jornada.

Aos amigos e colegas do laboratório, pelo apoio e companheirismo.

À Universidade Tecnológica Federal do Paraná e seus professores que sempre buscaram a excelência no ensino.

À PETROBRAS pelo incentivo à pesquisa e ao apoio financeiro.

“O dado mais importante que separa o ser humano de todos os seus irmãos e primos na escala filogenética é o conhecimento. Só o conhecimento liberta o homem. Só através do conhecimento o homem é livre. E, em sendo livre, ele pode aspirar uma condição melhor de vida para ele e a todos os seus semelhantes. Eu só consigo entender uma sociedade na qual o conhecimento seja a razão de ser precípua que o governo dá para a formação do cidadão. O homem tem que saber, conhecer. Em conhecendo, ele é livre.”

Enéas Ferreira Carneiro

## RESUMO

GALDINO, Jonathan Felipe. Análise da Propagação de Pressão em Fluidos de Perfuração Durante Kick de Gás. 2014. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso 2) – Curso de Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2014.

No processo de perfuração de poços o controle da pressão é uma importante tarefa. Se a pressão no interior do poço estiver abaixo da pressão de poros, um influxo da formação pode ocorrer, fenômeno denominado de *kick*. Se o influxo não for controlado pode ocorrer um fluxo descontrolado da formação para a superfície, denominado *blowout*. Quanto mais rápida for a detecção do *kick*, maiores as probabilidades de realizar seu adequado controle. O principal indício de que está ocorrendo um influxo é o monitoramento do *pit gain* – ganho de fluido de perfuração nos tanques de lama. Assim, é importante conhecer o comportamento da pressão na ocorrência de um *kick* para que o influxo seja rapidamente detectado e que sejam tomadas as melhores decisões durante a retomada do controle do poço. Portanto, neste trabalho é apresentada uma modelagem matemática para prever a propagação de pressão no poço durante um influxo de gás (*kick*). Na modelagem é considerado o comportamento tixotrópico do fluido de perfuração e sua compressibilidade, e o escoamento é considerado unidimensional, laminar, transiente e isotérmico. O poço é tratado como um corpo perfeitamente rígido e desconsidera-se a presença de cascalhos. O gás, tratado através da lei dos gases ideais, é estacionário e insolúvel. O fluxo da formação para o interior do poço é radial e tratado através da lei de Darcy. Os balanços de massa e de quantidade de movimento para o fluido de perfuração formam um sistema de equações diferenciais parciais, tendo como incógnitas a pressão e a vazão. Considera-se que o fluido de perfuração está em repouso e totalmente gelificado e que as pressões na superfície do poço são nulas. A obtenção dos campos de vazão e pressão ao longo do poço é realizada através de um programa computacional desenvolvido em linguagem FORTRAN. A solução numérica é comparada com a solução analítica para um fluido newtoniano. São apresentadas análises de sensibilidade dos parâmetros característicos do problema. Pode-se adiantar que quanto maior é a compressibilidade do fluido de perfuração, maior é o tempo necessário para a detecção do *kick* e para a estabilização da pressão após o fechamento do poço. Um menor nível de coesão da microestrutura e um reservatório menos permeável reduzem o volume do gás e o volume ganho nos tanques de lama.

**Palavras-chave:** Perfuração de poço; kick de gás; fluido gelificado; reinicialização do escoamento.

## ABSTRACT

GALDINO, Jonathan Felipe. Análise da Propagação de Pressão em Fluidos de Perfuração Durante Kick de Gás. 2014. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso 2) – Curso de Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2014.

An important task during well drilling in deep water is the control of the bottomhole pressure within a narrow range. Whenever the bottomhole pressure becomes smaller than the formation pressure there is a risk of formation fluid invasion (oil, natural gas and/or water) into the wellbore. The influx of the formation fluid to the wellbore, called kick, can escalate to a blowout if not controlled when the formation fluid reaches the surface. Therefore, a small inflow of gas should be detected as soon as possible. Nevertheless, the pressure is only measured while drilling and also a small influx of gas cannot change significantly the bottomhole pressure. Another indication of kick is the change of pressure at the wellhead which is only noticed when a large amount of gas has invaded the well. The current work presents a compressible transient flow model to predict pressure transmission within the wellbore when a gas influx occurs. The model comprises the conservation equations of mass and momentum which are solved by the method of characteristics. In this work, to the drilling fluids a thixotropic model is considered. The influx of gas is defined as a function of the rock permeability and the pressure difference between the reservoir and the well. Model results show that the pressure variation along the time depends on the pressure wave propagation and the thixotropic properties.

**Keywords:** Well drilling, kick, fluid, flow



## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 - Recordes de profundidade na exploração de poços marítimos. (FONTE: PETROBRAS, 2013)	21
Figura 1.2 - Blowout no campo de Macondo. (FONTE: CNN, 2011)	22
Figura 1.3 - Janela operacional de pressão demonstrativa da pressão de poro e de fratura em função da profundidade de lâmina d'água. (FONTE: autoria própria)	23
Figura 1.4 - Ilustração do fenômeno de invasão em um poço de perfuração. (FONTE: autoria própria)	23
Figura 2.1 - Esquemático do poço referente a sistemas de controle e segurança. (FONTE: SANTOS, 2006)	29
Figura 2.2 - Tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação para diferentes comportamentos da viscosidade de fluido. (Adaptado de: WHITE, 2003)	32
Figura 3.1 - Geometria-Domínio do problema.	38
Figura 3.2 - Variação da tensão de cisalhamento em função da posição radial para um tubo.	47
Figura 3.3 - Variação da tensão de cisalhamento em função da posição radial para um tubo anular para diferentes razões de espaçamento.	48
Figura 3.4 - Representação do fluxo radial de gás para o poço de perfuração.	49
Figura 4.1 - Malha axial e temporal empregada.	53
Figura 4.2 - Malha radial empregada.	57
Figura 4.3 - Acoplamento das malhas do anular e coluna com injeção de gás.	59
Figura 4.4 - Representação do influxo de gás no interior do poço.	60
Figura 4.5 - Distribuição dos volumes da malha axial ao longo da coluna e do espaço anular.	62
Figura 4.6 - Fluxograma do procedimento de cálculo.	67
Figura 4.7 - Comparação entre o método das características com a solução analítica durante a evolução temporal de pressão em $z^* = 0,5$ .	70

Figura 4.8 - Perfil radial de velocidade para os dois primeiros instantes de tempo na entrada da coluna.	71
Figura 4.9 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes números de células na direção axial.	72
Figura 4.10 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo no fundo da coluna para diferentes números de células na direção axial.	73
Figura 4.11 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes números de células na direção radial.	74
Figura 4.12 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo no fundo da coluna para diferentes números de células na direção radial.	74
Figura 5.1 - Evolução temporal da pressão no fundo do poço, na superfície da coluna e na superfície do espaço anular.	77
Figura 5.2 - Variação da pressão ao longo do poço em $t = 500$ s.	79
Figura 5.3 - Comparação entre o volume ganho nos tanques de lama e o volume de gás no interior do poço ao longo do tempo.	80
Figura 5.4 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo para diferentes posições no interior do poço.	81
Figura 5.5 - Variação do nível de coesão da estrutura do material ao longo do tempo na parede externa do tubo e do espaço anular para diferentes posições axiais.	81
Figura 5.6 - Perfil radial de velocidade na superfície da coluna em diferentes instantes de tempo.	82
Figura 5.7 - Variação da posição $r_0$ ao longo do tempo na superfície do espaço anular.	83
Figura 5.8 - Perfil radial de velocidade na superfície do espaço anular em diferentes instantes de tempo.	83
Figura 5.9 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço e na superfície do anular para um fluido newtoniano e para um tixotrópico.	84
Figura 5.10 - Volume de gás e ganho de volume nos tanques de lama ao longo do tempo para um fluido newtoniano e para um fluido tixotrópico.	85

Figura 5.11 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.	86
Figura 5.12 - Variação do nível de coesão da estrutura do material ao longo do tempo na parede externa da superfície do espaço anular para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.	87
Figura 5.13 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.	88
Figura 5.14 - Volume do gás no interior do poço para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.	88
Figura 5.15 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.	89
Figura 5.16 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes razões de espaçamento.	90
Figura 5.17 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície da coluna para diferentes razões de espaçamento.	91
Figura 5.18 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes razões de espaçamento.	92
Figura 5.19 - Volume do gás no interior do poço ao longo do tempo para diferentes razões de espaçamento.	92
Figura 5.20 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes razões de espaçamento.	93
Figura 5.21 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes permeabilidades do reservatório.	94
Figura 5.22 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes permeabilidades do reservatório.	95
Figura 5.23 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes permeabilidades do reservatório.	95
Figura 5.24 - Volume do gás no interior do poço ao longo do tempo para diferentes permeabilidades do reservatório.	96

Figura 5.25 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes tempos de fechamento.	97
Figura 5.26 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes tempos de fechamento.	98
Figura 5.27 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes tempos de fechamento.	98
Figura 5.28 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes tempos de fechamento.	99
Figura 5.29 - Variação da pressão na superfície do espaço anular para diferentes tempos de equilíbrio.	100
Figura 5.30 - Variação do nível de coesão da estrutura do material na parede externa da superfície do espaço anular ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.	100
Figura 5.31 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes tempos de equilíbrio.	101
Figura 5.32 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.	102
Figura 5.33 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.	102
Figura 5.34 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes parâmetros estruturais.	103
Figura 5.35 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes parâmetros estruturais.	104
Figura 5.36 - Variação da coesão da microestrutura ao longo do tempo na parede externa do espaço anular no fundo do poço para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.	105
Figura 5.37 - Variação da coesão da microestrutura ao longo do tempo na parede externa da superfície do espaço anular no fundo do poço para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.	106

Figura 5.38 - Ganho de volume nos tanques de lama para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.	106
Figura 5.39 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.	107
Figura 5.40 - Analogia mecânica. (FONTE: MENDES e THOMPSON, 2013)	108
Figura 5.41 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes módulos de elasticidade.	109
Figura 5.42 - Variação do nível de coesão da estrutura do material na parede externa da superfície do espaço anular ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.	109
Figura 5.43 - Variação da pressão no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.	110
Figura 5.44 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.	111
Figura 5.45 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.	111

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Características dos principais modelos estudados.	35
Tabela 3.1 - Condições de Contorno utilizadas.	50
Tabela 4.1 - Principais equações do modelo numérico.	63
Tabela 4.2 - Parâmetros utilizados na comparação de resultados.	69
Tabela 4.3 - Comparação entre os resultados obtidos pelo modelo e os apresentados por Bird (1987) para $r_0$ para diferentes razões de espaçamento e índices de lei de potência.	71
Tabela 5.1 - Parâmetros da perfuração – Caso padrão.	76

## LISTA DE SÍMBOLOS

	<b>Descrição</b>	<b>Unidade</b>
$\alpha$	Compressibilidade do fluido	$[Pa^{-1}]$
$V_f$	Volume específico do fluido	$[kg^{-1}m^3]$
$T$	Temperatura	$[K]$
$c$	Velocidade de propagação da onda de pressão	$[ms^{-1}]$
$\tau$	Tensão de cisalhamento	$[Pa]$
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido newtoniano	$[Pas]$
$\dot{\gamma}$	Taxa de cisalhamento	$[s^{-1}]$
$\tau_0$	Tensão limite de escoamento	$[Pa]$
$\mu_p$	Viscosidade plástica do fluido de Bingham	$[Pas]$
$z$	Direção axial	$[m]$
$r$	Direção radial	$[m]$
$\theta$	Direção angular	$[rad]$
$L_T$	Comprimento total do domínio	$[m]$
$L_1$	Comprimento total da coluna	$[m]$
$L_2$	Comprimento total do espaço anular	$[m]$
$\rho$	Massa específica do fluido	$[kgm^{-3}]$
$V$	Velocidade média do escoamento	$[ms^{-1}]$
$P$	Pressão	$[Pa]$
$A_s$	Área da seção transversal	$[m^2]$
$D_e$	Diâmetro externo da tubulação	$[m]$
$D_i$	Diâmetro interno da tubulação	$[m]$
$\tau_e$	Tensão de cisalhamento na parede externa	$[Pa]$
$\tau_i$	Tensão de cisalhamento na parede interna	$[Pa]$
$g_z$	Aceleração da gravidade na direção z	$[ms^{-2}]$
$r_e$	Raio externo da tubulação	$[m]$
$r_i$	Raio interno da tubulação	$[m]$
$\bar{\tau}$	Tensão média na seção transversal	$[Pa]$
$D_h$	Diâmetro hidráulico da tubulação	$[m]$
$\dot{\gamma}$	Variação temporal da taxa de cisalhamento	$[s^{-2}]$
$\dot{\tau}$	Variação temporal da tensão de cisalhamento	$[Pas^{-1}]$

$\theta_1$	Tempo de relaxação	[s]
$\theta_2$	Tempo de retardo	[s]
$\eta_v$	Viscosidade equivalente	[Pa s]
$\eta_s$	Viscosidade do estado puramente viscoso	[Pa s]
$\eta_\infty$	Viscosidade do estado completamente desestruturado	[Pa s]
$G_s$	Módulo de elasticidade da microestrutura	[Pa]
$\eta_{eq}$	Viscosidade de equilíbrio	[Pa s]
$\lambda_{eq}$	Parâmetro estrutural de equilíbrio	[-]
$\lambda$	Parâmetro estrutural da microestrutura	[-]
$\tau_y$	Tensão limite de escoamento estático	[Pa]
$\tau_{yd}$	Tensão limite de escoamento dinâmico	[Pa]
$\dot{\gamma}_{yd}$	Taxa de cisalhamento de transição de $\tau_y$ entre $\tau_{yd}$	[s <sup>-1</sup> ]
$\dot{\gamma}_{eq}$	Taxa de cisalhamento de equilíbrio	[s <sup>-1</sup> ]
$n_p$	Índice de lei de potência	[-]
$K$	Índice de consistência	[-]
$t_{eq}$	Tempo característico da mudança da microestrutura	[s]
$\lambda_0$	Parâmetro estrutural do estado completamente estruturado	[-]
$a, b, m$	Constantes adimensionais	[-]
$\phi$	Constante	[-]
$C_1$	Constante de integração	[-]
$r_0$	Posição radial onde a tensão de cisalhamento é nula	[m]
$P_{gás}$	Pressão do gás	[Pa]
$\nabla$	Volume do gás	[m <sup>3</sup> ]
$m_g$	Massa do gás	[kg]
$R$	Constante universal dos gases	[J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$q$	Vazão volumétrica do gás	[m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]
$k_r$	Permeabilidade do meio poroso	[m <sup>2</sup> ]
$h$	Altura do reservatório	[m]
$P_e$	Pressão do reservatório	[Pa]
$P_w$	Pressão no fundo do poço	[Pa]
$\mu_g$	Viscosidade dinâmica do gás	[Pa s]
$r_r$	Raio do reservatório	[m]
$r_w$	Raio por onde ocorre o influxo da formação	[m]
$t$	Tempo	[s]



$t_f$	Tempo de fechamento do poço	[s]
$\Delta z$	Comprimento axial da célula	[m]
$N$	Número total de células na direção axial	[-]
$\chi$	Multiplicador	[-]
$C^+, C^-$	Linhas características	[-]
$i$	Índice referente a uma posição axial genérica	[-]
$n$	Índice referente a uma posição temporal genérica	[-]
$F^+, F^-$	Coefficientes das linhas características	[-]
$s$	Índice referente a uma seção (1 = tubo, 2 = espaço anular)	[-]
$M$	Número total de células na direção radial	[-]
$v$	Velocidade axial em determinado ponto radial	[ $m s^{-1}$ ]
$j$	Índice referente a alguma posição radial	[-]
$\Delta t$	Intervalo de tempo	[s]
$\Delta r$	Comprimento de cada célula radial	[m]
$\bar{V}$	Velocidade média do fluido de perfuração	[ $m s^{-1}$ ]
$\dot{m}$	Vazão mássica do gás	[ $kg s^{-1}$ ]
$Q$	Vazão volumétrica do fluido	[ $m^3 s^{-1}$ ]
$\rho_g$	Massa específica do gás	[ $kg m^{-3}$ ]
$k$	Contador do processo iterativo temporal	[-]
$Res$	Resíduo de processo iterativo	[-]
$j_{max}$	Número máximo de iterações	[-]
$\zeta$	Fator de geometria	[-]
$\varepsilon$	Razão entre diâmetro interno e o diâmetro externo	[-]
$\gamma_e$	Deformação elástica da microestrutura	[-]
$\gamma_v$	Deformação viscosa da microestrutura	[-]
$\Omega$	Termo representativo de amortecimento da onda	[-]

# SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	20
1.1	Contexto do Tema	20
1.2	Caracterização do Problema	22
1.3	Objetivos	25
1.3.1	Objetivo Geral	25
1.3.2	Objetivos Específicos	25
1.4	Justificativa	26
1.5	Estrutura do Documento	27
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	28
2.1	Fundamentação Teórica	28
2.1.1	Perfuração de Poços e Controle	28
2.1.2	Escoamento Compressível	29
2.1.3	Fluidos Não Newtonianos	30
2.2	Histórico de trabalhos realizados	32
2.2.1	Influxo da Formação e Controle	32
2.2.2	Modelos de Tixotropia	36
2.3	Síntese do Capítulo	37
3	MODELAGEM MATEMÁTICA	38
3.1	Equação da Conservação da Massa	39
3.2	Equação da Quantidade de Movimento	40
3.3	Modelo de Tixotropia	42
3.4	Influxo de Gás	49
3.5	Condições Iniciais e de Contorno	50
3.6	Síntese do Capítulo	50
4	METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	52
4.1	Discretização das Equações	52
4.1.1	Método das Características	52
4.1.2	Modelo de Tixotropia	57
4.1.3	Influxo de Gás	58
4.2	Procedimento do Cálculo	64
4.3	Verificação do Modelo	68
4.3.1	Comparação com a Solução Analítica para Fluido Newtoniano	68
4.3.2	Comparação Entre Resultados para a Posição $r_0$	71
4.4	Teste de Malha	72
4.5	Síntese do Capítulo	75
5	RESULTADOS	76
5.1	Definição do Caso Padrão	76
5.2	Comparação com o Fluido Newtoniano	83
5.3	Análise de Sensibilidade	85
5.3.1	Efeito da Velocidade de Propagação da Onda de Pressão, $c$	85
5.3.2	Efeito da Razão de Espaçamento Anular, $\varepsilon$	89
5.3.3	Efeito da Permeabilidade da Formação $k_r$	93
5.3.4	Efeito do Tempo de Fechamento, $t_f$	96
5.3.5	Efeito do Tempo de Equilíbrio, $t_{eq}$	99

5.3.6	Efeito da Estruturação Inicial do Fluido, $\lambda$	103
5.3.7	Efeito do Módulo de Elasticidade, $G_0$	107
5.4	Consolidação dos Resultados	112
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES	113
6.1	Conclusões	113
6.2	Sugestões	115
	REFERÊNCIAS	116
	ANEXO A – SOLUÇÃO ANALÍTICA	120

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Contexto do Tema

Com o desenvolvimento contínuo da sociedade e do processo de industrialização, o consumo de petróleo aumenta a cada ano. Por não se tratar de uma fonte de energia renovável, as reservas petrolíferas com profundidade relativamente baixa vêm se esgotando. Em 1960, a exploração estava limitada a pouco mais de 45 metros de lâmina d'água. Hoje, profundidades acima de 400 metros são consideradas águas profundas e acima de 1000 metros são consideradas ultraprofundas (OHARA, 1996).

A perfuração em águas ultraprofundas é uma realidade no cenário atual. O Brasil é um dos líderes nesta área, pois a maioria de sua produção encontra-se em grandes profundidades. As atividades em águas profundas foram estimuladas pela descoberta do campo de Albacora, em 1984, onde a lâmina d'água varia de 293 a 1900 metros. No ano de 1996, foi descoberto o campo gigante de Roncador, no qual a lâmina d'água chega a 1900 metros (NUNES, 2002).

Com a recente descoberta da camada do pré-sal, estima-se que em 2018 cerca de 52% do total da produção de óleo brasileira será oriunda do pré-sal. Atualmente são produzidos 400 mil barris por dia somente nas bacias de Santos e de Campos, no pré-sal. O recorde diário brasileiro, atingido no dia 24 de junho de 2014, é de 520 mil barris. Portanto, é necessário o desenvolvimento de novas tecnologias e equipamentos para a operação com eficiência em águas tão profundas. A Figura 1.1 mostra a evolução dos recordes de profundidade de poços no Brasil. (PETROBRAS, 2014).

Uma importante tarefa no processo de perfuração é o controle da pressão no interior do poço. A pressão no interior do poço deve ser maior que a pressão dos reservatórios. Caso a pressão exercida pelo fluido de perfuração seja insuficiente, pode ocorrer um influxo do fluido da formação para o poço. Este fenômeno é denominado de *kick*.

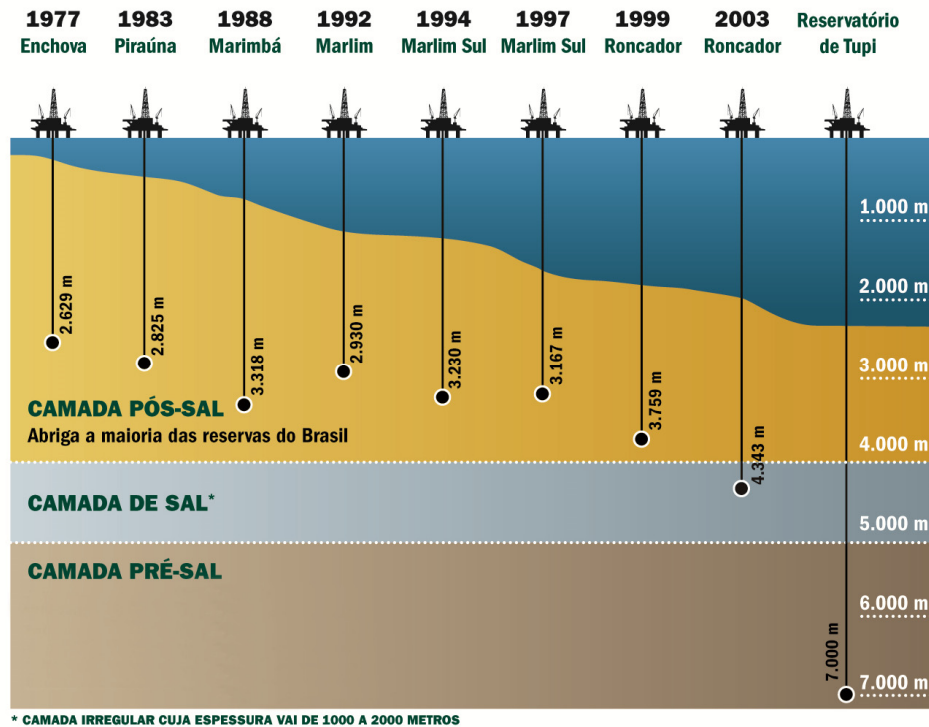


Figura 1.1 - Recordes de profundidade na exploração de poços marítimos. (FONTE: PETROBRAS, 2013)

Lage (1990) apresentou em seu trabalho um estudo estatístico realizado pela *Energy Resources Conservation Board*, instituição de regulamentação de recursos energéticos do Canadá. O estudo mostrou que quanto maior é a profundidade do poço de perfuração, maior é a frequência da ocorrência de um influxo. Ocorrendo, em termos médios, um influxo para cada grupo de:

- 56 poços a uma profundidade inferior a 1000 metros;
- 43 poços a uma profundidade entre 1000 e 2000 metros;
- 20 poços a uma profundidade entre 2000 e 3000 metros;
- 9 poços com profundidade entre 3000 e 4000 metros;

Se o influxo da formação não for controlado rapidamente pode ocorrer um *blowout*, fluxo descontrolado na superfície devido a um desbalanceamento entre a pressão do poço e a pressão da formação. Um *blowout* pode representar um grande prejuízo socioeconômico e ambiental. Diversos acidentes já ocorreram na indústria do petróleo. Um dos mais recentes e de maior repercussão foi o *blowout* de Macondo, no México, ilustrado na Figura 1.2. Ocorrido em Abril de 2010, o acidente

classificado como o pior vazamento de óleo no mar dos EUA, causou a morte de 11 pessoas e o vazamento de aproximadamente 5 milhões de barris atingindo uma área de 180 mil km<sup>2</sup>. Já o acidente ocorrido no campo de Frade, no Brasil, ocorrido em novembro de 2011, resultou, segundo a Agência Nacional de Petróleo, em um vazamento de 3,7 milhões de barris de óleo gerando uma multa de aproximadamente 50 milhões de reais para a empresa responsável (SANTOS, 2013).



**Figura 1.2 - Blowout no campo de Macondo. (FONTE: CNN, 2011)**

## **1.2 Caracterização do Problema**

O aumento na profundidade na perfuração de poços implica em diversas dificuldades operacionais, como a alta perda de carga por fricção e a redução da janela operacional. Quanto maior é a profundidade, menor é a faixa de valores de pressões em que se pode realizar a perfuração. A essa faixa dá-se o nome de janela operacional, ilustrada na Figura 1.3. Na Figura é representada a diminuição da janela operacional com o aumento da profundidade.

A janela operacional é definida através dos valores máximo e mínimo permissíveis de pressão no interior do poço. A pressão de fratura, definida como a aquela que produz a falha mecânica de uma formação com resultante perda de fluido, é o valor da pressão que não deve ser excedido no interior do poço. A

pressão de poros, pressão de uma formação permeável, deve ser o valor da mínima pressão no interior do poço. Se a pressão estiver abaixo desse valor, haverá o indesejável fluxo de fluidos dessa formação para o interior do poço (SANTOS, 2006).

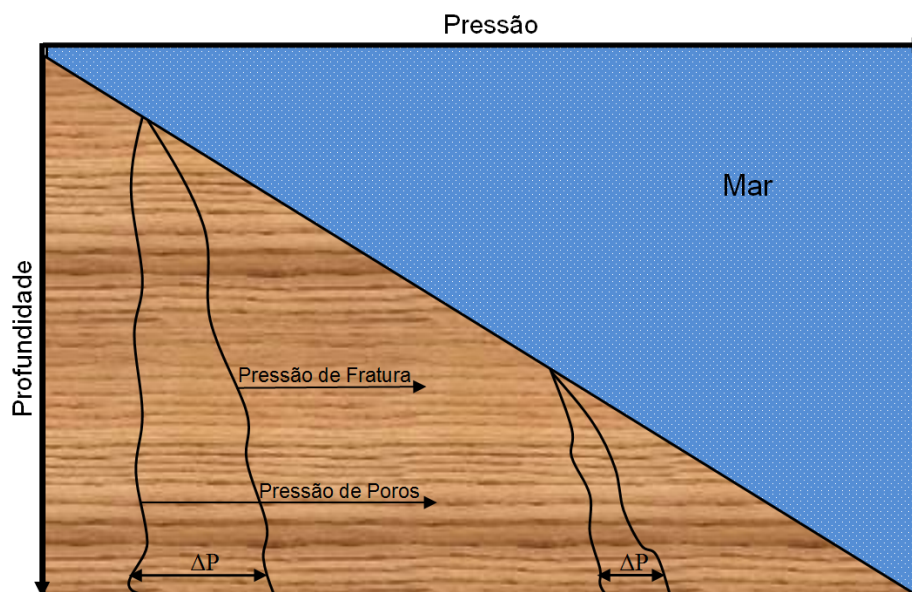


Figura 1.3 - Janela operacional de pressão demonstrativa da pressão de poro e de fratura em função da profundidade de lâmina d'água. (FONTE: autoria própria)

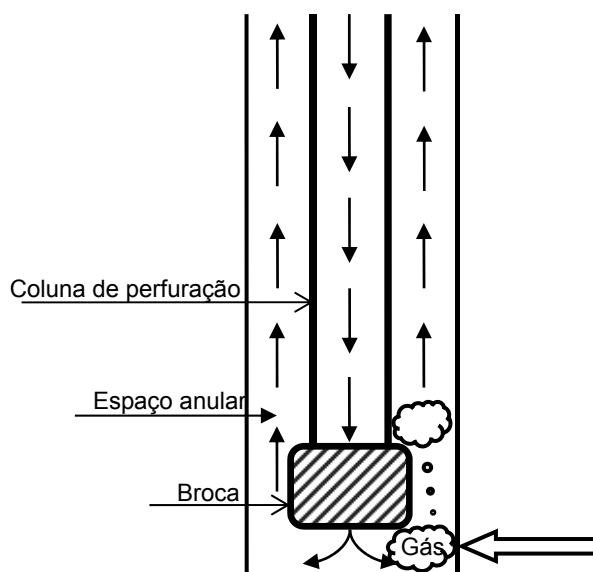


Figura 1.4 - Ilustração do fenômeno de invasão em um poço de perfuração. (FONTE: autoria própria)

O fenômeno da invasão é ilustrado na Figura 1.4. Durante a perfuração, quando a broca atinge um reservatório com pressão maior que a pressão no poço, o fluido invasor adentra no poço e desloca o fluido de perfuração. Se o influxo for de gás, a pressão hidrostática ao longo do poço diminui devido à massa específica do gás ser menor que a do fluido de perfuração. A diferença de pressão entre o fundo do poço e o reservatório aumenta ao longo do tempo devido à queda da pressão hidrostática e pode ocorrer um *blowout*, caso o *kick* não seja detectado e o poço fechado a tempo.

Uma das formas de manter a pressão do poço dentro da janela operacional é realizando o controle da massa específica do fluido de perfuração. Se a pressão no poço é inferior à pressão de poros, injeta-se um fluido com maior massa específica, mais denso. A pressão no interior do poço pode estar menor que a pressão do reservatório por diversos motivos, tais como: queda de pressão hidrostática devido à retirada da coluna de perfuração, perda de circulação, corte do fluido de perfuração – contaminação do fluido de perfuração por um fluido da formação reduzindo a massa específica –, gás nos cascalhos e cimentação inadequada (COSTA e LOPEZ, 2011).

O influxo da formação deve ser detectado o mais rápido possível. Para isso, a equipe de controle e segurança do poço deve estar atenta aos vários indícios de que um *kick* está ocorrendo, sendo eles: o aumento do volume nos tanques de lama (*pit gain*), o aumento na taxa de penetração, o aumento da velocidade da bomba e o escoamento com bombas desligadas. O indício mais confiável é o aumento do volume nos tanques de lama (GALVES, 2013).

Quanto mais rápido for detectado um *kick*, provavelmente mais fácil será seu controle. Isso minimiza o volume de gás dentro do poço, as pressões de fechamento da coluna e do revestimento e as perdas de tempo nas operações de controle. A demora na detecção de um *kick* resulta na transformação do *kick* em um *blowout*, na liberação de gases venenosos (sulfeto de hidrogênio) para a superfície, na poluição do meio ambiente e em possíveis incêndios e explosões (COSTA e LOPEZ, 2011).

Assim que um influxo é detectado, o poço deve ser fechado e espera-se até a estabilização entre as pressões do poço e do reservatório. A partir desse momento, o gás deve ser expulso do poço de forma controlada. Os métodos de controle



empregados comumente são: o do sondador, o do engenheiro e o simultâneo. O método do sondador expulsa o fluido invasor utilizando o fluido de perfuração original, e então, injeta-se um fluido mais pesado. O método do engenheiro realiza a circulação do fluido invasor com um fluido de perfuração novo, mais pesado. O método simultâneo consiste em um aumento gradual da massa específica do fluido de perfuração, e em paralelo, a circulação do fluido invasor (COSTA e LOPEZ, 2011).

### **1.3 Objetivos**

#### **1.3.1 Objetivo Geral**

Neste trabalho é realizado o desenvolvimento de um modelo matemático e numérico para simular o comportamento da propagação de pressão ao longo de um poço de perfuração durante um *kick* de gás. O modelo contempla duas importantes características do problema que pouco foram exploradas em trabalhos anteriores: a compressibilidade do fluido, considerada somente no trabalho de Nickens (1987), e o comportamento tixotrópico do fluido de perfuração, propriedade não presente nos trabalhos anteriores. A formulação matemática se dá através das equações da conservação da massa e da quantidade de movimento. O comportamento tixotrópico é modelado através de duas equações diferenciais, uma para a tensão de cisalhamento e outra para o parâmetro estrutural. Para o gás é utilizado uma equação de estado e o fluxo de gás para o interior do poço é modelado através da lei de Darcy.

#### **1.3.2 Objetivos Específicos**

A partir do programa computacional desenvolvido, será possível a análise do comportamento da pressão no interior do poço durante um *kick* de gás, auxiliando, então, para uma mais rápida detecção de um influxo. Após o fechamento do poço, os resultados obtidos auxiliam no cálculo da pressão do reservatório e no cálculo da nova massa específica do fluido de perfuração.

## 1.4 Justificativa

As descobertas de campos cada vez mais profundos impulsionam o desenvolvimento de novas tecnologias devido às dificuldades operacionais para a perfuração e extração de hidrocarbonetos. Devido ao estreitamento da janela operacional com o aumento da profundidade, a probabilidade da ocorrência de um influxo nesses poços é maior que nos de menor profundidade.

A demora na detecção de um *kick* ou um erro durante o seu controle pode ocasionar um *blowout*, podendo acarretar na perda e no abandono do poço. Um *blowout* gera um grande prejuízo socioeconômico e ambiental, devido à perda do investimento no poço e da futura produção, a poluição do meio ambiente com gases venenosos e vazamentos, além da degradação da imagem da empresa responsável pela operação perante a sociedade.

Assim, há a necessidade do estudo do influxo em um poço de perfuração. A obtenção de dados experimentais pode requerer muito tempo e um grande investimento financeiro. Desta forma, a possibilidade de simular e estudar casos similares com a realidade é de vital importância. A simulação numérica do problema é uma alternativa, relativamente, rápida e barata, quando comparada com as outras alternativas.

Simuladores de *kick* fornecem um embasamento teórico e técnico, auxiliando no entendimento e na interpretação das observações em campo. Ajudando, desta forma, no treinamento da equipe de engenheiros. Assim, no futuro, dentro do campo, ao se defrontarem com situações semelhantes, a equipe de técnicos e engenheiros poderá tomar as decisões de uma forma mais rápida, segura e eficaz evitando situações que podem resultar em grandes desastres.

O conhecimento teórico das disciplinas cursadas na graduação, como Mecânica dos Fluidos, Mecânica dos Sólidos, Física, Métodos Numéricos e Dinâmica dos Fluidos Computacional é imprescindível para o desenvolvimento deste trabalho. O envolvimento com disciplinas extracurriculares ligadas ao tema melhora e contribui na qualidade do projeto.

## 1.5 Estrutura do Documento

O presente trabalho é estruturado em 6 capítulos. No primeiro capítulo realiza-se a abordagem do problema em estudo, apresentando ao leitor as características do processo de perfuração focando no fenômeno do *kick*, a justificativa do projeto e os objetivos traçados.

O capítulo 2 apresenta as definições e conceitos fundamentais sobre o influxo de gás, além do estudo realizado dos principais trabalhos anteriores. Os trabalhos estudados estão divididos em dois assuntos:

- Influxo da formação e controle de poço;
- Modelagem de tixotropia;

A modelagem matemática desenvolvida no projeto é apresentada e detalhada no terceiro capítulo. Apresenta-se as equações que descrevem o problema e as simplificações realizadas devido as hipóteses adotadas.

O capítulo quatro apresenta o desenvolvimento do modelo numérico, bem como as malhas utilizadas e a solução das equações.

Os resultados obtidos são discutidos no quinto capítulo. Análises dos parâmetros característicos do problema são apresentadas.

O capítulo 6 traz a conclusão, considerações finais do trabalho e sugestões para trabalhos futuros.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo são apresentados os conceitos fundamentais sobre o processo de perfuração, o fenômeno do *kick* e os diferentes modelos de fluidos. O objetivo é conceder subsídio teórico para o correto entendimento do problema em estudo, além de informações sobre trabalhos anteriores que possuam relação com o tema estudado.

### 2.1 Fundamentação Teórica

#### 2.1.1 Perfuração de Poços e Controle

O petróleo é encontrado na natureza preenchendo vazios de rochas porosas. Tais vazios são denominados de reservas as quais estão sob espessas camadas de rochas sedimentares e são drenadas para a superfície através de poços que são perfurados com tal finalidade. O método de perfuração rotativa é o mais empregado pela indústria do petróleo (LAGE, 1990).

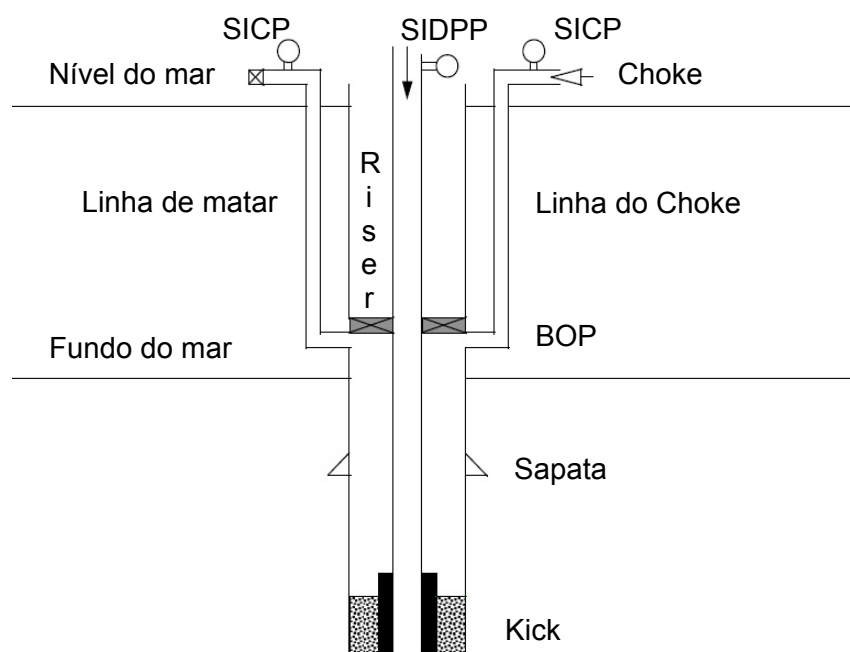
No processo de perfuração, injeta-se o fluido de perfuração através da coluna de perfuração. O fluido retorna pelo espaço anular formado entre o poço e a coluna devido à passagem da broca. Este fluido possui diversas funções durante o processo, que são: remover os cascalhos produzidos durante a perfuração, manter os cascalhos em suspensão durante paradas, equilibrar as pressões exercidas pela formação, selar as formações permeáveis, manter a estabilidade do poço, minimizar danos à formação, lubrificar e resfriar a broca (GALVES, 2013).

Os limites máximo e mínimo de pressão no interior do poço definem a janela operacional. Caso a pressão no interior do poço ultrapasse o limite máximo, a estrutura do poço pode fraturar. Se a pressão estiver abaixo da pressão de poros, pode ocorrer o influxo do fluido da formação para o interior do poço, tal fenômeno denomina-se *kick*.

O *Blowout Preventer* (BOP) é o principal equipamento de segurança de um poço de petróleo. Consiste em um conjunto de válvulas que permite o fechamento

do poço. Possui preventores anulares capazes de fechar e vedar o espaço anular, com ou sem a presença de perfuração. Gavetas cisalhantes podem cortar a coluna de perfuração, se necessário. Ocorrendo o influxo, o BOP deve ser fechado e o acesso ao poço não pode ser mais realizado através do *riser* e sim por meio de duas linhas paralelas ligadas literalmente ao *riser* denominadas de linha do *choke* e linha de matar, ou *kill* (GALVES, 2013).

O esquemático do poço de perfuração do ponto de vista de segurança e controle do poço é apresentado na Figura 2.1. As siglas SICP (*Shut in Casing Pressure*) e SIDPP (*Shut in Drill Pipe Pressure*) referem-se, respectivamente, a pressão de fechamento da região anular e da coluna.



**Figura 2.1 - Esquemático do poço referente a sistemas de controle e segurança. (FONTE: SANTOS, 2006)**

### 2.1.2 Escoamento Compressível

O escoamento compressível é definido como aquele que possui uma variação na sua massa específica com a variação da pressão. Em contraste, há o escoamento incompressível, no qual não há variação da massa específica.

Obviamente, na vida real não existe o escoamento com massa específica constante, mas para a maioria dos líquidos e alguns gases em condições especiais, a variação da massa específica é tão pequena que pode ser desprezada. O efeito da variação da massa específica pode ser considerado através da compressibilidade isotérmica do fluido. Essa propriedade é definida como a variação relativa do volume específico do fluido em relação à pressão com a temperatura constante (ANDERSON, 1990):

$$\alpha = -\frac{1}{v_f} \left( \frac{\partial v_f}{\partial P} \right)_T = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (2.1)$$

onde  $\alpha$  é a compressibilidade do fluido,  $v_f$  é o volume específico do fluido,  $P$  é a pressão aplicada,  $T$  é a temperatura e  $\rho$  é a sua massa específica.

Outra maneira de escrever a compressibilidade do fluido é relacionando-a com a velocidade de propagação da onda de pressão,  $c$  (ANDERSON, 1990):

$$\alpha = \frac{1}{\rho c^2} \quad (2.2)$$

### 2.1.3 Fluidos Não Newtonianos

Em determinados fluidos a viscosidade independe da taxa de deformação. Esses fluidos, tais como a água, são denominados de fluidos newtonianos. Os fluidos newtonianos são aqueles que obedecem à lei da viscosidade de Newton, Equação (2.3), onde  $\tau$  é a tensão de cisalhamento,  $\mu$  é a viscosidade do fluido e  $\dot{\gamma}$  é a taxa de cisalhamento.

O fluido de perfuração, no entanto, possui a viscosidade dependente da taxa de deformação aplicada. Estes fluidos são denominados de fluidos não newtonianos. Nos fluidos não newtonianos a tensão de cisalhamento não é diretamente proporcional à taxa de deformação. Se a tensão de cisalhamento é definida somente pela taxa de cisalhamento o comportamento do fluido é independente do tempo, puramente viscoso e inelástico (CHHABRA e RICHARDSON, 1999).

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (2.3)$$

Se o comportamento reológico das mudanças estruturais do material é reversível e dependente do tempo, pode-se modelar o material como tixotrópico ou reopético. O material tixotrópico possui uma redução na sua viscosidade com o tempo a uma taxa de cisalhamento constante. O reopético possui um aumento na sua viscosidade com o tempo a uma taxa de cisalhamento constante (ROCHA, 2010).

Segundo Mendes (2011), a microestrutura de um fluido estruturado adquire uma configuração estável, quando exposta por um longo tempo a uma constante taxa ou tensão de cisalhamento. Este estado é o resultado do equilíbrio entre a taxa de quebra e a de formação. Se o novo equilíbrio não é alcançado instantaneamente depois de uma mudança a uma nova taxa ou tensão, então o fluido estruturado é dito dependente do tempo. Um fluido dependente do tempo pode ser denominado tixotrópico se a viscosidade de equilíbrio decresce com a taxa de cisalhamento e se a mudança de viscosidade é reversível.

A origem da propriedade tixotrópica é a forte ligação entre as partículas, criando assim cadeias ou redes de ligação. Quando é imposta uma força maior que a força de ligação, a cadeia se desfaz reduzindo a viscosidade. Assim que a força é cessada, as partículas voltam se a conectar (YZIQUEL *et al*, 1998).

Na literatura encontram-se diversos modelos para os fluidos não newtonianos, para os que não possuem seu comportamento dependente do tempo, os principais modelos são: Plástico de Bingham, lei de Potência e Herschel-Bulkley.

As expressões para o fluido de Bingham representam de forma simples um conjunto de modelos denominados viscoplásticos. Esses modelos introduzem a característica da plasticidade ao material a partir de uma tensão mínima, denominada tensão limite de escoamento,  $\tau_0$ . Se a tensão aplicada for menor que a tensão limite de escoamento, não há deformação e o fluido não escoar. Quando a tensão aplicada é maior que a tensão limite, a relação entre a tensão e a taxa de deformação é linear. Se  $|\tau_{rz}| > \tau_0$ , tem-se (TANNER, 2002 *apud* OLIVEIRA, 2011):

$$\tau_{rz} = \tau_0 + \mu_p \dot{\gamma}_{rz} \quad (2.4)$$

onde  $\mu_p$  é a viscosidade plástica do fluido e representa a inclinação da curva tensão versus a taxa de deformação.

O fluido lei de Potência caracteriza-se pelo fato de sua tensão de cisalhamento variar de maneira não linear com o aumento da taxa de deformação. O fluido Herschel-Bulkley possui comportamento similar ao Plástico de Bingham, entretanto, após ser aplicada uma tensão de cisalhamento superior a tensão limite de escoamento, o seu comportamento varia de acordo com uma lei de potência. Esses comportamentos podem ser visualizados na Figura 2.2.

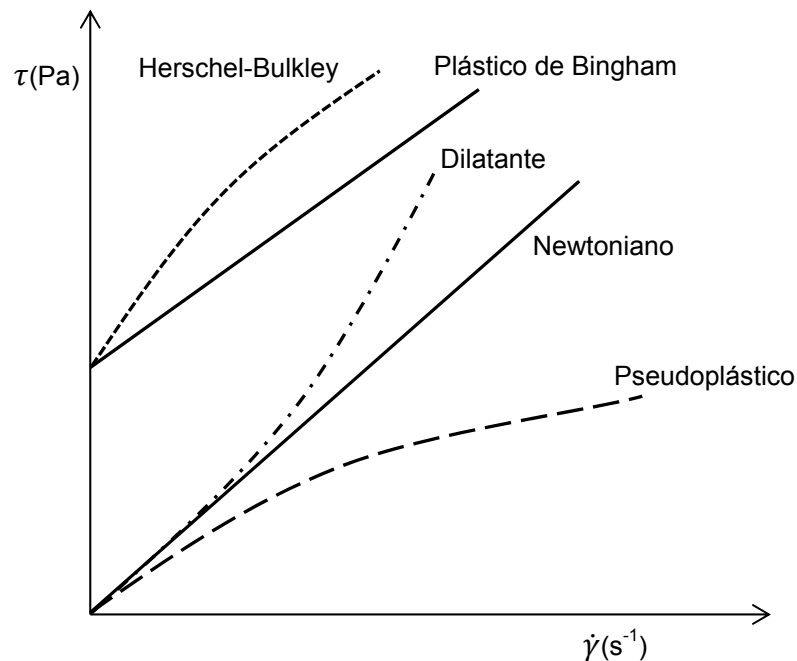


Figura 2.2 - Tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação para diferentes comportamentos da viscosidade de fluido. (Adaptado de: WHITE, 2003)

## 2.2 Histórico de trabalhos realizados

### 2.2.1 Influxo da Formação e Controle

A simulação numérica para o influxo de gás em um poço de perfuração começou a ser estudada inicialmente por Lewis e Leblanc (1968). O trabalho adotou



três hipóteses simplificadoras na formulação do problema. O gás ocupava um volume único e contínuo, o deslizamento entre as fases e as perdas por fricção na região anular foram desconsideradas.

Santos (1982) apresentou um modelo matemático no qual considerava o deslizamento entre o gás e o fluido de perfuração e as perdas de pressão por fricção na região bifásica. A lei de potência foi o modelo reológico utilizado para o fluido de perfuração e a geometria do poço era constante. Com os resultados, Santos concluiu que a massa específica do gás, o gradiente térmico e o diâmetro mínimo das bolhas de gás causam um efeito mínimo na circulação do *kick*. Entretanto, a fração inicial de gás, a geometria do poço, a profundidade da lâmina d'água e os parâmetros reológicos do fluido de perfuração possuem grande efeito durante a circulação do *kick*.

O primeiro a empregar as técnicas de modelagem de escoamento bifásico foi Nickens (1987). O modelo é baseado em uma equação de conservação de massa para o gás e outra para o fluido de perfuração, entretanto, apenas uma equação de conservação da quantidade de movimento é utilizada, expressa para a mistura. Nickens também foi o primeiro a considerar o fluido de perfuração como um fluido compressível. O deslizamento entre as fases é calculado através de relações constitutivas e emprega-se uma equação de estado para a fase gasosa.

Negrão (1989) realizou uma modelagem matemática para a circulação de *kick* em plataforma flutuante localizada em águas profundas utilizando correlações para o fluxo bifásico gás-líquido vertical. As propriedades da fase gasosa são determinadas através da pressão média na região bifásica. Na região monofásica os conceitos do modelo reológico de Bingham são utilizados.

Lage (1990) apresentou um modelo matemático baseado nas técnicas de modelagem de escoamento bifásico disperso. Métodos de medição em áreas são empregados para simplificar o sistema de equações de conservação, resultando em um modelo unidimensional. O modelo contempla o influxo de gás, o fechamento do poço e a circulação do fluido invasor. A solubilidade do gás no fluido de perfuração foi desconsiderada.

Um trabalho realizado por Nunes (2002) contempla várias seções na região anular e a inclinação ou não do poço. O modelo prevê a variação de pressão na linha do choke e no espaço anular durante uma situação de controle de poço. O escoamento é modelado como bifásico e as perdas por fricção, assim como, o escorregamento entre as fases são consideradas. Adotou-se que o gás está distribuído como uma bolha de Taylor seguido de um pistão de líquido.

Limoeiro (2011) desenvolveu um modelo para o poço que inclui o escoamento bifásico ascendente no espaço anular. O modelo é baseado nas equações de balanço de massa e de energia para o líquido e para o gás. O balanço da quantidade de movimento é realizado somente para a mistura. A geometria do anular é variável e o fluxo de gás é resolvido através da lei de Darcy. O fluido de perfuração é considerado incompressível e a base de água, portanto a solubilidade do gás no fluido de perfuração é desconsiderada.

Galves (2013) estudou o impacto da solubilidade de gás na detecção de *kicks*. O modelo, além do kick, estuda uma situação de blowout através de um modelo transiente. O reservatório é radial e tratado através da lei de Darcy. O escoamento é bifásico e a transferência de calor é considerada no estudo do problema. O gás considerado é o metano e o fluido de perfuração de base n-parafina. Com os resultados concluiu-se que a detecção de *kick* em fluido de base n-parafina é mais lenta do que em fluido de base d'água.

Santos (2013) desenvolveu um modelo numérico para a simulação de um kick de gás pelo método do sondador. No modelo é considerado o gás como ideal e o fluido de perfuração incompressível. O poço é completamente vertical e a solubilidade do gás no fluido de perfuração é desconsiderada. O objetivo principal do trabalho é calcular as pressões na linha de choke necessárias ao longo do tempo para concluir de forma segura a circulação do *kick*.

A maioria dos trabalhos encontrados possui uma maior preocupação com o controle e com a circulação do fluido invasor do que com a sua detecção. Como no presente trabalho estuda-se a propagação de pressão durante a ocorrência do influxo de gás, sendo o foco a detecção do *kick*, o objetivo difere com os objetivos dos trabalhos anteriores, além de considerar questões desprezadas como a tixotropia do fluido de perfuração, como apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Características dos principais modelos estudados.

Característica \ Modelo	L. e Lewis (1968)	Santos (1982)	Nickens (1987)	Lage (1990)	Nunes (2002)	Limoeiro (2011)	Santos (2013)	Modelo atual
Poço inclinado e vertical	Vertical	Vertical	Vertical	Vertical	Ambos	Vertical	Vertical	Vertical
Perda de carga na região bifásica		Orkizewski	Beggs Brill	H. e Brown	Beggs Brill	Beggs Brill	X	
Velocidade de deslizamento		X	X	X	X	X	X	
Acoplado com o reservatório			X	X	X	X	X	X
Geometria do poço	Constante	Constante	Variável	Variável	Variável	Variável	Variável	Variável
Fluido de perfuração	Newtoniano	Bingham	Bingham		Potência		Potência	Tixotrópico
Compressibilidade do fluido			X					X
Modelo da região bifásica	Bolha única	Bolha única	Distribuição de bolhas	Distribuição de bolhas	Distribuição de bolhas	Distribuição de bolhas	Distribuição de bolhas	

### 2.2.2 Modelos de Tixotropia

Sestak *et al* (1983) apresentam diversos modelos reológicos que descrevem o comportamento das propriedades reológicas de alimentos líquidos. Traz informações sobre a aplicabilidade dos modelos apresentados para fins de engenharia.

Coussot *et al* (1993) apresentam um estudo teórico e experimental do cisalhamento reológico para sistemas dispersos concentrados em matrizes de baixo peso molecular. Uma abordagem teórica baseada na microestrutura física e na termodinâmica é desenvolvida. O modelo contempla duas importantes hipóteses: a existência de uma tensão limite de escoamento e a redução da viscosidade com a diminuição do tamanho dos flocos. Uma característica importante do modelo é que não necessita da introdução de critérios de limite de escoamento para descrever a transição líquido-gel. A abordagem envolve casos de regime permanente e transiente e apresenta boa concordância com resultados obtidos de experimentos.

Yziquel *et al* (1999) desenvolvem um modelo de cadeia estrutural com um único tempo de relaxação e uma equação cinética que descreve a evolução da microestrutura induzida pelo escoamento. Três equações cinéticas são testadas, sendo uma dependente da taxa de cisalhamento, uma dependente da tensão de cisalhamento e a outra dependente da energia. O modelo proposto descreve uma tensão limite de escoamento, um comportamento tixotrópico e a não linearidade da viscoelasticidade.

Mujumdar *et al.* (2002) fizeram um estudo dos diversos modelos de tixotropia presentes na literatura. Os autores propuseram seu próprio modelo, baseado numa equação de evolução. A parcela de quebra da estrutura é dependente da taxa de cisalhamento. Para a equação da tensão de cisalhamento, considera-se uma parte elástica e outra viscosa. A parte elástica possui uma equação diferencial para a deformação elástica.

Mendes e Thompson (2013) desenvolveram um modelo matemático para a tixotropia que consiste em duas equações diferenciais, uma para a tensão de cisalhamento e outra para o parâmetro estrutural do material. Uma das chaves do modelo é a hipótese da existência da microestrutura cujo estado pode ser descrito por um parâmetro escalar não-negativo. O parâmetro estrutural varia de 0 a um valor

positivo finito. O valor 0 significa o material totalmente desestruturado, quando o parâmetro estrutural possui um valor alto o material é altamente estruturado, tixotrópico e possui uma tensão de escoamento aparente. O modelo é detalhado matematicamente no Capítulo 3.

### **2.3 Síntese do Capítulo**

Nesta seção foi apresentada uma revisão sobre os principais trabalhos encontrados na literatura referentes à modelagem matemática para a detecção e controle do *kick* e modelagem de tixotropia. Os trabalhos sobre invasão da formação durante o processo de perfuração, em sua maioria, são focados na retomada do controle do poço e não na detecção do *kick*. O fluido de perfuração é considerado compressível somente em um trabalho e em nenhum se considera o comportamento tixotrópico. Portanto, a contribuição do presente trabalho é a consideração do comportamento tixotrópico e a compressibilidade do fluido de perfuração na modelagem do problema.

### 3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo é apresentada a modelagem matemática do problema, bem como as condições iniciais e de contorno e a geometria. A formulação do problema é obtida através das equações que descrevem as propriedades físicas do problema, visando simular o escoamento compressível e tixotrópico com a injeção de gás no fundo do poço. Algumas hipóteses são adotadas com o objetivo de simplificar as equações. Na Figura 3.1 é apresentado o esquemático do poço e o sistema de coordenadas do problema, sendo  $z$ ,  $r$  e  $\theta$  as coordenadas axial, radial e angular, respectivamente.

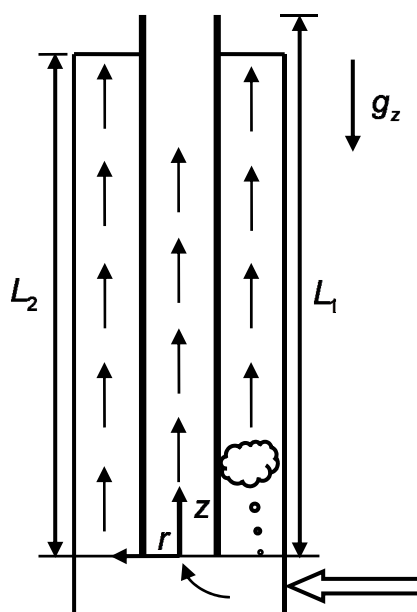


Figura 3.1 - Geometria-Domínio do problema.

Assume-se que a coluna de perfuração está posicionada concentricamente em relação ao espaço anular e que ambos são corpos perfeitamente rígidos e que não há variação do diâmetro da coluna e do diâmetro interno e externo do espaço anular. Além disso, o escoamento é considerado unidimensional e isotérmico.

Considera-se que o escoamento é laminar devido à elevada viscosidade dos fluidos de perfuração.

O domínio adotado para o problema é toda a região da coluna e do espaço anular. Assim, o comprimento total do domínio é a soma do comprimento da coluna e do espaço anular, sendo  $L_T = L_1 + L_2$ . A região do fundo do poço não é considerada, na modelagem realizada há somente a mudança de seção transversal. O influxo de gás ocorre no fundo do poço, na mudança de seção entre a coluna e o anular, por ser a região mais crítica para a ocorrência da invasão.

### 3.1 Equação da Conservação da Massa

A equação da conservação da massa pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (3.1)$$

Com a hipótese do escoamento unidimensional, a equação da conservação da massa para o fluido de perfuração reduz-se a:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

onde  $\rho$  e  $V$  são, em valores médios, respectivamente, a massa específica e a velocidade na seção transversal.

Expandindo o segundo termo do lado esquerdo da Equação (3.2), tem-se que:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

Ao analisar o trabalho de Oliveira *et al.* (2010), nota-se que quando a compressibilidade do fluido é relativamente pequena, tal qual para alguns fluidos de

perfuração, a variação da massa específica ao longo da direção axial pode ser desprezada,  $\frac{\partial \rho}{\partial z} \approx 0$ . Logo, a equação da conservação da massa pode ser reescrita:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

Da compressibilidade isotérmica, Equação (2.1), tem-se, para um escoamento isotérmico, que a variação da massa específica ocorre da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \rho}{\partial P} = \rho \alpha \quad (3.5)$$

Substituindo esta relação na Equação (3.4) tem-se uma equação relacionando a pressão e velocidade:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (3.6)$$

Combinando a compressibilidade, Equação (2.2), com a Equação (3.6), obtém-se outra maneira de se escrever a equação da conservação da massa:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \rho c^2 \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (3.7)$$

### 3.2 Equação da Quantidade de Movimento

Aplicando um balanço de quantidade de movimento a um volume de controle anular em um escoamento unidimensional com difusão axial desprezada e considerando o escoamento simétrico ao longo da direção angular, tem-se:



$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho VV)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{2\pi}{A_s}(r_e\tau_e - r_i\tau_i) + \rho g_z \quad (3.8)$$

em que  $A_s$  é a área da seção transversal,  $\tau_i$  e  $\tau_e$  são as tensões de cisalhamento nas paredes internas e externas respectivamente e  $r_i$  e  $r_e$  são, respectivamente, o raio interno e externo da região anular. Para a coluna, assume-se a inexistência do raio interno.

Oliveira *et al.* (2010) também analisou o efeito do termo  $\rho V \partial V / \partial z$  e observou que este termo também pode ser negligenciado para fluidos com baixas compressibilidades, e desprezando a variação da massa específica ao longo da direção axial, a Equação (3.8) pode ser reescrita:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{2\pi}{A_s}(r_e\tau_e - r_i\tau_i) + \rho g_z \quad (3.9)$$

Uma maneira de escrever as tensões de cisalhamento nas paredes interna e externa de um tubo anular é unindo-as em uma tensão média:

$$\bar{\tau} = \frac{\tau_e r_e - \tau_i r_i}{r_e + r_i} \quad (3.10)$$

Para o tubo desconsidera-se a presença da tensão de cisalhamento interna, resultando em:

$$\bar{\tau} = \tau_e \quad (3.11)$$

Utilizando o conceito do diâmetro hidráulico e escrevendo a tensão de cisalhamento ao longo da seção transversal em termos da tensão média, da Equação (3.9) tem-se:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{4\bar{\tau}}{D_h} + \rho g_z \quad (3.12)$$

### 3.3 Modelo de Tixotropia

O modelo de tixotropia utilizado na modelagem é o modelo tixotrópico de Mendes e Thompson (2013), pois é um modelo recente e apresenta bons resultados. O modelo apresenta duas equações diferenciais, uma para a tensão de cisalhamento e outra para a evolução do parâmetro estrutural. A equação diferencial para a tensão de cisalhamento proposta é:

$$\dot{\gamma} + \theta_2 \ddot{\gamma} = \frac{\theta_2}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau}{\theta_1} + \dot{\tau} \right) \quad (3.13)$$

sendo:

$$\theta_1 = \left( 1 - \frac{\eta_\infty}{\eta_v(\lambda)} \right) \left( \frac{\eta_v(\lambda)}{G_s(\lambda)} \right) \quad (3.14)$$

$$\theta_2 = \left( 1 - \frac{\eta_\infty}{\eta_v(\lambda)} \right) \left( \frac{\eta_\infty(\lambda)}{G_s(\lambda)} \right) \quad (3.15)$$

onde:  $\eta_v = \eta_s + \eta_\infty$ , sendo  $\eta_s$  uma função que descreve o comportamento puramente viscoso da microestrutura,  $\eta_\infty$  a viscosidade correspondendo ao estado completamente desestruturado,  $\eta_v$  a viscosidade equivalente,  $G_s(\lambda)$  o módulo de elasticidade da microestrutura,  $\theta_1$  é o tempo de relaxação e  $\theta_2$  é o tempo de retardo. A equação proposta do módulo de elasticidade da microestrutura é dada pela expressão:

$$G_s(\lambda) = G_0 e^{m\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)} \quad (3.16)$$

sendo  $G_0$  o módulo de elasticidade do material totalmente estruturado.

Quando a taxa da quebra e a taxa da reconstrução da microestrutura são iguais, tem-se que:

$$\eta_{eq} = \eta_v(\lambda_{eq}) \quad (3.17)$$

onde  $\eta_{eq}$  é a viscosidade de equilíbrio ou a viscosidade de regime permanente e  $\lambda_{eq}$  é parâmetro estrutural de equilíbrio ou de regime permanente. Pode-se escrever  $\eta_v$  da seguinte forma:

$$\eta_v(\lambda) = \eta_\infty e^\lambda \quad (3.18)$$

A Equação (3.19) pode ser vista como a definição do parâmetro estrutural. Em particular, a definição do parâmetro estrutural de equilíbrio é apresentada na Equação (3.20).

$$\lambda = \ln\left(\frac{\eta_v}{\eta_\infty}\right) \quad (3.19)$$

$$\lambda_{eq}(\tau) = \ln\left(\frac{\eta_{eq}(\tau)}{\eta_\infty}\right) \quad (3.20)$$

onde:

$$\eta_{eq}(\dot{\gamma}_{eq}) = (1 - e^{-\eta_0 \dot{\gamma}_{eq} / \tau_y}) \left[ \frac{\tau_y - \tau_{yd}}{\dot{\gamma}_{eq}} e^{-\dot{\gamma}_{eq} / \dot{\gamma}_{yd}} + \frac{\tau_{yd}}{\dot{\gamma}_{eq}} + K \dot{\gamma}_{eq}^{\eta_p - 1} \right] + \eta_\infty \quad (3.21)$$

Portanto, a relação entre  $\lambda_0$  e  $\eta_0$  é:

$$\lambda_0 = \ln \left( \frac{\eta_0}{\eta_\infty} \right) \quad (3.22)$$

A equação diferencial proposta para a evolução do parâmetro estrutural é apresentada na Equação (3.23):

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{t_{eq}} \left[ \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a - f(\tau) \lambda^b \right] \quad (3.23)$$

onde  $t_{eq}$  é o tempo de equilíbrio característico da mudança do parâmetro estrutural  $a$  e  $b$  são constantes adimensionais. No equilíbrio, quando não há a formação e quebra da microestrutura,  $\frac{d\lambda}{dt} = 0$ , tem-se que:

$$f(\tau) = \frac{1}{\lambda_{eq}(\tau)^b} \left( \frac{1}{\lambda_{eq}(\tau)} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a \quad (3.24)$$

Combinando as equações (3.23) e (3.24), pode-se escrever:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{t_{eq}} \left[ \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{eq}} \right)^b \left( \frac{1}{\lambda_{eq}} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a \right] \quad (3.25)$$

Através das Equações (3.13) e (3.25), pode-se calcular a mudança estrutural do material no tempo, assim como a tensão de cisalhamento.

Devido à razão entre  $D_h / L_T$  ser muito pequena, a pressão pode ser considerada constante ao longo de uma mesma seção transversal (NEGRÃO, 2014). Realizando um balanço de quantidade de movimento na direção axial para o problema em estudo tem-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z = \phi \quad (3.26)$$

sendo  $\phi$  uma constante. Integrando a Equação (3.26) em  $r$ :

$$\tau_{rz} = \frac{\phi r}{2} + \frac{C_1}{r} \quad (3.27)$$

onde  $C_1$  é uma constante de integração. Em um tubo anular sabe-se que há uma tensão de cisalhamento na parede do raio interno e outra tensão de cisalhamento na parede do raio externo:

$$\begin{cases} \tau_{rz}(r = r_i) = \tau_i \\ \tau_{rz}(r = r_e) = \tau_e \end{cases} \quad (3.28)$$

Substituindo as condições de contorno, Equação (3.28), na Equação (3.27) determinam-se as constantes  $\phi$  e  $C_1$ :

$$\phi = \frac{2(\tau_e r_e - \tau_i r_i)}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.29)$$

$$C_1 = \frac{\tau_e r_e + \tau_i r_i}{2} - \frac{(r_e^2 + r_i^2)(\tau_e r_e - \tau_i r_i)}{2(r_e^2 - r_i^2)} \quad (3.30)$$

Substituindo as constantes  $\phi$  e  $C_1$  na Equação (3.27) e rearranjando os termos, tem-se:

$$\tau_{rz} = \frac{1}{r} \left( \frac{r^2(\tau_e r_e - \tau_i r_i) + (r_e^2 r_i \tau_i - r_i^2 r_e \tau_e)}{(r_e + r_i)(r_e - r_i)} \right) \quad (3.31)$$

Deseja-se escrever a Equação (3.31) em função da posição radial onde a tensão é nula,  $r_0$ , e da tensão de cisalhamento média  $\bar{\tau}$ . Para a determinação de  $r_0$  iguala-se a zero a equação para a tensão. Rearranjando os termos, deduz-se que:

$$r_0^2 = \frac{\tau_e r_e r_i^2 - \tau_i r_i r_e^2}{\tau_e r_e - \tau_i r_i} \quad (3.32)$$

Substituindo a Equação (3.32) na Equação (3.31):

$$\tau_{rz} = \frac{1}{r} \left( \frac{(r^2 - r_0^2)(\tau_e r_e - \tau_i r_i)}{(r_e + r_i)(r_e - r_i)} \right) \quad (3.33)$$

Por fim, substitui-se a expressão para a tensão de cisalhamento média, Equação (3.10), na Equação (3.33) resultando em uma expressão para a tensão de cisalhamento em função da tensão média e da posição  $r_0$ :

$$\tau = \frac{\bar{\tau}}{r_e - r_i} \frac{r^2 - r_0^2}{r} \quad (3.34)$$

Para um tubo,  $r_i = 0$ , a Equação (3.32) torna-se igual à zero. Substituindo na Equação (3.34) tem-se:

$$\bar{\tau} = \tau_e \frac{r}{r_e} \quad (3.35)$$

O comportamento da tensão de cisalhamento para um tubo é apresentado pela Figura 3.2. O comportamento da tensão de cisalhamento para um fluido newtoniano em um tubo anular para diferentes razões de espaçamento,  $\varepsilon = r_i/r_e$ , é apresentado pela Figura 3.3, sendo  $r = 1$  referente à posição na parede externa e  $r = 0$  referente à posição na parede interna.

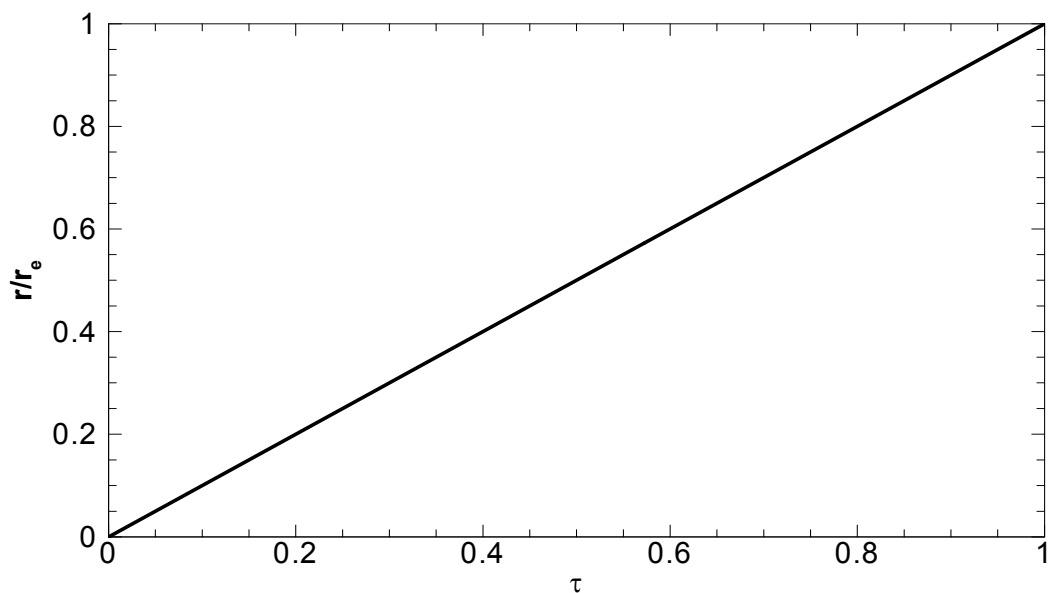


Figura 3.2 - Variação da tensão de cisalhamento em função da posição radial para um tubo.

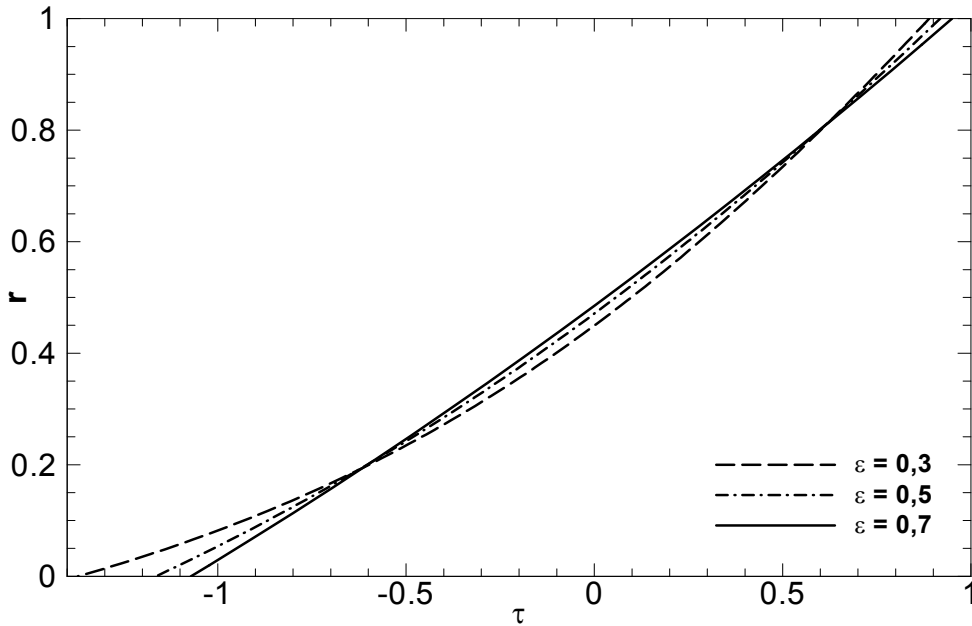


Figura 3.3 - Variação da tensão de cisalhamento em função da posição radial para um tubo anular para diferentes razões de espaçamento.

A taxa de cisalhamento  $\dot{\gamma}$  pode ser escrita desta forma:

$$\dot{\gamma} = \begin{cases} -\frac{\partial v}{\partial r}, & r > r_0 \\ \frac{\partial v}{\partial r}, & r < r_0 \end{cases} \quad (3.36)$$

Substituindo na Equação (3.13):

$$\begin{cases} -\frac{\partial v}{\partial r} + \theta_2(\lambda) \frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\theta_2(\lambda)}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau}{\theta_1(\lambda)} + \dot{\tau} \right), & r > r_0 \\ \frac{\partial v}{\partial r} + \theta_2(\lambda) \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\theta_2(\lambda)}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau}{\theta_1(\lambda)} + \dot{\tau} \right), & r < r_0 \end{cases} \quad (3.37)$$

Assumindo uma tensão de cisalhamento conhecida, a Equação (3.37) pode ser integrada fornecendo o perfil radial de velocidade ao longo do tempo.



### 3.4 Influxo de Gás

O gás é modelado através da lei dos gases ideais:

$$P_{\text{gás}} \nabla = m_g RT \quad (3.38)$$

onde  $P_{\text{gás}}$  é a pressão do gás,  $R$  é a constante universal dos gases,  $\nabla$  é o volume ocupado pelo gás,  $m_g$  é a massa do gás dentro do poço e  $T$  é a temperatura absoluta do gás.

A vazão radial de entrada de gás no fundo do poço é obtida através da lei de Darcy:

$$q = \frac{2\pi k_r h (P_e - P_w)}{\mu_g \ln\left(\frac{r_r}{r_w}\right)} \quad (3.39)$$

sendo  $k_r$  a permeabilidade efetiva do meio poroso,  $\mu_g$  a viscosidade do gás,  $h$  é a altura do reservatório,  $P_e$  e  $P_w$  são, respectivamente, a pressão do reservatório e a pressão no fundo do poço e  $r_r$  e  $r_w$  são, respectivamente, o raio do reservatório e o raio por onde ocorre o influxo de gás. A Figura 3.4 representa o fluxo radial de gás para o poço de perfuração.

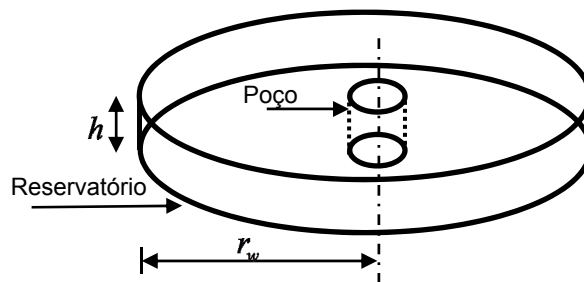


Figura 3.4 - Representação do fluxo radial de gás para o poço de perfuração.

### 3.5 Condições Iniciais e de Contorno

A condição mais crítica para que um influxo da formação ocorra durante o processo de perfuração é quando não há a circulação do fluido de perfuração. Portanto, para a condição inicial, o fluido gelificado encontra-se preenchendo todo o poço de perfuração e em repouso,  $V(z, t = 0) = 0$ . A pressão ao longo do poço é dada somente pela pressão hidrostática,  $P(z, t = 0) = \rho g_z (L_T - z)$ . No instante  $t = 0$  inicia-se o influxo de gás para o interior do poço. O fluido de perfuração é deslocado gradativamente pela entrada de gás. Devido à compressibilidade do fluido, a velocidade da propagação da onda é finita. Após um tempo  $t_f$ , o influxo é detectado e fecha-se o poço para que um *blowout* seja evitado. Para a condição de contorno, considera-se que as pressões manométricas na superfície da coluna e da região anular são nulas até o fechamento do poço. Após o fechamento, a condição de contorno utilizada na superfície da coluna e do espaço anular é a velocidade axial nula. As condições de contorno são apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Condições de Contorno utilizadas.

	Coluna	Espaço Anular
$t < t_f$	$P(z = L_1, t) = 0$	$P(z = L_2, t) = 0$
$t \geq t_f$	$V(z = L_1, t) = 0$	$V(z = L_2, t) = 0$

### 3.6 Síntese do Capítulo

Neste capítulo foi apresentada a modelagem matemática do presente trabalho. As equações da conservação da massa e da quantidade de movimento, Equação (3.7) e Equação (3.12), respectivamente, formam um sistema de equações onde a pressão e a velocidade axial são as incógnitas. Apresentou-se o modelo de tixotropia que é baseado no parâmetro estrutural. A Equação (3.13) é a equação constitutiva e a evolução do parâmetro estrutural é dada através da Equação (3.25). O gás é modelado através da lei dos gases ideais, Equação (3.38) e a vazão mássica de gás para o interior do poço é modelada pela lei de Darcy, Equação (3.39). Como condições iniciais e de contorno, considera-se que o fluido está gelificado e totalmente em repouso no interior do poço, inicialmente a pressão

manométrica na superfície do poço é nula e, após a detecção do *kick*, há o fechamento instantâneo do poço. Após o fechamento, a velocidade nula na superfície do poço é utilizada como condição de contorno. A discretização e a solução das equações são apresentadas no capítulo 4.

## 4 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Neste capítulo é apresentado a discretização e a solução das equações apresentadas na modelagem matemática do problema. Apresenta-se, também, a verificação do modelo através da comparação dos resultados do modelo com a solução analítica para um fluido newtoniano para um tubo de seção circular. Os resultados para a posição  $r_0$  para um fluido lei de potência em um tubo anular obtidos pelo modelo são comparados com os resultados apresentados por Bird (1987) . Por fim, é apresentado um fluxograma do código computacional do modelo.

### 4.1 Discretização das Equações

#### 4.1.1 Método das Características

As equações da conservação da massa, Equação (3.7), e da quantidade de movimento, Equação (3.12), formam um sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas, tendo como incógnitas a pressão e a velocidade e como variáveis independentes a posição e o tempo. Para a solução do problema, o método das características é aplicado, transformando as equações parciais hiperbólicas em equações diferenciais totais. As equações resultantes são integradas pelo método das diferenças finitas (WILYE *et al.*, 1993).

A malha na direção axial utilizada é uma malha uniforme com número par de células em cada região do domínio. Cada célula possui comprimento igual a  $\Delta z = L_T / N$ , onde  $L_T$  é o comprimento total do poço e  $N$  é o número de células. A Figura 4.1 ilustra a malha na direção axial empregada para a solução em um tubo. São necessárias duas malhas para a realização do acoplamento entre o tubo e a região anular.

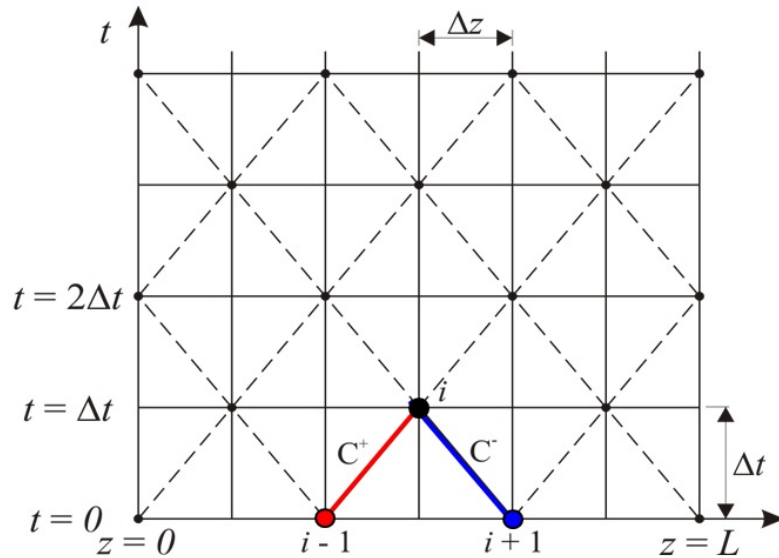


Figura 4.1 - Malha axial e temporal empregada.

A primeira etapa do processo consiste em combinar linearmente a equação da conservação da massa, Equação (3.7), com a equação da conservação da quantidade de movimento, Equação (3.12), através de um multiplicador  $\chi$ :

$$\left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{4\bar{\tau}}{\rho D_h} - g_z \right) + \chi \left( \frac{\partial P}{\partial t} + \rho c^2 \frac{\partial V}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.1)$$

Rearranjando os termos, a Equação (4.1) pode ser escrita na forma:

$$\chi \left( \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} \frac{1}{\rho \chi} \right) + \left( \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} \chi \rho c^2 \right) + \frac{4\bar{\tau}}{\rho D_h} - g_z = 0 \quad (4.2)$$

Sabendo-se que  $P = P(z, t)$  e  $V = V(z, t)$  pode-se escrever:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} \frac{dz}{dt} \quad (4.3)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} \frac{dz}{dt} \quad (4.4)$$

Comparando as Equações (4.2), (4.3) e (4.4) deduz-se que:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{1}{\rho\chi} = \chi\rho c^2 \quad (4.5)$$

Portanto:

$$\chi = \pm \frac{1}{\rho c} \quad (4.6)$$

Substituindo a Equação (4.6) na Equação (4.5):

$$\frac{dz}{dt} = \pm c \quad (4.7)$$

De tal modo que a Equação (4.2) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\chi \frac{dP}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{4\bar{\tau}}{\rho D_h} - g_z = 0 \quad (4.8)$$

Substituindo a Equação (4.6) na Equação (4.8):

$$\pm \frac{1}{\rho c} \frac{dP}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{4\bar{\tau}}{\rho D_h} - g_z = 0 \quad (4.9)$$

A partir da Equação (4.9) são determinadas duas equações, denominadas linha característica  $C^+$ ,  $\frac{dz}{dt} = +c$ , e linha característica  $C^-$ ,  $\frac{dz}{dt} = -c$ :

$$C^+ : \frac{dP}{dt} + \rho c \frac{dV}{dt} + \frac{4c\bar{\tau}}{D_h} - \rho c g_z = 0 \quad (4.10)$$

$$C^- : -\frac{dP}{dt} + \rho c \frac{dV}{dt} + \frac{4c\bar{\tau}}{D_h} - \rho c g_z = 0 \quad (4.11)$$

Multiplicando as Equações (4.10) e (4.11) por  $dt / dz$ , tem-se que:

$$C^+ : \frac{dP}{dt} \frac{dt}{dz} + \rho c \frac{dV}{dt} \frac{dt}{dz} + \frac{4c\bar{\tau}}{D_h} \frac{dt}{dz} - \rho c g_z \frac{dt}{dz} = 0 \quad (4.12)$$

$$C^- : -\frac{dP}{dt} \frac{dt}{dz} + \rho c \frac{dV}{dt} \frac{dt}{dz} + \frac{4c\bar{\tau}}{D_h} \frac{dt}{dz} - \rho c g_z \frac{dt}{dz} = 0 \quad (4.13)$$

E lembrando que  $\frac{dt}{dz} = \pm \frac{1}{c}$  tem-se:

$$\frac{dP}{dz} + \rho c \frac{dV}{dz} + \frac{4\bar{\tau}}{D_h} - \rho g_z = 0 \quad (4.14)$$

$$\frac{dP}{dz} - \rho c \frac{dV}{dz} + \frac{4\bar{\tau}}{D_h} - \rho g_z = 0 \quad (4.15)$$

Integrando a Equação (4.14) no espaço entre os pontos  $i-1$  e  $i$  tem-se:

$$P_{s,i}^{n+1} = F^+ - \rho c V_{s,i}^{n+1} - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i}^{n+1}}{D_{h,s}} \quad (4.16)$$

sendo:

$$F^+ = P_{s,i-1}^n + \rho c V_{s,i-1}^n - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i-1}^n}{D_{h,s}} - \rho g \Delta z \quad (4.17)$$

Integrando a Equação (4.15) no espaço entre os pontos  $i+1$  e  $i$  tem-se:

$$P_{s,i}^{n+1} = F^- + \rho c V_{s,i}^{n+1} + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i}^{n+1}}{D_{h,s}} \quad (4.18)$$

sendo:

$$F^- = P_{s,i+1}^n - \rho c V_{s,i+1}^n + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i+1}^n}{D_{h,s}} + \rho g \Delta z \quad (4.19)$$

As Equações (4.16) e (4.18) formam um sistema no qual os valores de  $P_{s,i}^{n+1}$  e  $V_{s,i}^{n+1}$  podem ser determinados como função dos valores de pressão e velocidade do passo de tempo anterior.

$$P_{s,i}^{n+1} = \frac{F^+ + F^-}{2} \quad (4.20)$$

$$V_{s,i}^{n+1} = \frac{F^+ - F^- - \frac{4\Delta z}{D_{h,s}} \bar{\tau}_{w,i}^{n+1}}{2\rho c} \quad (4.21)$$



#### 4.1.2 Modelo de Tixotropia

Dividindo um tubo radialmente em  $M$  pontos, a Equação (3.37) pode ser discretizada através da formulação implícita do método de diferenças finitas resultando na Equação (4.22) para  $r > r_0$  e na Equação (4.23) para  $r < r_0$ . A malha uniforme utilizada para um tubo é apresentada na Figura 4.2.

$$v_{s,i,j-1}^{n+1} = \frac{v_{s,i,j}^{n+1} + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1} \Delta r}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1}}{\theta_{1,s,i,j}^{n+1}} + \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1} - \tau_{s,i,j}^n}{\Delta t} \right) + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t} (v_{s,i,j}^{n+1} - v_{s,i,j}^n + v_{s,i,j-1}^n)}{1 + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t}} \quad (4.22)$$

$$v_{s,i,j-1}^{n+1} = \frac{v_{s,i,j}^{n+1} - \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1} \Delta r}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1}}{\theta_{1,s,i,j}^{n+1}} + \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1} - \tau_{s,i,j}^n}{\Delta t} \right) + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t} (v_{s,i,j}^{n+1} - v_{s,i,j}^n + v_{s,i,j-1}^n)}{1 + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t}} \quad (4.23)$$

onde os índices  $n$ ,  $s$ ,  $i$  e  $j$  referem-se, respectivamente, a dimensão temporal, a seção do domínio (tubo ou anular), a posição axial na seção e a posição radial.

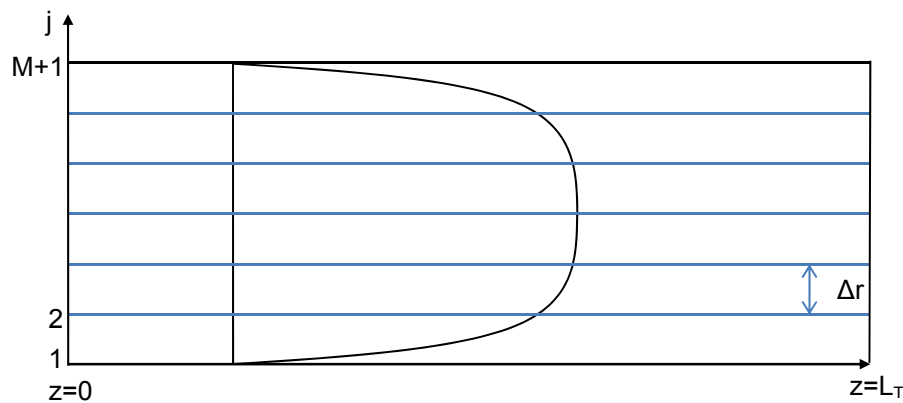


Figura 4.2 - Malha radial empregada.

Como  $\theta_{1,s,i,j}^{n+1}$  e  $\theta_{2,s,i,j}^{n+1}$  são funções do parâmetro estrutural  $\lambda$ , os valores discretos do parâmetro estrutural são obtidos através da discretização com formulação explícita da Equação (3.25):

$$\lambda_{s,i,j}^{n+1} = \lambda_{s,i,j}^n + \frac{\Delta t}{t_{eq}} \left[ \left( \frac{1}{\lambda_{s,i,j}^n} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a - \left( \frac{\lambda_{s,i,j}^n}{\lambda_{eq,s,i,j}^n} \right)^b \left( \frac{1}{\lambda_{eq,s,i,j}^n} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a \right] \quad (4.24)$$

onde  $\lambda_{eq,s,i,j}^n$  é obtido através da Equação (3.20) como função da tensão de cisalhamento local.

Obtém-se o perfil radial de velocidades através das Equações (4.22) e (4.23). O cálculo da velocidade média é obtido realizando a integração do perfil de velocidade radial:

$$\bar{V}_{s,j}^{n+1} = \frac{2}{D_{e,s}^2 - D_{i,s}^2} \sum_{j=1}^{M+1} (v_{s,i,j+1}^{n+1} + v_{s,i,j}^{n+1}) (r_{s,i,j+1}^2 - r_{s,i,j}^2) \quad (4.25)$$

#### 4.1.3 Influxo de Gás

Devido à discretização do domínio e ao acoplamento de malha na direção axial, a obtenção do valor da velocidade axial e da pressão no fundo do poço é diferente. No modelo, adotou-se que o início de cada malha se dá com uma linha característica  $C^-$ . Na região do fundo do poço, portanto, há o encontro de duas linhas características  $C^-$ , uma da coluna e outra do espaço anular, como pode ser visto na Figura 4.3. As Equações são apresentadas abaixo:

$$C_{coluna}^- : P_{1,1}^{n+1} = F_e^- + \rho c V_{1,1}^{n+1} + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{1,1}^{n+1}}{D_{h,1}} \quad (4.26)$$

$$C_{anular}^- : P_{2,1}^{n+1} = F_d^- + \rho c V_{2,1}^{n+1} + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{2,1}^{n+1}}{D_{h,2}} \quad (4.27)$$

sendo:

$$F_e^- = P_{1,2}^n - \rho c V_{1,2}^n + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{1,2}^n}{D_{h,1}} \quad (4.28)$$

$$F_d^- = P_{2,2}^n - \rho c V_{2,2}^n + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{2,2}^n}{D_{h,2}} \quad (4.29)$$

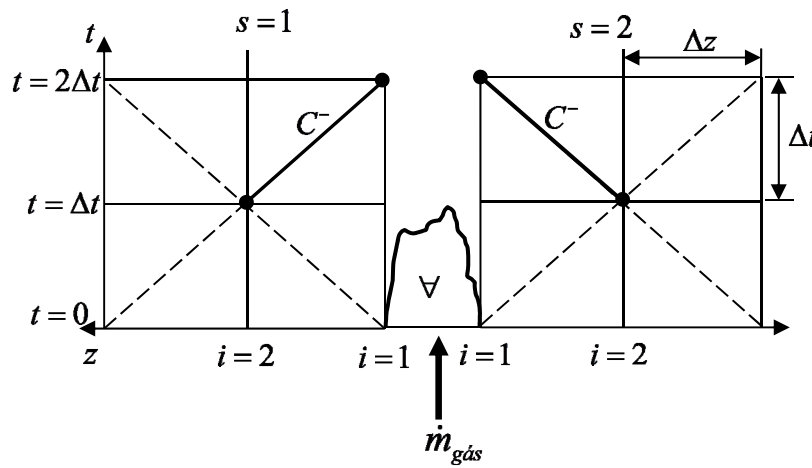


Figura 4.3 - Acoplamento das malhas do anular e coluna com injeção de gás.

Considera-se no fundo do poço que as pressões  $P_{1,1}^{n+1}$ ,  $P_{2,1}^{n+1}$  e  $P_{gás}$  são iguais. A razão entre a massa,  $m_g$ , e o volume de gás,  $\nabla$ , presente na Equação (3.38) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{m_g}{\nabla} = \frac{m^n + 2\Delta t \left( \frac{\dot{m}^n + \dot{m}^{n+1}}{2} \right)}{\nabla' + 2\Delta t \left[ \frac{Q_i^n + Q_i^{n+1}}{2} + \left( \frac{Q_{u_i}^n + Q_{u_i}^{n+1}}{2} \right) \right]} \quad (4.30)$$

onde  $m^n$  é a massa de gás presente no interior do poço no instante de tempo identificado,  $\dot{m}^n$  é a vazão mássica de gás para o poço,  $\forall'$  é o volume de gás contido no poço no instante de tempo  $n$ ,  $Q_i^n$  e  $Q_{u_i}^n$  são, respectivamente, a vazão volumétrica retornando pela coluna e pelo espaço anular no instante de tempo identificado. Considera-se que não há solubilidade, que o gás permanece estático no fundo do poço e que desloca o fluido de perfuração pela coluna e pelo espaço anular, como é apresentado na Figura 4.4.

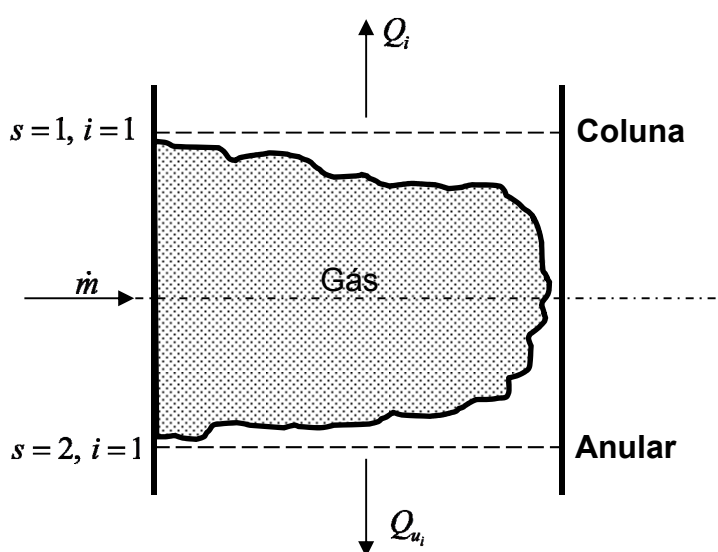


Figura 4.4 - Representação do influxo de gás no interior do poço.

As vazões volumétricas  $Q_i^{n+1}$  e  $Q_{u_i}^{n+1}$  podem ser escritas em função das respectivas velocidades e áreas, sendo:

$$Q_i^{n+1} = V_{1,1}^{n+1} A_1 \quad (4.31)$$

$$Q_{u_i}^{n+1} = V_{2,1}^{n+1} A_2 \quad (4.32)$$

A vazão mássica de gás,  $\dot{m}^{n+1}$ , é escrita em função da lei de Darcy, apresentada na Equação (3.39). Assim, a vazão mássica de gás pode ser reescrita:

$$\dot{m}^{n+1} = \rho_g \frac{2\pi k_r h (P_e - P_{gás})}{\mu_g \ln\left(\frac{r_r}{r_w}\right)} \quad (4.33)$$

Substituindo as Equações (4.31), (4.32) e (4.33) na Equação (4.30) pode-se escrever a razão  $m/\nabla$  da seguinte maneira:

$$\frac{m_g}{\nabla} = \frac{m^n + \Delta t \left( \dot{m}^n + \rho_g \frac{2\pi k_r h (P_e - P_{gás})}{\mu_g \ln\left(\frac{r_e}{r_w}\right)} \right)}{\nabla + \Delta t \left[ V_{1,1}^n A_1 + V_{1,1}^{n+1} A_1 + (V_{2,1}^n A_2 + V_{2,1}^{n+1} A_2) \right]} \quad (4.34)$$

Substituindo a Equação (4.34) na Equação (3.38), tem-se:

$$P_{gás} = \frac{\left[ m^n + \Delta t \left( \dot{m}^n + \rho_g \frac{2\pi k_r h (P_e - P_{gás})}{\mu_g \ln\left(\frac{r_e}{r_w}\right)} \right) \right] RT}{\nabla + \Delta t \left[ V_{1,1}^n A_1 + V_{1,1}^{n+1} A_1 + (V_{2,1}^n A_2 + V_{2,1}^{n+1} A_2) \right]} \quad (4.35)$$

Juntamente com as Equações (4.26) e (4.27), lembrando que  $P_{gás} = P_{2,1}^{n+1} = P_{1,1}^{n+1}$ , obtém-se um sistema de três equações, tendo como incógnitas a pressão,  $P_{gás}$ , e as velocidades  $V_{1,1}^{n+1}$  e  $V_{2,1}^{n+1}$ . Isolando as velocidades nas Equações (4.26) e (4.27) e substituindo-as na Equação (4.35), obtém-se uma expressão na qual a pressão pode ser determinada:

$$P_{gás} = \frac{\left[ m^n + \Delta t \left( \dot{m}^n + \rho_g \frac{2\pi k_r h (P_e - P_{gás})}{\mu_g \ln \left( \frac{r_e}{r_w} \right)} \right) \right] RT}{\nabla' + \Delta t \left[ V_{1,1}^n A_1 + \frac{\left( P_{gás} - F_e - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{1,1}^{n+1}}{D_{h,1}} \right)}{\rho c} A_1 + V_{2,1}^n A_2 + \frac{\left( P_{gás} - F_d - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{2,1}^{n+1}}{D_{h,2}} \right)}{\rho c} A_2 \right]} \quad (4.36)$$

Com o valor da pressão determinado, se pode calcular as velocidades axiais através das Equações (4.26) e (4.27).

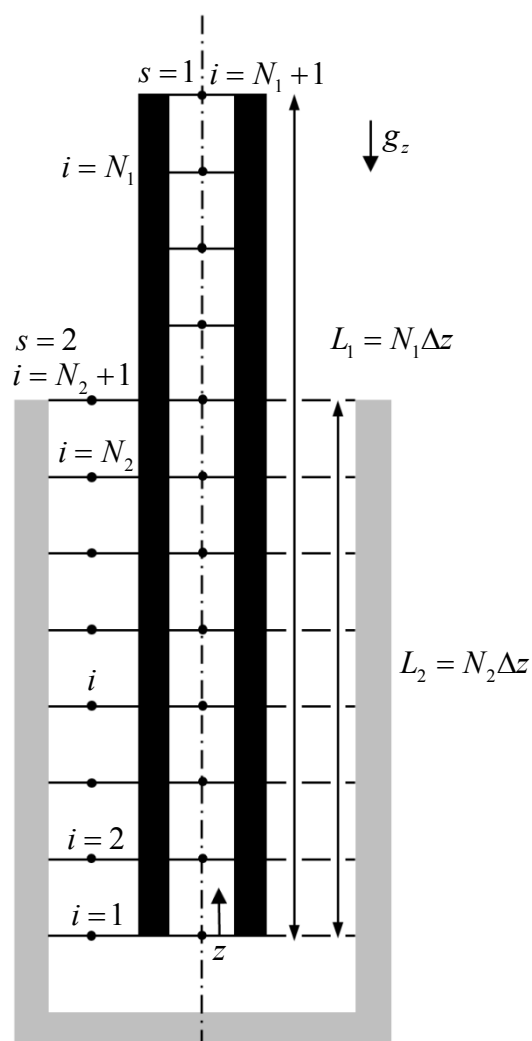


Figura 4.5 - Distribuição dos volumes da malha axial ao longo da coluna e do espaço anular.

Como citado anteriormente, o domínio do problema estudado necessita do acoplamento entre duas malhas para a direção axial, sendo uma para a coluna e outra para o espaço anular. O comprimento de cada célula axial é o mesmo, independente da seção da tubulação, sendo o comprimento de cada célula  $\Delta z = (L_1 + L_2) / N$ . A Figura 4.5 apresenta a distribuição dos volumes da malha axial. O comprimento que cada célula na malha radial possui é  $\Delta r = (r_e - r_i) / M$ . As principais equações do modelo desenvolvido são apresentadas na Tabela 4.1.

**Tabela 4.1 - Principais equações do modelo numérico.**

Numeração	Equação
(4.16)	$P_{s,i}^{n+1} = F^+ - \rho c V_{s,i}^{n+1} - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i}^{n+1}}{D_{h,s}}$
(4.18)	$P_{s,i}^{n+1} = F^- + \rho c V_{s,i}^{n+1} + \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{s,i}^{n+1}}{D_{h,s}}$
(4.36)	$P_{gás} = \frac{\left[ m^n + \Delta t \left( \dot{m}^n + \rho_g \frac{2\pi k_r h (P_e - P_{gás})}{\mu_g \ln \left( \frac{r_e}{r_w} \right)} \right) \right] RT}{V' + \Delta t \left[ V_{1,1}^n A_1 + \left( \frac{P_{gás} - F_e^- - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{1,1}^{n+1}}{D_{h,1}}}{\rho c} \right) A_1 + V_{2,1}^n A_2 + \left( \frac{P_{gás} - F_d^- - \frac{2\Delta z \bar{\tau}_{2,1}^{n+1}}{D_{h,2}}}{\rho c} \right) A_2 \right]}$
(4.24)	$\lambda_{s,i,j}^{n+1} = \lambda_{s,i,j}^n + \frac{\Delta t}{t_{eq}} \left[ \left( \frac{1}{\lambda_{s,i,j}^n} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a - \left( \frac{\lambda_{s,i,j}^n}{\lambda_{eq,s,i,j}^n} \right)^b \left( \frac{1}{\lambda_{eq,s,i,j}^n} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a \right]$
(4.22)	$v_{s,i,j-1}^{n+1} = \frac{v_{s,i,j}^{n+1} + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1} \Delta r}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1}}{\theta_{1,s,i,j}^{n+1}} + \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1} - \tau_{s,i,j}^n}{\Delta t} \right) + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t} (v_{s,i,j}^{n+1} - v_{s,i,j}^n + v_{s,i,j-1}^n)}{1 + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t}}$
(4.23)	$v_{s,i,j-1}^{n+1} = \frac{v_{s,i,j}^{n+1} - \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1} \Delta r}{\eta_\infty} \left( \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1}}{\theta_{1,s,i,j}^{n+1}} + \frac{\tau_{s,i,j}^{n+1} - \tau_{s,i,j}^n}{\Delta t} \right) + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t} (v_{s,i,j}^{n+1} - v_{s,i,j}^n + v_{s,i,j-1}^n)}{1 + \frac{\theta_{2,s,i,j}^{n+1}}{\Delta t}}$

## 4.2 Procedimento do Cálculo

A obtenção dos campos de pressão e de velocidade ao longo do domínio é realizada através de um programa computacional em linguagem FORTRAN. A sequência lógica do programa é mostrada abaixo para descrever o procedimento de cálculo.

1. Inicialmente, lê-se os dados de entrada, como as dimensões do poço, os parâmetros do fluido de perfuração, o tempo de simulação, os parâmetros do *kick* e o número total de células. Nesta etapa inicial também lê-se as condições de contorno. Com base no tempo máximo, calcula-se o número máximo de iterações no tempo  $n_{\max}$ .
2. Das condições iniciais, faz-se o campo de velocidade igual a zero e calcula-se a pressão hidrostática para cada ponto ao longo do domínio.
3. Calcula-se o campo de pressão e de velocidade nos pontos internos na malha para a coluna em  $t = (2n - 1)\Delta t$ . Para o cálculo, estima-se uma tensão média  $\bar{\tau}$  para cada ponto e através do método das características, Equação (4.21), obtém-se uma velocidade  $V_{s,i}^{n+1}$ . Com o mesmo valor da tensão estimada, calcula-se o perfil radial de velocidades através das Equações (4.22) e (4.23). Como o cálculo é para um tubo, o perfil de tensão é conhecido e as velocidades podem ser calculadas. Com o perfil radial de velocidades obtido, calcula-se uma velocidade média  $\bar{V}_{s,i}^{n+1}$  através da Equação (4.25). A velocidade  $V_{s,i}^{n+1}$ , obtida pelo método das características, e a velocidade  $\bar{V}_{s,i}^{n+1}$ , obtida através da solução do modelo de tixotropia, devem ser muito próximas, caso contrário estima-se um novo valor para a tensão de cisalhamento e repete-se o processo até que  $\left| V_{s,i}^{n+1} - \bar{V}_{s,i}^{n+1} \right| < Res_{\max}$  ou até que o número máximo de iterações,  $j_{\max}$ , seja atingido, sendo  $Res_{\max} = 10^{-6}$  e  $j_{\max} = 30$ .
4. Com os campos de pressão e velocidade determinados em toda a malha da coluna, repete-se o processo anterior para um próximo instante de tempo  $t = 2n\Delta t$ . A diferença do passo de tempo anterior é que os cálculos ocorrem nas células ímpares da malha. Nas faces  $i = 1$  e  $i = N_1 + 1$ , o cálculo depende das condições de contorno e é realizado posteriormente.



5. Repetem-se os processos 3 e 4 para a malha do espaço anular. A diferença é que a posição radial na qual a tensão de cisalhamento é nula é desconhecida. Para uma estimativa inicial, utiliza-se a equação  $r_0 = \sqrt{(r_e^2 - r_i^2) / 2 \ln(r_e / r_i)}$ , válida para um fluido newtoniano. Da condição de não-deslizamento, sabe-se que as velocidades na parede externa e interna devem ser iguais à zero. Partindo-se da velocidade na parede externa e através das Equações (4.22) e (4.23) calcula-se o perfil radial de velocidades. Se o valor estimado de  $r_0$  estiver correto, a velocidade na parede interna deve ser igual à zero. Caso contrário, calcula-se um novo valor de  $r_0$  e repete-se o processo até que a velocidade na parede interna seja menor que 0,01% da velocidade máxima do perfil radial ou até que o número máximo de iterações seja atingido.
6. O próximo processo é a determinação da pressão e da velocidade nas condições de contorno. Para a fronteira da direita,  $i = N + 1$ , se  $t < t_f$  o poço está aberto e o valor da pressão é conhecido. Portanto, a velocidade pode ser determinada através da linha  $C^+$ , Equação (4.16), visto que as condições no ponto  $i = N$  já foram determinadas. Se  $t \geq t_f$ , o poço está fechado, portanto sabe-se que a velocidade é nula e calcula-se a pressão. Na fronteira da esquerda, há o acoplamento da malha da coluna e do espaço anular, portanto é onde ocorre o influxo de gás. No acoplamento ocorre o encontro de duas linhas características  $C^-$ . Estima-se uma tensão de cisalhamento para a coluna e outra para o espaço anular. Calcula-se a pressão do gás através da Equação (4.36). Calcula-se  $V_{1,1}^{n+1}$  e  $V_{2,1}^{n+1}$  através das Equações (4.26) e (4.27), respectivamente. No espaço anular, o processo de obtenção do valor de  $r_0$  é igual ao do item 5. Calcula-se o perfil radial de velocidades para o tubo e para o espaço anular e as respectivas velocidades médias  $\bar{V}_{1,1}^{n+1}$  e  $\bar{V}_{2,1}^{n+1}$ . Calcula-se a diferença entre as velocidades  $V_{1,1}^{n+1}$  e  $\bar{V}_{1,1}^{n+1}$  e entre  $V_{2,1}^{n+1}$  e  $\bar{V}_{2,1}^{n+1}$ . Se ambas as diferenças não forem menor que  $Res_{\max}$  calcula-se uma nova tensão para cada ponto e repete-se o processo até que a condição seja atingida ou até que o número máximo de iterações seja alcançado.

7. Armazenam-se os dados como pressão, velocidade, parâmetro estrutural do fluido no instante de tempo atual,  $t = 2n\Delta t$ .
8. Se o tempo máximo estipulado foi alcançado, finaliza-se a simulação. Caso contrário, avança-se uma iteração no tempo e retorna-se ao item 3.

Com o objetivo de facilitar o entendimento do procedimento de cálculo, foi construído um fluxograma, Figura 4.6, que representa de maneira lógica o algoritmo descrito acima.

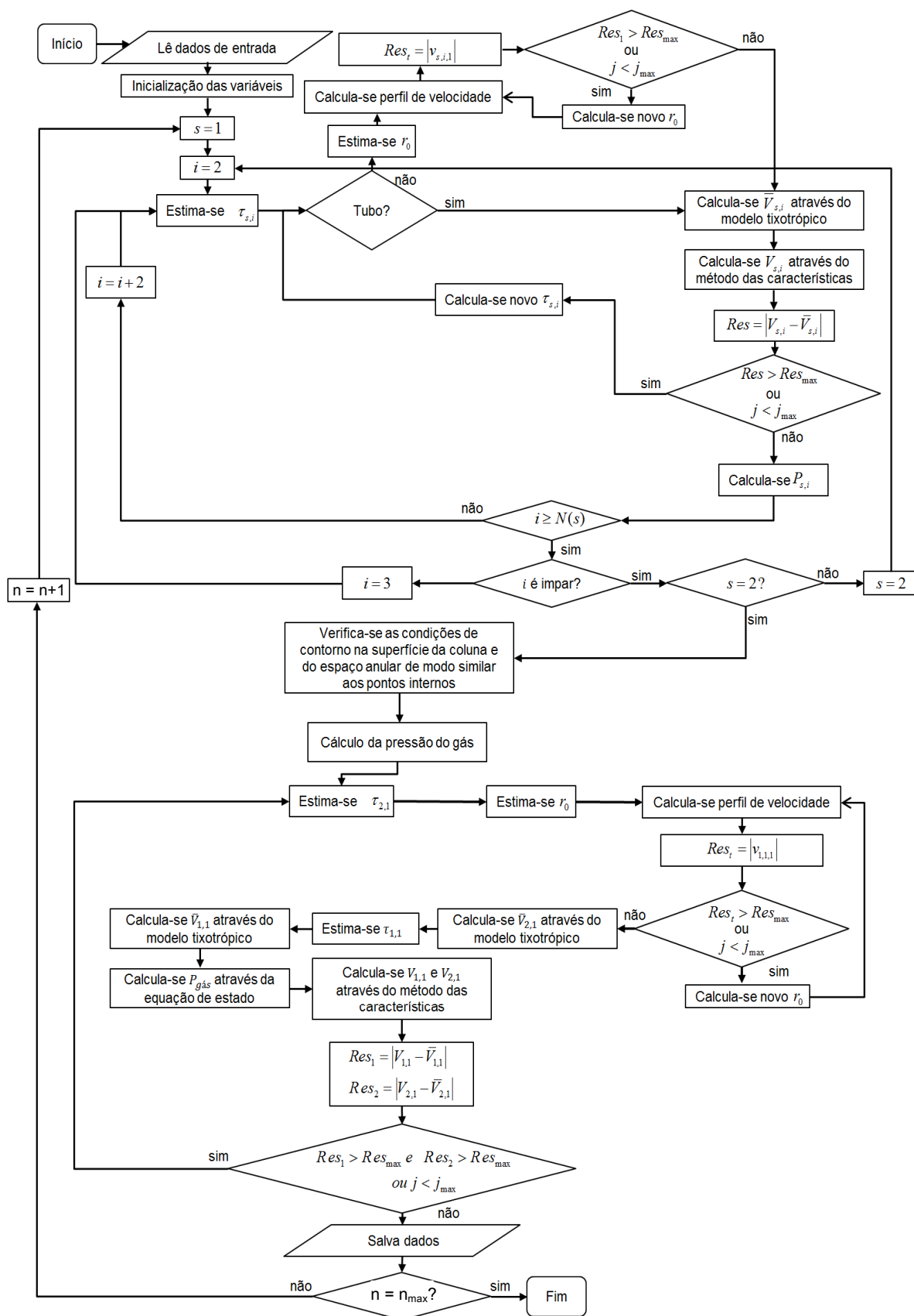


Figura 4.6 - Fluxograma do procedimento de cálculo.

### 4.3 Verificação do Modelo

#### 4.3.1 Comparação com a Solução Analítica para Fluido Newtoniano

Nesta seção apresenta-se uma verificação do modelo proposto. Através do modelo de tixotropia em conjunto com o método das características, pode-se reproduzir o comportamento de um fluido newtoniano. O procedimento de verificação consiste em comparar os resultados do modelo proposto com os resultados da solução analítica para o escoamento laminar de um fluido newtoniano em um tubo de seção circular desprezando os efeitos gravitacionais.

Primeiramente, deve-se obter a solução analítica. White (2003) propõem avaliar o termo de cisalhamento através do conceito de fator de atrito de Fanning, através da correlação:

$$\frac{2\pi}{A_s}(r_e\tau_e - r_i\tau_i) = -\frac{2f\rho V|V|}{D_h} \quad (4.37)$$

O propósito do módulo na velocidade é computar os efeitos da tensão de cisalhamento conforme a direção do escoamento. Retornando a equação da quantidade de movimento, Equação (3.9), tem-se que:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{2f\rho V|V|}{D_h} = 0 \quad (4.38)$$

Devido à elevada viscosidade dos fluidos de perfuração, considera-se que o escoamento ocorre em regime laminar. Portanto, o fator de atrito para tal condição pode ser escrito como (FONTENOT E CLARK, 1974):

$$f = \frac{16\zeta}{\text{Re}_{z,t}} \quad (4.39)$$

sendo:

$$\zeta = \frac{(1 - \varepsilon^2)}{1 + \varepsilon^2 - (1 - \varepsilon^2)/\ln(1/\varepsilon)}, \text{ com } \varepsilon = \frac{D_i}{D_e} \quad (4.40)$$

em que  $\zeta$  é o fator de geometria, sendo  $\zeta = 1$  para um tubo e  $\zeta \cong 1,5$  para escoamento em um tubo anular estreito,  $\varepsilon \geq 0,5$ . Substituindo o fator de atrito na equação da quantidade de movimento, tem-se:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{32\mu V \zeta}{D_h^2} = 0 \quad (4.41)$$

Oliveira (2011) desenvolve a solução analítica da Equação (4.41) para uma condição inicial  $P(z, t = 0) = 0$  e  $V(z, t = 0) = 0$ . Aplicando uma pressão constante na entrada da tubulação e pressão nula na saída como condições de contorno. Os resultados da solução analítica são comparados com os resultados do modelo proposto. A solução analítica é apresentada no Anexo A.

Com o objetivo de reproduzir o comportamento do fluido newtoniano, sabe-se que a tensão é linearmente proporcional a taxa de deformação:

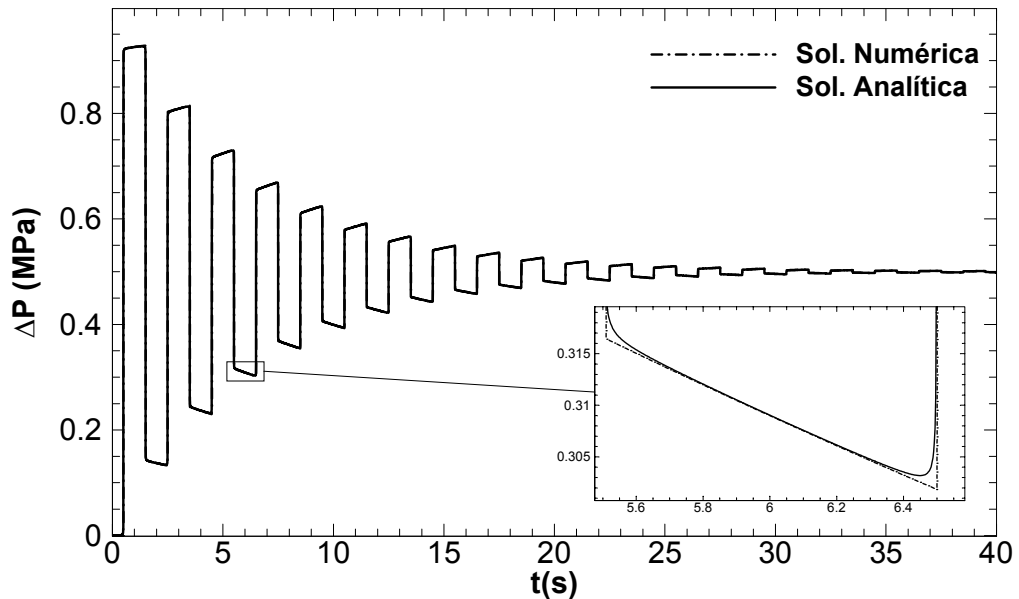
$$\tau = \mu \frac{\partial V}{\partial r} \quad (4.42)$$

A Equação (4.42) é discretizada do mesmo modo em que a equação constitutiva foi discretizada na seção anterior. O processo iterativo para a determinação de  $\bar{\tau}$  ocorre de modo similar ao que foi apresentado no procedimento de cálculo. Para a comparação dos resultados, utilizaram-se os parâmetros apresentados na Tabela 4.2.

**Tabela 4.2 - Parâmetros utilizados na comparação de resultados.**

$L_T$	$\rho$	$\mu$	$D_i$	$P_{in}$	$c$	$j_{max}$	$Res_{max}$	$N$	$M$
1000	1000	0,1	0,1	$10^6$	1000	30	$10^{-6}$	500	30

Inicialmente, o fluido encontra-se em repouso preenchendo todo o espaço interior do tubo e impõem-se uma pressão de 1 MPa na entrada do tubo. A pressão manométrica na saída do tubo é nula. A Figura 4.7 apresenta a comparação entre o resultado da solução analítica e o resultado do modelo atual. Nota-se que os resultados obtidos são muito próximos, pois as curvas estão sobrepostas.



**Figura 4.7 - Comparação entre o método das características com a solução analítica durante a evolução temporal de pressão em  $z^* = 0,5$ .**

Bird (1987) apresenta que para o escoamento laminar em um tubo de seção circular de fluido newtoniano, no perfil radial de velocidades, a velocidade máxima, no centro do tubo, deve ser duas vezes o valor da velocidade média. No resultado obtido através da solução numérica encontra-se esta relação, que pode ser vista na Figura 4.8, a qual apresenta o perfil radial de velocidade para as duas primeiras iterações no tempo na entrada da coluna.

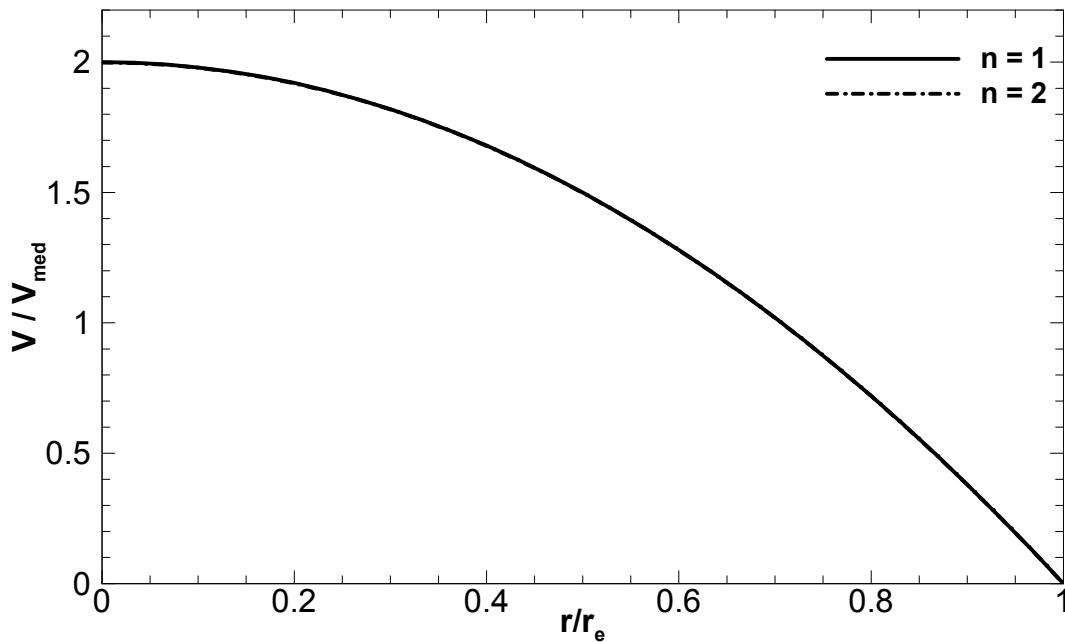


Figura 4.8 - Perfil radial de velocidade para os dois primeiros instantes de tempo na entrada da coluna.

#### 4.3.2 Comparação Entre Resultados para a Posição $r_0$

Bird (1987) apresenta resultados obtidos para a posição onde a tensão de cisalhamento é nula para um fluido lei de potência para diferentes índices de lei de potência e razões de espaçamento do espaço anular. Com o objetivo de verificar o método de obtenção de  $r_0$  do modelo adotado, comparou-se os resultados obtidos. Adotou-se  $r_e = 0,1$  m fixo e variou-se o valor do raio interno. A Tabela 4.3 apresenta os resultados obtidos por Bird e pelo modelo atual. Todos os resultados obtidos tiveram uma diferença inferior a 0,03% apresentando uma boa concordância entre os resultados.

Tabela 4.3 - Comparação entre os resultados obtidos pelo modelo e os apresentados por Bird (1987) para  $r_0$  para diferentes razões de espaçamento e índices de lei de potência.

$\varepsilon \setminus n_p$	0,3		0,5		0,7	
	Modelo	Bird	Modelo	Bird	Modelo	Bird
0,1	0,03885	0,03884	0,04194	0,04193	0,04412	0,04412
0,3	0,05840	0,05840	0,05970	0,05970	0,06059	0,06059
0,5	0,07228	0,07229	0,07283	0,07283	0,07319	0,07319
0,7	0,08416	0,08416	0,08433	0,08433	0,08444	0,08444
0,9	0,09491	0,09492	0,09493	0,09493	0,09494	0,09495

#### 4.4 Teste de Malha

Para a análise de sensibilidade da malha, realizou-se a mesma simulação variando apenas o número de células na direção axial e, posteriormente, alterou-se o número de células na direção radial. Os parâmetros geométricos e as propriedades do fluido são apresentados no Capítulo 5, sendo o objetivo desta seção analisar somente o efeito do refinamento da malha.

Na análise da malha axial, foram utilizados os seguintes números de células: 20, 40, 400 e 600. Utilizou-se 30 pontos na malha radial para todos os casos. A Figura 4.9 apresenta a variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para as quatro malhas axiais definidas. Nota-se que para a obtenção da evolução temporal da pressão o número de células para o método das características não possui uma grande interferência, mesmo para um número reduzido de pontos. Para se notar a diferença entre os resultados a Figura 4.9 apresenta um destaque no intervalo do pico de pressão.

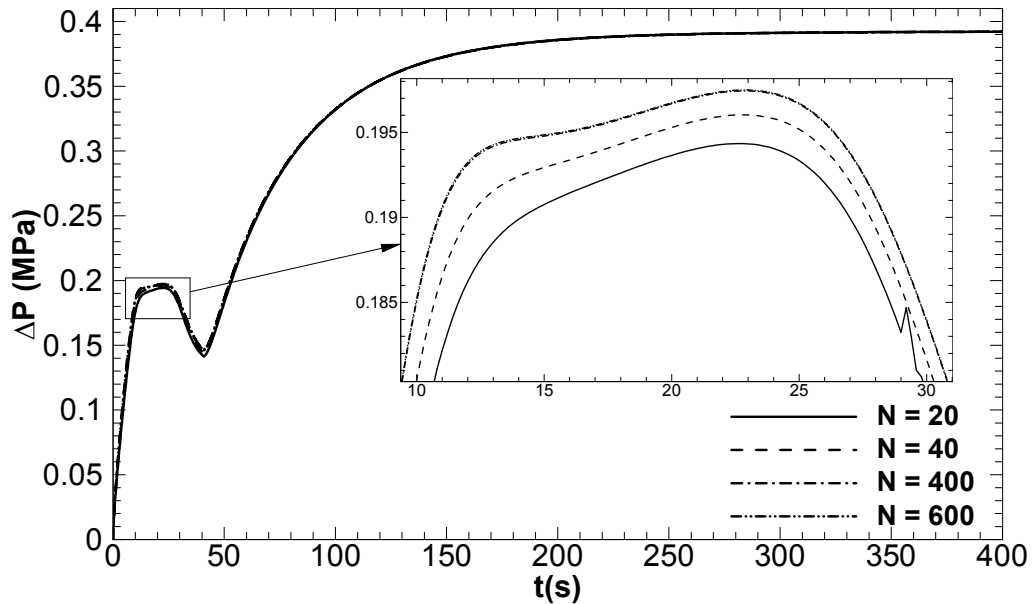


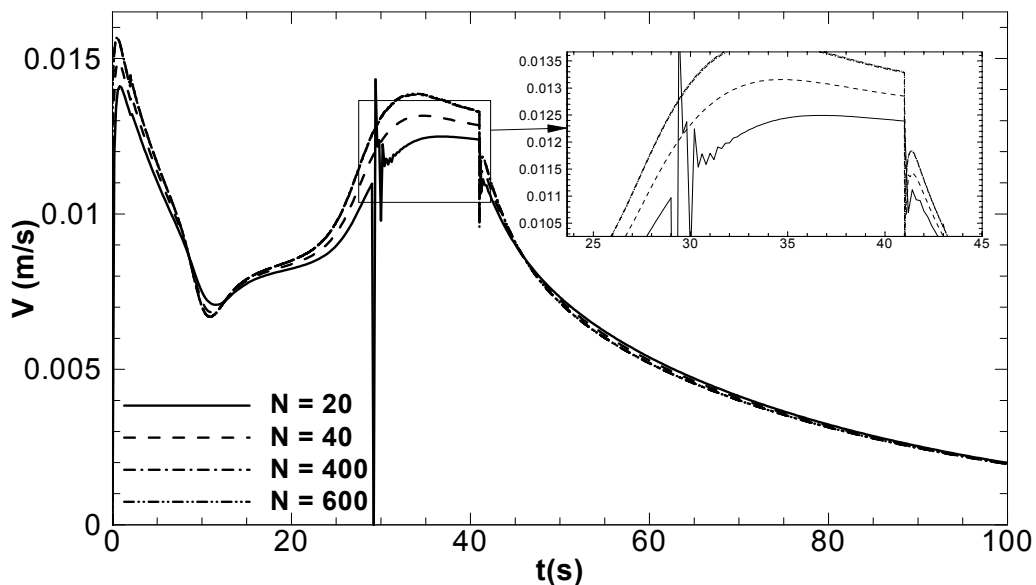
Figura 4.9 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes números de células na direção axial.

Para uma conclusão mais precisa sobre a interferência da malha nos resultados, analisou-se também o efeito da malha para a obtenção da velocidade ao



longo do tempo. A Figura 4.10 apresenta a evolução temporal da velocidade no fundo da coluna,  $i = 1$ , para as quatro malhas utilizadas. Nota-se que para a malha mais grosseira, em  $t \cong 28$  s há um pico na velocidade, com o refino da malha, este pico desaparece. Conclui-se então que não é algo físico, mas numérico. Embora para a malha com 40 pontos o pico na velocidade desapareça, há uma diferença nos resultados para as malhas mais refinadas. Já para a malha com 400 e 600 pontos, os resultados são muito próximos.

Por fim, analisou-se o custo computacional para as malhas mais refinadas. O tempo total de simulação para a malha com 400 e 600 pontos foi de, respectivamente, 19,4 horas e 35,1 horas. Devido ao elevado tempo para cada simulação, a malha com 400 pontos na direção axial foi definida para a obtenção dos resultados apresentados no capítulo 5.



**Figura 4.10 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo no fundo da coluna para diferentes números de células na direção axial.**

Após a definição do número de pontos da malha axial, com 400, analisou-se a influência da malha radial na obtenção dos resultados. O número de pontos para a análise escolhidos foram: 10, 20, 30 e 40. A Figura 4.11 apresenta a velocidade axial ao longo do tempo no fundo da coluna para as diferentes malhas. Novamente nota-

se que, para os números de pontos, não há uma grande diferença entre os resultados.

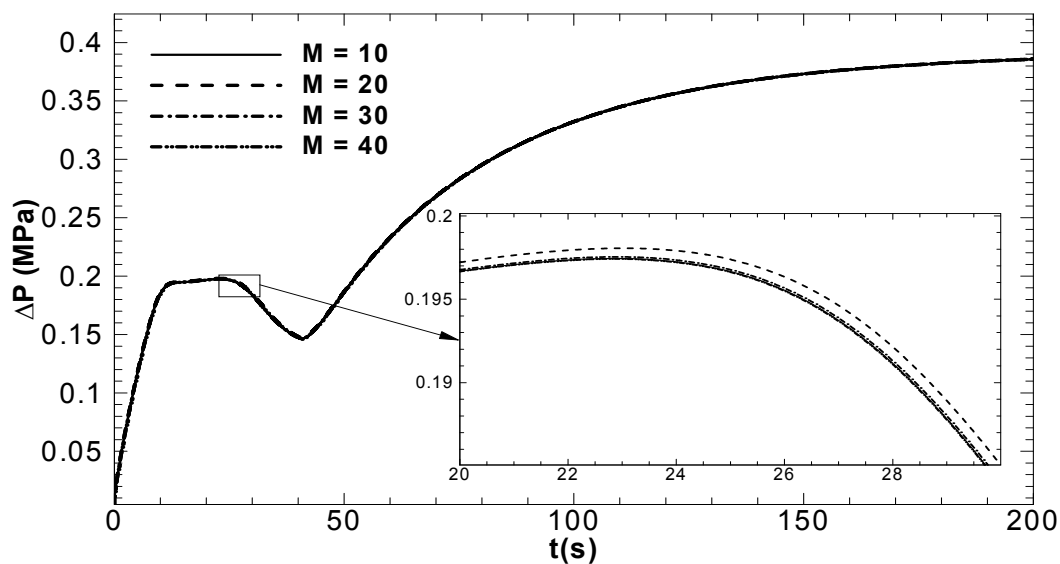


Figura 4.11 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes números de células na direção radial.

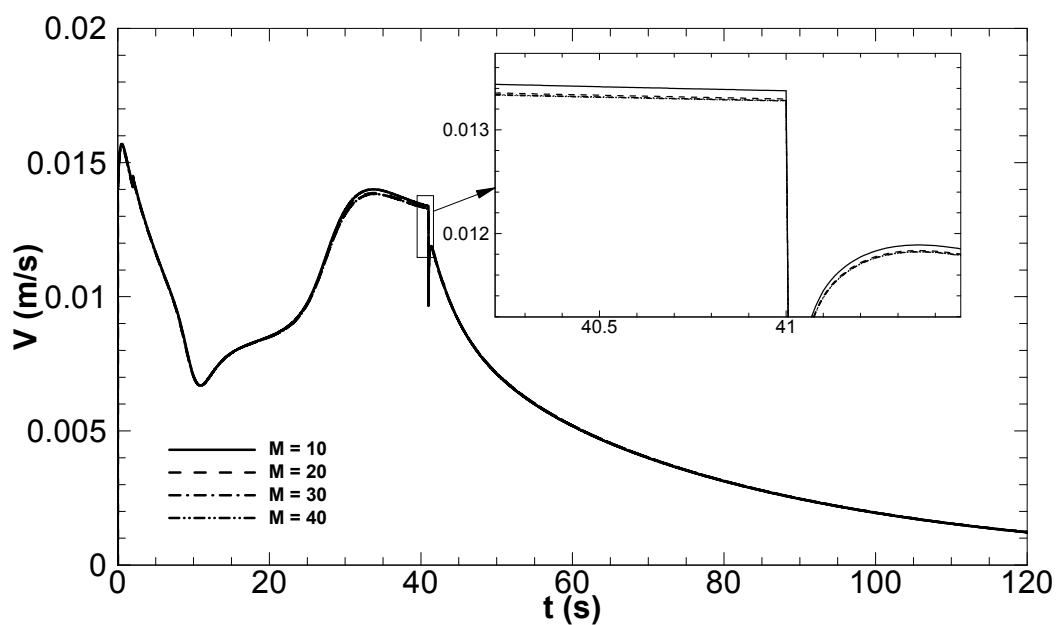


Figura 4.12 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo no fundo da coluna para diferentes números de células na direção radial.

Na obtenção do campo de velocidades ao longo do poço a influência do número de pontos radiais foi pequena. Nota-se através da Figura 4.12 uma leve diferença entre os resultados obtidos para a malha mais grosseira. Já para as malhas com 20, 30 e 40 pontos os resultados são muito próximos. O tempo computacional para estas três malhas, foram, respectivamente, 12, 19,4 e 24 horas. Para a simulação dos casos apresentados no próximo capítulo, o número de pontos escolhidos da malha radial foi de 30.

#### **4.5 Síntese do Capítulo**

Neste capítulo foram apresentadas as discretizações das equações que modelam o problema, bem como o procedimento lógico da solução das equações. Posteriormente, realizou-se a verificação do modelo com a solução analítica do escoamento para fluido newtoniano com pressão constante na entrada e pressão nula na saída. Comparou-se, também, a posição obtida para a tensão de cisalhamento nula para o espaço anular para fluido lei de potência com os resultados apresentados por Bird (1987). Fez-se o teste de malha a fim de obter uma segurança em relação aos resultados apresentados no próximo capítulo.

## 5 RESULTADOS

### 5.1 Definição do Caso Padrão

Com o objetivo de analisar a propagação de pressão durante um *kick* de gás e os efeitos dos parâmetros característicos do problema, determinou-se um caso de estudo padrão com parâmetros da geometria e do fluido definidos. A partir deste caso, foram analisados os efeitos de determinados parâmetros e comparou-se os resultados entre um fluido tixotrópico e um fluido newtoniano. A Tabela 5.1 apresenta os valores de cada parâmetro.

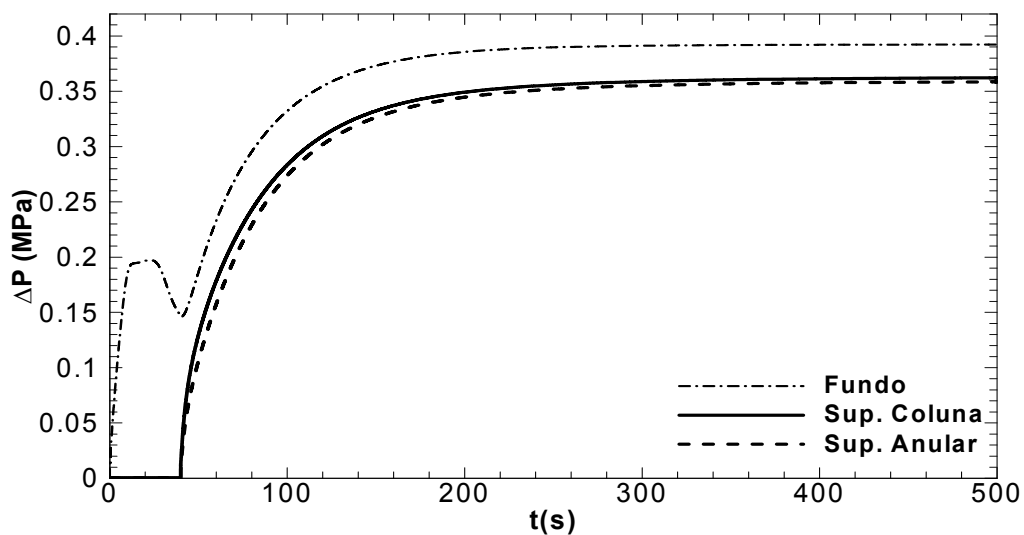
Tabela 5.1 - Parâmetros da perfuração – Caso padrão.

Parâmetro	Valor	Unidade
Massa específica do fluido de perfuração, $\rho$	800	$[kg.m^{-3}]$
Aceleração da gravidade, $g_z$	9,81	$[m.s^{-2}]$
Velocidade de propagação da onda de pressão, $c$	1000	$[m.s^{-1}]$
Diâmetro da coluna, $D_1$	0,1	$[m]$
Diâmetro interno do espaço anular, $D_{2,i}$	0,1	$[m]$
Diâmetro externo do espaço anular, $D_{2,e}$	0,2	$[m]$
Comprimento da coluna, $L_1$	1000	$[m]$
Comprimento do espaço anular, $L_2$	1000	$[m]$
Viscosidade do estado totalmente desestruturado, $\mu_\infty$	1	$[Pa.s]$
Tempo característico de mudança da microestrutura, $t_{eq}$	10	$[s]$
Índice da lei de potência, $n_p$	0,5	$[-]$
Temperatura absoluta do gás, $T$	323	$[K]$
Constante universal do gás (metano), $R$	518,3	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
Massa específica do gás, $\rho_g$	240	$[kg.m^{-3}]$
Permeabilidade do meio poroso, $k_r$	$10^{-13}$	$[m^2]$
Tempo para fechamento do poço, $t_f$	40	$[s]$

Os parâmetros  $\tau_y$ ,  $\tau_{yd}$ ,  $G_0$ ,  $a$ ,  $b$  e  $m$ , referentes ao modelo de tixotropia, possuem valor igual a 1, pois não houve um estudo sobre os valores destes

parâmetros para um fluido de perfuração. Portanto, adotou-se os valores utilizados por Mendes e Thompson (2013). Para que ocorra um influxo da formação, é necessário que a pressão no interior do poço seja menor que a pressão da formação. Portanto, estipulou-se que a pressão do reservatório é 5% maior que a pressão hidrostática no fundo do poço. Para o caso estudado, a diferença resultante de pressão entre o fundo do poço e a pressão da formação é de 0,3924 MPa. Na simulação dos casos, utilizou-se 400 células para a direção axial e 30 para a direção radial.

Como citado no capítulo 3, inicialmente o fluido de perfuração encontra-se estático no interior do poço  $V = V(z, t = 0) = 0$  e totalmente estruturado. As pressões manométricas na superfície são nulas. No primeiro instante de tempo o influxo da formação se inicia e a microestrutura do fluido de perfuração começa a ser quebrada e então, o fluido é deslocado. Quando  $t = t_f$ , o poço é fechado e espera-se a estabilização das pressões, para que o procedimento de retomada do controle do poço seja iniciado.



**Figura 5.1 - Evolução temporal da pressão no fundo do poço, na superfície da coluna e na superfície do espaço anular.**

A variação da pressão ao longo do tempo para o caso em estudo é apresentada na Figura 5.1. Para a apresentação da evolução da pressão nos

gráficos, apresenta-se somente a variação da pressão ao longo do tempo, ou seja, desconsidera-se o campo de pressão inicial. No início do influxo, a diferença entre a pressão no interior do poço e do reservatório é máxima, resultando em uma elevada vazão mássica de gás. Devido à entrada de gás, a pressão no interior do poço aumenta e a conseqüentemente a vazão mássica diminui. Após 40 s da ocorrência do *kick* fecha-se o poço e a entrada do gás começa a comprimir o fluido de perfuração. A compressão aumenta a pressão no interior do poço até que a pressão no fundo do poço atinja o valor da pressão do reservatório. Quando este equilíbrio é alcançado, a vazão de gás torna-se nula e a operação de retomada do controle do poço pode ser iniciada.

Nota-se que os aumentos de pressão nas superfícies da coluna e do espaço anular são inferiores ao aumento de pressão no fundo do poço. O ganho de pressão na superfície corresponde a 92,3% do ganho da pressão no fundo do poço, e para a região anular corresponde a 91,4%. Embora estas diferenças sejam relativamente pequenas, elas são de extrema importância no cálculo da nova massa específica do fluido de perfuração, que deve ser bombeado a fim de selar a formação permeável. Para o cálculo, toma-se como base a pressão medida nas superfícies da coluna e do espaço anular. Como não há a total transmissibilidade de pressão no poço, o cálculo para a nova massa específica do fluido de perfuração pode ser equivocado e a nova pressão hidrostática poderá não ser suficiente para conter o influxo de gás.

A diferença do aumento da pressão ao longo do interior do poço pode ser melhor analisada a partir da Figura 5.2, que apresenta a variação da pressão em todo o poço para o último instante de tempo da simulação, 500 s. A região negativa na abcissa refere-se à coluna e a positiva refere-se ao espaço anular. Nota-se que no espaço anular há o aumento de pressão é menor, pois o escoamento no espaço anular é mais dissipativo que o escoamento na coluna.

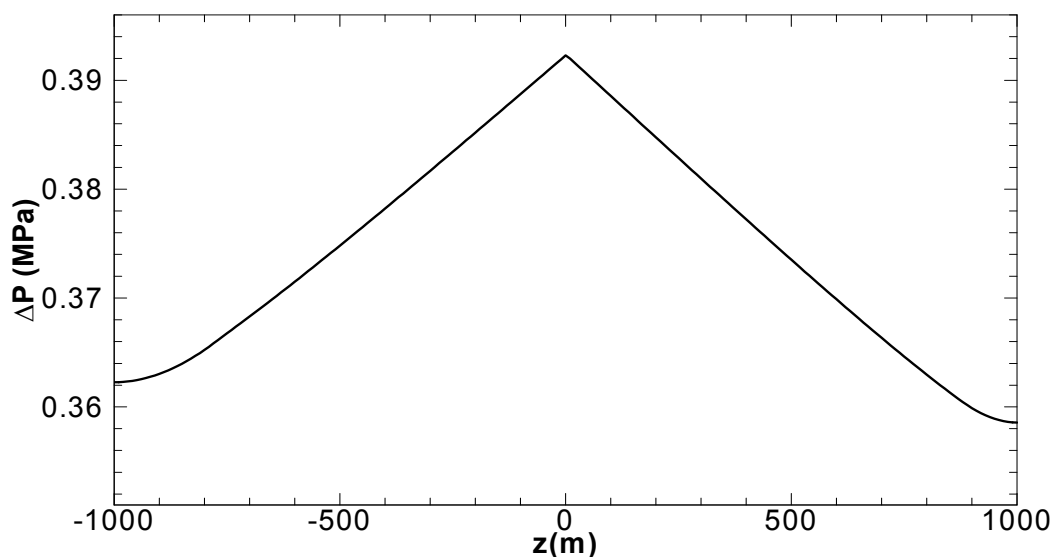
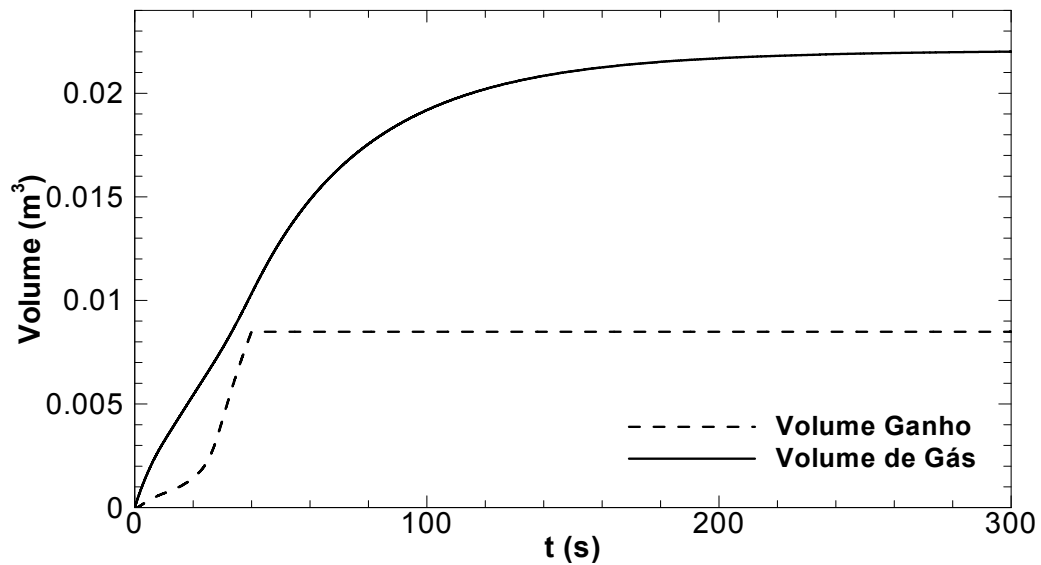


Figura 5.2 - Variação da pressão ao longo do poço em  $t = 500$  s.

A melhor maneira de se detectar que está ocorrendo uma invasão da formação para o interior do poço é através do *pit gain*, ganho de volume nos tanques de lama. Devido à compressibilidade do fluido de perfuração e das altas pressões encontradas no interior do poço, o volume ganho nos tanques de lama não corresponde ao volume de gás que entrou no poço. Embora o modelo do presente trabalho não contemple a migração de bolha, é importante ressaltar que no fundo do poço, a pressão hidrostática do fluido de perfuração é elevada e, portanto, o gás está comprimido. Com o crescimento da bolha, a pressão hidrostática diminui e o gás se expande. A Figura 5.3 apresenta a comparação entre o ganho de volume nos tanques de lama com o volume do gás que adentrou no poço ao longo do tempo.



**Figura 5.3 - Comparação entre o volume ganho nos tanques de lama e o volume de gás no interior do poço ao longo do tempo.**

Pode-se perceber uma considerável diferença entre o volume ganho e o volume de gás que está presente no interior do poço. Tal diferença deve-se primeiramente a compressibilidade do fluido, para os parâmetros utilizados neste caso, só há um ganho de volume nos tanques de lama após o primeiro segundo depois do início do *kick*, momento em que a onda de propagação de pressão alcança a superfície. Na região do influxo, a expansão do gás gera uma tensão de cisalhamento no fluido de perfuração, só havendo deslocamento do fluido quando se inicia a quebra da microestrutura. Essa quebra ocorre gradativamente em toda a extensão do poço culminando com o início de ganho de fluido nos tanques de lama. Durante este processo há uma grande dissipação de energia, de tal modo que a velocidade com a qual o fluido alcança a superfície é menor que a velocidade do fluido no fundo do poço. A região onde há a maior taxa de quebra da microestrutura é no fundo do poço devido à expansão do gás, esta taxa diminui ao longo do poço, gerando menores velocidades axiais, como pode ser visto na Figura 5.4.

Os picos nas velocidades axiais são decorrentes da quebra da microestrutura, apresentada na Figura 5.5. Nota-se que, para uma dada posição axial, quando a microestrutura atinge seu valor mínimo, e inicia-se a recuperação, é o momento no qual ocorre o pico de velocidade. A velocidade axial diminui juntamente com a



reestruturação do material. Percebe-se, também, que após o fechamento do poço, há uma maior taxa de formação da microestrutura do material.

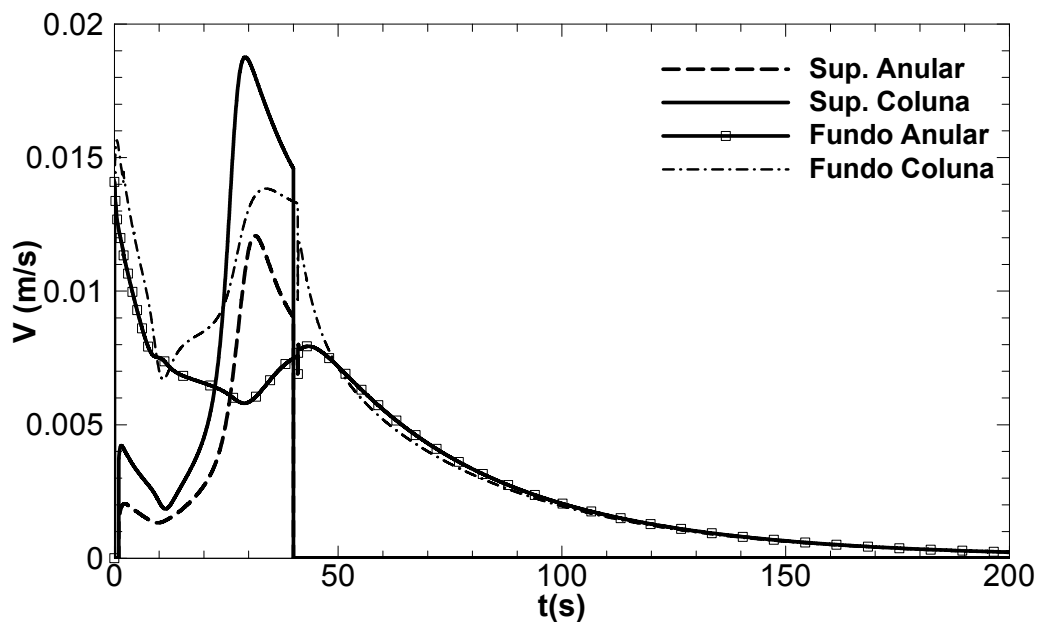


Figura 5.4 - Variação da velocidade axial ao longo do tempo para diferentes posições no interior do poço.

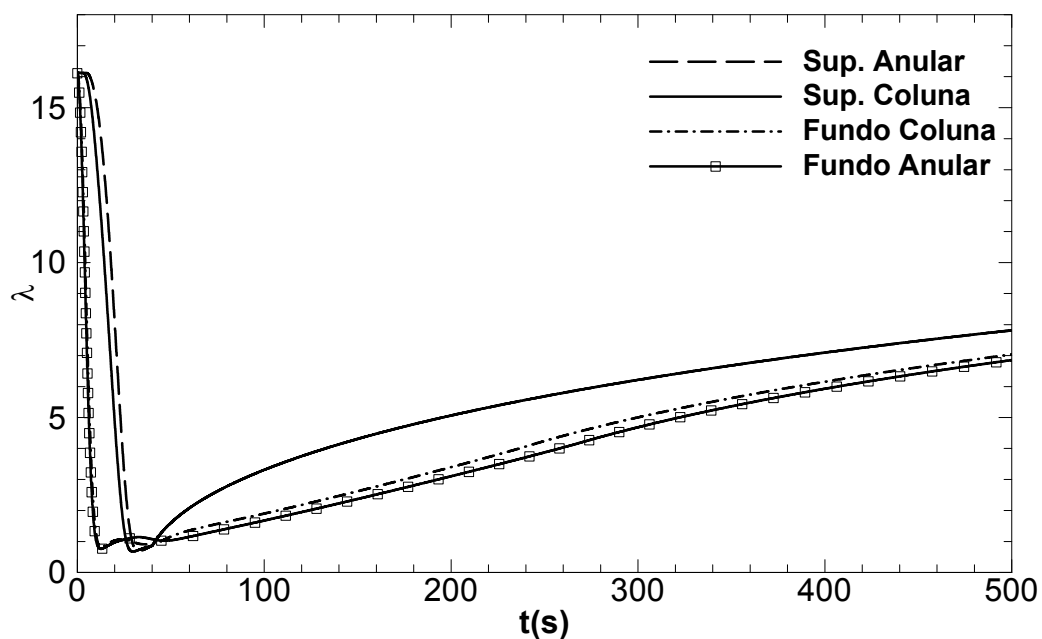
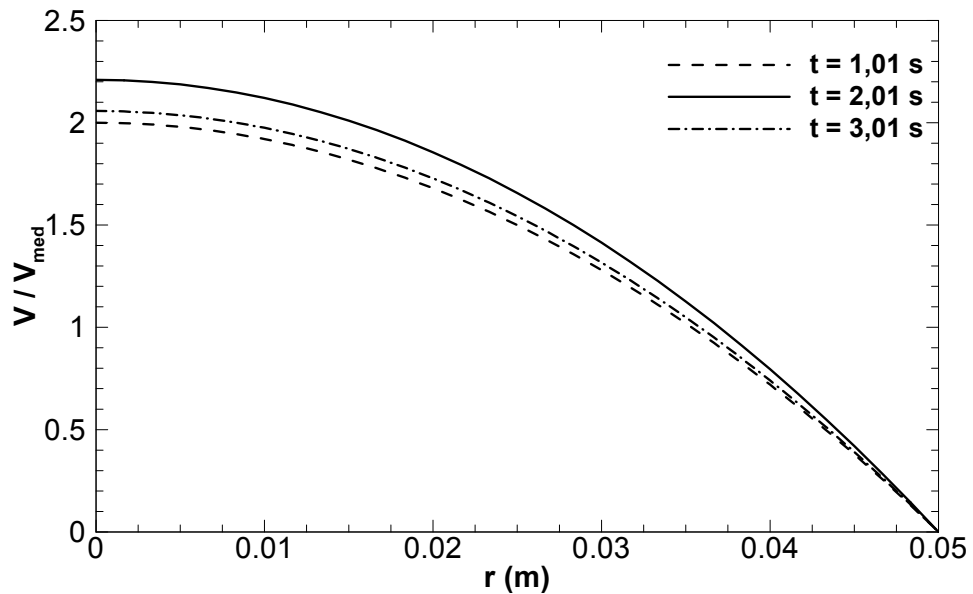


Figura 5.5 - Variação do nível de coesão da estrutura do material ao longo do tempo na parede externa do tubo e do espaço anular para diferentes posições axiais.

Para a determinação da velocidade média em um ponto axial qualquer, é necessário construir o perfil radial de velocidade. Na seção da coluna, devido à simetria do perfil, somente calcula-se as velocidades até o centro do tubo, região onde a velocidade possui valor máximo. Sabe-se que para um fluido newtoniano a velocidade máxima no perfil radial é duas vezes o valor da velocidade média. Nota-se na Figura 5.6 que para um fluido tixotrópico esta relação não é válida.



**Figura 5.6 - Perfil radial de velocidade na superfície da coluna em diferentes instantes de tempo.**

Em um tubo anular, sabe-se que para um fluido newtoniano a velocidade máxima é 1,5 vezes a velocidade média e a posição onde a tensão é nula é constante em relação ao tempo e pode ser determinada através de uma relação entre o raio externo e interno. Para o modelo de tixotropia utilizado no desenvolvimento do trabalho, esta posição não é constante e é determinada iterativamente. A evolução da posição  $r_0$  ao longo do tempo em um ponto axial fixo pode ser vista na Figura 5.7. A partir da Figura 5.8, nota-se que a relação válida para um fluido newtoniano entre a velocidade máxima e a velocidade média não pode ser aplicada para um fluido tixotrópico.

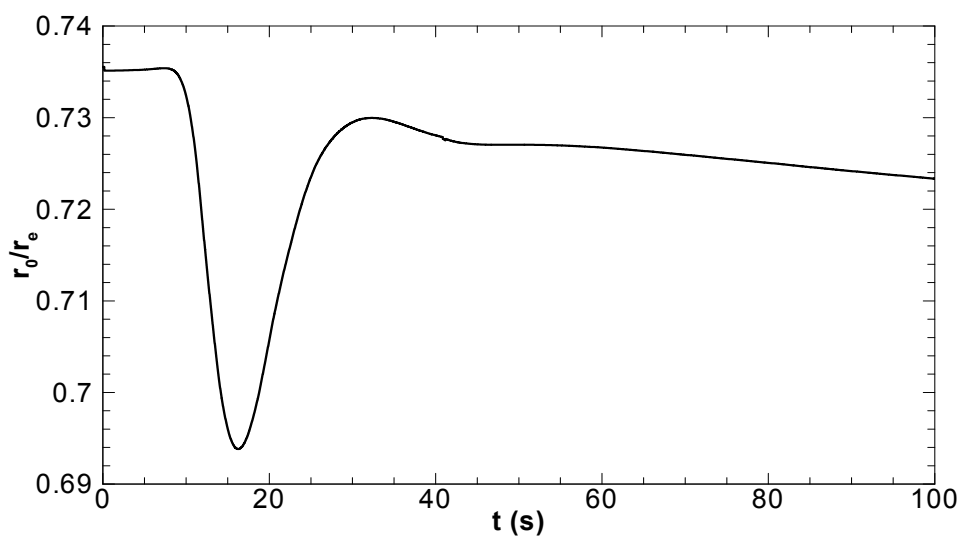


Figura 5.7 - Variação da posição  $r_0$  ao longo do tempo na superfície do espaço anular.

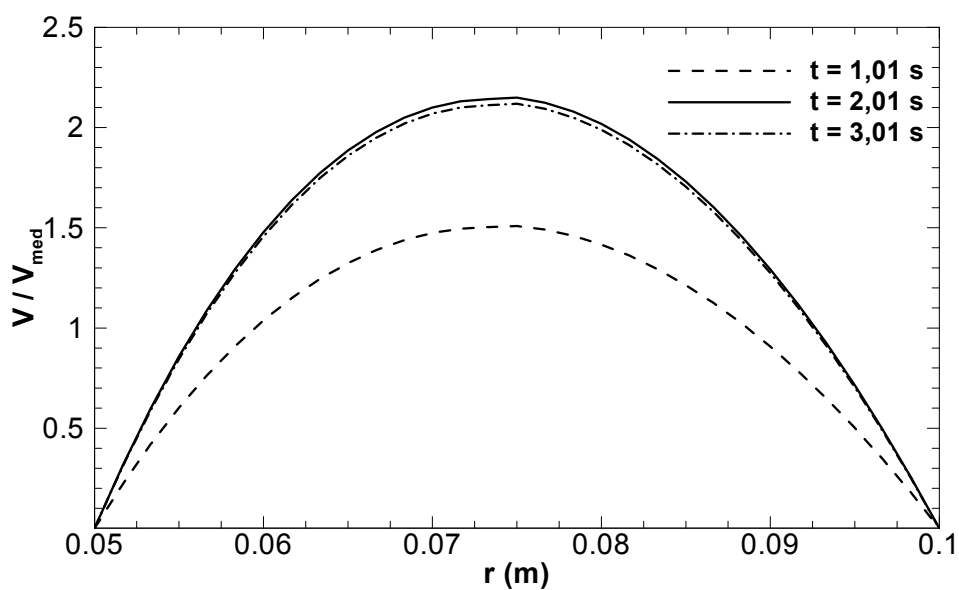


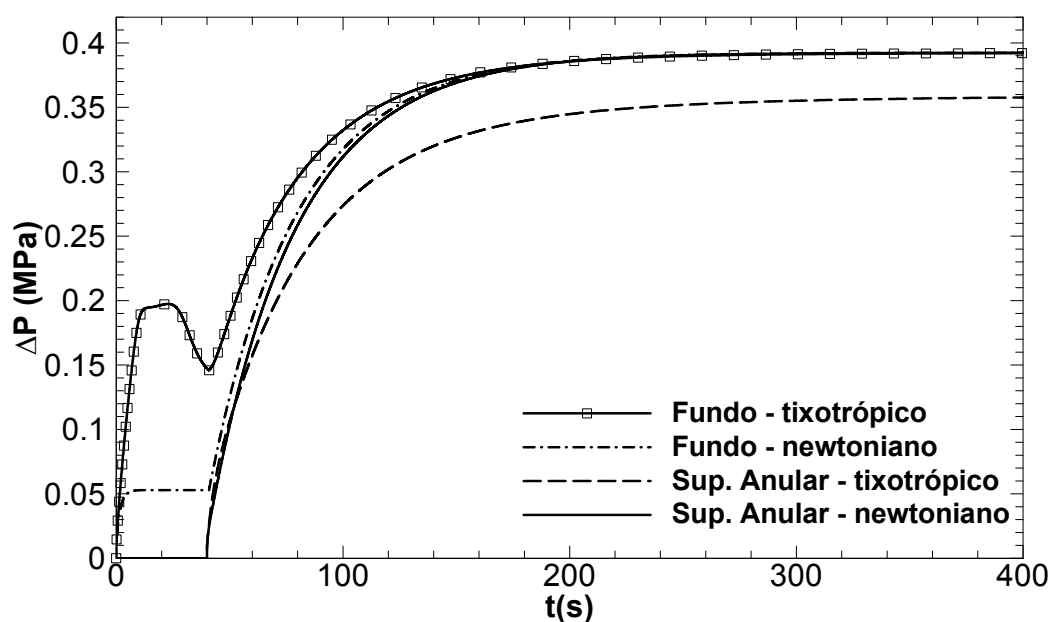
Figura 5.8 - Perfil radial de velocidade na superfície do espaço anular em diferentes instantes de tempo.

## 5.2 Comparação com o Fluido Newtoniano

O comportamento de um fluido newtoniano é relativamente mais simples quando comparado com o modelo de tixotropia apresentado. Entretanto, sabe-se que diversos fluidos são considerados newtonianos e possuem grande importância nos processos industriais. Portanto, simulou-se um caso de *kick* com os mesmos

parâmetros apresentados na Tabela 5.1, entretanto o fluido é newtoniano e a viscosidade utilizada para a simulação é de 1,0 Pa.s.

Nota-se a partir da Figura 5.9 que para um fluido newtoniano há a total transmissibilidade de pressão ao longo do poço, pois a variação da pressão no fundo e na superfície do poço é a mesma. Outra diferença importante é que para o fluido newtoniano não há um pico de pressão entre 10 e 30 segundos. A razão para isto é que somente o fluido tixotrópico apresenta um comportamento típico relacionado ao processo de quebra de sua microestrutura. A expansão do gás gera uma tensão de cisalhamento que aumenta até que a tensão seja suficiente para a quebra da microestrutura, quando a quebra acontece, a tensão de cisalhamento diminui e a pressão se reduz.



**Figura 5.9 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço e na superfície do anular para um fluido newtoniano e para um tixotrópico.**

Como visto anteriormente, o volume ganho de fluido nos tanques de lama é consideravelmente menor que o volume do gás no interior do poço para um fluido tixotrópico. Esta constatação não é válida para um fluido newtoniano, como pode ser visto na Figura 5.10. Nota-se que inicialmente há uma pequena diferença entre os volumes para o fluido newtoniano, sendo a diferença devido à compressibilidade do

fluido de perfuração, pois a velocidade da propagação da onda possui um valor finito. A diferença entre o volume do gás e o volume ganho na superfície é acentuada para um fluido tixotrópico devido à quebra da microestrutura.

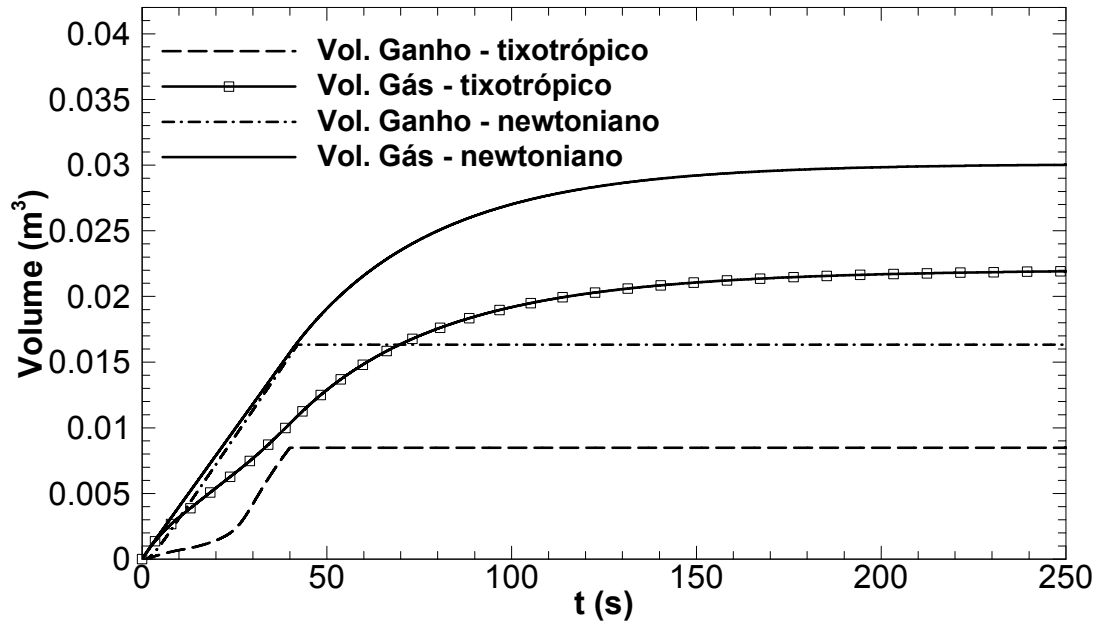


Figura 5.10 - Volume de gás e ganho de volume nos tanques de lama ao longo do tempo para um fluido newtoniano e para um fluido tixotrópico.

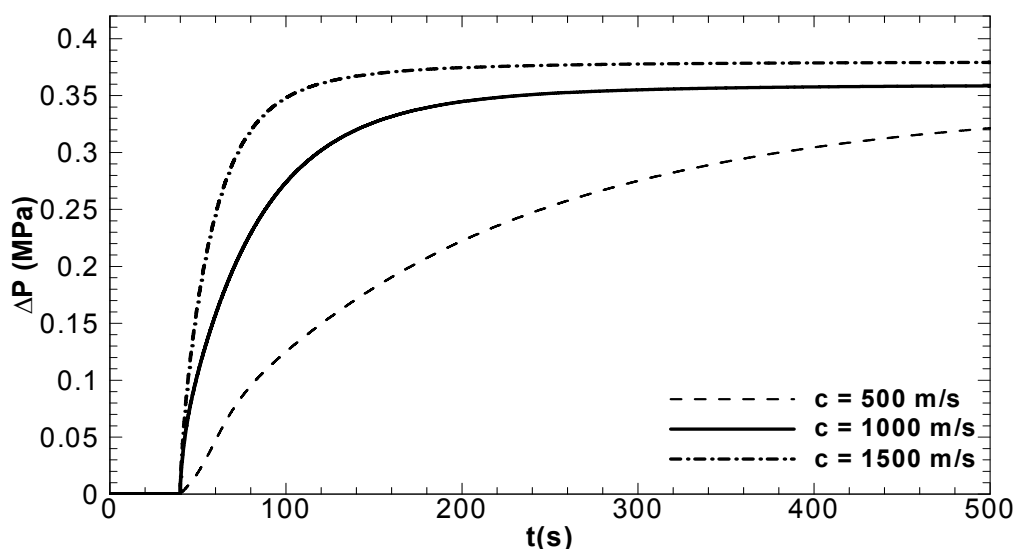
### 5.3 Análise de Sensibilidade

A partir dos parâmetros estabelecidos na Tabela 5.1, outros casos foram simulados a fim de se realizar a análise dos efeitos dos principais parâmetros característicos do problema.

#### 5.3.1 Efeito da Velocidade de Propagação da Onda de Pressão, $c$

Para a análise do efeito do parâmetro  $c$ , realizou-se três simulações com os parâmetros apresentados anteriormente, variando apenas a velocidade de propagação da onda de pressão. Os valores de  $c$  adotados para a análise são: 500, 1000 e 1500 [m/s]. É importante ressaltar que ao se alterar a velocidade de propagação da onda de pressão, altera-se a compressibilidade do fluido de perfuração. A relação entre as propriedades é apresentada na Equação (2.2). Os

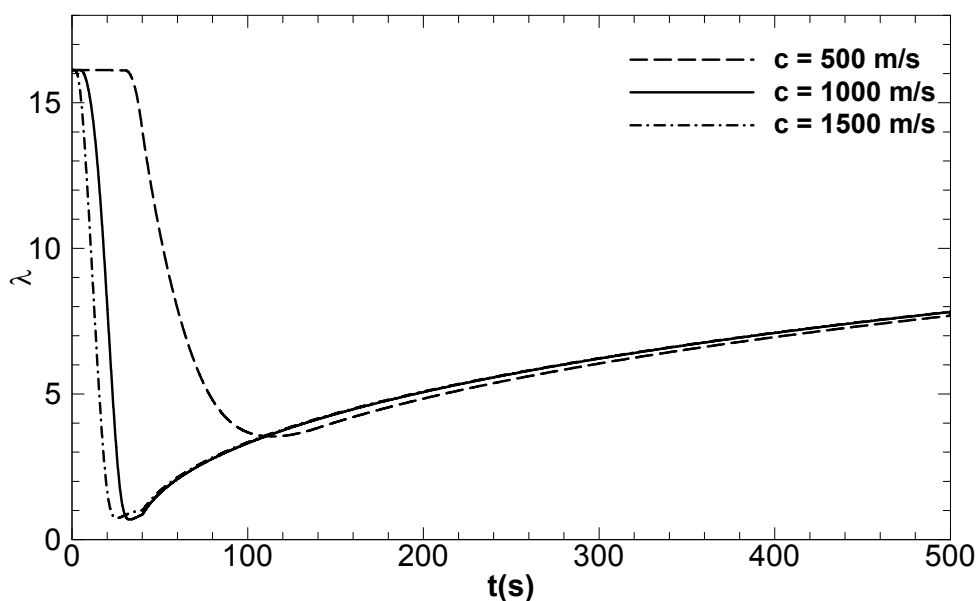
respectivos valores da compressibilidade são:  $5 \times 10^{-9}$ ,  $1,25 \times 10^{-9}$  e  $5,55 \times 10^{-10}$  [Pa<sup>-1</sup>]. Através da Equação (2.2), nota-se que, ao se aumentar a velocidade de propagação da onda de pressão, diminui-se a compressibilidade do fluido.



**Figura 5.11 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.**

A partir da Figura 5.11 e da Figura 5.13 pode-se notar que quanto maior a velocidade de propagação da onda, e conseqüentemente, menor a compressibilidade, menor é o tempo necessário para que a pressão ao longo do poço se estabilize após o fechamento. Quanto menor é a compressibilidade do fluido, menor é a compressão que o fluido pode sofrer a uma mesma pressão imposta. Portanto, após o fechamento do poço, quanto menor a compressibilidade, menor é o volume de fluido que o gás desloca.

Uma menor compressibilidade resulta em uma maior taxa de quebra ou formação da microestrutura, como pode ser visto na Figura 5.12. Este comportamento ocorre devido ao fato de que o fluido menos compressível pode ser menor comprimido a uma mesma tensão de cisalhamento. Logo, o deslocamento do fluido de perfuração ocorre mais rapidamente, gerando maiores taxas de quebra da microestrutura.



**Figura 5.12 - Variação do nível de coesão da estrutura do material ao longo do tempo na parede externa da superfície do espaço anular para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.**

Percebe-se que a velocidade de propagação da onda de pressão possui influência na transmissibilidade da pressão. Uma velocidade  $c$  proporciona um escoamento com forças inerciais maiores, ou seja, o escoamento é menos dissipativo. De tal modo que há uma maior transmissibilidade de pressão ao longo do poço, pois a energia da onda de propagação é dissipada com menor intensidade. Logo, um fluido menos compressível facilita o cálculo para a nova massa específica do fluido de controle, pois o aumento da pressão medido na superfície é mais próximo do aumento da pressão no fundo do poço.

Quanto menor é a compressibilidade de um fluido, menor é o volume que ele pode ser comprimido para uma mesma pressão aplicada. Este comportamento pode ser verificado na Figura 5.14, que apresenta o volume do gás no interior do poço para os três casos em estudo. Para o caso menor compressibilidade, nota-se que o gás atinge seu volume máximo aproximadamente após 100 s o início do *kick*, já para o caso de maior compressibilidade o tempo para o gás alcançar seu volume máximo é bem mais elevado. Portanto, para um mesmo tempo de fechamento do poço após a invasão da formação, nota-se que quanto maior é a velocidade de propagação da

onda menor é o volume de gás presente no interior do poço. Isto facilita as operações de retomada de controle de poço.

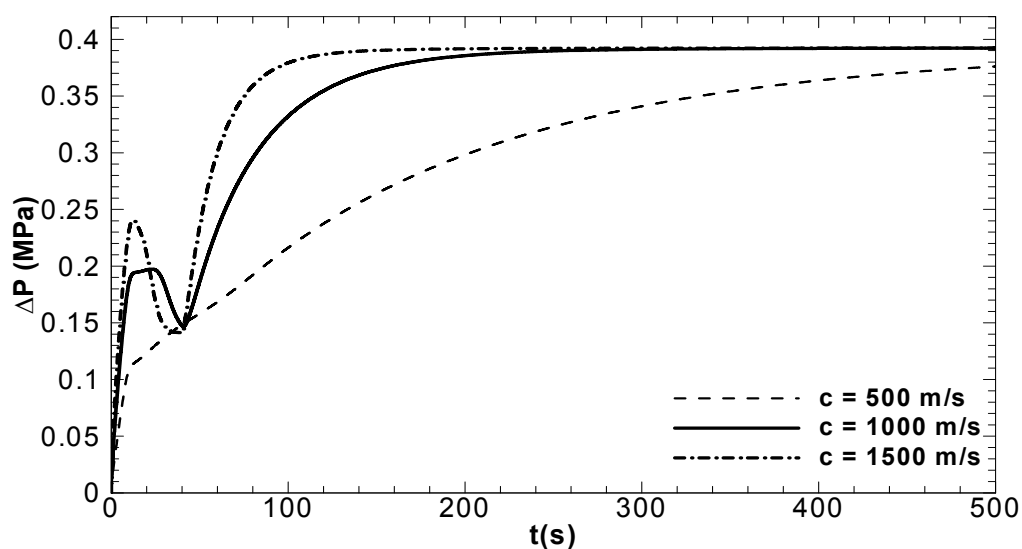


Figura 5.13 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.

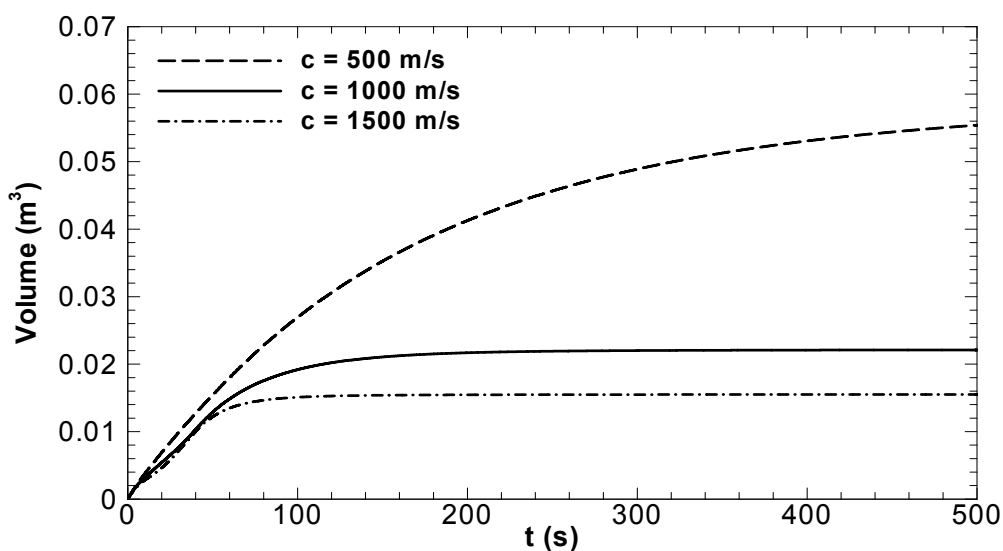


Figura 5.14 - Volume do gás no interior do poço para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.

Na Figura 5.15 nota-se que a compressibilidade do fluido possui grande influência para uma detecção de um influxo. Percebe-se que quanto menor é a compressibilidade, menor é o ganho de fluido nos tanques de lama, dificultando a



detecção do *kick*. Além disso, nota-se que ao se aumentar a compressibilidade do fluido, maior é a diferença entre o volume de gás no interior do poço e o *pit gain*. O aumento na diferença entre os volumes é prejudicial na operação de retomada de controle, pois demora mais para se detectar a invasão, e quando esta é detectada, maior é o volume de gás no interior do poço. No caso mais crítico em  $t = 40$  s, o volume ganho na superfície é de  $9,12 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup> enquanto o volume de gás é de  $1,27 \times 10^{-2}$  m<sup>3</sup>. Ou seja, o volume do gás é quase 14 vezes o volume ganho na superfície. Para o caso menos compressível, o volume de gás é apenas cerca de 2,9 vezes o volume do gás.

Para um fluido totalmente incompressível, a velocidade de propagação da onda de pressão tende ao infinito, isto implica que após o fechamento do poço as pressões se estabilizariam imediatamente e o volume do gás no interior do poço seria igual ao volume ganho nos tanques de lama.

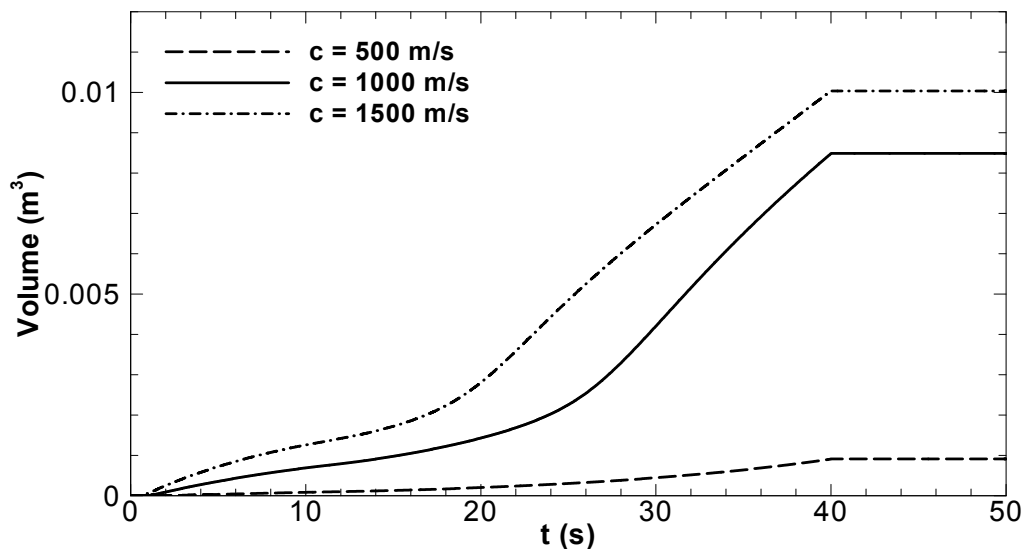


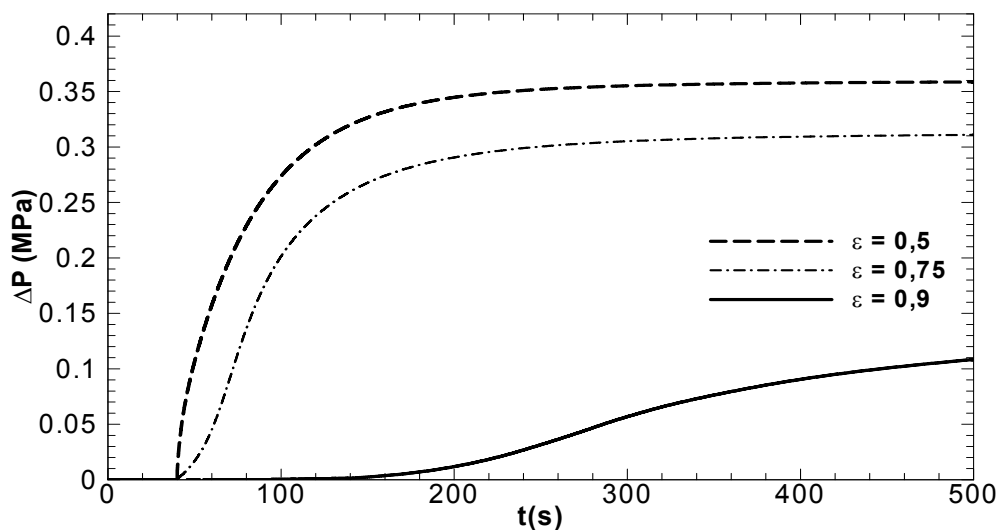
Figura 5.15 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes velocidades de propagação da onda de pressão.

### 5.3.2 Efeito da Razão de Espaçamento Anular, $\varepsilon$

A razão de espaçamento  $\varepsilon$  é a razão entre o diâmetro interno e o diâmetro externo do espaço anular. Para a análise dos efeitos deste parâmetro, fixou-se o valor do diâmetro externo,  $D_{2,e} = 0,2$  m, e variou-se o diâmetro interno. Os valores

definidos para o diâmetro interno são 0,10, 0,15 e 0,18 m. Resultando em espaçamentos de 0,50, 0,75 e 0,90, respectivamente.

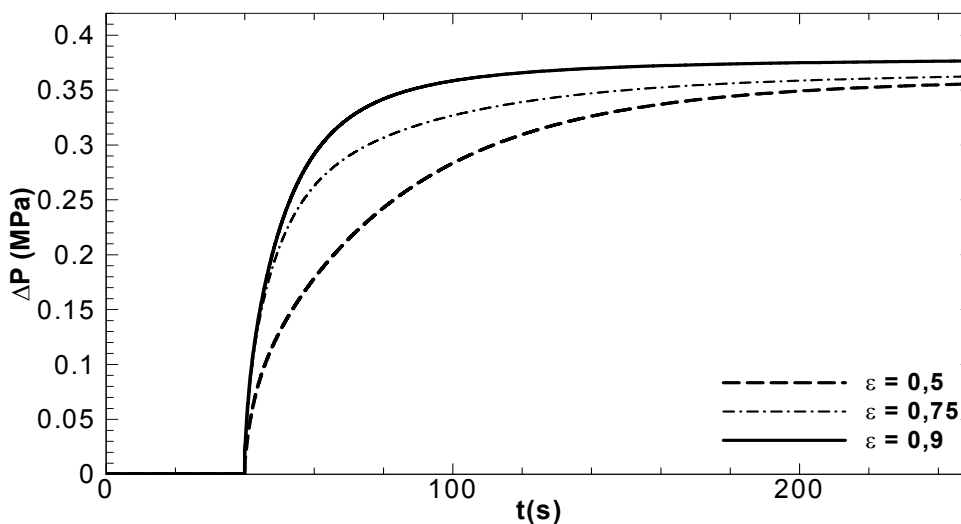
A Figura 5.16 mostra a evolução da pressão ao longo do tempo para as três razões de espaçamento. Pode-se notar que quanto menor é a razão de espaçamento, ou seja, maior é a área da seção transversal do espaço anular, mais rapidamente a pressão na superfície do espaço anular alcança o equilíbrio e que o ganho de pressão tende a ser mais próximo do ganho de pressão no fundo do poço. Para a maior razão de espaçamento, o diâmetro hidráulico se reduz e neste caso o gás desloca a maior parte do fluido de perfuração através da coluna. Somente quando a pressão na coluna está próxima de estabilizar é que nota-se uma variação da pressão no espaço anular. Portanto, a pressão no anular requer um maior tempo para estabilizar e há uma menor transmissibilidade de pressão, pois um diâmetro hidráulico menor implica em um escoamento mais dissipativo.



**Figura 5.16 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes razões de espaçamento.**

A razão de espaçamento possui efeito contrário na evolução da pressão na coluna. Se no anular, quanto maior a razão de espaçamento, maior é o tempo necessário para a estabilização da pressão e menor é a transmissibilidade, para a coluna tem-se o contrário. Para um diâmetro hidráulico no espaço anular pequeno, o gás desloca a maior parte do fluido pela coluna e, portanto, a pressão na coluna

estabiliza-se em um tempo menor. Este comportamento pode ser visto na Figura 5.17.



**Figura 5.17 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície da coluna para diferentes razões de espaçamento.**

A pressão no fundo do poço ao longo do tempo, apresentada na Figura 5.18, atinge seu valor máximo em um menor tempo para um espaço anular mais estreito, pois um anular mais estreito resulta em um menor volume de fluido de perfuração no interior do espaço anular. De tal modo que para uma mesma compressibilidade, o volume de gás que pode ser comprimido é menor.

Analisou-se também o efeito da variação da razão do espaçamento no volume do gás que entra no poço. Através da Figura 5.19 nota-se que o volume do gás diminui conforme o diâmetro hidráulico do espaço anular diminui. Uma razão menor do espaçamento resulta em um maior volume que o gás pode ocupar no interior do poço. Percebe-se também que quanto menor é o volume do espaço anular, menor é o tempo necessário para o volume do gás alcance o seu valor máximo.

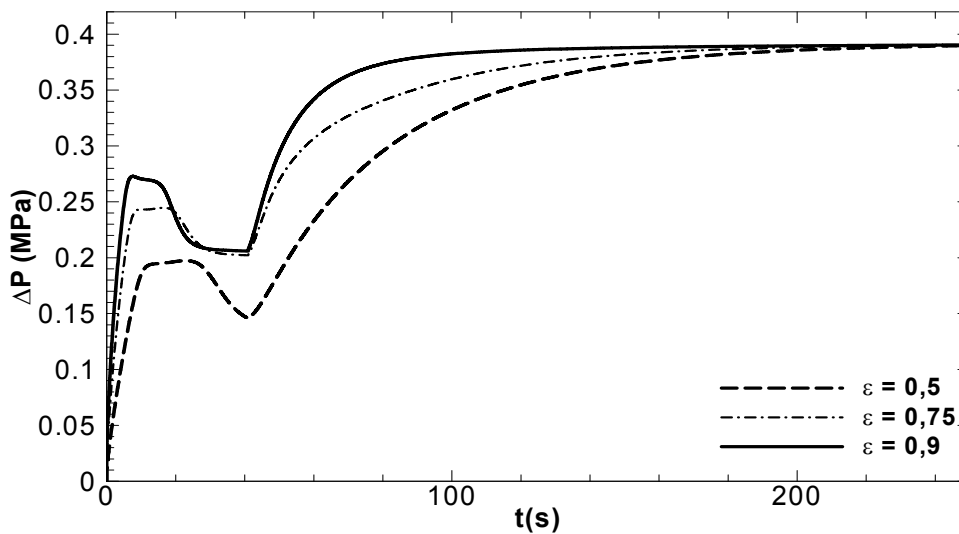


Figura 5.18 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes razões de espaçamento.

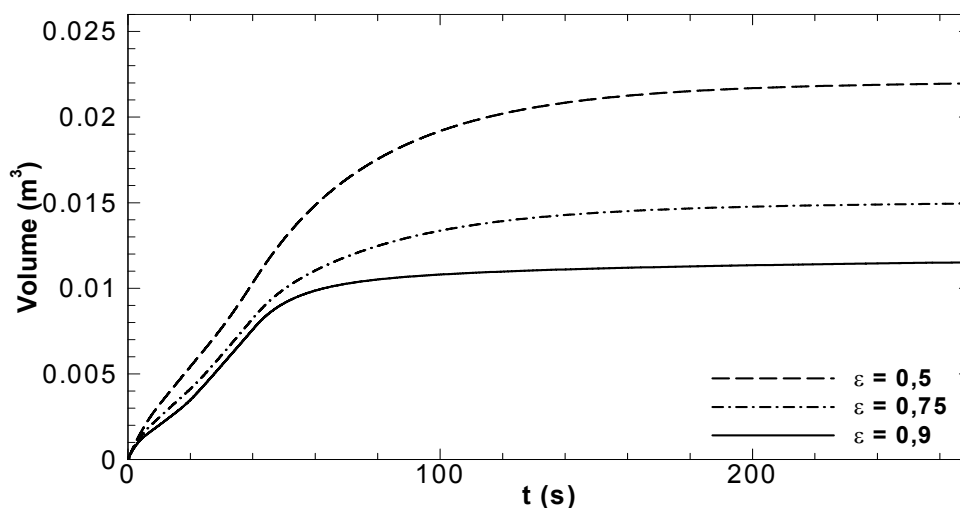


Figura 5.19 - Volume do gás no interior do poço ao longo do tempo para diferentes razões de espaçamento.

A Figura 5.20 apresenta o volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para as três razões de espaçamento. O comportamento em função da razão de espaçamento do volume ganho é semelhante ao do volume do gás apresentado na Figura 5.19. Para um anular mais estreito, menor é o ganho de volume na superfície, pois o ganho de volume ocorre em sua maior parte somente pela coluna. Para a razão de espaçamento igual a 0,5, os diâmetros hidráulicos da coluna e do

espaço anular são iguais e o volume de fluido deslocado nas duas seções possuem valores muito próximos.

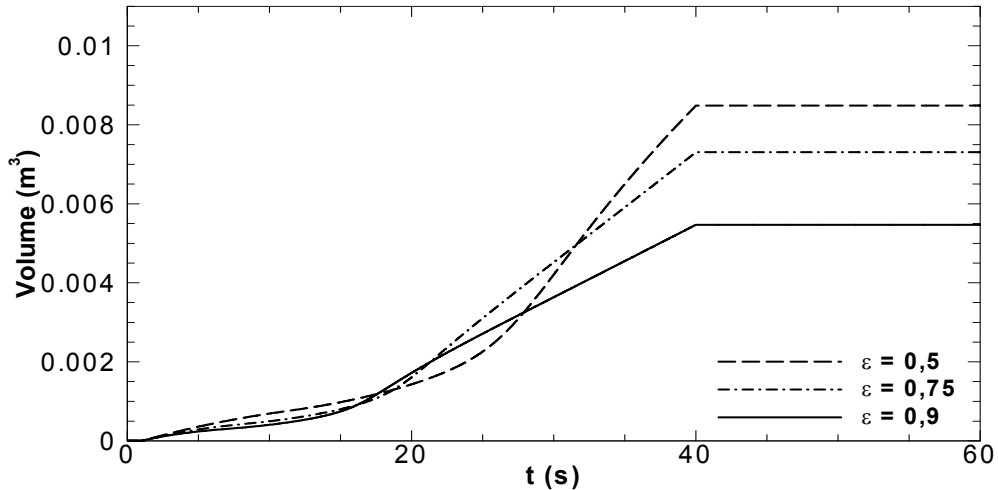
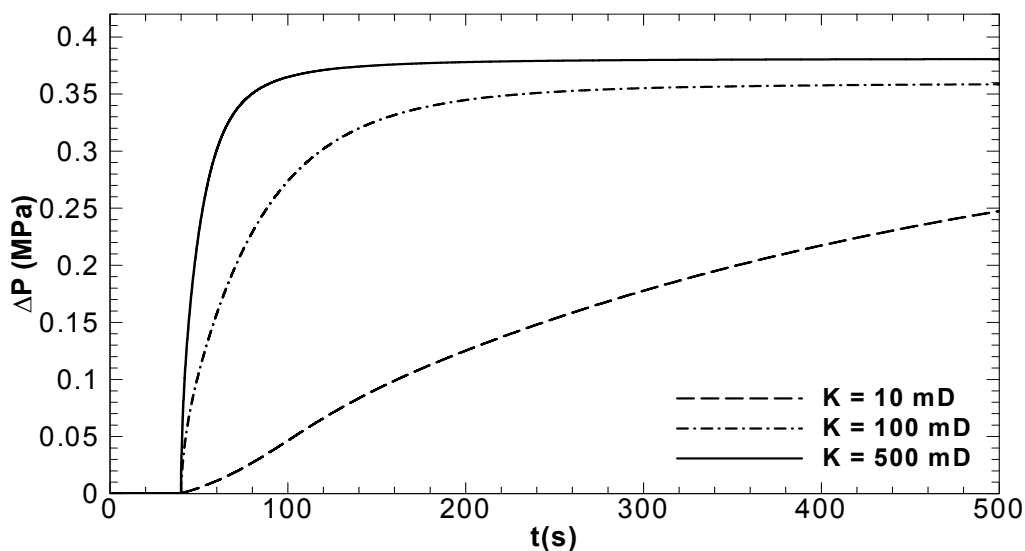


Figura 5.20 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes razões de espaçamento.

### 5.3.3 Efeito da Permeabilidade da Formação $k_r$

Analisou-se três valores diferentes da permeabilidade para analisar o efeito da permeabilidade do reservatório na detecção do *kick*. Os valores escolhidos são: 10, 100 e 500 mD. Através da Equação (3.39), percebe-se que quanto maior é a permeabilidade do reservatório, maior é a vazão. Portanto, uma formação mais permeável implica em uma maior vazão mássica do gás para o interior do poço. Assim, a pressão ao longo do poço tende a se estabilizar em um menor intervalo de tempo. Este comportamento pode ser visto na Figura 5.21. Devido a maior permeabilidade, maior é a velocidade com a qual o fluido de perfuração é deslocado ao longo do poço. Logo, o escoamento torna-se menos dissipativo em relação aos casos com menor permeabilidade e há uma maior transmissibilidade da pressão. Como pode ser visto na Figura 5.21, quanto mais permeável é a formação, mais próximo está o ganho de pressão na superfície do espaço anular do ganho de pressão no fundo do poço. O ganho de pressão para a formação mais permeável é de 0,38 MPa, enquanto para a permeabilidade intermediária é de somente 0,358 MPa.



**Figura 5.21 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes permeabilidades do reservatório.**

O mesmo comportamento para o fundo do poço pode ser visto na Figura 5.22. Quanto maior é a permeabilidade do reservatório, mais rápida a pressão se estabiliza. Uma maior permeabilidade implica em um maior volume de gás no poço, deslocando o fluido de perfuração com uma velocidade maior. Como o poço encontra-se fechado, o fluido acaba sendo comprimido de uma forma mais rápida. Um reservatório menos permeável demanda um tempo mais elevado para a estabilização da pressão, pois a compressão do fluido de perfuração se dá de forma mais lenta.

A partir da Equação (3.39) nota-se que a vazão volumétrica de gás é linearmente proporcional à permeabilidade do meio poroso. Logo, para um meio poroso mais permeável, maior é a vazão volumétrica de gás no interior do poço e, portanto, maior é o ganho de volume nos tanques de lama, como pode ser notado na Figura 5.23. Para o caso menos poroso, o ganho de volume de fluido de perfuração na superfície é muito pequeno, dificultando a detecção do *kick*.

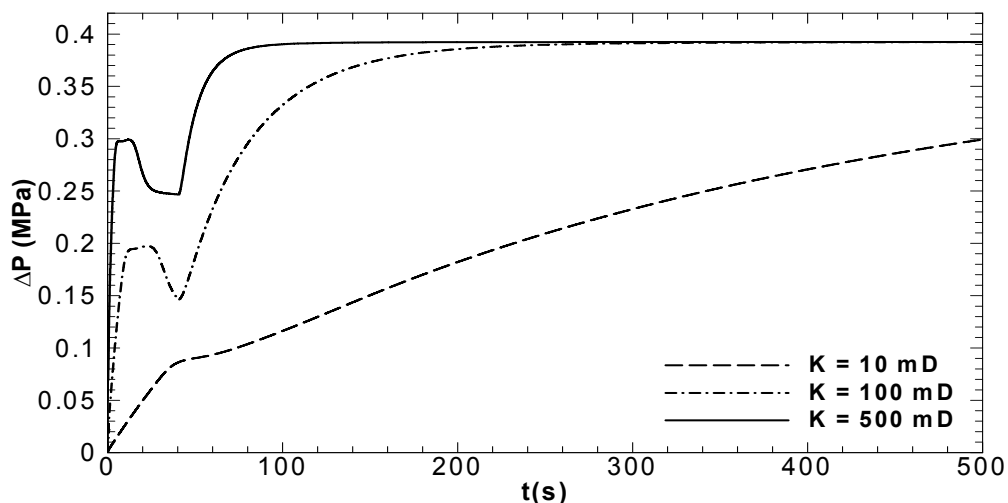


Figura 5.22 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes permeabilidades do reservatório.

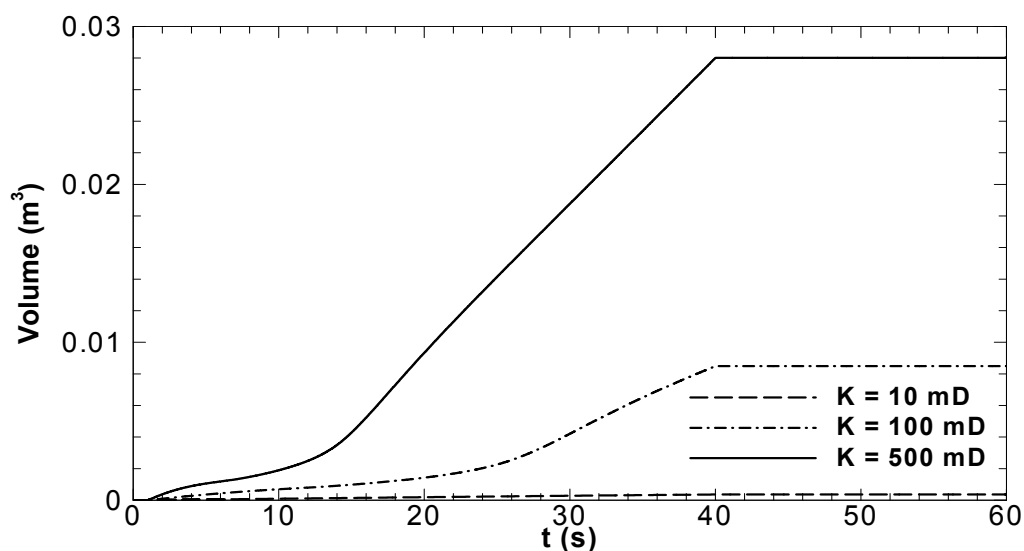


Figura 5.23 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes permeabilidades do reservatório.

Embora a detecção para um reservatório pouco permeável seja mais demorada, o volume no interior do poço também é pequeno, facilitando as operações de retomada de controle do poço. A Figura 5.24 mostra esta relação entre a permeabilidade e o volume de gás. Analisando a Figura 5.23 e a Figura 5.24 pode-se perceber que quanto menor é a permeabilidade, maior é a diferença entre o volume de gás no interior do poço e o volume ganho na superfície. Isto se deve ao

deslocamento do fluido de perfuração ocorrer com uma velocidade menor, resultando em um escoamento mais dissipativo.

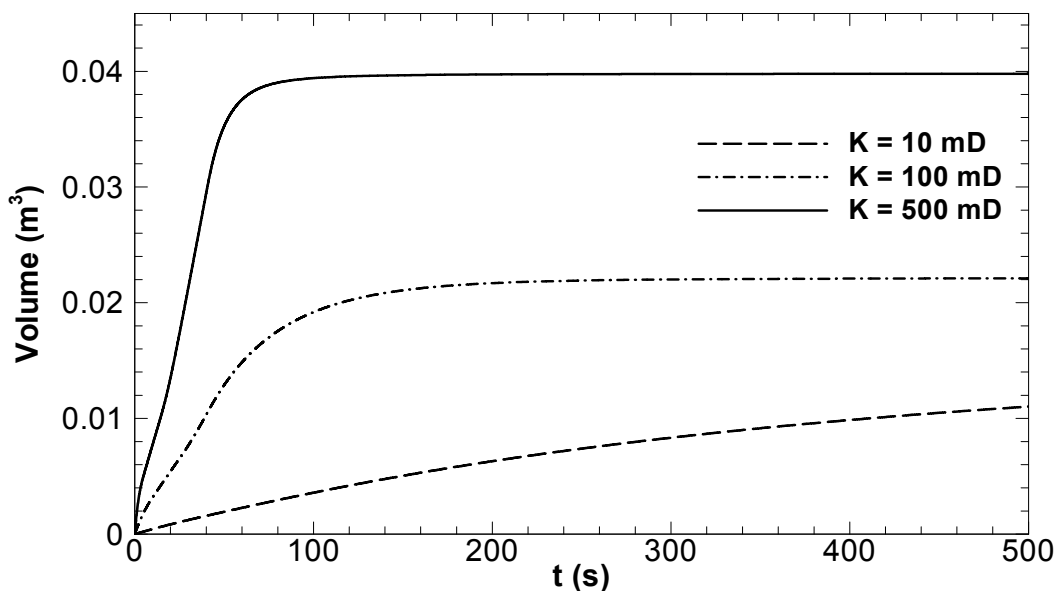


Figura 5.24 - Volume do gás no interior do poço ao longo do tempo para diferentes permeabilidades do reservatório.

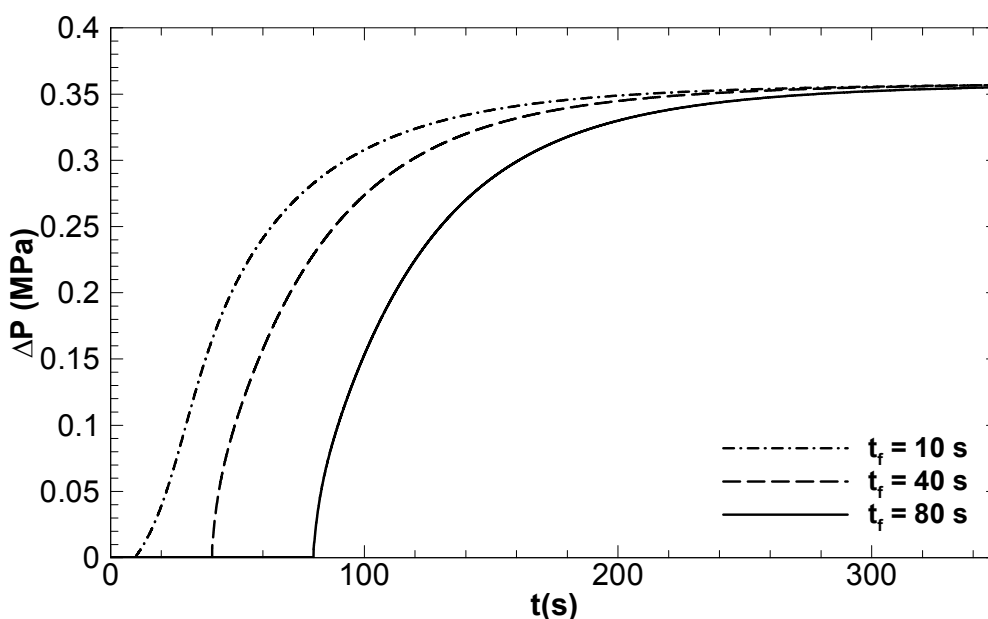
#### 5.3.4 Efeito do Tempo de Fechamento, $t_f$

O tempo de fechamento do poço após o início de uma invasão da formação é importante do ponto de vista de segurança da operação e do poço. Caso um *kick* não seja detectado a tempo, ele pode se tornar um *blowout* e o poço pode ser perdido. Logo, analisou-se três tempos de fechamento do poço após o começo da invasão. Os tempos analisados foram: 10, 40 e 80 s. O objetivo é estudar o efeito de um fechamento do poço quase instantâneo após o *kick*, um tempo intermediário e um demorado.

A demora na detecção do *kick* não apresenta uma influência na estabilização da pressão na superfície do poço. Para o modelo proposto, nota-se, pela Figura 5.25, que a magnitude da pressão em regime permanente na superfície do espaço anular não depende do tempo de fechamento. O modelo proposto possui uma limitação quando não considera a migração de bolha. Quando o gás adentra no poço e começa a se expandir, o fluido de perfuração é deslocado e o volume da



bolha do gás cresce. Como a massa específica do gás é menor que a do fluido de perfuração, a pressão hidrostática no fundo do poço diminui, logo, a diferença de pressão entre o fundo do poço e a do reservatório aumenta. Crescendo esta diferença, a vazão mássica do gás para dentro do poço aumenta e o volume do gás no interior do poço também, resultando em um efeito cascata. Tal efeito não pode ser investigado com o modelo apresentado.



**Figura 5.25 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes tempos de fechamento.**

A limitação do modelo em relação à queda da pressão hidrostática com a entrada de gás também influencia a variação da pressão na superfície do anular, apresentada na Figura 5.26. Entretanto, a pressão no fundo do poço entra em regime permanente antes do fechamento para um tempo de 80 s. O pico de pressão, entre 10 e 30 segundos é devido à quebra da microestrutura, o efeito do comportamento elástico do material diminui e o comportamento puramente viscoso torna-se dominante.

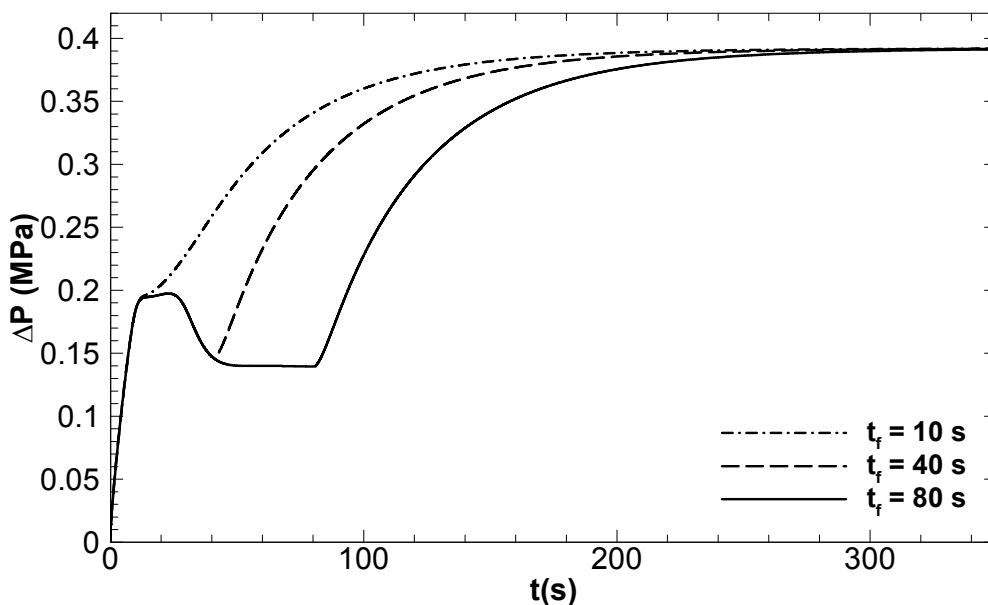


Figura 5.26 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes tempos de fechamento.

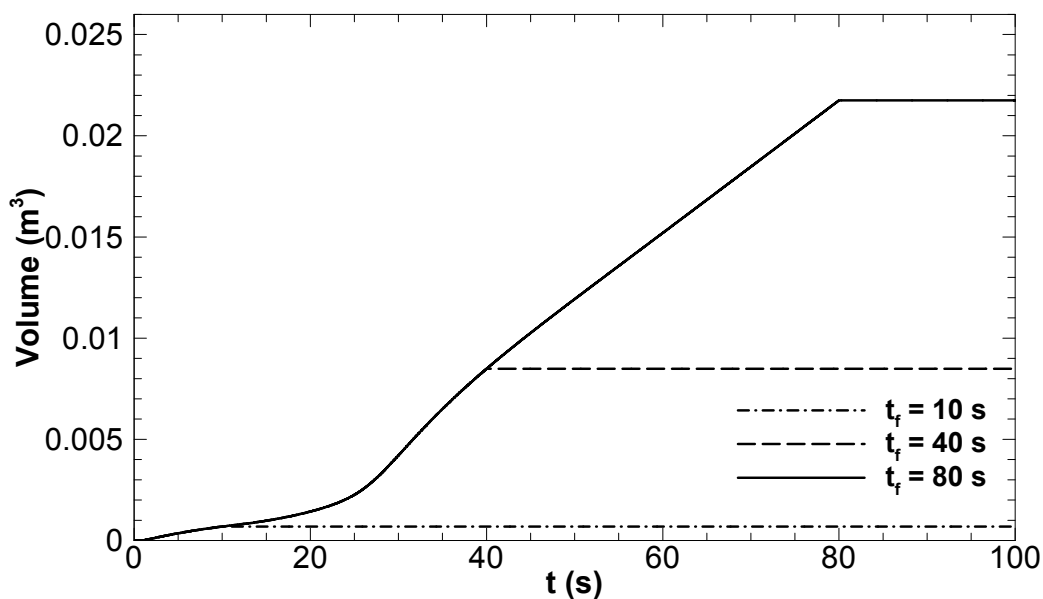


Figura 5.27 - Volume ganho nos tanques de lama para diferentes tempos de fechamento.

Para as mesmas condições, uma rápida detecção do *kick* resulta em um menor volume ganho nos tanques de lama, como pode ser observado na Figura 5.27. O mesmo efeito é encontrado para o volume de gás no interior do poço, apresentado pela Figura 5.28. Analisando-se as duas Figuras, nota-se que quanto menor é o tempo de fechamento, maior é a diferença entre o volume do gás final e o ganho nos

tanques de lama. Se o poço é fechado no início da invasão, o volume do gás no interior do poço ainda é pequeno e se expande consideravelmente até a estabilização das pressões. Caso o fechamento do poço demande mais tempo, o volume do gás no interior do poço é maior, dificultando as operações de retomada de controle do poço.

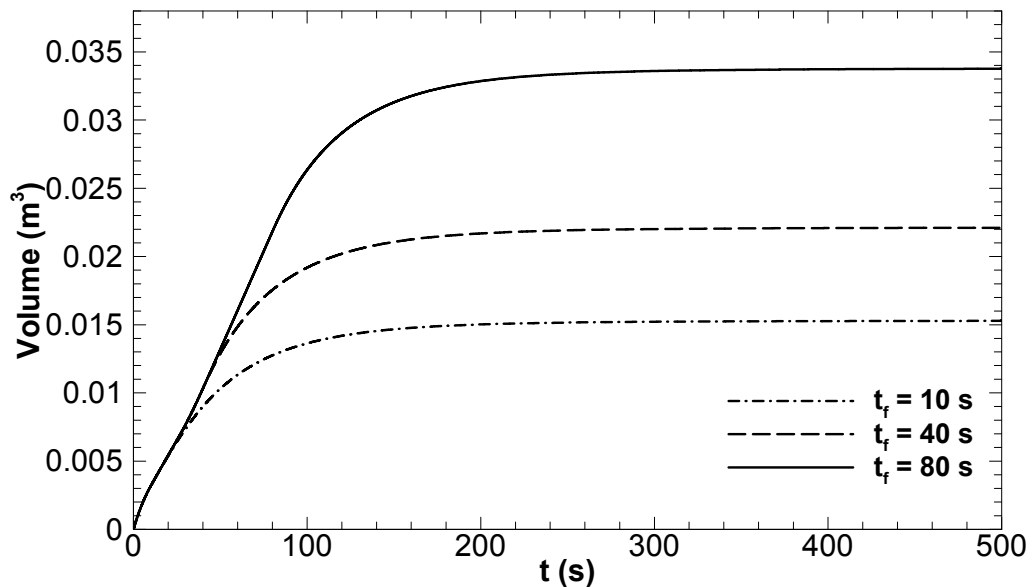


Figura 5.28 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes tempos de fechamento.

### 5.3.5 Efeito do Tempo de Equilíbrio, $t_{eq}$

O tempo de equilíbrio característico de mudança é um escalar que indica o tempo necessário para que não haja formação ou quebra da microestrutura, ou seja, quando a taxa de variação do parâmetro estrutural é nula. Os valores definidos para o estudo são: 1, 5 e 10 s. Desejou-se observar a influência de um tempo de equilíbrio menor na operação da detecção do *kick*.

A Figura 5.29 mostra a evolução temporal da pressão ao longo do tempo na superfície do anular para os três tempos de equilíbrio. Nota-se que, para o caso em estudo, quanto maior o tempo de equilíbrio, maior é a transmissão da pressão ao longo do poço. A diferença entre as pressões é relativamente pequena, e pode ser explicado através da Figura 5.31.

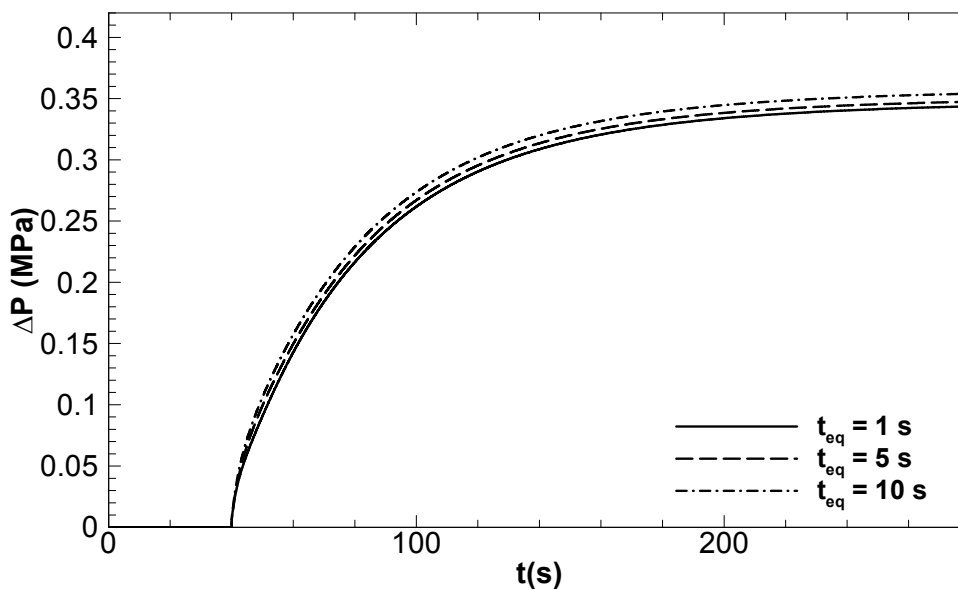


Figura 5.29 - Variação da pressão na superfície do espaço anular para diferentes tempos de equilíbrio.

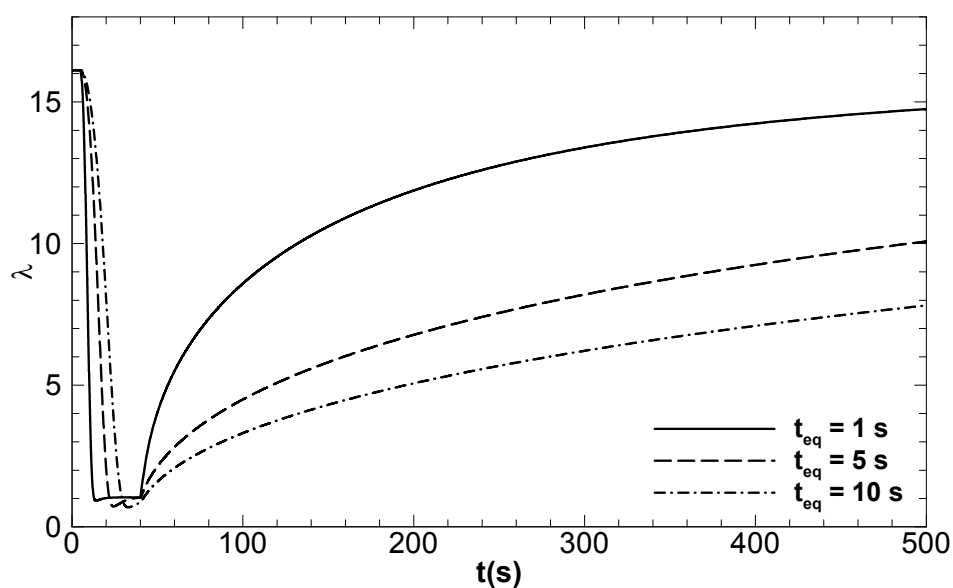


Figura 5.30 - Variação do nível de coesão da estrutura do material na parede externa da superfície do espaço anular ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.

A Figura 5.30 apresenta a variação do parâmetro estrutural ao longo do tempo na superfície do espaço anular. Nota-se que quanto menor é o tempo de equilíbrio, maior é a taxa de quebra ou de formação da microestrutura. Após o fechamento do poço, inicia-se o processo de formação da microestrutura. Para um tempo de equilíbrio menor, este processo é mais rápido, resultando em velocidades axiais ao

longo do poço menores. De tal modo que o escoamento é mais dissipativo e a transmissibilidade de pressão é menor.

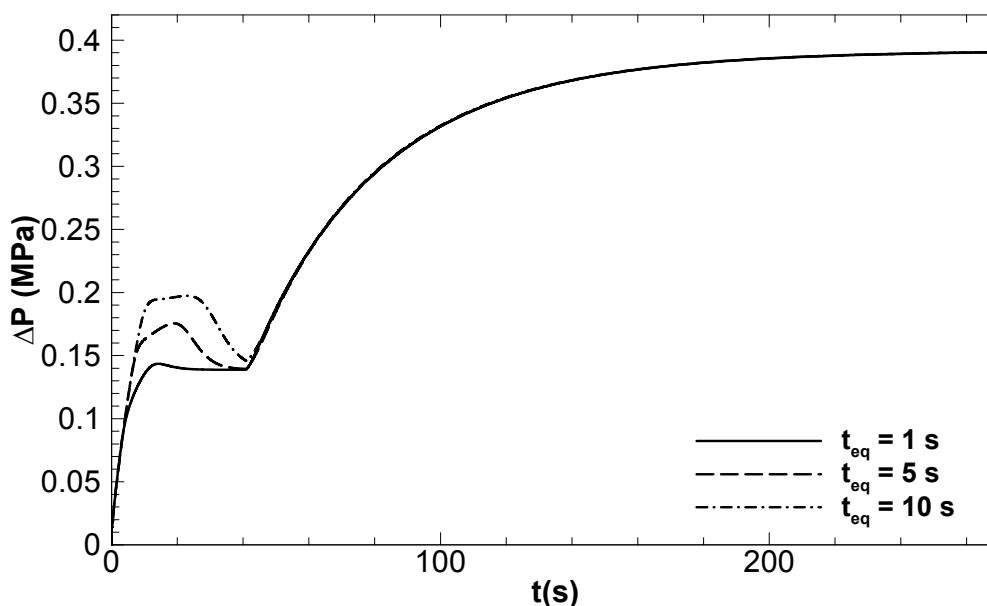


Figura 5.31 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes tempos de equilíbrio.

A evolução temporal da pressão no fundo do poço, apresentada na Figura 5.31, revela que o comportamento da pressão após o fechamento do poço é bastante semelhante entre os três casos. Entretanto, antes do fechamento, nota-se que quanto maior é o tempo de equilíbrio maior é o pico de pressão entre, aproximadamente, os 10 e 30 segundos. Para um tempo de equilíbrio maior, maior é tempo necessário para que se alcance uma condição de equilíbrio. Até que se alcance a condição de equilíbrio, a tensão de cisalhamento aumenta gradativamente, e, conseqüentemente, a pressão aumenta.

O ganho de volume de fluido de perfuração nos tanques de lama possui dependência do tempo de equilíbrio, como pode ser visto na Figura 5.32. Pode-se notar que, quanto menor é o tempo necessário para que se alcance uma condição de equilíbrio, maior é o *pit gain*. Para as mesmas condições, um tempo de equilíbrio menor resulta em uma tensão de cisalhamento menor, ou seja, uma maior velocidade. Se maior é a velocidade com a qual o fluido é deslocado, maior é o volume que se ganha nos tanques de lama.

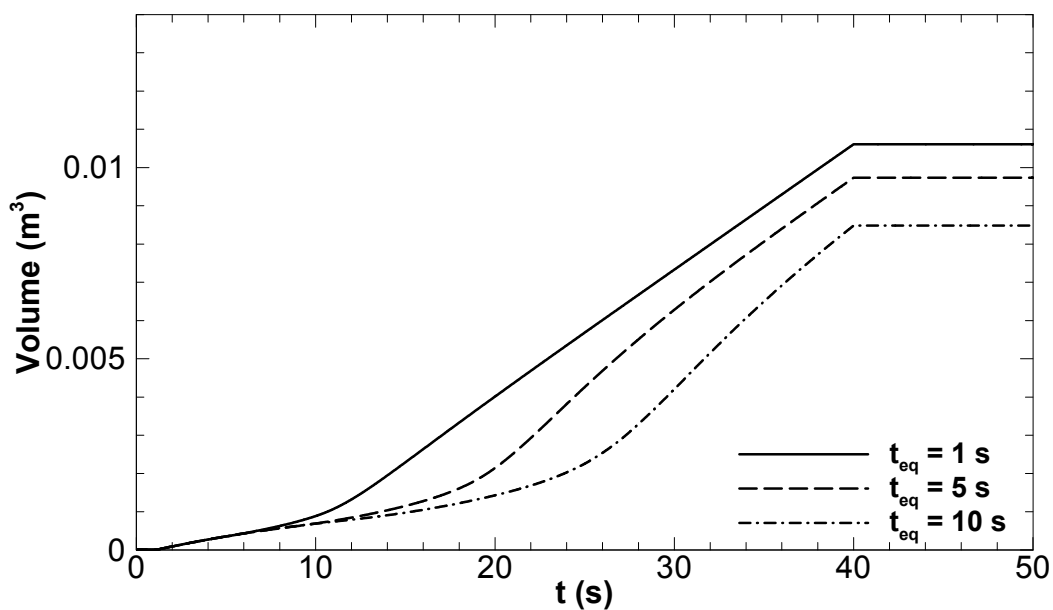


Figura 5.32 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.

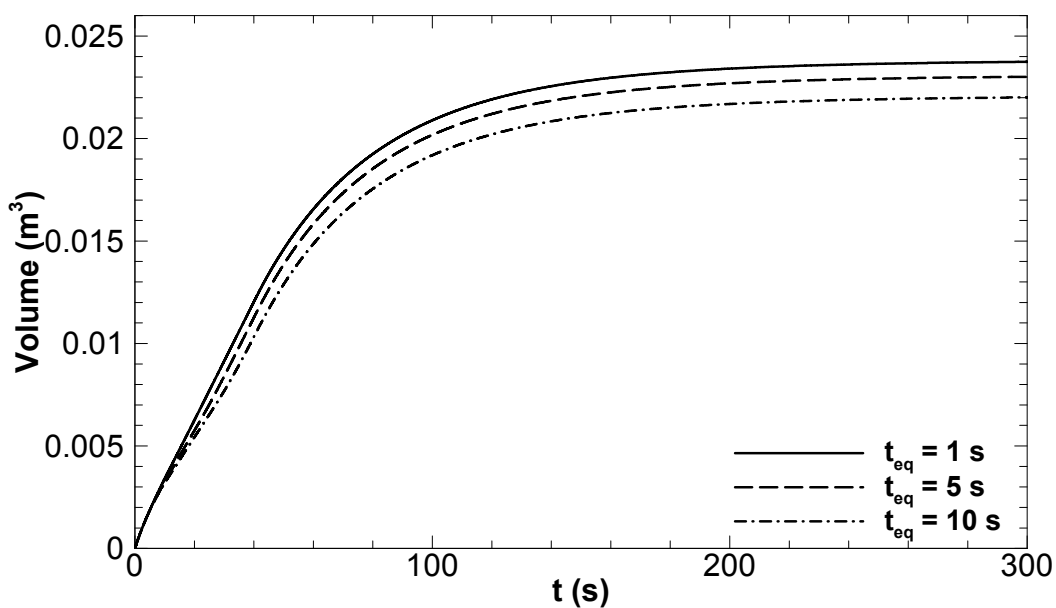


Figura 5.33 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes tempos de equilíbrio.

A evolução temporal do gás segue comportamento semelhante. Percebe-se na Figura 5.33 que quanto menor é o tempo de equilíbrio, maior é o volume de gás no interior no poço. Esta maior expansão é explicada pelo fato que um menor tempo de

equilíbrio, requer um menor tempo para a quebra da microestrutura, fazendo com que o fluido seja deslocado mais rapidamente e aumentando a expansão do gás.

### 5.3.6 Efeito da Estruturação Inicial do Fluido, $\lambda$

O parâmetro estrutural é um escalar que varia de 0 a um valor positivo finito e indica o grau coesão da microestrutura, sendo 0 a situação do material totalmente desestruturado. Para a análise deste parâmetro, estudou-se o caso de totalmente estruturado, 50 % estruturado e quase totalmente desestruturado, 1%.

Após 40 s, momento no qual o poço é fechado, para os três casos em estudo a condição de regime permanente estava próxima. Então, quando ocorre o fechamento do poço, parte-se de condições muito próximas para os casos, logo a evolução da pressão para diferentes estados da microestrutura na superfície do espaço anular é bastante semelhante. Este comportamento pode ser analisado pela Figura 5.34.

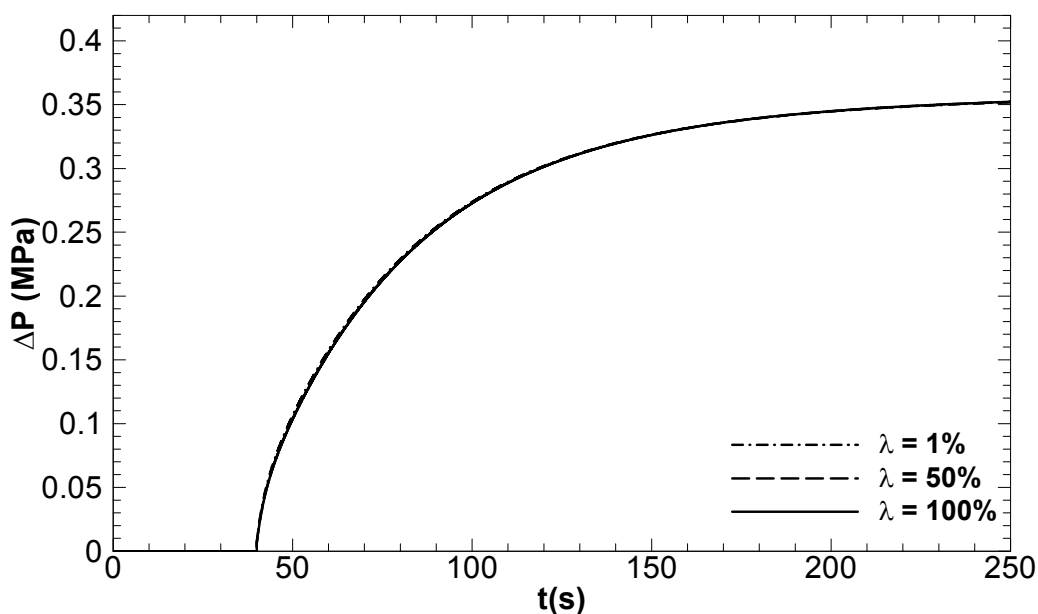
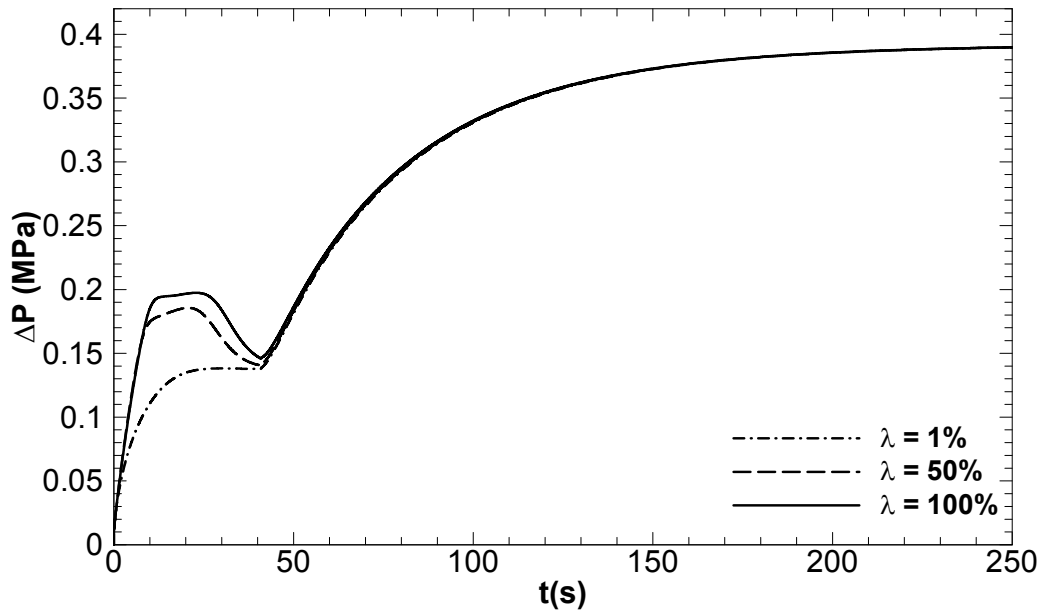


Figura 5.34 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes parâmetros estruturais.

A pressão de regime permanente após o início da entrada do gás com o poço ainda aberto independe do parâmetro estrutural. Nota-se através da Figura 5.35 que

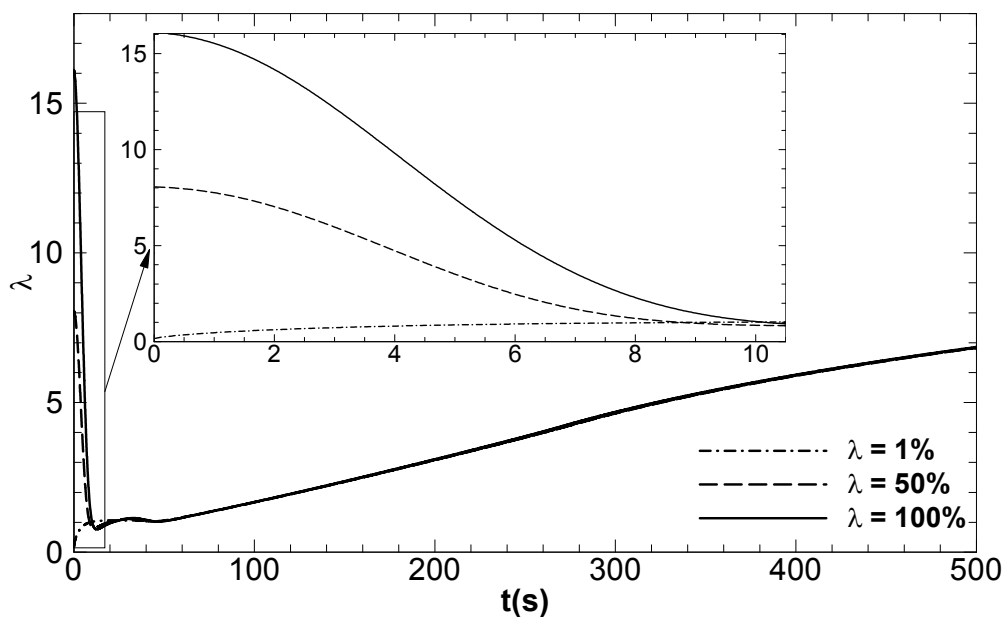
quanto maior é o grau de estruturação da microestrutura, maior é o pico de pressão no fundo do poço entre 10 e 30 s. Quanto mais estruturado está o material, maior é a tensão necessária para que se alcance o estado de equilíbrio, e, portanto, maior é a pressão. Quando o gel é quebrado ao longo de todo o poço, a pressão é aliviada e tende ao regime permanente.



**Figura 5.35 - Variação da pressão ao longo do tempo no fundo do poço para diferentes parâmetros estruturais.**

Nota-se pela Figura 5.36 que para diferentes níveis de coesão da microestrutura no fundo da seção anular, após aproximadamente 10 s (lembrando que o tempo de equilíbrio é 10 s), o nível de coesão para os três casos alcança o mesmo valor e possuem o mesmo comportamento. Pois, independente do nível estrutural inicial, o nível de coesão de equilíbrio da microestrutura é o mesmo.





**Figura 5.36 - Variação da coesão da microestrutura ao longo do tempo na parede externa do espaço anular no fundo do poço para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.**

Embora o parâmetro estrutural de equilíbrio alcance a mesma magnitude após 10 s para o fundo do poço no espaço anular, a mesma condição não é encontrada na superfície. Nota-se na Figura 5.37 que na superfície do espaço anular leva-se mais tempo para que o nível de coesão da microestrutura seja o mesmo para as três situações. Pois devido à dissipação de energia ao longo do poço a taxa de quebra da microestrutura é menor.

O volume ganho nos tanques de lama é função do parâmetro estrutural. Percebe-se, através da Figura 5.38, que quanto mais estruturado o material se encontra, menor é o *pit gain*. Devido o material estar mais estruturado, maior é a tensão de cisalhamento necessária para que o fluido seja deslocado. Até que a expansão do gás gere esta tensão de cisalhamento, demora-se mais tempo para que a quebra da microestrutura ocorra ao longo de todo o poço.

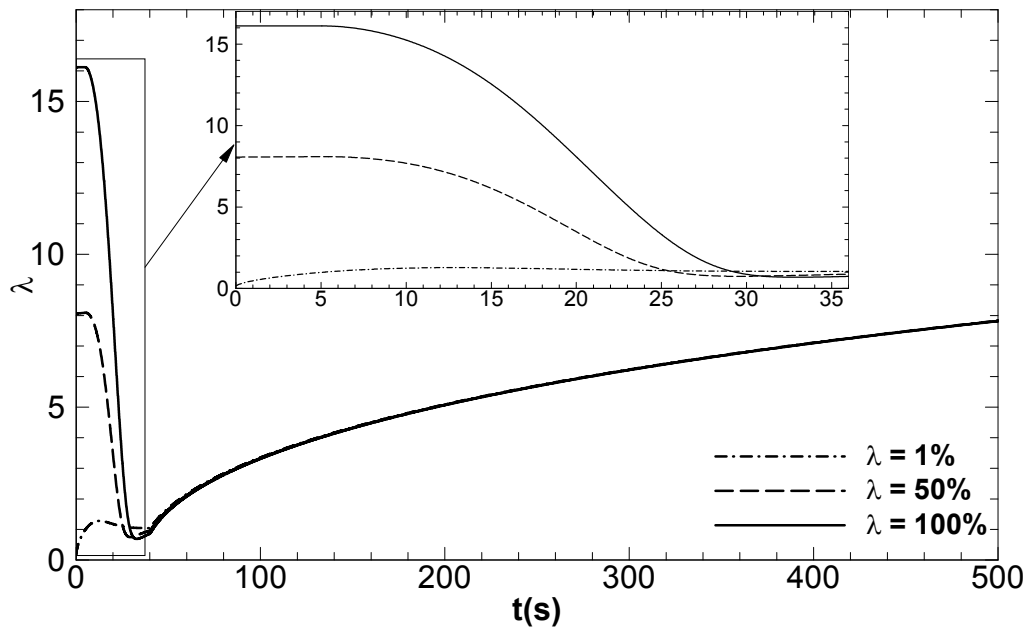


Figura 5.37 - Variação da coesão da microestrutura ao longo do tempo na parede externa da superfície do espaço anular no fundo do poço para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.

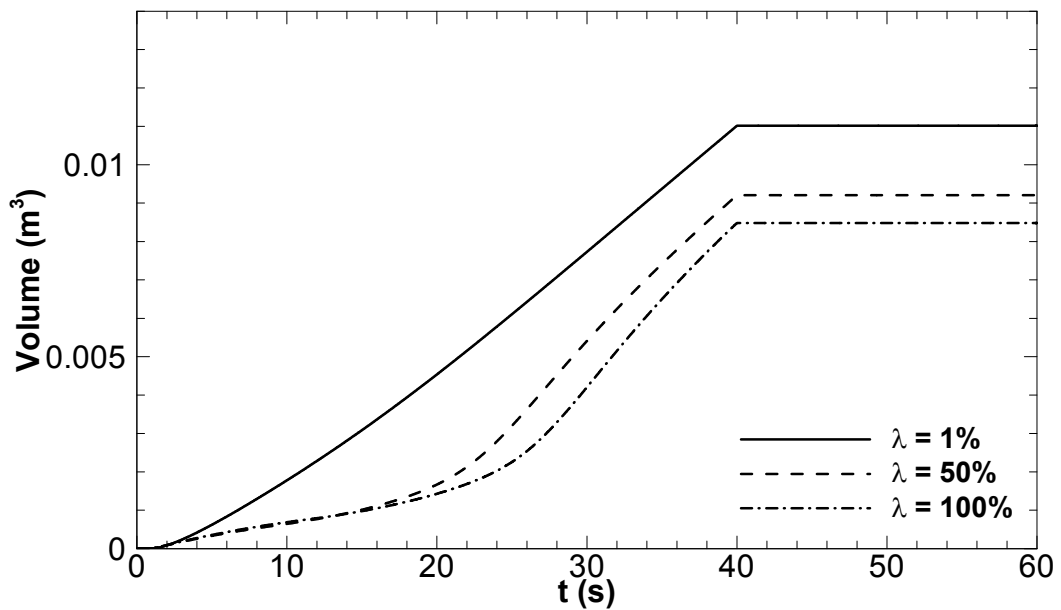


Figura 5.38 - Ganho de volume nos tanques de lama para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.

A mesma explicação serve para a influência do parâmetro estrutural no volume do gás no fundo do poço, como pode ser visto na Figura 5.39. O volume do gás é maior para um fluido menos estruturado, pois é necessária uma menor tensão de

cisalhamento para mover o fluido de perfuração. Este processo de quebra da microestrutura influi na diferença entre o volume de gás e o volume ganho nos tanques. Para o caso menos estruturado, no momento em que o poço foi fechado, o volume do gás era apenas 13% maior que o volume ganho na superfície. Já no caso totalmente estruturado, o volume do gás era 22% maior que o *pit gain*.

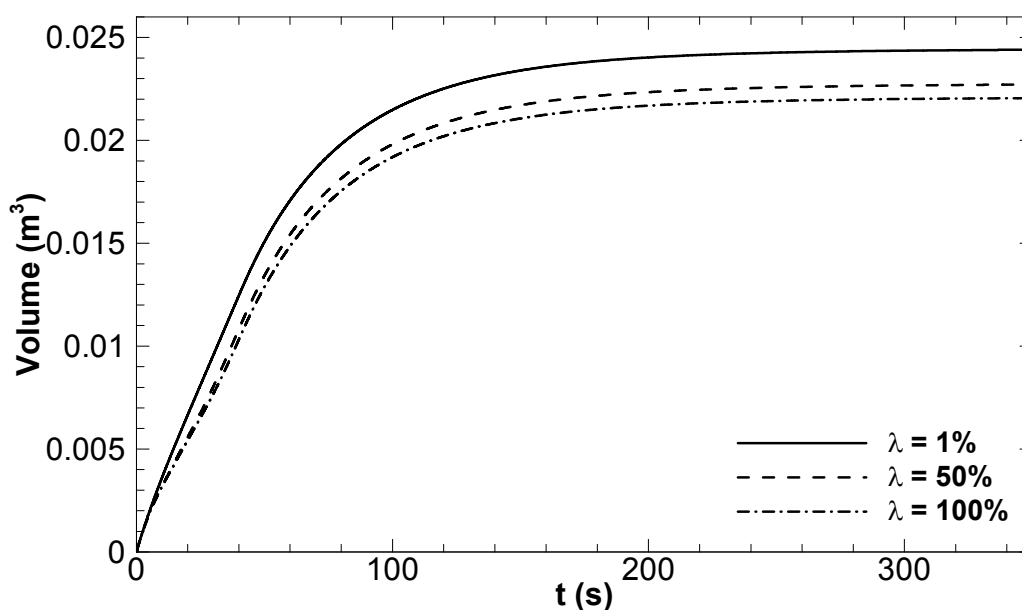


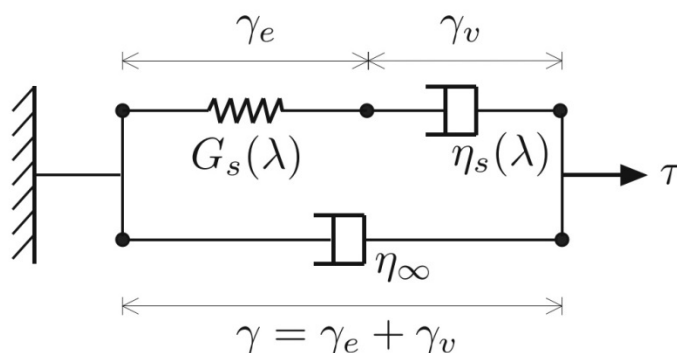
Figura 5.39 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes níveis de coesão da estrutura do material.

### 5.3.7 Efeito do Módulo de Elasticidade, $G_0$

Para o entendimento do módulo de elasticidade da microestrutura, pode-se fazer uma analogia com o módulo de elasticidade da mecânica dos sólidos. Quanto maior é o módulo de elasticidade, menor é a deformação sofrida pelo material a uma mesma tensão aplicada. Uma analogia mais detalhada é apresentada na Figura 5.40, onde  $\gamma_e$  e  $\gamma_v$  representam, respectivamente, a deformação elástica e a deformação viscosa da microestrutura.

Da Equação (3.16), que apresenta uma relação para a evolução do módulo de elasticidade, nota-se que quanto maior é o grau de estruturação do fluido, maior é o módulo de elasticidade, portanto, menor é a deformação elástica que o fluido sofre.

Para a análise do efeito do módulo de elasticidade, definiu-se os três seguintes valores para o estudo: 0,1, 1,0 e 10 Pa.



**Figura 5.40 - Analogia mecânica. (FONTE: MENDES e THOMPSON, 2013)**

A Figura 5.41 apresenta a evolução temporal da pressão na superfície do espaço anular para os três módulos de elasticidade. Nota-se que não há uma grande diferença entre os resultados dos casos estudados. Porém, nota-se que, o menor módulo de elasticidade resultou em um maior aumento de pressão na superfície.

Para a evolução da pressão no fundo do poço, nota-se que para o caso de menor módulo de elasticidade, não ocorre um pico de pressão no início da invasão. Um módulo de elasticidade menor, para uma mesma deformação, implica em uma menor tensão de cisalhamento, gerando assim uma menor pressão. Analisando a Figura 5.42, nota-se que a taxa de quebra ou formação da microestrutura é menor para um módulo de elasticidade menor. Para um menor módulo de elasticidade, maior é a contribuição da deformação elástica na deformação total do material, logo, há uma menor deformação viscosa e uma menor taxa de quebra da microestrutura. A menor taxa de quebra da microestrutura resulta em uma menor tensão de cisalhamento, logo a pressão também é menor, como pode ser visto na Figura 5.41.

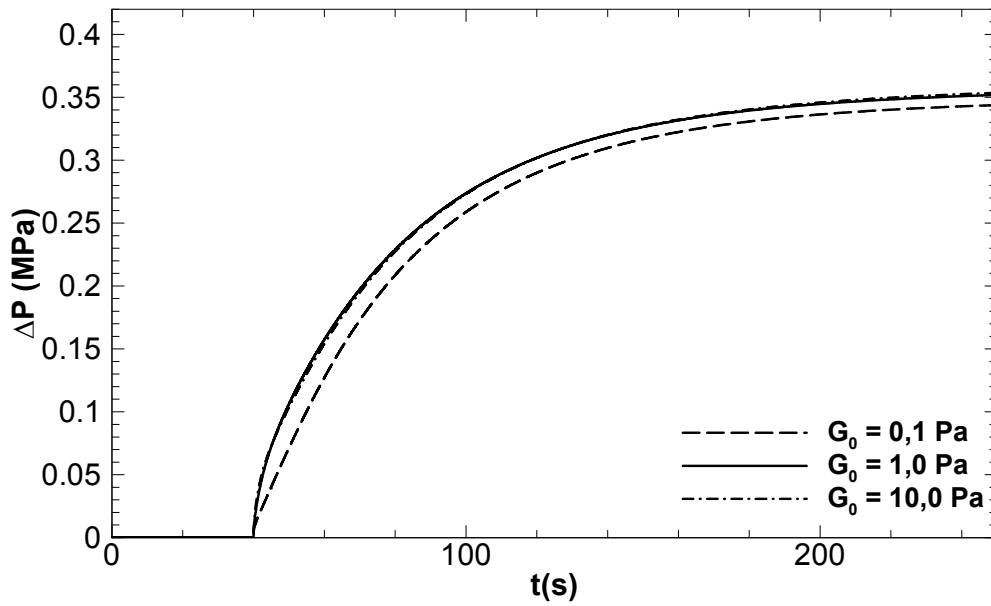


Figura 5.41 - Variação da pressão ao longo do tempo na superfície do espaço anular para diferentes módulos de elasticidade.

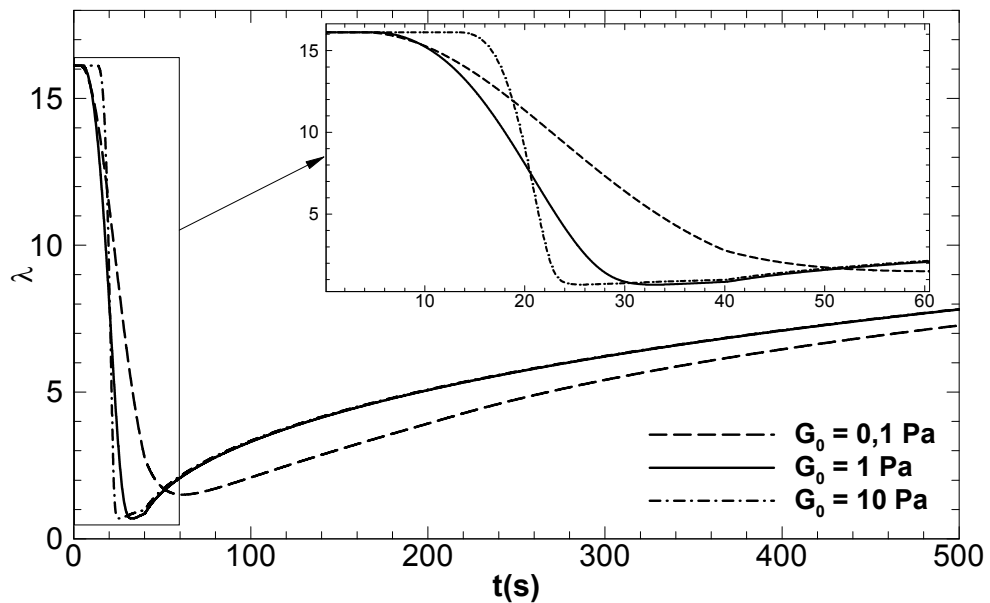


Figura 5.42 - Variação do nível de coesão da estrutura do material na parede externa da superfície do espaço anular ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.

A Figura 5.43 apresenta o comportamento da pressão no fundo do poço para os diferentes módulos de elasticidade. Nota-se que quanto menor é o módulo de elasticidade, menor é o pico de pressão no início do influxo de gás.

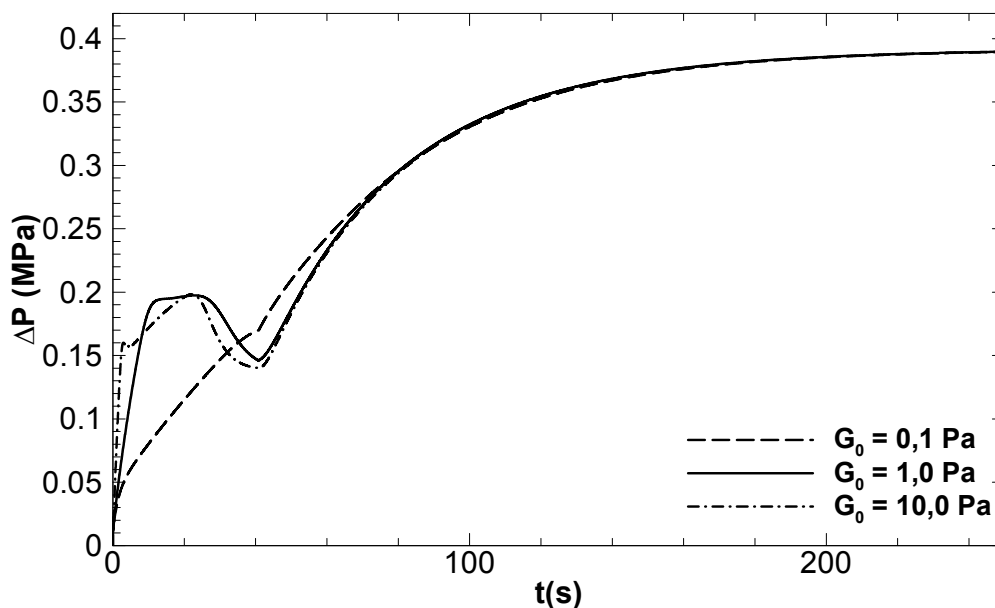


Figura 5.43 - Variação da pressão no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.

Como um módulo de elasticidade menor gera uma maior deformação a uma mesma tensão imposta, logo se gera também uma maior velocidade ao longo do poço. Essa velocidade influencia no ganho de volume nos tanques de lama. Como a deformação do fluido ao longo do poço ocorre mais fácil, maior é o volume de fluido que o gás desloca. A Figura 5.44 apresenta este comportamento entre o módulo de elasticidade inicial e o volume ganho na superfície. Para o material mais elástico, o ganho de fluido na superfície é maior, pois é necessária uma menor tensão de cisalhamento para deslocar o fluido de perfuração ao longo de todo o poço. Para o módulo de elasticidade intermediário, nota-se que há um considerável aumento na taxa de volume ganho em  $t \cong 26$  s e que para o caso menos elástico este aumento ocorre em  $t \cong 20$  s. O aumento ocorre quando o nível de coesão da microestrutura atinge seu valor mínimo na superfície, é quando houve a quebra da microestrutura ao longo de todo o poço. Durante este processo, há um acúmulo de pressão e quando o processo de quebra do material termina, o fluido ao longo de todo o poço sofre uma aceleração. Este efeito é comumente denominado de efeito avalanche e pode ser visto na Figura 5.43. Devido à aceleração do fluido de perfuração, ocorre o aumento no volume ganho na superfície. Como a taxa da variação do nível de

coesão da estrutura aumenta com o aumento do módulo de elasticidade, Figura 5.42, menor é o tempo em que ocorre o efeito avalanche.

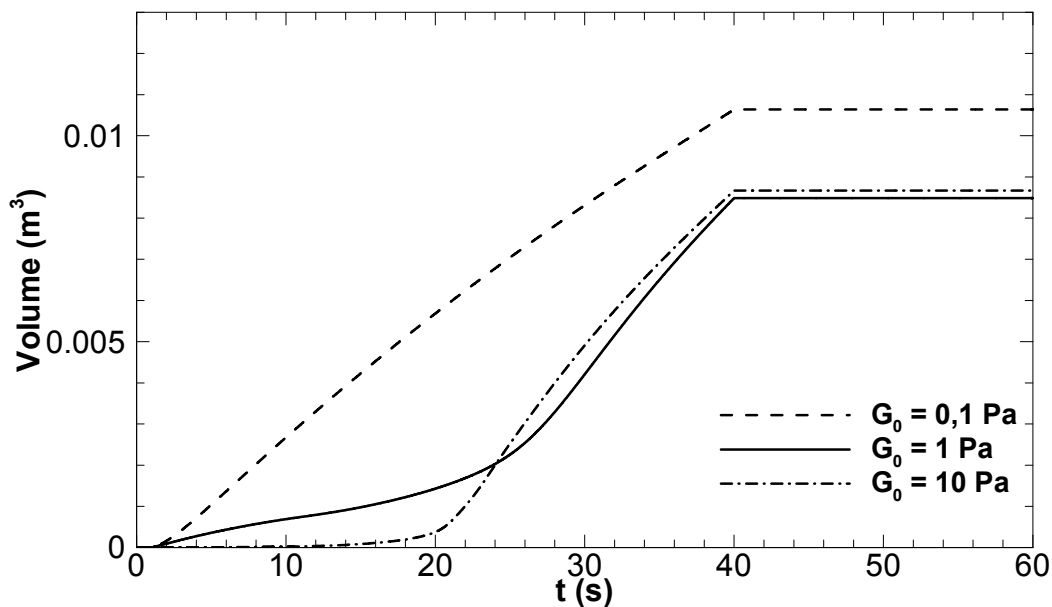


Figura 5.44 - Volume ganho nos tanques de lama ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.

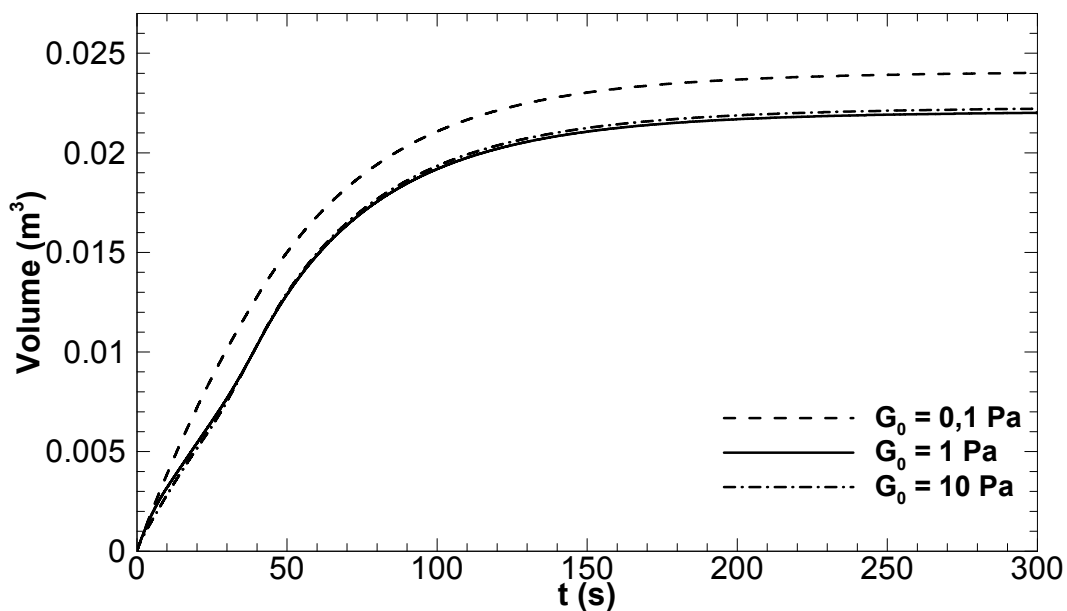


Figura 5.45 - Volume do gás no fundo do poço ao longo do tempo para diferentes módulos de elasticidade.

O volume do gás no interior do poço sofre a mesma influência. Como um menor módulo de elasticidade resulta em uma maior deformação elástica, o gás expande-se com maior facilidade para o fluido de menor elasticidade, como pode ser percebido através da Figura 5.45.

#### 5.4 Consolidação dos Resultados

Neste capítulo realizou-se a definição de um caso padrão para um estudo mais detalhado. Observou-se que para um fluido tixotrópico não há a total transmissibilidade da pressão ao longo do poço. Pode-se notar que o ganho de volume na superfície do poço é diferente do volume do gás no interior do poço. Comparou-se o fluido tixotrópico com um fluido newtoniano e notou-se que a evolução temporal da pressão no fundo do poço ocorre de forma diferente. Para um fluido tixotrópico, há um pico de pressão resultante da quebra da microestrutura ao longo de todo o poço. O volume ganho na superfície para um fluido newtoniano é maior, pois o gás se expande com maior facilidade.

Posteriormente, analisou-se o efeito de sete parâmetros, sendo: compressibilidade do fluido de perfuração  $c$ , razão de espaçamento do espaço anular  $\varepsilon$ , permeabilidade do reservatório  $k_r$ , tempo para fechamento do poço de perfuração  $t_f$ , tempo de equilíbrio característico  $t_{eq}$ , nível de coesão da estrutura do material  $\lambda$  e módulo de elasticidade inicial  $G_0$ .

Na análise dos resultados, a taxa de variação do parâmetro estrutural auxiliou de grande forma no entendimento dos resultados. De uma forma geral, notou-se que quanto mais dissipativo é o escoamento, maior é a diferença entre o volume do gás e o volume ganho na superfície. Pode-se perceber que, no início do *kick* há uma quebra da microestrutura e, quando o poço é fechado, inicia-se o processo de formação da microestrutura. Notou-se que quanto maior é o nível de coesão da microestrutura, maior é o pico de pressão no fundo do poço. Os resultados apresentados ajudaram a entender melhor como se evolui a propagação de pressão ao longo do poço durante a ocorrência de um *kick*. Também pode-se notar a influência dos parâmetros referentes ao modelo de tixotropia na detecção do influxo.



## 6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

### 6.1 Conclusões

Nesta monografia foi desenvolvido um modelo matemático para simular a propagação da pressão em um poço de perfuração durante a ocorrência de uma invasão da formação (*kick*). O modelo permite o estudo da propagação de pressão antes e após o fechamento do poço e a avaliação da transmissibilidade de pressão após o fechamento.

A grande maioria dos modelos verificados na literatura, preocupa-se em simular as operações de retomada de controle do poço e não com a detecção do fluido invasor. Além disso, em boa parte dos trabalhos da literatura considera-se somente a região do espaço anular. Somente um dos trabalhos considera o fluido de perfuração como compressível e em nenhum deles é empregado um modelo de tixotropia para representar o fluido de perfuração. Os maiores diferenciais do presente trabalho é o método de solução das equações e o modelo de tixotropia para o fluido de perfuração.

A verificação do modelo numérico foi realizada através da comparação da solução analítica para um fluido newtoniano e da comparação de resultados apresentados na literatura para a posição  $r_0$  para um fluido lei de potência em um tubo de seção anular. Para a comparação da solução analítica para um fluido newtoniano, utilizou-se condições de contorno diferentes das utilizadas no restante do trabalho. O modelo apresentou ótima concordância com a solução analítica para a evolução da pressão e na obtenção do perfil radial de velocidade.

Com o modelo verificado, realizou-se um estudo mais detalhado para um caso padrão apresentado na Tabela 5.1. Posteriormente, a partir deste caso, analisou-se a influência de alguns parâmetros característicos do problema sendo eles: compressibilidade do fluido de perfuração  $c$ , razão de espaçamento do espaço anular  $\varepsilon$ , permeabilidade do reservatório  $k_r$ , tempo para fechamento do poço de perfuração  $t_f$ , tempo de equilíbrio característico  $t_{eq}$ , nível de coesão da estrutura do material  $\lambda$  e módulo de elasticidade inicial  $G_0$ .

Em síntese, pode-se concluir que:

- A estabilização da pressão no fundo do poço mostrou-se independente dos parâmetros analisados;
- A compressibilidade do fluido de perfuração apresenta grande influência no comportamento da propagação de pressão, no volume do gás e no volume ganho nos tanques de lama. Quanto maior é a compressibilidade, maior é o tempo necessário para a estabilização das pressões após o fechamento, menor é a transmissibilidade de pressão ao longo do poço e maior é a diferença entre o volume do gás e o volume ganho na superfície;
- Quanto menor é a razão de espaçamento no espaço anular,  $\varepsilon = r_e/r_i$ , maior é o volume ganho nos tanques de lama, maior é o volume de gás e menor é o tempo para a pressão estabilizar na região do anular e maior é a transmissibilidade de pressão;
- Para um reservatório com maior permeabilidade, nota-se que as pressões estabilizam em um menor tempo, o volume ganho e o volume de gás aumentam e há uma melhor transmissibilidade de pressão ao longo do poço;
- A detecção mais rápida da ocorrência de um *kick* diminui o volume do gás no interior do poço;
- Um tempo de equilíbrio menor resulta em maior volume do gás, maior ganho de volume e um menor tempo necessário para que se alcance o regime permanente após o fechamento do poço;
- Para um grau de estruturação da microestrutura mais elevado, diminui-se o ganho de volume e o volume do gás;
- Um menor módulo de elasticidade aumenta o volume ganho na superfície e o volume do gás no fundo do poço.

O modelo apresentado pode ser útil na indústria petrolífera. Durante a perfuração de poços com grandes profundidades, a probabilidade da ocorrência de um *kick* é considerável. Se ocorrer um *kick*, o modelo pode vir a auxiliar a equipe de engenheiros responsáveis pela segurança do poço. O modelo prevê a transmissibilidade ao longo do poço, que possui importância crucial no cálculo da nova massa específica do fluido de perfuração e o volume do gás no interior do poço. Portanto, conclui-se que o objetivo proposto foi alcançado.

## 6.2 Sugestões

O modelo apresentado possui algumas limitações que devem ser superadas. Para os trabalhos futuros sugere-se:

- Estudar diferentes condições de contorno no poço de perfuração para o modelo de tixotropia utilizado, como vazão volumétrica ou pressão constante na entrada do poço e pressão nula na saída e fechamento de válvula;
- Considerar a migração de bolha no problema;
- Considerar a solubilidade do gás no fluido de perfuração;
- Considerar a perda de carga na região bifásica;
- Considerar a perda da pressão hidrostática com a entrada do gás;
- Implementar uma equação de estado mais precisa;
- Considerar os efeitos da broca no fundo da coluna.

## REFERÊNCIAS

ALÉ, Jorge A. Villar. **Mecânica dos Fluidos**. Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, 2011.

ANDERSON, J.D. **Modern Compressible Flow: With Historical Perspective**. 2ª ed. Estados Unidos: McGraw-Hill, 1990.

BIRD, R. B.; ARMSTRONG, R. C.; HASSAGER, O. **Dynamics of Polymeric Liquids – Fluid Dynamics**. 2ª ed. Estados Unidos: John Wiley e Sons, v. 1, 1987.

BEZERRA, Evilene Matias. **Estudo do Controle de Poço Considerando-se o Comportamento de Fases da Mistura Gás-Líquido**: Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Campinas, Brasil. Universidade Estadual de Campinas, 2006.

CENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M. **Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications**. 1ª ed. Estados Unidos: McGraw-Hill, 2006.

CHHABRA, R. P.; RICHARDSON, J. R. **Non-Newtonian Flow in the Process Industries: Fundamentals and Engineering Applications**. Oxford, UK. Butterworth-Heinemann, 1999.

CNN. Cable News Network. Disponível em: <[www.cnn.com](http://www.cnn.com)> Acesso em 14 agosto de 2014.

COSTA, Dirlaine Oliveira Da.; LOPEZ, Juliana De. **Tecnologia dos Controles de Poço e Blowout**: Monografia do Projeto Final de Curso. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2011.

COUSSOT, P; LEONOV, A. I.; PIAU, J. M. **Rheology of Concentrated Dispersed Systems in a Low Molecular Weight Matrix**. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, vol. 46, pp 179-217, 1993.

EDMISTER, Wayne C.; LEE, Byung I. **Applied Hydrocarbon Thermodynamics**. 2ª ed. Estados Unidos: Gulf Publishing Company, 1993.

FONTENOT, J. E.; CLARK, R. K. **An Improved Method for Calculation Swab and Surge Pressures and Circulating Pressures in a Drilling Well.** SPE Drilling Engineering, vol. 14, pp 451-462, 1974.

FOX, Robert W.; MCDONALD, Alan T.; PRITCHARD, Philip J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos.** 6ª ed. Estados Unidos: John Wiley & Sons, 2011.

GALVES, Leandro Victalino. **Impacto na Solubilidade de Gás na Detecção de Kicks em Fluidos de Perfuração de Base N-Parafina:** Monografia do Projeto Final de Curso. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.

HOBEROCK, L. L.; STANBERY, S. R. **Pressure Dynamics in Well During Gas Kicks: Part 2 – Component Models and Results.** Journal of Petroleum Technology, vol. 33, pp 1367-1378, 1981.

KREYSZIG, E. **Advanced Engineering Mathematics.** 9ª ed. Estados Unidos: J. Wiley, 2006.

LAGE, A. C. V. M. **Simulação do Controle de Poços de Petróleo em Erupção:** Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1990.

LEBLANC, J. L.; LEWIS, R. L. **A Mathematical Model of Gas Kick.** Journal of Petroleum Technology, vol. 20, pp 888-898, 1968.

LIMOEIRO, Cláudio da Silva. **Implementação de um Modelo de Kick para a Perfuração Offshore:** Monografia do Projeto Final de Curso. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2011.

MENDES, P, R. S. **Thixotropic Elasto-viscoplastic Model for Structured Fluids.** Soft Matter, vol. 7, pp 2471-2483, 2011.

MENDES, P. R. S.; THOMPSON, R. L. **A Unified Approach to Model Elasto-viscoplastic Thixotropic Yield-stress Materials and Apparent Yield-stress Fluids.** Rheol Acta, vol. 52, pp 673-694, 2013.

NEGRÃO, A. F. **Controle de Poços em Águas Profundas:** Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Campinas, Brasil. Universidade Estadual de Campinas, 1989.

NEGRÃO, C. O. R. OLIVEIRA, G. M. **The Effect Flow Compressibility Start-up of Waxy Crude Oils.** Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica. In press, 2014.

NICKENS, H. V. **A Dynamic Computer Model of a Kicking Well.** SPE Drilling Engineering, vol. 2, pp 158-173, 1987.

NUNES, J. O. L. **Estudo do Controle de Poços em Operações de Perfuração em Águas Profundas e Ultra Profundas:** Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Campinas, Brasil. Universidade Estadual de Campinas, 2002.

OHARA, Shiniti. **Improved Method for Selecting Kick During Deepwater Drilling Operations:** Tese de Doutorado em Engenharia. Baton Rouge, Estados Unidos. Louisiana State University, 1996.

OLIVEIRA, Gabriel Merhy De. **Reinício da Circulação de Fluidos de Perfuração em Espaços Anulares Horizontais:** Monografia do Projeto Final de Curso. Curitiba, Brasil: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2008.

OLIVEIRA, G. M.; ROCHA, L. L. V.; NEGRÃO, C. O. R.; FRANCO, A. T. **Numerical Simulation of the Start-up of Bingham Fluid Flows in Pipelines.** Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, vol. 165, pp. 1114-1128, 2010.

OLIVEIRA, Gabriel Merhy De. **Modelagem da Propagação de Pressão no Reinício de Escoamento de Fluidos de Perfuração não Gelificados:** Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Curitiba, Brasil: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2011.

PETROBRAS. **Petróleo Brasileiro S. A.** Disponível em <[exposicao60anos.agenciapetrobras.com.br](http://exposicao60anos.agenciapetrobras.com.br)> Acesso em 14 Agosto de 2014.

RECORDS, L. R. **Mud System and Well Control.** Petroleum Engineering, vol. 44, pp 97-108, 1972.

RIBEIRO, P. R.; AVELAR, C. S.; SEPEHRNOORI, K. **Deepwater Gas Kick Simulation.** Journal of Petroleum Science and Engineering, vol. 67, pp 13-22, 2009.

ROCHA, L. L. V. **Modelagem do Reinício do Escoamento de um Fluido de Perfuração Tixotrópico**: Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Curitiba, Brasil: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2010.

ROSSI, L. F. D. S. **Formação de Hidratos em Sistemas de Gás Natural**: Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Campinas, Brasil. Universidade Estadual de Campinas, 1990.

SANTOS, O. L. A. **A Mathematical Model of Gas Kick When Drilling in Deep Waters**: Dissertação do Projeto Final do Curso de Mestrado em Engenharia. Golden, Estados Unidos: Colorado School of Mines, 1982.

SANTOS, O. L. A. **Segurança de Poços em Lâminas de Água Ultraprofundas**. Encontro Nacional de Hidráulica de Perfuração e Completação de Poços de Petróleo e Gás. Domingos Martins, Brasil, 2006.

SANTOS, Raphael Pádua. **Implementação de um Modelo Numérico para a Simulação da Circulação de um Kick de Gás pelo Método do Sondador**: Monografia do Projeto Final de Curso. Rio de Janeiro, Brasil: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.

SESTAK, J.; ZITNY, R.; HOUSKA, M. **Simple Rheological Models of Food Liquids for Process Design and Quality Assessment**. Journal of Food Engineering 2, vol. 1, pp 35-49, 1983.

THOMAS, J. E, *et al.* **Fundamentos de Engenharia de Petróleo**. 2. ed. Brasil: Editora Interciência, 2004.

WYLIE, E. Benjamin; STREETER, Victor L. **Fluid Transientes**. 7<sup>a</sup> ed. Estados Unidos: McGraw-Hill, 1978.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics**. 7<sup>a</sup> ed. Estados Unidos: McGraw-Hill, 2003.

YZIQUEL, F.; CARREAU, P. J.; MOAN, M.; TANGUY, P. A. **Rheological Modeling of Concentrated Colloidal Suspensions**. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, vol. 86, pp 133-155, 1999.

## ANEXO A – SOLUÇÃO ANALÍTICA

Oliveira (2011) apresenta a solução analítica para um escoamento laminar para fluido newtoniano em um tubo horizontal, como condição inicial considera-se que o fluido está em repouso e totalmente estático. Utilizou-se pressão constante na entrada do tubo e pressão manométrica nula na saída.

Através da Equação (4.41) pode-se escrever uma equação diferencial para a pressão:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - \Omega \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

onde:

$$\Omega = \frac{32\mu}{\rho D_h^2} \quad (\text{A.2})$$

Para se obter a solução analítica para o campo de pressão, emprega-se o método da separação de variáveis com o uso das séries de Fourier (KREYSZIG, 2006). Inicialmente, propõe-se uma solução na seguinte forma:

$$P(z,t) = F(z)G(t) + P_{in} \left( 1 - \frac{z}{L} \right) \quad (\text{A.3})$$

Nota-se que a Equação (A.3) é representada pelo produto de duas funções independentes entre si. Diferenciando a Equação (A.3) duas vezes em relação ao tempo, tem-se que:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = F\dot{G} \quad \text{e} \quad \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = F\ddot{G} \quad (\text{A.4})$$



e em relação a direção axial:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = F'G \quad \text{e} \quad \frac{\partial^2 P}{\partial^2 z} = F''G \quad (\text{A.5})$$

Substituindo as Equações (A.4) e (A.5) na Equação (A.1), separando as variáveis independentes e igualando as equações resultantes a uma constante arbitrária  $C$ , tem-se:

$$\frac{1}{c^2 G} (\ddot{G} + \Omega \dot{G}) = \frac{F''}{F} = C \quad (\text{A.6})$$

Da Equação (A.6) é possível obter duas equações diferenciais homogêneas:

$$F'' - CF = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\ddot{G} + \Omega \dot{G} - c^2 CG = 0 \quad (\text{A.8})$$

Das condições de contorno, tem-se que a expressão para  $F(z)$  é:

$$F(z) = F_n(z) = \sin \beta_n z \quad (\text{A.9})$$

De modo análogo para  $G(t)$ :

$$G_n(t) = e^{\frac{-\Omega t}{2}} (B_n \cos \omega_n t + B_n^* \sin \omega_n t) \quad (\text{A.10})$$

onde:

$$\beta_n = \frac{n\pi}{L} \quad (\text{A.11})$$

$$\omega_n^2 = c^2 \beta_n^2 - \left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 \quad (\text{A.12})$$

A solução total do problema é obtida através da superposição das soluções gerais, Equações (A.9) e (A.10), desta forma, tem-se que o campo de pressão é dado por:

$$P(z,t) = P_{in} \left(1 - \frac{z}{L}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(z) G_n(t) \quad (\text{A.13})$$

Substituindo as soluções gerais e satisfazendo a condição inicial tem-se que:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (B_n \sin \beta_n z) = P_{in} \left(\frac{z}{L} - 1\right) \quad (\text{A.14})$$

Analisando a Equação (A.14), verifica-se que se pode escolher  $B_n$  de forma adequada para se obter uma série de Fourier em seno:

$$B_n = \frac{2}{L} \int_0^L P_{in} \left(\frac{z}{L} - 1\right) \sin(\beta_n z) dz = -\frac{2P_{in}}{\beta_n L} \quad (\text{A.15})$$

Para a determinação do coeficiente  $B_n^*$  deve-se empregar outra condição de contorno. Sabendo-se que no instante inicial,  $t = 0$ , não há variação temporal da pressão, diferenciando a Equação (A.13) em relação ao tempo para este instante de tempo, tem-se:

$$\left. \frac{\partial P}{\partial t} \right|_{t=0} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{\Omega P_{in}}{\beta_n L} + \omega_n B_n^* \right) \sin \beta_n z \right] = 0 \quad (\text{A.16})$$

Assim, para qualquer  $\sin \beta_n z$ :

$$B_n^* = -\frac{\Omega P_{in}}{\omega_n \beta_n L} \quad (\text{A.17})$$

Substituindo os coeficientes determinados através das Equações (A.15) e (A.17), determina-se a expressão para o campo de pressão em função da posição axial,  $z$ , e do instante temporal,  $t$ :

$$P(z,t) = P_{in} \left\{ \left( 1 - \frac{z}{L} \right) - \frac{2e^{-\frac{\Omega t}{2}}}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{\beta_n} \sin \beta_n z \left( \cos \omega_n t + \frac{\Omega}{2\omega_n} \sin \omega_n t \right) \right] \right\} \quad (\text{A.18})$$