

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

Dissertação apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
Como Requisito Parcial à Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

RESURREIÇÃO

COMPORTAMENTO TRANSIENTE DE VAZÃO
E ANÁLISE DE DECLÍNIO DE PRODUÇÃO
EM POÇOS COM FRATURA VERTICAL
ASSIMÉTRICA DE CONDUTIVIDADE FINITA

Este exemplar corresponde a redação final da Tese aprovada
pela comissão julgadora, defendida pelo Enge. Carlos Eugenio
Melro Silva da Resurreição em 20/11/90

Autor
Orientador

Prof. Dr. Fernando Rodriguez de la Garza.
:Carlos Eugenio Melro Silva da Resurreição
:Fernando J. Rodriguez de la Garza

47190

novembro de 1990

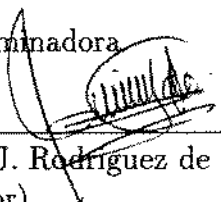


UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

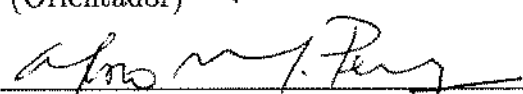
A dissertação "Comportamento Transiente de Vazão e Análise de Declínio de Produção em Poços com Fratura Vertical Assimétrica de Condutividade Finita", elaborada por Carlos Eugenio Melro Silva da Resurreição e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Sub-Comissão de Pós Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 20 de novembro de 1990

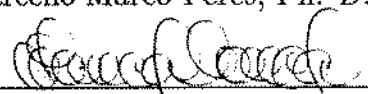
Banca Examinadora



Fernando J. Rodriguez de la Garza, Ph. D.
(Orientador)



Alvaro Marcello Marco Peres, Ph. D.



Antonio Cláudio de França Corrêa, Ph. D.

A meus pais Warner e Gilda, com gratidão.
A minha esposa Thelga, com muito amor.
A meus Filhos Lucas e Fernanda.

AGRADECIMENTOS ESPECIAIS

A meus pais, Warner e Gilda, que sempre estiveram ao meu lado em todos os instantes da vida, contribuindo com educação, amor, dedicação e carinho para minha plena formação como homem.

A minha esposa Thelga pelo seu amor, dedicação e alegria que contribuíram de maneira decisiva para que eu pudesse concluir o presente trabalho.

Aos meus filhos, Lucas e Fernanda, que me proporcionaram momentos de descontração e alegria tão necessários a este meu empreendimento.

AGRADECIMENTOS

Estou muito grato ao Prof. Dr. Fernando J. Rodriguez de La Garza, pela proposta do tema, bem como pela dedicação, entusiasmo e precisão da sua orientação.

Gostaria de agradecer ao Eng.^o José Reinaldo Rodrigues Guimarães pelo incentivo e apoio prestados.

Aos Eng.^{os} Luiz Eraldo de Araújo Ferreira e Walter Pereira Formozinho pelo incentivo.

Ao Eng.^o Paulo Sérgio Vieira da Rocha pelo apoio prestado.

Gostaria também de agradecer aos Eng.^{os} Dr. Antonio Cláudio de França Corrêa e Dr. Kelsen Valente Serra pela colaboração.

Aos funcionários da UNICAMP que proporcionaram condições para que eu pudesse executar este trabalho.

À Maria Raquel de Aguiar e Deborah Morelli Loureiro, pela ajuda na edição.

Aos colegas de curso que compartilharam comigo das dificuldades e em conjunto conseguimos vencer mais esta etapa de nossas vidas.

À Petróleo Brasileira S.A. - PETROBRÁS S.A. - pelo suporte financeiro e pela oportunidade de realizar este trabalho, sou profundamente grato.

Resumo

Uma nova solução para o comportamento de produção de um poço interceptado por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, produzindo à pressão constante foi desenvolvida neste trabalho. É fornecida uma solução semi-analítica, com utilização das Funções de Green, considerando-se que o poço está localizado em um reservatório infinito, bem como, é considerado, também, o poço localizado em um reservatório limitado.

São desenvolvidas soluções para os vários períodos de fluxo presentes durante o comportamento transiente. Os períodos de fluxo bilinear ($1/q_{wD}$ versus $t_{Dxf}^{1/4}$), linear ($1/q_{wD}$ versus $t_{Dxf}^{1/2}$) e pseudo radial ($1/q_{wD}$ versus $\log t_{Dxf}$), são estudados e seus comportamentos verificados. São também desenvolvidas correlações para o "pseudo skin" para diferentes valores de assimetria (a) e condutividade (C_{fD}), a partir da análise da solução para o período de fluxo pseudo-radial.

São apresentadas novas curvas-tipo baseadas no grupo

$$\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}},$$

que caracterizam a assimetria e a condutividade do sistema fratura-reservatório.

Observa-se o comportamento exponencial de q_{wD} versus t_{Dxf} durante o período de fluxo dominado por fronteiras. A partir desta análise são determinados o coeficiente de declínio exponencial (α) e a vazão adimensional inicial extrapolada (q_{wDext}), bem como apresentam-se correlações entre estes parâmetros e os que caracterizam a fratura

A análise dos dados de vazão durante o período dominado por fronteiras também permite calcular o volume poroso da região drenada pelo poço, bem como o índice de produtividade a partir de α e q_{wDext} , respectivamente.

As soluções apresentadas neste trabalho podem ser utilizadas para prever o declínio de produção de poços fraturados.

Abstract

New solutions to the production behavior of a finite conductivity assymetrically fractured well, producing under constant pressure are developed in this work. Semianalitical solutions for both transient and the boundary dominated flow periods are obtained by means of the Greens Function Method.

Solutions for the various flow periods during the infinite acting under transient flow conditions are analysed. The bilinear ($1/q_{wD}$ vs $t_{Dxf}^{1/4}$), linear ($1/q_{wD}$ vs $t_{Dxf}^{1/2}$) and pseudo radial ($1/q_{wD}$ vs $\log t_{Dxf}$), behaviour are verified. Correlations for the "pseudo skin" factor for different values of assymetry (a) and conductivity (C_{fD}) are also developed from the analysis of the pseudo radial flow solution.

New type-curves based in the group

$$\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}},$$

are presented to characterize the assymetrically and conductivity fractured well-reservoir system such curves consider the transiente rate response of the well.

Decline type curves under transient and boundary dominated flow conditions are also provided. The exponential character of q_{wD} vs t_{Dxf} during the boundary dominated flow period is also verified. The parameters that characterize such behaviour, α , the decline coefficient and q_{wDext} , the dimensionless extrapolated initial production rate, are evaluate and presented in the form of correlations.

Analysis of flow rate data under boundary dominated flow conditions allow to estimate the pore volume of the region drained by the well as well as the productivity index.

Solutions provided in this work can be used to predict the production decline of fractured wells.

Conteúdo

Lista de Figuras	xiv
Lista de tabelas	xvi
Nomenclatura	xvii
1 Introdução	1
2 Formulação Matemática e Solução do Problema	7
2.1 O problema da fratura	9
2.1.1 Formulação Matemática	9
2.1.2 Solução Matemática	13
2.1.3 Determinação da função de Green associado ao problema	14
2.2 O problema do reservatório	17
2.2.1 Reservatório Infinito	18
2.2.2 Reservatório Limitado com Fronteiras Impermeáveis	22
2.3 Acoplamento das soluções da fratura e do reservatório	30
2.3.1 Acoplamento das Soluções Fratura-Reservatório Infinito	31
2.3.2 Acoplamento das Soluções Fratura-Reservatório Limitado	32
3 Análise do Comportamento Transiente de Vazão	35
3.1 Lógica utilizada para elaboração do programa de computador	36
3.1.1 Discretização da fratura (subrotina Grid)	36
3.1.2 Discretização do tempo	38
3.1.3 Desenvolvimento do programa	38
3.2 Validação dos resultados	39

3.3	Discussão e Análise dos Resultados	42
3.3.1	Soluções para período de fluxos particulares	42
3.3.2	Tabelas dos Resultados	45
3.3.3	Análise da distribuição de pressão ao longo da fratura e de sua pressão média	60
3.3.4	Análise da distribuição de densidade de fluxo ao longo da fratura .	61
3.3.5	Análise do comportamento transiente da vazão adimensional	67
3.3.6	Determinação da Assimetria e da Condutividade com Utilização de Curvas-Tipo	86
4	Análise do Declínio de Produção	97
4.1	Lógica Utilizada para Elaboração do Programa de Computador	98
4.1.1	Discretização da Fratura (sub-rotina GRID)	99
4.1.2	Discretização do Tempo	100
4.1.3	Desenvolvimento do Programa	102
4.2	Validação dos Resultados	103
4.3	Discussão e Análise dos Resultados	107
4.3.1	Tabelas dos Resultados	109
4.3.2	Análise do Comportamento do Histórico de Vazão	113
4.3.3	Análise do Declínio Exponencial de Produção	131
4.3.4	Curvas-tipo para Determinação da Performance de Produção do Poço e do Tamanho do Reservatório	140
5	Conclusões e Recomendações	151
5.1	Conclusões	151
5.2	Recomendações	155
	Bibliografia	158
	Apêndice A: Solução da equação diferencial parcial que representa o comportamento do fluxo incompressível na fratura vertical assimétrica, to- talmente penetrante, de condutividade finita.	163

Apêndice B: Determinação da função de Green (G_f) associado ao problema do fluxo incompressível na fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita. 168

Apêndice C: Solução da equação diferencial parcial que representa o comportamento do fluxo no reservatório que contém um poço interceptado por uma fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita. 171

Apêndice D: Determinação da expressão para a Função de Green associada ao fluxo no reservatório infinito que contém um poço com fratura vertical assimétrica totalmente penetrante de condutividade finita. 178

Apêndice E: Solução analítica para a vazão de um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, produzindo a pressão constante, para tempos curtos. 181

Apêndice F: Determinação do coeficiente da solução para o fluxo de um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita situado no centro de um reservatório retangular, avaliado no mesmo tempo em que está sendo determinada a distribuição da vazão. 189

Apêndice G: Obtenção das relações entre os coeficientes angular e linear da reta representativa do declínio exponencial e o volume do reservatório ($P_{wD} > P_{wDsat}$). 194

Apêndice H: Listagens dos Programas de Computador 196

Lista de Figuras

1.1	Principais tipos de fluxo que ocorrem no sistema fratura-reservatório	3
1.2	Modelo tri-linear adotado por Lee e Brockenbrough	5
2.1	Modelo de uma fratura assimétrica	7
2.2	Modelo de fratura assimétrica em reservatório infinito	18
2.3	Modelo da Fratura Assimétrica em Reservatório Limitado	23
3.1	Esquema da discretização da fratura	37
3.2	Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Agarwal et al.	40
3.3	Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Guppy et al	41
3.4	Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Sheng-Tai Lee e Brockenbrough	41
3.5	Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 10$	61
3.6	Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 10$	62
3.7	Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 500$	62
3.8	Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 500$	63
3.9	Comportamento da pressão média adimensional da fratura	63
3.10	Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 0,1$	64

3.11 Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 0,1$	64
3.12 Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 10$	65
3.13 Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 10$	65
3.14 Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 500$	66
3.15 Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 500$	66
3.16 Comportamento de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}(a = 0,2)$	68
3.17 Comportamento de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}(a = 1,0)$	68
3.18 Comportamento de $S_f + \ln(x_f/r_w)$ em relação à condutividade	71
3.19 Comportamento de $S_f + \ln[(1+a)x_f/2r_w]$ em relação à condutividade	71
3.20 Comportamento de $S_f + \ln[(1+a)x_f/2r_w]$ em relação à condutividade	72
3.21 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,10$)	78
3.22 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$)	78
3.23 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,40$)	79
3.24 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$)	79
3.25 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,80$)	80
3.26 Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$)	80
3.27 Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD})C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,10$)	82
3.28 Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,20$)	82

3.29	Comportamento do logaritmo de $(1/q_wD).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,40$)	83
3.30	Comportamento do logaritmo de $(1/q_wD).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,60$)	83
3.31	Comportamento do logaritmo de $(1/q_wD).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,80$)	84
3.32	Comportamento do logaritmo de $(1/q_wD).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=1,00$)	84
3.33	Comportamento de $\log(1/q_wD).C_{fD}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$	87
3.34	Comportamento de $\log\left[\frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}.C_{fD}\right]$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$	88
3.35	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$	88
3.36	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,05$)	92
3.37	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,10$)	92
3.38	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,20$)	93
3.39	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,30$)	93
3.40	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,40$)	94
3.41	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,50$)	94
3.42	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,60$)	95
3.43	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 0,80$)	95
3.44	Comportamento de $\frac{1/q_wD}{2 \frac{d(1/q_wD)}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^*.C_{fD}^2]$ ($a = 1,00$)	96
4.1	Comparação entre os resultados para reservatórios finito e infinito do presente estudo (validação do período transiente)	105
4.2	Comparação entre os resultados para reservatórios finito e infinito do presente estudo (validação do período transiente)	105
4.3	Comportamento exponencial do período dominado por fronteiras (validação para tempos longos)	106
4.4	Comportamento exponencial do período dominado por fronteiras (validação para tempos longos)	106

4.5	Esquema de um poço interceptado por uma fratura assimétrica, no centro de um reservatório quadrado.	108
4.6	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($C_{fD} = 1$)	130
4.7	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($C_{fD} = 100$)	130
4.8	Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=0,20$)	134
4.9	Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=0,60$)	134
4.10	Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=1,00$)	135
4.11	Comportamento do coeficiente linear da reta representativa ao declínio exponencial para $a=0,20$	135
4.12	Comportamento do coeficiente linear da reta representativa do declínio exponencial para $a=0,60$	136
4.13	Comportamento do coeficiente linear da reta representativa do declínio exponencial para $a=1,00$	136
4.14	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=0,1$)	142
4.15	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=0,5$)	142
4.16	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=1,0$)	143
4.17	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=5,0$)	143
4.18	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=10,0$)	144
4.19	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=50,0$)	144
4.20	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=0,1$)	145
4.21	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=0,5$)	145

4.22	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=1$)	146
4.23	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=5,0$)	146
4.24	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=10,0$)	147
4.25	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=50,0$)	147
4.26	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=0,1$)	148
4.27	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=0,5$)	148
4.28	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=1,0$)	149
4.29	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=5,0$)	149
4.30	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=10,0$)	150
4.31	Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=50,0$)	150
5.1	Comportamento do logaritmo de q_{wDd} versus logaritmo de $t_{Dxf d}$ para $C_{fD} =$ $1,0$ e $a = 1,0$	156
5.2	Comportamento do logaritmo de q_{wDd} versus logaritmo de $t_{Dxf d}$ para $C_{fD} =$ $100,0$ e $a = 1,0$	156

Lista de Tabelas

3.1	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,05$	46
3.2	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,10$	47
3.3	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,20$	48
3.4	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,40$	49
3.5	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,60$	50
3.6	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=0,80$	51
3.7	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a=1,00$	52
3.8	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,05$	53
3.9	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,10$	54
3.10	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,20$	55
3.11	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,40$	56
3.12	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,60$	57
3.13	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=0,80$	58
3.14	Valores do inverso da vazão adimensional ($1/q_{wD}$) para $a=1,00$	59
3.15	Valores aproximados de t_{Dxf} para o início do período de fluxo pseudo-radial	70
3.16	Valores de $S_f + \ln \left[\frac{x_{f1}}{rw} \right]$ para o fluxo pseudo-radial	73
3.17	Valores de $S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{f1}}{2rw} \right]$ para o fluxo pseudo-radial	74
3.18	Tempo adimensional (t_{Dxf}) do fim do período de fluxo linear na formação .	77
3.19	Valores aproximados de $t_{Dxf} C_{fD}^2$ para os quais ocorrem os períodos de fluxo bilinear e linear na formação.	86
4.1	Discretizações no tempo para os casos apresentados neste capítulo	101
4.2	Valores aproximados de t_{Dxf} para o fim do período transiente.	110
4.3	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,20$ e para $x_{eD} = 2,0$. . .	114
4.4	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,20$ e para $x_{eD} = 4,0$. . .	115

4.5	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,20$ e para $x_{eD} = 8,0$. . .	116
4.6	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,20$ e para $x_{eD} = 16,0$. .	117
4.7	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,20$ e para $x_{eD} = 32,0$. .	118
4.8	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,60$ e para $x_{eD} = 2,0$. . .	119
4.9	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,60$ e para $x_{eD} = 4,0$. . .	120
4.10	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,60$ e para $x_{eD} = 8,0$. . .	121
4.11	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,60$ e para $x_{eD} = 16,0$. .	122
4.12	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 0,60$ e para $x_{eD} = 32,0$. .	123
4.13	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 1,00$ e para $x_{eD} = 2,0$. . .	124
4.14	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 1,00$ e para $x_{eD} = 4,0$. . .	125
4.15	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 1,00$ e para $x_{eD} = 8,0$. . .	126
4.16	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 1,00$ e para $x_{eD} = 16,0$. .	127
4.17	Valores da vazão adimensional (q_{wD}) para $a = 1,00$ e para $x_{eD} = 32,0$. .	128
4.18	Valores aproximados do coeficiente de declínio exponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.	137
4.19	Valores aproximados do coeficiente de declínio exponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.	138
4.20	Valores do coeficiente linear da reta representativa do comportamento ex- ponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.	139

NOMENCLATURA

a	=	assimetria da fratura (fr)
A	=	área do reservatório (m^2)
A_i	=	coeficiente da equação da fratura
a_n, b_n	=	coeficiente dos auto-valores associado ao problema da fratura
b_f	=	espessura da fratura (m)
b_{fD}	=	espessura adimensional da fratura
B_{ik}	=	coeficiente da equação do reservatório infinito
B_{oin}	=	fator volume da formação inicial do óleo ($m^3/m^3 std$)
C_{fD}	=	condutividade adimensional da fratura
C_{ik}	=	coeficiente da equação do reservatório limitado
c_t	=	Compressibilidade total do reservatório (Pa^{-1})
$erf(x)$	=	função erro
$E_1(x)$	=	função integral exponencial

- G_1 = função de Green associada ao problema do reservatório infinito
- G_2 = função de Green associada ao problema do reservatório finito
- G_f = função de Green associada ao problema da fratura
- h = espessura da formação (m)
- I = número de blocos que cada lado da fratura é discretizada
- J_o = índice de produtividade ($m^3/s/Pa$)
- k = número de intervalos em que o tempo é discretizado
- K = permeabilidade do reservatório (m^2)
- Kh = capacidade de fluxo da formação (m^3)
- K_f = permeabilidade da fratura (m^2)
- K_fb_f = condutividade da fratura (m^3)
- m_{fb} = inclinação da reta no gráfico $1/q_{wD}$ versus ($t_{Dxf}^{1/4}$)
- m,n = variáveis dos somatórios
- N = volume de óleo original "in place" (m^3std)

P	=	pressão (Pa)
P_D	=	pressão adimensional
P_f	=	pressão ao longo da fratura (Pa)
P_{fD}	=	pressão adimensional ao longo da fratura
P_{fDavg}	=	pressão média adimensional da fratura
P_{in}	=	pressão inicial do reservatório (Pa)
q	=	vazão do reservatório para a fratura (m^3/s)
q_D	=	vazão adimensional do reservatório para a fratura
q_{Dik}	=	vazão adimensional em cada bloco i que a fratura é discretizada para um intervalo de tempo k
q_f	=	vazão específica ao longo da fratura ($m^3/s/m$)
q_{fD}	=	vazão adimensional ao longo da fratura
q_w	=	vazão do poço (m^3/s)
q_{wD}	=	vazão adimensional do poço
q_{wDd}	=	vazão adimensional definida pela equação 5.2

q_{wDext} = coeficiente linear da reta representativa do declínio exponencial

r_w = raio do poço (m)

r'_w = raio equivalente do poço (m)

s = variável de Laplace

S_f = pseudo-dano

S_{win} = saturação inicial da água (fr)

t = tempo (s)

t_{Dxf} = tempo adimensional relativo ao comprimento do lado maior da fratura

t_{Dxfd} = tempo adimensional definido pela equação 5.3

t_{Dxf}^* = tempo adimensional relativo a metade do comprimento da fratura

t_{DxfssL} = tempo adimensional do início do fluxo pseudo-radial

v_n = auto-valor associado ao problema da fratura

V_p = volume poroso do reservatório (m^3)

x, y = coordenadas do espaço (m)

x', y'	=	variáveis de integração no espaço
x_D, y_D	=	coordenadas adimensionais do espaço
x_{Di}	=	distância adimensional da fronteira do bloco ao centro do poço
x_e, y_e	=	metade do tamanho do reservatório (m)
x_{eD}, y_{eD}	=	metade do tamanho do reservatório adimensional
x_{fl}	=	comprimento do lado maior da fratura (m)
x_{fs}	=	comprimento do lado menor da fratura (m)
$(1 + a)x_{fl}$	=	comprimento total da fratura (m)
$Z(C_{fD}, a)$	=	função definida na equação 3.21
α	=	coeficiente do declínio exponencial
δ	=	função delta de Dirac
Δx_{Di}	=	comprimento de cada bloco em que a fratura é discretizada
μ	=	viscosidade do fluido (Pa.s)
ϕ	=	porosidade do reservatório (fr)
τ	=	variável de integração do tempo

Subscritos:

D = adimensional

e = fronteiras do reservatório

f = fratura

i = índice referente ao bloco

in = inicial

k = índice referente ao tempo

t = total

w = poço

Sobrescrito:

K = índice referente ao tempo

Capítulo 1

Introdução

Para certos poços, perfurados em reservatórios de baixa permeabilidade ou então que tenham sofrido dano em decorrência da exposição da formação a agentes externos, se tornarem produtores, economicamente viáveis é necessário, na maioria dos casos, que sejam submetidos a tratamentos que visem a aumentar a sua produtividade.

Os principais tratamentos, que são utilizados com este objetivo, são a Acidificação e o Fraturamento Hidráulico, sendo este último aquele que melhor resultado apresenta, na maioria dos casos.

Deste modo, a utilização do Fraturamento Hidráulico, com o objetivo do aumento de produtividade tem crescido acentuadamente nos últimos anos, assim como a técnica operacional para sua realização tem se aperfeiçoado bastante.

Torna-se portanto evidente a importância da previsão dos resultados a serem obtidos com esta operação, a partir do conhecimento dos parâmetros do projeto da fratura, a fim de que sua economicidade seja determinada. Também é necessária a obtenção das características da fratura após a realização da operação, permitindo, deste modo, uma comparação com os dados do projeto.

No que concerne à determinação dos benefícios da operação do Fraturamento, muitos trabalhos foram, e continuam sendo, feitos. Em decorrência, métodos para análise transiente e de declínio de produção, tem sido propostos com o fim de determinar-se as características da fratura.

A seguir, será apresentada uma revisão desses trabalhos, pela qual pode ser avaliado o desenvolvimento da teoria de testes em poços fraturados, bem como o que está disponível para determinação da performance de produção em poços submetidos ao

Fraturamento.

Inicialmente Van-Poolen et al (1957), usando o modelo potenciométrico, McGuire e Sikora (1958), usando um modelo elétrico e Prats (1961), através de modelos analíticos, estudaram o efeito da condutividade da fratura no comportamento de um poço fraturado.

Posteriormente, Russel e Truitt (1964) elaboraram um simulador de diferenças finitas para representar o comportamento transiente de pressão em poços com fratura vertical de condutividade infinita e totalmente penetrante.

Van Everdinger e Meyer (1971) também construíram um simulador de diferenças finitas para análise do decréscimo de pressão em poços fraturados.

Mas foi Gringarten, Ramey e Raghavan (1974), utilizando o método das Funções de Green, que obtiveram a solução semi-analítica para o comportamento transiente de pressão em poços com fratura vertical plana. Foram apresentadas soluções analíticas para fluxo uniforme e para condutividade infinita. Neste trabalho foi considerado um reservatório infinito, bem como foi obtida a solução para o poço no centro de um quadrado, e apresentadas curvas-tipo para ambos os casos.

Foram observadas grandes inconsistências entre a geometria do projeto da fratura e os dados obtidos a partir das curvas-tipo, o que motivou que estudos fossem feitos no sentido de verificar a influência da condutividade da fratura no comportamento da pressão do poço.

Cinco-Ley, Samaniego e Dominguez (1976) apresentaram uma solução semi-analítica, baseada na utilização do Método das Funções de Green e das "Source Functions", para o comportamento transiente de pressão em poços com fratura vertical, totalmente penetrante, de condutividade finita, em um meio homogêneo, isométrico e com fluido de pequena compressibilidade. Também foram apresentadas soluções analíticas para períodos particulares de fluxo.

Cinco-Ley e Samaniego (1977) incluíram em seu trabalho os efeitos da estocagem no poço, do dano na fratura e também apresentaram neste mesmo ano um método para obtenção da orientação da fratura, baseado na análise transiente de pressão de um poço ativo, e de dois outros de observação.

Cinco-Ley e Samaniego (1978) introduziram a técnica gráfica para análise do

comportamento da pressão em poço com fratura vertical de condutividade finita e documentaram os tipos de fluxo que ocorrem durante a produção transiente deste poço, que são: Fluxo Linear na Fratura, que acontece em tempos muito curtos, não tendo aplicação prática; Fluxo Bilinear; Fluxo Linear na Formação e Fluxo Pseudo-Radial, conforme está ilustrado na figura 1.1.

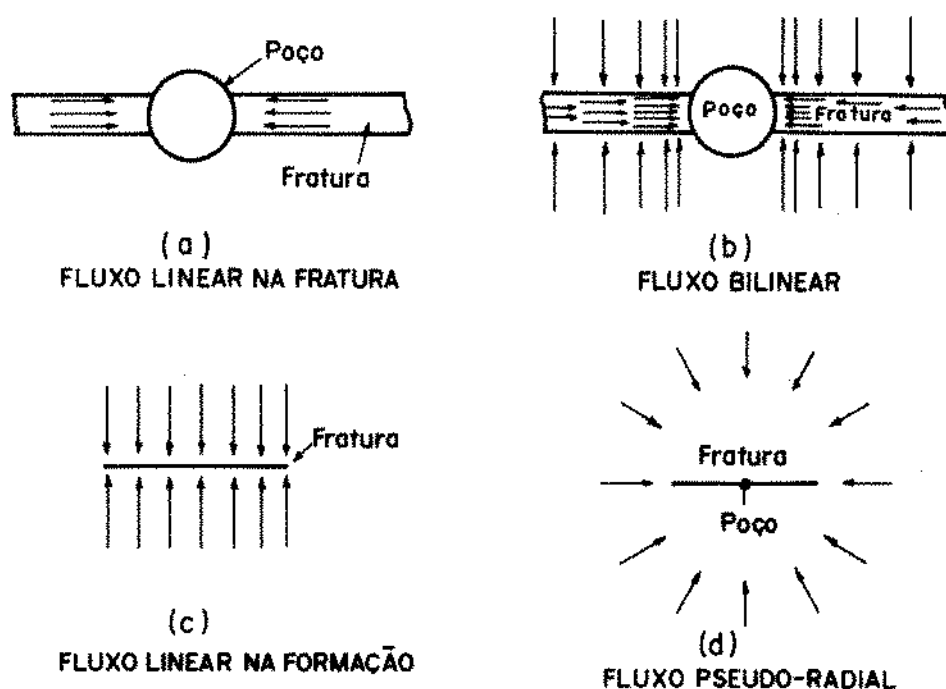


Figura 1.1: Principais tipos de fluxo que ocorrem no sistema fratura-reservatório

Agarwal, Carter e Pollock (1979), desenvolveram um simulador de diferenças finitas visando a avaliar e fazer previsões em poços estimulados com fratura vertical, totalmente penetrante, de condutividade finita produzindo à vazão constante e também à pressão constante.

Fetkovich (1980) publicou curvas-tipo para produção à pressão constante, para a geometria de fluxo radial de um líquido de pequena compressibilidade. Estas curvas-tipo também podem ser utilizadas para fraturas de altas condutividades, em um meio de alta permeabilidade, com razão tamanho do reservatório/comprimento da fratura maior que 10, pois neste caso o fluxo no reservatório é pseudo-radial.

Locke e Sawyer (1980) desenvolveram um simulador de diferenças finitas para

poço com fratura vertical de condutividade infinita, produzindo à pressão constante.

A solução geral semi-analítica para o poço, interceptado por uma fratura vertical, totalmente penetrante, simétrica, de condutividade finita, produzindo a pressão constante, foi obtida por Guppy, Cinco-Ley e Ramey (1980) com utilização dos métodos das Funções de Green e das "Source Functions". Também apresentaram soluções analíticas para períodos particulares de fluxo (bilinear e pseudo-radial). Posteriormente Guppy et al estudaram os efeitos do fluxo não darciano e concluíram que o comportamento é equivalente ao do fluxo darciano com a condutividade da fratura mudando continuamente com o tempo.

Raghavan et al (1978) investigou o efeito da penetração parcial da fratura no comportamento transiente do poço. Foi assumido fluxo uniforme através da fratura, caso em que foi possível uma solução analítica. A solução aproximada para o comportamento transiente de pressão de um poço com fratura parcialmente penetrante de condutividade infinita foi obtido assumindo-se que a solução para este caso é igual a solução do fluxo uniforme avaliada a uma determinada distância do poço. Esta aproximação foi inicialmente utilizada por Gringarten et al (1974) para fraturas totalmente penetrantes. Em virtude da não homogeneidade do problema, a sua solução implicará na utilização de procedimentos semi-analíticos.

Thomson (1981) analisou as curvas-tipo obtidas numericamente por Agarwal et al (1979), fazendo comparações entre os resultados obtidos à pressão constante e os obtidos à vazão constante. Thomson apresentou alguns exemplos de aplicação prática.

Benett (1982) desenvolveu um simulador para análise de poços fraturados considerando variações horizontais e verticais ao longo da fratura.

Rodriguez (1982) apresentou uma solução semi-analítica para o comportamento transiente de pressão em poços interceptados por fratura vertical de condutividade finita com penetração parcial.

Lee e Brockenbrough (1983) obtiveram uma solução analítica, com utilização de Transformada de Laplace para um poço produzindo à pressão constante ou à vazão constante, considerando o modelo trilinear de fluxo. Este modelo consiste em admitir o sistema fratura-reservatório dividido em três regiões de fluxo linear, conforme está ilustrado na figura 1.2.

Com esta consideração, a solução pode ser utilizada para tempos superiores ao da análise bilinear efetuada por Cinco et al (1976), ou seja, Lee e Brockenbrough apresentam uma solução que estende a análise ao período de transição entre os fluxos bilinear e pseudo-radial.

Neste trabalho também é estudada a influência da estocagem no poço, da estocagem na fratura e do dano no comportamento transiente da pressão.

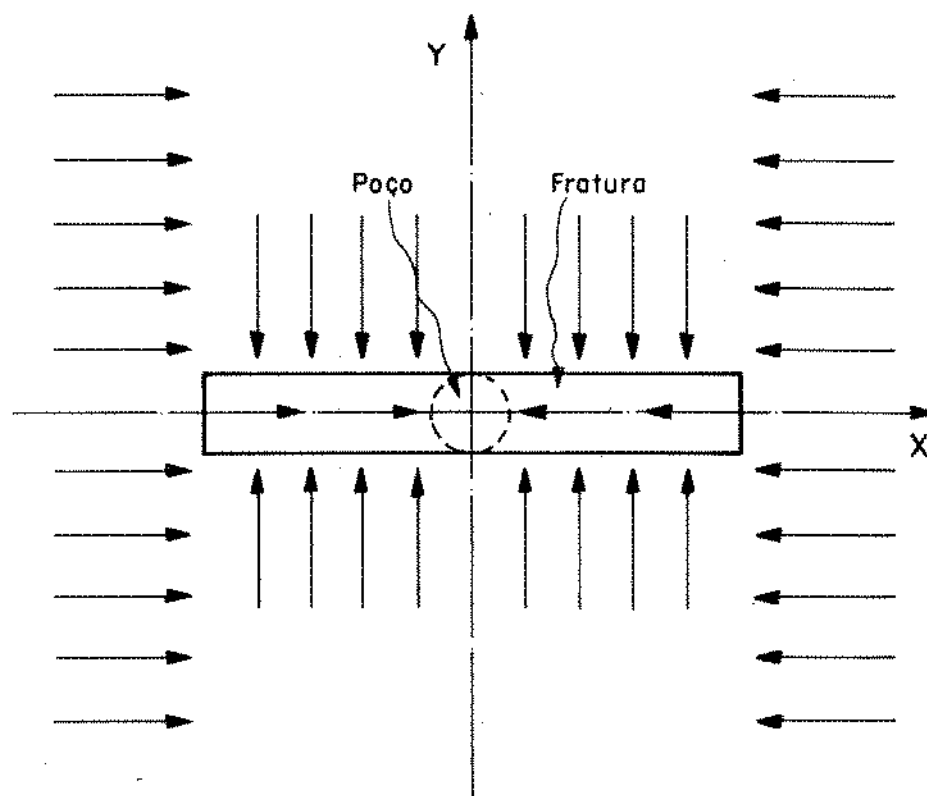


Figura 1.2: Modelo tri-linear adotado por Lee e Brockenbrough

Fraim, Lee e Gattens (1986), utilizando a aproximação feita no modelo trilinear, geraram curvas-tipo para estudo de declínio em poços com fratura vertical totalmente penetrante, simétrica de condutividade finita. Estas curvas utilizam um método similar ao de Fetkovich (1980), para transformar q_{wD} e t_D , de modo que as soluções para os diversos tamanhos de reservatórios sejam coincidentes a partir do tempo em que é atingido o regime dominado por fronteiras. Fraim et al (1986) também estenderam a aplicação destas curvas tipo para o tempo normalizado e consequentemente sua utilização para

poços produtores de gás com fluxo darciano e fluxo não darciano na fratura.

Rodriguez et al (1990) obtiveram a solução semi-analítica para um poço com fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante produzindo à vazão constante. Este trabalho fornece uma solução analítica para o fluxo pseudo-linear e a solução semi-analítica para todo o regime de fluxo transiente, apresentando uma técnica para determinar a assimetria, que utiliza a intersecção e a inclinação das retas características dos períodos bilinear e pseudo-linear.

Note-se que alguns autores, por exemplo Narasinhham et al (1979) e Benett (1982), abordam o tema da assimetria, porém não apresentam formas de avaliação sendo as soluções geradas nestes trabalhos numéricas, enquanto que Rodriguez et al (1990) apresentam uma análise detalhada sobre este tema, para poços produzindo à vazão constante.

É natural que na maioria dos casos o desenvolvimento da fratura no interior da formação não tenha a mesma intensidade nos dois lados da fratura em relação ao poço. Este conhecimento é importante principalmente em reservatórios submetidos à recuperação secundária ou ainda, a métodos especiais de recuperação, para a escolha de poços produtores e injetores, que estejam fraturados.

No presente trabalho discute-se a influência desta diferença de desenvolvimento da fratura em relação ao poço (assimetria), na performance de produção de poços produzindo à pressão constante, bem como descreve-se uma metodologia, com a utilização de curvas-tipo para determinação das características da fratura.

Também é de fundamental importância, para a determinação dos benefícios do fraturamento hidráulico, a análise do declínio de produção do poço após ser submetido a este tratamento, a partir das características da fratura. Em consequência desse conhecimento pode-se mensurar, através de um estudo econômico, a vantagem de realização desta operação, a partir dos parâmetros do projeto da fratura.

Neste estudo também são discutidos a influência da assimetria e da condutividade da fratura na performance de produção do poço após ser atingido os limites do reservatório e conseqüentemente a relação entre estes parâmetros e o declínio por ele apresentado.

Capítulo 2

Formulação Matemática e Solução do Problema

O problema a ser resolvido neste trabalho consiste na obtenção da solução que defina o comportamento de vazão de um poço produzindo à pressão constante, interceptado por uma fratura vertical, totalmente penetrante, de condutividade finita cujo desenvolvimento dentro da formação é assimétrica em relação ao poço, ou seja, os comprimentos para cada lado são diferentes, conforme está ilustrado na figura 2.1

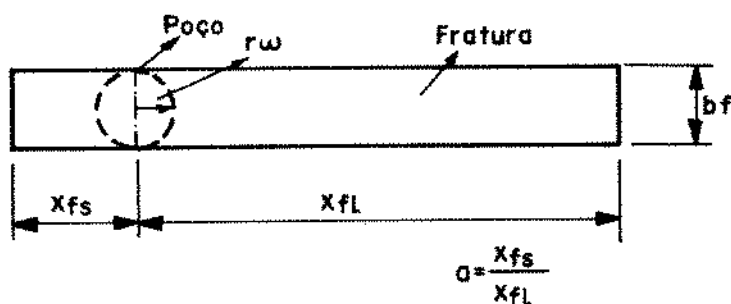


Figura 2.1: Modelo de uma fratura assimétrica

Inicialmente será considerado o problema em que o poço está situado em um reservatório infinito, e será obtida a solução para o comportamento transiente de vazão. Em seguida será considerado o problema de um poço no centro de um reservatório retangular, obtendo-se desta forma a solução geral da performance do declínio de produção apresentado pelo poço, para diferentes condutividades, assimetrias e tamanhos de reservatório.

A formulação adotada considera que a fratura, de condutividade finita, e o reservatório constituem dois meios porosos distintos. Será utilizado o Método das Funções de Green para obtenção da solução das equações diferenciais não homogêneas.

O acoplamento destas soluções considera continuidade de pressão e de vazão na interface do sistema reservatório-fratura.

O problema da fratura, e portanto sua solução, será a mesma, quer o reservatório seja infinito, quer seja limitado. O problema do reservatório difere nas condições de fronteira e, conseqüentemente, suas soluções serão diferentes.

As seções seguintes apresentarão as formulações matemáticas e as soluções para os problemas do reservatório e da fratura, bem como o seu acoplamento para cada um dos casos considerados. Nos apêndices as deduções destas soluções são apresentadas em maiores detalhes.

2.1 O problema da fratura

Neste ítem será abordado a formulação matemática que define o fluxo de fluídos na fratura. Neste problema o tamanho do reservatório não possui influência, na solução, a qual é comum para ambos os casos, de reservatório infinito e limitado.

2.1.1 Formulação Matemática

Para obtenção da equação que descreve o fluxo de fluídos através da fratura será assumido que:

- a) a fratura é considerada um meio homogêneo e isotrópico,
- b) a compressibilidade total da fratura é desprezível, e portanto não existe acumulação de fluidos em seu interior,
- c) a permeabilidade e a porosidade da fratura são constantes,
- d) a fratura é considerada assimétrica ou seja, o poço não está situado no seu centro,
- e) a espessura da fratura é pequena em relação ao seu comprimento,
- f) são desprezados os efeitos gravitacionais,
- g) a vazão nas bordas da fratura é desprezível quando comparada com a vazão no plano da fratura.

Assume-se que não há termo de acumulação na equação que descreve o fluxo na fratura, em decorrência do fato observado por Cinco et al (1976), que a compressibilidade da mesma só não é negligenciável para tempos muito curtos, não possuindo aplicabilidade prática. Tal fato posteriormente foi ratificado e utilizado por Guppy et al (1981) e Rodriguez et al (1984).

O fluxo incompressível na fratura vertical assimétrica de condutividade finita, sob as condições descritas anteriormente, é dada pela Equação Diferencial de Poisson:

$$\frac{\partial^2 P_f(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\mu}{K_f b_f h} \{q_f(x, t) - q_w(t) \delta(x)\} = 0, \quad \begin{matrix} -x_{fs} \leq x \leq x_{fl} \\ 0 \leq a \leq 1 \end{matrix} \quad (2.1)$$

onde a é a assimetria da fratura definida como $a = \frac{x_{fs}}{x_{fl}}$, x_{fl} o comprimento do lado maior da fratura, x_{fs} o comprimento do lado menor; $P_f(x, t)$ a pressão na fratura a uma distância

x do poço no tempo t ; $q_f(x, t)$ a vazão por unidade de comprimento da fratura (vazão específica) em qualquer ponto da fratura no tempo t , e $q_w(t)$ a vazão do poço no tempo t . Observe-se que o poço é considerado como plano fonte dentro da fratura, localizado em $x = 0$.

Para $t = 0$ tem-se a seguinte condição inicial:

$$P_f(x, t = 0) = P_{in}. \quad (2.2)$$

Para condições de fronteira, foi assumido que a fratura é impermeável nas pontas, ou seja, não há fluxo entre a fratura e a formação através de suas extremidades, o que implica em:

$$\left. \frac{\partial P_f}{\partial x} \right|_{x=x_f} = 0, \quad (2.3)$$

$$\left. \frac{\partial P_f}{\partial x} \right|_{x=-x_f} = 0. \quad (2.4)$$

Existem duas outras condições que devem ser cumpridas, que são:
o poço está produzindo à pressão constante:

$$P_f(0, t) = P_{wf}$$

e que todo o fluido que passa da formação para a fratura deve ser produzido pelo poço, ou seja:

$$q_w(t) = \int_{-x_f}^{x_f} q_f(x, t) dx.$$

Para as soluções obtidas serem gerais e independente do sistema de unidades utilizado, as expressões acima serão adimensionalizadas, de acordo com as seguintes variáveis adimensionais:

-pressão adimensional da fratura:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = \frac{P_{in} - P_f(x, t)}{P_{in} - P_{wf}}, \quad (2.5)$$

-vazão adimensional ao longo da fratura:

$$q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = (1 + a)x_{f1}q_f(x, t) \frac{\mu\beta_o}{2\pi K h (P_{in} - P_{wf})}, \quad (2.6)$$

-vazão adimensional do poço:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = q_w(t) \frac{\mu\beta_o}{2\pi K h (P_i - P_{wf})}, \quad (2.7)$$

-coordenada adimensional:

$$x_D = \frac{x}{x_{f1}}, \quad (2.8)$$

-condutividade adimensional da fratura:

$$C_{fD} = \frac{K_f b_f}{K x_{f1}}, \quad (2.9)$$

-tempo adimensional:

$$t_{Dxf} = \frac{kt}{\phi\mu c_t x_{f1}^2}$$

Substituindo as variáveis adimensionais (2.5) a (2.9) no problema (2.1), bem como nas condições iniciais e de fronteira, expressões (2.2) a (2.4), obtém-se o problema da fratura em termos das variáveis adimensionais:

$$\frac{\partial^2 P_{fD}(x_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) \delta(x_D) = 0, \quad -a \leq x_D \leq 1, \quad (2.10)$$

Condição inicial

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (2.11)$$

Condições de fronteira

$$\left. \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \right|_{x_D=-a} = 0, \quad (2.12)$$

$$\left. \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \right|_{x_D=1} = 0. \quad (2.13)$$

E como condições adicionais que devem ser cumpridas :
produção à pressão constante no poço :

$$P_{wD} = P_{fD}(x_D = 0, t_{Dxf}) = 1, \quad (2.14)$$

todo fluido que passa da formação para a fratura deve ser produzido pelo poço, ou seja:

$$\int_{-a}^1 \frac{\partial^2 P_{fD}(x_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} dx_D - \int_{-a}^1 \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx_D + \int_{-a}^1 \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) \delta(x_D) dx_D = 0, \quad (2.15)$$

o que resulta em:

$$\left[\frac{\partial P_{fD}(x_D, t_{Dxf})}{\partial x_D} \right]_{-a}^1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx_D + \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) \int_{-a}^1 \delta(x_D) dx_D = 0. \quad (2.16)$$

De acordo com as condições de fronteira tem-se que:

$$\left[\frac{\partial P_{fD}(x_D, t_{Dxf})}{\partial x_D} \right]_{-a}^1 = 0 \quad (2.17)$$

A definição da Função Delta de Dirac implica em:

$$\int_{-a}^1 \delta(x_D) dx_D = 1 \quad (2.18)$$

e, substituindo-se (2.17) e (2.18) na equação (2.16), obtém-se:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = \frac{1}{1+a} \int_{-a}^1 q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx_D. \quad (2.19)$$

2.1.2 Solução Matemática

Resolvendo a equação (2.10) com as condições (2.11) a (2.13) cujo detalhamento se encontra no Apêndice A, aplicando o Método das Funções de Green obtém-se:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = P_{fDavg}(t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', x_D) dx' - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) G_f(0, x_D), \quad (2.20)$$

onde G_f é a função de Green associada ao problema e $P_{fDavg}(t_{Dxf})$ é a pressão média na fratura.

Discretizando-se a fratura em $2I$ blocos e assumindo-se que em cada bloco $q_{fD}(x, t_{Dxf})$ é uniforme e igual a q_{fDi} , tem-se que:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = P_{fDavg}(t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} A_i(x_D) q_{fDi} - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) G_f(0, x_D), \quad (2.21)$$

onde:

$$P_{fDavg}(t_{Dxf}) = \frac{1}{1+a} \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx', \quad (2.22)$$

e

$$A_i(x_D) = \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} G_f(x', x_D) dx'. \quad (2.23)$$

Aplicando-se a discretização da fratura e assumindo-se que $q_{fD}(x_D, t_{Dxf})$ é uniforme em cada bloco, a solução da equação (2.19) torna-se:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = \frac{1}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} \Delta x_{Di} q_{fDi}(t_{Dxf}). \quad (2.24)$$

Para obtenção de $P_{fDavg}(t_{Dxf})$ aplica-se a outra condição adicional – o poço produz à pressão constante – ou seja, para $x_D = 0$ tem-se que $P_{wD} = 1$, e portanto,

substituindo-se esta identidade em (2.21) tem-se que:

$$1 = P_{fDavg}(t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} A_i(0) q_{fD_i} - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) G_f(0,0). \quad (2.25)$$

Daí resulta que:

$$P_{fDavg}(t_{Dxf}) = 1 - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} A_i(0) q_{fD_i} + \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) G_f(0,0), \quad (2.26)$$

onde:

$$A_i(0) = \int_{x_{D_{i-1}}}^{x_{D_i}} G_f(x',0) dx'. \quad (2.27)$$

Substituindo-se (2.24) em (2.26) encontra-se:

$$P_{fDavg}(t_{Dxf}) = 1 - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} A_i(0) q_{fD_i} + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} G_f(0,0) \Delta x_{D_i} q_{fD_i}(t_{Dxf}). \quad (2.28)$$

Substituindo-se (2.24) e (2.28) na equação (2.21), resulta:

$$\begin{aligned} P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = & \\ & 1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] q_{fD_i}(t_{Dxf}) - \\ & - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0,0)] \Delta x_{D_i} q_{fD_i}(t_{Dxf}). \end{aligned} \quad (2.29)$$

2.1.3 Determinação da função de Green associado ao problema

O problema da fratura representado pela equação diferencial parcial (2.10) com condições inicial e de fronteira (2.11) a (2.13) e condições adicionais (2.14) e (2.19), foi resolvido utilizando o Método das Funções de Green, obtendo-se como solução a expressão (2.29). Nesta expressão existe o termo $G_f(x', x_D)$, que é a função de Green associada ao problema da fratura, cuja determinação foi obtida por Rodriguez et al (1990) e apresentada no Apêndice B. Esta seção apresenta a expressão final para $G_f(x', x_D)$, bem como os principais passos utilizados para sua determinação.

A equação diferencial adjunta ao problema da fratura é dada por:

$$\frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} = \delta(x', x_D) - \delta_{avg} \quad (2.30)$$

onde δ_{avg} está presente pelo fato do problema original ser unidimensional do tipo Neumann, resultando em:

$$\frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} - \delta(x', x_D) = \frac{1}{1+a}, \quad -a < x' < 1, \quad (2.31)$$

com as condições de contorno:

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=-a} = 0, \quad (2.32)$$

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=1} = 0. \quad (2.33)$$

Utilizando-se o Método da Expansão em termos de funções características, obtém-se que:

$$G_f(x', x_D) = -\frac{2(1+a)}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \left\{ \cos \left[\frac{n\pi}{1+a}(x_D + a) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{1+a}(x' + a) \right] \right\} \quad (2.34)$$

Conforme está apresentado no livro "Handbook of Series for Scientists and Engineers" [20]:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(n\theta) \cos(n\sigma)}{n^2} = \begin{cases} \frac{1}{4}\theta^2 + \frac{1}{4}(\sigma - \pi)^2 - \frac{\pi^2}{12}, & 0 \leq \theta \leq \sigma, \\ \frac{1}{4}\sigma^2 + \frac{1}{4}(\theta - \pi)^2 - \frac{\pi^2}{12}, & \sigma \leq \theta \leq \pi, \\ \frac{1}{4}\sigma^2 + \frac{1}{4}(\theta - \pi)^2 - \frac{\pi^2}{12}, & 0 < \sigma < \pi. \end{cases} \quad (2.35)$$

Definindo-se:

$$\sigma = \frac{\pi}{1+a}(x_D + a), \quad (2.36)$$

$$\theta = \frac{\pi}{1+a}(x' + a), \quad (2.37)$$

e substituindo-se (2.36) e (2.37) em (2.35), obtém-se para a equação (2.34):

$$G_f(x', x_D) = \begin{cases} -\frac{1}{2(1+a)} \left[(x' + a)^2 + (x_D - 1)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right], & 0 \leq x' \leq x_D, \\ -\frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D + a)^2 + (x' - 1)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right], & x_D \leq x' \leq 1. \end{cases} \quad (2.38)$$

O que implica em:

$$G_f(0, x_D) = \begin{cases} -\frac{1}{2(1+a)} \left[a^2 + (x_D - 1)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right], & x_D \geq 0, \\ -\frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D + a)^2 + 1 - \frac{(1+a)^2}{3} \right], & x_D \leq 0. \end{cases} \quad (2.39)$$

Como:

$$A_i(x_D) = \int_{x_{D_{i-1}}}^{x_{D_i}} G_f(x', x_D) dx',$$

obtém-se, após a integração nos limites indicados, as seguintes expressões:

$$A_i(x_D) = \begin{cases} -\frac{1}{6(1+a)} \left[(x_{D_i} + a)^3 - (x_{D_{i-1}} + a)^3 \right] - \frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D - 1)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right] [x_{D_i} - x_{D_{i-1}}], & x_D > x_{D_i}, \\ -\frac{1}{6(1+a)} \left[(x_{D_i} - 1)^3 - (x_{D_{i-1}} - 1)^3 \right] - \frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D + a)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right] [x_{D_i} - x_{D_{i-1}}], & x_D < x_{D_{i-1}}, \\ -\frac{1}{6(1+a)} \left[(x_{D_i} - 1)^3 - (x_D - 1)^3 + (x_D + a)^3 - (x_{D_{i-1}} + a)^3 \right] - \\ - \frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D - 1)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right] [x_D - x_{D_{i-1}}] - \\ - \frac{1}{2(1+a)} \left[(x_D + a)^2 - \frac{(1+a)^2}{3} \right] [x_{D_i} - x_D], & x_{D_{i-1}} \leq x_D \leq x_{D_i}. \end{cases} \quad (2.40)$$

2.2 O problema do reservatório

Neste item será abordada a formulação matemática, bem como, a solução para o problema do fluxo no reservatório, que contém um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, considerada como um plano fonte, sem dimensões na direção y . Para obtenção da equação que descreve o fluxo de fluídos no reservatório possuindo um poço com fratura de comprimento $(1 + a)x_H$, são assumidas as seguintes premissas:

- a) o poço é produtor de um reservatório homogêneo e isotrópico,
- b) a permeabilidade e a porosidade do reservatório são constantes,
- c) são negligenciados os efeitos gravitacionais,
- d) a fratura é considerada como um plano fonte,
- e) os valores de viscosidade são constantes e independentes da pressão,
- f) o fluído do reservatório é de pequena compressibilidade.

2.2.1 Reservatório Infinito

2.2.1.1 Formulação Matemática:

Para este caso serão assumidas as premissas gerais mencionadas no item 2.2, acrescentando que o reservatório será considerado infinito, conforme esquema ilustrado na figura 2.2.

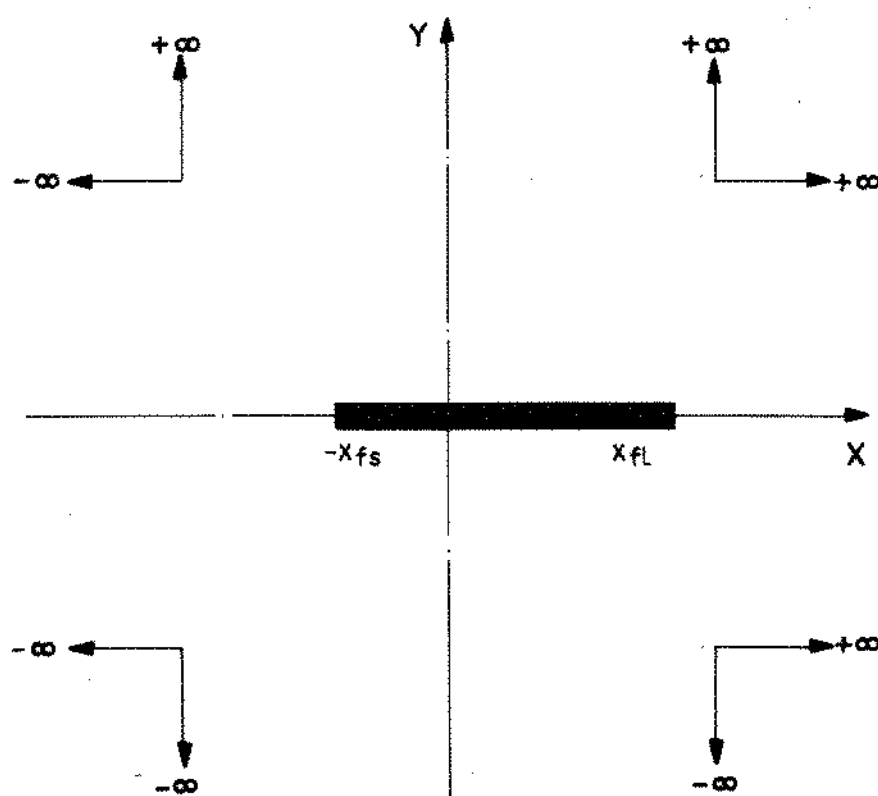


Figura 2.2: Modelo de fratura assimétrica em reservatório infinito

O fluxo no reservatório para este caso, no qual a fratura é considerada um plano fonte coincidente com o plano z , é representada pela equação diferencial parcial, descrita a seguir:

$$\frac{\partial^2 P(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P(x, y, t)}{\partial y^2} - \frac{\mu}{Kh} q(x, t) \Delta \mu(x, (1+a)x_{fl}) \delta(y) = \frac{\phi \mu c_t}{K} \frac{\partial P(x, y, t)}{\partial t}, \quad (2.41)$$

onde $P(x, y, t)$ é a pressão no reservatório no ponto de coordenadas (x, y) em um tempo t ,

e $q(x, t)\Delta\mu(x, (1+a)x_{fl})\delta(y)$ representa o termo fonte do reservatório confinado ao plano da fratura no tempo t .

Para $t = 0$, tem-se a seguinte condição inicial:

$$P(x, y, t = 0) = 0. \quad (2.42)$$

Para as condições de fronteira, tem-se que:

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} P(x, y, t) = P_{in}, \quad (2.43)$$

$$\lim_{|y| \rightarrow \infty} P(x, y, t) = P_{in}. \quad (2.44)$$

Objetivando-se que sejam obtidas soluções gerais independentes do sistema de unidades utilizado, as expressões acima serão adimensionalizadas de acordo com as seguintes variáveis adimensionais, para o reservatório:

-pressão adimensional:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \frac{P_{in} - P(x, y, t)}{P_{in} - P_{wf}}, \quad (2.45)$$

-vazão adimensional:

$$q_D(x_D, t_{Dxf}) = (1+a)x_{fl}q(x, t) \frac{\mu B_o}{2\pi K h (P_{in} - P_{wf})}, \quad (2.46)$$

-tempo adimensional:

$$t_{Dxf} = \frac{Kt}{\phi\mu c_t x_{fl}^2}, \quad (2.47)$$

-coordenadas adimensionais:

$$x_D = \frac{x}{x_{fl}}, \quad (2.48)$$

$$y_D = \frac{y}{x_{fl}}. \quad (2.49)$$

Substituindo-se as variáveis adimensionais definidas anteriormente no problema (2.41) e nas condições (2.42) a (2.44), obtém-se o problema do reservatório infinito em

forma adimensional:

$$\frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial y_D^2} + \frac{2\pi}{(1+a)} q_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) \Delta\mu(x_D, 1+a) \delta(y_D) = \frac{\partial P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial t_D(x_D, y_D, t_{Dxf})} \quad (2.50)$$

Condição inicial:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (2.51)$$

Condições de fronteira:

$$\lim_{|x_D| \rightarrow \infty} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = 0, \quad (2.52)$$

$$\lim_{|y_D| \rightarrow \infty} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = 0. \quad (2.53)$$

2.2.1.2 Solução Matemática

A solução para este problema é encontrada no trabalho de Rodriguez et al (1990), no entanto este item, bem como o Apêndice C, apresenta com todos os detalhes a solução para o sistema constituído pela equação diferencial (2.50), com as condições inicial e de fronteira indicados em (2.51), (2.52) e (2.53), cujo resultado é:

$$P_D(x_D, y_D, t_D) = \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-a}^1 q_D(x', \tau) G_1(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) dx' d\tau \quad (2.54)$$

onde, para o caso de fluxo bidimensional e reservatório infinito, tem-se a seguinte expressão da Função de Green associada ao problema do reservatório:

$$G_1(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{4\pi(t_{Dxf} - \tau)} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2 + (y_D - y')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] \quad (2.55)$$

Fazendo-se $y' = 0$ na expressão (2.55), obtém-se:

$$G_1(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{4\pi(t_{Dxf} - \tau)} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2 + (y_D)^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] \quad (2.56)$$

Portanto substituindo-se a expressão (2.56) em (2.54), obtém-se a expressão geral para a pressão adimensional no reservatório em qualquer ponto do plano xy para o problema em pauta nesta seção, ou seja:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \frac{1}{2(1+a)} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-a}^1 q_D(x', \tau) \frac{1}{t_{Dxf} - \tau} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2 + y_D^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] dx' d\tau. \quad (2.57)$$

Visando-se a determinar a pressão adimensional do reservatório ao longo da fratura, deve-se fazer $y_D = 0$ na expressão (2.57), sendo obtida:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{1}{2(1+a)} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-a}^1 q_D(x', \tau) \frac{1}{t_{Dxf} - \tau} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] dx' d\tau. \quad (2.58)$$

Discretizando-se a fratura em $2I$ blocos, onde considera-se que a vazão é uniforme em cada bloco e igual a $q_{D_i}(t_{Dxf})$. Efetua-se também a discretização do tempo e assume-se que a vazão para este intervalo é uniforme e igual a $q_{D_{iK}}$.

Portanto pode-se escrever a expressão (2.58) com essas considerações, como:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{1}{2(1+a)} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{D_{ik}}, \quad (2.59)$$

onde:

$$B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) = \int_{t_{D_{k-1}}}^{t_{D_k}} \int_{x_{D_{i-1}}}^{x_{D_i}} \frac{1}{t_{Dxf} - \tau} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] dx' d\tau. \quad (2.60)$$

Ou seja, está sendo considerado que $q_D(x_D, t_{Dxf})$ é uniforme nos intervalos $(x_{D_{i-1}}, x_{D_i})$ e $(t_{D_{k-1}}, t_{D_k})$.

A equação (2.60) é integrada nos limites indicados, sendo obtida uma expressão de mais fácil manipulação numérica, para B_{ik} , que é dada por:

$$\begin{aligned} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) = & 2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - t_{D_{fk-1}})} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_{i-1}}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{D_{fk-1}}}} \right) - \right. \\ & \left. - \operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_i}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{D_{fk-1}}}} \right) \right] - 2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - t_{D_{fk}})} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_{i-1}}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{D_{fk}}}} \right) - \right. \\ & \left. - \operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_i}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{D_{fk}}}} \right) \right] + (x_D - x_{D_{i-1}}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_{i-1}})^2}{4(t_{Dxf} - t_{D_{fk-1}})} \right] - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_{i-1}})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \right] \Bigg\} - (x_D - x_{D_i}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}})} \right] - \right. \\
& \left. -E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \right] \right\}, \tag{2.61}
\end{aligned}$$

onde $\begin{cases} \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-\mu^2] d\mu & \text{é a função erro,} \\ E_1(x) = \int_x^\infty \frac{\exp[-\mu]}{\mu} d\mu & \text{é a função integral exponencial.} \end{cases}$

Assim B_{ik} será utilizado na equação (2.59) para determinação da pressão adimensional ao longo da fratura. O Apêndice D apresenta a dedução detalhada da equação (2.61).

2.2.2 Reservatório Limitado com Fronteiras Impermeáveis

2.2.2.1 Formulação Matemática

Neste item serão assumidas as premissas mencionadas no item 2.2, acrescentando-se que o poço com fratura vertical assimétrica totalmente penetrante de condutividade finita está situado no centro de um reservatório retangular, no qual será assumida a condição de não haver fluxo através de seus limites. A figura 2.3 ilustra o modelo da fratura em epígrafe.

As variáveis adimensionais utilizadas serão as mesmas definidas no item 2.2.1.1, incluindo-se:

–comprimento adimensional do reservatório:

$$x_{eD} = \frac{x_e}{x_{fl}},$$

–largura adimensional do reservatório:

$$y_{eD} = \frac{y_e}{x_{fl}}.$$

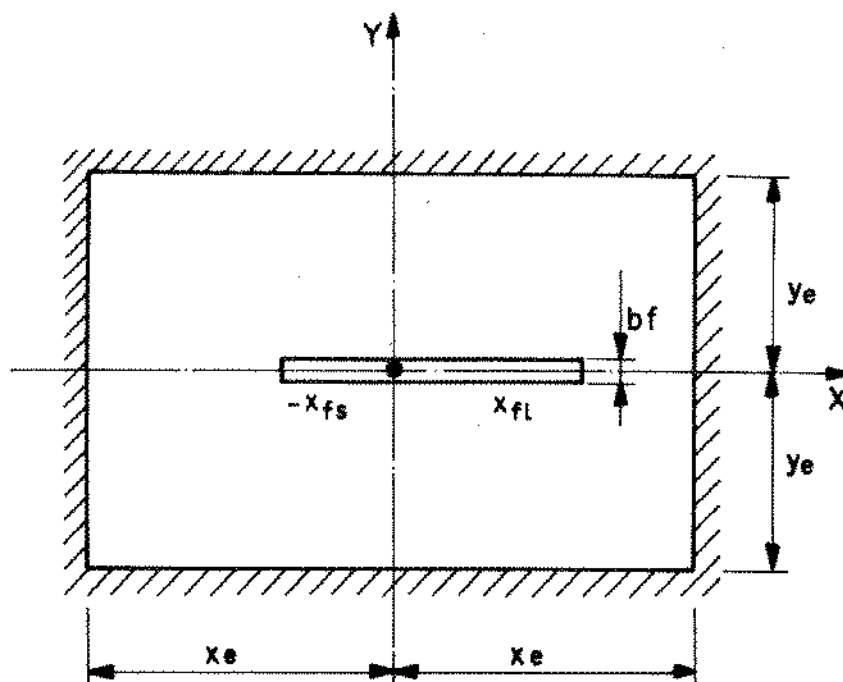


Figura 2.3: Modelo da Fratura Assimétrica em Reservatório Limitado

O fluxo no reservatório para este caso, considerando-se a fratura como um plano fonte sem dimensões na direção y e coincidente com o plano z , é representado pela equação diferencial parcial:

$$\frac{\partial^2 P(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P(x, y, t)}{\partial y^2} - \frac{\mu}{Kh} q(x, t) \Delta \mu(x, (1+a)x_f) \delta(y) = \frac{\phi \mu c_t}{K} \frac{\partial P(x, y, t)}{\partial t}, \quad (2.62)$$

esta equação é semelhante à equação (2.41).

Para $t = 0$, a seguinte condição inicial deve ser verificada:

$$P(x, y, t = 0) = 0, \quad (2.63)$$

assumindo-se que o reservatório é limitado e fechado, e não há fluxo através dos limites, tem-se para condições de fronteira:

$$\left. \frac{\partial P(x, y, t)}{\partial x} \right|_{|x|=x_e} = 0, \quad -y_e \leq y \leq y_e, \quad (2.64)$$

$$\left. \frac{\partial P(x, y, t)}{\partial y} \right|_{|y|=y_e} = 0, \quad -x_e \leq x \leq x_e. \quad (2.65)$$

Objetivando-se obter soluções gerais independentes do sistema de unidades utilizado, as expressões anteriores serão adimensionalizadas de acordo com as variáveis adimensionais já definidas.

Assim, após a adimensionalização, obtém-se a seguinte equação diferencial parcial com suas respectivas condições de contorno:

$$\frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial y_D^2} + \frac{2\pi}{(1+a)} q_D(x_D, y_D, t_{Dxf})$$

$$\Delta\mu(x_D, 1+a)\delta(y_D) = \frac{\partial P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial t_D} \quad (2.66)$$

Condição inicial:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf} = 0) = 0. \quad (2.67)$$

Condições de fronteira:

$$\left. \frac{\partial P_D}{\partial x_D} \right|_{|x_D|=x_{eD}} = 0, \quad (2.68)$$

$$\left. \frac{\partial P_D}{\partial y_D} \right|_{|y_D|=y_{eD}} = 0. \quad (2.69)$$

2.2.2.2 Solução Matemática

Resolvendo-se a equação diferencial parcial (2.66) com as condições inicial e de fronteira indicadas, através das expressões (2.67), (2.68) e (2.69), utilizando-se o Método das Funções de Green, semelhantemente ao que foi feito para o caso do reservatório infinito, e cuja dedução matemática é análoga a este caso, variando apenas as condições de fronteira e os limites de integração, como pode ser verificado no Apêndice C, obtém-se:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-1}^1 G_2(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) dx' d\tau, \quad (2.70)$$

onde $G_2(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)$ é a Função de Green associada ao problema.

Discretizando-se a fratura em $2I$ blocos e considerando que em cada bloco a vazão $q_D(x', \tau)$ é uniforme para cada intervalo em que o tempo é discretizado, pode-se

escrever a equação (2.70) como:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} q_{Dik} \int_{t_{Dxfk-1}}^{t_{Dxfk}} \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} G_2(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) dx' d\tau. \quad (2.71)$$

A pressão adimensional ao longo da fratura, $y_D = 0$, é dada por:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} q_{Dik} \int_{t_{Dxfk-1}}^{t_{Dxfk}} \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} G_2(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) dx' d\tau, \quad (2.72)$$

definindo-se

$$C_{ik}(x_D, t_{Dxf}) = \int_{t_{Dxfk-1}}^{t_{Dxfk}} \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} G_2(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) dx' d\tau, \quad (2.73)$$

a equação (2.72) pode ser escrita como:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} q_{Dik} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}). \quad (2.74)$$

2.2.2.3 Determinação da Função de Green Associada ao Reservatório Limitado (bidimensional)

Para reservatório bidimensional, utilizando-se o Produto de Newmann, de acordo com a referência Gringarten et al (1973), pode-se escrever:

$$G_2(x', y', x_D, y_D, t_D - \tau) = G_2(x', x_D, t_D - \tau) G_2(y', y_D, t_D - \tau). \quad (2.75)$$

Assim deve-se obter a Função de Green para cada direção (x e y) e o produto delas será a Função de Green para o reservatório bidimensional.

Para um problema unidimensional com condições de contorno do tipo Neumann, a partir do trabalho de Gringarten et al (1973) obtém-se:

$$G_2(x', x_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\frac{(x_D - x' + 2nx_{eD})^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] + \right. \\ \left. + \exp \left[-\frac{(x_D + x' + 2nx_{eD})^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] \right\}, \quad \text{onde } 0 < x' < x_{eD} \quad (2.76)$$

Pelo fato do domínio deste problema ser $-x_{eD} \leq x_D \leq x_{eD}$, deve-se adaptar a expressão (2.76) para que possa ter domínio compatível. Deste modo obtém-se:

$$G_2(x', x_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp \left\{ -\frac{[(x_D - x_{eD}) - (x' - x_{eD}) + 4nx_{eD}]^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right\} + \right. \\ \left. + \exp \left\{ \frac{[(x_D - x_{eD}) - (x' - x_{eD}) + 4nx_{eD}]^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right\} \right\}, \text{ para } -x_{eD} \leq x' \leq x_{eD} \quad (2.77)$$

Utilizando-se a equação de Poisson (vide livro "Conduction of Heat in Solids" de Carslaw e Jaeger (1959)), pode-se escrever a expressão a seguir que para tempos longos permite uma convergência mais rápida:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{[(x_D - x_{eD}) - (x' - x_{eD}) + 4nx_{eD}]^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right\} = \frac{\sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)}}{2x_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \right. \right. \\ \left. \left. \cos \left\{ \frac{n\pi}{2x_{eD}} [(x_D - x_{eD}) - (x' - x_{eD})] \right\} \right\} \right\}. \quad (2.78)$$

Assim substituindo-se a equação (2.78) em (2.77), obtém-se:

$$G_2(x', x_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{2x_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \right. \\ \left. \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right\} \right\}. \quad (2.79)$$

Semelhantemente, tem-se para a direção y :

$$G_2(y', y_D, t_D - \tau) = \frac{1}{2y_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{m\pi}{2y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \right. \right. \\ \left. \left. \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y_D - y_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y' - y_{eD}}{2} \right] \right\} \right\}. \quad (2.80)$$

Substituindo-se as equações (2.79) e (2.80) em (2.75) para o reservatório bidimensional, resulta em:

$$\begin{aligned}
 G_2(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = & \\
 & \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{2y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \right. \right. \\
 & \left. \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y_D - y_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y' - y_{eD}}{2} \right] \right\} + \\
 & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right\} + \\
 & + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{2y_{eD}} \right)^2 \right] (t_{Dxf} - \tau) \right\} \right. \\
 & \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
 & \left. \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y_D - y_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{m\pi}{y_{eD}} \frac{y' - y_{eD}}{2} \right] \right\} \Bigg\}. \tag{2.81}
 \end{aligned}$$

Assim fazendo-se $y' = 0$ e $y_D = 0$ na equação (2.81), obtém-se:

$$\begin{aligned}
 G_2(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) = & \\
 & \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{2y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \left[\cos \left(\frac{m\pi}{2} \right) \right]^2 \right\} + \right. \\
 & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right\} + \\
 & + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{2y_{eD}} \right)^2 \right] (t_{Dxf} - \tau) \right\} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
 & \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \left[\cos \left(\frac{m\pi}{2} \right) \right]^2 \right\} \Bigg\}. \tag{2.82}
 \end{aligned}$$

$$\text{Como } \cos \left[\frac{m\pi}{2} \right] \begin{cases} (-1)^l, & \text{para } m \text{ par com } l=1,2,3,\dots, \\ 0, & \text{para } m \text{ ímpar.} \end{cases}$$

Pode-se escrever a equação (2.82) como:

$$\begin{aligned} G_2(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) = & \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \right\} + \right. \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - \tau) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right\} + \\ & + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 \right] (t_{Dxf} - \tau) \right\} \right. \\ & \left. \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{(x_D - x_{eD})}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x' - x_{eD}}{2} \right] \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (2.83)$$

Substituindo-se a expressão (2.83) em (2.73) e a seguir integrando-se no espaço e no tempo, nos limites de integração que serão indicados, ou seja, $x_{D_{i-1}}$ a x_{D_i} para o espaço e $t_{D_{k-1}}$ a t_{D_k} para o tempo, resulta que:

$$\begin{aligned} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}) = & \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} (x_{D_i} - x_{D_{i-1}}) (t_{Dxf_k} - t_{Dxf_{k-1}}) + \\ & + \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - t_{Dxf_k}) \right] \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}}) \right] \right\} \right\} + \frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^3} \right. \\ & \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} + x_{D_{i-1}} - 2x_{eD}}{4} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \text{sen} \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{4} \right] \left\{ \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - t_{Dxf_k}) \right] - \right. \\
& \left. \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 (t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}}) \right] \right\} + \frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \\
& \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right) \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 \right]} \cos \left[\frac{n\pi}{2x_{eD}} (x_D - x_{eD}) \right] \right. \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} + x_{D_{i-1}} - 2x_{eD}}{4} \right] \text{sen} \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{4} \right] \\
& \left\{ \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 \right] (t_{Dxf} - t_{Dxf_k}) \right\} - \right. \\
& \left. \left. - \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}} \right)^2 \right] (t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}}) \right\} \right\} \right\}. \tag{2.84}
\end{aligned}$$

Daí a expressão (2.84) deve ser substituída em:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} q_{Dik} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}). \tag{2.85}$$

2.3 Acoplamento das soluções da fratura e do reservatório

Visando-se a fazer o acoplamento entre as soluções para o fluxo na fratura e o fluxo no reservatório, serão utilizadas as seguintes condições:

a) continuidade de pressão entre a fratura e o reservatório:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = P_D(x_D, 0, t_{Dxf}), \quad (2.86)$$

b) continuidade de vazão entre a fratura e o reservatório:

$$q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = q_D(x_D, 0, t_{Dxf}). \quad (2.87)$$

2.3.1 Acoplamento das Soluções Fratura-Reservatório Infinito

Substituindo-se (2.29) e (2.59) em (2.86), obtém-se:

$$\begin{aligned}
 1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] q_{fDi}(t_{Dxf}) - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \\
 \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{Di} q_{fDi}(t_{Dxf}) = \\
 = \frac{1}{2(1+a)} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{Di,k}, \quad (2.88)
 \end{aligned}$$

aplicando-se a condição (2.87) em (2.88), e deixando-se explícitas as incógnitas q_{fDi}^K , resulta que:

$$\begin{aligned}
 1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] q_{fDi}^K - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \\
 \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{Di} q_{fDi}^K - \\
 - \frac{1}{2(1+a)} B_i^K(x_D, t_{Dxf}) q_{fDi}^K = \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{Di,k}, \quad (2.89)
 \end{aligned}$$

portanto:

$$\begin{aligned}
 \left\{ \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] - \frac{1}{2(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} B_i^K(x_D, t_{Dxf}) - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \right. \\
 \left. \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{Di} \right\} q_{fDi}^K = \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{Di,k} - 1. \quad (2.90)
 \end{aligned}$$

Assim, a expressão (2.90) representa um sistema de $2I$ equações com $2I$ incógnitas, que são as q_{fDi}^K . A partir da determinação dos valores de q_{fDi}^K pode-se obter a vazão do poço utilizando-se a equação (2.24), bem como obter-se a distribuição de pressão ao longo da fratura, para cada tempo, utilizando-se a equação referida em (2.29).

A pressão média da fratura também pode ser calculada com utilização da equação (2.28), a partir do conhecimento da distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura.

2.3.2 Acoplamento das Soluções Fratura-Reservatório Limitado

Substituindo-se as equações (2.29) e (2.74) em (2.86), obtém-se:

$$\begin{aligned}
 & 1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D - A_i(0)) q_{fD_i}(t_{Dxf}) - \\
 & - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{D_i} q_{fD_i}(t_{Dxf}) = \\
 & = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} q_{D_{ik}} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}), \quad (2.91)
 \end{aligned}$$

aplicando-se a condição de continuidade de vazão entre a fratura e o reservatório, equação (2.87), obtém-se:

$$\begin{aligned}
 & 1 + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D - A_i(0)) q_{fD_i}^K - \\
 & - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{D_i} q_{fD_i}^K - \\
 & - \frac{2\pi}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} C_i^K(x_D, t_{Dxf}) q_{D_i}^K = \\
 & = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} C_{ik} q_{fD_{ik}}, \quad (2.92)
 \end{aligned}$$

portanto:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] - \frac{2\pi}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} C_i^K(x_D, t_{Dxf}) - \right. \\
 & \left. - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \Delta x_{D_i} \right\} q_{fD_i}^K =
 \end{aligned}$$

$$= \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{fD_{ik}} - 1, \quad (2.93)$$

onde C_{ik} é determinado utilizando a equação (2.84). Observe-se que nesta equação todos os termos do somatório contém função exponencial, cujo argumento é negativo e, portanto, para tempos que não sejam muito curtos a convergência ocorre rapidamente.

Para $t_{Dxf} = t_{DxfK}$ algumas parcelas, as que contém $t_{Dxf} - t_{DxfK}$, passam a não ter função exponencial, o que dificulta a convergência, sendo então necessário que sejam feitas algumas substituições do somatório por fórmulas fechadas, já testadas, visando a economia no tempo de convergência.

Deste modo, conforme está deduzido detalhadamente no apêndice F, pode-se escrever a expressão para C_i^K como sendo:

$$\begin{aligned} C_i^K(x_D, t_{Dxf}) = & \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} (x_{D_i} - x_{D_{i-1}}) (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) + \frac{y_{eD}(x_{D_i} - x_{D_{i-1}})}{12x_{eD}} - \\ & - \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2} \exp \left[- \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \right\} - \\ & - \frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} + x_{D_{i-1}} - 2x_{eD}}{4} \right] \right. \\ & \left. \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{4} \right] \exp \left[- \left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \right\} + \\ & + \frac{4x_{eD}}{\pi^2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2 \tanh \left[\frac{n\pi y_{eD}}{2x_{eD}} \right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\ & \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} + x_{D_{i-1}} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{4} \right] \right\} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right) \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} + x_{D_{i-1}} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{D_i} - x_{D_{i-1}}}{4} \right] \\
& \left. \left\{ \exp \left\{ - \left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2 \right] (t_{Dxf_k} - t_{Dxf_{k-1}}) \right\} \right\} \right\}. \quad (2.94)
\end{aligned}$$

A equação (2.94) é utilizada na expressão (2.93) que representa um sistema de $2I$ equações com $2I$ incógnitas. A partir de sua solução, pode-se determinar o histórico de vazão no poço utilizando-se:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = \frac{1}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} \Delta x_{D_i} q_{fD_i}(t_{Dxf}). \quad (2.95)$$

Capítulo 3

Análise do Comportamento Transiente de Vazão

A partir das soluções obtidas no Capítulo 2, considerando-se o poço interceptado por uma fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, em um reservatório infinito, foi construído um programa de computador, utilizando-se a linguagem Fortran, que permite a obtenção do histórico de vazão do poço nas condições citadas.

Assim, pode-se estudar o comportamento da vazão para as diversas condutividades e a influência da assimetria da fratura na performance do poço.

Com o objetivo de determinar as características da fratura, tais como comprimento, condutividade e assimetria, foram contruídas curvas-tipo com caráter suficiente para atingir este objetivo.

Neste capítulo, inicialmente será apresentada a lógica utilizada para elaboração do programa de computador, e os critérios utilizados, principalmente, para discretização da fratura. Em seguida, os resultados obtidos serão validados, comparando-se com dados já publicados, quando a fratura é simétrica, ou seja, o poço está situado na metade da fratura.

Serão também apresentados resultados que permitem analisar os diversos parâmetros envolvidos, tais como: distribuição da pressão e da vazão ao longo da fratura, comportamento da pressão média da fratura, comportamento do histórico de vazão do poço, duração dos diversos tipos de fluxo (bilinear, linear na formação e pseudo-radial) e a influência da condutividade e da assimetria nestes parâmetros.

Finalmente, apresenta-se um procedimento para determinação das características da fratura (condutividade e assimetria) com utilização de curvas-tipo.

3.1 Lógica utilizada para elaboração do programa de computador

O objetivo principal do programa a ser confeccionado é determinar a vazão de produção do poço. Para isto deverá ser determinada a distribuição de vazão ao longo da fratura, utilizando-se o sistema de equações, obtido no item 2.3.1.

$$\left\{ \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] - \frac{1}{2(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} B_i^K(x_D, t_{Dxf}) - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \right\} q_{fD_i^K} = \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{fD_{ik}} - 1 \quad (3.1)$$

onde A_i está relacionado com a função de Green associada ao problema da fratura, sendo obtido pela equação (2.40); B_{ik} está relacionado com a função de Green associada ao problema do reservatório, e é obtido a partir da equação (2.61); e B_i^K é o mesmo parâmetro B_{ik} , calculado no tempo que está sendo determinada a distribuição de vazão adimensional ao longo da fratura ($q_{fD_i}^k$).

A equação (2.24) permite determinar a vazão do poço, q_{wD}^K , bem como as equações (2.29) e (2.30) permitem calcular a distribuição de pressão ao longo da fratura, $P_{fD_i}^K$, e a pressão média da fratura P_{fDavg}^K respectivamente, sendo conhecida a distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura.

Observe-se, porém que para isto ser feito é necessário que a fratura, bem como o tempo sejam discretizados em intervalos em que se assume a vazão q_{fD} uniforme.

O programa elaborado utilizou como base o que foi apresentado por Rodriguez (1982).

3.1.1 Discretização da fratura (subrotina Grid)

Para isso utiliza-se a mesma subrotina contida no trabalho de Rodriguez (1982), em que a fratura é discretizada de modo mais refinado nas proximidades do poço e nas

bordas da mesma, e mais grosseiramente no meio, conforme está ilustrado na figura (3.1).

É assumido que a fratura é discretizada em um número igual de blocos em ambos os lados, e que, de acordo com o estudo feito por Rodriguez (1982), a relação mais adequada entre o maior bloco e o menor, é igual a 30.

Baseado também nos estudos de sensibilidade efetuados por Rodriguez (1982), obteve-se para o número de blocos a ser utilizado: 24 blocos, sendo 12 em cada lado da fratura.

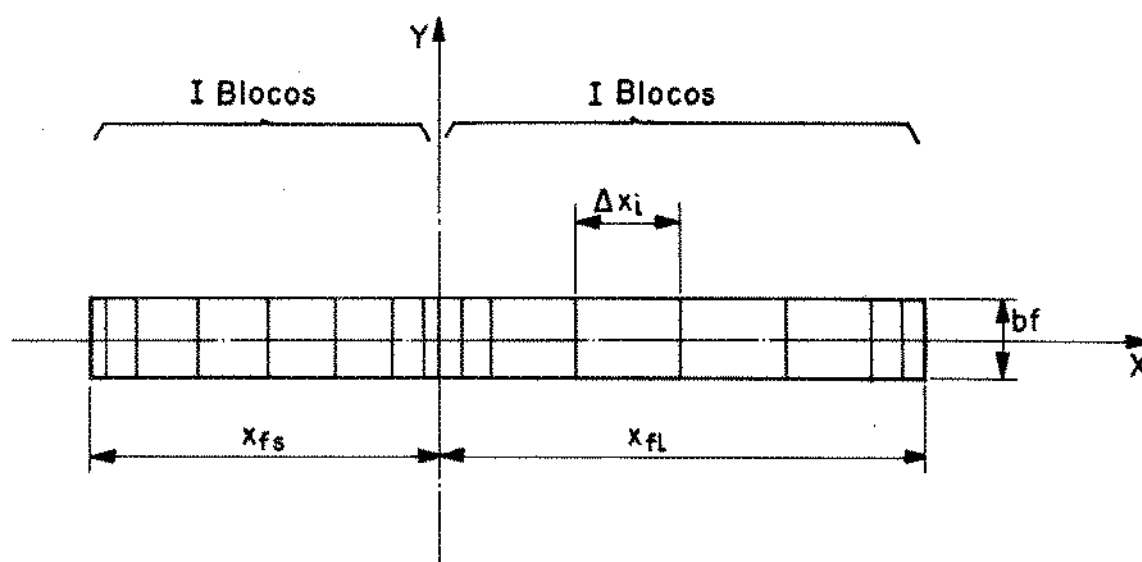


Figura 3.1: Esquema da discretização da fratura

3.1.2 Discretização do tempo

O tempo é discretizado logaritmicamente em intervalos iguais, dependendo do número de intervalos requeridos em cada ciclo logaritmico. Para este caso foi escolhido, que cada ciclo deveria ser discretizado em dez intervalos de tempo logaritmicamente iguais, obtendo-se resultados satisfatórios.

3.1.3 Desenvolvimento do programa

A partir dos dados de entrada: relação do tamanho entre o maior e o menor bloco da fratura, tempo inicial, assimetria, condutividades e número de blocos em que a fratura deve ser discretizada, serão determinadas as discretizações do tempo e da fratura. Em seguida:

- a) determinar-se-ão os coeficientes da equação da fratura que são os termos: $A_i(x_D)$ e $G_f(0, x_D)$ da equação (3.1) (inclusive para $x_D = 0$);
- b) determinar-se-ão os coeficientes da equação do reservatório, os quais constituem os termos B_i^K e B_{ik} da equação (3.1), com utilização da subrotina FDK; em que serão utilizadas duas "Functions", uma para determinação da função erro $\text{erf}(x)$ e a outra para obtenção da função integral exponencial, $E_1(x_D)$;
- c) assim, estes valores serão substituídos na equação (3.1) e o sistema será resolvido para diferentes condutividades, inclusive para a infinita, em que os termos referentes a equação da fratura são desprezíveis; este sistema é resolvido utilizando-se a subrotina LSDCMP que transforma a matriz do termo dependente em uma matriz LU, inclusive efetuando pivoteamento parcial, e a subrotina LSSOLV que resolve o sistema modificado utilizando o método de decomposição em LU; saliente-se que os coeficientes da fratura e do reservatório são determinados apenas uma vez, para as várias condutividades, permitindo deste modo uma economia do tempo computacional;
- d) com os valores da vazão de cada bloco da fratura, serão determinados, para cada tempo e condutividade:
 - vazão adimensional do poço,
 - pressão média da fratura,
 - opcionalmente a distribuição de pressão ao longo da fratura, lembrando-se que a pressão

adimensional no poço é igual a 1;

e) serão determinados no programa a inclinação do gráfico inverso da vazão adimensional versus tempo, log-log e semi-log, visando a determinar os tempos do fluxo bilinear e pseudo-radial;

f) serão também obtidas as derivadas do inverso da vazão adimensional em relação a $\ln t_{Dxf}$, visando à construção de curvas de derivada versus tempo adimensional, em escala semi-log, de modo que possam ser utilizadas como curvas-tipo, objetivando permitir a determinação da condutividade e da assimetria da fratura.

Obs: O programa foi desenvolvido em um micro computador do tipo PC-XT, sendo adaptado para uso no computador de grande porte IBM-3090. Sua listagem é encontrada no Apêndice H.

3.2 Validação dos resultados

No sentido de validar os resultados gerados, utilizando-se as equações do Capítulo 2, para reservatório infinito, a partir do programa descrito no item 3.1, os mesmos foram comparados com soluções já publicadas considerando-se vários valores de condutividade para fraturas simétricas.

Inicialmente, apresenta-se a comparação dos resultados obtidos, com aqueles oriundos do simulador numérico para pressão constante, desenvolvido por Agarwal, Carter e Pollock (1979).

Conforme pode ser observado na figura (3.2), que apresenta um gráfico do inverso da vazão adimensional versus tempo adimensional, para valores de condutividades (Cf_D) iguais a 0,1; 1,0; 10,0 e 100,0; existe uma concordância muito boa, exceto no caso da condutividade igual a 0,1. Saliente-se que os resultados apresentados no trabalho de Agarwal et al (1979) foram gerados a partir de um simulador numérico.

A figura (3.3), que apresenta o comportamento do inverso da vazão adimensional em relação a t_{Dxf} , para condutividades iguais a 10,0; 50,0 e 100,0, mostra uma perfeita concordância entre a solução semi-analítica do presente estudo e a solução semi-analítica apresentada por Guppy, Cinco-Ley e Ramey (1980), para poços produzindo à pressão constante.

Foi feita também a comparação dos resultados deste estudo com os obtidos por Lee e Brouckenbrough (1983), que consideraram a aproximação do fluxo do poço interceptado por uma fratura vertical, totalmente penetrante, de condutividade finita, ao chamado modelo trilinear de fluxo. Neste caso, o reservatório é dividido em três regiões de fluxo linear (figura 1.2), onde, para tempos muito curtos, haverá apenas o fluxo linear na fratura, em seguida, tem-se os fluxos linear na fratura e linear na formação (fluxo bilinear). Para tempos maiores é obtido um sistema de três regiões de fluxo, que são: o fluxo linear na fratura; o fluxo linear no reservatório na direção y ao longo da fratura; a outra região de fluxo linear na direção x ao longo de planos perpendiculares ao eixo da fratura e situados em seus limites.

A figura (3.4) apresenta a comparação entre os resultados do presente trabalho com os obtidos por Lee et al (1983), para valores de condutividade iguais a $0,2\pi$; π e $10,0\pi$. Pode-se notar uma perfeita concordância entre os valores para tempos curtos inclusive para condutividade igual a $0,2\pi$, porém, para tempos longos estas soluções se distanciam, principalmente para baixas condutividades. Isto já era esperado pelo fato de que o modelo trilinear não é aplicável para o período de fluxo pseudo-radial.

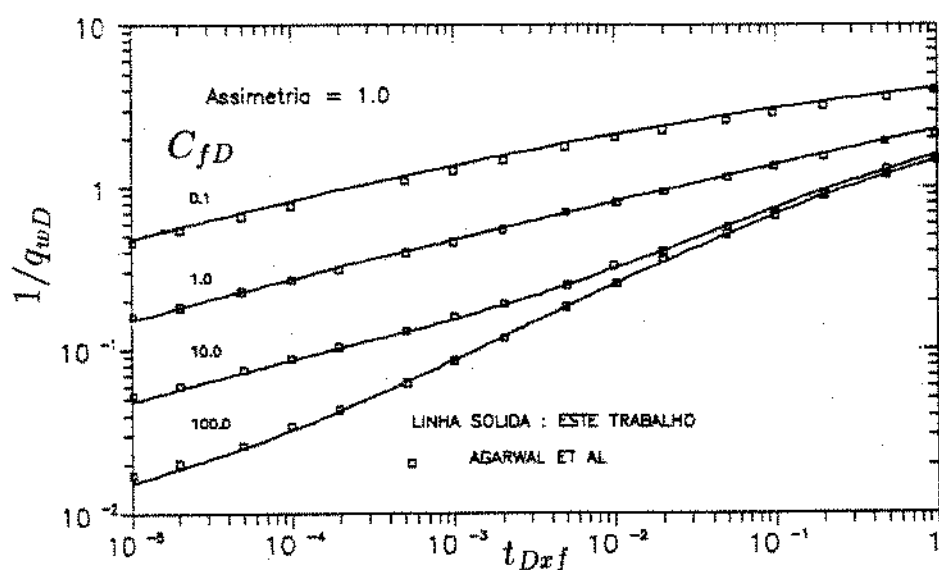


Figura 3.2: Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Agarwal et al.

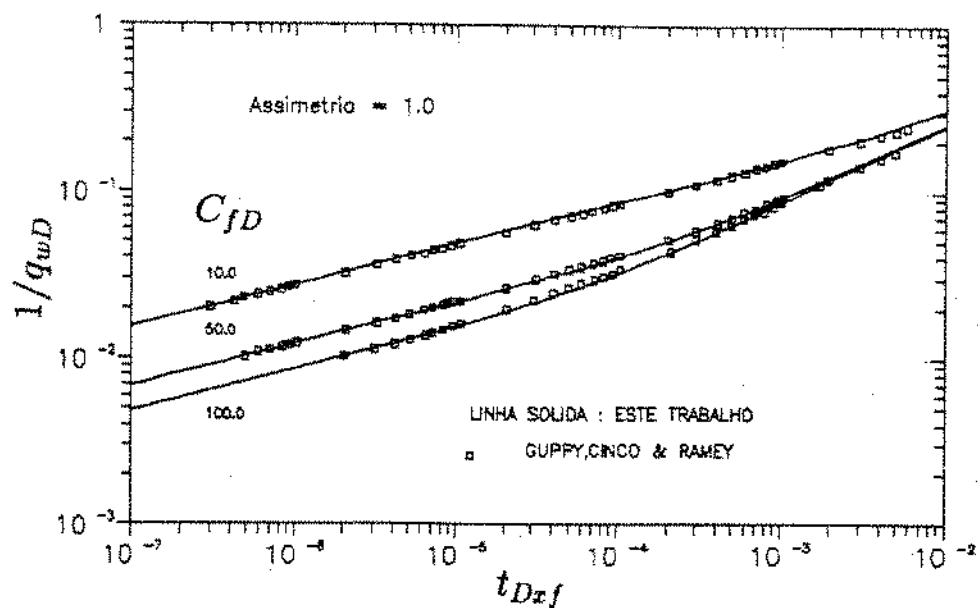


Figura 3.3: Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Guppy et al

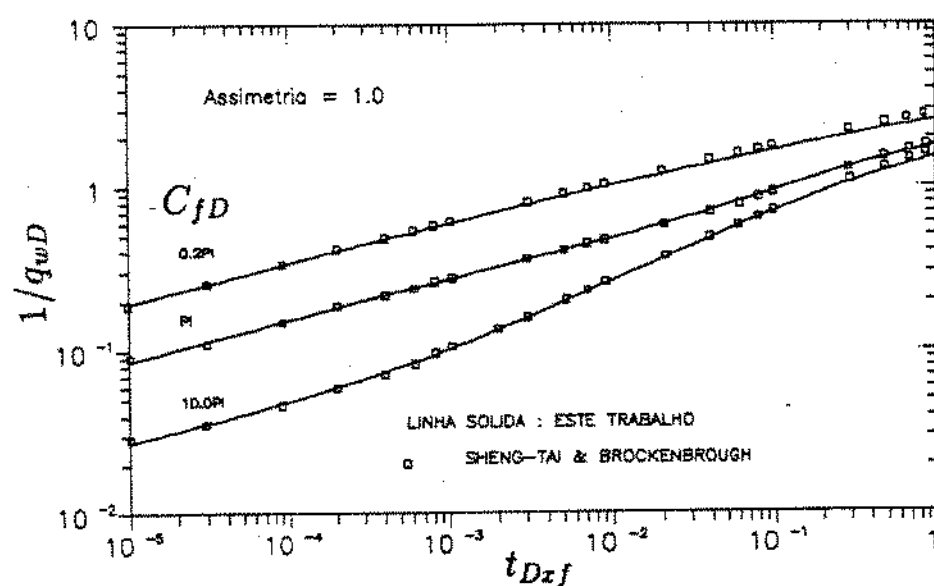


Figura 3.4: Comparação entre os resultados do presente estudo com os obtidos por Sheng-Tai Lee e Brockenbrough

3.3 Discussão e Análise dos Resultados

O programa de computador foi executado para valores de assimetria iguais a 0,05; 0,10; 0,20; 0,40; 0,60; 0,80 e 1,00 (simétrico), e para cada um destes valores foram obtidos resultados, considerando-se as seguintes condutividades adimensionais (C_{fD}): 0,10; 0,50; 1,00; 5,0; 10,0; 50,0; 100,0; 500,0, e infinito. Ou seja, o programa foi executado sete vezes para geração dos valores de q_{fD} ; q_{wD} , $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$, P_{fDavg} e para alguns casos P_{fD} de modo que fosse feita a análise sobre o comportamento deste parâmetro.

Para cada valor de assimetria e condutividade foi também determinado o parâmetro $S_f + L_n(x_{f1}/rw)$ que é função destas características da fratura, sendo representativo do pseudo-dano (S_f) que o poço apresenta em virtude de ter sido estimulado.

Para determinar os tempos (t_{Dxf}) dos diversos períodos de fluxo presentes no sistema fratura-reservatório, adotou-se como critério o erro menor ou igual a 5% na inclinação da reta representativa de cada período de fluxo.

3.3.1 Soluções para período de fluxos particulares

3.3.1.1 Tempos longos (fluxo pseudo-radial) – período transiente

Para um poço não estimulado, pode-se obter analiticamente para o fluxo radial:

$$\frac{1}{q_{wD}^*(t_D)} = \frac{1}{2} \ln t_D + 0,4045, \quad (3.2)$$

onde q_{wD}^* é a vazão adimensional antes do fraturamento.

Para o poço, após a estimulação por fraturamento, verifica-se:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} = \frac{1}{2} \ln t_{Dxf} + Z(C_{fD}, a), \quad (3.3)$$

onde q_{wD} é a vazão adimensional do poço fraturado e $Z(C_{fD}, a)$ é a intersecção da reta semilog representativa deste período, que pode ser obtida por

$$Z(C_{fD}, a) = \frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf} = 1)}. \quad (3.4)$$

Definindo-se o "pseudo-dano", S_f :

$$S_f = \frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} - \frac{1}{q_{wD}^*(t_D)}, \quad (3.5)$$

substituindo-se (3.2) e (3.3) em (3.5), obtém-se:

$$S_f = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{t_{Dxf}}{t_D} \right) + Z(C_{fD}, a) - 0,4045, \quad (3.6)$$

sendo $\frac{t_{Dxf}}{t_D} = \left(\frac{rw}{x_{fl}} \right)^2$, resulta que:

$$S_f + \ln \left(\frac{x_{fl}}{rw} \right) = Z(C_{fD}, a) - 0,4045. \quad (3.7)$$

$$\text{Definindo-se } t_{Dxf}^* = \frac{kt}{\phi \mu c t (\bar{x}_f)^2}, \quad (3.8)$$

onde $\bar{x}_f$ é a metade do comprimento total da fratura, ou seja:

$$\bar{x}_f = \frac{(1+a)x_{fl}}{2}, \quad (3.9)$$

e, portanto, substituindo-se (3.8) em (3.7), obtém-se:

$$t_{Dxf}^* = \frac{4}{(1+a)^2} t_{Dxf}, \quad (3.10)$$

assim, utilizando-se t_{Dxf}^* na equação (3.6) a fim de que seja considerado o mesmo tamanho de fratura para adimensionalização do tempo, para diferentes assimetrias, tem-se que:

$$\begin{aligned} S_f + \ln \left(\frac{x_{fl}}{rw} \right) - \ln \left[\frac{2}{1+a} \right] &= \\ &= Z(C_{fD}, a) - 0,4045 - \ln \left[\frac{2}{1+a} \right], \end{aligned} \quad (3.11)$$

ou

$$S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right] =$$

$$Z(C_{fD}, a) - 0,4045 + \ln \left[\frac{1+a}{2} \right]. \quad (3.12)$$

3.3.1.2 Tempos curtos – fraturas de baixa condutividade (fluxo bilinear)

O trabalho de Guppy et al (1981) apresenta solução para este caso (fratura simétrica). No Apêndice E está mostrada em detalhes esta dedução.

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = 0,36735 C_{fD}^{1/2} t_{Dxf}^{-1/4}, \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} = 2,7222 \frac{1}{C_{fD}^{1/2}} t_{Dxf}^{1/4}, \quad (3.14)$$

$$\log \left(\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} \right) = \log \left[\frac{2,7222}{\sqrt{C_{fD}}} \right] + \frac{1}{4} \log(t_{Dxf}). \quad (3.15)$$

Portanto, o gráfico log-log de $1/q_{wD}$ versus t_{Dxf} no período de fluxo bilinear fornece uma reta com inclinação igual a $1/4$.

Multiplicando-se a equação (3.14) por C_{fD} obtem-se:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} C_{fD} = \frac{2,7222}{\sqrt{C_{fD}}} C_{fD} t_{Dxf}^{1/4}, \quad (3.16)$$

$$\log \left(\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} C_{fD} \right) = \log(2,7222) + \frac{1}{4} \log(t_{Dxf} C_{fD}^2). \quad (3.17)$$

A equação (3.17) indica que um gráfico log-log, $\frac{C_{fD}}{q_{wD}(t_{Dxf})}$ versus $t_{Dxf} C_{fD}^2$, apresenta as curvas colapsadas para os diversos valores de condutividade, para cada assimetria, durante o período de fluxo bilinear.

Da equação (3.14), pode-se deduzir que um gráfico cartesiano $1/q_{wD}(t_{Dxf})$ versus

$t_{Dxf}^{1/4}$, fornece uma reta com inclinação igual a

$$m_{fb} = \frac{\pi\Gamma(3/4)}{\sqrt{2C_{fD}^{1/2}}} \quad (3.18)$$

Observe-se que neste caso a assimetria não terá influência em virtude da fratura ser considerada infinita, até que a fronteira do lado menor da fratura seja atingida.

3.3.1.3 Tempos curtos – fraturas de altas condutividades (comportamento de condutividade infinita)

O Apêndice E apresenta, em detalhes, a dedução que fornece a expressão :

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf}^*)} = \sqrt{\pi^3 t_{Dxf}^*}^{1/2}, \quad (3.19)$$

$$\log \frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf}^*)} = \log(5,5683) + \frac{1}{2} \log t_{Dxf}^*. \quad (3.20)$$

Portanto, o gráfico log-log de $1/q_{wD}$ versus t_{Dxf} , fornece uma reta com inclinação igual a $1/2$.

3.3.2 Tabelas dos Resultados

As páginas seguintes apresentam as tabelas de 3.1 a 3.7 contendo os valores da vazão adimensional, e de 3.8 a 3.14, contendo os valores do inverso da vazão adimensional.

Em cada tabela está listado o histórico da vazão (ou do inverso da vazão) adimensional para os valores de condutividade iguais a 0,1; 0,5; 1,0; 5,0; 10,0; 50,0; 100,0; 500,0 e infinito, bem como, em cada uma delas, está fixo o valor da assimetria que assume os valores de 0,05; 0,10; 0,20; 0,40; 0,60; 0,80 e 1,00.

Os valores de t_{Dxf} para os quais estão listados q_{wD} (ou $1/q_{wD}$) estão variando de 10^{-4} até 10^4 , intervalo este que cobre, para todos os casos, os vários regimes de fluxo, atingindo sempre o fluxo pseudo-radial, que possui solução baseada nas correlações capazes de determinar $Z(C_{fD}, a)$, e portanto permitir a determinação do histórico da vazão para o fluxo pseudo-radial.

TABELA 3.1. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($a=0.05$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDRF	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12134E+01	.22753E+01	.28841E+01	.52056E+01	.69247E+01	.13565E+02	.16668E+02	.19673E+02	.20011E+02
.200E-03	.10213E+01	.18442E+01	.23356E+01	.42722E+01	.57152E+01	.10773E+02	.12611E+02	.13986E+02	.14113E+02
.400E-03	.86106E+00	.15088E+01	.19126E+01	.35376E+01	.47423E+01	.83954E+01	.93901E+01	.10001E+02	.10060E+02
.600E-03	.78156E+00	.13501E+01	.17119E+01	.31814E+01	.42589E+01	.72018E+01	.78763E+01	.82629E+01	.83658E+01
.800E-03	.72941E+00	.12474E+01	.15813E+01	.29463E+01	.39346E+01	.64146E+01	.69109E+01	.71744E+01	.72811E+01
.100E-02	.69161E+00	.11736E+01	.14874E+01	.27753E+01	.36952E+01	.58433E+01	.62278E+01	.64216E+01	.64407E+01
.200E-02	.59245E+00	.98367E+00	.12447E+01	.23282E+01	.30389E+01	.43687E+01	.45464E+01	.46331E+01	.46438E+01
.400E-02	.51349E+00	.83388E+00	.10519E+01	.19382E+01	.24700E+01	.32471E+01	.33320E+01	.33777E+01	.33853E+01
.600E-02	.47512E+00	.76146E+00	.95881E+00	.17428E+01	.21770E+01	.27373E+01	.27952E+01	.28294E+01	.28359E+01
.800E-02	.44998E+00	.71392E+00	.89616E+00	.16104E+01	.19802E+01	.24162E+01	.24589E+01	.24843E+01	.24893E+01
.100E-01	.43174E+00	.67960E+00	.85120E+00	.15121E+01	.18354E+01	.21916E+01	.22254E+01	.22462E+01	.22504E+01
.200E-01	.38330E+00	.58897E+00	.73186E+00	.12425E+01	.14504E+01	.16481E+01	.16676E+01	.16811E+01	.16841E+01
.400E-01	.34354E+00	.51498E+00	.63336E+00	.10152E+01	.11451E+01	.12616E+01	.12746E+01	.12844E+01	.12868E+01
.600E-01	.32361E+00	.47818E+00	.58384E+00	.90264E+00	.10022E+01	.10919E+01	.11026E+01	.11110E+01	.11131E+01
.800E-01	.31038E+00	.45376E+00	.55071E+00	.82924E+00	.91154E+00	.98565E+00	.99476E+00	.10019E+01	.10037E+01
.100E+00	.30069E+00	.43587E+00	.52630E+00	.77647E+00	.84768E+00	.91220E+00	.92033E+00	.92678E+00	.92839E+00
.200E+00	.27423E+00	.38735E+00	.45992E+00	.64198E+00	.69060E+00	.73646E+00	.74258E+00	.74754E+00	.74879E+00
.400E+00	.25171E+00	.34644E+00	.40451E+00	.54072E+00	.57631E+00	.61091E+00	.61567E+00	.61956E+00	.62054E+00
.600E+00	.24010E+00	.32573E+00	.37696E+00	.49401E+00	.52442E+00	.55427E+00	.55841E+00	.56180E+00	.56266E+00
.800E+00	.23232E+00	.31199E+00	.35889E+00	.46419E+00	.49133E+00	.51798E+00	.52168E+00	.52471E+00	.52548E+00
.100E+01	.22656E+00	.30193E+00	.34576E+00	.44297E+00	.46787E+00	.49234E+00	.49575E+00	.49853E+00	.49924E+00
.200E+01	.21050E+00	.27460E+00	.31072E+00	.38854E+00	.40821E+00	.42755E+00	.43024E+00	.43245E+00	.43301E+00
.400E+01	.19650E+00	.25161E+00	.28186E+00	.34551E+00	.36139E+00	.37696E+00	.37913E+00	.38091E+00	.38135E+00
.600E+01	.18916E+00	.23987E+00	.26734E+00	.32444E+00	.33858E+00	.35241E+00	.35434E+00	.35591E+00	.35631E+00
.800E+01	.18420E+00	.23203E+00	.25769E+00	.31055E+00	.32355E+00	.33624E+00	.33800E+00	.33945E+00	.33981E+00
.100E+02	.18051E+00	.22624E+00	.25061E+00	.30045E+00	.31264E+00	.32452E+00	.32617E+00	.32752E+00	.32786E+00
.200E+02	.17003E+00	.21016E+00	.23113E+00	.27326E+00	.28342E+00	.29329E+00	.29465E+00	.29577E+00	.29605E+00
.400E+02	.16070E+00	.19619E+00	.21442E+00	.25046E+00	.25905E+00	.26736E+00	.26851E+00	.26944E+00	.26968E+00
.600E+02	.15571E+00	.18886E+00	.20574E+00	.23882E+00	.24666E+00	.25421E+00	.25525E+00	.25611E+00	.25632E+00
.800E+02	.15232E+00	.18392E+00	.19990E+00	.23104E+00	.23838E+00	.24545E+00	.24642E+00	.24722E+00	.24742E+00
.100E+03	.14970E+00	.18024E+00	.19557E+00	.22530E+00	.23228E+00	.23900E+00	.23992E+00	.24068E+00	.24087E+00
.200E+03	.14245E+00	.16979E+00	.18336E+00	.20935E+00	.21539E+00	.22118E+00	.22198E+00	.22263E+00	.22279E+00
.400E+03	.13581E+00	.16047E+00	.17257E+00	.19547E+00	.20076E+00	.20580E+00	.20649E+00	.20705E+00	.20720E+00
.600E+03	.13222E+00	.15550E+00	.16685E+00	.18820E+00	.19310E+00	.19777E+00	.19841E+00	.19893E+00	.19907E+00
.800E+03	.12976E+00	.15212E+00	.16297E+00	.18329E+00	.18794E+00	.19237E+00	.19297E+00	.19347E+00	.19359E+00
.100E+04	.12791E+00	.14958E+00	.16006E+00	.17963E+00	.18410E+00	.18835E+00	.18893E+00	.18940E+00	.18952E+00
.200E+04	.12251E+00	.14228E+00	.15174E+00	.16925E+00	.17322E+00	.17698E+00	.17750E+00	.17792E+00	.17802E+00
.400E+04	.11756E+00	.13565E+00	.14424E+00	.16000E+00	.16354E+00	.16690E+00	.16736E+00	.16773E+00	.16783E+00
.600E+04	.11485E+00	.13207E+00	.14019E+00	.15505E+00	.15838E+00	.16153E+00	.16196E+00	.16231E+00	.16240E+00
.800E+04	.11298E+00	.12962E+00	.13744E+00	.15169E+00	.15488E+00	.15789E+00	.15830E+00	.15864E+00	.15872E+00
.100E+05	.11158E+00	.12777E+00	.13536E+00	.14917E+00	.15225E+00	.15516E+00	.15556E+00	.15588E+00	.15596E+00

TABELA 3.2. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($a=0.10$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12275E+01	.25946E+01	.34549E+01	.60880E+01	.78385E+01	.14499E+02	.17595E+02	.20611E+02	.20948E+02
.200E-03	.10461E+01	.21433E+01	.27982E+01	.48994E+01	.63584E+01	.11427E+02	.13266E+02	.14642E+02	.14770E+02
.400E-03	.89540E+00	.17643E+01	.22675E+01	.39828E+01	.51972E+01	.88576E+01	.98531E+01	.10465E+02	.10524E+02
.600E-03	.81957E+00	.15754E+01	.20110E+01	.35468E+01	.46319E+01	.75808E+01	.82560E+01	.86431E+01	.86862E+01
.800E-03	.76893E+00	.14508E+01	.18441E+01	.32619E+01	.42564E+01	.67413E+01	.72381E+01	.75020E+01	.75288E+01
.100E-02	.73161E+00	.13601E+01	.17240E+01	.30565E+01	.39817E+01	.61339E+01	.65189E+01	.67130E+01	.67323E+01
.200E-02	.63023E+00	.11232E+01	.14155E+01	.25196E+01	.32418E+01	.45742E+01	.47522E+01	.48391E+01	.48498E+01
.400E-02	.54574E+00	.93675E+00	.11754E+01	.20807E+01	.26148E+01	.33931E+01	.34781E+01	.35238E+01	.35315E+01
.600E-02	.50377E+00	.84784E+00	.10609E+01	.18606E+01	.22964E+01	.28574E+01	.29153E+01	.29494E+01	.29559E+01
.800E-02	.47618E+00	.79024E+00	.98639E+00	.17128E+01	.20837E+01	.25199E+01	.25625E+01	.25878E+01	.25928E+01
.100E-01	.45611E+00	.74883E+00	.93268E+00	.16039E+01	.19280E+01	.22840E+01	.23177E+01	.23383E+01	.23424E+01
.200E-01	.40284E+00	.64123E+00	.79248E+00	.13091E+01	.15169E+01	.17137E+01	.17330E+01	.17462E+01	.17492E+01
.400E-01	.35936E+00	.55519E+00	.67925E+00	.10639E+01	.11931E+01	.13083E+01	.13211E+01	.13307E+01	.13330E+01
.600E-01	.33770E+00	.51303E+00	.62319E+00	.94335E+00	.10420E+01	.11303E+01	.11408E+01	.11490E+01	.11510E+01
.800E-01	.32337E+00	.48521E+00	.58591E+00	.86487E+00	.94617E+00	.10189E+01	.10277E+01	.10347E+01	.10365E+01
.100E+00	.31289E+00	.46492E+00	.55860E+00	.80857E+00	.87871E+00	.94181E+00	.94971E+00	.95597E+00	.95753E+00
.200E+00	.28442E+00	.41049E+00	.48506E+00	.66558E+00	.71308E+00	.75762E+00	.76355E+00	.76834E+00	.76955E+00
.400E+00	.26033E+00	.36513E+00	.42431E+00	.55833E+00	.59288E+00	.62635E+00	.63095E+00	.63470E+00	.63565E+00
.600E+00	.24796E+00	.34234E+00	.39432E+00	.50904E+00	.53848E+00	.56731E+00	.57131E+00	.57458E+00	.57540E+00
.800E+00	.23968E+00	.32726E+00	.37469E+00	.47761E+00	.50384E+00	.52953E+00	.53310E+00	.53602E+00	.53676E+00
.100E+01	.23356E+00	.31624E+00	.36046E+00	.45528E+00	.47932E+00	.50289E+00	.50617E+00	.50885E+00	.50933E+00
.200E+01	.21655E+00	.28650E+00	.32271E+00	.39822E+00	.41714E+00	.43572E+00	.43831E+00	.44043E+00	.44077E+00
.400E+01	.20178E+00	.26164E+00	.29180E+00	.35330E+00	.36853E+00	.38346E+00	.38554E+00	.38724E+00	.38767E+00
.600E+01	.19406E+00	.24901E+00	.27632E+00	.33137E+00	.34491E+00	.35815E+00	.36000E+00	.36151E+00	.36189E+00
.800E+01	.18885E+00	.24059E+00	.26605E+00	.31693E+00	.32936E+00	.34149E+00	.34318E+00	.34456E+00	.34491E+00
.100E+02	.18497E+00	.23438E+00	.25852E+00	.30643E+00	.31808E+00	.32943E+00	.33101E+00	.33230E+00	.33263E+00
.200E+02	.17399E+00	.21720E+00	.23788E+00	.27825E+00	.28794E+00	.29734E+00	.29865E+00	.29972E+00	.29999E+00
.400E+02	.16424E+00	.20233E+00	.22025E+00	.25468E+00	.26285E+00	.27076E+00	.27185E+00	.27275E+00	.27297E+00
.600E+02	.15903E+00	.19456E+00	.21111E+00	.24267E+00	.25012E+00	.25730E+00	.25829E+00	.25911E+00	.25931E+00
.800E+02	.15550E+00	.18932E+00	.20498E+00	.23465E+00	.24162E+00	.24834E+00	.24926E+00	.25002E+00	.25021E+00
.100E+03	.15285E+00	.18542E+00	.20043E+00	.22873E+00	.23536E+00	.24174E+00	.24262E+00	.24334E+00	.24352E+00
.200E+03	.14524E+00	.17439E+00	.18763E+00	.21232E+00	.21805E+00	.22354E+00	.22429E+00	.22491E+00	.22507E+00
.400E+03	.13834E+00	.16459E+00	.17636E+00	.19808E+00	.20307E+00	.20784E+00	.20850E+00	.20904E+00	.20917E+00
.600E+03	.13462E+00	.15937E+00	.17039E+00	.19061E+00	.19524E+00	.19966E+00	.20027E+00	.20077E+00	.20089E+00
.800E+03	.13207E+00	.15582E+00	.16635E+00	.18558E+00	.18997E+00	.19416E+00	.19473E+00	.19520E+00	.19532E+00
.100E+04	.13015E+00	.15316E+00	.16333E+00	.18184E+00	.18605E+00	.19007E+00	.19062E+00	.19107E+00	.19118E+00
.200E+04	.12457E+00	.14552E+00	.15467E+00	.17121E+00	.17495E+00	.17850E+00	.17899E+00	.17939E+00	.17949E+00
.400E+04	.11945E+00	.13860E+00	.14689E+00	.16175E+00	.16589E+00	.16825E+00	.16869E+00	.16904E+00	.16913E+00
.600E+04	.11666E+00	.13486E+00	.14270E+00	.15670E+00	.15983E+00	.16280E+00	.16321E+00	.16354E+00	.16362E+00
.800E+04	.11474E+00	.13230E+00	.13984E+00	.15326E+00	.15626E+00	.15910E+00	.15949E+00	.15981E+00	.15989E+00
.100E+05	.11328E+00	.13037E+00	.13770E+00	.15069E+00	.15359E+00	.15633E+00	.15671E+00	.15702E+00	.15709E+00

TABELA 3.3. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($a=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12255E+01	.26495E+01	.37150E+01	.74389E+01	.94977E+01	.16350E+02	.19460E+02	.22484E+02	.22824E+02
.200E-03	.10448E+01	.22333E+01	.31063E+01	.59639E+01	.75738E+01	.12728E+02	.14574E+02	.15955E+02	.16083E+02
.400E-03	.89588E+00	.18845E+01	.25878E+01	.47851E+01	.60735E+01	.97777E+01	.10777E+02	.11392E+02	.11452E+02
.600E-03	.82165E+00	.17074E+01	.23222E+01	.42191E+01	.53547E+01	.83352E+01	.90137E+01	.94033E+01	.94470E+01
.800E-03	.77237E+00	.15881E+01	.21433E+01	.38509E+01	.48831E+01	.73919E+01	.78912E+01	.81571E+01	.81843E+01
.100E-02	.73622E+00	.14998E+01	.20112E+01	.35856E+01	.45411E+01	.67129E+01	.71000E+01	.72957E+01	.73154E+01
.200E-02	.63884E+00	.12585E+01	.16547E+01	.28991E+01	.36386E+01	.49834E+01	.51628E+01	.52508E+01	.52618E+01
.400E-02	.55776E+00	.10546E+01	.13619E+01	.23513E+01	.28964E+01	.36833E+01	.37693E+01	.38158E+01	.38236E+01
.600E-02	.51689E+00	.95251E+00	.12191E+01	.20032E+01	.25279E+01	.30957E+01	.31544E+01	.31891E+01	.31958E+01
.800E-02	.48963E+00	.88521E+00	.11262E+01	.19056E+01	.22839E+01	.27256E+01	.27688E+01	.27946E+01	.27976E+01
.100E-01	.46957E+00	.83633E+00	.10592E+01	.17761E+01	.21065E+01	.24671E+01	.25013E+01	.25223E+01	.25265E+01
.200E-01	.41521E+00	.70813E+00	.88569E+00	.14325E+01	.16442E+01	.18435E+01	.18630E+01	.18764E+01	.18794E+01
.400E-01	.36992E+00	.60614E+00	.74858E+00	.11533E+01	.12846E+01	.14007E+01	.14135E+01	.14231E+01	.14254E+01
.600E-01	.34721E+00	.55679E+00	.68205E+00	.10178E+01	.11178E+01	.12063E+01	.12167E+01	.12249E+01	.12269E+01
.800E-01	.33219E+00	.52452E+00	.63828E+00	.92995E+00	.10120E+01	.10845E+01	.10933E+01	.11002E+01	.11019E+01
.100E+00	.32119E+00	.50111E+00	.60645E+00	.86712E+00	.93768E+00	.10003E+01	.10081E+01	.10142E+01	.10158E+01
.200E+00	.29135E+00	.43896E+00	.52187E+00	.70845E+00	.75566E+00	.79936E+00	.80513E+00	.80978E+00	.81095E+00
.400E+00	.26617E+00	.38790E+00	.45305E+00	.59017E+00	.62414E+00	.65667E+00	.66112E+00	.66474E+00	.66565E+00
.600E+00	.25327E+00	.36247E+00	.41940E+00	.53611E+00	.56492E+00	.59283E+00	.59668E+00	.59982E+00	.60062E+00
.800E+00	.24465E+00	.34570E+00	.39744E+00	.50172E+00	.52728E+00	.55209E+00	.55552E+00	.55833E+00	.55903E+00
.100E+01	.23829E+00	.33349E+00	.38158E+00	.47736E+00	.50673E+00	.52344E+00	.52658E+00	.52915E+00	.52980E+00
.200E+01	.22663E+00	.30074E+00	.33980E+00	.41548E+00	.43376E+00	.45157E+00	.45404E+00	.45606E+00	.45657E+00
.400E+01	.20533E+00	.27358E+00	.30588E+00	.36712E+00	.38176E+00	.39600E+00	.39798E+00	.39960E+00	.40000E+00
.600E+01	.19734E+00	.25984E+00	.28899E+00	.34363E+00	.35661E+00	.36922E+00	.37097E+00	.37240E+00	.37276E+00
.800E+01	.19196E+00	.25071E+00	.27781E+00	.32818E+00	.34007E+00	.35160E+00	.35320E+00	.35451E+00	.35484E+00
.100E+02	.18796E+00	.24399E+00	.26963E+00	.31697E+00	.32810E+00	.33887E+00	.34036E+00	.34158E+00	.34189E+00
.200E+02	.17664E+00	.22546E+00	.24733E+00	.28701E+00	.29622E+00	.30512E+00	.30635E+00	.30735E+00	.30761E+00
.400E+02	.16660E+00	.20951E+00	.22836E+00	.26207E+00	.26981E+00	.27726E+00	.27829E+00	.27913E+00	.27934E+00
.600E+02	.16125E+00	.20121E+00	.21858E+00	.24940E+00	.25644E+00	.26320E+00	.26413E+00	.26489E+00	.26508E+00
.800E+02	.15762E+00	.19562E+00	.21202E+00	.24095E+00	.24753E+00	.25383E+00	.25470E+00	.25541E+00	.25559E+00
.100E+03	.15490E+00	.19146E+00	.20716E+00	.23472E+00	.24097E+00	.24695E+00	.24778E+00	.24845E+00	.24862E+00
.200E+03	.14709E+00	.17974E+00	.19354E+00	.21750E+00	.22288E+00	.22801E+00	.22872E+00	.22930E+00	.22944E+00
.400E+03	.14002E+00	.16935E+00	.18159E+00	.20259E+00	.20727E+00	.21173E+00	.21234E+00	.21284E+00	.21296E+00
.600E+03	.13621E+00	.16383E+00	.17527E+00	.19480E+00	.19914E+00	.20325E+00	.20382E+00	.20428E+00	.20440E+00
.800E+03	.13360E+00	.16009E+00	.17100E+00	.18955E+00	.19366E+00	.19756E+00	.19809E+00	.19853E+00	.19864E+00
.100E+04	.13164E+00	.15728E+00	.16781E+00	.18565E+00	.18958E+00	.19332E+00	.19383E+00	.19425E+00	.19436E+00
.200E+04	.12593E+00	.14924E+00	.15869E+00	.17459E+00	.17808E+00	.18138E+00	.18183E+00	.18220E+00	.18229E+00
.400E+04	.12071E+00	.14197E+00	.15051E+00	.16477E+00	.16788E+00	.17081E+00	.17121E+00	.17154E+00	.17162E+00
.600E+04	.11785E+00	.13805E+00	.14612E+00	.15953E+00	.16245E+00	.16520E+00	.16558E+00	.16588E+00	.16596E+00
.800E+04	.11589E+00	.13538E+00	.14313E+00	.15598E+00	.15877E+00	.16139E+00	.16175E+00	.16205E+00	.16212E+00
.100E+05	.11441E+00	.13336E+00	.14088E+00	.15331E+00	.15601E+00	.15854E+00	.15889E+00	.15917E+00	.15924E+00

T A B E L A 3.4. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POZO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.40$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12239E+01	.26441E+01	.37162E+01	.82176E+01	.11271E+02	.19822E+02	.23112E+02	.26223E+02	.26575E+02
.200E-03	.10436E+01	.22298E+01	.31295E+01	.68330E+01	.91865E+01	.15242E+02	.17161E+02	.18577E+02	.18711E+02
.400E-03	.89486E+00	.18872E+01	.26438E+01	.56463E+01	.74239E+01	.11579E+02	.12611E+02	.13244E+02	.13308E+02
.600E-03	.82065E+00	.17158E+01	.23979E+01	.50359E+01	.65372E+01	.98178E+01	.10519E+02	.10922E+02	.10989E+02
.800E-03	.77141E+00	.16013E+01	.22335E+01	.46247E+01	.59479E+01	.86757E+01	.91908E+01	.94664E+01	.94956E+01
.100E-02	.73530E+00	.15172E+01	.21121E+01	.43206E+01	.55161E+01	.78578E+01	.82572E+01	.84605E+01	.84818E+01
.200E-02	.63826E+00	.12902E+01	.17823E+01	.34971E+01	.43650E+01	.57947E+01	.59810E+01	.60738E+01	.60858E+01
.400E-02	.55788E+00	.10997E+01	.15015E+01	.28121E+01	.34260E+01	.42589E+01	.43494E+01	.43994E+01	.44080E+01
.600E-02	.51761E+00	.10034E+01	.13588E+01	.24725E+01	.29660E+01	.35682E+01	.36307E+01	.36682E+01	.36756E+01
.800E-02	.49087E+00	.93898E+00	.12614E+01	.22482E+01	.26645E+01	.31334E+01	.31796E+01	.32077E+01	.32134E+01
.100E-01	.47126E+00	.89144E+00	.11908E+01	.20848E+01	.24467E+01	.28302E+01	.28670E+01	.28900E+01	.28947E+01
.200E-01	.41830E+00	.78208E+00	.99646E+00	.16552E+01	.18861E+01	.21003E+01	.21216E+01	.21364E+01	.21398E+01
.400E-01	.37390E+00	.65322E+00	.83609E+00	.13132E+01	.14571E+01	.15831E+01	.15971E+01	.16076E+01	.16101E+01
.600E-01	.35134E+00	.59878E+00	.75709E+00	.11502E+01	.12600E+01	.13562E+01	.13676E+01	.13764E+01	.13786E+01
.800E-01	.33630E+00	.56288E+00	.70529E+00	.10453E+01	.11354E+01	.12139E+01	.12234E+01	.12309E+01	.12327E+01
.100E+00	.32523E+00	.53674E+00	.66770E+00	.97063E+00	.10480E+01	.11156E+01	.11240E+01	.11306E+01	.11322E+01
.200E+00	.29497E+00	.46714E+00	.56859E+00	.78362E+00	.83490E+00	.88134E+00	.88748E+00	.89228E+00	.89350E+00
.400E+00	.26930E+00	.41028E+00	.48910E+00	.64546E+00	.68182E+00	.71580E+00	.72039E+00	.72411E+00	.72504E+00
.600E+00	.25614E+00	.38218E+00	.45065E+00	.58283E+00	.61340E+00	.64231E+00	.64625E+00	.64946E+00	.65027E+00
.800E+00	.24735E+00	.36371E+00	.42568E+00	.54314E+00	.57010E+00	.59565E+00	.59914E+00	.60198E+00	.60270E+00
.100E+01	.24085E+00	.35030E+00	.40771E+00	.51515E+00	.53969E+00	.56297E+00	.56616E+00	.56875E+00	.56941E+00
.200E+01	.22284E+00	.31451E+00	.36073E+00	.44471E+00	.46369E+00	.48176E+00	.48424E+00	.48627E+00	.48678E+00
.400E+01	.20725E+00	.28503E+00	.32297E+00	.39031E+00	.40537E+00	.41971E+00	.42167E+00	.42328E+00	.42369E+00
.600E+01	.19912E+00	.27021E+00	.30431E+00	.36412E+00	.37741E+00	.39005E+00	.39178E+00	.39320E+00	.39355E+00
.800E+01	.19365E+00	.26037E+00	.29199E+00	.34693E+00	.35987E+00	.37058E+00	.37216E+00	.37345E+00	.37377E+00
.100E+02	.18958E+00	.25314E+00	.28300E+00	.33450E+00	.34582E+00	.35655E+00	.35802E+00	.35922E+00	.35952E+00
.200E+02	.17807E+00	.23330E+00	.25861E+00	.30149E+00	.31080E+00	.31960E+00	.32080E+00	.32178E+00	.32203E+00
.400E+02	.16787E+00	.21629E+00	.23801E+00	.27421E+00	.28199E+00	.28931E+00	.29031E+00	.29113E+00	.29133E+00
.600E+02	.16244E+00	.20747E+00	.22743E+00	.26043E+00	.26748E+00	.27410E+00	.27500E+00	.27574E+00	.27592E+00
.800E+02	.15876E+00	.20154E+00	.22035E+00	.25125E+00	.25782E+00	.26399E+00	.26483E+00	.26551E+00	.26569E+00
.100E+03	.15600E+00	.19713E+00	.21511E+00	.24450E+00	.25073E+00	.25657E+00	.25736E+00	.25801E+00	.25818E+00
.200E+03	.14808E+00	.18474E+00	.20049E+00	.22591E+00	.23125E+00	.23624E+00	.23692E+00	.23747E+00	.23761E+00
.400E+03	.14093E+00	.17379E+00	.18771E+00	.20990E+00	.21453E+00	.21884E+00	.21942E+00	.21990E+00	.22002E+00
.600E+03	.13706E+00	.16799E+00	.18098E+00	.20157E+00	.20584E+00	.20981E+00	.21035E+00	.21079E+00	.21090E+00
.800E+03	.13442E+00	.16406E+00	.17643E+00	.19596E+00	.20000E+00	.20375E+00	.20426E+00	.20468E+00	.20478E+00
.100E+04	.13244E+00	.16112E+00	.17303E+00	.19179E+00	.19566E+00	.19926E+00	.19974E+00	.20014E+00	.20024E+00
.200E+04	.12667E+00	.15269E+00	.16337E+00	.18003E+00	.18344E+00	.18661E+00	.18703E+00	.18738E+00	.18747E+00
.400E+04	.12138E+00	.14509E+00	.15472E+00	.16961E+00	.17265E+00	.17545E+00	.17583E+00	.17614E+00	.17622E+00
.600E+04	.11849E+00	.14101E+00	.15009E+00	.16408E+00	.16692E+00	.16954E+00	.16998E+00	.17019E+00	.17026E+00
.800E+04	.11651E+00	.13822E+00	.14693E+00	.16032E+00	.16303E+00	.16554E+00	.16588E+00	.16615E+00	.16622E+00
.100E+05	.11501E+00	.13612E+00	.14456E+00	.15751E+00	.16013E+00	.16254E+00	.16287E+00	.16314E+00	.16320E+00

TABELA 3.5. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12223E+01	.26432E+01	.37136E+01	.82598E+01	.11640E+02	.22500E+02	.26454E+02	.29930E+02	.30326E+02
.200E-03	.10425E+01	.22292E+01	.31257E+01	.69379E+01	.96979E+01	.17404E+02	.19620E+02	.21191E+02	.21339E+02
.400E-03	.89402E+00	.18858E+01	.26388E+01	.58278E+01	.80259E+01	.13231E+02	.14397E+02	.15092E+02	.15164E+02
.600E-03	.81989E+00	.17140E+01	.23949E+01	.52595E+01	.71560E+01	.11209E+02	.11993E+02	.12438E+02	.12491E+02
.800E-03	.77075E+00	.15996E+01	.22321E+01	.48741E+01	.65637E+01	.98980E+01	.10471E+02	.10774E+02	.10807E+02
.100E-02	.73474E+00	.15155E+01	.21123E+01	.45868E+01	.61217E+01	.89582E+01	.94003E+01	.96240E+01	.96482E+01
.200E-02	.63787E+00	.12892E+01	.17895E+01	.37902E+01	.49010E+01	.65870E+01	.67928E+01	.68961E+01	.69100E+01
.400E-02	.55744E+00	.11008E+01	.15187E+01	.30957E+01	.38620E+01	.48251E+01	.49260E+01	.49825E+01	.49925E+01
.600E-02	.51722E+00	.10062E+01	.13815E+01	.27373E+01	.33426E+01	.40338E+01	.41048E+01	.41469E+01	.41555E+01
.800E-02	.49054E+00	.94321E+00	.12894E+01	.24961E+01	.30006E+01	.35363E+01	.35884E+01	.36205E+01	.36271E+01
.100E-01	.47098E+00	.89691E+00	.12214E+01	.23180E+01	.27524E+01	.31893E+01	.32310E+01	.32574E+01	.32629E+01
.200E-01	.41817E+00	.77183E+00	.10353E+01	.18393E+01	.21104E+01	.23546E+01	.23790E+01	.23962E+01	.24001E+01
.400E-01	.37405E+00	.66653E+00	.87663E+00	.14513E+01	.16186E+01	.17634E+01	.17798E+01	.17919E+01	.17940E+01
.600E-01	.35172E+00	.61308E+00	.79581E+00	.12656E+01	.13932E+01	.15042E+01	.15174E+01	.15277E+01	.15302E+01
.800E-01	.33685E+00	.57735E+00	.74187E+00	.11462E+01	.12509E+01	.13417E+01	.13527E+01	.13614E+01	.13635E+01
.100E+00	.32589E+00	.55106E+00	.70209E+00	.10614E+01	.11512E+01	.12294E+01	.12391E+01	.12467E+01	.12486E+01
.200E+00	.29584E+00	.47988E+00	.59644E+00	.84925E+00	.90868E+00	.96202E+00	.96894E+00	.97450E+00	.97590E+00
.400E+00	.27819E+00	.42085E+00	.51086E+00	.69327E+00	.73503E+00	.77357E+00	.77873E+00	.78290E+00	.78395E+00
.600E+00	.25699E+00	.39155E+00	.46949E+00	.62293E+00	.65782E+00	.69036E+00	.69475E+00	.69832E+00	.69923E+00
.800E+00	.24016E+00	.37232E+00	.44270E+00	.57852E+00	.60914E+00	.63773E+00	.64160E+00	.64474E+00	.64554E+00
.100E+01	.24164E+00	.35835E+00	.42344E+00	.54730E+00	.57505E+00	.60101E+00	.60453E+00	.60739E+00	.60811E+00
.200E+01	.22353E+00	.32109E+00	.37323E+00	.46925E+00	.49052E+00	.51047E+00	.51319E+00	.51540E+00	.51595E+00
.400E+01	.20786E+00	.29048E+00	.33389E+00	.40957E+00	.42631E+00	.44202E+00	.44416E+00	.44590E+00	.44634E+00
.600E+01	.19968E+00	.27512E+00	.31334E+00	.38104E+00	.39576E+00	.40935E+00	.41143E+00	.41296E+00	.41334E+00
.800E+01	.19418E+00	.26494E+00	.30033E+00	.36236E+00	.37576E+00	.38829E+00	.39000E+00	.39138E+00	.39173E+00
.100E+02	.19009E+00	.25747E+00	.29084E+00	.34889E+00	.36136E+00	.37301E+00	.37459E+00	.37588E+00	.37621E+00
.200E+02	.17852E+00	.23699E+00	.26520E+00	.31329E+00	.32349E+00	.33298E+00	.33427E+00	.33532E+00	.33558E+00
.400E+02	.16827E+00	.21948E+00	.24362E+00	.28405E+00	.29253E+00	.30039E+00	.30145E+00	.30232E+00	.30254E+00
.600E+02	.16282E+00	.21040E+00	.23256E+00	.26934E+00	.27700E+00	.28409E+00	.28505E+00	.28583E+00	.28602E+00
.800E+02	.15912E+00	.20431E+00	.22517E+00	.25956E+00	.26668E+00	.27327E+00	.27416E+00	.27488E+00	.27507E+00
.100E+03	.15635E+00	.19979E+00	.21971E+00	.25237E+00	.25912E+00	.26534E+00	.26619E+00	.26687E+00	.26704E+00
.200E+03	.14840E+00	.18707E+00	.20449E+00	.23265E+00	.23841E+00	.24371E+00	.24442E+00	.24500E+00	.24515E+00
.400E+03	.14121E+00	.17586E+00	.19122E+00	.21574E+00	.22071E+00	.22527E+00	.22580E+00	.22638E+00	.22651E+00
.600E+03	.13733E+00	.16993E+00	.18424E+00	.20696E+00	.21154E+00	.21574E+00	.21630E+00	.21676E+00	.21687E+00
.800E+03	.13468E+00	.16591E+00	.17954E+00	.20106E+00	.20538E+00	.20934E+00	.20987E+00	.21031E+00	.21042E+00
.100E+04	.13269E+00	.16290E+00	.17682E+00	.19667E+00	.20081E+00	.20468E+00	.20511E+00	.20552E+00	.20563E+00
.200E+04	.12690E+00	.15429E+00	.16603E+00	.18433E+00	.18797E+00	.19130E+00	.19175E+00	.19211E+00	.19220E+00
.400E+04	.12159E+00	.14654E+00	.15711E+00	.17344E+00	.17667E+00	.17961E+00	.18000E+00	.18032E+00	.18040E+00
.600E+04	.11869E+00	.14237E+00	.15234E+00	.16766E+00	.17068E+00	.17342E+00	.17379E+00	.17409E+00	.17417E+00
.800E+04	.11671E+00	.13953E+00	.14909E+00	.16374E+00	.16662E+00	.16924E+00	.16959E+00	.16987E+00	.16995E+00
.100E+05	.11520E+00	.13739E+00	.14666E+00	.16001E+00	.16359E+00	.16611E+00	.16645E+00	.16672E+00	.16679E+00

TABELA 3.6. : HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUITIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=0.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO INFINITO.

TDP	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.12207E+01	.26425E+01	.37127E+01	.82477E+01	.11678E+02	.24121E+02	.29177E+02	.33598E+02	.34078E+02
.200E-03	.10413E+01	.22284E+01	.31256E+01	.69368E+01	.97995E+01	.18960E+02	.21819E+02	.23785E+02	.23967E+02
.400E-03	.89318E+00	.18856E+01	.26377E+01	.58459E+01	.82059E+01	.14579E+02	.16966E+02	.18932E+02	.17020E+02
.600E-03	.81925E+00	.17138E+01	.23932E+01	.52950E+01	.73310E+01	.12404E+02	.13397E+02	.13948E+02	.14012E+02
.800E-03	.77017E+00	.15992E+01	.22300E+01	.49243E+01	.68179E+01	.10982E+02	.11704E+02	.12078E+02	.12118E+02
.100E-02	.73417E+00	.15150E+01	.21102E+01	.46494E+01	.63945E+01	.99531E+01	.10510E+02	.10785E+02	.10815E+02
.200E-02	.60739E+00	.12885E+01	.17880E+01	.38908E+01	.52068E+01	.72360E+01	.75913E+01	.77173E+01	.77341E+01
.400E-02	.55716E+00	.11001E+01	.15190E+01	.32235E+01	.41607E+01	.53723E+01	.54962E+01	.55649E+01	.55770E+01
.600E-02	.51694E+00	.10057E+01	.13836E+01	.28762E+01	.36223E+01	.44872E+01	.45738E+01	.46250E+01	.46254E+01
.800E-02	.49025E+00	.94298E+00	.12931E+01	.26379E+01	.32629E+01	.39307E+01	.39941E+01	.40336E+01	.40409E+01
.100E-01	.47069E+00	.89694E+00	.12263E+01	.24601E+01	.29794E+01	.35421E+01	.35926E+01	.36245E+01	.36311E+01
.200E-01	.41795E+00	.77292E+00	.10451E+01	.19709E+01	.23063E+01	.26056E+01	.26351E+01	.26538E+01	.26600E+01
.400E-01	.37390E+00	.66927E+00	.89119E+00	.15617E+01	.17661E+01	.19417E+01	.19612E+01	.19760E+01	.19778E+01
.600E-01	.35162E+00	.61695E+00	.81334E+00	.13617E+01	.15165E+01	.16566E+01	.16665E+01	.16789E+01	.16819E+01
.800E-01	.33688E+00	.58198E+00	.75923E+00	.12323E+01	.13588E+01	.14682E+01	.14814E+01	.14917E+01	.14943E+01
.900E-01	.33097E+00	.56820E+00	.73824E+00	.11825E+01	.12989E+01	.13998E+01	.14121E+01	.14218E+01	.14242E+01
.100E+00	.32589E+00	.55618E+00	.71992E+00	.11395E+01	.12480E+01	.13420E+01	.13536E+01	.13628E+01	.13650E+01
.200E+00	.29602E+00	.48575E+00	.61299E+00	.90710E+00	.97805E+00	.10417E+01	.10500E+01	.10566E+01	.10582E+01
.400E+00	.27048E+00	.42642E+00	.52479E+00	.73546E+00	.78483E+00	.83037E+00	.83645E+00	.84137E+00	.84261E+00
.600E+00	.25731E+00	.39668E+00	.48176E+00	.65817E+00	.69916E+00	.73738E+00	.74253E+00	.74671E+00	.74777E+00
.800E+00	.24840E+00	.37711E+00	.45387E+00	.60953E+00	.64533E+00	.67874E+00	.68325E+00	.68692E+00	.68784E+00
.100E+01	.24196E+00	.36287E+00	.43380E+00	.57539E+00	.60773E+00	.63796E+00	.64204E+00	.64537E+00	.64620E+00
.200E+01	.22383E+00	.32483E+00	.38147E+00	.49046E+00	.51503E+00	.53806E+00	.54118E+00	.54373E+00	.54437E+00
.400E+01	.20812E+00	.29358E+00	.33974E+00	.42604E+00	.44525E+00	.46325E+00	.46570E+00	.46769E+00	.46819E+00
.600E+01	.19993E+00	.27792E+00	.31926E+00	.39544E+00	.41227E+00	.42803E+00	.43017E+00	.43191E+00	.43235E+00
.800E+01	.19442E+00	.26755E+00	.30579E+00	.37546E+00	.39074E+00	.40501E+00	.40695E+00	.40853E+00	.40893E+00
.100E+02	.19031E+00	.25994E+00	.29597E+00	.36107E+00	.37526E+00	.38851E+00	.39031E+00	.39177E+00	.39214E+00
.200E+02	.17872E+00	.23909E+00	.26949E+00	.32322E+00	.33477E+00	.34551E+00	.34697E+00	.34815E+00	.34845E+00
.400E+02	.16845E+00	.22129E+00	.24726E+00	.29229E+00	.30185E+00	.31070E+00	.31189E+00	.31287E+00	.31311E+00
.600E+02	.16299E+00	.21207E+00	.23589E+00	.27678E+00	.28540E+00	.29336E+00	.29444E+00	.29531E+00	.29553E+00
.800E+02	.15928E+00	.20588E+00	.22829E+00	.26640E+00	.27448E+00	.28187E+00	.28287E+00	.28367E+00	.28388E+00
.100E+03	.15651E+00	.20129E+00	.22268E+00	.25892E+00	.26649E+00	.27346E+00	.27440E+00	.27516E+00	.27536E+00
.200E+03	.14854E+00	.18839E+00	.20707E+00	.23824E+00	.24468E+00	.25059E+00	.25139E+00	.25203E+00	.25219E+00
.400E+03	.14134E+00	.17703E+00	.19348E+00	.22056E+00	.22610E+00	.23117E+00	.23183E+00	.23240E+00	.23254E+00
.600E+03	.13745E+00	.17103E+00	.18635E+00	.21140E+00	.21650E+00	.22116E+00	.22179E+00	.22229E+00	.22242E+00
.800E+03	.13480E+00	.16695E+00	.18134E+00	.20525E+00	.21006E+00	.21445E+00	.21504E+00	.21552E+00	.21564E+00
.100E+04	.13280E+00	.16390E+00	.17795E+00	.20069E+00	.20529E+00	.20940E+00	.21005E+00	.21050E+00	.21062E+00
.200E+04	.12700E+00	.15519E+00	.16775E+00	.18787E+00	.19190E+00	.19558E+00	.19607E+00	.19647E+00	.19657E+00
.400E+04	.12168E+00	.14736E+00	.15865E+00	.17657E+00	.18014E+00	.18338E+00	.18381E+00	.18417E+00	.18426E+00
.600E+04	.11878E+00	.14314E+00	.15378E+00	.17059E+00	.17392E+00	.17695E+00	.17735E+00	.17768E+00	.17776E+00
.800E+04	.11679E+00	.14027E+00	.15048E+00	.16654E+00	.16971E+00	.17259E+00	.17298E+00	.17329E+00	.17337E+00
.100E+05	.11529E+00	.13811E+00	.14799E+00	.16350E+00	.16657E+00	.16934E+00	.16971E+00	.17001E+00	.17009E+00

TABELA 3.7. : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO INFINITO.

TDO	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITO
0.100E-03	0.12140E+01	0.26417E+01	0.37121E+01	0.82438E+01	0.11676E+02	0.24941E+02	0.31125E+02	0.37155E+02	0.37828E+02
0.200E-03	0.10462E+01	0.22280E+01	0.31245E+01	0.69279E+01	0.98876E+01	0.19916E+02	0.23591E+02	0.26341E+02	0.26589E+02
0.400E-03	0.89225E+00	0.18651E+01	0.26374E+01	0.58417E+01	0.82434E+01	0.15547E+02	0.17536E+02	0.18757E+02	0.18876E+02
0.500E-03	0.84935E+00	0.17852E+01	0.24951E+01	0.55232E+01	0.77817E+01	0.14256E+02	0.15844E+02	0.16751E+02	0.16833E+02
0.600E-03	0.81346E+00	0.17135E+01	0.23938E+01	0.52947E+01	0.74450E+01	0.13327E+02	0.14676E+02	0.15448E+02	0.15534E+02
0.800E-03	0.76953E+00	0.15991E+01	0.22276E+01	0.49282E+01	0.69008E+01	0.11008E+02	0.12850E+02	0.13376E+02	0.13430E+02
0.100E-02	0.73364E+00	0.15149E+01	0.21095E+01	0.46575E+01	0.64939E+01	0.10707E+02	0.11556E+02	0.11943E+02	0.11981E+02
0.200E-02	0.68695E+00	0.12883E+01	0.17838E+01	0.39176E+01	0.53521E+01	0.09071E+02	0.10364E+02	0.10537E+02	0.10583E+02
0.400E-02	0.55679E+00	0.10997E+01	0.15180E+01	0.32745E+01	0.43355E+01	0.58864E+01	0.58555E+01	0.61464E+01	0.61814E+01
0.600E-02	0.51666E+00	0.10053E+01	0.13829E+01	0.29374E+01	0.38636E+01	0.49198E+01	0.50349E+01	0.51024E+01	0.51153E+01
0.800E-02	0.49081E+00	0.94253E+00	0.12928E+01	0.27066E+01	0.34432E+01	0.43107E+01	0.43951E+01	0.44451E+01	0.44547E+01
0.100E-01	0.47046E+00	0.89654E+00	0.12265E+01	0.25338E+01	0.31771E+01	0.38842E+01	0.39566E+01	0.39913E+01	0.39994E+01
0.200E-01	0.41773E+00	0.77285E+00	0.10470E+01	0.20528E+01	0.24638E+01	0.28518E+01	0.28895E+01	0.29151E+01	0.29209E+01
0.400E-01	0.37373E+00	0.66966E+00	0.89556E+00	0.16411E+01	0.18943E+01	0.21176E+01	0.21419E+01	0.21599E+01	0.21643E+01
0.600E-01	0.35148E+00	0.61777E+00	0.81835E+00	0.14356E+01	0.16269E+01	0.17952E+01	0.18148E+01	0.18299E+01	0.18336E+01
0.800E-01	0.33667E+00	0.58319E+00	0.76636E+00	0.13011E+01	0.14576E+01	0.15932E+01	0.16094E+01	0.16220E+01	0.16251E+01
0.100E+00	0.32578E+00	0.55773E+00	0.72782E+00	0.12042E+01	0.13371E+01	0.14535E+01	0.14676E+01	0.14787E+01	0.14814E+01
0.200E+00	0.29599E+00	0.48827E+00	0.62222E+00	0.95751E+00	0.10431E+01	0.11206E+01	0.11306E+01	0.11386E+01	0.11406E+01
0.400E+00	0.27055E+00	0.42938E+00	0.53367E+00	0.77278E+00	0.83165E+00	0.88841E+00	0.89373E+00	0.89985E+00	0.90114E+00
0.600E+00	0.25742E+00	0.39963E+00	0.48995E+00	0.68941E+00	0.73792E+00	0.78361E+00	0.78978E+00	0.79480E+00	0.79606E+00
0.800E+00	0.24861E+00	0.37996E+00	0.46147E+00	0.63702E+00	0.67919E+00	0.71894E+00	0.72432E+00	0.72889E+00	0.72980E+00
0.100E+01	0.24209E+00	0.36561E+00	0.44093E+00	0.60026E+00	0.63823E+00	0.67406E+00	0.67892E+00	0.68280E+00	0.68387E+00
0.200E+01	0.22397E+00	0.32718E+00	0.38724E+00	0.50907E+00	0.53767E+00	0.56475E+00	0.56845E+00	0.57145E+00	0.57221E+00
0.400E+01	0.20826E+00	0.29555E+00	0.34440E+00	0.44038E+00	0.46207E+00	0.48361E+00	0.48648E+00	0.48883E+00	0.48942E+00
0.600E+01	0.20005E+00	0.27970E+00	0.32340E+00	0.40792E+00	0.42730E+00	0.44567E+00	0.44817E+00	0.45022E+00	0.45073E+00
0.800E+01	0.19454E+00	0.26920E+00	0.30960E+00	0.38677E+00	0.40433E+00	0.42093E+00	0.42319E+00	0.42504E+00	0.42551E+00
0.100E+02	0.19043E+00	0.26150E+00	0.29955E+00	0.37157E+00	0.38786E+00	0.40323E+00	0.40533E+00	0.40704E+00	0.40747E+00
0.200E+02	0.17833E+00	0.24043E+00	0.27248E+00	0.33174E+00	0.34494E+00	0.35734E+00	0.35983E+00	0.36040E+00	0.36075E+00
0.400E+02	0.16854E+00	0.22243E+00	0.24979E+00	0.29932E+00	0.31020E+00	0.32039E+00	0.32177E+00	0.32289E+00	0.32318E+00
0.600E+02	0.16308E+00	0.21312E+00	0.23820E+00	0.28312E+00	0.29291E+00	0.30265E+00	0.30329E+00	0.30430E+00	0.30456E+00
0.800E+02	0.15937E+00	0.20688E+00	0.23046E+00	0.27237E+00	0.28145E+00	0.28991E+00	0.29106E+00	0.29199E+00	0.29223E+00
0.100E+03	0.15659E+00	0.20224E+00	0.22475E+00	0.26449E+00	0.27366E+00	0.28104E+00	0.28212E+00	0.28300E+00	0.28323E+00
0.200E+03	0.14861E+00	0.18923E+00	0.20886E+00	0.24298E+00	0.25025E+00	0.25700E+00	0.25791E+00	0.25865E+00	0.25883E+00
0.400E+03	0.14140E+00	0.17778E+00	0.19505E+00	0.22464E+00	0.23088E+00	0.23665E+00	0.23742E+00	0.23806E+00	0.23822E+00
0.600E+03	0.13751E+00	0.17171E+00	0.18781E+00	0.21516E+00	0.22089E+00	0.22619E+00	0.22690E+00	0.22748E+00	0.22762E+00
0.800E+03	0.13486E+00	0.16761E+00	0.18292E+00	0.20879E+00	0.21420E+00	0.21918E+00	0.21985E+00	0.22040E+00	0.22053E+00
0.100E+04	0.13286E+00	0.16454E+00	0.17928E+00	0.20408E+00	0.20924E+00	0.21400E+00	0.21464E+00	0.21516E+00	0.21529E+00
0.200E+04	0.12706E+00	0.15577E+00	0.16893E+00	0.19084E+00	0.19537E+00	0.19952E+00	0.20008E+00	0.20053E+00	0.20064E+00
0.400E+04	0.12174E+00	0.14788E+00	0.15971E+00	0.17920E+00	0.18320E+00	0.18605E+00	0.18735E+00	0.18774E+00	0.18784E+00
0.600E+04	0.11884E+00	0.14363E+00	0.15478E+00	0.17305E+00	0.17677E+00	0.18018E+00	0.18064E+00	0.18101E+00	0.18111E+00
0.800E+04	0.11685E+00	0.14074E+00	0.15143E+00	0.16888E+00	0.17243E+00	0.17568E+00	0.17611E+00	0.17646E+00	0.17655E+00
0.100E+05	0.11534E+00	0.13857E+00	0.14892E+00	0.16576E+00	0.16919E+00	0.17231E+00	0.17273E+00	0.17307E+00	0.17315E+00

TABELA 3.8. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.95$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.82416E+00	.43951E+00	.34672E+00	.19210E+00	.14441E+00	.73717E-01	.60025E-01	.50030E-01	.49974E-01
.200E-03	.97915E+00	.54224E+00	.42016E+00	.23407E+00	.17497E+00	.92827E-01	.79292E-01	.71501E-01	.70850E-01
.400E-03	.11614E+01	.66277E+00	.52284E+00	.28268E+00	.21087E+00	.11911E+00	.10649E+00	.99991E-01	.99399E-01
.600E-03	.12795E+01	.74068E+00	.58413E+00	.31433E+00	.23480E+00	.13885E+00	.12696E+00	.12102E+00	.12040E+00
.800E-03	.13710E+01	.80168E+00	.63238E+00	.33941E+00	.25416E+00	.15589E+00	.14470E+00	.13938E+00	.13887E+00
.100E-02	.14459E+01	.85205E+00	.67231E+00	.36032E+00	.27062E+00	.17114E+00	.16057E+00	.15573E+00	.15526E+00
.200E-02	.16879E+01	.10166E+01	.80341E+00	.43099E+00	.32907E+00	.22890E+00	.21995E+00	.21584E+00	.21534E+00
.400E-02	.19475E+01	.11992E+01	.95068E+00	.51593E+00	.40485E+00	.30797E+00	.30012E+00	.29606E+00	.29539E+00
.600E-02	.21047E+01	.13133E+01	.10438E+01	.57380E+00	.45936E+00	.36533E+00	.35775E+00	.35343E+00	.35262E+00
.800E-02	.22223E+01	.14006E+01	.11159E+01	.62098E+00	.50500E+00	.41387E+00	.40669E+00	.40252E+00	.40172E+00
.100E-01	.23162E+01	.14715E+01	.11748E+01	.66134E+00	.54483E+00	.45629E+00	.44935E+00	.44520E+00	.44437E+00
.200E-01	.26089E+01	.16979E+01	.13664E+01	.80482E+00	.68948E+00	.60678E+00	.59966E+00	.59486E+00	.59379E+00
.300E-01	.27871E+01	.18409E+01	.14901E+01	.90718E+00	.79415E+00	.71397E+00	.70651E+00	.70118E+00	.69994E+00
.400E-01	.29109E+01	.19418E+01	.15789E+01	.98502E+00	.87328E+00	.79263E+00	.78454E+00	.77855E+00	.77711E+00
.500E-01	.30901E+01	.20912E+01	.17128E+01	.11079E+01	.99780E+00	.91587E+00	.90694E+00	.90009E+00	.89842E+00
.800E-01	.32210E+01	.22030E+01	.18159E+01	.12059E+01	.10970E+01	.10146E+01	.10053E+01	.99806E+00	.99629E+00
.100E+00	.33257E+01	.22943E+01	.19001E+01	.12879E+01	.11797E+01	.10962E+01	.10866E+01	.10790E+01	.10771E+01
.200E+00	.36466E+01	.25817E+01	.21743E+01	.15577E+01	.14408E+01	.13579E+01	.13467E+01	.13377E+01	.13355E+01
.400E+00	.39727E+01	.28865E+01	.24721E+01	.18494E+01	.17352E+01	.16369E+01	.16242E+01	.16141E+01	.16115E+01
.600E+00	.41640E+01	.30700E+01	.26528E+01	.20243E+01	.19069E+01	.18042E+01	.17908E+01	.17800E+01	.17773E+01
.800E+00	.43043E+01	.32052E+01	.27864E+01	.21543E+01	.20353E+01	.19306E+01	.19169E+01	.19058E+01	.19030E+01
.100E+01	.44130E+01	.33121E+01	.28922E+01	.22575E+01	.21373E+01	.20311E+01	.20172E+01	.20059E+01	.20031E+01
.200E+01	.47507E+01	.36416E+01	.32183E+01	.25738E+01	.24497E+01	.23389E+01	.23243E+01	.23124E+01	.23094E+01
.400E+01	.50890E+01	.39744E+01	.35478E+01	.28943E+01	.27671E+01	.26528E+01	.26376E+01	.26253E+01	.26222E+01
.600E+01	.52866E+01	.41690E+01	.37406E+01	.30022E+01	.29535E+01	.28376E+01	.28222E+01	.28097E+01	.28065E+01
.800E+01	.54288E+01	.43098E+01	.38806E+01	.32201E+01	.30907E+01	.29741E+01	.29586E+01	.29460E+01	.29428E+01
.100E+02	.55398E+01	.44200E+01	.39903E+01	.33284E+01	.31986E+01	.30815E+01	.30659E+01	.30532E+01	.30501E+01
.200E+02	.58813E+01	.47582E+01	.43265E+01	.36596E+01	.35283E+01	.34096E+01	.33938E+01	.33810E+01	.33778E+01
.400E+02	.62230E+01	.50972E+01	.46637E+01	.39927E+01	.38602E+01	.37403E+01	.37243E+01	.37113E+01	.37081E+01
.600E+02	.64223E+01	.52949E+01	.48605E+01	.41873E+01	.40542E+01	.39337E+01	.39177E+01	.39046E+01	.39013E+01
.800E+02	.65652E+01	.54371E+01	.50024E+01	.43282E+01	.41949E+01	.40742E+01	.40580E+01	.40450E+01	.40417E+01
.100E+03	.66766E+01	.55482E+01	.51133E+01	.44385E+01	.43051E+01	.41841E+01	.41680E+01	.41549E+01	.41516E+01
.200E+03	.70198E+01	.58098E+01	.54538E+01	.47768E+01	.46427E+01	.45212E+01	.45050E+01	.44918E+01	.44885E+01
.400E+03	.73631E+01	.62315E+01	.57947E+01	.51157E+01	.49812E+01	.48592E+01	.48429E+01	.48296E+01	.48263E+01
.600E+03	.75633E+01	.64308E+01	.59935E+01	.53135E+01	.51787E+01	.50564E+01	.50400E+01	.50268E+01	.50234E+01
.800E+03	.77065E+01	.65737E+01	.61362E+01	.54558E+01	.53208E+01	.51984E+01	.51821E+01	.51688E+01	.51655E+01
.100E+04	.78182E+01	.66852E+01	.62475E+01	.55669E+01	.54319E+01	.53094E+01	.52930E+01	.52798E+01	.52764E+01
.200E+04	.81623E+01	.70284E+01	.65902E+01	.59084E+01	.57731E+01	.56504E+01	.56340E+01	.56207E+01	.56173E+01
.400E+04	.85065E+01	.73717E+01	.69330E+01	.62502E+01	.61146E+01	.59916E+01	.59752E+01	.59619E+01	.59585E+01
.600E+04	.87073E+01	.75719E+01	.71329E+01	.64495E+01	.63138E+01	.61907E+01	.61743E+01	.61609E+01	.61575E+01
.800E+04	.88508E+01	.77152E+01	.72761E+01	.65924E+01	.64567E+01	.63335E+01	.63170E+01	.63037E+01	.63003E+01
.100E+05	.89625E+01	.78268E+01	.73876E+01	.67039E+01	.65681E+01	.64449E+01	.64284E+01	.64151E+01	.64117E+01

TABELA 3.9. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.10$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxP	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-04	.42417E+00	.19022E+00	.13532E+00	.66936E-01	.51677E-01	.28579E-01	.21921E-01	.13323E-01	.10174E-01
.200E-04	.54396E+00	.24730E+00	.17795E+00	.93967E-01	.73883E-01	.40324E-01	.30982E-01	.21268E-01	.19580E-01
.400E-04	.65251E+00	.30037E+00	.21966E+00	.12094E+00	.94853E-01	.51034E-01	.40063E-01	.30566E-01	.29329E-01
.600E-04	.71987E+00	.33474E+00	.24754E+00	.13848E+00	.10818E+00	.58110E-01	.46490E-01	.37358E-01	.36265E-01
.800E-04	.77188E+00	.36219E+00	.27014E+00	.15248E+00	.11874E+00	.63931E-01	.51966E-01	.43246E-01	.42339E-01
.100E-03	.81466E+00	.38542E+00	.28944E+00	.16426E+00	.12758E+00	.68970E-01	.56833E-01	.48518E-01	.47737E-01
.200E-03	.95593E+00	.46658E+00	.35737E+00	.20411E+00	.15727E+00	.87512E-01	.75379E-01	.68295E-01	.67707E-01
.400E-03	.11168E+01	.56678E+00	.44101E+00	.25108E+00	.19241E+00	.11290E+00	.10149E+00	.95560E-01	.95018E-01
.600E-03	.12201E+01	.63476E+00	.49727E+00	.28195E+00	.21589E+00	.13191E+00	.12112E+00	.11570E+00	.11513E+00
.800E-03	.13005E+01	.68930E+00	.54227E+00	.30657E+00	.23494E+00	.14834E+00	.13816E+00	.13330E+00	.13282E+00
.100E-02	.13668E+01	.73524E+00	.58005E+00	.32717E+00	.25115E+00	.16303E+00	.15340E+00	.14896E+00	.14854E+00
.200E-02	.15867E+01	.89030E+00	.70646E+00	.39689E+00	.30847E+00	.21862E+00	.21043E+00	.20665E+00	.20619E+00
.400E-02	.18324E+01	.10675E+01	.85079E+00	.48060E+00	.38245E+00	.29472E+00	.28752E+00	.28378E+00	.28317E+00
.600E-02	.19850E+01	.11795E+01	.94258E+00	.53746E+00	.43547E+00	.34997E+00	.34302E+00	.33905E+00	.33830E+00
.800E-02	.21001E+01	.12654E+01	.10138E+01	.58384E+00	.47991E+00	.39684E+00	.39024E+00	.38643E+00	.38569E+00
.100E-01	.21924E+01	.13354E+01	.10722E+01	.62349E+00	.51867E+00	.43783E+00	.43146E+00	.42766E+00	.42690E+00
.200E-01	.24824E+01	.15595E+01	.12619E+01	.76398E+00	.65925E+00	.58355E+00	.57704E+00	.57266E+00	.57168E+00
.400E-01	.27827E+01	.18012E+01	.14722E+01	.93996E+00	.83814E+00	.76433E+00	.75694E+00	.75148E+00	.75017E+00
.600E-01	.29612E+01	.19492E+01	.16046E+01	.10601E+01	.95966E+00	.88473E+00	.87657E+00	.87032E+00	.86800E+00
.800E-01	.30924E+01	.20610E+01	.17067E+01	.11562E+01	.10569E+01	.98149E+00	.97300E+00	.96644E+00	.96483E+00
.100E+00	.31900E+01	.21509E+01	.17902E+01	.12368E+01	.11388E+01	.10618E+01	.10530E+01	.10461E+01	.10444E+01
.200E+00	.35159E+01	.24361E+01	.20616E+01	.15025E+01	.14024E+01	.13199E+01	.13097E+01	.13015E+01	.12995E+01
.400E+00	.38413E+01	.27387E+01	.23568E+01	.17911E+01	.16867E+01	.15965E+01	.15849E+01	.15755E+01	.15732E+01
.600E+00	.40329E+01	.29211E+01	.25360E+01	.19645E+01	.18571E+01	.17627E+01	.17504E+01	.17404E+01	.17379E+01
.800E+00	.41722E+01	.30557E+01	.26689E+01	.20938E+01	.19848E+01	.18885E+01	.18758E+01	.18656E+01	.18630E+01
.100E+01	.42815E+01	.31621E+01	.27742E+01	.21964E+01	.20863E+01	.19885E+01	.19756E+01	.19652E+01	.19626E+01
.200E+01	.46179E+01	.34904E+01	.30987E+01	.25112E+01	.23973E+01	.22951E+01	.22815E+01	.22705E+01	.22678E+01
.400E+01	.49558E+01	.38220E+01	.34270E+01	.28304E+01	.27135E+01	.26078E+01	.25938E+01	.25824E+01	.25795E+01
.600E+01	.51531E+01	.40159E+01	.36191E+01	.30178E+01	.28993E+01	.27921E+01	.27778E+01	.27662E+01	.27633E+01
.800E+01	.52952E+01	.41565E+01	.37587E+01	.31553E+01	.30362E+01	.29283E+01	.29139E+01	.29022E+01	.28993E+01
.100E+02	.54062E+01	.42665E+01	.38682E+01	.32634E+01	.31439E+01	.30355E+01	.30210E+01	.30093E+01	.30064E+01
.200E+02	.57473E+01	.46041E+01	.42037E+01	.35939E+01	.34730E+01	.33631E+01	.33484E+01	.33365E+01	.33335E+01
.400E+02	.60888E+01	.49425E+01	.45404E+01	.39265E+01	.38044E+01	.36933E+01	.36784E+01	.36664E+01	.36634E+01
.500E+02	.61998E+01	.50529E+01	.46505E+01	.40359E+01	.39135E+01	.38022E+01	.37873E+01	.37753E+01	.37722E+01
.600E+02	.62880E+01	.51399E+01	.47368E+01	.41208E+01	.39982E+01	.38865E+01	.38716E+01	.38594E+01	.38564E+01
.800E+02	.64308E+01	.52820E+01	.48786E+01	.42617E+01	.41387E+01	.40268E+01	.40118E+01	.39997E+01	.39966E+01
.100E+03	.65422E+01	.53930E+01	.49894E+01	.43719E+01	.42488E+01	.41367E+01	.41217E+01	.41096E+01	.41065E+01
.200E+03	.68852E+01	.57342E+01	.53295E+01	.47099E+01	.45862E+01	.44735E+01	.44585E+01	.44462E+01	.44431E+01
.400E+03	.72284E+01	.60757E+01	.56701E+01	.50486E+01	.49244E+01	.48113E+01	.47961E+01	.47838E+01	.47807E+01
.600E+03	.74285E+01	.62748E+01	.58688E+01	.52462E+01	.51218E+01	.50084E+01	.49932E+01	.49809E+01	.49778E+01
.800E+03	.75717E+01	.64177E+01	.60114E+01	.53884E+01	.52639E+01	.51504E+01	.51352E+01	.51229E+01	.51197E+01
.100E+04	.76833E+01	.65291E+01	.61227E+01	.54995E+01	.53749E+01	.52613E+01	.52461E+01	.52338E+01	.52307E+01
.200E+04	.80274E+01	.68721E+01	.64652E+01	.58409E+01	.57160E+01	.56022E+01	.55870E+01	.55746E+01	.55715E+01
.400E+04	.83715E+01	.72152E+01	.68078E+01	.61825E+01	.60574E+01	.59434E+01	.59281E+01	.59157E+01	.59126E+01
.600E+04	.85722E+01	.74154E+01	.70077E+01	.63818E+01	.62566E+01	.61424E+01	.61271E+01	.61147E+01	.61115E+01
.800E+04	.87157E+01	.75586E+01	.71508E+01	.65247E+01	.63994E+01	.62852E+01	.62699E+01	.62574E+01	.62543E+01
.100E+05	.88274E+01	.76702E+01	.72623E+01	.66361E+01	.65108E+01	.63966E+01	.63812E+01	.63688E+01	.63657E+01

T A B E L A 3.10. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.81599E+00	.37743E+00	.26918E+00	.13443E+00	.10529E+00	.61163E-01	.51387E-01	.44475E-01	.43814E-01
.200E-03	.95711E+00	.44776E+00	.32193E+00	.16768E+00	.13203E+00	.78564E-01	.68613E-01	.62676E-01	.62176E-01
.400E-03	.11162E+01	.53064E+00	.38642E+00	.20898E+00	.16465E+00	.10227E+00	.92787E-01	.87783E-01	.87319E-01
.600E-03	.12171E+01	.58569E+00	.43063E+00	.23702E+00	.18675E+00	.11997E+00	.11094E+00	.10635E+00	.10585E+00
.800E-03	.12947E+01	.62968E+00	.46656E+00	.25968E+00	.20479E+00	.13528E+00	.12672E+00	.12259E+00	.12218E+00
.100E-02	.13583E+01	.66676E+00	.49722E+00	.27889E+00	.22021E+00	.14897E+00	.14085E+00	.13707E+00	.13670E+00
.200E-02	.15653E+01	.79459E+00	.60434E+00	.34494E+00	.27483E+00	.20067E+00	.19369E+00	.19045E+00	.19005E+00
.400E-02	.17929E+01	.94820E+00	.73428E+00	.42530E+00	.34525E+00	.27150E+00	.26530E+00	.26207E+00	.26153E+00
.600E-02	.19346E+01	.10499E+01	.82025E+00	.48003E+00	.39559E+00	.32303E+00	.31701E+00	.31357E+00	.31291E+00
.800E-02	.20424E+01	.11297E+01	.88795E+00	.52476E+00	.43785E+00	.36689E+00	.36117E+00	.35784E+00	.35719E+00
.100E-01	.21296E+01	.11957E+01	.94411E+00	.56302E+00	.47472E+00	.40533E+00	.39979E+00	.39646E+00	.39580E+00
.200E-01	.24084E+01	.14122E+01	.11291E+01	.69807E+00	.60019E+00	.54246E+00	.53677E+00	.53293E+00	.53207E+00
.400E-01	.27033E+01	.16498E+01	.13359E+01	.86711E+00	.77845E+00	.71393E+00	.70747E+00	.70269E+00	.70155E+00
.600E-01	.28801E+01	.17960E+01	.14662E+01	.98249E+00	.89462E+00	.82899E+00	.82186E+00	.81641E+00	.81508E+00
.800E-01	.30104E+01	.19065E+01	.15667E+01	.10753E+01	.98814E+00	.92208E+00	.91467E+00	.90894E+00	.90754E+00
.100E+00	.31134E+01	.19956E+01	.16489E+01	.11532E+01	.10665E+01	.99968E+00	.99197E+00	.98595E+00	.98447E+00
.200E+00	.34323E+01	.22781E+01	.19162E+01	.14115E+01	.13233E+01	.12510E+01	.12420E+01	.12349E+01	.12331E+01
.400E+00	.37570E+01	.25780E+01	.22073E+01	.16944E+01	.16022E+01	.15228E+01	.15126E+01	.15044E+01	.15023E+01
.600E+00	.39483E+01	.27589E+01	.23844E+01	.18653E+01	.17702E+01	.16868E+01	.16759E+01	.16672E+01	.16649E+01
.800E+00	.40874E+01	.28927E+01	.25161E+01	.19932E+01	.18965E+01	.18113E+01	.18001E+01	.17911E+01	.17888E+01
.100E+01	.41966E+01	.29986E+01	.26207E+01	.20949E+01	.19971E+01	.19105E+01	.18990E+01	.18898E+01	.18875E+01
.200E+01	.45326E+01	.33251E+01	.29429E+01	.24069E+01	.23054E+01	.22145E+01	.22025E+01	.21927E+01	.21902E+01
.400E+01	.48702E+01	.36553E+01	.32692E+01	.27239E+01	.26195E+01	.25253E+01	.25127E+01	.25025E+01	.25000E+01
.600E+01	.50673E+01	.38485E+01	.34603E+01	.29101E+01	.28042E+01	.27004E+01	.26957E+01	.26853E+01	.26827E+01
.800E+01	.52093E+01	.39887E+01	.35995E+01	.30471E+01	.29406E+01	.28441E+01	.28313E+01	.28208E+01	.28182E+01
.100E+02	.53203E+01	.40985E+01	.37088E+01	.31549E+01	.30479E+01	.29510E+01	.29380E+01	.29275E+01	.29249E+01
.200E+02	.56612E+01	.44353E+01	.40432E+01	.34842E+01	.33758E+01	.32774E+01	.32643E+01	.32536E+01	.32509E+01
.400E+02	.60025E+01	.47730E+01	.43790E+01	.38158E+01	.37063E+01	.36067E+01	.35934E+01	.35826E+01	.35799E+01
.600E+02	.62016E+01	.49700E+01	.45750E+01	.40096E+01	.38996E+01	.37995E+01	.37861E+01	.37752E+01	.37724E+01
.800E+02	.63444E+01	.51120E+01	.47165E+01	.41502E+01	.40399E+01	.39396E+01	.39261E+01	.39152E+01	.39125E+01
.100E+03	.64558E+01	.52229E+01	.48272E+01	.42603E+01	.41499E+01	.40494E+01	.40359E+01	.40250E+01	.40222E+01
.200E+03	.67987E+01	.55637E+01	.51669E+01	.45978E+01	.44867E+01	.43857E+01	.43722E+01	.43612E+01	.43584E+01
.400E+03	.71417E+01	.59048E+01	.55070E+01	.49361E+01	.48246E+01	.47231E+01	.47095E+01	.46984E+01	.46956E+01
.600E+03	.73418E+01	.61038E+01	.57054E+01	.51335E+01	.50217E+01	.49199E+01	.49063E+01	.48952E+01	.48925E+01
.800E+03	.74850E+01	.62466E+01	.58480E+01	.52756E+01	.51637E+01	.50619E+01	.50482E+01	.50371E+01	.50343E+01
.100E+04	.75966E+01	.63579E+01	.59592E+01	.53866E+01	.52747E+01	.51720E+01	.51591E+01	.51480E+01	.51452E+01
.200E+04	.79406E+01	.67007E+01	.63015E+01	.57277E+01	.56156E+01	.55134E+01	.54997E+01	.54886E+01	.54858E+01
.400E+04	.82847E+01	.70437E+01	.66439E+01	.60692E+01	.59568E+01	.58544E+01	.58407E+01	.58295E+01	.58267E+01
.600E+04	.84854E+01	.72437E+01	.68436E+01	.62683E+01	.61558E+01	.60533E+01	.60395E+01	.60284E+01	.60256E+01
.800E+04	.86288E+01	.73868E+01	.69866E+01	.64112E+01	.62986E+01	.61960E+01	.61823E+01	.61711E+01	.61683E+01
.100E+05	.87405E+01	.74984E+01	.70982E+01	.65226E+01	.64100E+01	.63074E+01	.62936E+01	.62825E+01	.62796E+01

T A B E L A 3.11. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.40$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDXF	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.81704E+00	.37820E+00	.26909E+00	.12169E+00	.88722E-01	.50449E-01	.43268E-01	.38134E-01	.37629E-01
.200E-03	.95818E+00	.44847E+00	.31954E+00	.14635E+00	.10086E+00	.65606E-01	.58271E-01	.53829E-01	.53444E-01
.400E-03	.11175E+01	.52988E+00	.37836E+00	.17711E+00	.13470E+00	.86365E-01	.79293E-01	.75504E-01	.75142E-01
.600E-03	.12185E+01	.58283E+00	.41704E+00	.19857E+00	.15297E+00	.10186E+00	.95068E-01	.91557E-01	.91168E-01
.800E-03	.12963E+01	.62440E+00	.44773E+00	.21623E+00	.16813E+00	.11526E+00	.10980E+00	.10564E+00	.10531E+00
.100E-02	.13600E+01	.65912E+00	.47346E+00	.23145E+00	.18129E+00	.12726E+00	.12111E+00	.11820E+00	.11790E+00
.200E-02	.15668E+01	.77510E+00	.56109E+00	.28595E+00	.22905E+00	.17257E+00	.16720E+00	.16464E+00	.16432E+00
.400E-02	.17925E+01	.90931E+00	.66598E+00	.35560E+00	.29188E+00	.23480E+00	.22991E+00	.22731E+00	.22686E+00
.600E-02	.19320E+01	.99658E+00	.73639E+00	.40445E+00	.33716E+00	.28025E+00	.27543E+00	.27261E+00	.27206E+00
.800E-02	.20372E+01	.10650E+01	.79276E+00	.44480E+00	.37530E+00	.31914E+00	.31450E+00	.31175E+00	.31120E+00
.100E-01	.21220E+01	.11218E+01	.84031E+00	.47966E+00	.40871E+00	.35333E+00	.34879E+00	.34602E+00	.34546E+00
.200E-01	.23907E+01	.13122E+01	.10036E+01	.60415E+00	.53018E+00	.47612E+00	.47134E+00	.46807E+00	.46734E+00
.400E-01	.26745E+01	.15309E+01	.11960E+01	.76149E+00	.68630E+00	.63168E+00	.62615E+00	.62205E+00	.62107E+00
.600E-01	.28462E+01	.16701E+01	.13208E+01	.86940E+00	.79364E+00	.73736E+00	.73123E+00	.72654E+00	.72539E+00
.800E-01	.29735E+01	.17766E+01	.14179E+01	.95667E+00	.88078E+00	.82376E+00	.81738E+00	.81244E+00	.81123E+00
.100E+00	.30747E+01	.18631E+01	.14977E+01	.10303E+01	.95423E+00	.89634E+00	.88970E+00	.88451E+00	.88323E+00
.200E+00	.33901E+01	.21407E+01	.17587E+01	.12761E+01	.11977E+01	.11346E+01	.11269E+01	.11207E+01	.11192E+01
.400E+00	.37133E+01	.24373E+01	.20446E+01	.15493E+01	.14667E+01	.13970E+01	.13881E+01	.13810E+01	.13792E+01
.600E+00	.39041E+01	.26166E+01	.22190E+01	.17158E+01	.16303E+01	.15569E+01	.15474E+01	.15397E+01	.15378E+01
.800E+00	.40429E+01	.27494E+01	.23492E+01	.18411E+01	.17541E+01	.16788E+01	.16691E+01	.16612E+01	.16592E+01
.100E+01	.41520E+01	.28547E+01	.24527E+01	.19412E+01	.18529E+01	.17763E+01	.17663E+01	.17582E+01	.17562E+01
.200E+01	.44876E+01	.31796E+01	.27722E+01	.22487E+01	.21566E+01	.20757E+01	.20651E+01	.20565E+01	.20543E+01
.400E+01	.48250E+01	.35084E+01	.30962E+01	.25621E+01	.24669E+01	.23826E+01	.23715E+01	.23625E+01	.23602E+01
.600E+01	.50220E+01	.37009E+01	.32861E+01	.27464E+01	.26496E+01	.25638E+01	.25525E+01	.25433E+01	.25410E+01
.800E+01	.51640E+01	.38407E+01	.34248E+01	.28824E+01	.27850E+01	.26985E+01	.26878E+01	.26777E+01	.26754E+01
.100E+02	.52749E+01	.39504E+01	.35336E+01	.29895E+01	.28917E+01	.28046E+01	.27931E+01	.27838E+01	.27814E+01
.200E+02	.56157E+01	.42863E+01	.38668E+01	.33169E+01	.32175E+01	.31289E+01	.31172E+01	.31077E+01	.31053E+01
.400E+02	.59569E+01	.46234E+01	.42015E+01	.36468E+01	.35462E+01	.34565E+01	.34446E+01	.34349E+01	.34325E+01
.600E+02	.61560E+01	.48201E+01	.43969E+01	.38398E+01	.37386E+01	.36483E+01	.36363E+01	.36266E+01	.36242E+01
.800E+02	.62987E+01	.49619E+01	.45382E+01	.39800E+01	.38786E+01	.37880E+01	.37760E+01	.37663E+01	.37638E+01
.100E+03	.64101E+01	.50727E+01	.46487E+01	.40899E+01	.39883E+01	.38976E+01	.38855E+01	.38758E+01	.38733E+01
.200E+03	.67530E+01	.54131E+01	.49878E+01	.44265E+01	.43243E+01	.42330E+01	.42209E+01	.42111E+01	.42086E+01
.400E+03	.70968E+01	.57539E+01	.53275E+01	.47641E+01	.46614E+01	.45696E+01	.45574E+01	.45476E+01	.45451E+01
.600E+03	.72960E+01	.59527E+01	.55256E+01	.49611E+01	.48582E+01	.47661E+01	.47539E+01	.47440E+01	.47415E+01
.800E+03	.74392E+01	.60954E+01	.56680E+01	.51030E+01	.50000E+01	.49079E+01	.48956E+01	.48857E+01	.48832E+01
.100E+04	.75508E+01	.62067E+01	.57792E+01	.52140E+01	.51109E+01	.50187E+01	.50064E+01	.49965E+01	.49940E+01
.200E+04	.78948E+01	.65493E+01	.61211E+01	.55547E+01	.54513E+01	.53589E+01	.53466E+01	.53367E+01	.53341E+01
.400E+04	.82388E+01	.68920E+01	.64633E+01	.58958E+01	.57922E+01	.56995E+01	.56872E+01	.56772E+01	.56747E+01
.600E+04	.84395E+01	.70919E+01	.66628E+01	.60947E+01	.59910E+01	.58982E+01	.58859E+01	.58759E+01	.58734E+01
.800E+04	.85829E+01	.72351E+01	.68058E+01	.62375E+01	.61337E+01	.60409E+01	.60285E+01	.60185E+01	.60160E+01
.100E+05	.86946E+01	.73466E+01	.69173E+01	.63489E+01	.62451E+01	.61522E+01	.61399E+01	.61299E+01	.61273E+01

TABELA 3.12. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUCTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TDxH	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.81811E+00	.37833E+00	.26928E+00	.12107E+00	.85911E-01	.44445E-01	.37801E-01	.33403E-01	.32975E-01
.200E-03	.95920E+00	.44880E+00	.31993E+00	.14414E+00	.10311E+00	.57459E-01	.50947E-01	.47190E-01	.46862E-01
.400E-03	.11185E+01	.53028E+00	.37897E+00	.17159E+00	.12460E+00	.75580E-01	.69459E-01	.66259E-01	.65945E-01
.600E-03	.12197E+01	.58342E+00	.41755E+00	.19013E+00	.13974E+00	.89215E-01	.83379E-01	.80399E-01	.80060E-01
.800E-03	.12974E+01	.62516E+00	.44801E+00	.20517E+00	.15235E+00	.10103E+00	.95504E-01	.92818E-01	.92533E-01
.100E-02	.13610E+01	.65966E+00	.47342E+00	.21802E+00	.16335E+00	.11163E+00	.10638E+00	.10391E+00	.10365E+00
.200E-02	.15677E+01	.77565E+00	.55889E+00	.26384E+00	.20404E+00	.15181E+00	.14721E+00	.14501E+00	.14472E+00
.300E-02	.17939E+01	.90841E+00	.65846E+00	.32302E+00	.25893E+00	.20725E+00	.20301E+00	.20070E+00	.20030E+00
.400E-02	.19334E+01	.99382E+00	.72384E+00	.36533E+00	.29917E+00	.24790E+00	.24366E+00	.24115E+00	.24065E+00
.500E-02	.20386E+01	.10602E+01	.77553E+00	.40063E+00	.33327E+00	.28278E+00	.27868E+00	.27620E+00	.27570E+00
.600E-02	.21232E+01	.11149E+01	.81875E+00	.43141E+00	.36332E+00	.31355E+00	.30951E+00	.30700E+00	.30648E+00
.800E-02	.23914E+01	.12956E+01	.96586E+00	.54368E+00	.47384E+00	.42471E+00	.42034E+00	.41733E+00	.41664E+00
.100E-01	.25571E+01	.14141E+01	.10661E+01	.62589E+00	.55549E+00	.50820E+00	.50150E+00	.49810E+00	.49730E+00
.200E-01	.26735E+01	.15003E+01	.11407E+01	.68902E+00	.61701E+00	.56708E+00	.56192E+00	.55807E+00	.55715E+00
.300E-01	.27688E+01	.15734E+01	.12051E+01	.74518E+00	.67371E+00	.62251E+00	.61716E+00	.61312E+00	.61214E+00
.400E-01	.28432E+01	.16311E+01	.12586E+01	.79015E+00	.71778E+00	.66480E+00	.65902E+00	.65457E+00	.65349E+00
.500E-01	.29687E+01	.17320E+01	.13479E+01	.87241E+00	.79942E+00	.74531E+00	.73925E+00	.73456E+00	.73341E+00
.600E-01	.30685E+01	.18147E+01	.14239E+01	.94218E+00	.86865E+00	.81338E+00	.80704E+00	.80211E+00	.80089E+00
.800E-01	.33802E+01	.20839E+01	.16766E+01	.11775E+01	.11005E+01	.10395E+01	.10321E+01	.10262E+01	.10247E+01
.100E+00	.37011E+01	.23761E+01	.19575E+01	.14424E+01	.13605E+01	.12927E+01	.12841E+01	.12773E+01	.12756E+01
.200E+00	.38912E+01	.25539E+01	.21300E+01	.16053E+01	.15202E+01	.14495E+01	.14394E+01	.14320E+01	.14302E+01
.300E+00	.40296E+01	.26859E+01	.22589E+01	.17285E+01	.16417E+01	.15681E+01	.15586E+01	.15510E+01	.15491E+01
.400E+00	.41385E+01	.27906E+01	.23616E+01	.18272E+01	.17390E+01	.16639E+01	.16542E+01	.16464E+01	.16444E+01
.500E+00	.44737E+01	.31144E+01	.26793E+01	.21310E+01	.20386E+01	.19590E+01	.19486E+01	.19403E+01	.19382E+01
.600E+00	.48110E+01	.34426E+01	.30022E+01	.24416E+01	.23457E+01	.22623E+01	.22515E+01	.22427E+01	.22405E+01
.800E+00	.50080E+01	.36348E+01	.31914E+01	.26244E+01	.25268E+01	.24417E+01	.24306E+01	.24216E+01	.24193E+01
.100E+01	.51499E+01	.37744E+01	.33297E+01	.27597E+01	.26613E+01	.25754E+01	.25641E+01	.25550E+01	.25520E+01
.200E+01	.52608E+01	.38839E+01	.34383E+01	.28663E+01	.27673E+01	.26809E+01	.26696E+01	.26604E+01	.26581E+01
.300E+01	.54276E+01	.40946E+01	.36527E+01	.31919E+01	.30913E+01	.30031E+01	.29916E+01	.29822E+01	.29799E+01
.400E+01	.55427E+01	.42196E+01	.37708E+01	.34185E+01	.33290E+01	.33173E+01	.33078E+01	.33054E+01	.33054E+01
.500E+01	.55633E+01	.44048E+01	.39205E+01	.36101E+01	.35200E+01	.35082E+01	.34986E+01	.34962E+01	.34962E+01
.600E+01	.55754E+01	.45528E+01	.42999E+01	.37128E+01	.36101E+01	.35200E+01	.35082E+01	.34986E+01	.34962E+01
.800E+01	.56099E+01	.47528E+01	.44411E+01	.38527E+01	.37498E+01	.36594E+01	.36475E+01	.36379E+01	.36355E+01
.100E+02	.56554E+01	.48946E+01	.44515E+01	.39624E+01	.38592E+01	.37687E+01	.37568E+01	.37472E+01	.37447E+01
.200E+02	.57388E+01	.50054E+01	.45515E+01	.40945E+01	.40333E+01	.40133E+01	.40133E+01	.40133E+01	.40133E+01
.300E+02	.58406E+01	.53456E+01	.48902E+01	.44973E+01	.43932E+01	.43018E+01	.42897E+01	.42800E+01	.42776E+01
.400E+02	.59406E+01	.55464E+01	.50904E+01	.46973E+01	.45932E+01	.44992E+01	.44871E+01	.44747E+01	.44619E+01
.500E+02	.60406E+01	.56462E+01	.51896E+01	.47931E+01	.46890E+01	.45950E+01	.45829E+01	.45705E+01	.45577E+01
.600E+02	.61417E+01	.57475E+01	.52966E+01	.48931E+01	.47890E+01	.46950E+01	.46829E+01	.46705E+01	.46577E+01
.800E+02	.62845E+01	.58902E+01	.54393E+01	.50383E+01	.49342E+01	.48402E+01	.48281E+01	.48157E+01	.48029E+01
.100E+03	.63959E+01	.59954E+01	.55445E+01	.51435E+01	.50394E+01	.49454E+01	.49333E+01	.49209E+01	.49081E+01
.200E+03	.67388E+01	.63383E+01	.58874E+01	.54864E+01	.53823E+01	.52883E+01	.52762E+01	.52638E+01	.52510E+01
.300E+03	.69406E+01	.65402E+01	.60893E+01	.56883E+01	.55842E+01	.54902E+01	.54781E+01	.54657E+01	.54529E+01
.400E+03	.70817E+01	.66813E+01	.62304E+01	.58294E+01	.57253E+01	.56313E+01	.56192E+01	.56068E+01	.55940E+01
.500E+03	.72818E+01	.68814E+01	.64305E+01	.60295E+01	.59254E+01	.58314E+01	.58193E+01	.58069E+01	.57941E+01
.600E+03	.74249E+01	.70245E+01	.65736E+01	.61726E+01	.60685E+01	.59745E+01	.59624E+01	.59500E+01	.59372E+01
.800E+03	.75365E+01	.71361E+01	.66852E+01	.62842E+01	.61801E+01	.60861E+01	.60740E+01	.60616E+01	.60488E+01
.100E+04	.75365E+01	.71361E+01	.66852E+01	.62842E+01	.61801E+01	.60861E+01	.60740E+01	.60616E+01	.60488E+01
.200E+04	.78805E+01	.74801E+01	.70292E+01	.66282E+01	.65241E+01	.64301E+01	.64180E+01	.64056E+01	.63928E+01
.300E+04	.82245E+01	.78241E+01	.73732E+01	.69722E+01	.68681E+01	.67741E+01	.67620E+01	.67496E+01	.67368E+01
.400E+04	.84252E+01	.80248E+01	.75739E+01	.71729E+01	.70688E+01	.69748E+01	.69627E+01	.69503E+01	.69375E+01
.500E+04	.85686E+01	.81682E+01	.77173E+01	.73163E+01	.72122E+01	.71182E+01	.71061E+01	.70937E+01	.70809E+01
.600E+04	.86803E+01	.82800E+01	.78291E+01	.74281E+01	.73240E+01	.72300E+01	.72179E+01	.72055E+01	.71927E+01
.800E+04	.88803E+01	.84800E+01	.80291E+01	.76281E+01	.75240E+01	.74300E+01	.74179E+01	.74055E+01	.73927E+01
.100E+05	.88803E+01	.84800E+01	.80291E+01	.76281E+01	.75240E+01	.74300E+01	.74179E+01	.74055E+01	.73927E+01

T A B E L A 3.13. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUCTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($\alpha=0.80$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO IN FINITO.

Y=4	CONDUCTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
.100E-03	.81722E+00	.37043E+00	.26733E+00	.12121E+00	.85633E-01	.41457E-01	.34274E-01	.29764E-01	.29345E-01
.200E-03	.96032E+00	.44874E+00	.32800E+00	.14416E+00	.10205E+00	.52741E-01	.45833E-01	.42044E-01	.41724E-01
.400E-03	.11196E+01	.53033E+00	.37912E+00	.17106E+00	.12186E+00	.68592E-01	.62242E-01	.59059E-01	.58754E-01
.600E-03	.12206E+01	.58349E+00	.41785E+00	.18866E+00	.13548E+00	.80618E-01	.74641E-01	.71695E-01	.71365E-01
.800E-03	.12984E+01	.62530E+00	.44842E+00	.20307E+00	.14669E+00	.91059E-01	.85440E-01	.82795E-01	.82520E-01
.100E-02	.13621E+01	.66006E+00	.47390E+00	.21508E+00	.15636E+00	.10045E+00	.95145E-01	.92718E-01	.92467E-01
.200E-02	.15609E+01	.77608E+00	.55929E+00	.25701E+00	.19206E+00	.13631E+00	.13173E+00	.12758E+00	.12930E+00
.400E-02	.17748E+01	.90903E+00	.65833E+00	.31003E+00	.24034E+00	.18614E+00	.18194E+00	.17970E+00	.17931E+00
.600E-02	.19345E+01	.99432E+00	.72276E+00	.34768E+00	.27607E+00	.22205E+00	.21867E+00	.21622E+00	.21573E+00
.800E-02	.20378E+01	.10605E+01	.77336E+00	.37909E+00	.30648E+00	.25441E+00	.25037E+00	.24795E+00	.24747E+00
.100E-01	.21245E+01	.11149E+01	.81544E+00	.40649E+00	.33340E+00	.28232E+00	.27835E+00	.27590E+00	.27540E+00
.200E-01	.23926E+01	.12938E+01	.95683E+00	.50738E+00	.43539E+00	.38379E+00	.37949E+00	.37654E+00	.37587E+00
.400E-01	.26745E+01	.14942E+01	.11221E+01	.64034E+00	.56621E+00	.51500E+00	.50980E+00	.50607E+00	.50516E+00
.600E-01	.28440E+01	.16209E+01	.12310E+01	.73438E+00	.65941E+00	.60583E+00	.60006E+00	.59564E+00	.59456E+00
.800E-01	.29691E+01	.17183E+01	.13171E+01	.81149E+00	.73597E+00	.68112E+00	.67505E+00	.67036E+00	.66921E+00
.100E+00	.30685E+01	.17980E+01	.13890E+01	.87736E+00	.80128E+00	.74513E+00	.73877E+00	.73381E+00	.73259E+00
.200E+00	.33701E+01	.20587E+01	.16314E+01	.11024E+01	.10224E+01	.95975E+00	.95242E+00	.94645E+00	.94497E+00
.400E+00	.36971E+01	.23451E+01	.19055E+01	.13597E+01	.12742E+01	.12043E+01	.11955E+01	.11885E+01	.11866E+01
.600E+00	.38864E+01	.25209E+01	.20757E+01	.15194E+01	.14303E+01	.13562E+01	.13467E+01	.13392E+01	.13373E+01
.800E+00	.40244E+01	.26517E+01	.22033E+01	.16406E+01	.15496E+01	.14733E+01	.14636E+01	.14558E+01	.14538E+01
.100E+01	.41330E+01	.27558E+01	.23053E+01	.17380E+01	.16455E+01	.15675E+01	.15575E+01	.15495E+01	.15475E+01
.200E+01	.44678E+01	.30785E+01	.26214E+01	.20389E+01	.19416E+01	.18585E+01	.18478E+01	.18392E+01	.18370E+01
.400E+01	.48048E+01	.34062E+01	.29434E+01	.23472E+01	.22459E+01	.21587E+01	.21473E+01	.21382E+01	.21359E+01
.600E+01	.50018E+01	.35981E+01	.31322E+01	.25288E+01	.24256E+01	.23363E+01	.23247E+01	.23153E+01	.23129E+01
.800E+01	.51436E+01	.37376E+01	.32703E+01	.26634E+01	.25593E+01	.24690E+01	.24573E+01	.24478E+01	.24454E+01
.100E+02	.52545E+01	.38471E+01	.33787E+01	.27696E+01	.26648E+01	.25739E+01	.25621E+01	.25525E+01	.25501E+01
.200E+02	.55953E+01	.41825E+01	.37107E+01	.30939E+01	.29871E+01	.28942E+01	.28821E+01	.28723E+01	.28699E+01
.400E+02	.59364E+01	.45191E+01	.40444E+01	.34213E+01	.33129E+01	.32186E+01	.32062E+01	.31963E+01	.31937E+01
.600E+02	.61354E+01	.47153E+01	.42393E+01	.36130E+01	.35039E+01	.34087E+01	.33963E+01	.33863E+01	.33837E+01
.800E+02	.62782E+01	.48572E+01	.43803E+01	.37527E+01	.36432E+01	.35477E+01	.35353E+01	.35252E+01	.35226E+01
.100E+03	.63896E+01	.49680E+01	.44907E+01	.38622E+01	.37525E+01	.36568E+01	.36443E+01	.36342E+01	.36316E+01
.200E+03	.67324E+01	.53081E+01	.48292E+01	.41974E+01	.40870E+01	.39906E+01	.39779E+01	.39678E+01	.39652E+01
.400E+03	.70754E+01	.56486E+01	.51684E+01	.45339E+01	.44220E+01	.43258E+01	.43131E+01	.43028E+01	.43003E+01
.600E+03	.72754E+01	.58472E+01	.53662E+01	.47303E+01	.46189E+01	.45216E+01	.45088E+01	.44985E+01	.44960E+01
.800E+03	.74186E+01	.59899E+01	.55086E+01	.48720E+01	.47605E+01	.46630E+01	.46503E+01	.46400E+01	.46374E+01
.100E+04	.75302E+01	.61012E+01	.56197E+01	.49828E+01	.48712E+01	.47736E+01	.47609E+01	.47505E+01	.47480E+01
.200E+04	.76741E+01	.64436E+01	.59613E+01	.53229E+01	.52110E+01	.51131E+01	.51003E+01	.50899E+01	.50873E+01
.400E+04	.82181E+01	.67862E+01	.63032E+01	.56635E+01	.55512E+01	.54531E+01	.54403E+01	.54299E+01	.54273E+01
.600E+04	.84188E+01	.69860E+01	.65026E+01	.58621E+01	.57497E+01	.56514E+01	.56386E+01	.56282E+01	.56256E+01
.800E+04	.85622E+01	.71291E+01	.66455E+01	.60047E+01	.58923E+01	.57939E+01	.57811E+01	.57707E+01	.57680E+01
.100E+05	.86739E+01	.72407E+01	.67570E+01	.61160E+01	.60035E+01	.59052E+01	.58923E+01	.58819E+01	.58793E+01

T A B E L A 3.14. : HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA ($a=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO INFINITO.

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.100E-03	0.82034E+00	0.37855E+00	0.26939E+00	0.12130E+00	0.85693E-01	0.40094E-01	0.32124E-01	0.26914E-01	0.26435E-01
0.200E-03	0.96137E+00	0.44883E+00	0.32006E+00	0.14430E+00	0.10196E+00	0.50210E-01	0.42388E-01	0.37964E-01	0.37601E-01
0.400E-03	0.11208E+01	0.53048E+00	0.37917E+00	0.17118E+00	0.12128E+00	0.64320E-01	0.57025E-01	0.53313E-01	0.52977E-01
0.500E-03	0.11774E+01	0.56016E+00	0.40079E+00	0.18105E+00	0.12851E+00	0.70144E-01	0.63116E-01	0.59698E-01	0.59407E-01
0.600E-03	0.12218E+01	0.58358E+00	0.41789E+00	0.18887E+00	0.13432E+00	0.75035E-01	0.68140E-01	0.64731E-01	0.64374E-01
0.800E-03	0.12995E+01	0.62536E+00	0.44851E+00	0.20292E+00	0.14491E+00	0.84334E-01	0.77823E-01	0.74759E-01	0.74462E-01
0.100E-02	0.13631E+01	0.66011E+00	0.47405E+00	0.21471E+00	0.15399E+00	0.92704E-01	0.86538E-01	0.83732E-01	0.83465E-01
0.200E-02	0.15700E+01	0.77620E+00	0.55965E+00	0.25526E+00	0.18684E+00	0.12406E+00	0.11956E+00	0.11714E+00	0.11685E+00
0.400E-02	0.17960E+01	0.90932E+00	0.65876E+00	0.30539E+00	0.23066E+00	0.16988E+00	0.16514E+00	0.16270E+00	0.16230E+00
0.600E-02	0.19355E+01	0.99476E+00	0.72310E+00	0.34044E+00	0.26295E+00	0.20326E+00	0.19861E+00	0.19599E+00	0.19549E+00
0.800E-02	0.20408E+01	0.10610E+01	0.77351E+00	0.36946E+00	0.29043E+00	0.23198E+00	0.22753E+00	0.22497E+00	0.22448E+00
0.100E-01	0.21256E+01	0.11154E+01	0.81593E+00	0.39467E+00	0.31475E+00	0.25745E+00	0.25311E+00	0.25055E+00	0.25004E+00
0.200E-01	0.23939E+01	0.12939E+01	0.95509E+00	0.40713E+00	0.40587E+00	0.35065E+00	0.34608E+00	0.34304E+00	0.34237E+00
0.400E-01	0.26757E+01	0.14933E+01	0.11166E+01	0.60935E+00	0.52791E+00	0.47223E+00	0.46689E+00	0.46297E+00	0.46205E+00
0.600E-01	0.28451E+01	0.16187E+01	0.12220E+01	0.89658E+00	0.61467E+00	0.55705E+00	0.55103E+00	0.54648E+00	0.54537E+00
0.800E-01	0.29703E+01	0.17147E+01	0.13049E+01	0.76856E+00	0.68836E+00	0.62767E+00	0.62135E+00	0.61652E+00	0.61534E+00
0.100E+00	0.30695E+01	0.17930E+01	0.13740E+01	0.83041E+00	0.74787E+00	0.68801E+00	0.68139E+00	0.67628E+00	0.67502E+00
0.200E+00	0.33785E+01	0.20401E+01	0.16072E+01	0.10447E+01	0.95871E+00	0.89240E+00	0.88452E+00	0.87838E+00	0.87676E+00
0.400E+00	0.36962E+01	0.23289E+01	0.18738E+01	0.12940E+01	0.12024E+01	0.11281E+01	0.11109E+01	0.11115E+01	0.11097E+01
0.600E+00	0.38848E+01	0.25023E+01	0.20410E+01	0.14505E+01	0.13551E+01	0.12761E+01	0.12662E+01	0.12582E+01	0.12562E+01
0.800E+00	0.40224E+01	0.26319E+01	0.21670E+01	0.15698E+01	0.14723E+01	0.13909E+01	0.13806E+01	0.13723E+01	0.13702E+01
0.100E+01	0.41306E+01	0.27352E+01	0.22679E+01	0.16659E+01	0.15668E+01	0.14836E+01	0.14729E+01	0.14644E+01	0.14623E+01
0.200E+01	0.44649E+01	0.30564E+01	0.25824E+01	0.19643E+01	0.18599E+01	0.17707E+01	0.17592E+01	0.17499E+01	0.17476E+01
0.400E+01	0.48018E+01	0.33835E+01	0.29036E+01	0.22708E+01	0.21618E+01	0.20678E+01	0.20556E+01	0.20457E+01	0.20432E+01
0.600E+01	0.49986E+01	0.35752E+01	0.30921E+01	0.24515E+01	0.23403E+01	0.22438E+01	0.22313E+01	0.22211E+01	0.22186E+01
0.800E+01	0.51405E+01	0.37147E+01	0.32300E+01	0.25855E+01	0.24732E+01	0.23757E+01	0.23630E+01	0.23527E+01	0.23501E+01
0.100E+02	0.52513E+01	0.38240E+01	0.33383E+01	0.26913E+01	0.25782E+01	0.24799E+01	0.24671E+01	0.24568E+01	0.24542E+01
0.200E+02	0.55920E+01	0.41593E+01	0.36700E+01	0.30144E+01	0.28991E+01	0.27984E+01	0.27853E+01	0.27747E+01	0.27720E+01
0.400E+02	0.59331E+01	0.44957E+01	0.40034E+01	0.33409E+01	0.32237E+01	0.31212E+01	0.31078E+01	0.30970E+01	0.30943E+01
0.600E+02	0.61321E+01	0.46921E+01	0.41982E+01	0.35321E+01	0.34140E+01	0.33107E+01	0.32971E+01	0.32862E+01	0.32834E+01
0.800E+02	0.62749E+01	0.48338E+01	0.43391E+01	0.36715E+01	0.35531E+01	0.34493E+01	0.34357E+01	0.34247E+01	0.34220E+01
0.100E+03	0.63862E+01	0.49445E+01	0.44494E+01	0.37809E+01	0.36621E+01	0.35582E+01	0.35445E+01	0.35335E+01	0.35308E+01
0.200E+03	0.67290E+01	0.52846E+01	0.47878E+01	0.41156E+01	0.39960E+01	0.38911E+01	0.38774E+01	0.38663E+01	0.38635E+01
0.400E+03	0.70719E+01	0.56250E+01	0.51268E+01	0.44516E+01	0.43313E+01	0.42257E+01	0.42119E+01	0.42007E+01	0.41979E+01
0.600E+03	0.72719E+01	0.58236E+01	0.53246E+01	0.46478E+01	0.45271E+01	0.44212E+01	0.44073E+01	0.43960E+01	0.43932E+01
0.800E+03	0.74151E+01	0.59662E+01	0.54669E+01	0.47894E+01	0.46685E+01	0.45624E+01	0.45485E+01	0.45373E+01	0.45345E+01
0.100E+04	0.75266E+01	0.60775E+01	0.55780E+01	0.49001E+01	0.47791E+01	0.46730E+01	0.46590E+01	0.46478E+01	0.46450E+01
0.200E+04	0.78705E+01	0.64199E+01	0.59195E+01	0.52400E+01	0.51186E+01	0.50121E+01	0.49981E+01	0.49860E+01	0.49840E+01
0.400E+04	0.82143E+01	0.67624E+01	0.62613E+01	0.55883E+01	0.54586E+01	0.53518E+01	0.53377E+01	0.53264E+01	0.53235E+01
0.600E+04	0.84149E+01	0.69622E+01	0.64606E+01	0.57788E+01	0.56569E+01	0.55499E+01	0.55359E+01	0.55245E+01	0.55217E+01
0.800E+04	0.85582E+01	0.71053E+01	0.66035E+01	0.59214E+01	0.57994E+01	0.56923E+01	0.56783E+01	0.56669E+01	0.56641E+01
0.100E+05	0.86698E+01	0.72168E+01	0.67150E+01	0.60326E+01	0.59107E+01	0.58035E+01	0.57895E+01	0.57781E+01	0.57752E+01

3.3.3 Análise da distribuição de pressão ao longo da fratura e de sua pressão média

Para os valores de assimetria iguais a 0,2 e 1,0, estão apresentadas distribuições de pressão adimensional ao longo da fratura, visando a ilustrar seu comportamento e sua variação com o tempo, bem como a influência da assimetria associada à condutividade neste parâmetro.

As figuras 3.5 a 3.8 ilustram o comportamento da pressão, verificando-se a tendência da pressão no reservatório para atingir o valor igual a do poço ($P_{wD} = 1,0$).

Observa-se que, quanto menor a condutividade, maior é a diferença entre a pressão no poço e a pressão ao longo da fratura, para um mesmo valor de tempo; e que, quando a condutividade é igual a 500,0, a diferença é muito pequena, podendo ser desprezada (caso de condutividade infinita), mesmo para pequenos valores de tempo.

A figura 3.9 apresenta o comportamento da pressão média da fratura, em relação a t_{Dxf} , onde pode ser verificado que quanto menor a condutividade, menor será a pressão média da fratura e mais tempo levará para que se iguale a pressão de produção do poço ($P_{wD} = 1$).

Para condutividades médias e baixas, observa-se que as curvas para diferentes assimetrias, em relação a t_{Dxf} , não são coincidentes para tempos curtos, e tendem a aproximar-se com o aumento do tempo adimensional (t_{Dxf}).

3.3.4 Análise da distribuição de densidade de fluxo ao longo da fratura

Para os valores de assimetrias iguais a 0,2 e 1,0 foram confeccionados os gráficos que ilustram o comportamento da distribuição da vazão ao longo da fratura, para as condutividades iguais a 0,1; 1,0 e 500,0, que estão apresentadas nas figuras 3.10 a 3.15.

Pode-se verificar que, para baixas condutividades, a contribuição para vazão do poço é quase que totalmente oriunda das suas proximidades, para assimetria igual a 1,0, enquanto que, para assimetria igual a 0,2, a ponta do lado menor passa a ter uma contribuição mais significativa, não sendo desprezível como a contribuição do extremo do lado maior.

Essa maior contribuição do extremo do lado menor da fratura também é observada para valores maiores de condutividade e, quanto maior a condutividade mais uniforme é a distribuição de vazão adimensional ao longo do seu comprimento.

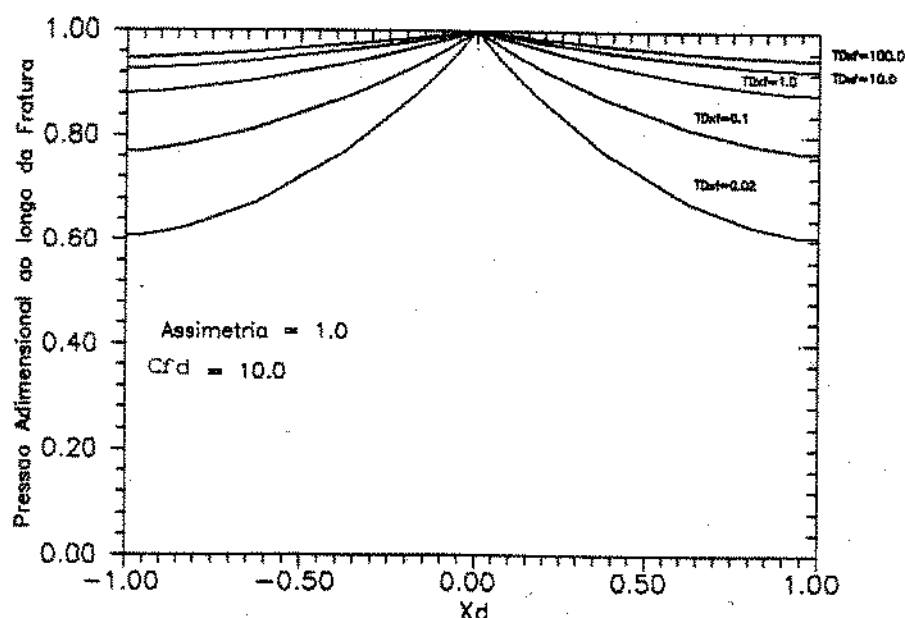


Figura 3.5: Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 10$

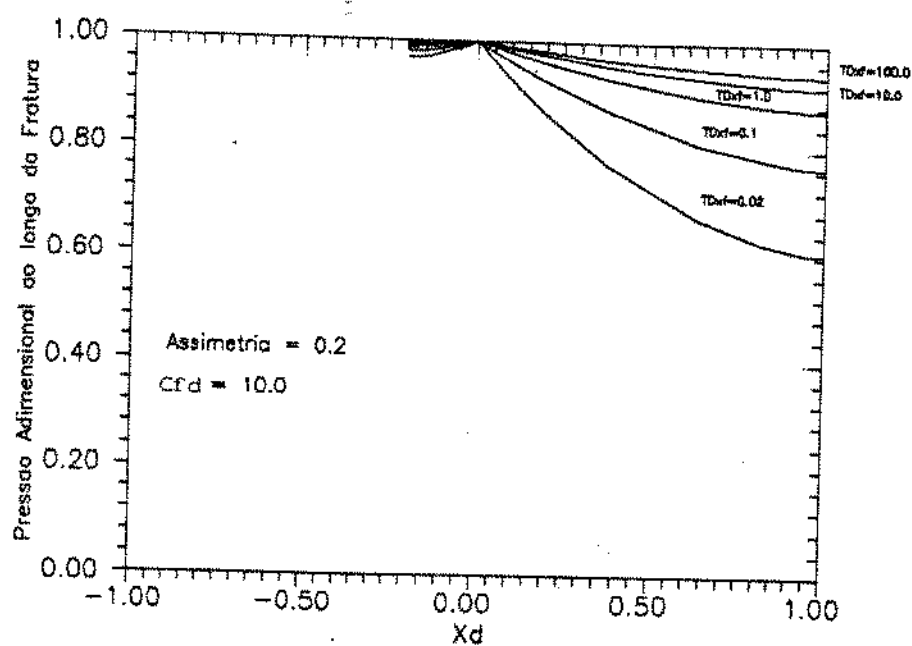


Figura 3.6: Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 10$

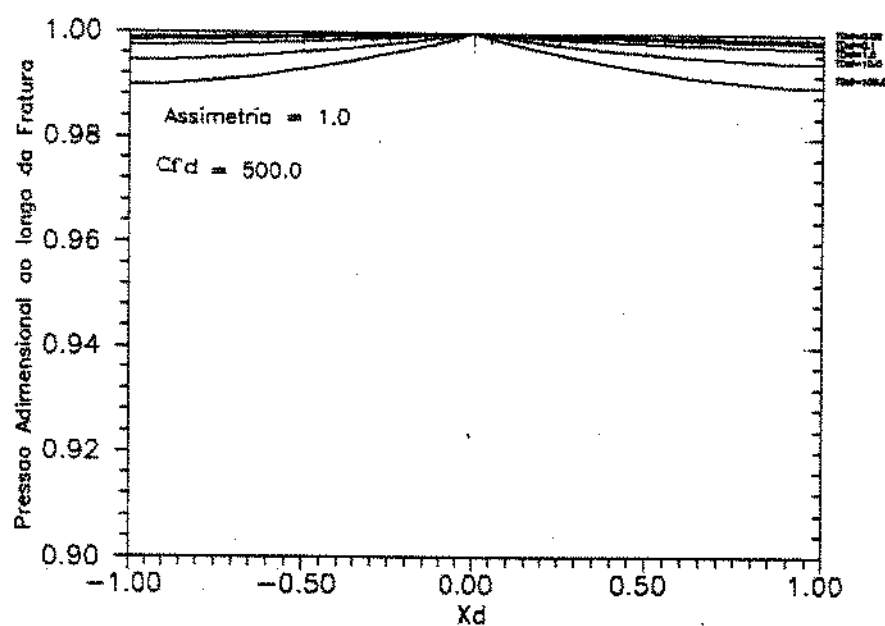


Figura 3.7: Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 500$

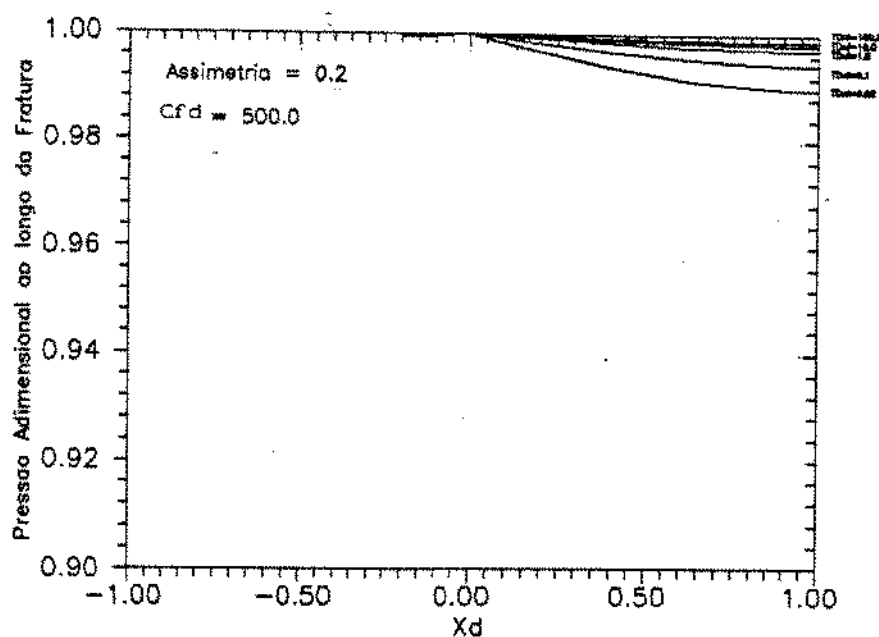


Figura 3.8: Distribuição da pressão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fd} = 500$

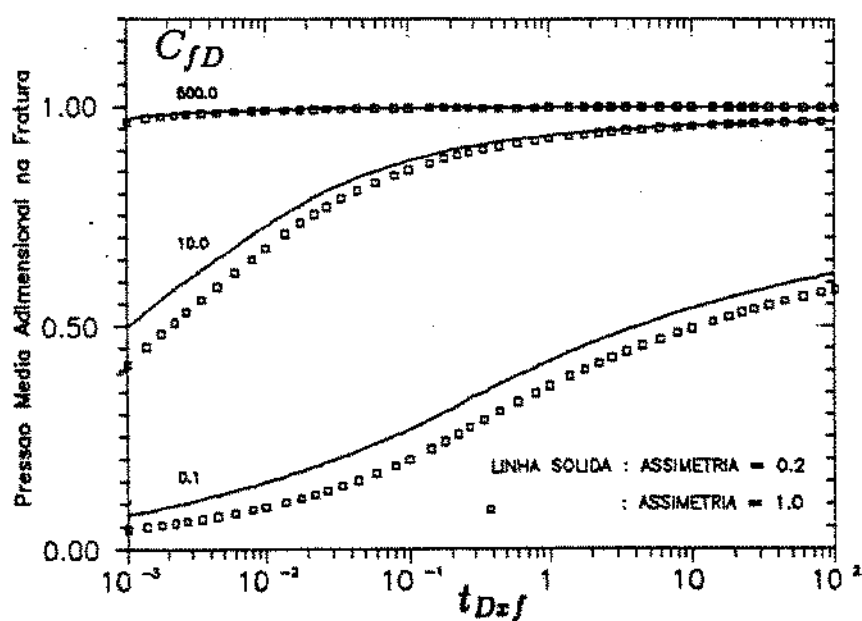


Figura 3.9: Comportamento da pressão média adimensional da fratura

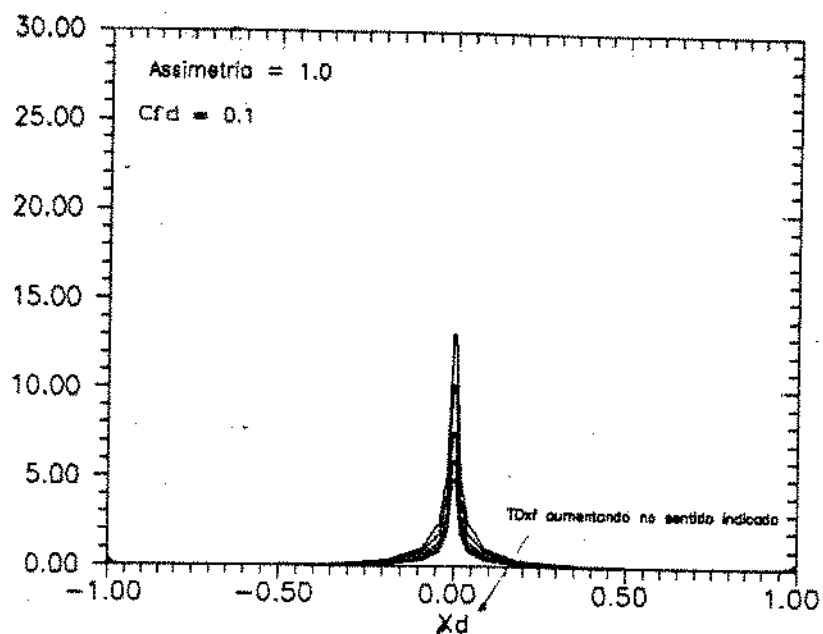


Figura 3.10: Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 0,1$

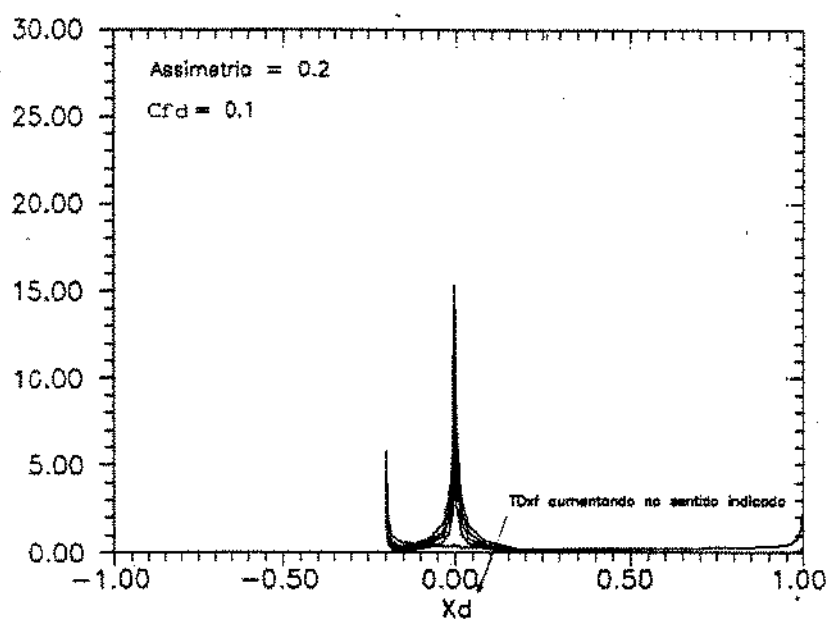


Figura 3.11: Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 0,1$

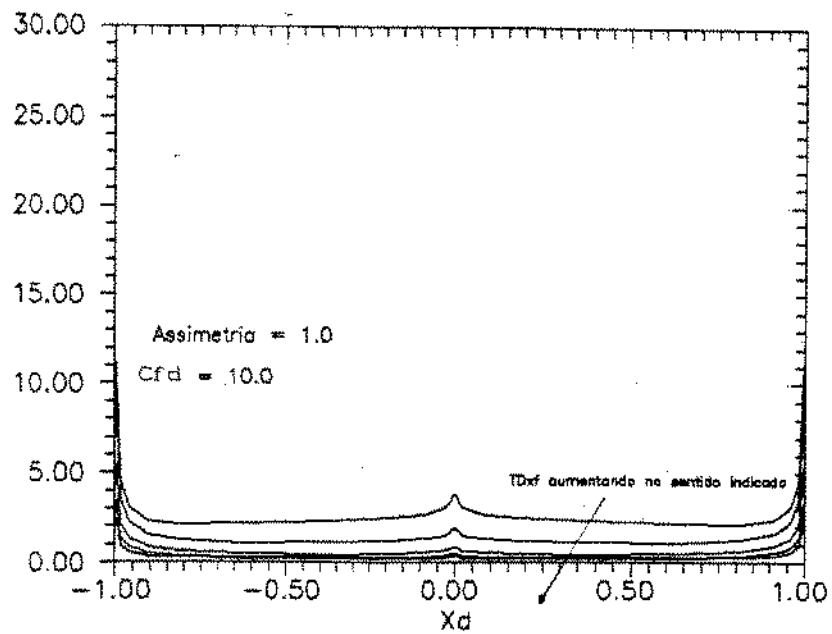


Figura 3.12: Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fD} = 10$

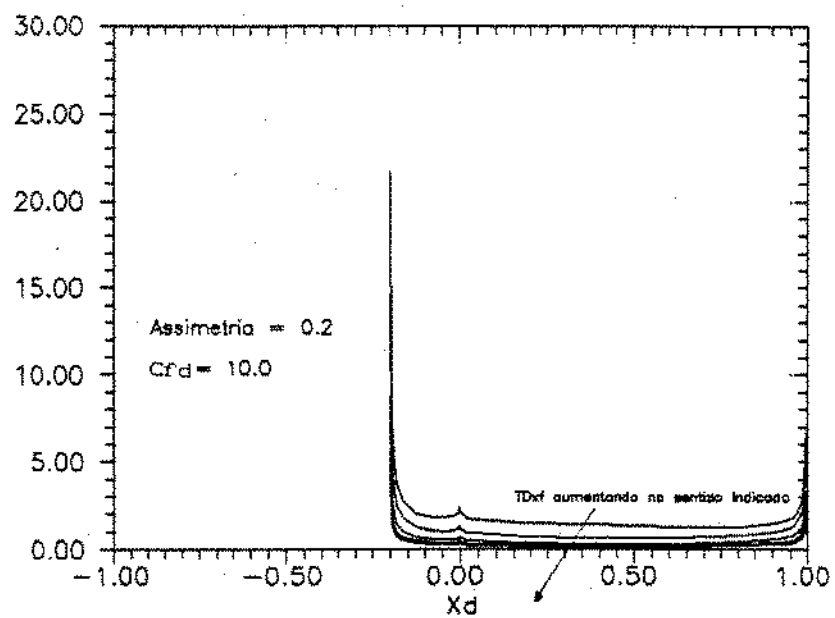


Figura 3.13: Distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fD} = 10$

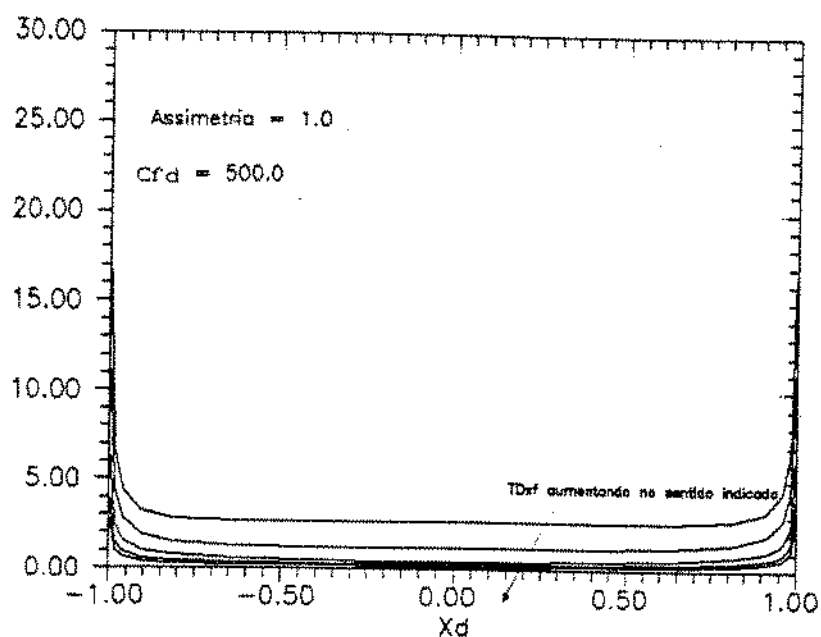


Figura 3.14: Distribuição da densidade de fluxo ao longo da fratura para $a = 1,00$ e $C_{fd} = 500$

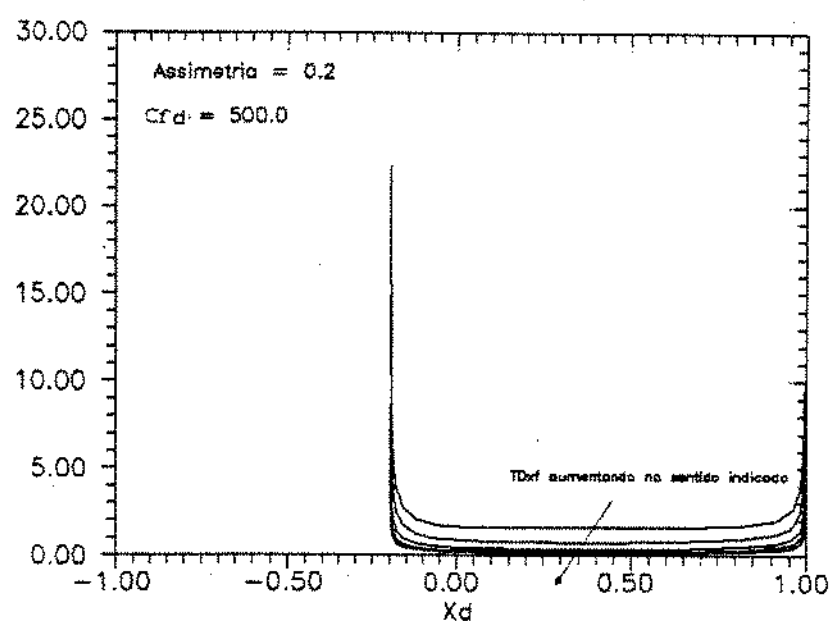


Figura 3.15: Distribuição da densidade de fluxo ao longo da fratura para $a = 0,20$ e $C_{fd} = 500$

3.3.5 Análise do comportamento transiente da vazão adimensional

De posse dos valores da vazão adimensional gerados a partir do programa descrito no item 3.1 para diferentes assimetrias e condutividades, serão analisados os seguintes aspectos:

3.3.5.1 Comportamento semi-logarítmico do inverso da vazão adimensional em relação ao tempo

Sabe-se que, para tempos longos, o regime de fluxo no reservatório é o pseudo-radial, deste modo, a partir de um certo valor de t_{Dxf} (início do fluxo pseudo-radial) tem-se:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} = Z(C_{fD}, a) + \frac{1}{2} \ln t_{Dxf}, \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} = Z(C_{fD}, a) + 1,1513 \log t_{Dxf}. \quad (3.22)$$

As figuras (3.16) e (3.17), mostram o comportamento semi-logarítmico de $1/q_{wD}(t_{Dxf})$ em relação a t_{Dxf} , para assimetria de 0,20 e de 1,00, respectivamente, e para diversos valores de condutividades, daí pode-se concluir que:

- a partir de um certo tempo, o gráfico apresenta retas paralelas com inclinação igual a 1,1513, para diferentes condutividades;
- para cada assimetria, o tempo em que o começa o fluxo pseudo-radial (início da reta semi-log com inclinação igual a 1,1513) aumenta com o aumento da condutividade;

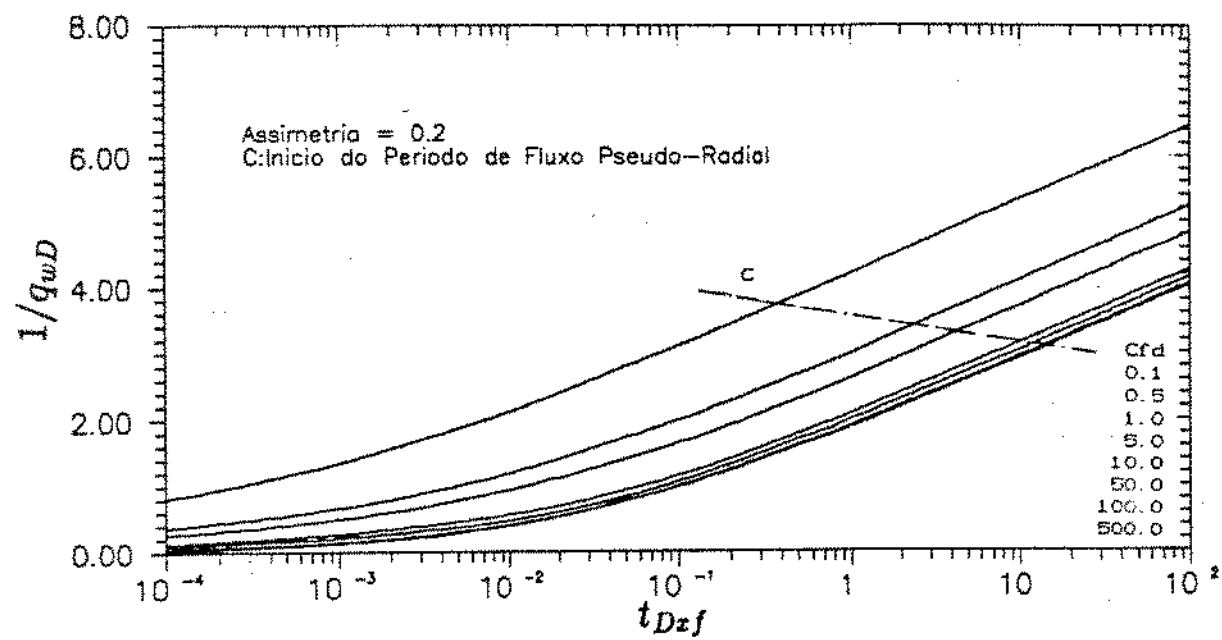


Figura 3.16: Comportamento de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a = 0,2$)

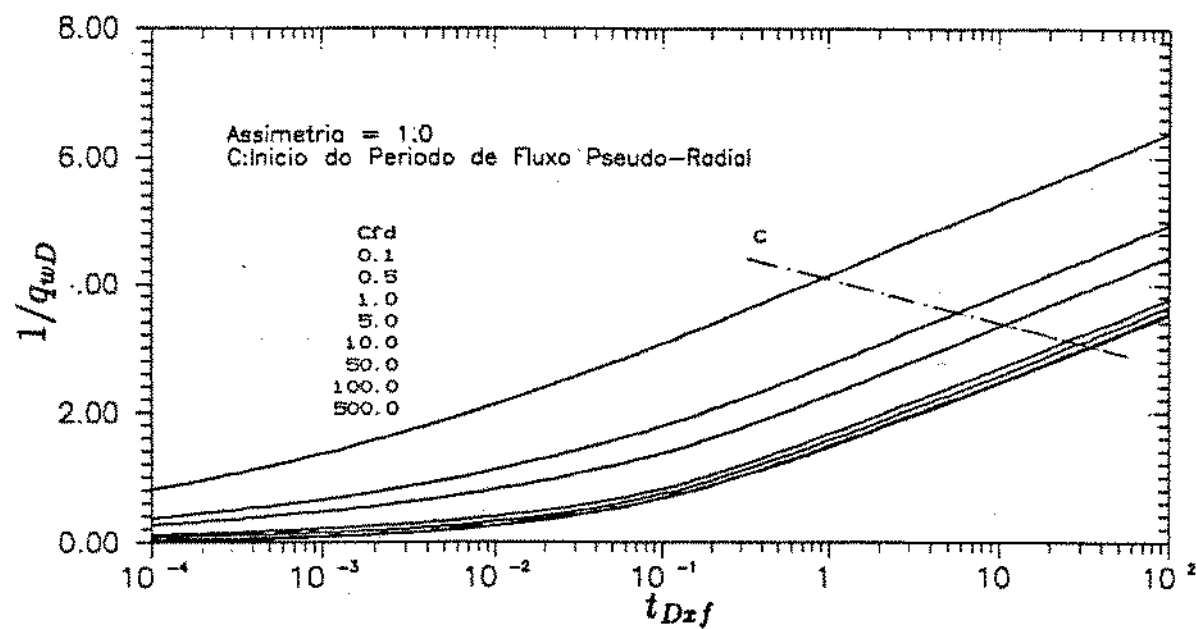


Figura 3.17: Comportamento de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a = 1,0$)

- os maiores valores de vazão (q_{wD}) são verificados (como já esperado) em fraturas de condutividades maiores (para um mesmo valor do tempo t_{Dxf});
- ao comparar as curvas de mesma condutividade e diferentes assimetrias, quando $1/q_{wD}$ é graficado versus t_{Dxf} , observe-se que as curvas não são coincidentes. Também é verificado que o tempo de início do fluxo pseudo-radial é maior para assimetria igual a 1,0 do que para assimetria igual a 0,20, quando se trabalha com t_{Dxf} .

Estes tempos diferentes podem ser explicados pela definição de t_{Dxf} . Na realidade, quando se tem assimetria igual a 0,2, o comprimento total da fratura é de $1,2x_{fl}$ enquanto que para assimetria igual a 1,0 é de $2x_{fl}$, portanto é como se a fratura fosse menor.

Para tirar este efeito, deve-se adimensionalizar o tempo sempre em relação a metade do comprimento da fratura, ou seja:

$$t_{Dxf}^* = \frac{4}{(1+a)^2} t_{Dxf} \tag{3.23}$$

Quando é feita essa correção no tempo, e graficado $1/q_{wD}$ versus t_{Dxf}^* haverá um deslocamento horizontal das curvas das figuras (3.16) e (3.17), de modo que se nota uma perfeita coincidência destas curvas, para condutividades maiores ou igual a 50,0, enquanto que, para C_{fD} , menores que 50,0, as curvas, para diferentes assimetrias, apresentar-se-ão defasadas por uma constante, que será explicada posteriormente.

Outro fato que é observado quando se trabalha com t_{Dxf}^* é que o tempo de início do fluxo pseudo-radial é o mesmo para uma mesma condutividade e diferentes assimetrias, ou seja:

a	C_{fD}	t_{Dxfssl}
0,20	1,0	10,3
1,00	1,0	10,4
0,20	100,0	34,7
1,00	100,0	35,6

A tabela 3.15 apresenta os termos adimensionais (t_{Dxf}) correspondente ao início

do fluxo pseudo-radial para cada assimetria e condutividade.

<i>Cf</i>	<i>a</i>						
	0,05	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00
0,1	0,3	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0
0,5	1,6	1,8	2,2	3,0	3,9	5,0	6,1
1,0	2,9	3,1	3,7	5,1	6,6	8,4	10,4
5,0	7,2	7,9	9,5	13,0	16,8	21,3	26,3
10,0	8,3	9,0	10,7	19,0	19,0	24,3	30,0
50,0	9,8	10,8	12,8	17,4	23,0	28,8	35,6

Tabela 3.15: Valores aproximados de t_{Drf} para o início do período de fluxo pseudo-radial

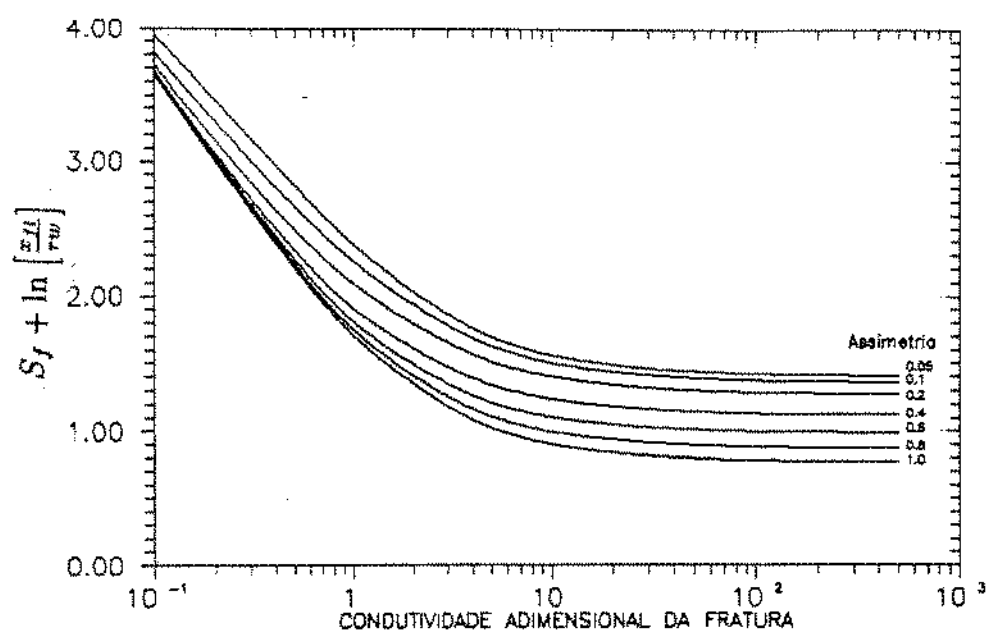


Figura 3.18: Comportamento de $S_f + \ln(x_f/r_w)$ em relação à condutividade

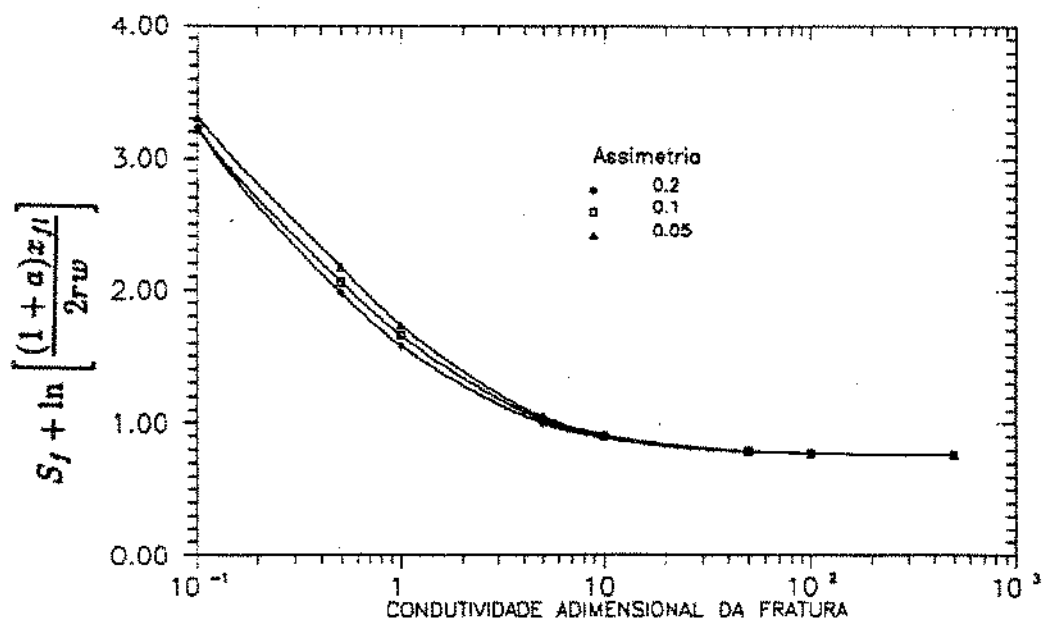


Figura 3.19: Comportamento de $S_f + \ln[(1 + a)x_f/2r_w]$ em relação à condutividade

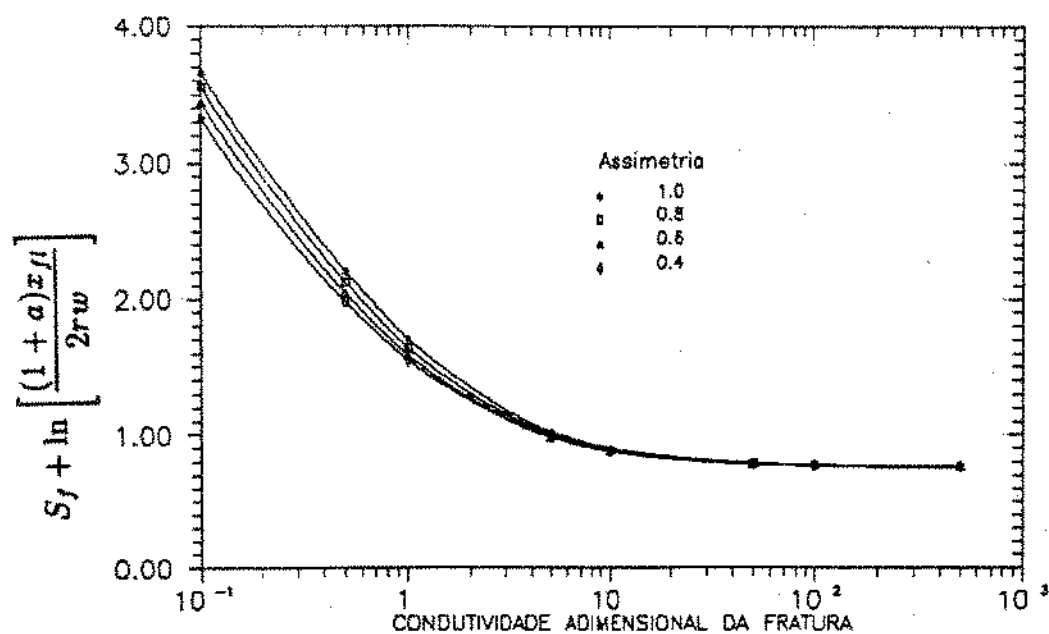


Figura 3.20: Comportamento de $S_f + \ln[(1+a)x_f/2r_w]$ em relação à condutividade

A figura (3.18) apresenta o comportamento de $S_f + \ln \left(\frac{rw}{x_{fi}} \right)$, definido na equação (3.7), em relação à condutividade e à assimetria da fratura. Este parâmetro está diretamente relacionado com o pseudo-dano, provocado na formação pelo fraturamento hidráulico.

Observe-se na figura (3.18) cuja ordenada é $S_f + \ln \left(\frac{x_{fi}}{rw} \right)$, que foi obtida a partir de t_{Dxf} , conforme pode ser verificado no item 3.3.1.1, que, para condutividades altas, as curvas são paralelas, induzindo que poderiam ser colapsadas, com utilização de uma constante adequada. A tabela (3.16) apresenta estes valores para diversas condutividades e assimetrias.

a	C _{FD}								
	0,1	0,5	1,0	5,0	10,0	50,0	100,0	500,0	infinito
0,05	3,9412	2,8016	2,3607	1,6736	1,5371	1,4131	1,3966	1,3831	1,3798
0,10	3,8054	2,6443	2,2348	1,6055	1,4794	1,3645	1,3491	1,3366	1,3334
0,20	3,7182	2,4718	2,0698	1,4913	1,3780	1,2747	1,2609	1,2497	1,2468
0,40	3,6721	2,3193	1,8880	1,3164	1,2120	1,1185	1,1061	1,0960	1,0935
0,60	3,6578	2,2509	1,7889	1,1853	1,0790	0,98544	0,97313	0,96317	0,96067
0,80	3,6514	2,2129	1,7269	1,0820	0,96876	0,86966	0,85668	0,84619	0,84355
1,00	3,6481	2,1891	1,6848	0,99817	0,87529	0,76732	0,75315	0,74169	0,73881

Tabela 3.16: Valores de $S_f + \ln \left[\frac{x_{fi}}{rw} \right]$ para o fluxo pseudo-radial

Utilizando-se a equação (3.11), obtém-se:

$$Z(C_{FD}, a) - 0,4045 + \ln \left[\frac{1 + a}{2} \right] = S_f + \ln \left[\frac{(1 + a)x_{fi}}{2rw} \right], \tag{3.24}$$

considerando-se o lado direito da equação (3.24) para fazer com que haja coerência no tamanho da fratura que é utilizada na adimensionalização do tempo, para as diferentes assimetrias, obteve-se o comportamento das figuras (3.19) e (3.20), ou seja, houve um colapso das curvas de diferentes assimetrias, para valores de condutividades maiores ou iguais a 50,0 (aproximadamente), conforme está ilustrado na tabela (3.17).

a	C _{FD}								
	0,1	0,5	1,0	5,0	10,0	50,0	100,0	500,0	infinito
0,05	3,2968	2,1572	1,7163	1,0292	0,89274	0,76874	0,75224	0,73874	0,73544
0,10	3,2076	2,0465	1,6370	1,0077	0,88156	0,76667	0,80654	0,73876	0,73556
0,20	3,20737	1,96097	1,55897	0,98047	0,86717	0,76387	0,75007	0,73887	0,73597
0,40	3,3154	1,9226	1,5313	0,9597	0,85532	0,76183	0,74943	0,73932	0,73682
0,60	3,4347	2,0278	1,5658	0,96216	0,85586	0,76220	0,74999	0,74003	0,73753
0,80	3,5460	2,1075	1,6215	0,97664	0,86340	0,76430	0,75132	0,74083	0,73819
1,00	3,6481	2,1891	1,6848	0,99817	0,87528	0,76732	0,75315	0,74169	0,73881

Tabela 3.17: Valores de $S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right]$ para o fluxo pseudo-radial

Portanto, a assimetria da fratura não terá influência no comportamento da vazão do poço quando a condutividade adimensional for maior ou igual a 50,0, conforme está mostrado na tabela (3.17), enquanto que, para condutividades inferiores ou iguais a 50, a assimetria irá provocar diferentes pseudo-danos, para um mesmo valor de C_{FD} da fratura.

Observe-se que quanto menor o valor da condutividade, maior será o valor de $S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right]$, e que sua variação com a assimetria não é geral, ou seja, para o valor de a diminuindo de 1,0 até 0,4 ocorre uma diminuição desse parâmetro, enquanto que para valores inferiores de a ocorre uma mudança da tendência, passando-se a obter um aumento para $S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right]$ com a diminuição de a , dependendo do valor de condutividade.

Conhecendo-se o comprimento do lado maior da fratura e a assimetria pode-se determinar pelas figuras 3.19 e 3.20 o valor de $S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right]$ cujos valores encontram-se na tabela 3.17. Daí, igualando-se as equações 3.24 e 3.3, tem-se que:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf}^*)} = \frac{1}{2} \ln(t_{Dxf}^*) + S_f + \ln \left[\frac{(1+a)x_{fl}}{2rw} \right] + 0,4045,$$

(3.25)

representando a expressão para o período de fluxo pseudo-radial, considerando o efeito da assimetria e da condutividade.

3.3.5.2 Comportamento do logaritmo do inverso da vazão adimensional em relação ao logaritmo do tempo adimensional

Como foi demonstrado no item 3.3.1.2, para tempos curtos e valores de condutividade menores que 50,0, o regime de fluxo foi definido por Cinco et. al. (1978) como bilinear, que se caracteriza por apresentar um comportamento linear com inclinação igual a $1/4$, no gráfico $\log(1/q_{wD}(t_{Dxf}))$ versus $\log(t_{Dxf})$; enquanto que para valores de condutividades maiores que 50,0, e tempos curtos, tem-se o comportamento de condutividade infinita, ou seja, como foi demonstrado no item 3.3.1.3, neste período, o gráfico $\log(1/q_{wD}(t_{Dxf}))$ versus $\log(t_{Dxf})$ apresenta um comportamento linear com inclinação igual a $1/2$.

As figuras 3.21 até 3.26 apresentam gráficos de $1/q_{wD}(t_{Dxf})$ versus t_{Dxf} na escala log-log. Cada gráfico apresenta uma determinada assimetria e possui curvas para diferentes condutividades.

Da análise desses gráficos podem ser feitas as seguintes afirmações:

- as curvas de diferentes condutividades mostram uma diferença constante para o período de fluxo pseudo-radial; esta separação das curvas está relacionada com $Z(C_{fD}, a)$ que é a função da assimetria e da condutividade;

- no sentido de obter uma expressão que colapse as curvas para diferentes condutividades no período pseudo-radial, deve-se efetuar a seguinte transformação: para o fluxo pseudo-radial, tem-se que:

$$\frac{1}{q_{wD}} = \frac{1}{2} \ln t_{Dxf} + Z(C_{fD}, a), \quad (3.26)$$

da equação (3.8),

$$S_f + \ln \left(\frac{x_f}{r_w} \right) + 0,4045 = Z(C_{fD}, a), \quad (3.27)$$

substituindo-se a equação (3.27) em (3.26), resulta que:

$$\frac{1}{q_{wD}} = \frac{1}{2} \ln \left[t_{Dxf} \left(\frac{x_{fl}}{r_w e^{-S_f}} \right) \right] + 0,4045, \quad (3.28)$$

definindo-se $r'_w = r_w e^{-S_f}$, tem-se que:

$$\frac{1}{q_{wD}} = \frac{1}{2} \ln \left[t_{Dxf} \left(\frac{x_{fl}}{r'_w} \right)^2 \right] + 0,4045, \quad (3.29)$$

como $t_{Dr'_w} = t_{Dxf} \left(\frac{x_{fl}}{r'_w} \right)^2$, resulta que

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dr'_w})} = \frac{1}{2} \ln t_{Dr'_w} + 0,4045. \quad (3.30)$$

Assim, graficando-se $\frac{1}{q_{wD}}$ versus $t_{Dr'_w}$ na escala log-log, todas as curvas se co-lapsarão para o período de fluxo pseudo-radial;

– as curvas de mesma condutividade para diferentes assimetrias não são coincidentes e tendem a se aproximar para tempos longos; quando graficar em termos de t_{Dxf}^* , haverá um deslocamento na horizontal das curvas, o que provocará uma coincidência das curvas de condutividade alta (acima de 100), enquanto que, para condutividades menores, existirá diferença entre as curvas de diferentes assimetrias e mesmas condutividades. Observe-se porém, que para tempos longos, esta diferença torna-se bastante pequena; as diferenças entre as curvas tornam-se sensíveis, para valores de assimetria inferiores a 0,50, enquanto que para $a > 0,60$ estas diferenças são muito pequenas, o que torna difícil sua estimativa;

– o fluxo bilinear ocorre até que seja atingida a fronteira do lado menor da fratura, a partir daí haverá um fluxo de transição no lado menor, enquanto que o lado maior, ainda não sendo atingida sua fronteira, continuará apresentando fluxo bilinear. Portanto o fluxo total da fratura será composto por estes dois componentes e a resposta dependerá daquele que for preponderante;

– assim, de um modo geral, o tempo do final do fluxo bilinear será menor para fraturas assimétricas do que para as fraturas simétricas. Isto também pode ser verificado no gráfico que apresenta o comportamento da derivada, nas figuras 3.36 a 3.44;

- o tempo t_{Dxf}^* que representa o fim do período linear na formação (inclinação igual a 1/2) é o mesmo, qualquer que seja o valor de assimetria da fratura para um mesmo valor de condutividade.

A tabela 3.18 apresenta os valores do tempo adimensional (t_{Dxf}) que representa o fim do comportamento de tempos curtos para altas condutividades, e para os diferentes valores de assimetria.

C_{fD}	a						
	0,05	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00
500	$3,4 \times 10^{-3}$	$3,7 \times 10^{-3}$	$4,3 \times 10^{-3}$	$6,1 \times 10^{-3}$	$7,8 \times 10^{-3}$	$9,9 \times 10^{-3}$	$1,23 \times 10^{-3}$

Tabela 3.18: Tempo adimensional (t_{Dxf}) do fim do período de fluxo linear na formação

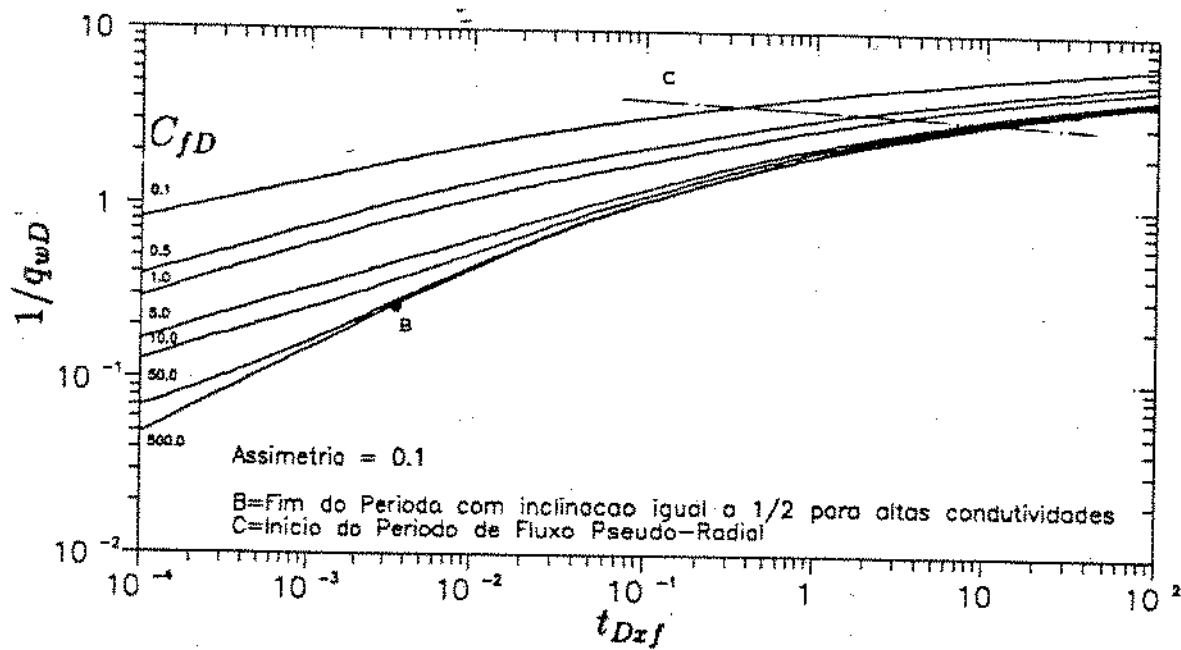


Figura 3.21: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dzf} ($a=0,10$)

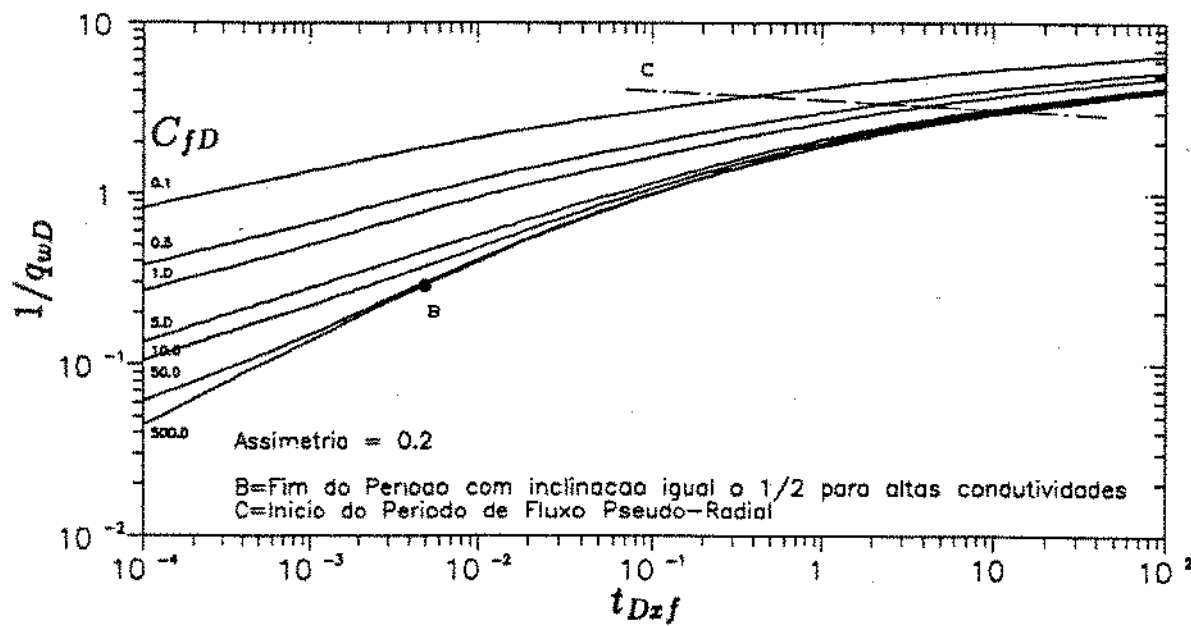


Figura 3.22: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dzf} ($a=0,20$)

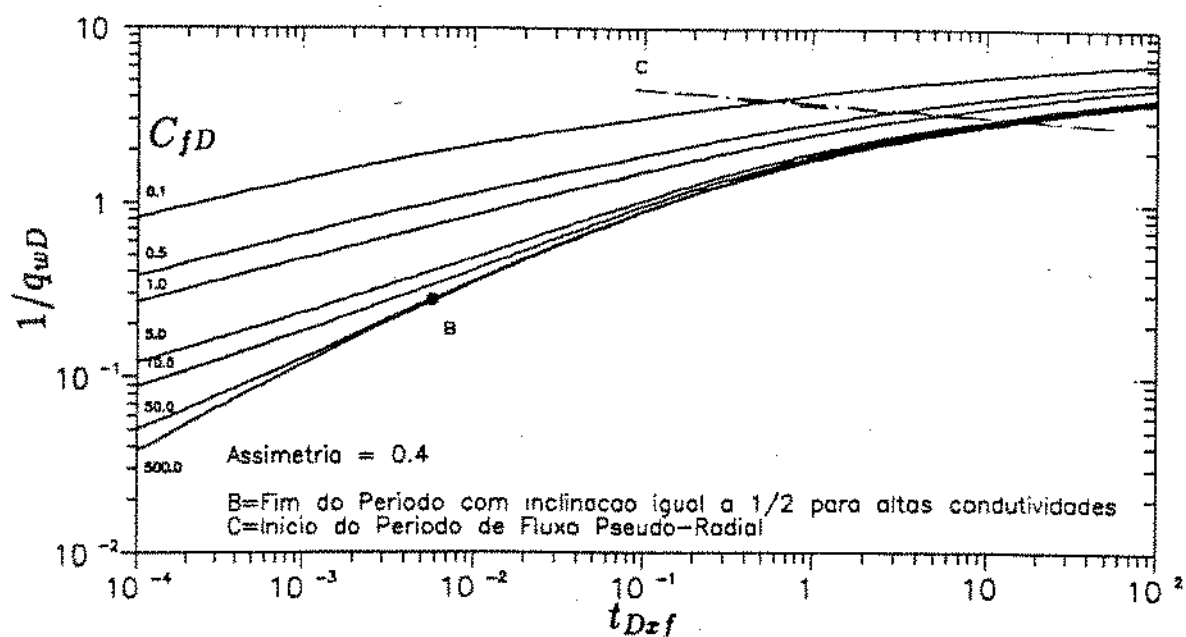


Figura 3.23: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,40$)

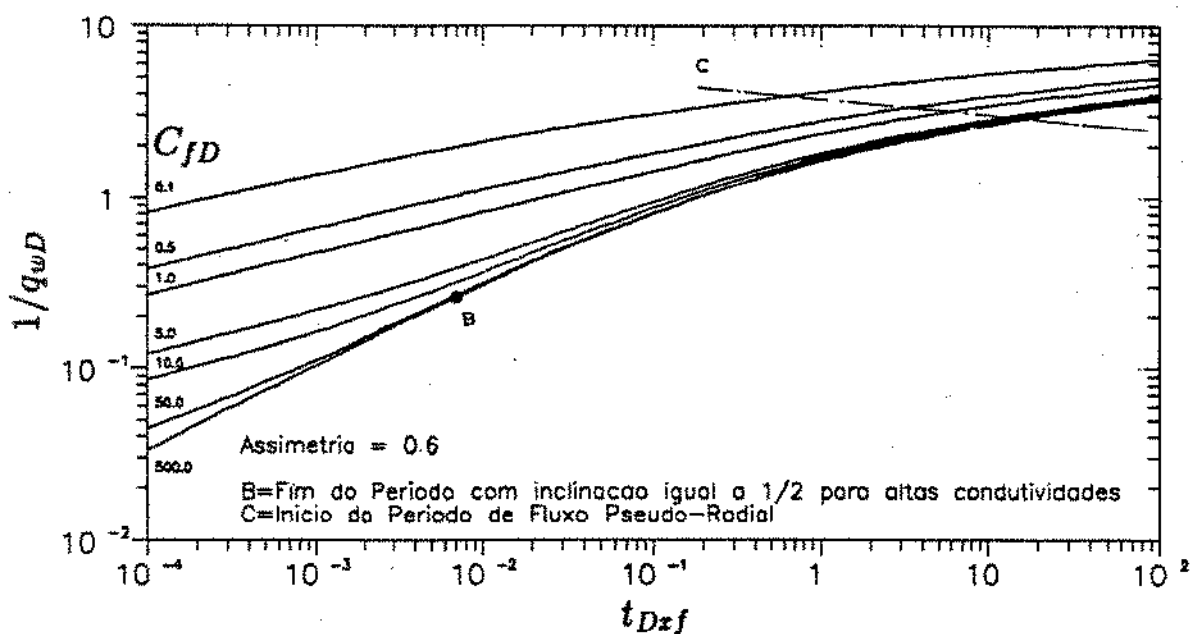


Figura 3.24: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$)

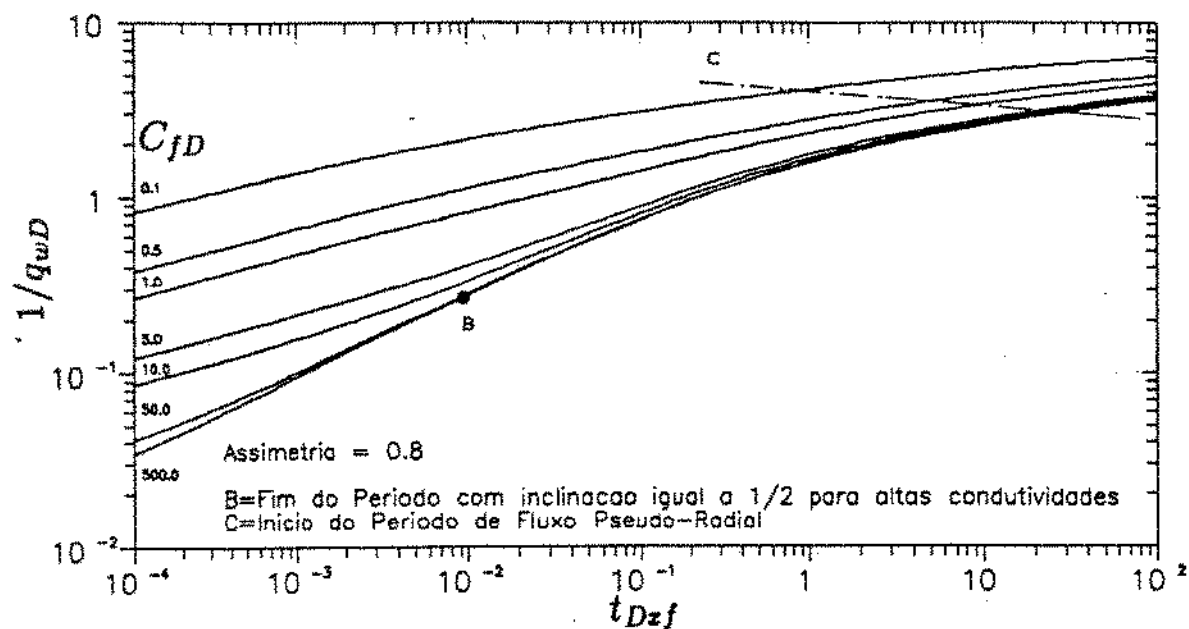


Figura 3.25: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,80$)

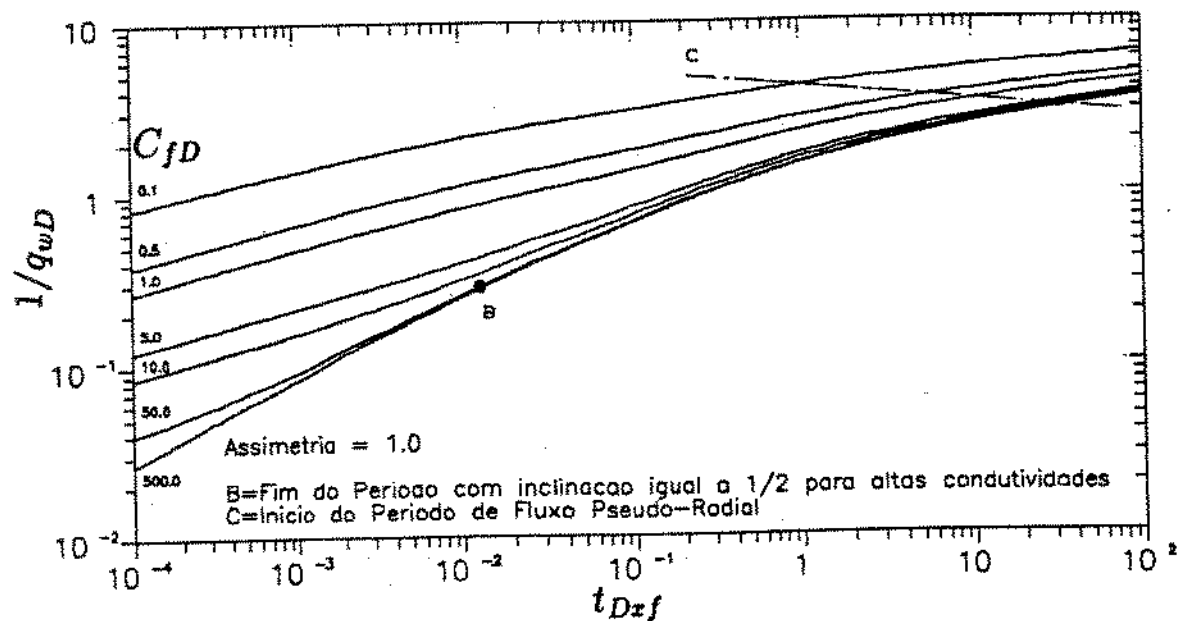


Figura 3.26: Comportamento do logaritmo de $1/q_{wD}$ em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$)

3.3.5.3 Comportamento logarítmico de $(1/q_{wD}(t_{Dxf})) C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $(t_{Dxf}C_{fD}^2)$

A equação 3.17 indica que se forem graficados, em escala log-log, $\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})}C_{fD}$ versus $t_{Dxf}C_{fD}^2$ resulta, para período bilinear, uma reta com inclinação $1/4$, para todos os valores de condutividade adimensional.

Assim, em um gráfico deste tipo todas as curvas no período bilinear são coincidentes para os vários valores de condutividade, portanto, as curvas de diferentes C_{fD} são colapsadas, em uma única, com inclinação igual a $1/4$, para cada valor de assimetria.

Para altos valores de condutividades, o comportamento de $\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})}$ em função de t_{Dxf} é obtido a partir da equação 3.19. Deste modo, multiplicando-se esta equação por C_{fD} , obtém-se

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})}C_{fD} = \sqrt{\pi^3} t_{Dxf}^{1/2} C_{fD}, \quad (3.31)$$

ou

$$\log \left(\frac{C_{fD}}{q_{wD}(t_{Dxf})} \right) = 0,7457 + \frac{1}{2} \log(t_{Dxf}C_{fD}^2). \quad (3.32)$$

Portanto, o comportamento deste período de fluxo em um gráfico, que apresenta $\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})}C_{fD}$ versus $t_{Dxf}C_{fD}^2$, em escala logarítmica, é linear com inclinação igual a $1/2$. Este período é denominado de fluxo linear na formação.

Consequentemente, em um gráfico deste tipo podem ser obtidos:

- o valor de $t_{Dxf}C_{fD}^2$, para o qual termina o fluxo bilinear, e, desta forma, conhecendo-se a condutividade, pode-se obter t_{Dxf} para cada caso de C_{fD} ;
- o intervalo de $t_{Dxf}C_{fD}^2$ onde ocorre o fluxo linear na formação, e desse modo, os intervalos de tempo, cuja inclinação da reta é igual a $1/2$, para os vários valores de condutividade adimensional.

As figuras 3.27 a 3.32 apresentam gráficos $\log \left[\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})}C_{fD} \right]$ versus $\log(t_{Dxf}C_{fD}^2)$, onde cada um deles representa uma assimetria e, para cada valor deste parâmetro, são confeccionadas curvas para as várias condutividades.

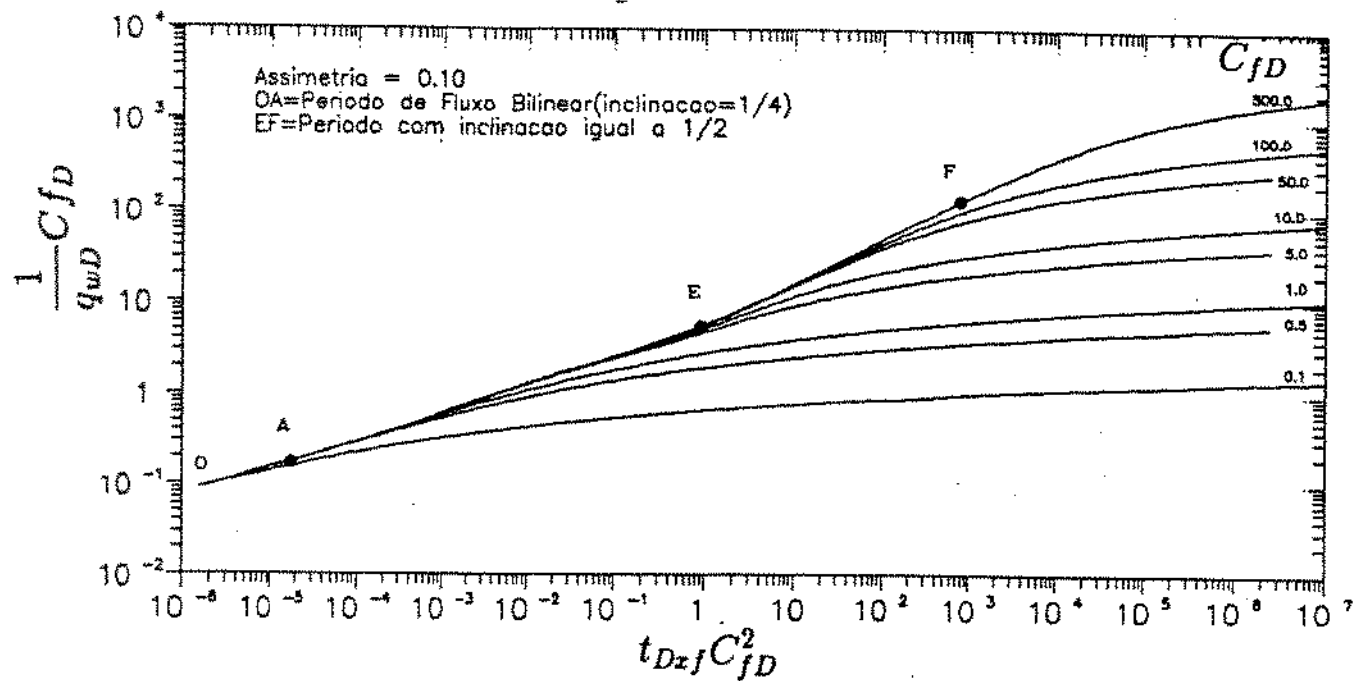


Figura 3.27: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD})C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,10$)

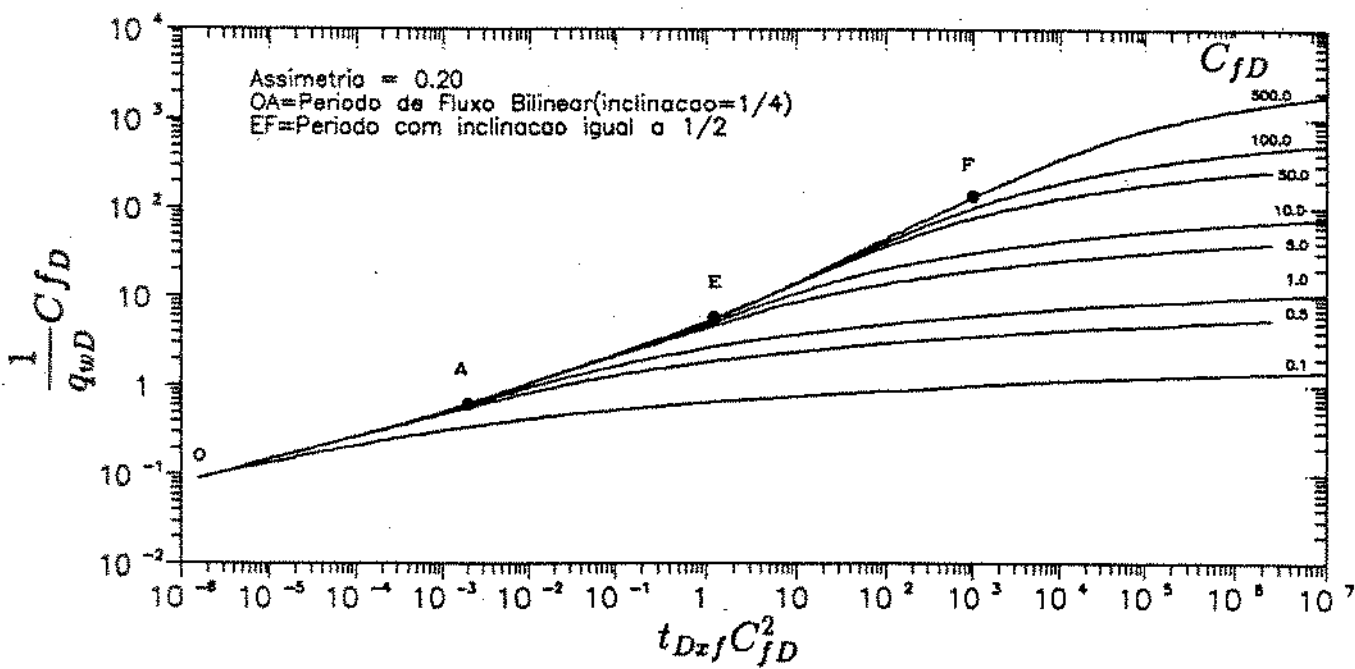


Figura 3.28: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,20$)

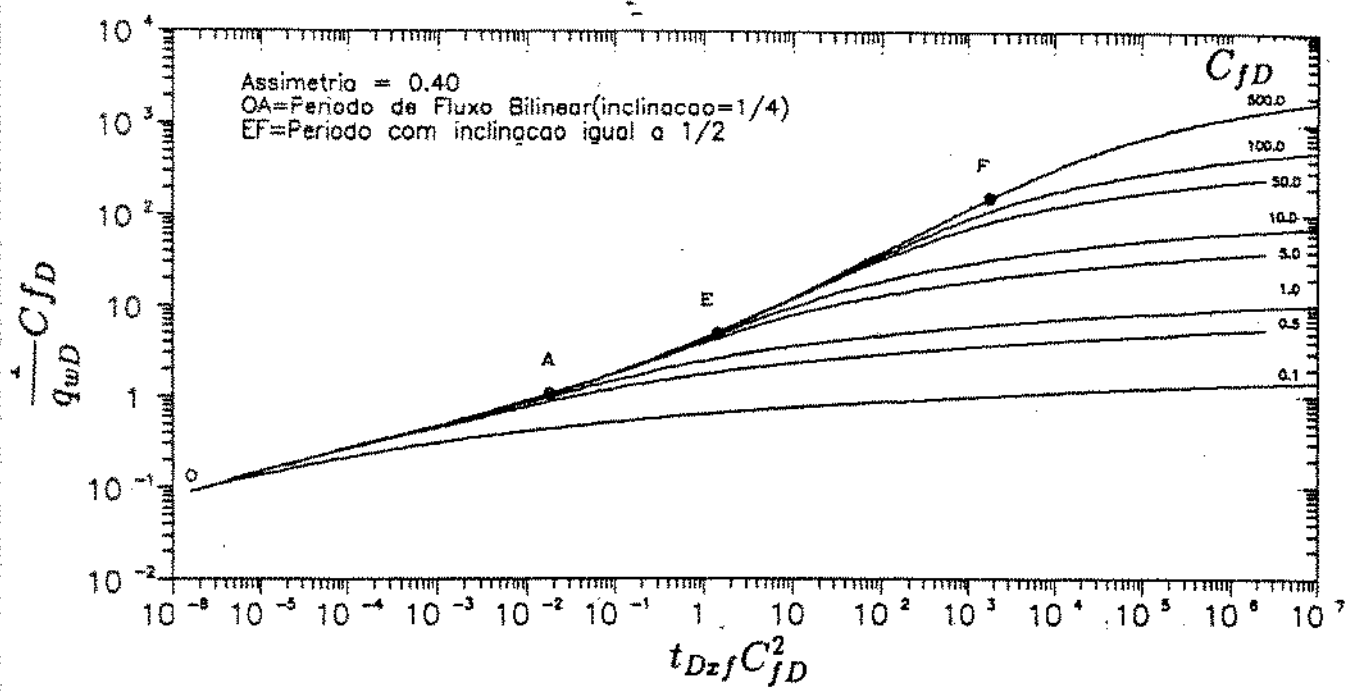


Figura 3.29: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,40$)

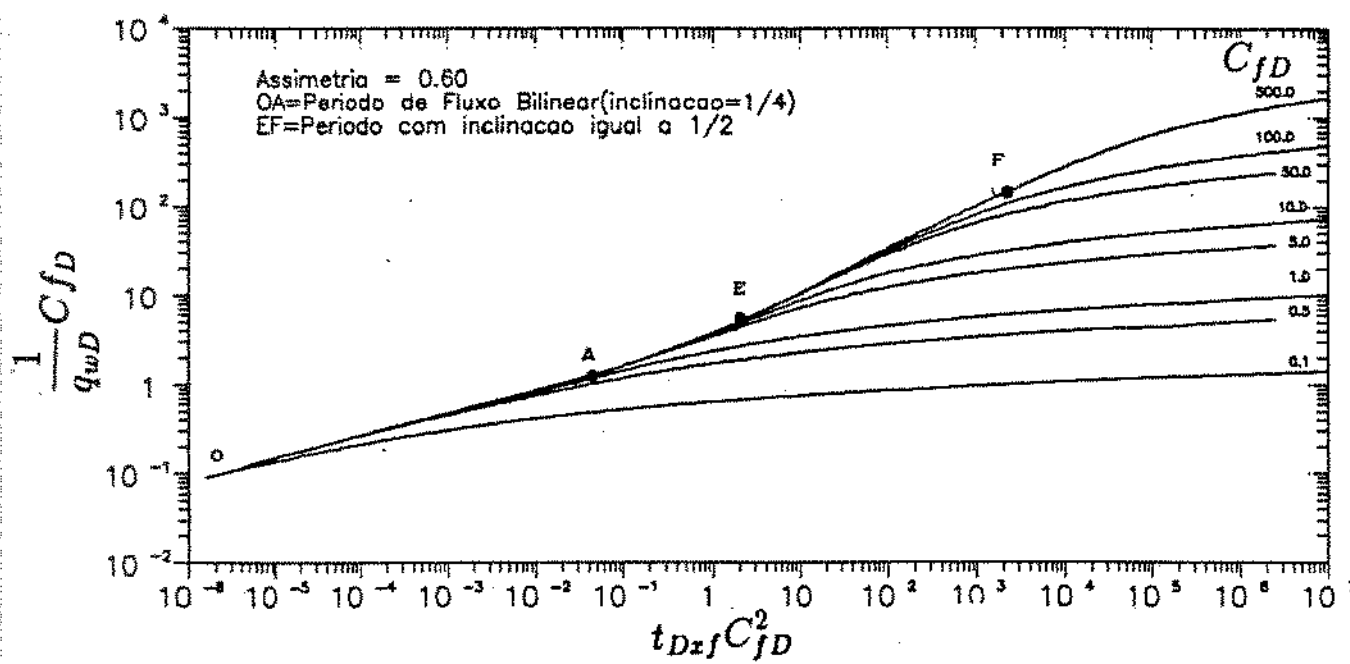


Figura 3.30: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}).C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf}.C_{fD}^2$ ($a=0,60$)

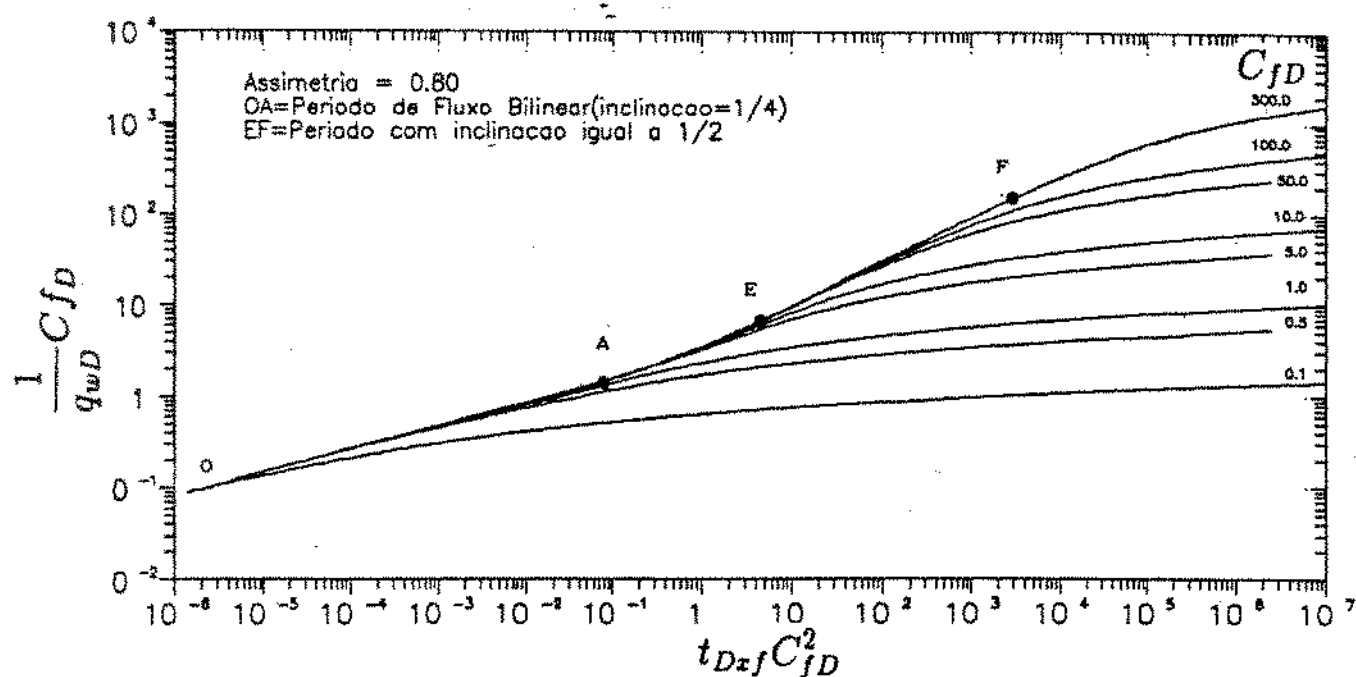


Figura 3.31: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}) \cdot C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf} \cdot C_{fD}^2$ ($a=0,80$)

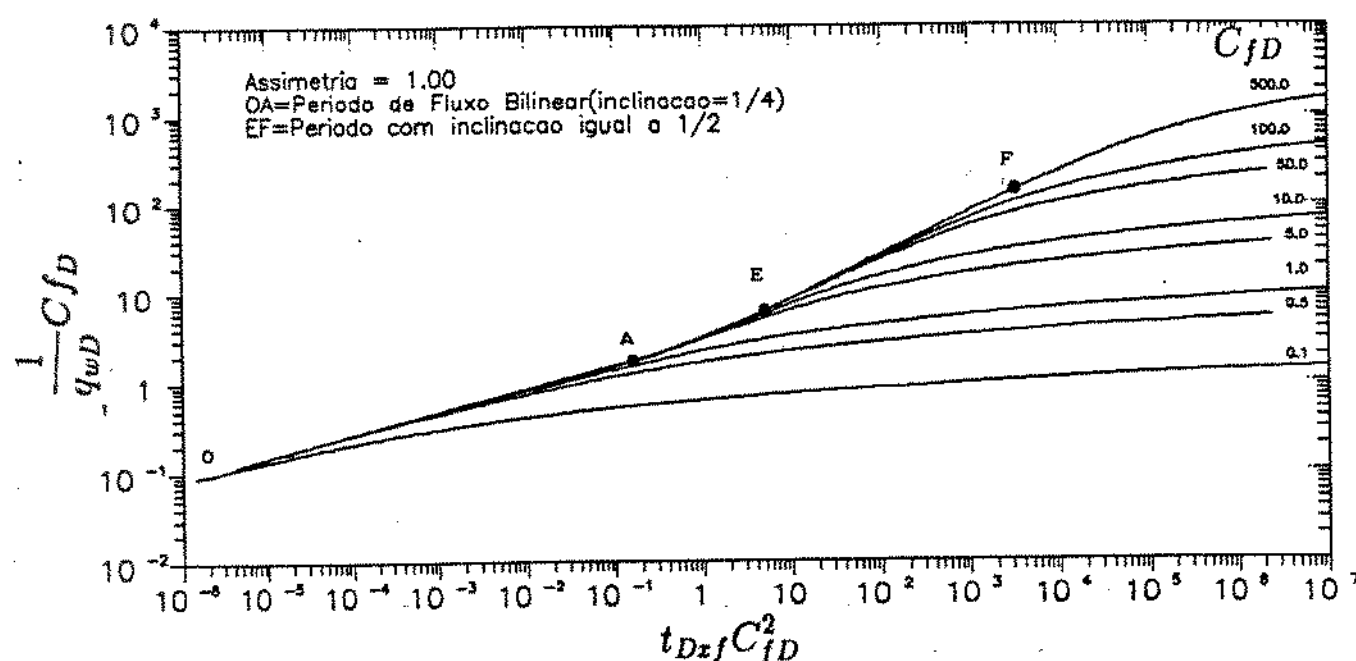


Figura 3.32: Comportamento do logaritmo de $(1/q_{wD}) \cdot C_{fD}$ em relação ao logaritmo de $t_{Dxf} \cdot C_{fD}^2$ ($a=1,00$)

Analisando-se estes gráficos, pode-se fazer as seguintes afirmações:

- para cada valor de assimetria, as curvas para as diversas condutividades estão colapsadas em uma única, para os períodos bilinear, transição e linear na formação;
- para baixas condutividades, ao sair do regime de fluxo bilinear, é atingida uma zona de transição para, posteriormente, alcançar o fluxo pseudo-radial;
- quanto maior for a condutividade, maior será este período de transição entre o bilinear e o linear na formação, podendo as curvas estarem colapsadas durante este período;
- para condutividades maiores do que 10, ao final desta transição é atingido o período de fluxo linear na formação para depois ser alcançada outra zona de transição e posteriormente ser atingido o regime pseudo-radial;
- o tempo do fim do fluxo bilinear é menor para menores valores de a , ou seja, tanto mais assimétrica é a fratura, pelo fato de ser atingida a fronteira do lado menor da fratura em tempos inferiores, quanto menor for este lado, a fratura deixa de ser infinita quando a fronteira do lado menor é atingida, passando a ter um comportamento semi-infinito até que a fronteira do lado maior seja alcançada;
- comparando as curvas de diferentes assimetrias e mesmo valor de condutividade, observa-se que não são coincidentes, excessão feita para pequenos valores de $t_{Dxf}C_{fD}^2 (< 10^{-5})$, bem como, para baixas condutividades.

Os gráficos de $\frac{1}{q_{wD}}C_{fD}$ versus $t_{Dxf}^*C_{fD}^2$, onde

$$t_{Dxf}^*C_{fD}^2 = (t_{Dxf}C_{fD}^2) \frac{4}{(1+a)^2}, \quad (3.33)$$

mostram que as curvas para as diversas condutividades e assimetrias tornam-se coincidentes, com exceção para os períodos bilinear, transição até linear na formação.

A tabela 3.19 apresenta os valores $t_{Dxf}C_{fD}^2$ para o fim do período bilinear, bem como para o início e fim do período linear na formação (pseudo-linear).

a	$t_{Dxf}C_{fD}^2$		
	Fim do período	Linear na formação	
	bilinear	Início	Fim
0,05	$3,0 \times 10^{-6}$	$9,0 \times 10^{-1}$	$8,2 \times 10^2$
0,10	$1,5 \times 10^{-5}$	$9,2 \times 10^{-1}$	$9,0 \times 10^2$
0,20	$1,8 \times 10^{-3}$	1,1	$1,0 \times 10^3$
0,40	$1,5 \times 10^{-2}$	1,3	$1,5 \times 10^3$
0,60	$4,0 \times 10^{-2}$	2,0	$1,9 \times 10^3$
0,80	$7,0 \times 10^{-2}$	3,9	$2,4 \times 10^3$
1,00	$1,6 \times 10^{-1}$	4,1	$3,0 \times 10^3$

Tabela 3.19: Valores aproximados de $t_{Dxf}C_{fD}^2$ para os quais ocorrem os períodos de fluxo bilinear e linear na formação.

3.3.6 Determinação da Assimetria e da Condutividade com Utilização de Curvas-Tipo

Conforme pôde ser visto até este item, o grande problema é a determinação da assimetria, já que as curvas apresentadas não possuem caráter suficiente para que possam servir como curvas-tipo, e a assimetria, bem como a condutividade, serem obtidas utilizando a técnica do “matching”.

A seguir serão apresentados três tipos de curvas com possibilidade de serem utilizadas como curvas-tipo. Para cada uma delas serão comparados diferentes valores de condutividade ($C_{fD} = 0,1; 1,0; 10,0$ e $100,0$), para dois casos extremos de assimetria ($a = 0,2$ e $1,0$).

A figura 3.33 apresenta um gráfico que reflete o comportamento $(1/q_w(t_{Dxf}))C_{fD}$ versus $t_{Dxf}^*C_{fD}^2$, ou seja, $(t_{Dxf}\frac{4}{1+a})C_{fD}^2$, na escala log-log. Observa-se, como já foi dito no item 3.3.5.3, que as curvas de mesma conditividade e diferentes assimetrias são coincidentes, no período pseudo-radial, e diferem para valores de $t_{Dxf}^*C_{fD}^2$ menores que 10^{-1} , porém esta diferença, mesmo para valores de assimetria tão distintos, não é grande, e portanto, pode não identificar a assimetria (a).

Tentando introduzir a derivada da vazão semelhantemente ao que foi apresentado por Bourdet et al (1983), referindo-se a pressão, foi confeccionado um gráfico no qual está graficado $\frac{d(1/q_{wD}(t_{Dxf}))}{d(\ln t_{Dxf})} C_{fD}$ versus $t_{Dxf}^* C_{fD}^2$, apresentado na figura 3.34.

Observe-se que este tipo de gráfico apresenta os mesmos inconvenientes do apresentado na figura 3.33 e portanto será de difícil utilização como curva-tipo.

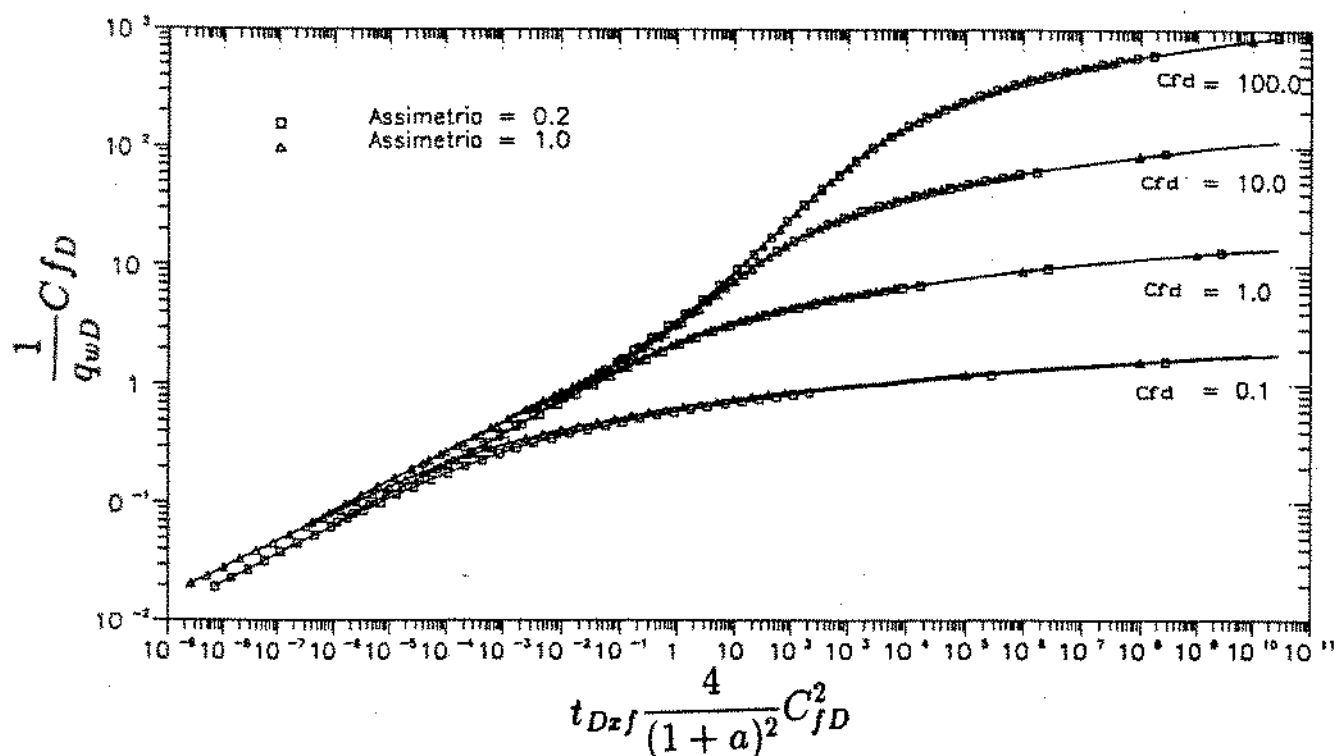


Figura 3.33: Comportamento de $\log(1/q_{wD}) \cdot C_{fD}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$

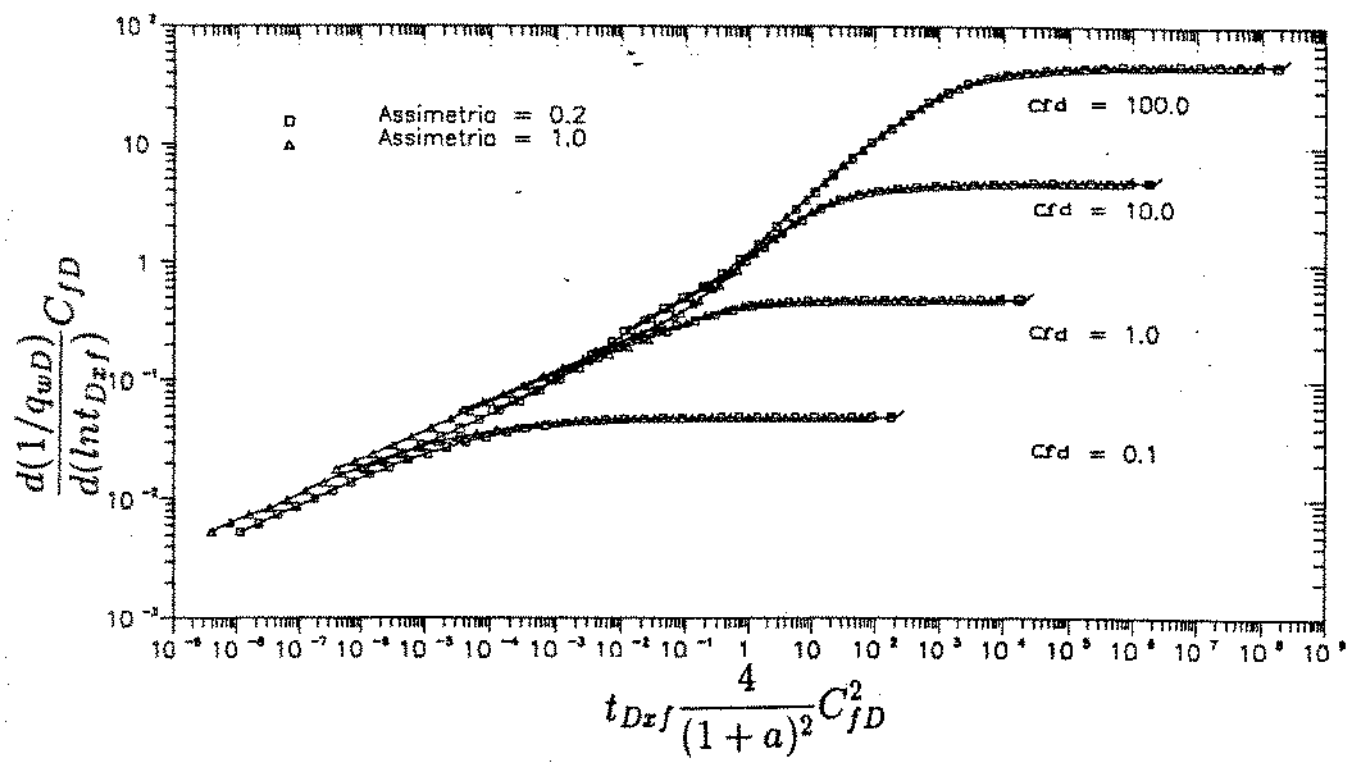


Figura 3.34: Comportamento de $\log \left[\frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})} \cdot C_{fD} \right]$ em relação a $\log [t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$

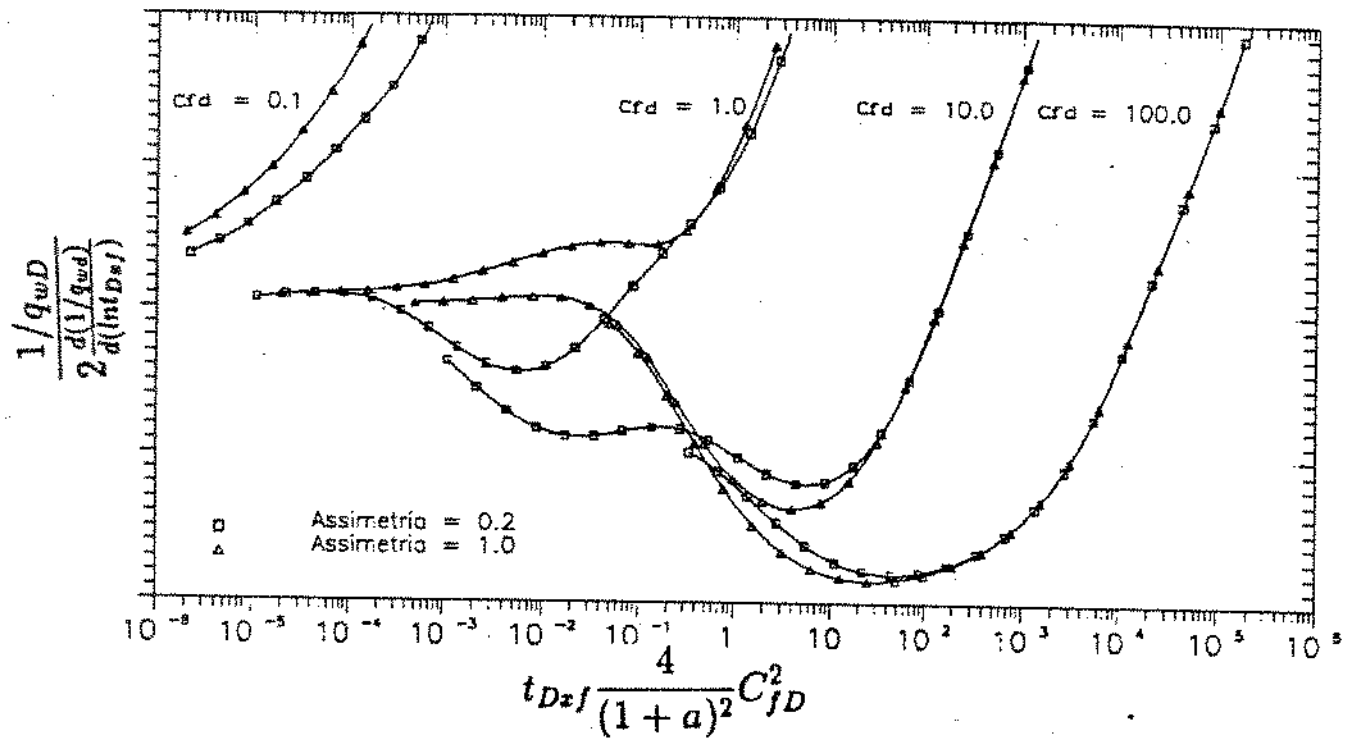


Figura 3.35: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log [t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$

Finalmente foi confeccionado um gráfico onde estão graficados $\frac{1/q_w D(t_{Dxf})}{2 \frac{d(1/q_w D(t_{Dxf}))}{d(\ln(t_{Dxf}))}}$ versus $\log \left[\left(t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2} \right) C_{fD}^2 \right]$, semelhantemente à curva de derivada utilizada por Onur e Reynolds (1988). Este gráfico está apresentado na figura 3.35 podendo ser observado que existe uma bom caráter das curvas.

Assim, este estudo sugere a utilização de curvas de derivada do tipo apresentado na figura 3.35 para a determinação da assimetria e da condutividade da fratura vertical totalmente penetrante.

As figuras 3.36 a 3.44 apresentam gráficos semelhantes aos da figura 3.37, para valores de assimetria iguais a 0,05; 0,10; 0,20; 0,30; 0,40; 0,50; 0,60; 0,80 e 1,00. Em cada gráfico são apresentadas curvas para dez valores diferentes de condutividade adimensional da fratura. Estes gráficos serão utilizados para a determinação dos parâmetros a e C_{fD} da fratura.

Obtidos estes valores, pode-se, utilizando os gráficos das figuras 3.21 a 3.26, determinar os tempos para os quais ocorrem os períodos de fluxo bilinear, linear na formação e pseudo-radial, bem como prever a performance de produção do poço em um reservatório infinito.

A curva-tipo da derivada que será utilizada tem como vantagem, que os valores da ordenada, para esta curva e para a obtida com os dados de campo, possuem o mesmo valor, e conseqüentemente, o deslocamento para fazer o "matching" deve ser feito em apenas uma direção (direção do eixo das abcissas).

Para obtenção do comprimento da fratura será de muita importância o conhecimento da capacidade de fluxo da formação (kh) a partir de testes antes do fraturamento. Assim enfatizando-se a necessidade da realização de testes de formação antes do fraturamento visando determinar o valor de kh .

Para a determinação dos parâmetros que caracterizam a fratura, utilizando as curvas-tipo descritas anteriormente, deve-se adotar a seguinte metodologia:

I. obter a partir dos dados de campo os valores da derivada do inverso da vazão em relação ao logaritmo natural do tempo, ou seja, $\frac{d(1/q(t))}{d(\ln(t))}$;

II. construir o gráfico $\frac{1/q(t)}{2 \frac{d(1/q(t))}{d(\ln(t))}}$ versus t ;

III. escolher um valor da ordenada do gráfico $\frac{1/q(t)}{2 \frac{d(1/q(t))}{d(\ln(t))}}$ versus t , fixando no mesmo

valor de ordenada do gráfico $\frac{1/q_{wD}(t_{Dxf})}{2 \frac{d(1/q_{wD}(t_{Dxf}))}{d(\ln(t_{Dxf}))}}$ versus $t_{Dxf}^* C_{fD}^2$. A seguir efetua-se um deslocamento ao longo do eixo das abscissas, até que seja obtida uma boa combinação entre a curva-tipo e a resultante dos dados de campo. A partir desta combinação serão obtidos simultaneamente os valores da assimetria e da condutividade; esta tentativa de "matching" deve ser feita em todos os gráficos de diferentes assimetrias, até que seja conseguido o "matching" da curva para a condutividade.

IV.1. Assumindo-se que seja conhecido o valor da capacidade de fluxo da formação (Kh) obtido a partir de teste realizado antes do fraturamento, pode-se obter, utilizando os valores encontrados a partir do "matching":

- comprimento da fratura; do "matching" entre as curvas, tem-se a correspondência:

$$\left[t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2} C_{fD}^2 \right]_m \leftrightarrow [t]_m,$$

a partir desta e com a e C_{fD} , conhecidos, obtém-se:

$$x_{fl}^2 = \frac{1}{\left[t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2} C_{fD}^2 \right]_m} \frac{4 C_{fD}^2}{(1+a)^2} \frac{K[t]_m}{\phi \mu c_t}, \quad (3.34)$$

$$x_{fl} = \frac{2 C_{fD}}{1+a} \sqrt{\frac{1}{\left[t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2} C_{fD}^2 \right]_m} \frac{K[t]_m}{\phi \mu c_t}}, \quad (3.35)$$

e o comprimento total da fratura é igual a $(1+a)x_{fl}$;

- capacidade de fluxo da fratura; como $C_{fD} = \frac{K_f b_f}{K x_{fl}}$, tem-se que:

$$K_f b_f = (C_{fD}) K x_{fl}. \quad (3.36)$$

IV.2. Considerando-se que não é conhecido o valor da capacidade de fluxo da formação (Kh), pode-se determinar:

- capacidade de fluxo da formação utilizando-se o seguinte procedimento:

a) constrói-se o gráfico do tipo $1/q_w(t)$ versus t a partir de dados de campo;

b) como já são conhecidos os valores de assimetria (a) e da condutividade adimensional da fratura (C_{fD}), é feito o “matching” entre o gráfico com os dados de campo do item a) e um dos gráficos (dependendo do valor da assimetria) apresentado no item 3.3.5.2, sendo determinadas as seguintes correspondências:

$$\left[\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} C_{fD} \right]_m \leftrightarrow \left[\frac{1}{q(t)} \right]_m,$$

$$[t_{Dxf} C_{fD}^2]_m \leftrightarrow [t]_m;$$

c) assim utilizando o “matching” do eixo das ordenadas, resulta

$$Kh = \left[\frac{1}{q_{wD}} C_{fD} \right]_m \frac{1}{\left[\frac{1}{q(t)} \right]_m} \frac{1}{C_{fD}} \frac{1}{2\pi(P_i - P_{wf})c_t} \frac{\mu\beta_o}{\phi\mu c_t};$$

- comprimento da fratura; assim, para obtenção do comprimento da fratura (x_{fl}), pode-se utilizar o procedimento análogo ao do item IV.1, pois agora a capacidade de fluxo da formação já é conhecida, ou então pode ser utilizado os valores obtidos do “matching” do eixo das abcissas, assim:

$$x_{fl} = C_{fD} \sqrt{\frac{1}{[t_{Dxf} C_{fD}^2]_m} \frac{K[t]_m}{\phi\mu c_t}},$$

resulta que o comprimento total da fratura é igual a $(1 + a)x_{fl}$.

- capacidade de fluxo da fratura; adota-se o procedimento análogo ao do item IV.1.

Observe-se que em ambos os casos assume-se que seja conhecido o valor de h (espessura da formação).

Vale a pena enfatizar que os gráficos apresentados no item 3.3.5, que representam o comportamento logarítmico de $q_{wD}(t_{Dxf})C_{fD}$ versus o logaritmo de $t_{Dxf}C_{fD}^2$, podem ser úteis para a definição da assimetria, em virtude da característica que possuem de apresentar tempos diferentes para os períodos com inclinação igual a $1/4$ e que a duração deste período aumenta quando o valor de a aumenta, ou seja, menos assimétrica é a fratura.

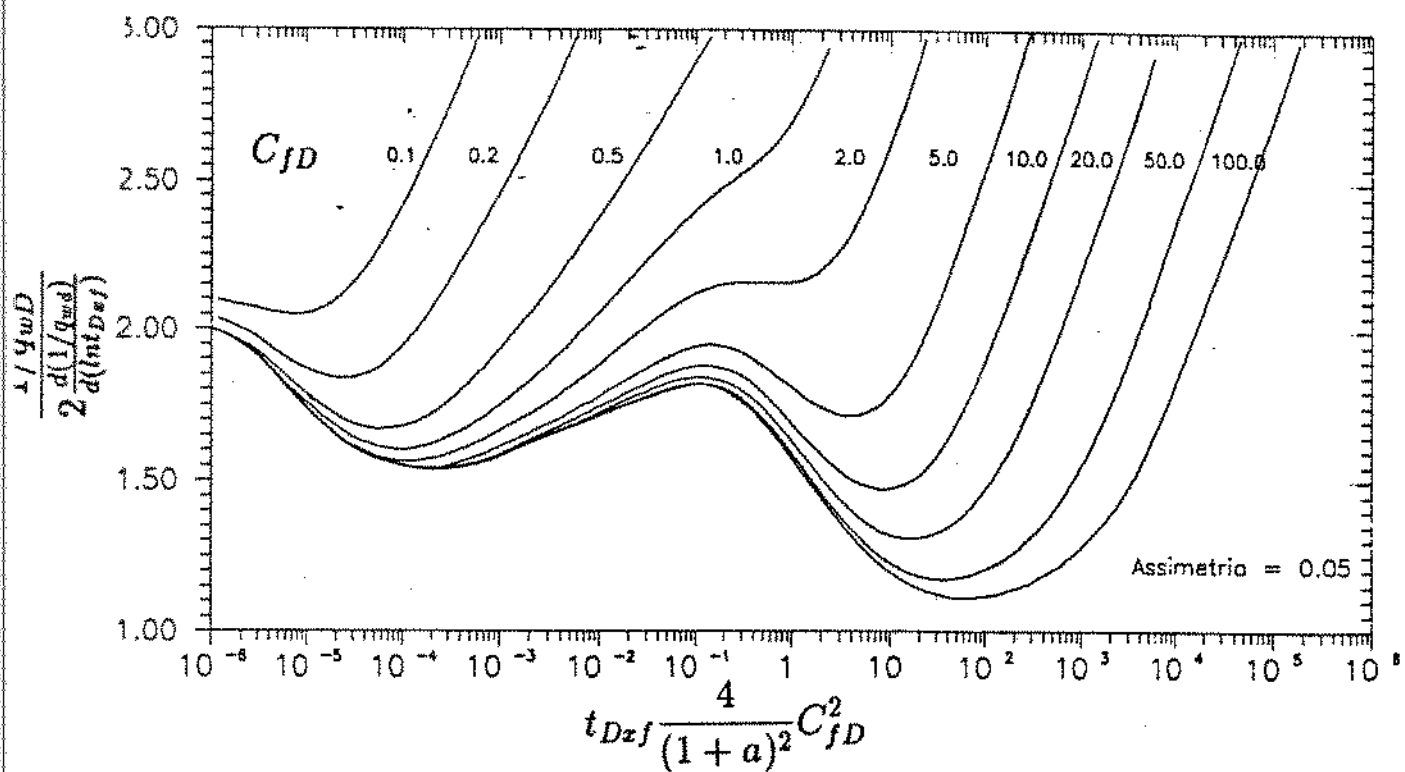


Figura 3.36: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,05$)

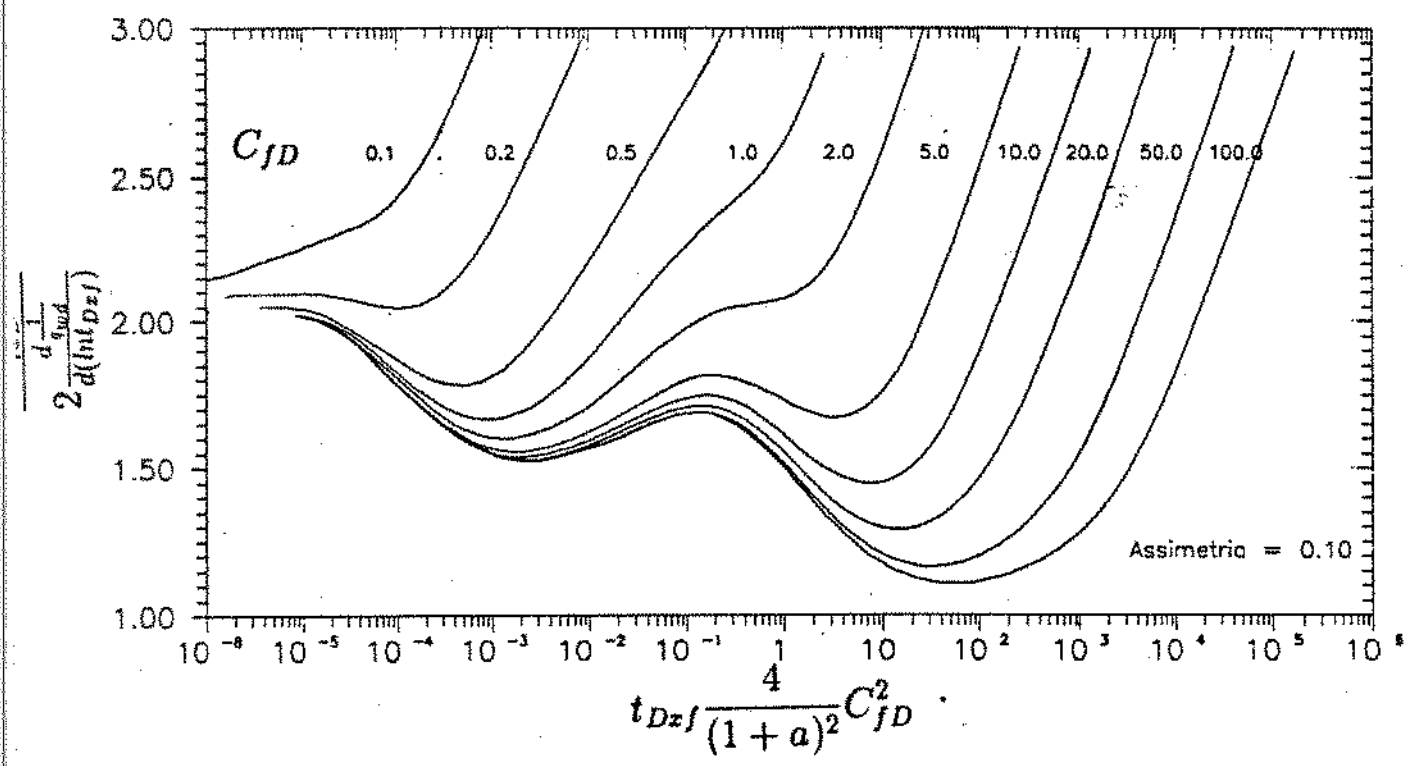


Figura 3.37: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,10$)

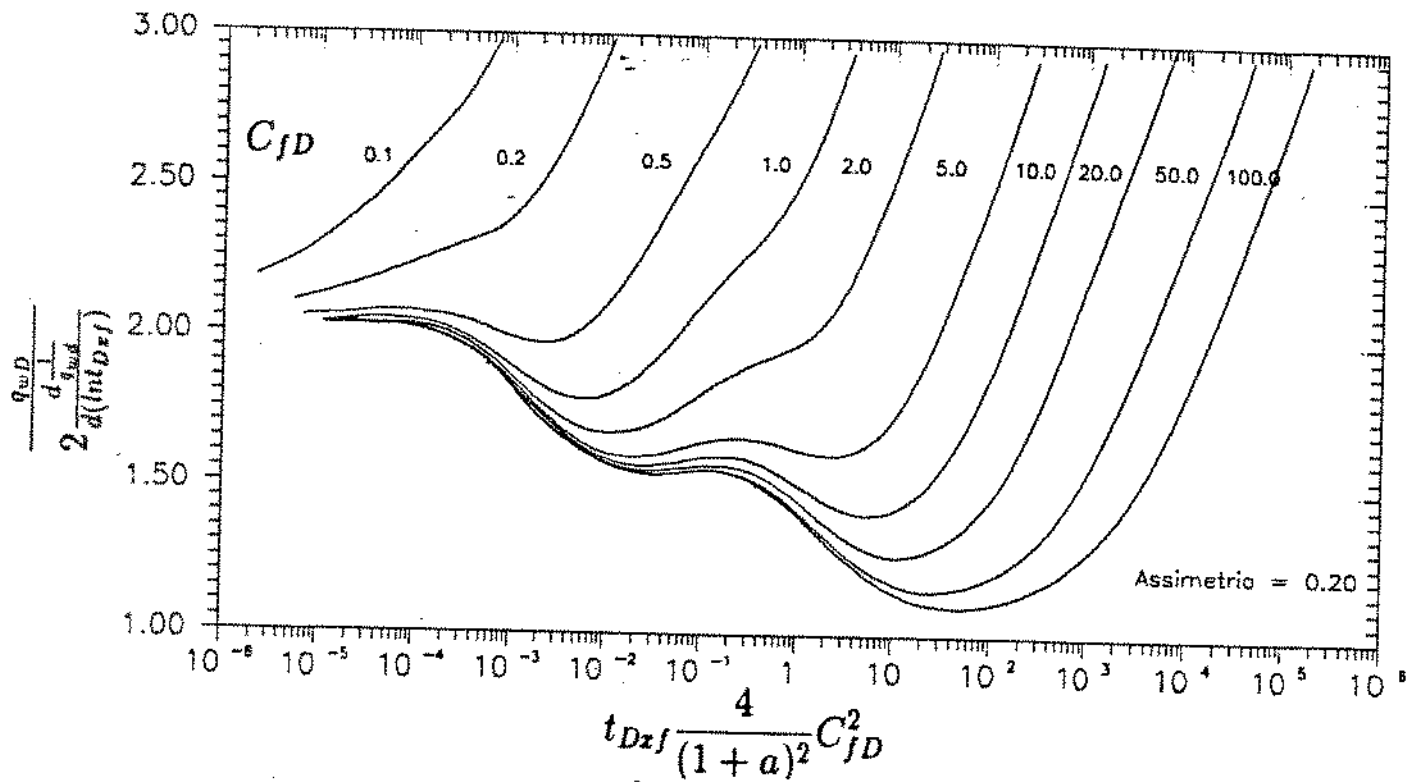


Figura 3.38: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,20$)

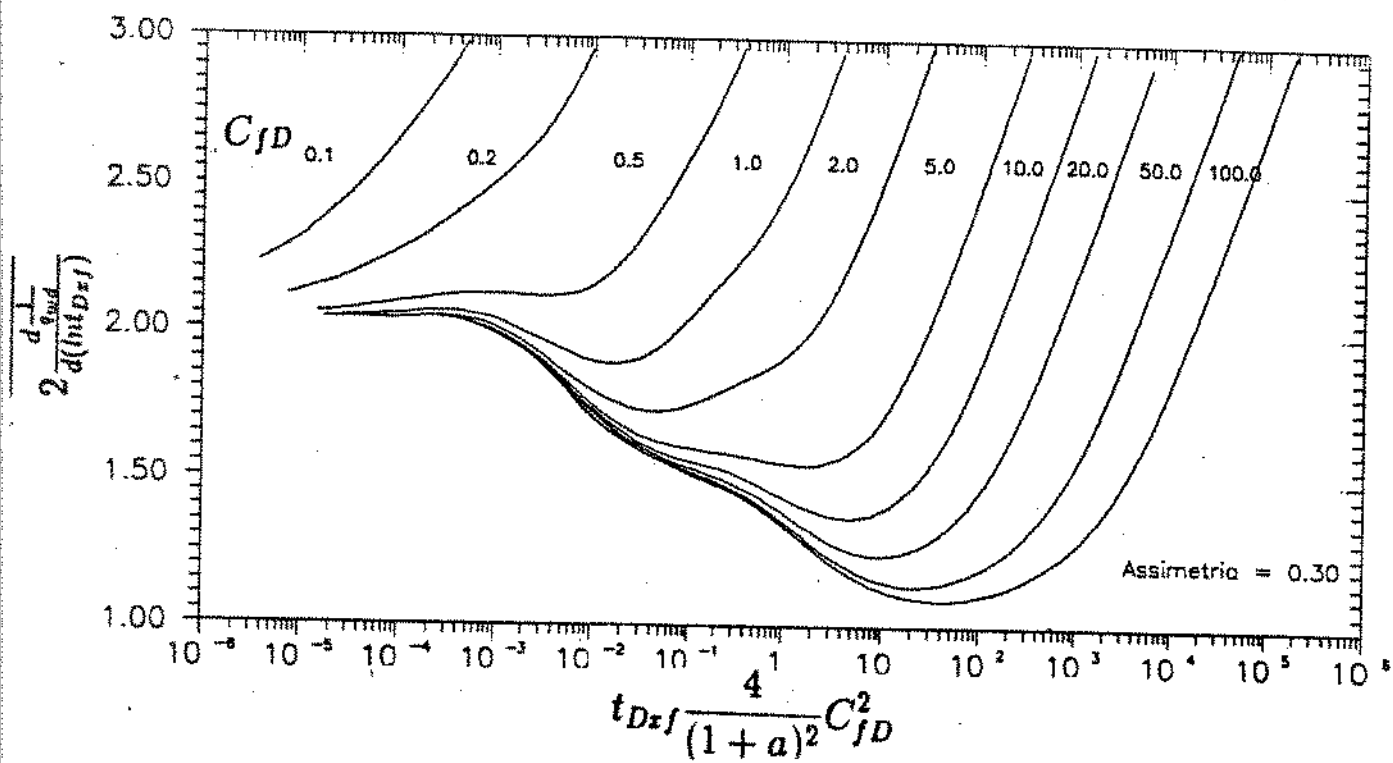


Figura 3.39: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,30$)

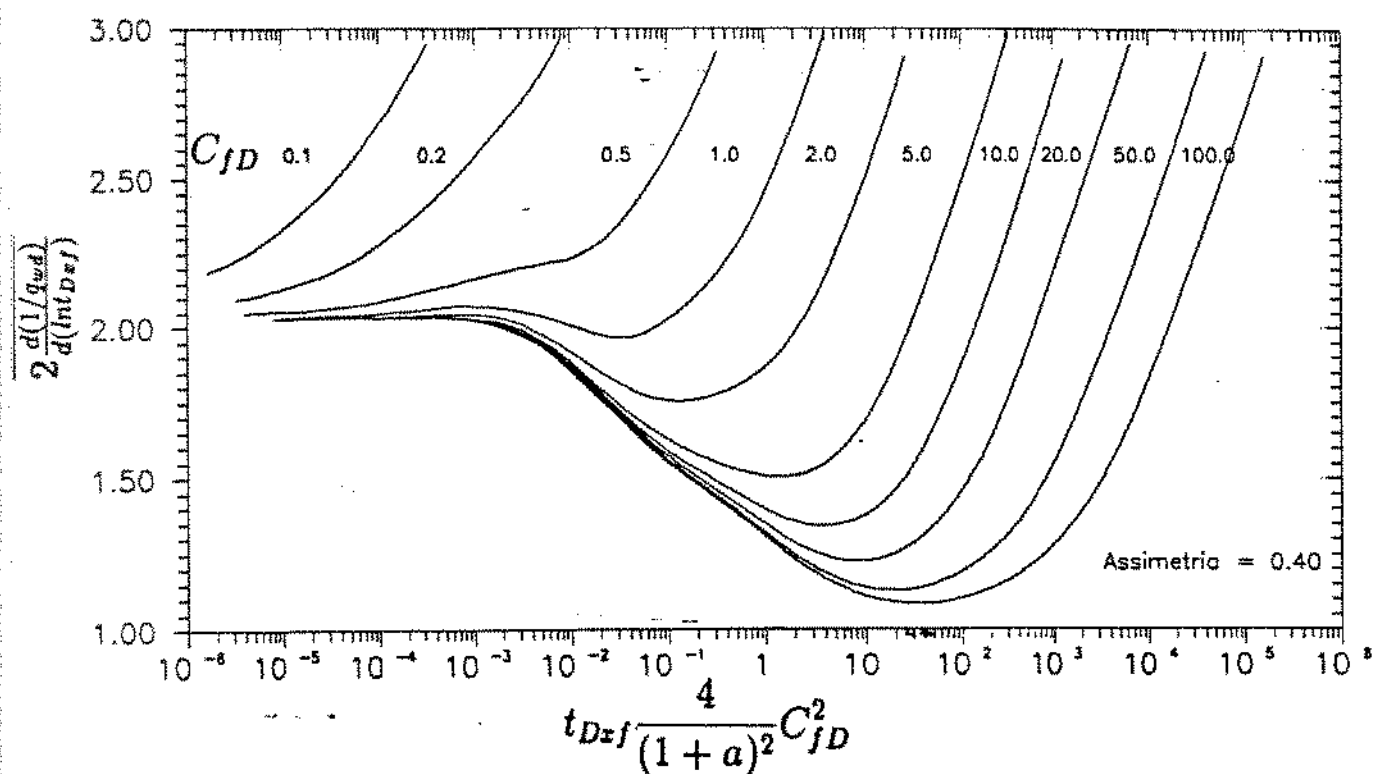


Figura 3.40: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,40$)

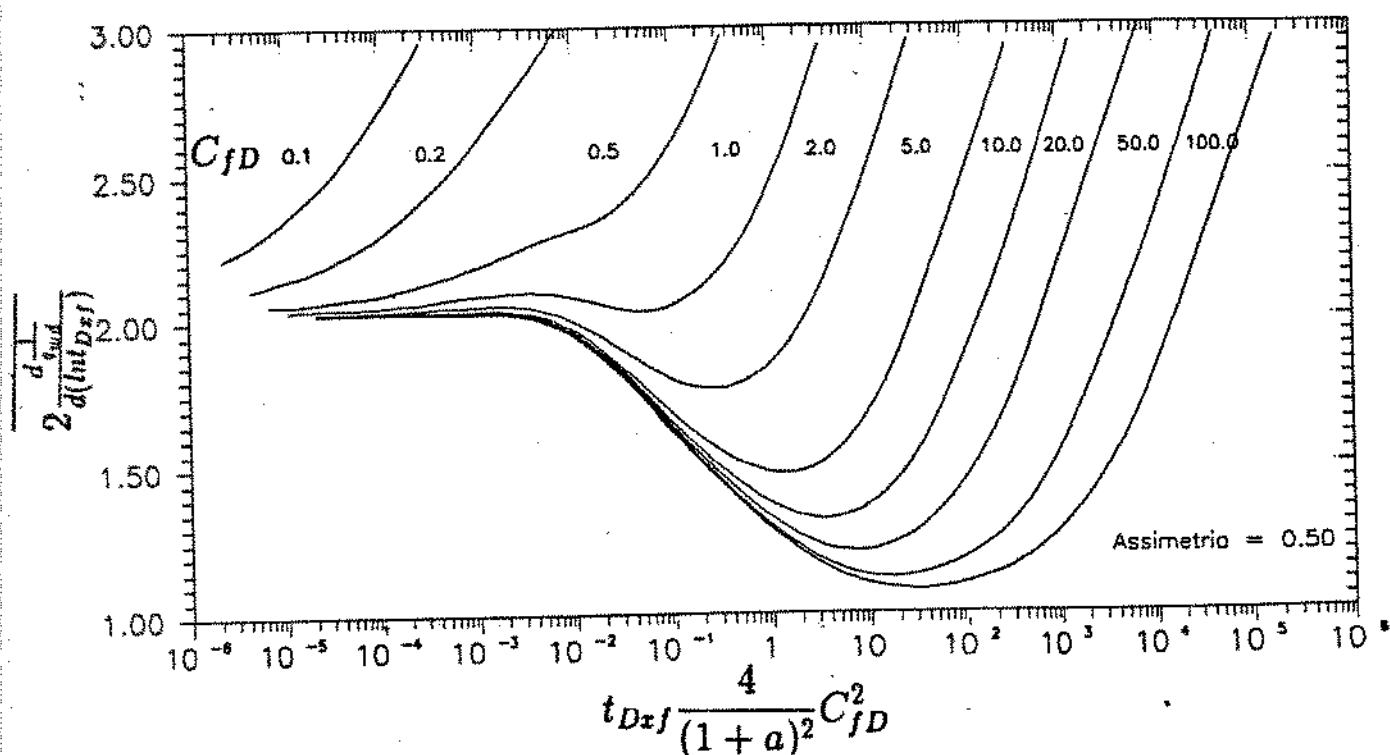


Figura 3.41: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,50$)

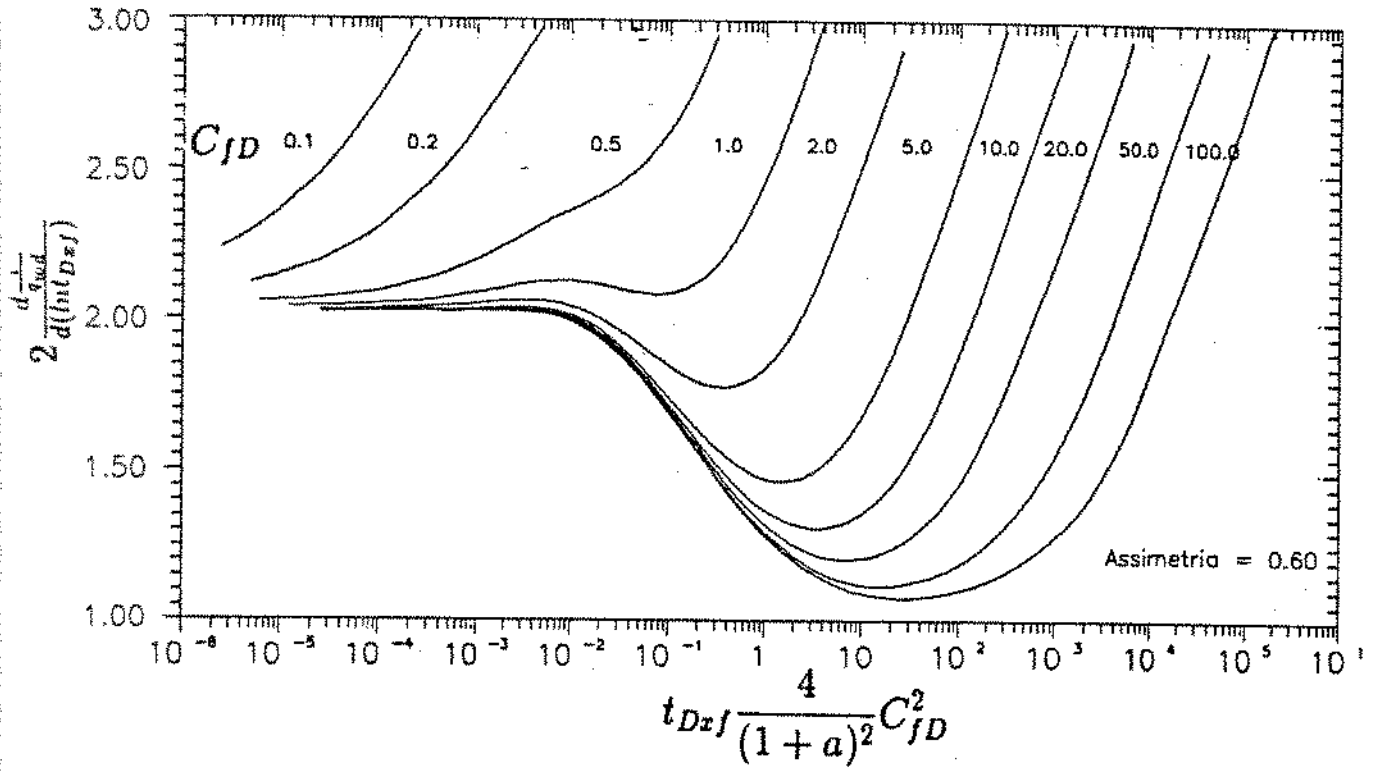


Figura 3.42: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,60$)

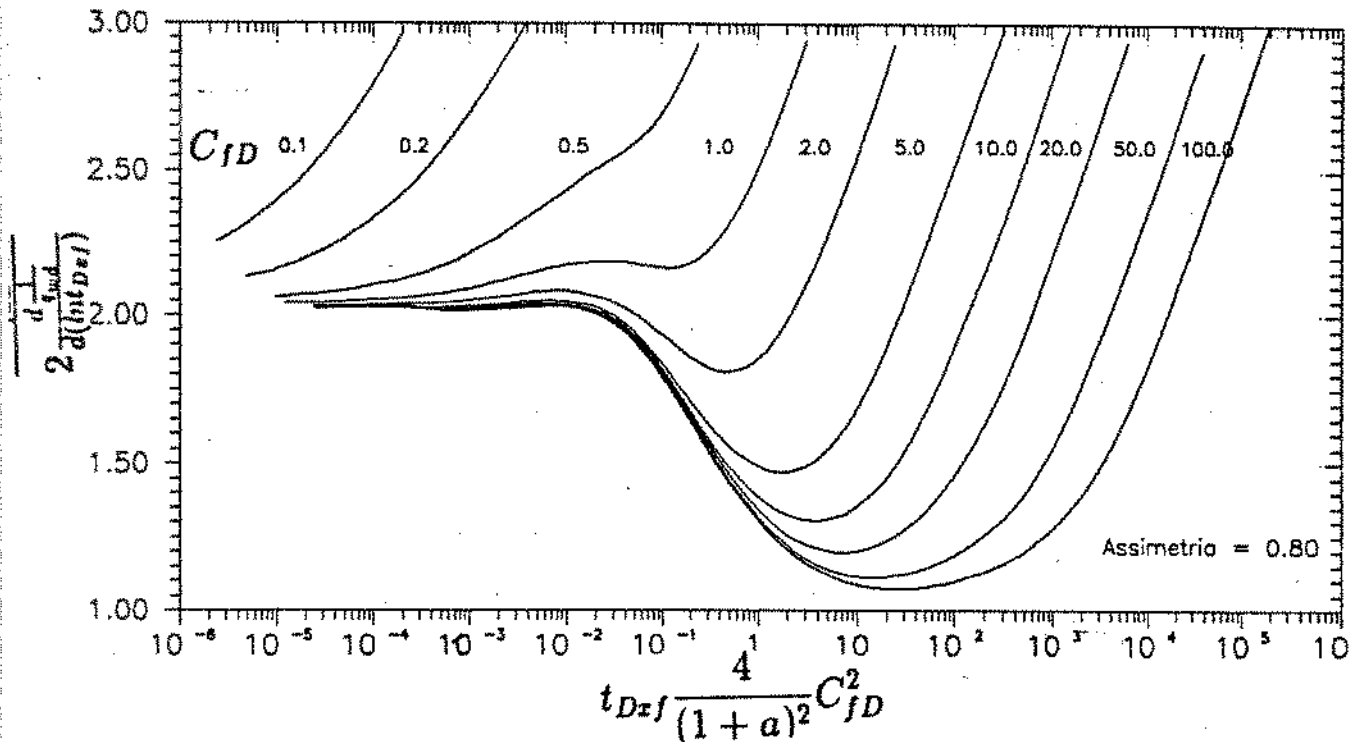


Figura 3.43: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 0,80$)

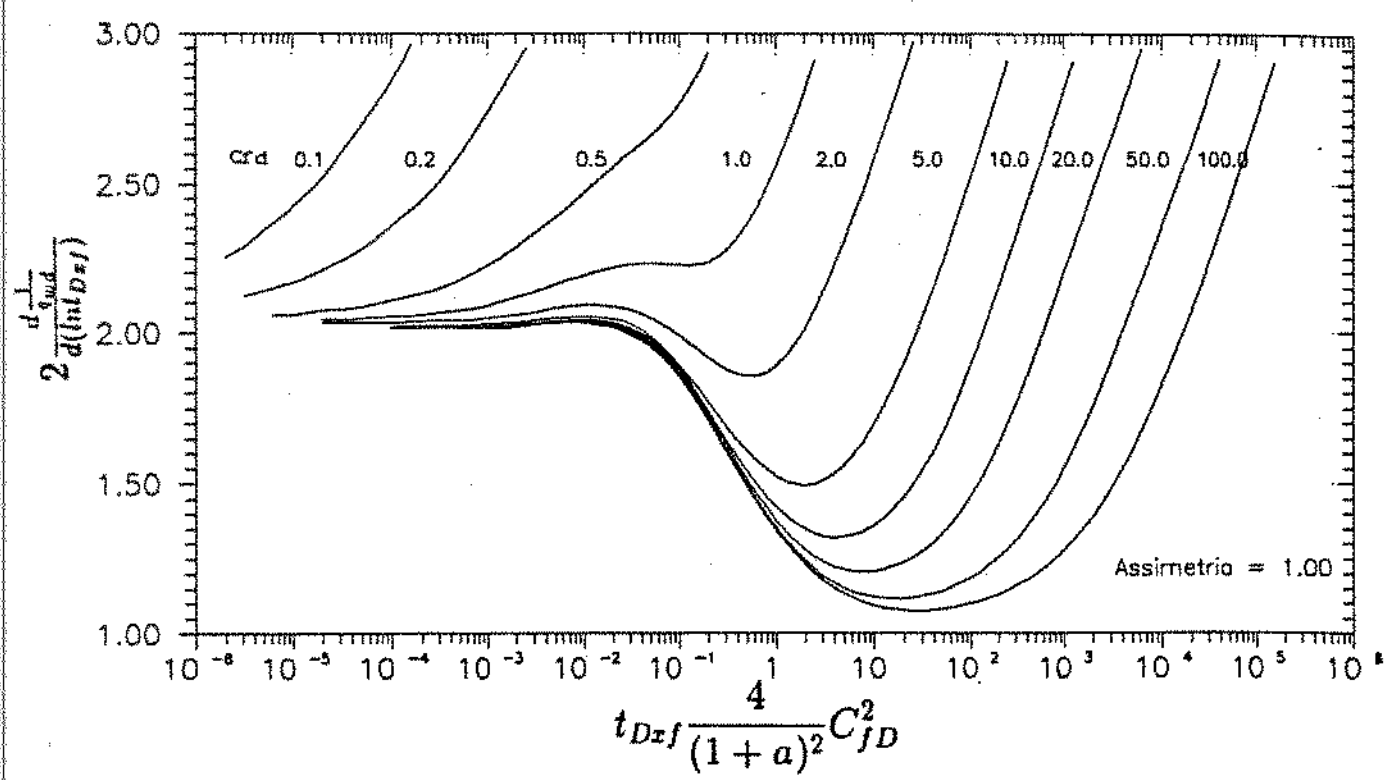


Figura 3.44: Comportamento de $\frac{1/q_{wD}}{2 \frac{d(1/q_{wD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $\log[t_{Dxf}^* \cdot C_{fD}^2]$ ($a = 1,00$)

Capítulo 4

Análise do Declínio de Produção

Neste capítulo objetiva-se, utilizando a solução obtida no item 2.2.2, que considera o poço interceptado por uma fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, no centro de um reservatório retangular, o que assume-se, ter fronteiras impermeáveis, determinar a performance de produção desse poço para, em seguida, efetuar a análise do declínio apresentado quando são atingidos os limites do reservatório.

Para isto, utilizando as soluções do capítulo 2 para reservatório finito, foi elaborado um programa de computador na linguagem FORTRAN, de estrutura semelhante ao do capítulo 3, que permite a geração do histórico de vazão adimensional para diversos valores de assimetria e condutividade da fratura, bem como, para diversos tamanhos de reservatório.

Assim, o programa permite que sejam determinados os valores do coeficiente de declínio de produção, bem como a vazão extrapolada a partir da reta do declínio exponencial para $t_{Dxf} = 0$, e a influência da assimetria e da condutividade da fratura nestes parâmetros.

Analogamente ao capítulo 3, inicialmente será apresentada a lógica utilizada para elaboração do programa de computador e os critérios adotados. Em seguida será feita a validação dos resultados, comparando-se a fase transiente com os resultados obtidos para o caso do reservatório infinito, enquanto que, o período que é influenciado pelos efeitos das fronteiras será validado por extrapolação da validação do período transiente, adicionado ao fato do poço apresentar comportamento exponencial ao serem atingidos os limites do reservatório.

De posse dos resultados será feita uma análise detalhada da influência da assime-

tria, da condutividade e do tamanho do reservatório no declínio de produção apresentado pelo poço, considerando-se que a recuperação é a mesma, em qualquer caso. Deste modo, haverá uma antecipação da produção em virtude dos valores destes parâmetros, e sua determinação poderá definir a economicidade da operação de fraturamento hidráulico.

Finalmente são apresentadas curvas-tipo que permitem determinar o tamanho do reservatório, sendo conhecidas assimetria, condutividade e comprimento da fratura, que são determinados a partir da análise do período transiente, conforme está discutido no capítulo 3.

Saliente-se que nos resultados apresentados foi considerado o reservatório quadrado com poço no centro, porém, o programa pode gerar resultados para reservatórios retangulares.

4.1 Lógica Utilizada para Elaboração do Programa de Computador

O programa construído tem como principal objetivo determinar o histórico de vazão, a partir dos valores de assimetria e de condutividade da fratura, bem como do tamanho do reservatório. Para isto são utilizadas as soluções apresentadas nas equações (2.29) – para a fratura – e (2.74) – para o reservatório –, que quando acopladas resultam no sistema de equações indicado na equação (2.93), ou seja:

$$\left\{ \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] - \frac{2\pi}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} C_i^K(x_D, t_{Dxf}) - \right. \\ \left. \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [G_f(0, x_D) - G_f(0, 0)] \right\} g f_{D_i}^K = \\ = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{fD_{ik}} - 1, \quad (4.1)$$

onde A_i está relacionado com a Função de Green associada ao problema da fratura, que é obtida pela equação (2.40), enquanto que C_{ik} está relacionado com a Função de Green associada ao problema do reservatório que contém um poço com as características

mencionadas neste capítulo, sendo determinado através da equação (2.84). O parâmetro C_{ik} , quando é determinado no mesmo tempo em que está sendo determinada a distribuição da vazão adimensional ao longo da fratura, é denominado de C_i^K , sendo obtido utilizando a equação (2.94).

Observe-se que a equação (2.84), que determina C_{ik} , apresenta quatro parcelas, onde duas delas apresentam um somatório simples com limites de 1 até infinito, enquanto que a última parcela possui somatório duplo, com limites de 1 até infinito. Ambos os somatórios apresentam função exponencial, cujo argumento é negativo e, cujo módulo é crescente com o aumento do índice do somatório, portanto a sua convergência é relativamente rápida.

Para o tempo K , ou seja, o tempo no qual está sendo determinada a distribuição da densidade de fluxo ao longo da fratura, o coeficiente da equação do reservatório, C_i^K , é determinado pela equação (2.94). Esta expressão apresenta seis parcelas, resultantes de algumas substituições, visando a minimizar o tempo computacional.

Sendo determinada a distribuição de vazão adimensional ao longo da fratura para o tempo K , notando-se que são conhecidos esses valores até o tempo $K - 1$, obtém-se q_{wD}^K a partir da equação (2.24).

A estrutura básica desse programa é análoga ao apresentado no capítulo 3, em que foram feitas as modificações necessárias para adaptações das equações, bem como a exclusão ou inclusão de determinados parâmetros, cuja análise deve ser feita para este caso.

4.1.1 Discretização da Fratura (sub-rotina GRID)

Para a discretização da fratura será utilizado o mesmo critério adotado para a solução do reservatório (infinito) apresentado no Capítulo 3.

Assume-se que a razão entre o maior e o menor bloco, em que a fratura é discretizada é igual a trinta (30) e que a fratura será discretizada em 12 blocos cada lado, portanto 24 blocos no total, pelas mesmas razões apresentadas no item 3.1.1. A figura 3.1 ilustra esta discretização.

4.1.2 Discretização do Tempo

Esta discretização não será feita do mesmo modo que a do caso apresentado no Capítulo 3, em que o tempo é discretizado logaritmicamente em intervalos iguais, pelo fato de que, para tempos longos, isto vai implicar em uma perda de precisão, pois os intervalos ficam muito grandes, e consequentemente resulta na obtenção de resultados falsos.

Assim, esta variável será discretizada em intervalos iguais e fixos, qualquer que seja o tempo, obtidos por tentativas feitas, de modo que sejam alinhados o menor tempo de computação e a máxima precisão dos resultados.

Saliente-se que, esta mudança na discretização do tempo, acarreta um aumento muito grande no tempo computacional, principalmente para reservatórios grandes, em que o tempo de início do comportamento exponencial também é grande. Com isso, a execução do programa em microcomputador torna-se inviável, sendo necessário a utilização de computadores de grande porte.

No sentido de diminuir esse esforço computacional foi tentado resolver o problema do reservatório limitado com utilização do Método da Transformada de Laplace e o uso de técnicas de inversão numérica, semelhantemente ao exposto no trabalho de Cinco e Meng (1988).

Os resultados gerados para o período transiente, são bastante próximos àqueles obtidos a partir do reservatório infinito (capítulo 3), no entanto, quando é iniciado o período de fluxo dominado por fronteiras, os resultados obtidos, a partir da inversão numérica, são bastantes incoerentes e discrepantes.

Este fato pode ser atribuído ao comportamento da solução no Espaço de Laplace, durante o período de fluxo dominado por fronteiras, e, ao mal funcionamento do algoritmo de Stehfest (referência [39]) para a inversão numérica.

Assim, foi utilizado para geração dos resultados, a solução obtida neste estudo, que utiliza a superposição no tempo, sendo apresentados diversos casos. As discretizações no tempo que foram utilizadas estão indicadas na tabela 4.1.

$x_{eD} = y_{eD}$	Δt_{Dxf}	Limite
2,0	0,01	$t_{Dxf} < 0,1$
	0,1	$0,1 < t_{Dxf} < 1,0$
	0,5	$t_{Dxf} > 1,0$
4,0	0,1	$0,1 < t_{Dxf} < 1,0$
	1,0	$t_{Dxf} > 1,0$
8,0	0,1	$0,1 < t_{Dxf} < 1,0$
	3,0	$t_{Dxf} > 1,0$
16,0	0,1	$0,1 < t_{Dxf} \leq 1,0$
	1,0	$1,5 < t_{Dxf} \leq 1,0$
	5,0	$10 < t_{Dxf} \leq 15,00$
	10,0	$1500 < t_{Dxf} \leq 3500$
	50,0	$t_{Dxf} > 3500$
32,0	0,1	$0,1 < t_{Dxf} < 1,0$
	1,0	$1,0 \leq t_{Dxf} < 10$
	5,0	$10 \leq t_{Dxf} \leq 15,00$
	10,0	$1500 < t_{Dxf} \leq 3500$
	50,0	$t_{Dxf} > 3500$

Tabela 4.1: Discretizações no tempo para os casos apresentados neste capítulo

4.1.3 Desenvolvimento do Programa

Utilizando-se como dados de entrada, a relação entre o maior e o menor bloco em que a fratura é discretizada (fixada em 30), o tempo inicial, o valor de a (assimetria), o número de blocos em que a fratura é discretizada, os valores de condutividade da fratura para os quais deve ser determinado o histórico de vazão, o tamanho do reservatório e a tolerância utilizada para definir a convergência dos somatórios presentes nos parâmetros C_{ik} , bem como C_i^K , o programa consiste em:

- a) discretizar o tempo de acordo com os critérios mencionados no item 4.1.2;
- b) discretizar a fratura em blocos para os quais são considerados uniformes os valores de $q_{fD,ik}$, de acordo com os critérios adotados no item 4.1.1, utilizando a sub-rotina GRID;
- c) determinar os coeficientes da equação da fratura, que consiste na obtenção dos termos $A_i(x_D)$ e $G_f(0, x_D)$, inclusive para x_D igual a zero;
- d) determinar as parcelas da equação (2.91), para cálculo de C_i^K , independentem do tempo (t_{Dxf}), utilizando a sub-rotina TDEP1;
- e) determinar os coeficientes da equação do Reservatório que consistem do termo C_{ik} , com utilização da subrotina TIND. Estes coeficientes irão compor o vetor do termo independente do sistema de equações;
- f) determinar as parcelas da equação (2.91), para o cálculo de C_i^K , que dependem do tempo, utilizando-se a sub-rotina TDEP2, que juntamente com os obtidos na letra d e com os coeficientes relativos à fratura, irão compor a matriz dos termos dependentes;
- g) estes valores serão utilizados na equação (4.1) e poderão ser determinados uma só vez para diferentes valores de condutividade da fratura. Dai, o sistema da equação é resolvido com utilização das sub-rotinas LSDCMP e LSSOLV, já explicadas no Capítulo 3 (item 3.1.2), e, portanto, determina-se o histórico da vazão adimensional utilizando a equação (2.24);
- h) são também determinados os coeficientes de declínio exponencial (α), bem como a vazão extrapolada, utilizando-se a reta do declínio exponencial para $t_{Dxf} = 0$, ou seja,

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = q_{wDext} e^{-\alpha t_{Dxf}}, \quad (4.2)$$

$$\log \left[\frac{q_{wD}(t_{Dxf})}{q_{wDext}} \right] = -\alpha t_{Dxf}, \quad (4.3)$$

$$\log[q_{wD}(t_{Dxf})] = \log[q_{wDext}] - \alpha t_{Dxf}. \quad (4.4)$$

Quando $t_{Dxf} = 0$, tem-se:

$$q_{wDext} = q_{wD}(t_{Dxf} = 0), \quad (4.5)$$

e assim pode-se obter o tempo para o qual é iniciado o comportamento exponencial de produção.

Este programa foi desenvolvido num micro-computador do tipo PC-XT e a seguir adaptado para um computador de grande porte, IBM-3090. Sua listagem encontra-se no Apêndice H.

4.2 Validação dos Resultados

Visando-se a validar os resultados obtidos, com a utilização das equações do Capítulo 2, para o poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, situada em um reservatório retangular, a partir do programa descrito no item 4.1, estes foram comparados durante o período transiente com os resultados obtidos com a formulação descrita para o reservatório infinito, já validada no Capítulo 3.

Para o período dominado pelo efeito das fronteiras, a sua validação constituir-se-á em verificar sua continuidade com período transiente, além de comprovar o comportamento exponencial para tempos longos. Também será validado calculando o tamanho do reservatório a partir dos coeficientes do declínio exponencial.

As figuras 4.1 e 4.2 mostram a perfeita coincidência entre os resultados, durante o período do transiente, obtidos a partir das soluções considerando-se o reservatório infinito (Capítulo 3) e o reservatório finito (Capítulo 4), para os valores de condutividade iguais a 0.50 e 500.0, respectivamente, e assimetria igual a 1,0. Saliente-se que os resultados obtidos no Capítulo 3, já foram validados (item 3.2).

As figuras 4.3 e 4.4 mostram o comportamento exponencial atingido quando o regime de fluxo passa a ser dominado pela influência das fronteiras, caracterizado pela

reta com inclinação igual ao coeficiente de declínio, em um gráfico $\log(q_{wD}(t_{Dxf}))$ versus t_{Dxf} , como pode ser verificado nas equações (4.2) e (4.4).

Como no capítulo anterior, para que haja coerência da adimensionalização do tempo em relação ao tamanho da fratura, o valor de t_{Dxf} será corrigido pelo fator abaixo:

$$t_{Dxf}^* = \frac{4}{(1+a)^2} \quad (4.6)$$

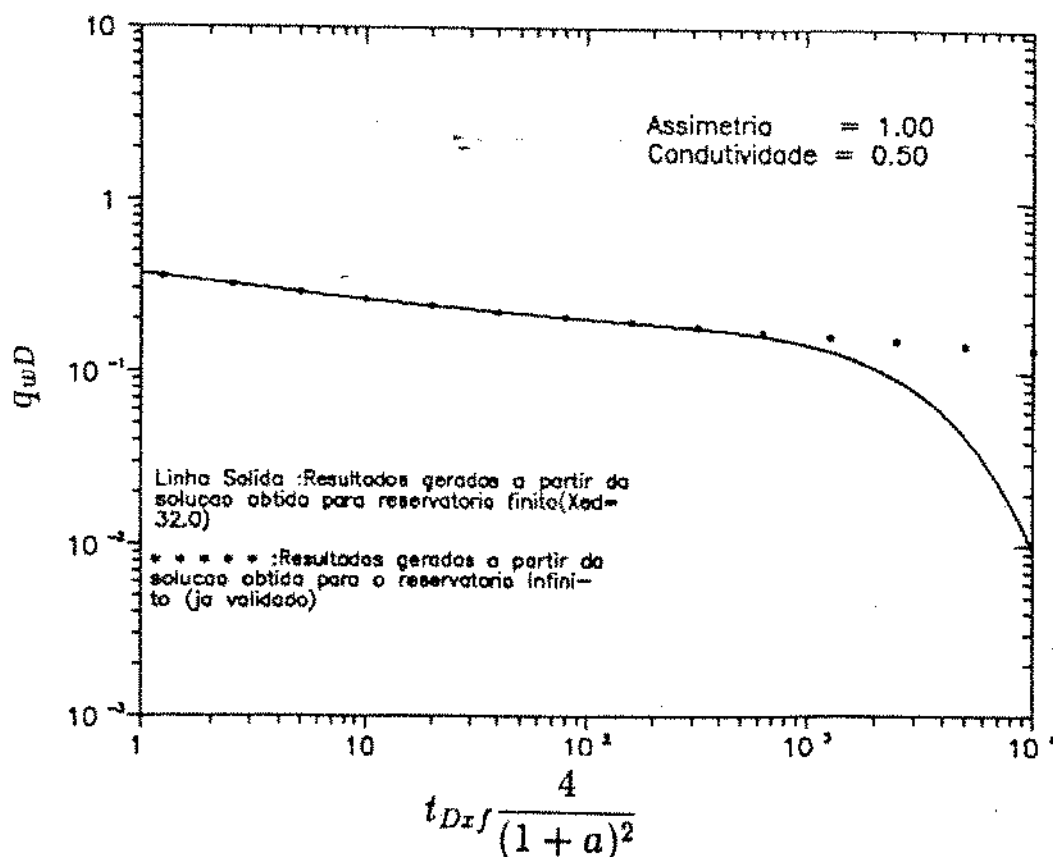


Figura 4.1: Comparação entre os resultados para reservatórios finito e infinito do presente estudo (validação do período transiente)

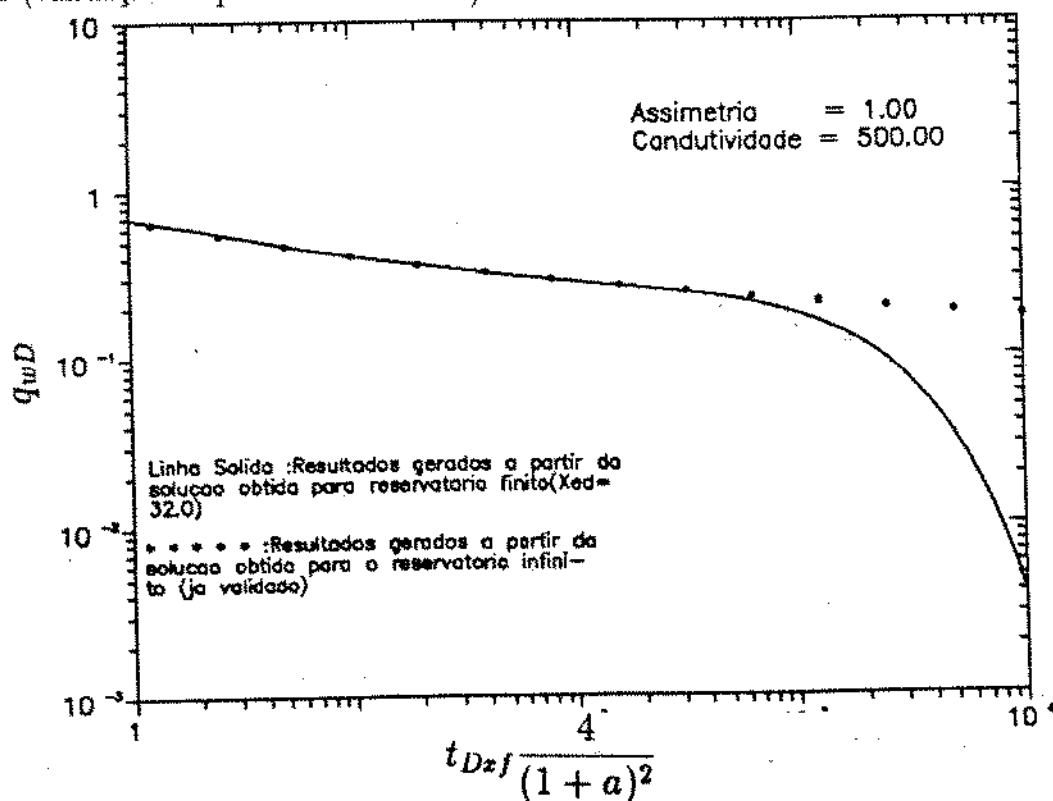


Figura 4.2: Comparação entre os resultados para reservatórios finito e infinito do presente estudo (validação do período transiente)

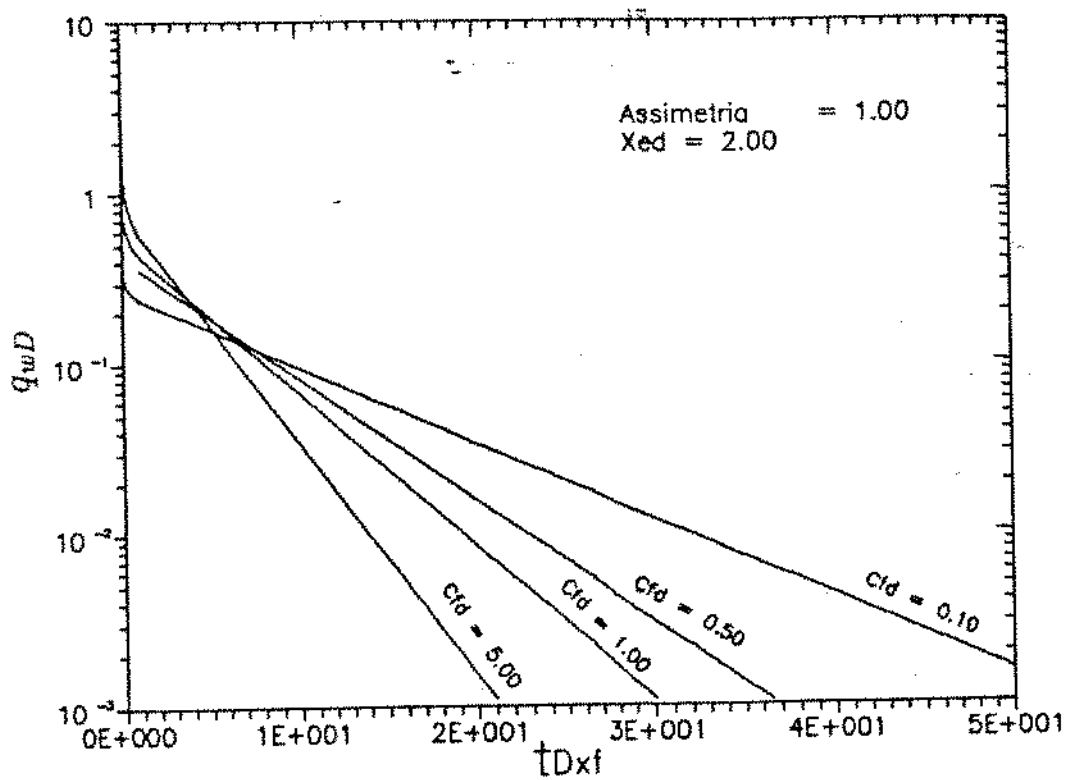


Figura 4.3: Comportamento exponencial do período dominado por fronteiras (validação para tempos longos)

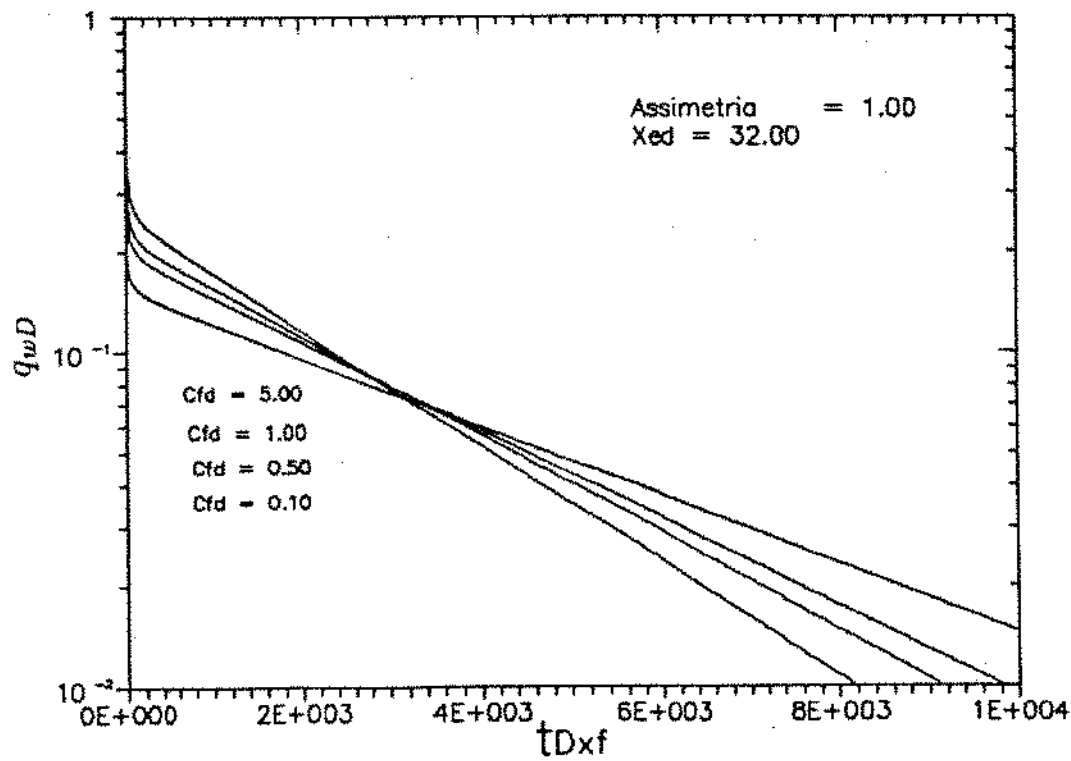


Figura 4.4: Comportamento exponencial do período dominado por fronteiras (validação para tempos longos)

Também se pode utilizar as relações obtidas no Apêndice G, a fim de validar os resultados obtidos para o período dominado por fronteiras.

Para isto determina-se os coeficientes angular e linear da reta representativa do período de comportamento com declínio exponencial de produção, cujos valores para os vários casos rodados são encontrados nas tabelas 4.18 a 4.20.

Assim como:

$$V_r = \frac{J_o B_o \mu x_{f1}^2}{\alpha K}, \tag{4.7}$$

$$J_o = \frac{2\pi K h q_{wDext}}{\mu}, \tag{4.8}$$

substituindo-se (4.8) em (4.7), bem como fazendo-se $V_r = Ah$ e $A = 4x_{eD}^2$, tem-se:

$$x_{eD} = \sqrt{\frac{\pi q_{wDext}}{2\alpha}}. \tag{4.9}$$

Portanto, conhecendo-se os coeficientes angular (α) e linear (q_{wDext}) da reta representativa do comportamento exponencial, pode-se, através de (4.9) determinar o valor de x_{eD} e comparando-o com os das tabelas 4.18 a 4.20, obtidos com utilização da solução semi-analítica apresentada, observa-se um erro aceitável, corroborando, deste modo, para a validação desta solução. A seguir apresenta-se alguns destes valores que servirão para comparação:

<i>a</i>	<i>C_{FD}</i>	<i>q_{wDext}</i>	α	<i>x_{eD}</i> calculado	<i>x_{eD}</i> tabelado
1,00	0,1	0,25592	0,10290	2,015	2
1,00	1,0	0,31347	0,77186 x 10 ⁻²	7,987	8
0,60	5,0	0,24606	0,38078 x 10 ⁻³	31,860	32
0,20	500,0	0,29056	0,17990 x 10 ⁻²	15,928	16

4.3 Discussão e Análise dos Resultados

Visando à análise do comportamento da vazão de produção em poços, interceptados por fratura assimétrica, totalmente penetrante, foram obtidos resultados gerados com a utilização do programa descrito no item 4.1, para diferentes valores de assimetria, de condutividade e de tamanhos de reservatórios.

Assim, pode-se analisar a influência da condutividade e da assimetria da fratura, bem como do tamanho do reservatório, no histórico de produção apresentado pelo poço. Serão determinados o tempo de duração do período transiente, bem como os diferentes tipos de fluxo que estarão presentes em cada caso.

Foi assumido que o reservatório é quadrado, de acordo com a figura 4.5, ou seja, $y_{eD} = x_{eD}$, e foi executado o programa para os seguintes valores de x_{eD} : 2; 4; 8; 16 e 32.

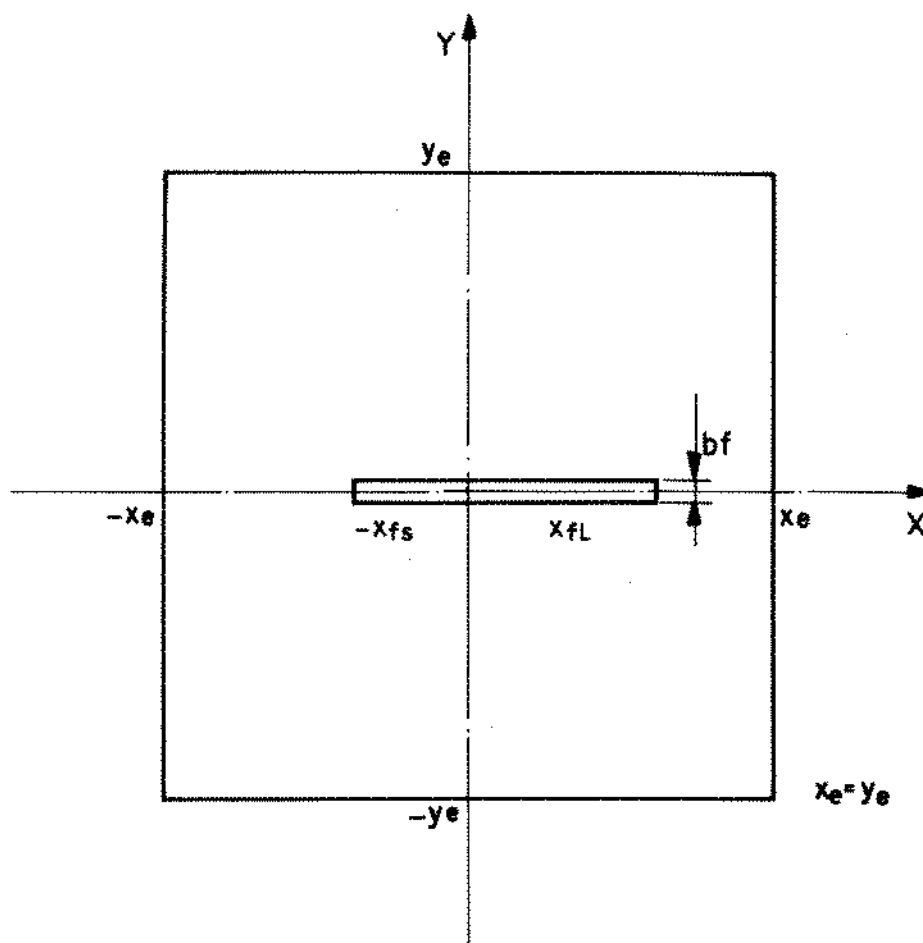


Figura 4.5: Esquema de um poço interceptado por uma fratura assimétrica, no centro de um reservatório quadrado.

Também foram obtidos os coeficientes de declínio exponencial para cada caso, bem como o coeficiente linear da reta representativa do período de declínio. São feitas

análises sobre a influência dos diversos parâmetros envolvidos no comportamento destes coeficientes.

Em seguida apresentam-se curvas que poderão ser utilizadas como curvas-tipo para obtenção do tamanho do reservatório a partir do conhecimento prévio da assimetria, da condutividade e do comprimento da fratura, obtidos na análise do período transiente, de acordo com a metodologia apresentada no Capítulo 3.

Deste modo, também é obtida a previsão da performance de produção do poço e assim pode-se definir a economicidade da operação.

4.3.1 Tabelas dos Resultados

A seguir são apresentadas as tabelas de 4.3 a 4.17, contendo o histórico de vazão de um poço interceptado por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, gerados com a utilização do programa descrito neste capítulo.

Estão apresentados resultados para três assimetrias ($a=0,2$; $0,6$ e $1,0$), sendo que para cada qual foram utilizados os seguintes valores de x_{eD} : $2,0$; $4,0$; $8,0$; $16,0$ e $32,0$ para os mesmos valores de condutividade utilizados no Capítulo 3.

O intervalo do histórico de vazão apresentado foi de forma tal, que aproximadamente os primeiros dados são coincidentes aos das tabelas de resultados obtidos no Capítulo 3, até valores de t_{Dxf} que sem nenhuma dúvida estejam no período de comportamento de declínio exponencial de produção.

Comparando-se as tabelas apresentadas neste item, com aquelas que foram geradas a partir das soluções obtidas no Capítulo 3, pode-se determinar o tempo do fim do período transiente, que está apresentado na tabela 4.2.

Assimetria	x_{eD}	C_{fD}								
		0,1	0,5	1,0	5,0	10,0	50,0	100,0	500,0	Infinito
0,20	2,0	1,44	1,22	1,08	0,72	0,72	0,77	0,72	0,72	0,72
	4,0	6,39	6,12	5,79	4,94	4,94	4,84	4,84	4,84	4,84
	8,0	25,92	25,2	23,76	21,6	19,4	19,8	19,8	19,8	19,8
	16,0	128,3	111,16	92,76	88,18	88,2	88,2	88,22	88,2	88,2
	32,0	484,5	461,0	438,8	396,0	385	360	360	360	360
0,60	2,0	1,41	1,28	1,07	0,76	0,74	0,74	0,74	0,74	0,74
	4,0	6,40	5,76	5,63	5,12	4,80	4,80	4,80	4,80	4,80
	8,0	26,24	23,26	23,25	22,6	19,2	19,2	19,2	19,2	19,2
	16,0	128,0	108,9	98,0	96,0	89,8	89,8	89,8	89,8	89,8
	32,0	480	448	435,2	396,8	377,6	352,0	352	352	352
1,00	2,0	1,53	1,28	1,0	0,78	0,78	0,78	0,78	0,78	0,78
	4,0	7,0	6,0	5,8	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
	8,0	27,0	24,0	22,0	21,0	20,0	20,0	19,0	19,0	20,0
	16,0	123,1	105,0	100,0	90,0	90,0	90,0	89,0	90,0	90,0
	32,0	490	437	420	410,0	370,0	360	360	360,0	360,0

Tabela 4.2: Valores aproximados de t_{Dxf} para o fim do período transiente.

A análise desta tabela indica como principais conclusões sobre a influência dos diversos parâmetros envolvidos, no fim do período transiente que:

a) o tempo de duração do período transiente diminui à medida que a condutividade da fratura aumenta, até um valor de C_{fD} igual a 10. A partir deste valor, a condutividade praticamente não influenciará no tempo final do período transiente, ou seja, para condutividades maiores ou iguais a 10.0, o final do período transiente é sempre o mesmo, para uma mesma relação tamanho do reservatório/comprimento do lado maior da fratura;

isto pode ser explicado pelo fato de que as fraturas de condutividades superiores a 10,0 apresentam, valores muito próximos de pseudo-dano, conforme pode ser verificado através dos gráficos das figuras 3.19 e 3.20;

b) para diferentes assimetrias e mesma condutividade (C_{fD}), os tempos de duração do período transiente, para uma mesma relação tamanho do reservatório/comprimento do lado maior da fratura, é aproximadamente o mesmo. Portanto a influência dos limites do reservatório é iniciada ao mesmo tempo, para diferentes valores de assimetria e mesma condutividade para um mesmo valor de x_{eD} ;

este fato é facilmente explicável porquanto o comprimento do lado maior da fratura é o mesmo para diferentes assimetrias, dado que a influência dos limites do reservatório desenvolve-se inicialmente neste lado da fratura, sendo portanto igual para as várias assimetrias caso as fraturas tenham o mesmo valor de C_{fD} e de x_{eD} ;

observe-se que quanto mais assimétrica a fratura, maior será o tempo em que os limites do reservatório influenciarão seu lado menor, e conseqüentemente, maior será a zona de transição para que seja atingido o regime de comportamento exponencial.

Ao comparar a tabela (4.2) com as apresentadas no Capítulo 3, que indicam os tempos (t_{Dxf}) para os diversos períodos de fluxo, pode-se afirmar:

a) para $x_{eD} \leq 8$, o fluxo pseudo-radial é atingido apenas quando a condutividade da fratura é baixa;

b) para fraturas mais assimétricas, considerando um mesmo valor de x_{eD} , maiores serão os valores de condutividade, em que é atingido o fluxo pseudo-radial;

c) para valores de x_{eD} maiores ou iguais a 16.0, o regime de fluxo pseudo-radial é sempre atingido, independentemente do valor da condutividade, pois o tempo em que

é atingido os limites do reservatório é superior aos tempos do início do período pseudo-radial;

d) para todos os casos apresentados com $x_{eD} \geq 2$, é atingido o período bilinear;

e) para baixas condutividades ($C_{fD} \leq 5.0$), o período de fluxo pseudo-radial pode posteriormente alcançar o período de fluxo com influência os limites do reservatório, ou então, passar diretamente para este período sem no entanto apresentar o fluxo pseudo-radial;

f) no caso de fraturas de altas condutividades, o fluxo pseudo-radial é atingido apenas para grandes valores de x_{eD} , independentemente da assimetria. Entretanto, quanto menor o valor de a , torna-se mais fácil atingir o período pseudo-radial, para altas condutividades, mesmo para pequenos valores de x_{eD} ;

g) para condutividades superiores a 10,0, o sistema reservatório-fratura apresenta o período de fluxo linear na formação, segundo Cinco et. al. (1980). Observe-se que, qualquer que seja a assimetria, este regime sempre é atingido, pelo fato de que o tempo para ele ser alcançado é menor do que o tempo para o fim do período transiente.

Entretanto, dependendo dos valores de x_{eD} e de C_{fD} , pode não se apresentar completo, e passar diretamente para o período de fluxo em que foram atingidos os limites do reservatório, omitindo deste modo também o fluxo pseudo-radial.

Para pequenos valores de x_{eD} , o fluxo linear na formação apresenta-se completo, comparado com o comportamento do reservatório infinito apenas para altos valores de condutividade.

4.3.2 Análise do Comportamento do Histórico de Vazão

De posse dos resultados obtidos para várias assimetrias, condutividades e razão tamanho do reservatório por comprimento da fratura, foram confeccionados gráficos $\log q_{wD}$ versus $\log t_{Dxf}$, visando a determinar a influência destes parâmetros no comportamento de vazão do poço.

Nestes gráficos pode-se observar o valor de t_{Dxf} , para o qual o poço deixa de ter comportamento de reservatório infinito, passando para uma região de transição e posteriormente é alcançado o regime de fluxo de comportamento exponencial.

As figuras 4.6 e 4.7 apresentam gráficos deste tipo para condutividade iguais a 1,0 e 100,0, respectivamente. Para cada um dos gráficos são apresentadas curvas para dois valores extremos de assimetria ($a=0,2$ e $1,0$), bem como para cada uma delas, valores de x_{eD} iguais a 2; 4; 8; 16 e 32.

A análise destas figuras permite que sejam feitas as seguintes afirmações:

a) para um mesmo valor de assimetria, as vazões para tempos curtos, período transiente, são maiores tanto maior a condutividade. Esta diferença diminui com o aumento do tempo, e as curvas, para um mesmo tamanho de reservatório com diferentes condutividades, se cruzam, atingindo, em seguida, o período de comportamento exponencial. Assim, o reservatório que contém o poço com fratura de maior condutividade apresentará maior declínio de produção;

b) para um mesmo valor de condutividade, as curvas do histórico da vazão, para diferentes valores de assimetria, apresentam-se de forma que, para um mesmo tempo, as vazões durante o período transiente são superiores para maiores valores de a (menos assimétrica a fratura); enquanto que, quando é atingido o período dominado pelas fronteiras, estas curvas se cruzam, de modo que o poço interceptado pela fratura mais assimétrica, passa a ter um menor declínio de produção e apresenta maiores valores de vazão;

observe-se que a diferença das curvas de histórico é maior quanto maior for a condutividade, se tornando menos acentuada, quanto maior for a razão entre o tamanho do reservatório e o comprimento da fratura;

c) o tempo em que é atingido o regime com comportamento exponencial é tanto maior quanto mais assimétrica é a fratura, ou seja, menor valor de a , pois a zona

4.3: HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{fd}=2.0$)

TDR	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITO
0.1000E+00	0.32279E+00	0.50446E+00	0.61112E+00	0.87695E+00	0.95040E+00	0.10167E+01	0.10250E+01	0.10316E+01	0.10332E+01
0.2000E+00	0.29461E+00	0.44732E+00	0.53387E+00	0.73489E+00	0.78959E+00	0.84026E+00	0.84735E+00	0.85293E+00	0.85436E+00
0.3000E+00	0.27845E+00	0.41349E+00	0.48796E+00	0.65199E+00	0.69401E+00	0.73411E+00	0.73954E+00	0.74395E+00	0.74506E+00
0.4000E+00	0.26704E+00	0.39168E+00	0.45347E+00	0.60866E+00	0.63616E+00	0.66994E+00	0.67452E+00	0.67824E+00	0.67918E+00
0.5000E+00	0.26011E+00	0.37606E+00	0.43740E+00	0.58499E+00	0.59809E+00	0.62571E+00	0.62973E+00	0.63299E+00	0.63382E+00
0.6000E+00	0.25406E+00	0.36290E+00	0.42122E+00	0.53793E+00	0.54586E+00	0.57230E+00	0.57589E+00	0.57880E+00	0.57954E+00
0.7000E+00	0.24915E+00	0.35405E+00	0.40867E+00	0.51587E+00	0.51448E+00	0.54537E+00	0.54860E+00	0.55123E+00	0.55189E+00
0.8000E+00	0.24495E+00	0.34570E+00	0.39692E+00	0.49736E+00	0.50278E+00	0.54259E+00	0.54552E+00	0.54790E+00	0.54856E+00
0.9000E+00	0.24125E+00	0.33836E+00	0.38714E+00	0.48119E+00	0.50272E+00	0.52264E+00	0.52538E+00	0.52746E+00	0.52800E+00
0.1000E+01	0.23793E+00	0.33175E+00	0.37833E+00	0.46663E+00	0.48649E+00	0.50469E+00	0.50711E+00	0.50906E+00	0.50956E+00
0.1500E+01	0.22526E+00	0.30732E+00	0.34628E+00	0.41610E+00	0.43098E+00	0.44433E+00	0.44680E+00	0.44749E+00	0.44784E+00
0.2000E+01	0.21388E+00	0.28484E+00	0.31669E+00	0.36922E+00	0.37895E+00	0.38724E+00	0.38827E+00	0.38909E+00	0.38929E+00
0.2500E+01	0.20315E+00	0.26431E+00	0.29080E+00	0.32792E+00	0.33397E+00	0.33839E+00	0.33883E+00	0.33926E+00	0.33935E+00
0.3000E+01	0.19309E+00	0.24537E+00	0.26571E+00	0.29182E+00	0.29487E+00	0.29639E+00	0.29649E+00	0.29654E+00	0.29655E+00
0.3500E+01	0.18355E+00	0.22781E+00	0.24353E+00	0.25977E+00	0.26071E+00	0.26007E+00	0.25987E+00	0.25968E+00	0.25963E+00
0.4000E+01	0.17448E+00	0.21153E+00	0.22324E+00	0.23179E+00	0.23076E+00	0.22851E+00	0.22810E+00	0.22775E+00	0.22765E+00
0.4500E+01	0.16587E+00	0.19642E+00	0.20467E+00	0.20679E+00	0.20442E+00	0.20100E+00	0.20044E+00	0.19997E+00	0.19985E+00
0.5000E+01	0.15768E+00	0.18240E+00	0.18766E+00	0.18458E+00	0.18120E+00	0.17696E+00	0.17629E+00	0.17574E+00	0.17560E+00
0.5500E+01	0.14989E+00	0.16938E+00	0.17208E+00	0.16482E+00	0.16071E+00	0.15589E+00	0.15516E+00	0.15456E+00	0.15440E+00
0.6000E+01	0.14249E+00	0.15730E+00	0.15781E+00	0.14723E+00	0.14259E+00	0.13741E+00	0.13664E+00	0.13600E+00	0.13584E+00
0.6500E+01	0.13545E+00	0.14608E+00	0.14472E+00	0.13153E+00	0.12656E+00	0.12117E+00	0.12038E+00	0.11973E+00	0.11956E+00
0.7000E+01	0.12876E+00	0.13566E+00	0.13273E+00	0.11754E+00	0.11236E+00	0.10688E+00	0.10609E+00	0.10544E+00	0.10528E+00
0.7500E+01	0.12241E+00	0.12599E+00	0.12174E+00	0.10505E+00	0.99767E-01	0.94302E-01	0.93523E-01	0.92881E-01	0.92719E-01
0.8000E+01	0.11636E+00	0.11700E+00	0.11165E+00	0.93896E-01	0.88603E-01	0.83221E-01	0.82460E-01	0.81835E-01	0.81677E-01
0.8500E+01	0.11062E+00	0.10866E+00	0.10241E+00	0.83937E-01	0.78698E-01	0.73453E-01	0.72717E-01	0.72115E-01	0.71962E-01
0.9000E+01	0.10515E+00	0.10091E+00	0.93931E-01	0.75039E-01	0.69906E-01	0.64839E-01	0.64134E-01	0.63557E-01	0.63411E-01
0.9500E+01	0.99961E-01	0.93731E-01	0.86156E-01	0.67089E-01	0.62102E-01	0.57241E-01	0.56569E-01	0.56021E-01	0.55882E-01
0.1000E+02	0.95025E-01	0.87040E-01	0.79625E-01	0.59983E-01	0.55172E-01	0.50537E-01	0.49901E-01	0.49382E-01	0.49258E-01
0.1500E+02	0.57269E-01	0.41550E-01	0.33017E-01	0.19603E-01	0.16923E-01	0.14569E-01	0.14261E-01	0.14014E-01	0.13952E-01
0.2000E+02	0.34514E-01	0.19835E-01	0.14048E-01	0.64095E-02	0.51942E-02	0.42031E-02	0.40792E-02	0.39802E-02	0.39555E-02
0.2500E+02	0.20801E-01	0.94688E-02	0.59232E-02	0.20958E-02	0.15944E-02	0.12127E-02	0.11668E-02	0.11305E-02	0.11215E-02
0.3000E+02	0.12536E-01	0.45202E-02	0.24975E-02	0.68529E-03	0.48940E-03	0.34989E-03	0.33378E-03	0.32112E-03	0.31799E-03
0.3500E+02	0.75550E-02	0.21579E-02	0.10531E-02	0.22408E-03	0.15022E-03	0.10095E-03	0.95478E-04	0.91213E-04	0.90163E-04
0.4000E+02	0.45532E-02	0.10301E-02	0.44402E-03	0.73271E-04	0.46110E-04	0.29127E-04	0.27312E-04	0.25908E-04	0.25665E-04
0.4500E+02	0.27441E-02	0.49176E-03	0.18722E-03	0.23959E-04	0.14154E-04	0.84039E-05	0.78125E-05	0.73591E-05	0.72405E-05
0.5000E+02	0.16538E-02	0.23475E-03	0.78940E-04	0.78341E-05	0.43445E-05	0.24247E-05	0.22345E-05	0.20903E-05	0.20552E-05
0.5500E+02	0.99668E-03	0.11207E-03	0.33285E-04	0.25416E-05	0.13335E-05	0.69960E-06	0.63926E-06	0.59374E-06	0.58273E-06
0.6000E+02	0.60067E-03	0.53499E-04	0.14034E-04	0.83761E-06	0.40933E-06	0.20185E-06	0.18286E-06	0.16865E-06	0.16523E-06
0.6500E+02	0.36200E-03	0.25539E-04	0.59175E-05	0.27589E-06	0.12565E-06	0.50239E-07	0.52308E-07	0.47983E-07	0.46848E-07
0.7000E+02	0.21817E-03	0.12192E-04	0.24951E-05	0.89557E-07	0.38567E-07	0.16804E-07	0.14963E-07	0.13607E-07	0.13283E-07
0.7500E+02	0.13148E-03	0.58202E-05	0.10520E-05	0.29284E-07	0.11838E-07	0.48482E-08	0.42801E-08	0.38549E-08	0.37662E-08

4.4: HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FALHA GEOLÓGICA DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=4.0$).

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TEMPO	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITO
0.1000E+01	0.23908E+00	0.33520E+00	0.39300E+00	0.48160E+00	0.50550E+00	0.52097E+00	0.53221E+00	0.53486E+00	0.53554E+00
0.2000E+01	0.22218E+00	0.30437E+00	0.34497E+00	0.42483E+00	0.44444E+00	0.46374E+00	0.46844E+00	0.46844E+00	0.46920E+00
0.3000E+01	0.21243E+00	0.28554E+00	0.32231E+00	0.39110E+00	0.40772E+00	0.42392E+00	0.42618E+00	0.42802E+00	0.42849E+00
0.4000E+01	0.20569E+00	0.27428E+00	0.30680E+00	0.36820E+00	0.38278E+00	0.39693E+00	0.39889E+00	0.40049E+00	0.40090E+00
0.5000E+01	0.20023E+00	0.26443E+00	0.29441E+00	0.34993E+00	0.36291E+00	0.37541E+00	0.37713E+00	0.37854E+00	0.37898E+00
0.6000E+01	0.19543E+00	0.25584E+00	0.28356E+00	0.33399E+00	0.34557E+00	0.35664E+00	0.35816E+00	0.35940E+00	0.35972E+00
0.7000E+01	0.19099E+00	0.24791E+00	0.27359E+00	0.31941E+00	0.32974E+00	0.33953E+00	0.34087E+00	0.34196E+00	0.34224E+00
0.8000E+01	0.18676E+00	0.24041E+00	0.26419E+00	0.30578E+00	0.31496E+00	0.32358E+00	0.32476E+00	0.32571E+00	0.32595E+00
0.9000E+01	0.18269E+00	0.23324E+00	0.25523E+00	0.29287E+00	0.30108E+00	0.30855E+00	0.30957E+00	0.31040E+00	0.31061E+00
0.1000E+02	0.17874E+00	0.22632E+00	0.24663E+00	0.28059E+00	0.28774E+00	0.29431E+00	0.29520E+00	0.29591E+00	0.29609E+00
0.1100E+02	0.17488E+00	0.21962E+00	0.23634E+00	0.26886E+00	0.27512E+00	0.28079E+00	0.28154E+00	0.28215E+00	0.28231E+00
0.1200E+02	0.17112E+00	0.21314E+00	0.23035E+00	0.25765E+00	0.26307E+00	0.26792E+00	0.26855E+00	0.26907E+00	0.26920E+00
0.1300E+02	0.16744E+00	0.20686E+00	0.22263E+00	0.24692E+00	0.25158E+00	0.25566E+00	0.25619E+00	0.25662E+00	0.25673E+00
0.1400E+02	0.16384E+00	0.20076E+00	0.21517E+00	0.23666E+00	0.24061E+00	0.24399E+00	0.24442E+00	0.24477E+00	0.24485E+00
0.1500E+02	0.16032E+00	0.19484E+00	0.20797E+00	0.22683E+00	0.23012E+00	0.23286E+00	0.23320E+00	0.23348E+00	0.23354E+00
0.1600E+02	0.15688E+00	0.18910E+00	0.20181E+00	0.21741E+00	0.22010E+00	0.22225E+00	0.22251E+00	0.22272E+00	0.22277E+00
0.1700E+02	0.15351E+00	0.18353E+00	0.19429E+00	0.20840E+00	0.21053E+00	0.21214E+00	0.21232E+00	0.21247E+00	0.21251E+00
0.1800E+02	0.15021E+00	0.17813E+00	0.18779E+00	0.19976E+00	0.20138E+00	0.20249E+00	0.20281E+00	0.20270E+00	0.20272E+00
0.1900E+02	0.14699E+00	0.17288E+00	0.18153E+00	0.19148E+00	0.19263E+00	0.19329E+00	0.19335E+00	0.19339E+00	0.19340E+00
0.2000E+02	0.14383E+00	0.16779E+00	0.17544E+00	0.18355E+00	0.18427E+00	0.18452E+00	0.18452E+00	0.18451E+00	0.18451E+00
0.3000E+02	0.11577E+00	0.12445E+00	0.12489E+00	0.12034E+00	0.11834E+00	0.11609E+00	0.11575E+00	0.11547E+00	0.11540E+00
0.4000E+02	0.93176E-01	0.92382E-01	0.88914E-01	0.78947E-01	0.76059E-01	0.73111E-01	0.72692E-01	0.72348E-01	0.72261E-01
0.5000E+02	0.74995E-01	0.68461E-01	0.63305E-01	0.51801E-01	0.48898E-01	0.46061E-01	0.45667E-01	0.45344E-01	0.45263E-01
0.6000E+02	0.60361E-01	0.50778E-01	0.45072E-01	0.33991E-01	0.31438E-01	0.29021E-01	0.28692E-01	0.28423E-01	0.28355E-01
0.7000E+02	0.48583E-01	0.37663E-01	0.32090E-01	0.22305E-01	0.20213E-01	0.18206E-01	0.18027E-01	0.17817E-01	0.17764E-01
0.8000E+02	0.39103E-01	0.27935E-01	0.22848E-01	0.14636E-01	0.12996E-01	0.11522E-01	0.11327E-01	0.11169E-01	0.11129E-01
0.9000E+02	0.31472E-01	0.20720E-01	0.16267E-01	0.96044E-02	0.83561E-02	0.72601E-02	0.71168E-02	0.70011E-02	0.69720E-02
0.1000E+03	0.25331E-01	0.15368E-01	0.11582E-01	0.63824E-02	0.53727E-02	0.45746E-02	0.44716E-02	0.43887E-02	0.43679E-02
0.1100E+03	0.20388E-01	0.11399E-01	0.82462E-02	0.41357E-02	0.34544E-02	0.28824E-02	0.28096E-02	0.27511E-02	0.27364E-02
0.1200E+03	0.16410E-01	0.84547E-02	0.58712E-02	0.27138E-02	0.22211E-02	0.18162E-02	0.17653E-02	0.17245E-02	0.17143E-02
0.1300E+03	0.13208E-01	0.62709E-02	0.41802E-02	0.17808E-02	0.14281E-02	0.11444E-02	0.11092E-02	0.10810E-02	0.10740E-02
0.1400E+03	0.10631E-01	0.46512E-02	0.29762E-02	0.11686E-02	0.91818E-03	0.72110E-03	0.69691E-03	0.67766E-03	0.67286E-03
0.1500E+03	0.85562E-02	0.34499E-02	0.21190E-02	0.76682E-03	0.59036E-03	0.45436E-03	0.43788E-03	0.42479E-03	0.42154E-03
0.1600E+03	0.68866E-02	0.25588E-02	0.15087E-02	0.50319E-03	0.37958E-03	0.28630E-03	0.27513E-03	0.26628E-03	0.26409E-03
0.1700E+03	0.55428E-02	0.18979E-02	0.10742E-02	0.33619E-03	0.24405E-03	0.18040E-03	0.17287E-03	0.16692E-03	0.16545E-03
0.1800E+03	0.44613E-02	0.14077E-02	0.76480E-03	0.21667E-03	0.15692E-03	0.11367E-03	0.10862E-03	0.10464E-03	0.10365E-03
0.1900E+03	0.35907E-02	0.10441E-02	0.54453E-03	0.14218E-03	0.10089E-03	0.71622E-04	0.68245E-04	0.65592E-04	0.64936E-04
0.2000E+03	0.28901E-02	0.77444E-03	0.38769E-03	0.93306E-04	0.64867E-04	0.45129E-04	0.42879E-04	0.41117E-04	0.40682E-04
0.2100E+03	0.23261E-02	0.57441E-03	0.27603E-03	0.61224E-04	0.41709E-04	0.28436E-04	0.26942E-04	0.25774E-04	0.25487E-04
0.2200E+03	0.18722E-02	0.42605E-03	0.19653E-03	0.40175E-04	0.26817E-04	0.17917E-04	0.16928E-04	0.16157E-04	0.15967E-04
0.2300E+03	0.15069E-02	0.31601E-03	0.13993E-03	0.26363E-04	0.17242E-04	0.11290E-04	0.10636E-04	0.10128E-04	0.10003E-04
0.2400E+03	0.12129E-02	0.23439E-03	0.99625E-04	0.17299E-04	0.11086E-04	0.71137E-05	0.66829E-05	0.63480E-05	0.62668E-05
0.2500E+03	0.97619E-03	0.17385E-03	0.70932E-04	0.11352E-04	0.71280E-05	0.44824E-05	0.41990E-05	0.39798E-05	0.39261E-05
0.2600E+03	0.78570E-03	0.12894E-03	0.50502E-04	0.74492E-05	0.45830E-05	0.28244E-05	0.26383E-05	0.24948E-05	0.24596E-05
0.2700E+03	0.63239E-03	0.95640E-04	0.35957E-04	0.48881E-05	0.29467E-05	0.17796E-05	0.16577E-05	0.15639E-05	0.15409E-05
0.2800E+03	0.50899E-03	0.70938E-04	0.25601E-04	0.32076E-05	0.18946E-05	0.11213E-05	0.10415E-05	0.98832E-06	0.96538E-06

TABELA 4.5.: HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=0.0$)

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.23973E+00	0.33540E+00	0.38419E+00	0.48193E+00	0.50595E+00	0.52937E+00	0.53262E+00	0.53528E+00	0.53595E+00
0.2000E+01	0.22273E+00	0.30455E+00	0.34516E+00	0.42516E+00	0.44404E+00	0.46418E+00	0.46688E+00	0.46909E+00	0.46965E+00
0.3000E+01	0.21304E+00	0.28694E+00	0.32204E+00	0.39215E+00	0.40895E+00	0.42530E+00	0.42767E+00	0.42954E+00	0.43001E+00
0.4000E+01	0.20665E+00	0.27549E+00	0.30847E+00	0.37134E+00	0.38645E+00	0.40117E+00	0.40322E+00	0.40489E+00	0.40532E+00
0.5000E+01	0.20193E+00	0.26721E+00	0.29816E+00	0.35666E+00	0.37062E+00	0.38421E+00	0.38609E+00	0.38764E+00	0.38803E+00
0.6000E+01	0.19823E+00	0.26052E+00	0.29026E+00	0.34552E+00	0.35865E+00	0.37141E+00	0.37318E+00	0.37463E+00	0.37499E+00
0.7000E+01	0.19522E+00	0.25565E+00	0.28390E+00	0.33664E+00	0.34913E+00	0.36125E+00	0.36293E+00	0.36431E+00	0.36466E+00
0.8000E+01	0.19268E+00	0.25134E+00	0.27862E+00	0.32932E+00	0.34129E+00	0.35290E+00	0.35451E+00	0.35582E+00	0.35615E+00
0.9000E+01	0.19050E+00	0.24766E+00	0.27412E+00	0.32312E+00	0.33465E+00	0.34582E+00	0.34737E+00	0.34864E+00	0.34896E+00
0.1000E+02	0.18858E+00	0.24444E+00	0.27020E+00	0.31773E+00	0.32889E+00	0.33970E+00	0.34120E+00	0.34242E+00	0.34273E+00
0.3100E+02	0.16676E+00	0.20855E+00	0.22674E+00	0.25857E+00	0.26572E+00	0.27253E+00	0.27347E+00	0.27423E+00	0.27442E+00
0.4000E+02	0.15972E+00	0.19710E+00	0.21295E+00	0.23993E+00	0.24504E+00	0.25142E+00	0.25218E+00	0.25280E+00	0.25295E+00
0.5200E+02	0.15089E+00	0.18294E+00	0.19599E+00	0.21732E+00	0.22181E+00	0.22598E+00	0.22654E+00	0.22700E+00	0.22712E+00
0.6100E+02	0.14460E+00	0.17301E+00	0.18419E+00	0.20180E+00	0.20538E+00	0.20864E+00	0.20908E+00	0.20943E+00	0.20952E+00
0.7000E+02	0.13858E+00	0.16362E+00	0.17310E+00	0.18740E+00	0.19017E+00	0.19264E+00	0.19297E+00	0.19324E+00	0.19330E+00
0.8200E+02	0.13093E+00	0.15188E+00	0.15935E+00	0.16978E+00	0.17163E+00	0.17322E+00	0.17342E+00	0.17358E+00	0.17362E+00
0.9100E+02	0.12540E+00	0.14364E+00	0.14976E+00	0.15767E+00	0.15893E+00	0.15995E+00	0.16007E+00	0.16017E+00	0.16019E+00
0.1000E+03	0.12025E+00	0.13504E+00	0.14074E+00	0.14643E+00	0.14717E+00	0.14769E+00	0.14775E+00	0.14779E+00	0.14781E+00
0.1120E+03	0.11362E+00	0.12610E+00	0.12956E+00	0.13267E+00	0.13284E+00	0.13281E+00	0.13279E+00	0.13277E+00	0.13277E+00
0.1210E+03	0.10888E+00	0.11926E+00	0.12177E+00	0.12321E+00	0.12301E+00	0.12264E+00	0.12258E+00	0.12252E+00	0.12251E+00
0.1300E+03	0.10435E+00	0.11278E+00	0.11444E+00	0.11443E+00	0.11392E+00	0.11325E+00	0.11315E+00	0.11306E+00	0.11304E+00
0.1420E+03	0.98591E-01	0.10470E+00	0.10535E+00	0.10368E+00	0.10202E+00	0.10184E+00	0.10169E+00	0.10157E+00	0.10154E+00
0.1510E+03	0.94483E-01	0.99015E-01	0.99008E-01	0.96289E-01	0.95218E-01	0.94045E-01	0.93873E-01	0.93729E-01	0.93693E-01
0.1600E+03	0.90547E-01	0.93641E-01	0.93050E-01	0.89424E-01	0.88177E-01	0.86846E-01	0.86652E-01	0.86492E-01	0.86452E-01
0.1720E+03	0.85552E-01	0.86926E-01	0.85659E-01	0.81026E-01	0.79591E-01	0.78097E-01	0.77882E-01	0.77706E-01	0.77661E-01
0.1810E+03	0.81988E-01	0.82209E-01	0.80504E-01	0.75250E-01	0.73705E-01	0.72119E-01	0.71893E-01	0.71707E-01	0.71659E-01
0.1900E+03	0.78572E-01	0.77747E-01	0.75659E-01	0.69885E-01	0.68253E-01	0.66599E-01	0.66364E-01	0.66171E-01	0.66122E-01
0.2020E+03	0.74238E-01	0.72172E-01	0.69650E-01	0.63323E-01	0.61610E-01	0.59890E-01	0.59648E-01	0.59449E-01	0.59398E-01
0.2200E+03	0.68181E-01	0.64550E-01	0.61519E-01	0.54616E-01	0.52835E-01	0.51073E-01	0.50826E-01	0.50624E-01	0.50573E-01
0.2320E+03	0.64420E-01	0.59922E-01	0.56633E-01	0.49487E-01	0.47691E-01	0.45928E-01	0.45683E-01	0.45482E-01	0.45431E-01
0.2410E+03	0.61736E-01	0.56670E-01	0.53225E-01	0.45959E-01	0.44164E-01	0.42413E-01	0.42169E-01	0.41970E-01	0.41920E-01
0.2500E+03	0.59164E-01	0.53594E-01	0.50022E-01	0.42683E-01	0.40898E-01	0.39166E-01	0.38927E-01	0.38730E-01	0.38681E-01
0.3010E+03	0.46407E-01	0.39065E-01	0.35189E-01	0.28070E-01	0.26463E-01	0.24943E-01	0.24735E-01	0.24566E-01	0.24523E-01
0.4000E+03	0.29110E-01	0.21145E-01	0.17779E-01	0.12443E-01	0.11367E-01	0.10388E-01	0.10258E-01	0.10151E-01	0.10125E-01
0.5020E+03	0.17971E-01	0.11234E-01	0.87983E-02	0.53816E-02	0.47590E-02	0.42132E-02	0.41418E-02	0.40841E-02	0.40696E-02
0.6010E+03	0.11253E-01	0.60807E-02	0.44451E-02	0.23856E-02	0.20442E-02	0.17547E-02	0.17176E-02	0.16877E-02	0.16802E-02
0.7000E+03	0.70468E-02	0.32913E-02	0.22458E-02	0.10575E-02	0.87804E-03	0.73081E-03	0.71226E-03	0.69741E-03	0.69369E-03
0.8020E+03	0.43505E-02	0.17487E-02	0.11114E-02	0.45737E-03	0.36761E-03	0.29440E-03	0.28759E-03	0.28058E-03	0.27883E-03
0.9010E+03	0.27242E-02	0.94651E-03	0.56152E-03	0.20275E-03	0.15790E-03	0.12344E-03	0.11926E-03	0.11594E-03	0.11512E-03
0.1000E+04	0.17059E-02	0.51232E-03	0.28369E-03	0.89875E-04	0.67825E-04	0.51412E-04	0.49458E-04	0.47912E-04	0.47528E-04
0.1102E+04	0.10532E-02	0.27219E-03	0.14040E-03	0.38870E-04	0.28397E-04	0.20851E-04	0.19970E-04	0.19276E-04	0.19104E-04
0.1201E+04	0.65947E-03	0.14733E-03	0.70932E-04	0.17231E-04	0.12197E-04	0.86841E-05	0.82814E-05	0.79654E-05	0.78872E-05
0.1300E+04	0.41295E-03	0.79746E-04	0.35837E-04	0.76382E-05	0.52392E-05	0.36168E-05	0.34342E-05	0.32916E-05	0.32564E-05
0.1402E+04	0.25494E-03	0.42369E-04	0.17735E-04	0.33035E-05	0.21935E-05	0.14669E-05	0.13867E-05	0.13242E-05	0.13089E-05

TABELA 4.6: : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=16.0$)

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TDxf	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24173E+00	0.33658E+00	0.38526E+00	0.48291E+00	0.50692E+00	0.53033E+00	0.53358E+00	0.53624E+00	0.53691E+00
0.2000E+01	0.22441E+00	0.30547E+00	0.34598E+00	0.42591E+00	0.44557E+00	0.46489E+00	0.46759E+00	0.46980E+00	0.47036E+00
0.3000E+01	0.21460E+00	0.28778E+00	0.32355E+00	0.39279E+00	0.40957E+00	0.42598E+00	0.42826E+00	0.43013E+00	0.43061E+00
0.4000E+01	0.20810E+00	0.27625E+00	0.30913E+00	0.37192E+00	0.38700E+00	0.40170E+00	0.40375E+00	0.40542E+00	0.40585E+00
0.5000E+01	0.20331E+00	0.26792E+00	0.29870E+00	0.35719E+00	0.37113E+00	0.38470E+00	0.38658E+00	0.38813E+00	0.38852E+00
0.6000E+01	0.19957E+00	0.26150E+00	0.29084E+00	0.34602E+00	0.35913E+00	0.37187E+00	0.37364E+00	0.37509E+00	0.37546E+00
0.7000E+01	0.19651E+00	0.25631E+00	0.28446E+00	0.33713E+00	0.34940E+00	0.36170E+00	0.36338E+00	0.36476E+00	0.36510E+00
0.8000E+01	0.19395E+00	0.25197E+00	0.27917E+00	0.32981E+00	0.34176E+00	0.35335E+00	0.35496E+00	0.35628E+00	0.35661E+00
0.9000E+01	0.19174E+00	0.24830E+00	0.27467E+00	0.32362E+00	0.33515E+00	0.34632E+00	0.34786E+00	0.34913E+00	0.34945E+00
0.1000E+02	0.18981E+00	0.24510E+00	0.27078E+00	0.31829E+00	0.32945E+00	0.34026E+00	0.34176E+00	0.34299E+00	0.34330E+00
0.2000E+02	0.17849E+00	0.22688E+00	0.24892E+00	0.28910E+00	0.29846E+00	0.30749E+00	0.30874E+00	0.30976E+00	0.31002E+00
0.3000E+02	0.17223E+00	0.21689E+00	0.23697E+00	0.27321E+00	0.28157E+00	0.28963E+00	0.29075E+00	0.29166E+00	0.29189E+00
0.4000E+02	0.16802E+00	0.21020E+00	0.22912E+00	0.26287E+00	0.27043E+00	0.27808E+00	0.27911E+00	0.27995E+00	0.28016E+00
0.5000E+02	0.16486E+00	0.20534E+00	0.22328E+00	0.25524E+00	0.26254E+00	0.26956E+00	0.27053E+00	0.27132E+00	0.27152E+00
0.6000E+02	0.16227E+00	0.20134E+00	0.21855E+00	0.24907E+00	0.25603E+00	0.26269E+00	0.26361E+00	0.26436E+00	0.26455E+00
0.7000E+02	0.16004E+00	0.19789E+00	0.21448E+00	0.24377E+00	0.25042E+00	0.25679E+00	0.25766E+00	0.25838E+00	0.25856E+00
0.8000E+02	0.15803E+00	0.19479E+00	0.21082E+00	0.23900E+00	0.24538E+00	0.25147E+00	0.25231E+00	0.25300E+00	0.25317E+00
0.9000E+02	0.15616E+00	0.19191E+00	0.20742E+00	0.23458E+00	0.24070E+00	0.24655E+00	0.24735E+00	0.24801E+00	0.24818E+00
0.1000E+03	0.15438E+00	0.18918E+00	0.20420E+00	0.23039E+00	0.23628E+00	0.24189E+00	0.24266E+00	0.24329E+00	0.24345E+00
0.1100E+03	0.15268E+00	0.18655E+00	0.20112E+00	0.22638E+00	0.23203E+00	0.23742E+00	0.23816E+00	0.23876E+00	0.23892E+00
0.1200E+03	0.15102E+00	0.18401E+00	0.19812E+00	0.22249E+00	0.22793E+00	0.23310E+00	0.23381E+00	0.23439E+00	0.23453E+00
0.1300E+03	0.14940E+00	0.18153E+00	0.19521E+00	0.21871E+00	0.22394E+00	0.22889E+00	0.22957E+00	0.23013E+00	0.23027E+00
0.1400E+03	0.14781E+00	0.17910E+00	0.19235E+00	0.21502E+00	0.22004E+00	0.22479E+00	0.22545E+00	0.22598E+00	0.22611E+00
0.1500E+03	0.14625E+00	0.17672E+00	0.18955E+00	0.21141E+00	0.21622E+00	0.22078E+00	0.22141E+00	0.22192E+00	0.22204E+00
0.1600E+03	0.14471E+00	0.17437E+00	0.18680E+00	0.20786E+00	0.21248E+00	0.21685E+00	0.21745E+00	0.21794E+00	0.21806E+00
0.1700E+03	0.14319E+00	0.17206E+00	0.18410E+00	0.20439E+00	0.20882E+00	0.21300E+00	0.21357E+00	0.21404E+00	0.21416E+00
0.1800E+03	0.14168E+00	0.16979E+00	0.18144E+00	0.20097E+00	0.20522E+00	0.20922E+00	0.20977E+00	0.21021E+00	0.21033E+00
0.1900E+03	0.14020E+00	0.16754E+00	0.17881E+00	0.19761E+00	0.20168E+00	0.20551E+00	0.20603E+00	0.20646E+00	0.20657E+00
0.2000E+03	0.13873E+00	0.16533E+00	0.17623E+00	0.19431E+00	0.19821E+00	0.20187E+00	0.20237E+00	0.20277E+00	0.20288E+00
0.3000E+03	0.12487E+00	0.14477E+00	0.15239E+00	0.16424E+00	0.16664E+00	0.16884E+00	0.16914E+00	0.16938E+00	0.16944E+00
0.4000E+03	0.11239E+00	0.12676E+00	0.13178E+00	0.13882E+00	0.14010E+00	0.14123E+00	0.14137E+00	0.14149E+00	0.14152E+00
0.5000E+03	0.10116E+00	0.11100E+00	0.11396E+00	0.11734E+00	0.11780E+00	0.11813E+00	0.11817E+00	0.11820E+00	0.11821E+00
0.6000E+03	0.91058E-01	0.97194E-01	0.98546E-01	0.99183E-01	0.99041E-01	0.98812E-01	0.98773E-01	0.98741E-01	0.98732E-01
0.7000E+03	0.81962E-01	0.85107E-01	0.85219E-01	0.83836E-01	0.83272E-01	0.82653E-01	0.82562E-01	0.82487E-01	0.82468E-01
0.8000E+03	0.73774E-01	0.74523E-01	0.73694E-01	0.70864E-01	0.70014E-01	0.69137E-01	0.69012E-01	0.68909E-01	0.68882E-01
0.9000E+03	0.66404E-01	0.65255E-01	0.63727E-01	0.59899E-01	0.58867E-01	0.57832E-01	0.57686E-01	0.57566E-01	0.57535E-01
0.1000E+04	0.59770E-01	0.57140E-01	0.55108E-01	0.50631E-01	0.49495E-01	0.48375E-01	0.48218E-01	0.48090E-01	0.48057E-01
0.1200E+04	0.48425E-01	0.43812E-01	0.41210E-01	0.36175E-01	0.34989E-01	0.33847E-01	0.33690E-01	0.33561E-01	0.33528E-01
0.1400E+04	0.39233E-01	0.33592E-01	0.30817E-01	0.25846E-01	0.24735E-01	0.23683E-01	0.23539E-01	0.23421E-01	0.23392E-01
0.1600E+04	0.31810E-01	0.25787E-01	0.23078E-01	0.18501E-01	0.17520E-01	0.16605E-01	0.16481E-01	0.16380E-01	0.16354E-01
0.1800E+04	0.25783E-01	0.19785E-01	0.17271E-01	0.13231E-01	0.12397E-01	0.11630E-01	0.11527E-01	0.11443E-01	0.11422E-01
0.2000E+04	0.20898E-01	0.15180E-01	0.12925E-01	0.94621E-02	0.87726E-02	0.81458E-02	0.80619E-02	0.79939E-02	0.79768E-02
0.3000E+04	0.73108E-02	0.40356E-02	0.30338E-02	0.17699E-02	0.15563E-02	0.13730E-02	0.13492E-02	0.13301E-02	0.13253E-02
0.4010E+04	0.25608E-02	0.10782E-02	0.71709E-03	0.33483E-03	0.27954E-03	0.23455E-03	0.22889E-03	0.22437E-03	0.22324E-03
0.5010E+04	0.91327E-03	0.29523E-03	0.17426E-03	0.65505E-04	0.51999E-04	0.41552E-04	0.40278E-04	0.39264E-04	0.39012E-04
0.6010E+04	0.32570E-03	0.80836E-04	0.42346E-04	0.12815E-04	0.96726E-05	0.73615E-05	0.70877E-05	0.68712E-05	0.68175E-05

TABELA 4.7: HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=0.20$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{eg}=32.0$)

TOD	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.2426E+00	0.3374E+00	0.3861E+00	0.4840E+00	0.5083E+00	0.5324E+00	0.5358E+00	0.5386E+00	0.5393E+00
0.2000E+01	0.2250E+00	0.3059E+00	0.3464E+00	0.4266E+00	0.4464E+00	0.4633E+00	0.4691E+00	0.4714E+00	0.4720E+00
0.3000E+01	0.2151E+00	0.2881E+00	0.3239E+00	0.3933E+00	0.4103E+00	0.4271E+00	0.4295E+00	0.4315E+00	0.4320E+00
0.4000E+01	0.2086E+00	0.2766E+00	0.3094E+00	0.3724E+00	0.3876E+00	0.4027E+00	0.4049E+00	0.4066E+00	0.4071E+00
0.5000E+01	0.2038E+00	0.2682E+00	0.2991E+00	0.3576E+00	0.3717E+00	0.3856E+00	0.3876E+00	0.3892E+00	0.3896E+00
0.6000E+01	0.2000E+00	0.2618E+00	0.2911E+00	0.3464E+00	0.3597E+00	0.3728E+00	0.3746E+00	0.3761E+00	0.3765E+00
0.7000E+01	0.1969E+00	0.2566E+00	0.2847E+00	0.3375E+00	0.3501E+00	0.3625E+00	0.3643E+00	0.3657E+00	0.3661E+00
0.8000E+01	0.1944E+00	0.2522E+00	0.2794E+00	0.3302E+00	0.3423E+00	0.3542E+00	0.3558E+00	0.3572E+00	0.3576E+00
0.9000E+01	0.1921E+00	0.2485E+00	0.2749E+00	0.3240E+00	0.3358E+00	0.3471E+00	0.3487E+00	0.3500E+00	0.3504E+00
0.1000E+02	0.1902E+00	0.2453E+00	0.2710E+00	0.3186E+00	0.3297E+00	0.3410E+00	0.3426E+00	0.3439E+00	0.3442E+00
0.2000E+02	0.1788E+00	0.2271E+00	0.2491E+00	0.2894E+00	0.2988E+00	0.3091E+00	0.3094E+00	0.3105E+00	0.3107E+00
0.3000E+02	0.1725E+00	0.2171E+00	0.2371E+00	0.2735E+00	0.2819E+00	0.2902E+00	0.2913E+00	0.2923E+00	0.2925E+00
0.4000E+02	0.1683E+00	0.2105E+00	0.2293E+00	0.2632E+00	0.2710E+00	0.2786E+00	0.2797E+00	0.2806E+00	0.2808E+00
0.5000E+02	0.1652E+00	0.2056E+00	0.2236E+00	0.2557E+00	0.2631E+00	0.2703E+00	0.2713E+00	0.2722E+00	0.2724E+00
0.6000E+02	0.1628E+00	0.2019E+00	0.2191E+00	0.2498E+00	0.2570E+00	0.2639E+00	0.2649E+00	0.2657E+00	0.2659E+00
0.7000E+02	0.1607E+00	0.1988E+00	0.2155E+00	0.2453E+00	0.2521E+00	0.2587E+00	0.2596E+00	0.2604E+00	0.2606E+00
0.8000E+02	0.1590E+00	0.1962E+00	0.2125E+00	0.2414E+00	0.2480E+00	0.2544E+00	0.2553E+00	0.2560E+00	0.2562E+00
0.9000E+02	0.1575E+00	0.1939E+00	0.2092E+00	0.2380E+00	0.2444E+00	0.2507E+00	0.2516E+00	0.2523E+00	0.2525E+00
0.1000E+03	0.1563E+00	0.1920E+00	0.2074E+00	0.2351E+00	0.2414E+00	0.2475E+00	0.2483E+00	0.2490E+00	0.2492E+00
0.2000E+03	0.1482E+00	0.1800E+00	0.1937E+00	0.2175E+00	0.2289E+00	0.2381E+00	0.2388E+00	0.2394E+00	0.2395E+00
0.3000E+03	0.1435E+00	0.1731E+00	0.1857E+00	0.2074E+00	0.2135E+00	0.2170E+00	0.2177E+00	0.2182E+00	0.2184E+00
0.4000E+03	0.1397E+00	0.1676E+00	0.1793E+00	0.1994E+00	0.2038E+00	0.2083E+00	0.2089E+00	0.2094E+00	0.2095E+00
0.5000E+03	0.1363E+00	0.1626E+00	0.1736E+00	0.1922E+00	0.1964E+00	0.2004E+00	0.2007E+00	0.2012E+00	0.2014E+00
0.6000E+03	0.1331E+00	0.1579E+00	0.1682E+00	0.1855E+00	0.1893E+00	0.1929E+00	0.1934E+00	0.1939E+00	0.1940E+00
0.7000E+03	0.1300E+00	0.1534E+00	0.1630E+00	0.1790E+00	0.1825E+00	0.1858E+00	0.1863E+00	0.1867E+00	0.1868E+00
0.8000E+03	0.1269E+00	0.1490E+00	0.1577E+00	0.1727E+00	0.1759E+00	0.1790E+00	0.1794E+00	0.1798E+00	0.1799E+00
0.9000E+03	0.1240E+00	0.1447E+00	0.1531E+00	0.1667E+00	0.1697E+00	0.1724E+00	0.1728E+00	0.1732E+00	0.1732E+00
0.1000E+04	0.1211E+00	0.1406E+00	0.1483E+00	0.1609E+00	0.1636E+00	0.1661E+00	0.1665E+00	0.1668E+00	0.1668E+00
0.2000E+04	0.9569E-01	0.1053E+00	0.1085E+00	0.1129E+00	0.1137E+00	0.1144E+00	0.1145E+00	0.1146E+00	0.1146E+00
0.3000E+04	0.7558E-01	0.7884E-01	0.7937E-01	0.7923E-01	0.7904E-01	0.7879E-01	0.7875E-01	0.7872E-01	0.7871E-01
0.4000E+04	0.5964E-01	0.5897E-01	0.5800E-01	0.5555E-01	0.5407E-01	0.5226E-01	0.5130E-01	0.5050E-01	0.5003E-01
0.5000E+04	0.4715E-01	0.4421E-01	0.4247E-01	0.3904E-01	0.3821E-01	0.3740E-01	0.3729E-01	0.3719E-01	0.3717E-01
0.6000E+04	0.3727E-01	0.3314E-01	0.3110E-01	0.2744E-01	0.2660E-01	0.2580E-01	0.2569E-01	0.2560E-01	0.2557E-01
0.7000E+04	0.2946E-01	0.2404E-01	0.2278E-01	0.1928E-01	0.1852E-01	0.1780E-01	0.1770E-01	0.1761E-01	0.1759E-01
0.7000E+04	0.2912E-01	0.2448E-01	0.2243E-01	0.1894E-01	0.1819E-01	0.1747E-01	0.1737E-01	0.1729E-01	0.1727E-01
0.8000E+04	0.2329E-01	0.1862E-01	0.1685E-01	0.1355E-01	0.1289E-01	0.1227E-01	0.1219E-01	0.1212E-01	0.1210E-01
0.9000E+04	0.1841E-01	0.1396E-01	0.1222E-01	0.9525E-02	0.8978E-02	0.8473E-02	0.8400E-02	0.8344E-02	0.8329E-02
0.1001E+05	0.1456E-01	0.1046E-01	0.8949E-02	0.6694E-02	0.6250E-02	0.5842E-02	0.5787E-02	0.5742E-02	0.5731E-02
0.1101E+05	0.1151E-01	0.7844E-02	0.6554E-02	0.4705E-02	0.4351E-02	0.4030E-02	0.3987E-02	0.3952E-02	0.3943E-02
0.1201E+05	0.9100E-02	0.5880E-02	0.4800E-02	0.3306E-02	0.3029E-02	0.2780E-02	0.2747E-02	0.2719E-02	0.2712E-02
0.1301E+05	0.7194E-02	0.4408E-02	0.3515E-02	0.2323E-02	0.2109E-02	0.1910E-02	0.1892E-02	0.1871E-02	0.1866E-02
0.1401E+05	0.5687E-02	0.3304E-02	0.2574E-02	0.1633E-02	0.1468E-02	0.1323E-02	0.1303E-02	0.1288E-02	0.1284E-02
0.1501E+05	0.4476E-02	0.2477E-02	0.1885E-02	0.1147E-02	0.1022E-02	0.9126E-03	0.8982E-03	0.8864E-03	0.8835E-03
0.1601E+05	0.3554E-02	0.1856E-02	0.1388E-02	0.8067E-03	0.7116E-03	0.6295E-03	0.6188E-03	0.6100E-03	0.6078E-03
0.1701E+05	0.2810E-02	0.1391E-02	0.1011E-02	0.5696E-03	0.4954E-03	0.4342E-03	0.4263E-03	0.4198E-03	0.4182E-03
0.1801E+05	0.2221E-02	0.1043E-02	0.7406E-03	0.3984E-03	0.3442E-03	0.2995E-03	0.2937E-03	0.2889E-03	0.2877E-03

TABELA 4.8: : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=2.0$)

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TDx ℓ	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+00	0.32710E+00	0.55424E+00	0.70721E+00	0.10743E+01	0.11681E+01	0.12511E+01	0.12615E+01	0.12690E+01	0.12717E+01
0.2000E+00	0.29884E+00	0.48877E+00	0.61035E+00	0.88567E+00	0.95424E+00	0.10182E+01	0.10267E+01	0.10336E+01	0.10354E+01
0.3000E+00	0.28246E+00	0.45012E+00	0.55398E+00	0.77544E+00	0.82814E+00	0.87677E+00	0.88323E+00	0.88845E+00	0.88976E+00
0.4000E+00	0.27167E+00	0.42503E+00	0.51750E+00	0.70761E+00	0.75156E+00	0.79193E+00	0.79729E+00	0.80168E+00	0.80272E+00
0.5000E+00	0.26378E+00	0.40699E+00	0.49152E+00	0.66069E+00	0.69898E+00	0.73482E+00	0.73867E+00	0.74243E+00	0.74337E+00
0.6000E+00	0.25762E+00	0.39306E+00	0.47161E+00	0.62533E+00	0.65950E+00	0.69060E+00	0.69472E+00	0.69805E+00	0.69888E+00
0.7000E+00	0.25257E+00	0.38173E+00	0.45547E+00	0.59693E+00	0.62781E+00	0.65574E+00	0.65942E+00	0.66240E+00	0.66315E+00
0.8000E+00	0.24827E+00	0.37211E+00	0.44179E+00	0.57296E+00	0.60107E+00	0.62629E+00	0.62960E+00	0.63227E+00	0.63294E+00
0.9000E+00	0.24449E+00	0.36366E+00	0.42980E+00	0.55197E+00	0.57764E+00	0.60046E+00	0.60343E+00	0.60583E+00	0.60644E+00
0.1000E+01	0.24108E+00	0.35604E+00	0.41899E+00	0.53306E+00	0.55653E+00	0.57717E+00	0.57984E+00	0.58199E+00	0.58253E+00
0.1500E+01	0.22808E+00	0.32799E+00	0.37996E+00	0.46813E+00	0.48506E+00	0.49948E+00	0.50131E+00	0.50277E+00	0.50314E+00
0.2000E+01	0.21631E+00	0.30215E+00	0.34377E+00	0.40686E+00	0.41711E+00	0.42490E+00	0.42581E+00	0.42652E+00	0.42669E+00
0.2500E+01	0.20539E+00	0.27864E+00	0.31130E+00	0.35374E+00	0.35878E+00	0.36155E+00	0.36177E+00	0.36191E+00	0.36195E+00
0.3000E+01	0.19508E+00	0.25703E+00	0.28199E+00	0.30768E+00	0.30876E+00	0.30785E+00	0.30757E+00	0.30732E+00	0.30725E+00
0.3500E+01	0.18531E+00	0.23713E+00	0.25546E+00	0.26771E+00	0.26583E+00	0.26228E+00	0.26165E+00	0.26111E+00	0.26098E+00
0.4000E+01	0.17602E+00	0.21877E+00	0.23143E+00	0.23297E+00	0.22894E+00	0.22354E+00	0.22268E+00	0.22196E+00	0.22178E+00
0.4500E+01	0.16721E+00	0.20184E+00	0.20968E+00	0.20278E+00	0.19722E+00	0.19060E+00	0.18959E+00	0.18875E+00	0.18854E+00
0.5000E+01	0.15884E+00	0.18621E+00	0.18997E+00	0.17652E+00	0.16992E+00	0.16255E+00	0.16146E+00	0.16056E+00	0.16033E+00
0.5500E+01	0.15088E+00	0.17180E+00	0.17211E+00	0.15368E+00	0.14643E+00	0.13867E+00	0.13754E+00	0.13662E+00	0.13638E+00
0.6000E+01	0.14333E+00	0.15850E+00	0.15594E+00	0.13381E+00	0.12620E+00	0.11831E+00	0.11719E+00	0.11626E+00	0.11603E+00
0.6500E+01	0.13615E+00	0.14624E+00	0.14128E+00	0.11651E+00	0.10878E+00	0.10096E+00	0.99859E+00	0.98958E+00	0.98729E+00
0.7000E+01	0.12933E+00	0.13492E+00	0.12801E+00	0.10146E+00	0.93767E+00	0.86161E+00	0.85103E+00	0.84239E+00	0.84020E+00
0.7500E+01	0.12285E+00	0.12448E+00	0.11598E+00	0.88351E+00	0.80833E+00	0.73539E+00	0.72535E+00	0.71717E+00	0.71510E+00
0.8000E+01	0.11670E+00	0.11484E+00	0.10508E+00	0.76941E+00	0.69687E+00	0.62771E+00	0.61828E+00	0.61061E+00	0.60867E+00
0.8500E+01	0.11086E+00	0.10595E+00	0.95212E+00	0.67006E+00	0.60000E+00	0.53583E+00	0.52705E+00	0.51992E+00	0.51812E+00
0.9000E+01	0.10531E+00	0.97754E+00	0.86267E+00	0.58356E+00	0.51800E+00	0.45741E+00	0.44930E+00	0.44272E+00	0.44106E+00
0.9500E+01	0.10003E+00	0.90189E+00	0.78162E+00	0.50823E+00	0.44662E+00	0.39049E+00	0.38303E+00	0.37700E+00	0.37548E+00
0.1000E+02	0.95024E+00	0.83209E+00	0.70819E+00	0.44263E+00	0.38508E+00	0.33337E+00	0.32655E+00	0.32104E+00	0.31966E+00
0.1500E+02	0.56848E+00	0.37184E+00	0.26406E+00	0.11118E+00	0.87485E+00	0.68616E+00	0.66293E+00	0.64414E+00	0.63983E+00
0.2000E+02	0.34009E+00	0.16616E+00	0.98463E+00	0.27930E+00	0.19881E+00	0.14128E+00	0.13464E+00	0.12942E+00	0.12812E+00
0.2500E+02	0.20346E+00	0.74254E+00	0.36714E+00	0.70166E+00	0.45181E+00	0.29092E+00	0.27345E+00	0.25990E+00	0.25658E+00
0.3000E+02	0.12172E+00	0.33182E+00	0.13690E+00	0.17627E+00	0.10268E+00	0.59904E+00	0.55538E+00	0.52196E+00	0.51381E+00
0.3500E+02	0.72820E+00	0.14828E+00	0.51047E+00	0.44284E+00	0.23334E+00	0.12335E+00	0.11280E+00	0.10482E+00	0.10289E+00
0.4000E+02	0.43565E+00	0.66263E+00	0.19034E+00	0.11125E+00	0.53028E+00	0.25400E+00	0.22909E+00	0.21052E+00	0.20605E+00
0.4500E+02	0.26063E+00	0.29611E+00	0.70974E+00	0.27949E+00	0.12051E+00	0.52301E+00	0.46529E+00	0.42278E+00	0.41264E+00
0.5000E+02	0.15592E+00	0.13232E+00	0.26464E+00	0.70213E+00	0.27387E+00	0.10770E+00	0.94502E+00	0.84906E+00	0.82634E+00
0.5500E+02	0.93279E+00	0.59132E+00	0.98680E+00	0.17639E+00	0.62238E+00	0.22176E+00	0.19193E+00	0.17052E+00	0.16548E+00
0.6000E+02	0.55805E+00	0.26424E+00	0.36795E+00	0.44314E+00	0.14144E+00	0.45663E+00	0.38982E+00	0.34244E+00	0.33139E+00
0.6500E+02	0.33385E+00	0.11808E+00	0.13720E+00	0.11133E+00	0.32143E+00	0.94027E+00	0.79174E+00	0.68773E+00	0.66362E+00
0.7000E+02	0.19973E+00	0.52748E+00	0.51159E+00	0.27968E+00	0.73048E+00	0.19362E+00	0.16081E+00	0.13812E+00	0.13290E+00
0.7500E+02	0.11949E+00	0.23581E+00	0.19076E+00	0.70262E+00	0.16601E+00	0.39871E+00	0.32663E+00	0.27741E+00	0.26616E+00

TABELA 4.9: HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=4.0$)

TDxf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24236E+00	0.36002E+00	0.42596E+00	0.55242E+00	0.58101E+00	0.60785E+00	0.61149E+00	0.61446E+00	0.61521E+00
0.2000E+01	0.22504E+00	0.32514E+00	0.37946E+00	0.48162E+00	0.50473E+00	0.52661E+00	0.52960E+00	0.53204E+00	0.53266E+00
0.3000E+01	0.21509E+00	0.30496E+00	0.35241E+00	0.43927E+00	0.45852E+00	0.47663E+00	0.47910E+00	0.49110E+00	0.48161E+00
0.4000E+01	0.20815E+00	0.29111E+00	0.33396E+00	0.41066E+00	0.42735E+00	0.44293E+00	0.44504E+00	0.44676E+00	0.44720E+00
0.5000E+01	0.20257E+00	0.28003E+00	0.31924E+00	0.38788E+00	0.40252E+00	0.41608E+00	0.41791E+00	0.41940E+00	0.41977E+00
0.6000E+01	0.19765E+00	0.27032E+00	0.30636E+00	0.36801E+00	0.38087E+00	0.39267E+00	0.39426E+00	0.39554E+00	0.39587E+00
0.7000E+01	0.19310E+00	0.26138E+00	0.29455E+00	0.34987E+00	0.36113E+00	0.37136E+00	0.37272E+00	0.37383E+00	0.37411E+00
0.8000E+01	0.18877E+00	0.25295E+00	0.28344E+00	0.33295E+00	0.34275E+00	0.35154E+00	0.35271E+00	0.35365E+00	0.35389E+00
0.9000E+01	0.18461E+00	0.24488E+00	0.27286E+00	0.31699E+00	0.32545E+00	0.33294E+00	0.33393E+00	0.33472E+00	0.33492E+00
0.1000E+02	0.18056E+00	0.23712E+00	0.26274E+00	0.30186E+00	0.30910E+00	0.31540E+00	0.31622E+00	0.31688E+00	0.31705E+00
0.1100E+02	0.17662E+00	0.22963E+00	0.25301E+00	0.28749E+00	0.29361E+00	0.29883E+00	0.29949E+00	0.30003E+00	0.30017E+00
0.1200E+02	0.17277E+00	0.22239E+00	0.24367E+00	0.27382E+00	0.27891E+00	0.28314E+00	0.28367E+00	0.28410E+00	0.28420E+00
0.1300E+02	0.16901E+00	0.21538E+00	0.23467E+00	0.26081E+00	0.26496E+00	0.26829E+00	0.26870E+00	0.26902E+00	0.26910E+00
0.1400E+02	0.16533E+00	0.20859E+00	0.22601E+00	0.24843E+00	0.25171E+00	0.25422E+00	0.25452E+00	0.25475E+00	0.25481E+00
0.1500E+02	0.16173E+00	0.20202E+00	0.21767E+00	0.23663E+00	0.23913E+00	0.24090E+00	0.24110E+00	0.24125E+00	0.24129E+00
0.1600E+02	0.15821E+00	0.19566E+00	0.20963E+00	0.22540E+00	0.22718E+00	0.22828E+00	0.22839E+00	0.22847E+00	0.22848E+00
0.1700E+02	0.15477E+00	0.18950E+00	0.20190E+00	0.21470E+00	0.21584E+00	0.21633E+00	0.21635E+00	0.21636E+00	0.21636E+00
0.1800E+02	0.15140E+00	0.18353E+00	0.19445E+00	0.20452E+00	0.20506E+00	0.20500E+00	0.20495E+00	0.20490E+00	0.20489E+00
0.1900E+02	0.14811E+00	0.17775E+00	0.18727E+00	0.19481E+00	0.19482E+00	0.19427E+00	0.19415E+00	0.19405E+00	0.19403E+00
0.2000E+02	0.14489E+00	0.17215E+00	0.18037E+00	0.18557E+00	0.18509E+00	0.18410E+00	0.18393E+00	0.18378E+00	0.18374E+00
0.3000E+02	0.11629E+00	0.12501E+00	0.12305E+00	0.11416E+00	0.11093E+00	0.10759E+00	0.10711E+00	0.10672E+00	0.10662E+00
0.4000E+02	0.93330E-01	0.90776E-01	0.85049E-01	0.70241E-01	0.66502E-01	0.62897E-01	0.62400E-01	0.61994E-01	0.61892E-01
0.5000E+02	0.74905E-01	0.65918E-01	0.58404E-01	0.43221E-01	0.39870E-01	0.36773E-01	0.36356E-01	0.36018E-01	0.35932E-01
0.6000E+02	0.60118E-01	0.47867E-01	0.40106E-01	0.26595E-01	0.23904E-01	0.21501E-01	0.21103E-01	0.20926E-01	0.20862E-01
0.7000E+02	0.48250E-01	0.34759E-01	0.27541E-01	0.16365E-01	0.14332E-01	0.12571E-01	0.12343E-01	0.12158E-01	0.12112E-01
0.8000E+02	0.38725E-01	0.25241E-01	0.18912E-01	0.10070E-01	0.85929E-02	0.73504E-02	0.71917E-02	0.70643E-02	0.70323E-02
0.9000E+02	0.31080E-01	0.18329E-01	0.12987E-01	0.61965E-02	0.51520E-02	0.42978E-02	0.41904E-02	0.41044E-02	0.40830E-02
0.1000E+03	0.24945E-01	0.13310E-01	0.89183E-02	0.38129E-02	0.30889E-02	0.25129E-02	0.24416E-02	0.23848E-02	0.23706E-02
0.1100E+03	0.20020E-01	0.96651E-02	0.61242E-02	0.23462E-02	0.18320E-02	0.14693E-02	0.14226E-02	0.13856E-02	0.13763E-02
0.1200E+03	0.16068E-01	0.70184E-02	0.42055E-02	0.14437E-02	0.11104E-02	0.85908E-03	0.82893E-03	0.80504E-03	0.79910E-03
0.1300E+03	0.12896E-01	0.50965E-02	0.28080E-02	0.88838E-03	0.66574E-03	0.50230E-03	0.48299E-03	0.46774E-03	0.46396E-03
0.1400E+03	0.10350E-01	0.37009E-02	0.19832E-02	0.54666E-03	0.39915E-03	0.29369E-03	0.28142E-03	0.27177E-03	0.26937E-03
0.1500E+03	0.83069E-02	0.26874E-02	0.13618E-02	0.33638E-03	0.23932E-03	0.17172E-03	0.16398E-03	0.15790E-03	0.15640E-03
0.1600E+03	0.66670E-02	0.19515E-02	0.93518E-03	0.20699E-03	0.14348E-03	0.10040E-03	0.95544E-04	0.91743E-04	0.90805E-04
0.1700E+03	0.53509E-02	0.14171E-02	0.64219E-03	0.12737E-03	0.86028E-04	0.58706E-04	0.55671E-04	0.53304E-04	0.52721E-04
0.1800E+03	0.42946E-02	0.10291E-02	0.44100E-03	0.78374E-04	0.51579E-04	0.34325E-04	0.32438E-04	0.30971E-04	0.30610E-04
0.1900E+03	0.34468E-02	0.74726E-03	0.30283E-03	0.48226E-04	0.30925E-04	0.20070E-04	0.18900E-04	0.17994E-04	0.17772E-04
0.2000E+03	0.27663E-02	0.54264E-03	0.20796E-03	0.29676E-04	0.18541E-04	0.11735E-04	0.11013E-04	0.10455E-04	0.10318E-04
0.2100E+03	0.22202E-02	0.39404E-03	0.14280E-03	0.18261E-04	0.11117E-04	0.68613E-05	0.64167E-05	0.60746E-05	0.59909E-05
0.2200E+03	0.17819E-02	0.28614E-03	0.98064E-04	0.11236E-04	0.66650E-05	0.40118E-05	0.37388E-05	0.35294E-05	0.34783E-05
0.2300E+03	0.14302E-02	0.20778E-03	0.67341E-04	0.69142E-05	0.39961E-05	0.23457E-05	0.21785E-05	0.20506E-05	0.20195E-05
0.2400E+03	0.11470E-02	0.15088E-03	0.46243E-04	0.42546E-05	0.23959E-05	0.13715E-05	0.12693E-05	0.11915E-05	0.11725E-05
0.2500E+03	0.92123E-03	0.10957E-03	0.31755E-04	0.26180E-05	0.14365E-05	0.80191E-06	0.73961E-06	0.69226E-06	0.68076E-06
0.2600E+03	0.73937E-03	0.79563E-04	0.21807E-04	0.16110E-05	0.86126E-06	0.46888E-06	0.43094E-06	0.40221E-06	0.39525E-06
0.2700E+03	0.59341E-03	0.57776E-04	0.14975E-04	0.99128E-06	0.51638E-06	0.27415E-06	0.25110E-06	0.23369E-06	0.22948E-06
0.2800E+03	0.47626E-03	0.41954E-04	0.10283E-04	0.60997E-06	0.30960E-06	0.16029E-06	0.14631E-06	0.13578E-06	0.13324E-06

T A B E L A 4.10: : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSINETRICA($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=0.0$)

TDxP	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24231E+00	0.36002E+00	0.42599E+00	0.55253E+00	0.58114E+00	0.60801E+00	0.61166E+00	0.61463E+00	0.61538E+00
0.2000E+01	0.22499E+00	0.32515E+00	0.37951E+00	0.48179E+00	0.50494E+00	0.52687E+00	0.52937E+00	0.53232E+00	0.53294E+00
0.3000E+01	0.21515E+00	0.30526E+00	0.35291E+00	0.44042E+00	0.45990E+00	0.47826E+00	0.48076E+00	0.48280E+00	0.48332E+00
0.4000E+01	0.20861E+00	0.29238E+00	0.33591E+00	0.41463E+00	0.43198E+00	0.44828E+00	0.45050E+00	0.45231E+00	0.45277E+00
0.5000E+01	0.20381E+00	0.28310E+00	0.32378E+00	0.39659E+00	0.41252E+00	0.42747E+00	0.42951E+00	0.43117E+00	0.43158E+00
0.6000E+01	0.20005E+00	0.27595E+00	0.31452E+00	0.38300E+00	0.39791E+00	0.41180E+00	0.41379E+00	0.41533E+00	0.41572E+00
0.7000E+01	0.19690E+00	0.27019E+00	0.30711E+00	0.37224E+00	0.38636E+00	0.39958E+00	0.40138E+00	0.40285E+00	0.40322E+00
0.8000E+01	0.19440E+00	0.26539E+00	0.30096E+00	0.36340E+00	0.37689E+00	0.38951E+00	0.39122E+00	0.39262E+00	0.39297E+00
0.9000E+01	0.19217E+00	0.26130E+00	0.29574E+00	0.35592E+00	0.36889E+00	0.38100E+00	0.38265E+00	0.38399E+00	0.38433E+00
0.1000E+02	0.19022E+00	0.25773E+00	0.29120E+00	0.34945E+00	0.36197E+00	0.37366E+00	0.37524E+00	0.37654E+00	0.37686E+00
0.2200E+02	0.17584E+00	0.23198E+00	0.25073E+00	0.30369E+00	0.31309E+00	0.32179E+00	0.32297E+00	0.32393E+00	0.32417E+00
0.3100E+02	0.16803E+00	0.21803E+00	0.24113E+00	0.27875E+00	0.28641E+00	0.29342E+00	0.29437E+00	0.29513E+00	0.29532E+00
0.4000E+02	0.16088E+00	0.20540E+00	0.22529E+00	0.25655E+00	0.26271E+00	0.26829E+00	0.26903E+00	0.26963E+00	0.26978E+00
0.5200E+02	0.15191E+00	0.18983E+00	0.20592E+00	0.22984E+00	0.23431E+00	0.23827E+00	0.23879E+00	0.23921E+00	0.23932E+00
0.6100E+02	0.14552E+00	0.17895E+00	0.19252E+00	0.21168E+00	0.21507E+00	0.21800E+00	0.21839E+00	0.21869E+00	0.21877E+00
0.7000E+02	0.13941E+00	0.16869E+00	0.17999E+00	0.19495E+00	0.19741E+00	0.19947E+00	0.19973E+00	0.19994E+00	0.19999E+00
0.8200E+02	0.13165E+00	0.15592E+00	0.16454E+00	0.17469E+00	0.17610E+00	0.17719E+00	0.17732E+00	0.17742E+00	0.17744E+00
0.9100E+02	0.12612E+00	0.14698E+00	0.15383E+00	0.16089E+00	0.16165E+00	0.16213E+00	0.16217E+00	0.16221E+00	0.16222E+00
0.1000E+03	0.12081E+00	0.13856E+00	0.14382E+00	0.14818E+00	0.14838E+00	0.14835E+00	0.14833E+00	0.14831E+00	0.14830E+00
0.1120E+03	0.11409E+00	0.12867E+00	0.13148E+00	0.13278E+00	0.13237E+00	0.13178E+00	0.13168E+00	0.13160E+00	0.13158E+00
0.1210E+03	0.10930E+00	0.12073E+00	0.12292E+00	0.12229E+00	0.12150E+00	0.12058E+00	0.12044E+00	0.12032E+00	0.12029E+00
0.1300E+03	0.10470E+00	0.11381E+00	0.11492E+00	0.11263E+00	0.11153E+00	0.11033E+00	0.11016E+00	0.11001E+00	0.10997E+00
0.1420E+03	0.98877E-01	0.10520E+00	0.10506E+00	0.10092E+00	0.99494E-01	0.98009E-01	0.97797E-01	0.97622E-01	0.97577E-01
0.1510E+03	0.94721E-01	0.99166E-01	0.98225E-01	0.92952E-01	0.91328E-01	0.89680E-01	0.89447E-01	0.89255E-01	0.89206E-01
0.1600E+03	0.90740E-01	0.93482E-01	0.91833E-01	0.85609E-01	0.83833E-01	0.82059E-01	0.81810E-01	0.81605E-01	0.81554E-01
0.1720E+03	0.85691E-01	0.86406E-01	0.83952E-01	0.76713E-01	0.74787E-01	0.72895E-01	0.72631E-01	0.72416E-01	0.72361E-01
0.1810E+03	0.82089E-01	0.81454E-01	0.78489E-01	0.70653E-01	0.68649E-01	0.66700E-01	0.66430E-01	0.66210E-01	0.66154E-01
0.1900E+03	0.78639E-01	0.76785E-01	0.73381E-01	0.65072E-01	0.63015E-01	0.61032E-01	0.60758E-01	0.60535E-01	0.60479E-01
0.2020E+03	0.74263E-01	0.70973E-01	0.67084E-01	0.58310E-01	0.56215E-01	0.54216E-01	0.53942E-01	0.53719E-01	0.53662E-01
0.2110E+03	0.71142E-01	0.66905E-01	0.62718E-01	0.53704E-01	0.51601E-01	0.49609E-01	0.49337E-01	0.49115E-01	0.49059E-01
0.2200E+03	0.68152E-01	0.63070E-01	0.58637E-01	0.49462E-01	0.47366E-01	0.45393E-01	0.45124E-01	0.44905E-01	0.44850E-01
0.2320E+03	0.64360E-01	0.58296E-01	0.53605E-01	0.44322E-01	0.42255E-01	0.40324E-01	0.40062E-01	0.39849E-01	0.39795E-01
0.2410E+03	0.61655E-01	0.54955E-01	0.50116E-01	0.40821E-01	0.38787E-01	0.36897E-01	0.36642E-01	0.36434E-01	0.36381E-01
0.2500E+03	0.59063E-01	0.51805E-01	0.46855E-01	0.37596E-01	0.35604E-01	0.33762E-01	0.33513E-01	0.33311E-01	0.33260E-01
0.3010E+03	0.46307E-01	0.37077E-01	0.32000E-01	0.23585E-01	0.21915E-01	0.20411E-01	0.20211E-01	0.20049E-01	0.20008E-01
0.4000E+03	0.28875E-01	0.19369E-01	0.15264E-01	0.95394E-02	0.85437E-02	0.76842E-02	0.75726E-02	0.74826E-02	0.74600E-02
0.5020E+03	0.17749E-01	0.99215E-02	0.71199E-02	0.37540E-02	0.32370E-02	0.28085E-02	0.27541E-02	0.27105E-02	0.26995E-02
0.6010E+03	0.11067E-01	0.51831E-02	0.33963E-02	0.15104E-02	0.12619E-02	0.10573E-02	0.10319E-02	0.10116E-02	0.10065E-02
0.7000E+03	0.69010E-02	0.27077E-02	0.16201E-02	0.61416E-03	0.49197E-03	0.39806E-03	0.38663E-03	0.37755E-03	0.37529E-03
0.8020E+03	0.42420E-02	0.13870E-02	0.75567E-03	0.24169E-03	0.18640E-03	0.14549E-03	0.14062E-03	0.13676E-03	0.13500E-03
0.9010E+03	0.26451E-02	0.72456E-03	0.36046E-03	0.97757E-04	0.72666E-04	0.54772E-04	0.52686E-04	0.51042E-04	0.50635E-04
0.1000E+04	0.16493E-02	0.37851E-03	0.17195E-03	0.39540E-04	0.28329E-04	0.20620E-04	0.19740E-04	0.19050E-04	0.18879E-04
0.1102E+04	0.10138E-02	0.19389E-03	0.80202E-04	0.15560E-04	0.10733E-04	0.75366E-05	0.71795E-05	0.69006E-05	0.68319E-05
0.1201E+04	0.63218E-03	0.10129E-03	0.38258E-04	0.62937E-05	0.41843E-05	0.28373E-05	0.26900E-05	0.25754E-05	0.25473E-05
0.1300E+04	0.39419E-03	0.52913E-04	0.18249E-04	0.25456E-05	0.16312E-05	0.10682E-05	0.10079E-05	0.96121E-06	0.94976E-06
0.1402E+04	0.24231E-03	0.27104E-04	0.85122E-05	0.10018E-05	0.61804E-06	0.39041E-06	0.36658E-06	0.34819E-06	0.34369E-06

TABELA 4.11 : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=16.0$)

- CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TDxf	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24276E+00	0.36023E+00	0.42620E+00	0.55287E+00	0.58152E+00	0.60843E+00	0.61208E+00	0.61506E+00	0.61581E+00
0.2000E+01	0.22534E+00	0.32528E+00	0.37964E+00	0.48201E+00	0.50519E+00	0.52714E+00	0.53015E+00	0.53259E+00	0.53321E+00
0.3000E+01	0.21546E+00	0.30537E+00	0.35302E+00	0.44060E+00	0.46010E+00	0.47848E+00	0.48099E+00	0.48304E+00	0.48355E+00
0.4000E+01	0.20891E+00	0.29248E+00	0.33601E+00	0.41479E+00	0.43216E+00	0.44848E+00	0.45070E+00	0.45252E+00	0.45297E+00
0.5000E+01	0.20409E+00	0.28319E+00	0.32388E+00	0.39674E+00	0.41269E+00	0.42765E+00	0.42969E+00	0.43135E+00	0.43177E+00
0.6000E+01	0.20032E+00	0.27604E+00	0.31461E+00	0.38315E+00	0.39807E+00	0.41206E+00	0.41396E+00	0.41551E+00	0.41590E+00
0.7000E+01	0.19725E+00	0.27028E+00	0.30720E+00	0.37238E+00	0.38652E+00	0.39976E+00	0.40156E+00	0.40303E+00	0.40340E+00
0.8000E+01	0.19466E+00	0.26549E+00	0.30106E+00	0.36356E+00	0.37707E+00	0.38971E+00	0.39143E+00	0.39283E+00	0.39318E+00
0.9000E+01	0.19244E+00	0.26141E+00	0.29586E+00	0.35613E+00	0.36912E+00	0.38127E+00	0.38292E+00	0.38426E+00	0.38460E+00
0.1000E+02	0.19050E+00	0.25787E+00	0.29137E+00	0.34975E+00	0.36230E+00	0.37403E+00	0.37562E+00	0.37692E+00	0.37725E+00
0.2000E+02	0.17910E+00	0.23787E+00	0.26641E+00	0.31531E+00	0.32572E+00	0.33542E+00	0.33674E+00	0.33781E+00	0.33808E+00
0.3000E+02	0.17280E+00	0.22693E+00	0.25281E+00	0.29659E+00	0.30582E+00	0.31441E+00	0.31557E+00	0.31652E+00	0.31675E+00
0.4000E+02	0.16857E+00	0.21971E+00	0.24391E+00	0.28450E+00	0.29301E+00	0.30091E+00	0.30197E+00	0.30284E+00	0.30306E+00
0.5000E+02	0.16538E+00	0.21433E+00	0.23731E+00	0.27560E+00	0.28359E+00	0.29099E+00	0.29199E+00	0.29281E+00	0.29301E+00
0.6000E+02	0.16278E+00	0.20997E+00	0.23197E+00	0.26842E+00	0.27600E+00	0.28301E+00	0.28395E+00	0.28472E+00	0.28492E+00
0.7000E+02	0.16053E+00	0.20622E+00	0.22738E+00	0.26226E+00	0.26946E+00	0.27615E+00	0.27705E+00	0.27778E+00	0.27796E+00
0.8000E+02	0.15850E+00	0.20284E+00	0.22325E+00	0.25671E+00	0.26361E+00	0.26997E+00	0.27083E+00	0.27153E+00	0.27170E+00
0.9000E+02	0.15662E+00	0.19970E+00	0.21942E+00	0.25157E+00	0.25817E+00	0.26425E+00	0.26507E+00	0.26573E+00	0.26590E+00
0.1000E+03	0.15484E+00	0.19674E+00	0.21580E+00	0.24671E+00	0.25302E+00	0.25883E+00	0.25961E+00	0.26025E+00	0.26041E+00
0.1100E+03	0.15312E+00	0.19389E+00	0.21332E+00	0.24204E+00	0.24809E+00	0.25364E+00	0.25439E+00	0.25500E+00	0.25515E+00
0.1200E+03	0.15146E+00	0.19112E+00	0.20895E+00	0.23753E+00	0.24332E+00	0.24863E+00	0.24934E+00	0.24992E+00	0.25007E+00
0.1300E+03	0.14983E+00	0.18843E+00	0.20567E+00	0.23315E+00	0.23869E+00	0.24376E+00	0.24444E+00	0.24499E+00	0.24513E+00
0.1400E+03	0.14823E+00	0.18579E+00	0.20246E+00	0.22887E+00	0.23417E+00	0.23901E+00	0.23966E+00	0.24019E+00	0.24032E+00
0.1500E+03	0.14666E+00	0.18320E+00	0.19931E+00	0.22469E+00	0.22976E+00	0.23437E+00	0.23499E+00	0.23549E+00	0.23562E+00
0.1600E+03	0.14511E+00	0.18066E+00	0.19623E+00	0.22060E+00	0.22543E+00	0.22984E+00	0.23043E+00	0.23090E+00	0.23102E+00
0.1700E+03	0.14357E+00	0.17815E+00	0.19320E+00	0.21658E+00	0.22120E+00	0.22539E+00	0.22596E+00	0.22641E+00	0.22653E+00
0.1800E+03	0.14206E+00	0.17569E+00	0.19021E+00	0.21265E+00	0.21705E+00	0.22104E+00	0.22158E+00	0.22201E+00	0.22212E+00
0.1900E+03	0.14057E+00	0.17326E+00	0.18728E+00	0.20878E+00	0.21298E+00	0.21678E+00	0.21728E+00	0.21769E+00	0.21780E+00
0.2000E+03	0.13909E+00	0.17086E+00	0.18439E+00	0.20499E+00	0.20899E+00	0.21260E+00	0.21308E+00	0.21347E+00	0.21356E+00
0.3000E+03	0.12515E+00	0.14868E+00	0.15787E+00	0.17070E+00	0.17299E+00	0.17500E+00	0.17528E+00	0.17547E+00	0.17553E+00
0.4000E+03	0.11261E+00	0.12938E+00	0.13517E+00	0.14214E+00	0.14320E+00	0.14405E+00	0.14416E+00	0.14425E+00	0.14427E+00
0.5000E+03	0.10132E+00	0.11258E+00	0.11574E+00	0.11836E+00	0.11853E+00	0.11858E+00	0.11858E+00	0.11858E+00	0.11858E+00
0.6000E+03	0.91168E-01	0.97970E-01	0.99096E-01	0.98564E-01	0.98119E-01	0.97613E-01	0.97538E-01	0.97475E-01	0.97460E-01
0.7000E+03	0.82031E-01	0.85252E-01	0.84847E-01	0.82077E-01	0.81220E-01	0.80353E-01	0.80230E-01	0.80130E-01	0.80104E-01
0.8000E+03	0.73811E-01	0.74186E-01	0.72647E-01	0.68347E-01	0.67232E-01	0.66145E-01	0.65994E-01	0.65871E-01	0.65839E-01
0.9000E+03	0.66414E-01	0.64556E-01	0.62202E-01	0.56914E-01	0.55653E-01	0.54449E-01	0.54284E-01	0.54149E-01	0.54115E-01
0.1000E+04	0.59759E-01	0.56176E-01	0.53250E-01	0.47393E-01	0.46068E-01	0.44821E-01	0.44652E-01	0.44513E-01	0.44478E-01
0.1200E+04	0.48382E-01	0.42538E-01	0.39043E-01	0.32864E-01	0.31567E-01	0.30372E-01	0.30211E-01	0.30081E-01	0.30048E-01
0.1400E+04	0.39171E-01	0.32211E-01	0.28623E-01	0.22789E-01	0.21630E-01	0.20581E-01	0.20441E-01	0.20327E-01	0.20299E-01
0.1600E+04	0.31737E-01	0.24422E-01	0.21017E-01	0.15837E-01	0.14855E-01	0.13980E-01	0.13864E-01	0.13771E-01	0.13747E-01
0.1800E+04	0.25706E-01	0.18506E-01	0.15420E-01	0.10993E-01	0.10190E-01	0.94842E-02	0.93915E-02	0.93165E-02	0.92977E-02
0.2000E+04	0.20821E-01	0.14023E-01	0.11314E-01	0.76309E-02	0.69902E-02	0.64341E-02	0.63616E-02	0.63031E-02	0.62884E-02
0.3000E+04	0.72508E-02	0.35035E-02	0.24056E-02	0.12299E-02	0.10617E-02	0.92454E-03	0.90725E-03	0.89341E-03	0.88994E-03
0.4000E+04	0.25338E-02	0.88040E-03	0.51600E-03	0.20110E-03	0.16382E-03	0.13513E-03	0.13163E-03	0.12885E-03	0.12815E-03
0.5000E+04	0.90062E-03	0.22713E-03	0.11408E-03	0.34144E-04	0.26290E-04	0.20573E-04	0.19898E-04	0.19364E-04	0.19231E-04
0.6000E+04	0.32012E-03	0.58592E-04	0.25221E-04	0.57971E-05	0.42189E-05	0.31322E-05	0.30078E-05	0.29101E-05	0.28859E-05

TABELA 4.12 : HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=0.60$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=32.0$)

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS										
TOD	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA	
0.1000E+01	0.24390E+00	0.36091E+00	0.42687E+00	0.55381E+00	0.58258E+00	0.60961E+00	0.61328E+00	0.61627E+00	0.61702E+00	
0.2000E+01	0.22614E+00	0.32563E+00	0.37999E+00	0.48255E+00	0.50580E+00	0.52782E+00	0.53083E+00	0.53329E+00	0.53391E+00	
0.3000E+01	0.21620E+00	0.30567E+00	0.35331E+00	0.44105E+00	0.46060E+00	0.47904E+00	0.48155E+00	0.48360E+00	0.48412E+00	
0.4000E+01	0.20960E+00	0.29276E+00	0.33627E+00	0.41519E+00	0.43260E+00	0.44897E+00	0.45120E+00	0.45302E+00	0.45348E+00	
0.5000E+01	0.20475E+00	0.28348E+00	0.32413E+00	0.39711E+00	0.41310E+00	0.42811E+00	0.43015E+00	0.43181E+00	0.43223E+00	
0.6000E+01	0.20096E+00	0.27629E+00	0.31485E+00	0.38349E+00	0.39845E+00	0.41248E+00	0.41439E+00	0.41594E+00	0.41634E+00	
0.7000E+01	0.19786E+00	0.27052E+00	0.30742E+00	0.37271E+00	0.38609E+00	0.40016E+00	0.40197E+00	0.40344E+00	0.40381E+00	
0.8000E+01	0.19526E+00	0.26572E+00	0.30128E+00	0.36387E+00	0.37741E+00	0.39009E+00	0.39181E+00	0.39321E+00	0.39357E+00	
0.9000E+01	0.19303E+00	0.26164E+00	0.29600E+00	0.35643E+00	0.36946E+00	0.38164E+00	0.38329E+00	0.38464E+00	0.38498E+00	
0.1000E+02	0.19107E+00	0.25809E+00	0.29158E+00	0.35004E+00	0.36262E+00	0.37439E+00	0.37598E+00	0.37728E+00	0.37761E+00	
0.2000E+02	0.17961E+00	0.23805E+00	0.26657E+00	0.31554E+00	0.32597E+00	0.33570E+00	0.33702E+00	0.33809E+00	0.33836E+00	
0.3000E+02	0.17327E+00	0.22710E+00	0.25296E+00	0.29600E+00	0.30666E+00	0.31466E+00	0.31583E+00	0.31678E+00	0.31702E+00	
0.4000E+02	0.16903E+00	0.21990E+00	0.24410E+00	0.28477E+00	0.29331E+00	0.30123E+00	0.30231E+00	0.30318E+00	0.30340E+00	
0.5000E+02	0.16589E+00	0.21464E+00	0.23765E+00	0.27610E+00	0.28415E+00	0.29160E+00	0.29260E+00	0.29342E+00	0.29363E+00	
0.6000E+02	0.16341E+00	0.21053E+00	0.23264E+00	0.26942E+00	0.27708E+00	0.28418E+00	0.28514E+00	0.28592E+00	0.28611E+00	
0.7000E+02	0.16137E+00	0.20718E+00	0.22857E+00	0.26402E+00	0.27139E+00	0.27820E+00	0.27912E+00	0.27987E+00	0.28006E+00	
0.8000E+02	0.15965E+00	0.20436E+00	0.22516E+00	0.25952E+00	0.26664E+00	0.27323E+00	0.27412E+00	0.27484E+00	0.27503E+00	
0.9000E+02	0.15817E+00	0.20195E+00	0.22224E+00	0.25568E+00	0.26260E+00	0.26899E+00	0.26986E+00	0.27056E+00	0.27074E+00	
0.1000E+03	0.15686E+00	0.19983E+00	0.21978E+00	0.25294E+00	0.25989E+00	0.26532E+00	0.26616E+00	0.26684E+00	0.26701E+00	
0.2000E+03	0.14873E+00	0.18688E+00	0.20410E+00	0.23220E+00	0.23793E+00	0.24320E+00	0.24391E+00	0.24449E+00	0.24463E+00	
0.3000E+03	0.14399E+00	0.17943E+00	0.19531E+00	0.22077E+00	0.22594E+00	0.23068E+00	0.23132E+00	0.23184E+00	0.23197E+00	
0.4000E+03	0.14022E+00	0.17352E+00	0.18827E+00	0.21170E+00	0.21642E+00	0.22074E+00	0.22132E+00	0.22180E+00	0.22192E+00	
0.5000E+03	0.13680E+00	0.16818E+00	0.18192E+00	0.20353E+00	0.20785E+00	0.21180E+00	0.21233E+00	0.21276E+00	0.21287E+00	
0.6000E+03	0.13355E+00	0.16312E+00	0.17592E+00	0.19584E+00	0.19980E+00	0.20340E+00	0.20388E+00	0.20427E+00	0.20437E+00	
0.7000E+03	0.13041E+00	0.15826E+00	0.17016E+00	0.18850E+00	0.19210E+00	0.19538E+00	0.19582E+00	0.19617E+00	0.19626E+00	
0.8000E+03	0.12735E+00	0.15355E+00	0.16461E+00	0.18145E+00	0.18473E+00	0.18770E+00	0.18810E+00	0.18842E+00	0.18850E+00	
0.9000E+03	0.12437E+00	0.14899E+00	0.15924E+00	0.17466E+00	0.17764E+00	0.18032E+00	0.18068E+00	0.18097E+00	0.18105E+00	
0.1000E+04	0.12146E+00	0.14457E+00	0.15405E+00	0.16814E+00	0.17083E+00	0.17324E+00	0.17356E+00	0.17382E+00	0.17389E+00	
0.2000E+04	0.95868E-01	0.10699E+00	0.11066E+00	0.11496E+00	0.11560E+00	0.11613E+00	0.11619E+00	0.11625E+00	0.11626E+00	
0.3000E+04	0.75659E-01	0.79170E-01	0.79470E-01	0.78570E-01	0.78201E-01	0.77812E-01	0.77756E-01	0.77710E-01	0.77698E-01	
0.4000E+04	0.59651E-01	0.58532E-01	0.57030E-01	0.53678E-01	0.52883E-01	0.52125E-01	0.52021E-01	0.51936E-01	0.51914E-01	
0.5000E+04	0.47119E-01	0.43370E-01	0.41021E-01	0.36760E-01	0.35847E-01	0.35001E-01	0.34887E-01	0.34793E-01	0.34770E-01	
0.6000E+04	0.37220E-01	0.32135E-01	0.29505E-01	0.25174E-01	0.24300E-01	0.23503E-01	0.23398E-01	0.23309E-01	0.23287E-01	
0.7000E+04	0.29400E-01	0.23810E-01	0.21222E-01	0.17239E-01	0.16472E-01	0.15782E-01	0.15690E-01	0.15615E-01	0.15597E-01	
0.8000E+04	0.23223E-01	0.17642E-01	0.15265E-01	0.11806E-01	0.11165E-01	0.10597E-01	0.10522E-01	0.10461E-01	0.10446E-01	
0.9000E+04	0.18344E-01	0.13072E-01	0.10980E-01	0.80840E-02	0.75686E-02	0.71157E-02	0.70563E-02	0.70003E-02	0.69962E-02	
0.9000E+04	0.18129E-01	0.12877E-01	0.10800E-01	0.79332E-02	0.74229E-02	0.69754E-02	0.69167E-02	0.68693E-02	0.68574E-02	
0.1000E+05	0.14490E-01	0.96856E-02	0.78973E-02	0.55366E-02	0.51304E-02	0.47781E-02	0.47321E-02	0.46950E-02	0.46857E-02	
0.1100E+05	0.11446E-01	0.71765E-02	0.56804E-02	0.37916E-02	0.34777E-02	0.32084E-02	0.31735E-02	0.31453E-02	0.31383E-02	
0.1200E+05	0.90414E-02	0.53174E-02	0.40850E-02	0.25965E-02	0.23574E-02	0.21544E-02	0.21282E-02	0.21071E-02	0.21019E-02	
0.1300E+05	0.71419E-02	0.39397E-02	0.29388E-02	0.17781E-02	0.15980E-02	0.14466E-02	0.14272E-02	0.14116E-02	0.14077E-02	
0.1400E+05	0.56415E-02	0.29193E-02	0.21138E-02	0.12177E-02	0.10832E-02	0.97139E-03	0.95714E-03	0.94569E-03	0.94283E-03	
0.1500E+05	0.44562E-02	0.21630E-02	0.15204E-02	0.83390E-03	0.73426E-03	0.65227E-03	0.64188E-03	0.63355E-03	0.63146E-03	
0.1600E+05	0.35200E-02	0.16027E-02	0.10936E-02	0.57107E-03	0.49773E-03	0.43799E-03	0.43046E-03	0.42443E-03	0.42292E-03	
0.1700E+05	0.27805E-02	0.11875E-02	0.78659E-03	0.39108E-03	0.33739E-03	0.29410E-03	0.28868E-03	0.28434E-03	0.28325E-03	
0.1800E+05	0.21963E-02	0.87989E-03	0.56578E-03	0.26782E-03	0.22870E-03	0.19748E-03	0.19359E-03	0.19049E-03	0.18971E-03	

T A B E L A 4.13 : HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=2.0$)

TDxT	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+00	0.32607E+00	0.56080E+00	0.78246E+00	0.12178E+01	0.13564E+01	0.14801E+01	0.14953E+01	0.15073E+01	0.15102E+01
0.2000E+00	0.29881E+00	0.49689E+00	0.63618E+00	0.99794E+00	0.10972E+01	0.11911E+01	0.12037E+01	0.12138E+01	0.12163E+01
0.3000E+00	0.28259E+00	0.45858E+00	0.57812E+00	0.86928E+00	0.94462E+00	0.10149E+01	0.10242E+01	0.10317E+01	0.10336E+01
0.4000E+00	0.27188E+00	0.43344E+00	0.54026E+00	0.78919E+00	0.85123E+00	0.90859E+00	0.91618E+00	0.92230E+00	0.92384E+00
0.5000E+00	0.26405E+00	0.41520E+00	0.51297E+00	0.73330E+00	0.78667E+00	0.83566E+00	0.84213E+00	0.84735E+00	0.84866E+00
0.6000E+00	0.25792E+00	0.40102E+00	0.49187E+00	0.69089E+00	0.73792E+00	0.78072E+00	0.78635E+00	0.79089E+00	0.79203E+00
0.7000E+00	0.25289E+00	0.38942E+00	0.47464E+00	0.65667E+00	0.69864E+00	0.73646E+00	0.74140E+00	0.74538E+00	0.74638E+00
0.8000E+00	0.24859E+00	0.37952E+00	0.45997E+00	0.62770E+00	0.66542E+00	0.69900E+00	0.70335E+00	0.70685E+00	0.70773E+00
0.9000E+00	0.24482E+00	0.37081E+00	0.44705E+00	0.60238E+00	0.63630E+00	0.66612E+00	0.66975E+00	0.67302E+00	0.67379E+00
0.1000E+01	0.24141E+00	0.36293E+00	0.43538E+00	0.57943E+00	0.61007E+00	0.63650E+00	0.63985E+00	0.64253E+00	0.64320E+00
0.1500E+01	0.22038E+00	0.33373E+00	0.39300E+00	0.50124E+00	0.52206E+00	0.53902E+00	0.54108E+00	0.54270E+00	0.54311E+00
0.2000E+01	0.21659E+00	0.30691E+00	0.35399E+00	0.42837E+00	0.43937E+00	0.44637E+00	0.44703E+00	0.44750E+00	0.44762E+00
0.2500E+01	0.20564E+00	0.28254E+00	0.31910E+00	0.36600E+00	0.36952E+00	0.36923E+00	0.36888E+00	0.36854E+00	0.36845E+00
0.3000E+01	0.19530E+00	0.26018E+00	0.28772E+00	0.31272E+00	0.31077E+00	0.30538E+00	0.30436E+00	0.30347E+00	0.30324E+00
0.3500E+01	0.18550E+00	0.23961E+00	0.25945E+00	0.26721E+00	0.26136E+00	0.25257E+00	0.25112E+00	0.24988E+00	0.24956E+00
0.4000E+01	0.17620E+00	0.22067E+00	0.23396E+00	0.22832E+00	0.21980E+00	0.20890E+00	0.20719E+00	0.20576E+00	0.20539E+00
0.4500E+01	0.16736E+00	0.20322E+00	0.21097E+00	0.19509E+00	0.18485E+00	0.17277E+00	0.17094E+00	0.16942E+00	0.16904E+00
0.5000E+01	0.15897E+00	0.18716E+00	0.19025E+00	0.16649E+00	0.15546E+00	0.14289E+00	0.14104E+00	0.13951E+00	0.13911E+00
0.5500E+01	0.15100E+00	0.17237E+00	0.17156E+00	0.14243E+00	0.13074E+00	0.11818E+00	0.11637E+00	0.11487E+00	0.11449E+00
0.6000E+01	0.14342E+00	0.15874E+00	0.15470E+00	0.12170E+00	0.10996E+00	0.97745E-01	0.96010E-01	0.94586E-01	0.94225E-01
0.6500E+01	0.13623E+00	0.14620E+00	0.13950E+00	0.10399E+00	0.92473E-01	0.80842E-01	0.79215E-01	0.77884E-01	0.77547E-01
0.7000E+01	0.12940E+00	0.13464E+00	0.12580E+00	0.88856E-01	0.77770E-01	0.66862E-01	0.65357E-01	0.64131E-01	0.63821E-01
0.7500E+01	0.12291E+00	0.12400E+00	0.11344E+00	0.75924E-01	0.65404E-01	0.55299E-01	0.53924E-01	0.52806E-01	0.52524E-01
0.8000E+01	0.11675E+00	0.11420E+00	0.10238E+00	0.64874E-01	0.55005E-01	0.45736E-01	0.44491E-01	0.43481E-01	0.43227E-01
0.8500E+01	0.11089E+00	0.10517E+00	0.92246E-01	0.55432E-01	0.46259E-01	0.37827E-01	0.36708E-01	0.35803E-01	0.35576E-01
0.9000E+01	0.10533E+00	0.96860E-01	0.83183E-01	0.47364E-01	0.38904E-01	0.31285E-01	0.30286E-01	0.29481E-01	0.29279E-01
0.9500E+01	0.10005E+00	0.89204E-01	0.75011E-01	0.40471E-01	0.32719E-01	0.25875E-01	0.24988E-01	0.24275E-01	0.24096E-01
0.1000E+02	0.95031E-01	0.82153E-01	0.67642E-01	0.34581E-01	0.27516E-01	0.21400E-01	0.20617E-01	0.19988E-01	0.19831E-01
0.1100E+02	0.85739E-01	0.69680E-01	0.55004E-01	0.25247E-01	0.19462E-01	0.14639E-01	0.14035E-01	0.13552E-01	0.13432E-01
0.1200E+02	0.77355E-01	0.59100E-01	0.44727E-01	0.18433E-01	0.13765E-01	0.10013E-01	0.95538E-02	0.91886E-02	0.90977E-02
0.1300E+02	0.69791E-01	0.50127E-01	0.36371E-01	0.13458E-01	0.97358E-02	0.68496E-02	0.65036E-02	0.62300E-02	0.61621E-02
0.1400E+02	0.62967E-01	0.42516E-01	0.29575E-01	0.98257E-02	0.68860E-02	0.46854E-02	0.44272E-02	0.42240E-02	0.41737E-02
0.1500E+02	0.56810E-01	0.36061E-01	0.24050E-01	0.71738E-02	0.48704E-02	0.32050E-02	0.30137E-02	0.28639E-02	0.28269E-02
0.1600E+02	0.51255E-01	0.30585E-01	0.19556E-01	0.52376E-02	0.34447E-02	0.21924E-02	0.20515E-02	0.19418E-02	0.19147E-02
0.1700E+02	0.46248E-01	0.25942E-01	0.15903E-01	0.38239E-02	0.24364E-02	0.14997E-02	0.13965E-02	0.13165E-02	0.12969E-02
0.1800E+02	0.41721E-01	0.22003E-01	0.12931E-01	0.27919E-02	0.17232E-02	0.10258E-02	0.95068E-03	0.89263E-03	0.87841E-03
0.1900E+02	0.37642E-01	0.18662E-01	0.10515E-01	0.20383E-02	0.12188E-02	0.70171E-03	0.64716E-03	0.60521E-03	0.59497E-03
0.2000E+02	0.33961E-01	0.15829E-01	0.85507E-02	0.14882E-02	0.86204E-03	0.48000E-03	0.44054E-03	0.41034E-03	0.40298E-03
0.2500E+02	0.20302E-01	0.69478E-02	0.30402E-02	0.30873E-03	0.15258E-03	0.71887E-04	0.64397E-04	0.58793E-04	0.57446E-04
0.3000E+02	0.12136E-01	0.30497E-02	0.10809E-02	0.64045E-04	0.27006E-04	0.10766E-04	0.94134E-05	0.84239E-05	0.81889E-05
0.3500E+02	0.72552E-02	0.13386E-02	0.38432E-03	0.13286E-04	0.47801E-05	0.16124E-05	0.13760E-05	0.12070E-05	0.11673E-05
0.4000E+02	0.43372E-02	0.58759E-03	0.13664E-03	0.27562E-05	0.84607E-06	0.24148E-06	0.20115E-06	0.17293E-06	0.16641E-06
0.4500E+02	0.25928E-02	0.25792E-03	0.48582E-04	0.57178E-06	0.14975E-06	0.36165E-07	0.29403E-07	0.24778E-07	0.23721E-07
0.5000E+02	0.15500E-02	0.11321E-03	0.17273E-04	0.11861E-06	0.26506E-07	0.54162E-08	0.42981E-08	0.35502E-08	0.33815E-08
0.5500E+02	0.92657E-03	0.49693E-04	0.61414E-05	0.24607E-07	0.46915E-08	0.81116E-09	0.62828E-09	0.50867E-09	0.48204E-09
0.6000E+02	0.55390E-03	0.21812E-04	0.21836E-05	0.51046E-08	0.83039E-09	0.12148E-09	0.91843E-10	0.72884E-10	0.68717E-10

TABELA 4.14: HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=4.0$)

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS										
TDNF	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INF INÍCIA	
0.1000E+01	0.24280E+00	0.36725E+00	0.44347E+00	0.60407E+00	0.64522E+00	0.68236E+00	0.68742E+00	0.69153E+00	0.69257E+00	
0.2000E+01	0.22547E+00	0.33129E+00	0.39379E+00	0.52367E+00	0.55492E+00	0.58491E+00	0.58903E+00	0.59239E+00	0.59324E+00	
0.3000E+01	0.21549E+00	0.31047E+00	0.36492E+00	0.47446E+00	0.50016E+00	0.52459E+00	0.52793E+00	0.53065E+00	0.53134E+00	
0.4000E+01	0.20854E+00	0.29615E+00	0.34520E+00	0.44120E+00	0.46320E+00	0.48391E+00	0.48673E+00	0.48902E+00	0.48960E+00	
0.5000E+01	0.20294E+00	0.28460E+00	0.32945E+00	0.41472E+00	0.43375E+00	0.45147E+00	0.45387E+00	0.45581E+00	0.45631E+00	
0.6000E+01	0.19800E+00	0.27463E+00	0.31568E+00	0.39163E+00	0.40809E+00	0.42322E+00	0.42525E+00	0.42690E+00	0.42731E+00	
0.7000E+01	0.19343E+00	0.26539E+00	0.30385E+00	0.37060E+00	0.38476E+00	0.39757E+00	0.39927E+00	0.40065E+00	0.40100E+00	
0.8000E+01	0.18909E+00	0.25666E+00	0.29118E+00	0.35104E+00	0.36312E+00	0.37394E+00	0.37524E+00	0.37637E+00	0.37666E+00	
0.9000E+01	0.18491E+00	0.24802E+00	0.27990E+00	0.33267E+00	0.34284E+00	0.35167E+00	0.35281E+00	0.35372E+00	0.35395E+00	
0.1000E+02	0.18085E+00	0.24030E+00	0.26912E+00	0.31530E+00	0.32377E+00	0.33008E+00	0.33178E+00	0.33258E+00	0.33268E+00	
0.1100E+02	0.17689E+00	0.23256E+00	0.25677E+00	0.29890E+00	0.30578E+00	0.31136E+00	0.31204E+00	0.31257E+00	0.31272E+00	
0.1200E+02	0.17303E+00	0.22500E+00	0.24804E+00	0.28334E+00	0.28881E+00	0.29299E+00	0.29349E+00	0.29380E+00	0.29397E+00	
0.1300E+02	0.16925E+00	0.21785E+00	0.23930E+00	0.26863E+00	0.27279E+00	0.27572E+00	0.27604E+00	0.27629E+00	0.27635E+00	
0.1400E+02	0.16556E+00	0.21086E+00	0.23012E+00	0.25467E+00	0.25765E+00	0.25947E+00	0.25964E+00	0.25976E+00	0.25979E+00	
0.1500E+02	0.16195E+00	0.20400E+00	0.22130E+00	0.24143E+00	0.24336E+00	0.24410E+00	0.24421E+00	0.24422E+00	0.24422E+00	
0.1600E+02	0.15842E+00	0.19753E+00	0.21281E+00	0.22889E+00	0.22986E+00	0.22978E+00	0.22970E+00	0.22961E+00	0.22950E+00	
0.1700E+02	0.15497E+00	0.19119E+00	0.20465E+00	0.21699E+00	0.21712E+00	0.21624E+00	0.21605E+00	0.21587E+00	0.21583E+00	
0.1800E+02	0.15159E+00	0.18505E+00	0.19681E+00	0.20572E+00	0.20507E+00	0.20350E+00	0.20321E+00	0.20296E+00	0.20289E+00	
0.1900E+02	0.14829E+00	0.17911E+00	0.18926E+00	0.19503E+00	0.19370E+00	0.19150E+00	0.19113E+00	0.19062E+00	0.19073E+00	
0.2000E+02	0.14506E+00	0.17336E+00	0.18201E+00	0.18489E+00	0.18296E+00	0.18022E+00	0.17977E+00	0.17940E+00	0.17931E+00	
0.3000E+02	0.11637E+00	0.12509E+00	0.12312E+00	0.10843E+00	0.10340E+00	0.98172E-01	0.97425E-01	0.96810E-01	0.96654E-01	
0.4000E+02	0.93355E-01	0.90265E-01	0.83280E-01	0.63593E-01	0.58443E-01	0.53479E-01	0.52797E-01	0.52242E-01	0.52101E-01	
0.5000E+02	0.74893E-01	0.65134E-01	0.56334E-01	0.37296E-01	0.33031E-01	0.29132E-01	0.28612E-01	0.28191E-01	0.28005E-01	
0.6000E+02	0.60082E-01	0.46999E-01	0.38106E-01	0.21873E-01	0.18669E-01	0.15870E-01	0.15506E-01	0.15213E-01	0.15139E-01	
0.7000E+02	0.48199E-01	0.33914E-01	0.25777E-01	0.12820E-01	0.10551E-01	0.86449E-02	0.84031E-02	0.82093E-02	0.81609E-02	
0.8000E+02	0.38667E-01	0.24472E-01	0.17436E-01	0.75232E-02	0.59634E-02	0.47092E-02	0.45539E-02	0.44300E-02	0.43991E-02	
0.9000E+02	0.31020E-01	0.17658E-01	0.11795E-01	0.44121E-02	0.33704E-02	0.25653E-02	0.24679E-02	0.23906E-02	0.23713E-02	
0.1000E+03	0.24886E-01	0.12742E-01	0.79783E-02	0.25876E-02	0.19049E-02	0.13974E-02	0.13374E-02	0.12900E-02	0.12783E-02	
0.1100E+03	0.19964E-01	0.91943E-02	0.53968E-02	0.15175E-02	0.10766E-02	0.76125E-03	0.72478E-03	0.69614E-03	0.68905E-03	
0.1200E+03	0.16016E-01	0.66344E-02	0.36506E-02	0.89000E-03	0.60849E-03	0.41469E-03	0.39278E-03	0.37566E-03	0.37143E-03	
0.1300E+03	0.12848E-01	0.47873E-02	0.24694E-02	0.52196E-03	0.34391E-03	0.22590E-03	0.21286E-03	0.20272E-03	0.20022E-03	
0.1400E+03	0.10307E-01	0.34544E-02	0.16704E-02	0.30611E-03	0.19437E-03	0.12306E-03	0.11535E-03	0.10939E-03	0.10793E-03	
0.1500E+03	0.82690E-02	0.24926E-02	0.11299E-02	0.17953E-03	0.10986E-03	0.67034E-04	0.62514E-04	0.59031E-04	0.58179E-04	
0.1600E+03	0.66337E-02	0.17986E-02	0.76433E-03	0.10529E-03	0.62089E-04	0.36516E-04	0.33878E-04	0.31855E-04	0.31361E-04	
0.1700E+03	0.53218E-02	0.12979E-02	0.51702E-03	0.61748E-04	0.35092E-04	0.19892E-04	0.18360E-04	0.17190E-04	0.16905E-04	
0.1800E+03	0.42693E-02	0.93651E-03	0.34973E-03	0.36214E-04	0.19833E-04	0.10836E-04	0.99495E-05	0.92762E-05	0.91120E-05	
0.1900E+03	0.34250E-02	0.67577E-03	0.23657E-03	0.21230E-04	0.11210E-04	0.59029E-05	0.53919E-05	0.50057E-05	0.49122E-05	
0.2000E+03	0.27476E-02	0.48762E-03	0.16003E-03	0.12456E-04	0.63355E-05	0.32156E-05	0.29221E-05	0.27012E-05	0.26479E-05	
0.2100E+03	0.22043E-02	0.35106E-03	0.10825E-03	0.73049E-05	0.35807E-05	0.17517E-05	0.15835E-05	0.14577E-05	0.14274E-05	
0.2200E+03	0.17683E-02	0.25390E-03	0.73224E-04	0.42841E-05	0.20238E-05	0.95420E-06	0.85817E-06	0.78660E-06	0.76942E-06	
0.2300E+03	0.14186E-02	0.18321E-03	0.49531E-04	0.25125E-05	0.11438E-05	0.51980E-06	0.46507E-06	0.42447E-06	0.41476E-06	
0.2400E+03	0.11381E-02	0.13220E-03	0.33505E-04	0.14735E-05	0.64646E-06	0.28316E-06	0.25203E-06	0.22906E-06	0.22357E-06	
0.2500E+03	0.91299E-03	0.95392E-04	0.22664E-04	0.86417E-06	0.36537E-06	0.15425E-06	0.13658E-06	0.12361E-06	0.12052E-06	
0.2600E+03	0.73243E-03	0.68833E-04	0.15331E-04	0.50681E-06	0.20650E-06	0.84025E-07	0.74019E-07	0.66702E-07	0.64965E-07	
0.2700E+03	0.58758E-03	0.49669E-04	0.10370E-04	0.29723E-06	0.11671E-06	0.45772E-07	0.40113E-07	0.35995E-07	0.35019E-07	
0.2800E+03	0.47138E-03	0.35040E-04	0.70149E-05	0.17432E-06	0.65963E-07	0.24934E-07	0.21738E-07	0.19424E-07	0.18877E-07	

TABELA 4.15: HISTÓRICO DE VAZÃO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMÉTRICA ($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=0.0$)

CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS									
TDNF	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24200E+00	0.36727E+00	0.44351E+00	0.60604E+00	0.64544E+00	0.68263E+00	0.68769E+00	0.69101E+00	0.69205E+00
0.2000E+01	0.22546E+00	0.33131E+00	0.39386E+00	0.52393E+00	0.55527E+00	0.58533E+00	0.58746E+00	0.59283E+00	0.59369E+00
0.3000E+01	0.21559E+00	0.31080E+00	0.36551E+00	0.47602E+00	0.50209E+00	0.52695E+00	0.53036E+00	0.53313E+00	0.53394E+00
0.4000E+01	0.20904E+00	0.29751E+00	0.34740E+00	0.44632E+00	0.46937E+00	0.49128E+00	0.49428E+00	0.49672E+00	0.49734E+00
0.5000E+01	0.20422E+00	0.28793E+00	0.33450E+00	0.42566E+00	0.44673E+00	0.46672E+00	0.46945E+00	0.47167E+00	0.47224E+00
0.6000E+01	0.20045E+00	0.28055E+00	0.32465E+00	0.41017E+00	0.42981E+00	0.44842E+00	0.45096E+00	0.45303E+00	0.45355E+00
0.7000E+01	0.19737E+00	0.27461E+00	0.31678E+00	0.39794E+00	0.41649E+00	0.43405E+00	0.43644E+00	0.43840E+00	0.43889E+00
0.8000E+01	0.19470E+00	0.26967E+00	0.31026E+00	0.38792E+00	0.40560E+00	0.42231E+00	0.42459E+00	0.42645E+00	0.42692E+00
0.9000E+01	0.19254E+00	0.26545E+00	0.30472E+00	0.37947E+00	0.39642E+00	0.41244E+00	0.41462E+00	0.41640E+00	0.41685E+00
0.1000E+02	0.19059E+00	0.26177E+00	0.29991E+00	0.37216E+00	0.38850E+00	0.40391E+00	0.40602E+00	0.40773E+00	0.40816E+00
0.2200E+02	0.17615E+00	0.23524E+00	0.26558E+00	0.32065E+00	0.33269E+00	0.34392E+00	0.34544E+00	0.34688E+00	0.34699E+00
0.3100E+02	0.16832E+00	0.22098E+00	0.24697E+00	0.29254E+00	0.30216E+00	0.31101E+00	0.31220E+00	0.31316E+00	0.31340E+00
0.4000E+02	0.16114E+00	0.20788E+00	0.23024E+00	0.26763E+00	0.27519E+00	0.28201E+00	0.28292E+00	0.28366E+00	0.28384E+00
0.5200E+02	0.15214E+00	0.19187E+00	0.20984E+00	0.23785E+00	0.24310E+00	0.24770E+00	0.24829E+00	0.24878E+00	0.24890E+00
0.6100E+02	0.14573E+00	0.18069E+00	0.19576E+00	0.21773E+00	0.22154E+00	0.22475E+00	0.22515E+00	0.22546E+00	0.22556E+00
0.7000E+02	0.13959E+00	0.17017E+00	0.18262E+00	0.19931E+00	0.20189E+00	0.20393E+00	0.20417E+00	0.20437E+00	0.20442E+00
0.8200E+02	0.13181E+00	0.15708E+00	0.16646E+00	0.17716E+00	0.17838E+00	0.17913E+00	0.17921E+00	0.17926E+00	0.17928E+00
0.9100E+02	0.12626E+00	0.14793E+00	0.15529E+00	0.16218E+00	0.16256E+00	0.16254E+00	0.16251E+00	0.16248E+00	0.16247E+00
0.1000E+03	0.12094E+00	0.13932E+00	0.14487E+00	0.14846E+00	0.14814E+00	0.14748E+00	0.14737E+00	0.14727E+00	0.14724E+00
0.1090E+03	0.11585E+00	0.13120E+00	0.13515E+00	0.13591E+00	0.13500E+00	0.13382E+00	0.13363E+00	0.13348E+00	0.13344E+00
0.1210E+03	0.10939E+00	0.12111E+00	0.12319E+00	0.12000E+00	0.11928E+00	0.11755E+00	0.11729E+00	0.11700E+00	0.11703E+00
0.1300E+03	0.10478E+00	0.11406E+00	0.11492E+00	0.11059E+00	0.10870E+00	0.10666E+00	0.10636E+00	0.10612E+00	0.10606E+00
0.1420E+03	0.98940E-01	0.10529E+00	0.10476E+00	0.98295E-01	0.96042E-01	0.93694E-01	0.93359E-01	0.93082E-01	0.93012E-01
0.1510E+03	0.94774E-01	0.99157E-01	0.97728E-01	0.89982E-01	0.87524E-01	0.85015E-01	0.84659E-01	0.84367E-01	0.84293E-01
0.1600E+03	0.90783E-01	0.93382E-01	0.91169E-01	0.82372E-01	0.79762E-01	0.77139E-01	0.76770E-01	0.76468E-01	0.76391E-01
0.1720E+03	0.85721E-01	0.86201E-01	0.83104E-01	0.73217E-01	0.70473E-01	0.67761E-01	0.67383E-01	0.67074E-01	0.66996E-01
0.1810E+03	0.82117E-01	0.81181E-01	0.77527E-01	0.67025E-01	0.64223E-01	0.61484E-01	0.61104E-01	0.60794E-01	0.60716E-01
0.1900E+03	0.78654E-01	0.76453E-01	0.72324E-01	0.61356E-01	0.58527E-01	0.55768E-01	0.55410E-01	0.55102E-01	0.55024E-01
0.2020E+03	0.74269E-01	0.70574E-01	0.65926E-01	0.54537E-01	0.51711E-01	0.49006E-01	0.48635E-01	0.48333E-01	0.48256E-01
0.2110E+03	0.71141E-01	0.66464E-01	0.61502E-01	0.49925E-01	0.47125E-01	0.44466E-01	0.44103E-01	0.43807E-01	0.43733E-01
0.2200E+03	0.68145E-01	0.62593E-01	0.57375E-01	0.45702E-01	0.42945E-01	0.40347E-01	0.39993E-01	0.39706E-01	0.39636E-01
0.2320E+03	0.64346E-01	0.57700E-01	0.52299E-01	0.40623E-01	0.37944E-01	0.35442E-01	0.35103E-01	0.34820E-01	0.34759E-01
0.2410E+03	0.61637E-01	0.54415E-01	0.48789E-01	0.37187E-01	0.34579E-01	0.32150E-01	0.31832E-01	0.31567E-01	0.31500E-01
0.2500E+03	0.59041E-01	0.51245E-01	0.45515E-01	0.34042E-01	0.31512E-01	0.29179E-01	0.28866E-01	0.28612E-01	0.28548E-01
0.3010E+03	0.46267E-01	0.36472E-01	0.30704E-01	0.20633E-01	0.18618E-01	0.16820E-01	0.16583E-01	0.16391E-01	0.16343E-01
0.4000E+03	0.28823E-01	0.18850E-01	0.14300E-01	0.78058E-02	0.67031E-02	0.57731E-02	0.56543E-02	0.55508E-02	0.55349E-02
0.5020E+03	0.17700E-01	0.95409E-02	0.65075E-02	0.28674E-02	0.23398E-02	0.19183E-02	0.18661E-02	0.18244E-02	0.18140E-02
0.6010E+03	0.11027E-01	0.49350E-02	0.30308E-02	0.10848E-02	0.84241E-03	0.65842E-03	0.63627E-03	0.61871E-03	0.61434E-03
0.7000E+03	0.68692E-02	0.25504E-02	0.14115E-02	0.41041E-03	0.30330E-03	0.22599E-03	0.21695E-03	0.20983E-03	0.20806E-03
0.8020E+03	0.42184E-02	0.12920E-02	0.64235E-03	0.15076E-03	0.10567E-03	0.75092E-04	0.71599E-04	0.68865E-04	0.68109E-04
0.9010E+03	0.26279E-02	0.66771E-03	0.29916E-03	0.57037E-04	0.38117E-04	0.25774E-04	0.24413E-04	0.23354E-04	0.23094E-04
0.1000E+04	0.16371E-02	0.34508E-03	0.13932E-03	0.21579E-04	0.13724E-04	0.88462E-05	0.83241E-05	0.79202E-05	0.78211E-05
0.1102E+04	0.10053E-02	0.17481E-03	0.63405E-04	0.79267E-05	0.47904E-05	0.29395E-05	0.27472E-05	0.25994E-05	0.25633E-05
0.1201E+04	0.62629E-03	0.90343E-04	0.29530E-04	0.29989E-05	0.17247E-05	0.10089E-05	0.93670E-06	0.88154E-06	0.86811E-06
0.1300E+04	0.39016E-03	0.46690E-04	0.13753E-04	0.11345E-05	0.62096E-06	0.34628E-06	0.31939E-06	0.29896E-06	0.29400E-06
0.1402E+04	0.23960E-03	0.23652E-04	0.62587E-05	0.41677E-06	0.21675E-06	0.11506E-06	0.10541E-06	0.98118E-07	0.96355E-07

TABELA 4.16 : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATÓRIO LIMITADO ($X_{ed}=10.0$)

TDP	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24304E+00	0.36738E+00	0.44360E+00	0.60837E+00	0.64561E+00	0.68204E+00	0.68791E+00	0.69203E+00	0.69307E+00
0.2000E+01	0.22562E+00	0.33136E+00	0.39390E+00	0.52400E+00	0.55535E+00	0.58542E+00	0.58955E+00	0.59293E+00	0.59370E+00
0.3000E+01	0.21574E+00	0.31084E+00	0.36554E+00	0.47607E+00	0.50215E+00	0.52703E+00	0.53044E+00	0.53321E+00	0.53392E+00
0.4000E+01	0.20910E+00	0.29755E+00	0.34742E+00	0.44637E+00	0.46943E+00	0.49135E+00	0.49435E+00	0.49679E+00	0.49741E+00
0.5000E+01	0.20435E+00	0.28797E+00	0.33452E+00	0.42571E+00	0.44678E+00	0.46678E+00	0.46951E+00	0.47174E+00	0.47230E+00
0.6000E+01	0.20058E+00	0.28059E+00	0.32468E+00	0.41022E+00	0.42987E+00	0.44848E+00	0.45103E+00	0.45310E+00	0.45362E+00
0.7000E+01	0.19749E+00	0.27465E+00	0.31631E+00	0.39799E+00	0.41656E+00	0.43412E+00	0.43652E+00	0.43840E+00	0.43897E+00
0.8000E+01	0.19490E+00	0.26971E+00	0.31031E+00	0.38800E+00	0.40570E+00	0.42243E+00	0.42471E+00	0.42657E+00	0.42704E+00
0.9000E+01	0.19268E+00	0.26551E+00	0.30480E+00	0.37961E+00	0.39660E+00	0.41264E+00	0.41483E+00	0.41662E+00	0.41707E+00
0.1000E+02	0.19073E+00	0.26180E+00	0.30004E+00	0.37242E+00	0.38833E+00	0.40427E+00	0.40638E+00	0.40810E+00	0.40853E+00
0.2000E+02	0.17931E+00	0.24129E+00	0.27372E+00	0.33399E+00	0.34747E+00	0.36017E+00	0.36190E+00	0.36331E+00	0.36366E+00
0.3000E+02	0.17299E+00	0.23004E+00	0.25940E+00	0.31313E+00	0.32503E+00	0.33619E+00	0.33770E+00	0.33894E+00	0.33925E+00
0.4000E+02	0.16875E+00	0.22263E+00	0.25004E+00	0.29973E+00	0.31065E+00	0.32087E+00	0.32226E+00	0.32339E+00	0.32367E+00
0.5000E+02	0.16556E+00	0.21711E+00	0.24312E+00	0.28987E+00	0.30011E+00	0.30965E+00	0.31095E+00	0.31200E+00	0.31227E+00
0.6000E+02	0.16295E+00	0.21264E+00	0.23752E+00	0.28196E+00	0.29162E+00	0.30063E+00	0.30185E+00	0.30285E+00	0.30310E+00
0.7000E+02	0.16078E+00	0.20879E+00	0.23270E+00	0.27515E+00	0.28433E+00	0.29288E+00	0.29403E+00	0.29497E+00	0.29521E+00
0.8000E+02	0.15867E+00	0.20532E+00	0.22837E+00	0.26903E+00	0.27777E+00	0.28590E+00	0.28700E+00	0.28789E+00	0.28812E+00
0.9000E+02	0.15678E+00	0.20211E+00	0.22436E+00	0.26334E+00	0.27169E+00	0.27943E+00	0.28047E+00	0.28132E+00	0.28154E+00
0.1000E+03	0.15508E+00	0.19906E+00	0.22055E+00	0.25797E+00	0.26593E+00	0.27330E+00	0.27430E+00	0.27511E+00	0.27531E+00
0.1100E+03	0.15328E+00	0.19614E+00	0.21691E+00	0.25282E+00	0.26042E+00	0.26744E+00	0.26839E+00	0.26916E+00	0.26935E+00
0.1200E+03	0.15161E+00	0.19331E+00	0.21338E+00	0.24785E+00	0.25510E+00	0.26178E+00	0.26268E+00	0.26341E+00	0.26360E+00
0.1300E+03	0.14997E+00	0.19055E+00	0.20994E+00	0.24301E+00	0.24993E+00	0.25629E+00	0.25715E+00	0.25784E+00	0.25801E+00
0.1400E+03	0.14837E+00	0.18784E+00	0.20658E+00	0.23830E+00	0.24489E+00	0.25094E+00	0.25175E+00	0.25241E+00	0.25258E+00
0.1500E+03	0.14680E+00	0.18519E+00	0.20328E+00	0.23370E+00	0.23998E+00	0.24572E+00	0.24649E+00	0.24712E+00	0.24728E+00
0.1600E+03	0.14524E+00	0.18258E+00	0.20005E+00	0.22919E+00	0.23517E+00	0.24062E+00	0.24135E+00	0.24195E+00	0.24210E+00
0.1700E+03	0.14371E+00	0.18002E+00	0.19686E+00	0.22479E+00	0.23047E+00	0.23564E+00	0.23633E+00	0.23689E+00	0.23703E+00
0.1800E+03	0.14219E+00	0.17749E+00	0.19376E+00	0.22046E+00	0.22586E+00	0.23076E+00	0.23142E+00	0.23195E+00	0.23208E+00
0.1900E+03	0.14069E+00	0.17500E+00	0.19069E+00	0.21623E+00	0.22135E+00	0.22599E+00	0.22660E+00	0.22711E+00	0.22723E+00
0.2000E+03	0.13921E+00	0.17255E+00	0.18767E+00	0.21208E+00	0.21693E+00	0.22131E+00	0.22190E+00	0.22237E+00	0.22249E+00
0.3000E+03	0.12524E+00	0.14986E+00	0.16002E+00	0.17472E+00	0.17734E+00	0.17960E+00	0.17989E+00	0.18013E+00	0.18018E+00
0.4000E+03	0.11268E+00	0.13015E+00	0.13645E+00	0.14395E+00	0.14498E+00	0.14575E+00	0.14584E+00	0.14591E+00	0.14593E+00
0.5000E+03	0.10130E+00	0.11304E+00	0.11634E+00	0.11860E+00	0.11852E+00	0.11826E+00	0.11823E+00	0.11820E+00	0.11819E+00
0.6000E+03	0.91205E-01	0.98172E-01	0.99203E-01	0.97709E-01	0.96891E-01	0.95987E-01	0.95855E-01	0.95745E-01	0.95717E-01
0.7000E+03	0.82055E-01	0.85263E-01	0.84588E-01	0.80500E-01	0.79210E-01	0.77894E-01	0.77711E-01	0.77558E-01	0.77520E-01
0.8000E+03	0.73824E-01	0.74051E-01	0.72126E-01	0.66322E-01	0.64755E-01	0.63215E-01	0.63001E-01	0.62826E-01	0.62782E-01
0.9000E+03	0.66418E-01	0.64314E-01	0.61500E-01	0.54642E-01	0.52938E-01	0.51301E-01	0.51076E-01	0.50893E-01	0.50846E-01
0.1000E+04	0.59755E-01	0.55857E-01	0.52439E-01	0.45018E-01	0.43277E-01	0.41632E-01	0.41408E-01	0.41226E-01	0.41180E-01
0.1100E+04	0.53760E-01	0.48512E-01	0.44714E-01	0.37089E-01	0.35379E-01	0.33786E-01	0.33570E-01	0.33395E-01	0.33351E-01
0.1200E+04	0.48367E-01	0.42133E-01	0.38126E-01	0.30557E-01	0.28923E-01	0.27418E-01	0.27216E-01	0.27052E-01	0.27010E-01
0.1300E+04	0.43515E-01	0.36592E-01	0.32509E-01	0.25175E-01	0.23645E-01	0.22251E-01	0.22064E-01	0.21913E-01	0.21875E-01
0.1400E+04	0.39149E-01	0.31781E-01	0.27720E-01	0.20741E-01	0.19330E-01	0.18057E-01	0.17888E-01	0.17751E-01	0.17716E-01
0.1500E+04	0.35222E-01	0.27602E-01	0.23636E-01	0.17088E-01	0.15802E-01	0.14654E-01	0.14502E-01	0.14379E-01	0.14348E-01
0.1600E+04	0.31712E-01	0.24004E-01	0.20187E-01	0.14113E-01	0.12952E-01	0.11925E-01	0.11790E-01	0.11681E-01	0.11653E-01
0.1700E+04	0.28537E-01	0.20855E-01	0.17221E-01	0.11634E-01	0.10595E-01	0.96837E-02	0.95644E-02	0.94681E-02	0.94439E-02
0.1800E+04	0.25680E-01	0.18119E-01	0.14690E-01	0.95903E-02	0.86667E-02	0.78635E-02	0.77589E-02	0.76746E-02	0.76534E-02
0.2000E+04	0.20795E-01	0.13677E-01	0.10690E-01	0.65171E-02	0.57991E-02	0.51853E-02	0.51061E-02	0.50424E-02	0.50264E-02

TABELA 4.17 : HISTORICO DE VAZAO ADIMENSIONAL DE UM POÇO INTERCEPTADO POR UMA FRATURA VERTICAL DE CONDUTIVIDADE FINITA ASSIMETRICA($\alpha=1.00$), TOTALMENTE PENETRANTE, SITUADO EM UM RESERVATORIO LIMITADO ($X_{ed}=32.0$).

TDXf	CONDUTIVIDADES ADIMENSIONAIS								
	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	50.0	100.0	500.0	INFINITA
0.1000E+01	0.24312E+00	0.36757E+00	0.44383E+00	0.60683E+00	0.64618E+00	0.68353E+00	0.68861E+00	0.69275E+00	0.69380E+00
0.2000E+01	0.22551E+00	0.33134E+00	0.39394E+00	0.52419E+00	0.55556E+00	0.58566E+00	0.58980E+00	0.59317E+00	0.59402E+00
0.3000E+01	0.21564E+00	0.31082E+00	0.36557E+00	0.47622E+00	0.50233E+00	0.52723E+00	0.53064E+00	0.53342E+00	0.53412E+00
0.4000E+01	0.20908E+00	0.29752E+00	0.34745E+00	0.44650E+00	0.46958E+00	0.49152E+00	0.49453E+00	0.49697E+00	0.49759E+00
0.5000E+01	0.20426E+00	0.28795E+00	0.33455E+00	0.42582E+00	0.44692E+00	0.46694E+00	0.46968E+00	0.47191E+00	0.47247E+00
0.6000E+01	0.20049E+00	0.28057E+00	0.32470E+00	0.41033E+00	0.43000E+00	0.44864E+00	0.45118E+00	0.45326E+00	0.45378E+00
0.7000E+01	0.19741E+00	0.27463E+00	0.31683E+00	0.39810E+00	0.41668E+00	0.43427E+00	0.43667E+00	0.43863E+00	0.43912E+00
0.8000E+01	0.19482E+00	0.26970E+00	0.31033E+00	0.38810E+00	0.40582E+00	0.42257E+00	0.42485E+00	0.42672E+00	0.42719E+00
0.9000E+01	0.19260E+00	0.26549E+00	0.30482E+00	0.37971E+00	0.39671E+00	0.41278E+00	0.41497E+00	0.41675E+00	0.41720E+00
0.1000E+02	0.19065E+00	0.26185E+00	0.30006E+00	0.37251E+00	0.38892E+00	0.40440E+00	0.40651E+00	0.40823E+00	0.40867E+00
0.2000E+02	0.17924E+00	0.24127E+00	0.27373E+00	0.33405E+00	0.34755E+00	0.36026E+00	0.36199E+00	0.36340E+00	0.36376E+00
0.3000E+02	0.17292E+00	0.23003E+00	0.25941E+00	0.31320E+00	0.32511E+00	0.33628E+00	0.33780E+00	0.33904E+00	0.33935E+00
0.4000E+02	0.16870E+00	0.22265E+00	0.25011E+00	0.29988E+00	0.31082E+00	0.32107E+00	0.32246E+00	0.32359E+00	0.32388E+00
0.5000E+02	0.16557E+00	0.21726E+00	0.24335E+00	0.29032E+00	0.30060E+00	0.31020E+00	0.31151E+00	0.31257E+00	0.31283E+00
0.6000E+02	0.16310E+00	0.21305E+00	0.23810E+00	0.28296E+00	0.29274E+00	0.30186E+00	0.30310E+00	0.30411E+00	0.30436E+00
0.7000E+02	0.16107E+00	0.20962E+00	0.23385E+00	0.27703E+00	0.28641E+00	0.29516E+00	0.29635E+00	0.29731E+00	0.29756E+00
0.8000E+02	0.15936E+00	0.20674E+00	0.23028E+00	0.27210E+00	0.28116E+00	0.28960E+00	0.29074E+00	0.29168E+00	0.29191E+00
0.9000E+02	0.15788E+00	0.20427E+00	0.22723E+00	0.26789E+00	0.27668E+00	0.28487E+00	0.28598E+00	0.28688E+00	0.28711E+00
0.1000E+03	0.15657E+00	0.20211E+00	0.22458E+00	0.26424E+00	0.27280E+00	0.28076E+00	0.28184E+00	0.28272E+00	0.28294E+00
0.2000E+03	0.14847E+00	0.18887E+00	0.20840E+00	0.24229E+00	0.24951E+00	0.25620E+00	0.25710E+00	0.25784E+00	0.25802E+00
0.3000E+03	0.14375E+00	0.18127E+00	0.19917E+00	0.22986E+00	0.23634E+00	0.24233E+00	0.24313E+00	0.24379E+00	0.24396E+00
0.4000E+03	0.13999E+00	0.17523E+00	0.19183E+00	0.22000E+00	0.22589E+00	0.23132E+00	0.23205E+00	0.23264E+00	0.23279E+00
0.5000E+03	0.13659E+00	0.16977E+00	0.18522E+00	0.21112E+00	0.21649E+00	0.22142E+00	0.22208E+00	0.22262E+00	0.22275E+00
0.6000E+03	0.13335E+00	0.16461E+00	0.17898E+00	0.20278E+00	0.20766E+00	0.21212E+00	0.21272E+00	0.21321E+00	0.21333E+00
0.7000E+03	0.13022E+00	0.15965E+00	0.17300E+00	0.19482E+00	0.19925E+00	0.20328E+00	0.20382E+00	0.20426E+00	0.20437E+00
0.8000E+03	0.12717E+00	0.15485E+00	0.16723E+00	0.18719E+00	0.19119E+00	0.19483E+00	0.19531E+00	0.19571E+00	0.19581E+00
0.9000E+03	0.12420E+00	0.15020E+00	0.16166E+00	0.17987E+00	0.18347E+00	0.18673E+00	0.18716E+00	0.18752E+00	0.18761E+00
0.1000E+04	0.12130E+00	0.14549E+00	0.15628E+00	0.17283E+00	0.17607E+00	0.17897E+00	0.17936E+00	0.17967E+00	0.17975E+00
0.2000E+04	0.95779E-01	0.10746E+00	0.11143E+00	0.11604E+00	0.11668E+00	0.11716E+00	0.11722E+00	0.11727E+00	0.11728E+00
0.3000E+04	0.75621E-01	0.79242E-01	0.79439E-01	0.77885E-01	0.77290E-01	0.76666E-01	0.76577E-01	0.76503E-01	0.76484E-01
0.4010E+04	0.59646E-01	0.58306E-01	0.56592E-01	0.52259E-01	0.51189E-01	0.50163E-01	0.50022E-01	0.49906E-01	0.49877E-01
0.5010E+04	0.47135E-01	0.43115E-01	0.40409E-01	0.35149E-01	0.33984E-01	0.32900E-01	0.32754E-01	0.32634E-01	0.32604E-01
0.6010E+04	0.37248E-01	0.31837E-01	0.28854E-01	0.23641E-01	0.22562E-01	0.21578E-01	0.21447E-01	0.21340E-01	0.21313E-01
0.6060E+04	0.36812E-01	0.31358E-01	0.28372E-01	0.23177E-01	0.22105E-01	0.21128E-01	0.20997E-01	0.20891E-01	0.20865E-01
0.7010E+04	0.29435E-01	0.23510E-01	0.20603E-01	0.15901E-01	0.14979E-01	0.14152E-01	0.14043E-01	0.13954E-01	0.13932E-01
0.8010E+04	0.23261E-01	0.17361E-01	0.14711E-01	0.10695E-01	0.99442E-02	0.92822E-02	0.91952E-02	0.91249E-02	0.91072E-02
0.9010E+04	0.18382E-01	0.12820E-01	0.10504E-01	0.71931E-02	0.66019E-02	0.60879E-02	0.60209E-02	0.59668E-02	0.59532E-02
0.1001E+05	0.14526E-01	0.94666E-02	0.75006E-02	0.48380E-02	0.43829E-02	0.39928E-02	0.39424E-02	0.39018E-02	0.38916E-02
0.1101E+05	0.11479E-01	0.69904E-02	0.53557E-02	0.32540E-02	0.29098E-02	0.26188E-02	0.25814E-02	0.25514E-02	0.25439E-02
0.1201E+05	0.90713E-02	0.51620E-02	0.38242E-02	0.21886E-02	0.19318E-02	0.17176E-02	0.16903E-02	0.16684E-02	0.16629E-02
0.1301E+05	0.71686E-02	0.38118E-02	0.27306E-02	0.14720E-02	0.12825E-02	0.11265E-02	0.11068E-02	0.10910E-02	0.10870E-02
0.1401E+05	0.56649E-02	0.28148E-02	0.19498E-02	0.99006E-03	0.85144E-03	0.73884E-03	0.72470E-03	0.71339E-03	0.71056E-03
0.1501E+05	0.44767E-02	0.20705E-02	0.13922E-02	0.66590E-03	0.56526E-03	0.48458E-03	0.47453E-03	0.46649E-03	0.46449E-03
0.1601E+05	0.35377E-02	0.15349E-02	0.99411E-03	0.44788E-03	0.37527E-03	0.31782E-03	0.31071E-03	0.30504E-03	0.30363E-03
0.1701E+05	0.27956E-02	0.11334E-02	0.70984E-03	0.30124E-03	0.24914E-03	0.20845E-03	0.20345E-03	0.19947E-03	0.19848E-03

de transição é maior e portanto no lado menor, este efeito demora mais a ocorrer e consequentemente mais tempo levará para que seja atingido o regime, cujo comportamento de produção é exponencial.

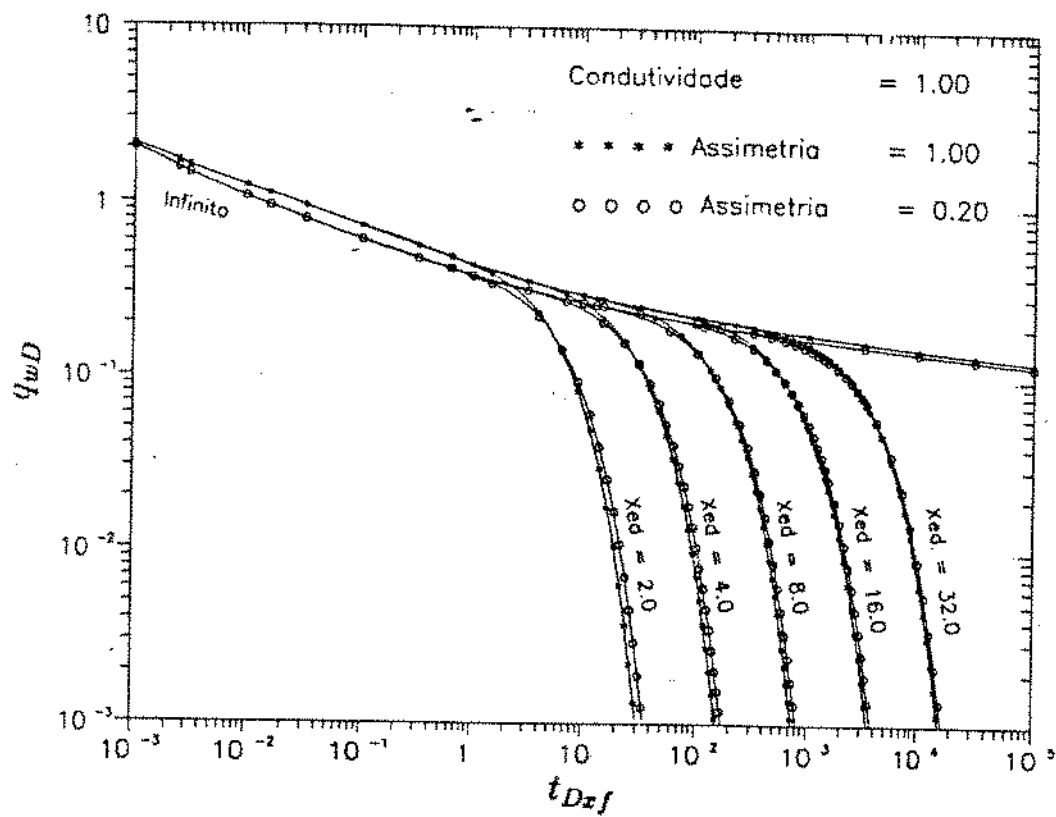


Figura 4.6: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($C_{fD} = 1$)

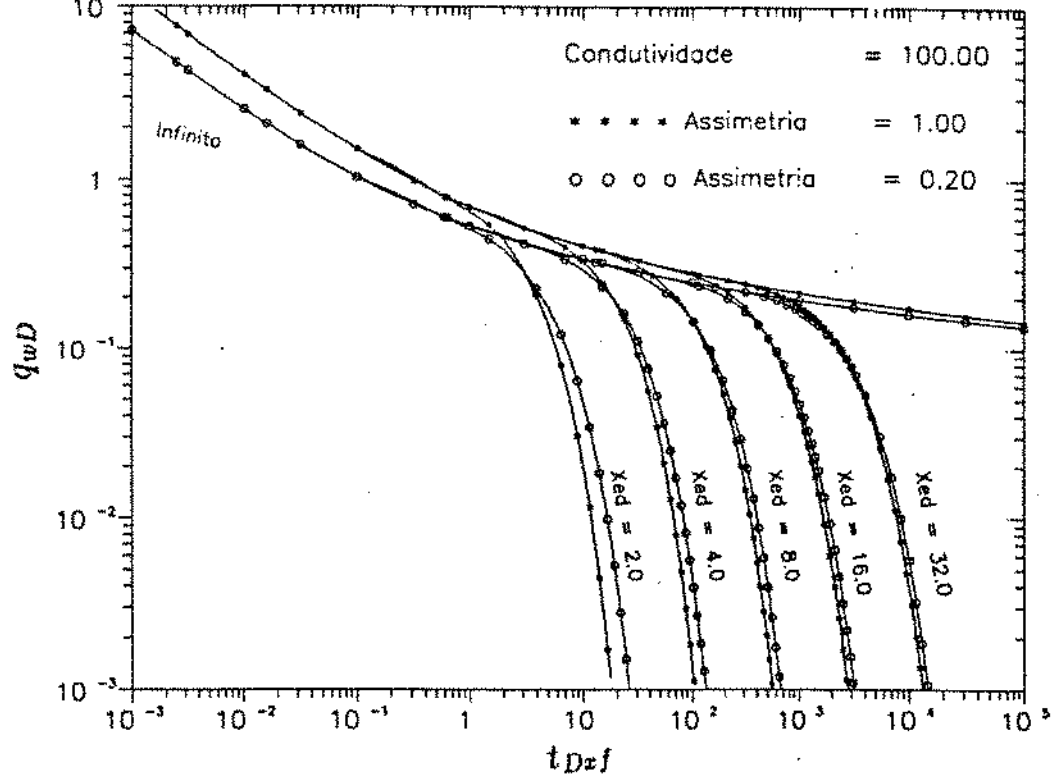


Figura 4.7: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($C_{fD} = 100$)

4.3.3 Análise do Declínio-Exponencial de Produção

O poço interceptado por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, que inicialmente apresenta o comportamento de produção de reservatório infinito (período transiente), em seguida atinge os limites do reservatório e consequentemente se distancia deste comportamento, passando a um regime de transição, para posteriormente atingir o regime totalmente dominado por fronteiras, que se caracteriza por apresentar um declínio exponencial de produção, já que o fluxo é monofásico e a pressão de produção é constante.

Neste item será apresentada a influência da assimetria e da condutividade da fratura, bem como da razão tamanho do reservatório por comprimento do lado maior da fratura sobre o coeficiente de declínio exponencial e também sobre o coeficiente linear da reta representativa deste tipo de declínio.

Sabe-se que o poço ao alcançar o declínio exponencial, passa a ter seu comportamento representado pela equação:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = q_{wDext} e^{-\alpha t_{Dxf}}, \quad (4.10)$$

$$\text{onde: } q_{wDext} = q_{wD}(t_{Dxf} = 0). \quad (4.11)$$

Assim o gráfico $\log q_{wD}$ versus t_{Dxf} apresenta uma reta com coeficiente angular α e coeficiente linear igual a q_{wDext} .

O comportamento do coeficiente angular, denominado de coeficiente de declínio exponencial, está apresentado nos gráficos das figuras 4.8, 4.9 e 4.10; enquanto que o comportamento do coeficiente linear é apresentado nos gráficos das figuras 4.11, 4.12 e 4.13, para os seguintes valores de assimetrias: 0,2; 0,6 e 1,0.

A análise dos gráficos que relacionam coeficiente de declínio versus condutividade para valores distintos de condutividade, permite afirmar que:

- a) o coeficiente de declínio é crescente com o aumento da condutividade, no entanto suas variações diminuem para altas condutividades;
- b) para uma mesma assimetria e condutividade, quando a relação tamanho do

reservatório por comprimento da fratura aumenta, o coeficiente de declínio será diminuído pelo fato do volume de "oil in place" para as mesmas condições do poço e da fratura ser maior;

c) para o mesmo valor de condutividade e da relação tamanho do reservatório por comprimento do lado maior da fratura, tanto maior for o valor de a , maior será o coeficiente de declínio, ou seja, quanto mais simétrico, maior será o declínio de produção, após ser atingido o comportamento exponencial; isso é explicável pelo fato de que, quanto maior, o valor de a , as vazões durante o período transiente serão maiores em relação a valores inferiores de a , e como a recuperação final deve ser a mesma, o poço apresentará um maior declínio;

d) quanto menor a condutividade, menor será a influência da assimetria no coeficiente de declínio exponencial. Isto é explicável em virtude de que, para baixas condutividades, a influência da fratura para a produção do poço é pequena, portanto as regiões mais próximas do poço serão as responsáveis pela sua produção.

Analisando o comportamento do coeficiente linear (q_{wDext}), conclui-se que:

a) os valores de q_{wDext} são crescentes com o aumento da condutividade, porém seu maior aumento ocorre até valores de condutividade igual a 10. A partir deste valor de C_{fD} ocorre um menor acréscimo do coeficiente linear da reta de comportamento exponencial;

b) quanto maior o valor de a , portanto, menos assimétrica a fratura, maior será o coeficiente linear da reta, porém esta diferença diminui, tornando-se desprezível para fraturas de baixa condutividade, em virtude de que, para estes valores da condutividade, a maior contribuição da fratura é nas regiões próximas ao poço;

c) quanto maior for a relação tamanho do reservatório por comprimento da fratura, menor será o coeficiente linear da reta que representa o comportamento exponencial, e menor será a influência da condutividade e, também, da assimetria, pois as curvas estão mais próximas para altos valores de x_{eD} .

Obs. – A determinação dos valores dos coeficientes angular e linear da reta que representa o comportamento exponencial foi obtido durante a execução do programa e estão listados nas tabelas 4.18 a 4.20, e, com estes valores pode-se obter o volume poroso

que é drenado pelo poço e seu índice de produtividade utilizando as expressões (4.7) e (4.8), respectivamente.

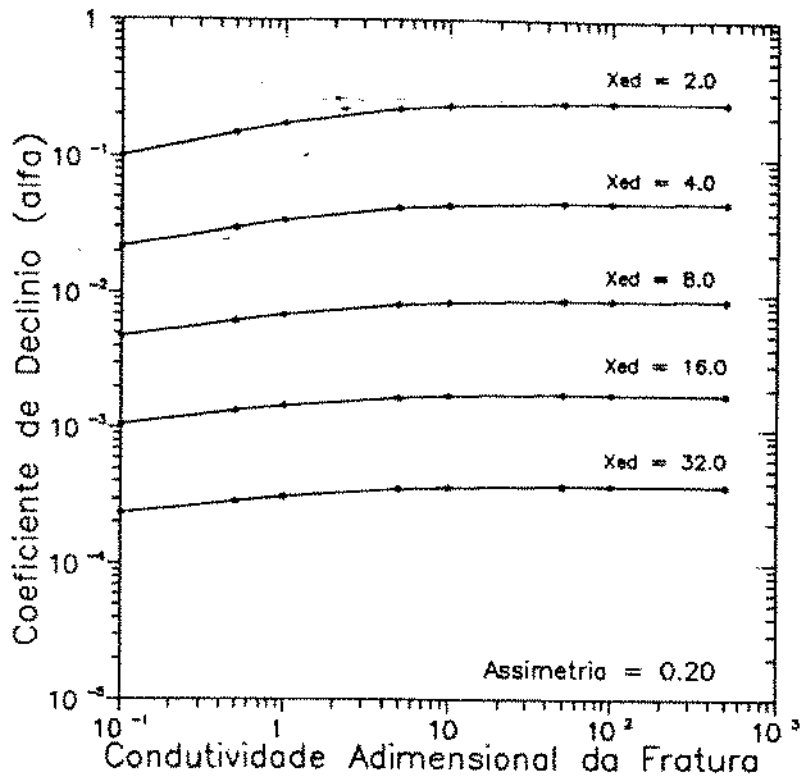


Figura 4.8: Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=0,20$)

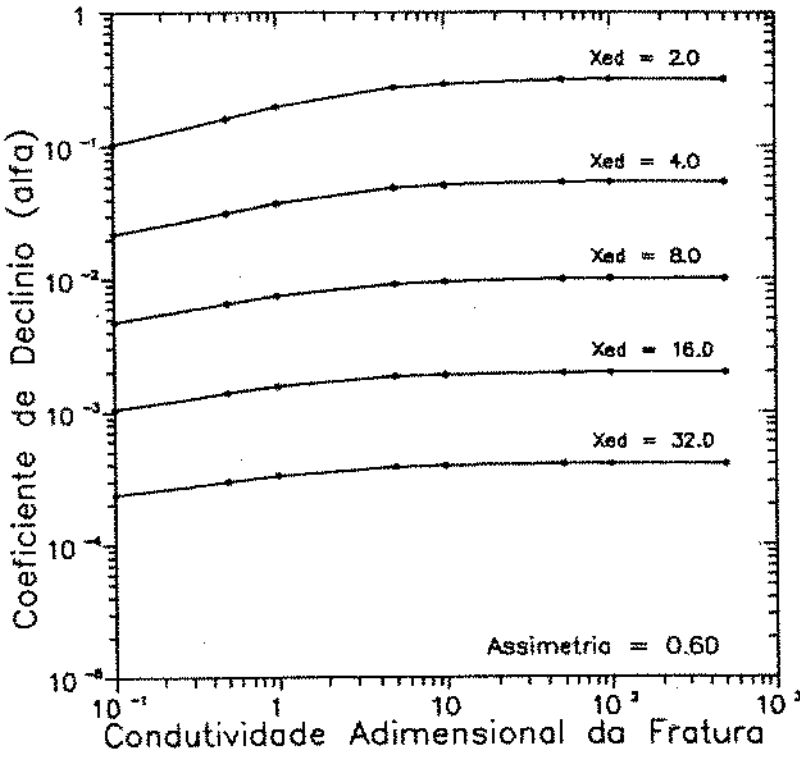


Figura 4.9: Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=0,60$)

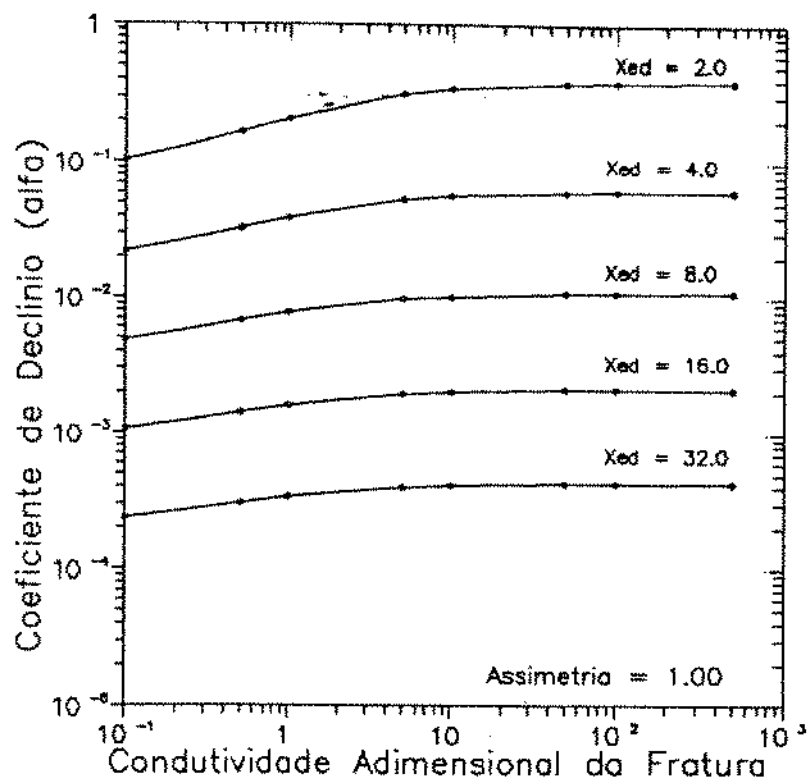


Figura 4.10: Comportamento do coeficiente de declínio em relação à condutividade ($a=1,00$)

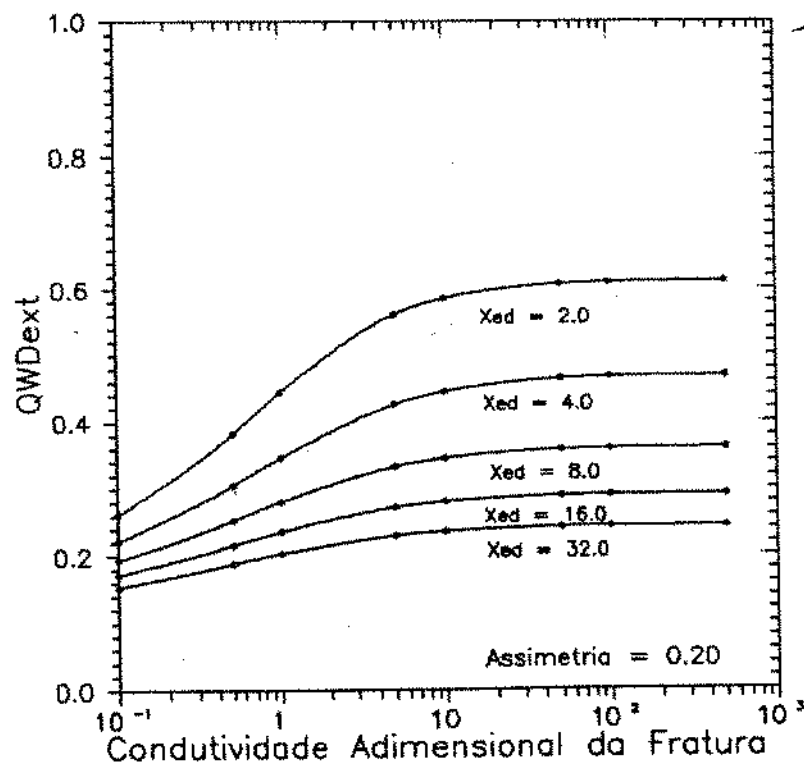


Figura 4.11: Comportamento do coeficiente linear da reta representativa ao declínio exponencial para $a=0,20$

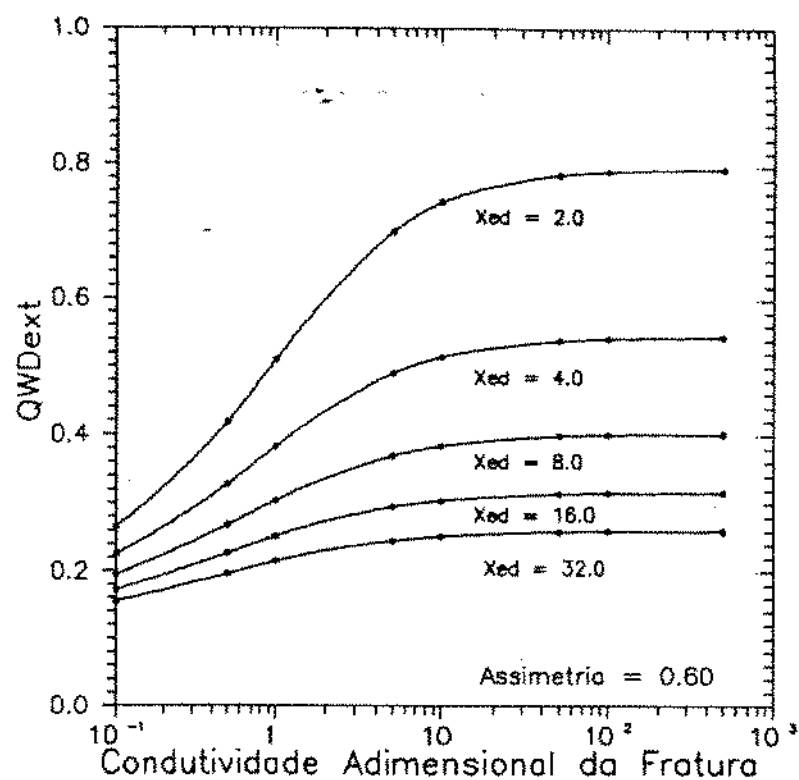


Figura 4.12: Comportamento do coeficiente linear da reta representativa do declínio exponencial para $a=0,60$

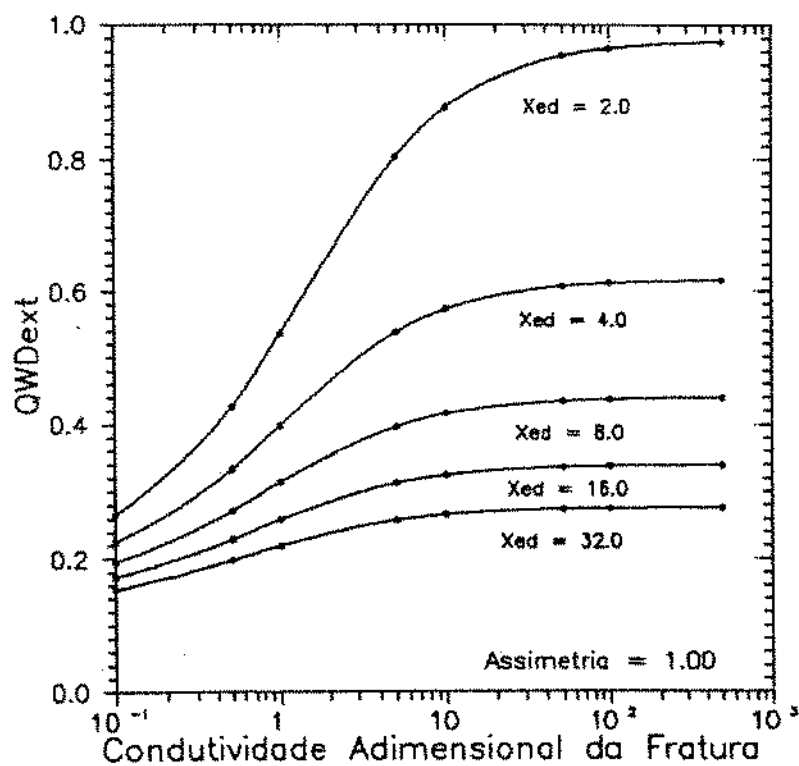


Figura 4.13: Comportamento do coeficiente linear da reta representativa do declínio exponencial para $a=1,00$

Tabela 4.18: Valores aproximados do coeficiente de declínio exponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

<i>a</i>	<i>x_{eD}</i>	<i>C_{FD}</i>				
		0,1	0,5	1,0	5,0	10,0
0,20	2,0	0,10128	0,14790	0,17272	0,22357	0,23622
	4,0	0,21708x10 ⁻¹	0,29880x10 ⁻¹	0,33972x10 ⁻¹	0,42130x10 ⁻¹	0,44168x10 ⁻¹
	8,0	0,47284x10 ⁻²	0,62003x10 ⁻²	0,68695x10 ⁻²	0,82175x10 ⁻²	0,85359x10 ⁻²
	16,0	0,10525x10 ⁻²	0,13280x10 ⁻²	0,14532x10 ⁻²	0,16814x10 ⁻²	0,17334x10 ⁻²
	32,0	0,23600x10 ⁻³	0,28960x10 ⁻³	0,31308x10 ⁻³	0,35464x10 ⁻³	0,36418x10 ⁻³
0,60	2,0	0,10275	0,16110	0,19730	0,27629	0,29633
	4,0	0,21991x10 ⁻¹	0,31998x10 ⁻¹	0,37586x10 ⁻¹	0,48558x10 ⁻¹	0,51157x10 ⁻¹
	8,0	0,47710x10 ⁻²	0,65587x10 ⁻²	0,74769x10 ⁻²	0,91432x10 ⁻²	0,95152x10 ⁻²
	16,0	0,10516x10 ⁻²	0,13950x10 ⁻²	0,15524x10 ⁻²	0,18307x10 ⁻²	0,19459x10 ⁻²
	32,0	0,23684x10 ⁻³	0,30133x10 ⁻³	0,33129x10 ⁻³	0,38078x10 ⁻³	0,39109x10 ⁻³
1,00	2,0	0,10290	0,16468	0,20682	0,31457	0,34632
	4,0	0,22035x10 ⁻¹	0,32631x10 ⁻¹	0,39091x10 ⁻¹	0,53363x10 ⁻¹	0,57060x10 ⁻¹
	8,0	0,47804x10 ⁻²	0,66675x10 ⁻²	0,77186x10 ⁻²	0,98182x10 ⁻²	0,10319x10 ⁻¹
	16,0	0,10572x10 ⁻²	0,14098x10 ⁻²	0,15939x10 ⁻²	0,19374x10 ⁻²	0,20149x10 ⁻²
	32,0	0,23643x10 ⁻³	0,30477x10 ⁻³	0,33866x10 ⁻³	0,39898x10 ⁻³	0,41210x10 ⁻³

Tabela 4.19: Valores aproximados do coeficiente de declínio exponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

<i>a</i>	<i>x_{eD}</i>	<i>C_{fD}</i>			
		50,0	100,0	500,0	Infinito
0,20	2,0	0,24860	0,25032	0,25173	0,25208
	4,0	0,46189x10 ⁻¹	0,46472x10 ⁻¹	0,46705x10 ⁻¹	0,46764x10 ⁻¹
	8,0	0,88476x10 ⁻²	0,88911x10 ⁻²	0,89267x10 ⁻²	0,89357x10 ⁻²
	16,0	0,17859x10 ⁻²	0,17932x10 ⁻²	0,17990x10 ⁻²	0,18001x10 ⁻²
	32,0	0,37344x10 ⁻³	0,37474x10 ⁻³	0,37581x10 ⁻³	0,37608x10 ⁻³
0,60	2,0	0,31606	0,31881	0,32106	0,323163
	4,0	0,53667x10 ⁻¹	0,54015x10 ⁻¹	0,54298x10 ⁻¹	0,54015x10 ⁻¹
	8,0	0,98678x10 ⁻²	0,99161x10 ⁻²	0,99555x10 ⁻²	0,99654x10 ⁻²
	16,0	0,19535x10 ⁻²	0,19597x10 ⁻²	0,19612x10 ⁻²	0,19612x10 ⁻²
	32,0	0,40061x10 ⁻³	0,40190x10 ⁻³	0,40296x10 ⁻³	0,40322x10 ⁻³
1,00	2,0	0,37974	0,38459	0,38859	0,38961
	4,0	0,60744x10 ⁻¹	0,61262x10 ⁻¹	0,61687x10 ⁻¹	0,61795x10 ⁻¹
	8,0	0,10802x10 ⁻¹	0,10869x10 ⁻¹	0,10923x10 ⁻¹	0,10937x10 ⁻¹
	16,0	0,20884x10 ⁻²	0,20984x10 ⁻²	0,21066x10 ⁻²	0,21087x10 ⁻¹
	32,0	0,42436x10 ⁻³	0,42603x10 ⁻³	0,42738x10 ⁻³	0,42770x10 ⁻³

Tabela 4.20: Valores do coeficiente linear da reta representativa do comportamento exponencial de produção em poços interceptados por uma fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

<i>a</i>	<i>x_{eD}</i>	<i>C_{FD}</i>								
		0,1	0,5	1,0	5,0	10,0	50,0	100,0	500,0	Infinito
0,20	2,0	0,26163	0,38192	0,44445	0,56622	0,58522	0,60662	0,60926	0,61147	0,61202
	4,0	0,22203	0,30497	0,34603	0,42577	0,44501	0,46376	0,46635	0,46848	0,46901
	8,0	0,19295	0,25253	0,28050	0,33301	0,34553	0,35771	0,35941	0,36079	0,36114
	16,0	0,17123	0,21562	0,23567	0,27198	0,28038	0,28850	0,28965	0,29056	0,29075
	32,0	0,15338	0,18778	0,20293	0,22945	0,23551	0,24140	0,24222	0,24290	0,24307
0,60	2,0	0,26550	0,41671	0,50936	0,70122	0,74537	0,78590	0,79124	0,79558	0,79669
	4,0	0,22493	0,32647	0,38248	0,48992	0,51465	0,53814	0,54137	0,54398	0,54463
	8,0	0,19468	0,26698	0,30377	0,36970	0,38424	0,39798	0,39980	0,40133	0,40171
	16,0	0,17179	0,22564	0,25152	0,29562	0,30500	0,31373	0,31492	0,31589	0,31613
	32,0	0,15392	0,19540	0,21546	0,24606	0,25258	0,25861	0,25942	0,26008	0,26025
1,00	2,0	0,26592	0,42639	0,53509	0,80354	0,87832	0,95412	0,96485	0,97365	0,97590
	4,0	0,22539	0,33295	0,39777	0,53756	0,57275	0,60731	0,61213	0,61607	0,61707
	8,0	0,19506	0,27137	0,31347	0,39629	0,41573	0,43436	0,43693	0,43902	0,43954
	16,0	0,17199	0,22857	0,25813	0,31244	0,32458	0,33604	0,33760	0,33888	0,33920
	32,0	0,15365	0,19760	0,21927	0,25757	0,26586	0,27358	0,27463	0,27548	0,27569

4.3.4 Curvas-tipo para Determinação da Performance de Produção do Poço e do Tamanho do Reservatório

Objetivando-se determinar a performance de produção de um poço, interceptado por uma fratura assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, situado em um reservatório limitado, assumindo-se quadrado, foram confeccionadas curvas-tipo que apresentam o comportamento de vazão com o tempo em escala log-log, para diversos valores de assimetria e condutividade.

Para haver coerência entre estas curvas e as apresentadas no Capítulo 3 para reservatório infinito, foram utilizados no eixo das abcissas, os valores de t_{Dxf}^* que são dados por:

$$t_{Dxf}^* = t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2}. \quad (4.12)$$

Portanto, a análise transiente fornecerá, a partir da metodologia descrita no Capítulo 3, os valores de condutividade (C_{fD}), assimetria (a), comprimento do lado maior da fratura (x_{fD}) e capacidade de produção da fratura ($K_f b_f$).

Assim, com os valores de C_{fD} e de a , já determinados, escolhe-se um dos gráficos semelhantes aos apresentados nas figuras 4.14 a 4.31 e a seguir faz-se o "matching" destas curvas com a curva $\log(q(t))$ versus t , obtida com os dados de campo, até obter uma combinação satisfatória, determinando-se o valor de x_{eD} e daí pode-se obter:

$$x_e = x_{eD} x_{fD}, \quad (4.13)$$

$$A = 4x_{eD} x_{eD}, \quad (4.14)$$

$$V_p = Ah\phi, \quad (4.15)$$

$$N = \frac{V_p(1 - S_{win})}{B_{oin}} \quad (4.16)$$

Portanto, estarão determinados o volume de "oil in place" original, bem como o perfil do histórico de produção do poço a partir dos valores de q_{wD} , obtidos através das curvas-tipo.

Acrescente-se que estas curvas possuem caráter bastante bom para altas condutividades e este é menor para condutividades baixas.

Utilizando as relações apresentadas no Apêndice G, é possível determinar o índice de produtividade do poço e o volume de rocha a partir de:

$$J_o = \frac{2\pi K h q_{wDext}}{\mu} \quad (4.17)$$

$$e \quad V_r = \frac{J_o B_o \mu x_{fl}^2}{\alpha K} \quad (4.18)$$

substituindo-se (4.17) em (4.18), obtem-se:

$$V_r = \frac{2\pi h q_{wDext} x_{fl}^2}{\alpha} \quad (4.19)$$

Ou seja, é determinado o volume de rocha a partir da determinação dos valores de q_{wDext} e α , que são funções da assimetria, da condutividade e do tamanho do reservatório.

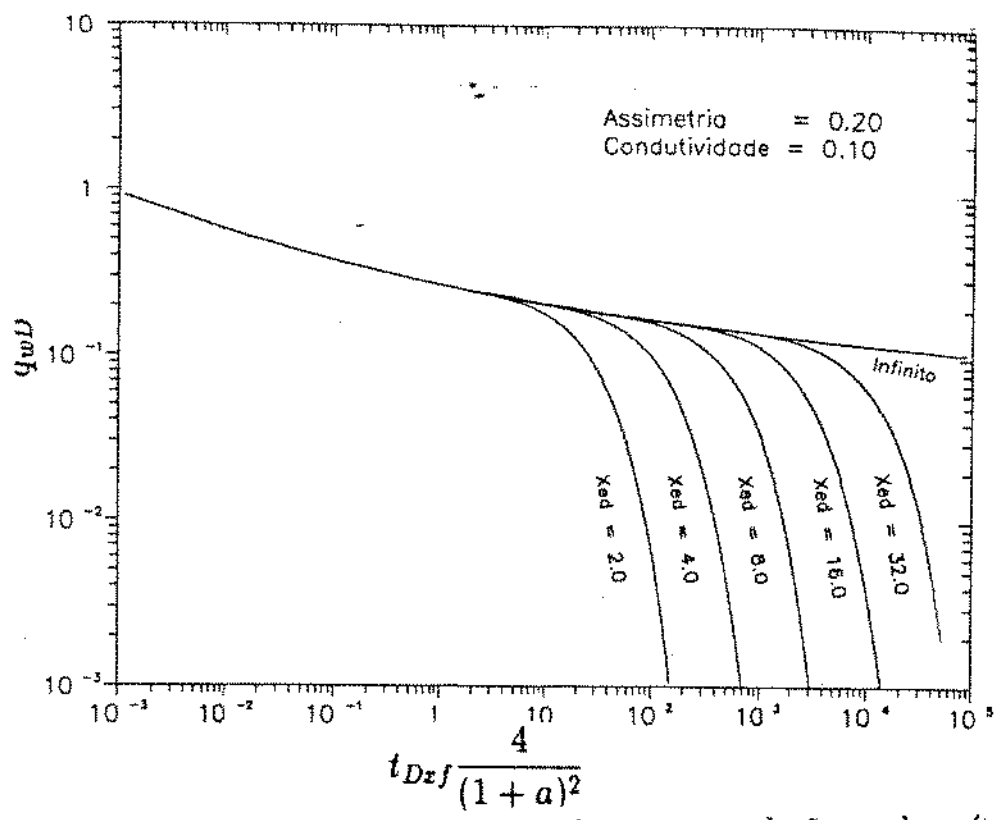


Figura 4.14: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=0,1$)

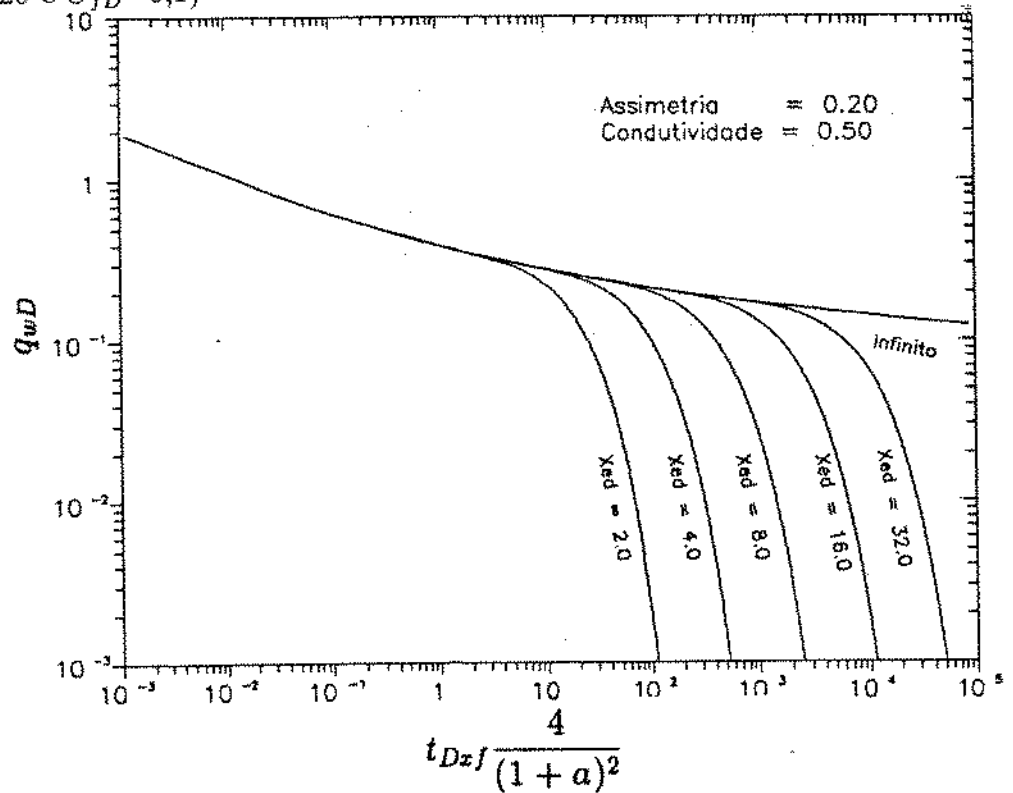


Figura 4.15: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=0,5$)

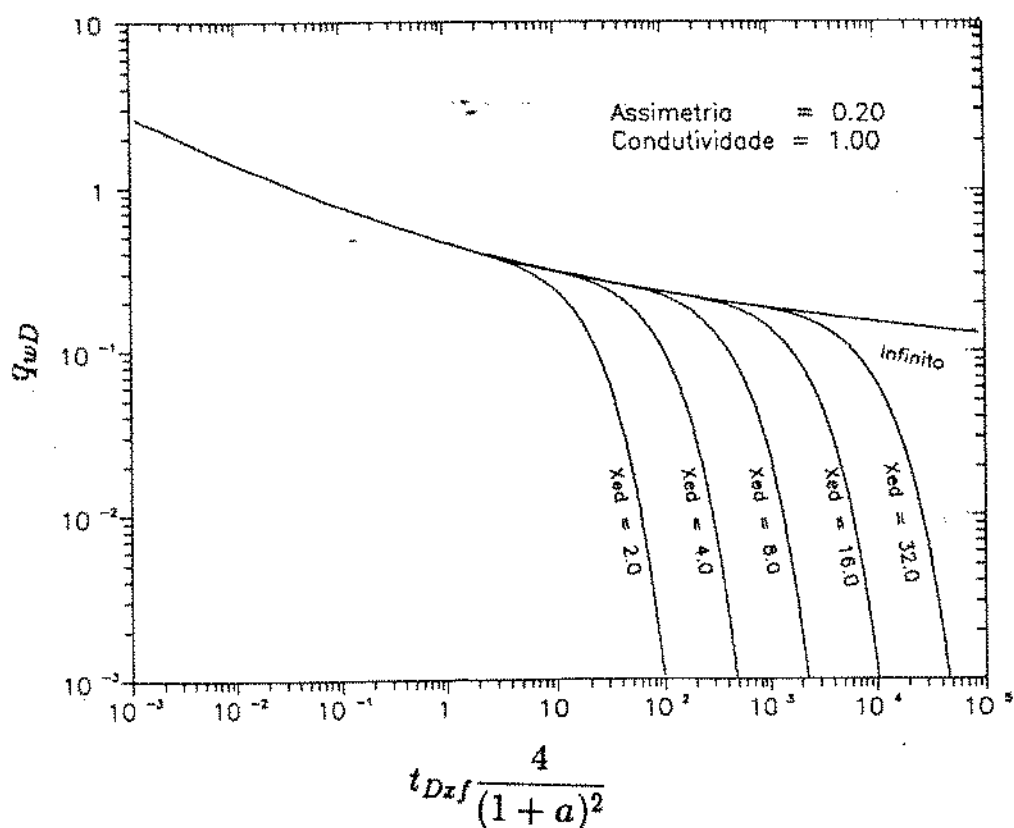


Figura 4.16: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=1,0$)

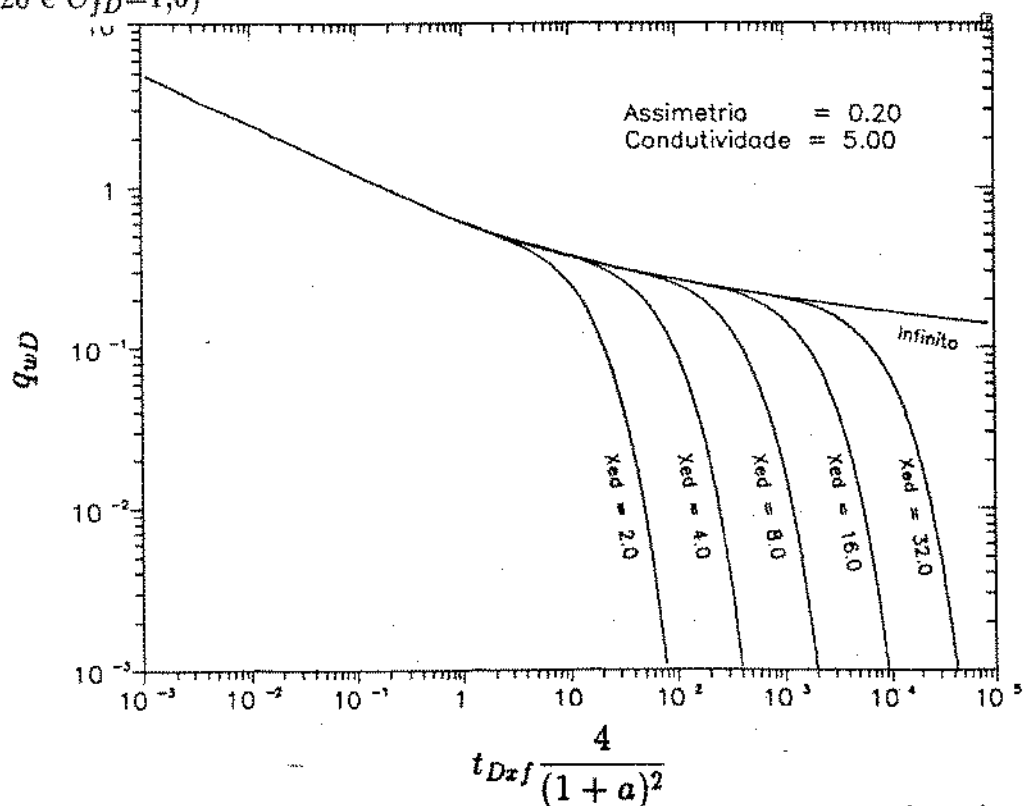


Figura 4.17: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=5,0$)

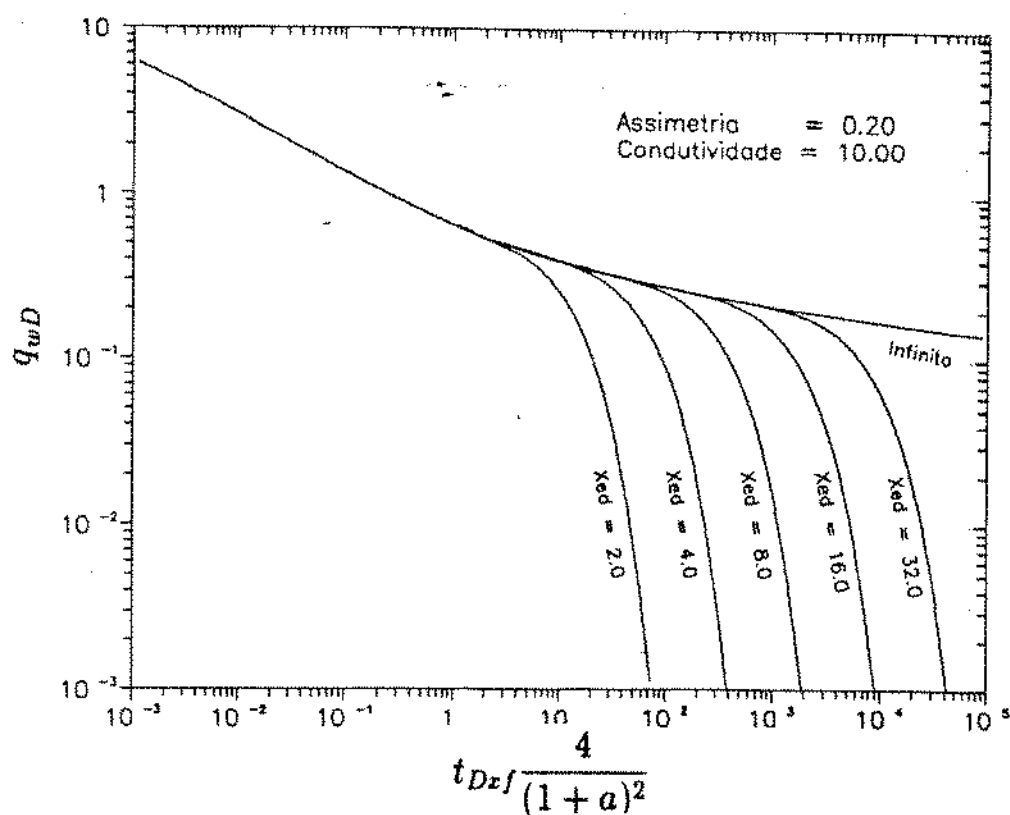


Figura 4.18: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=10,0$)

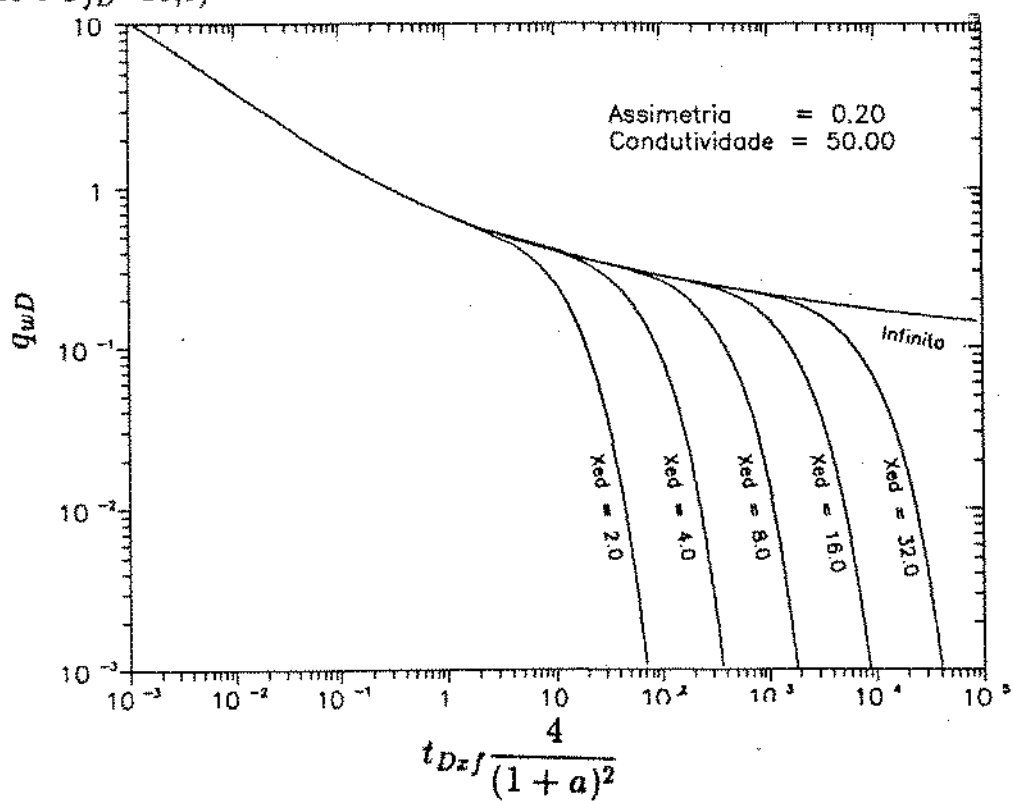


Figura 4.19: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,20$ e $C_{fD}=50,0$)

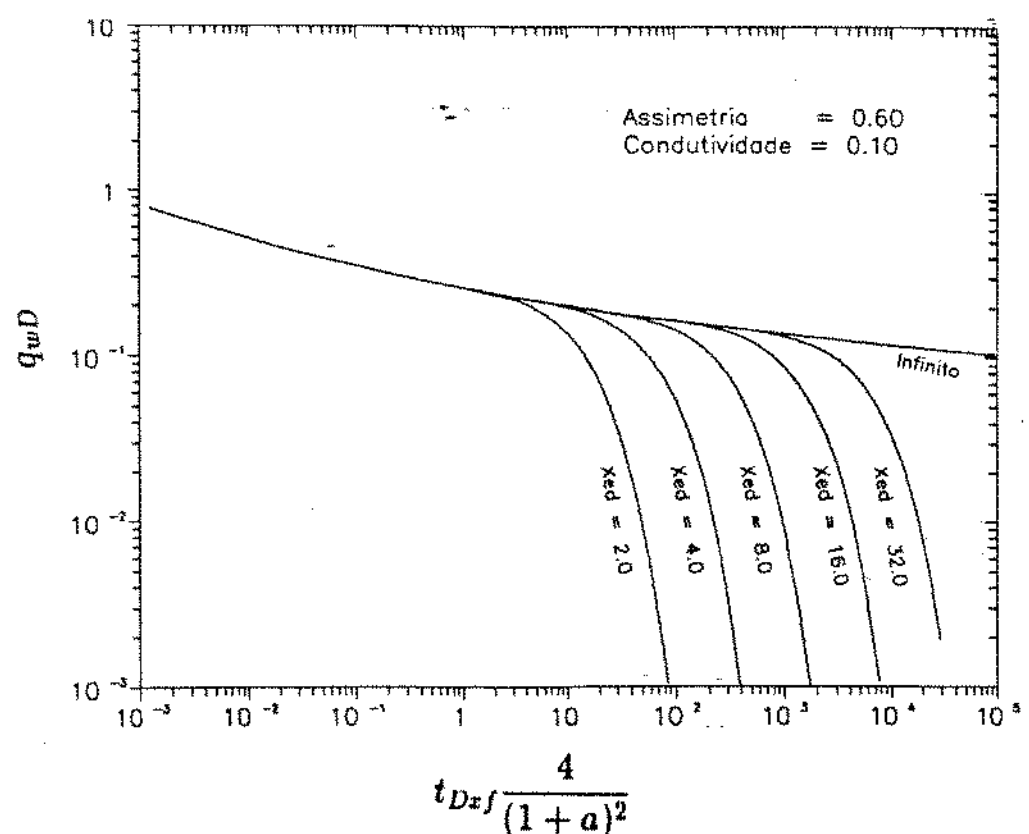


Figura 4.20: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=0,1$)

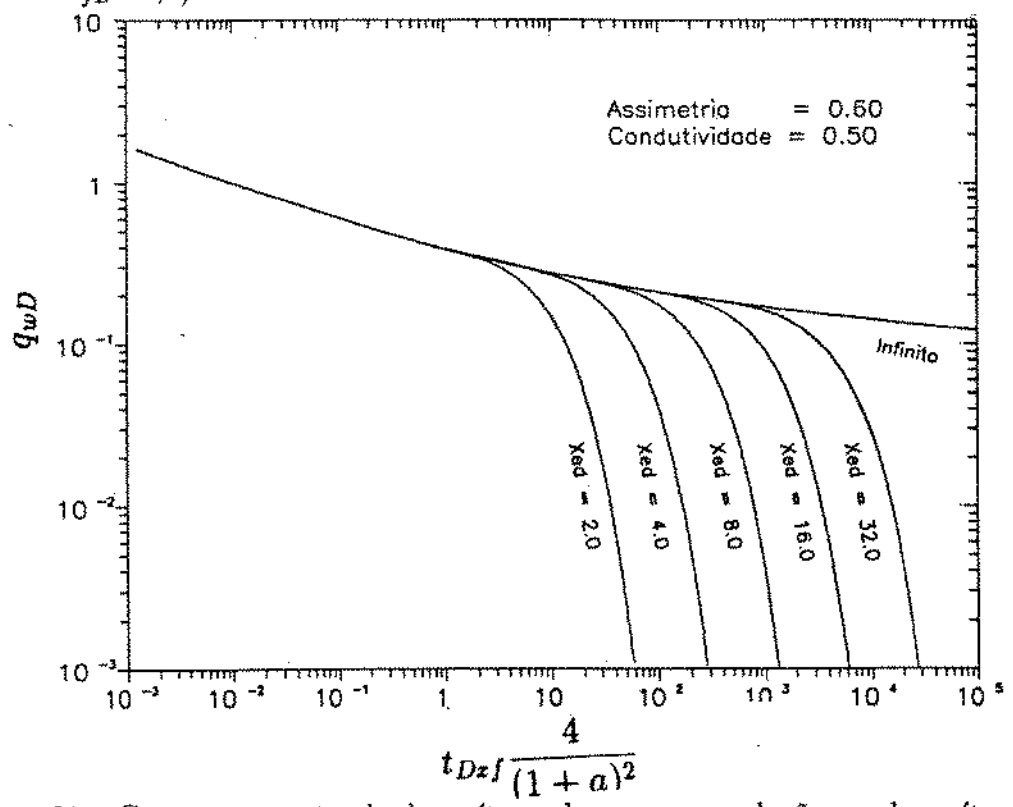


Figura 4.21: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=0,5$)

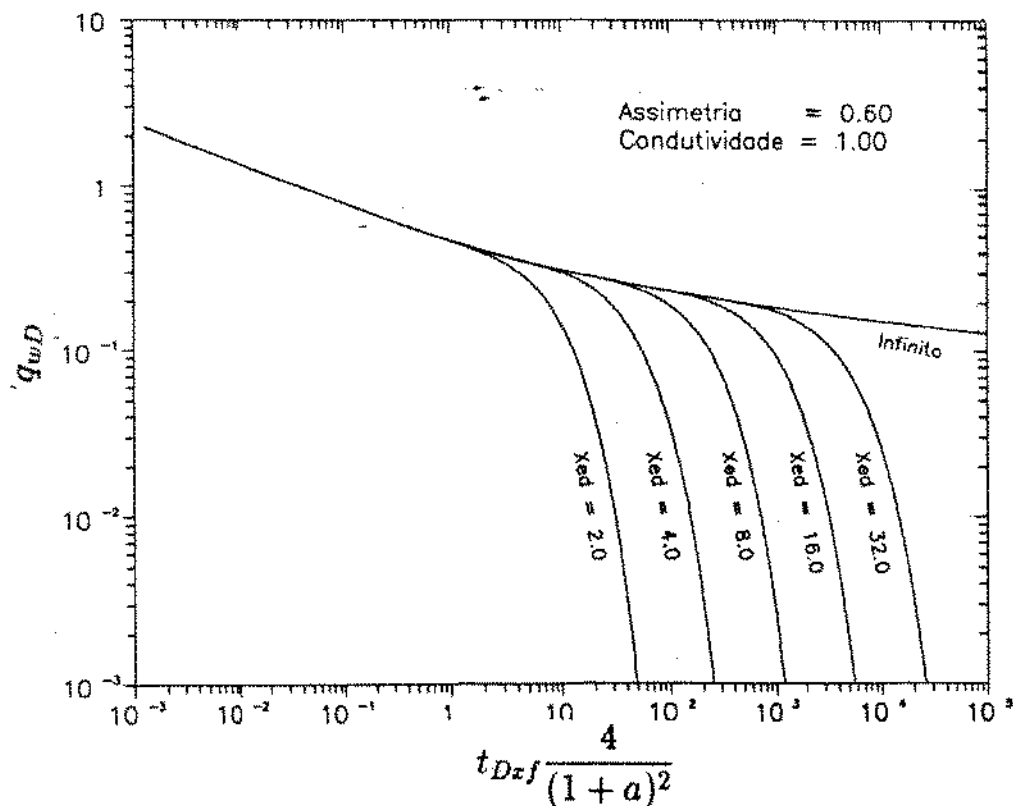


Figura 4.22: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=1$)

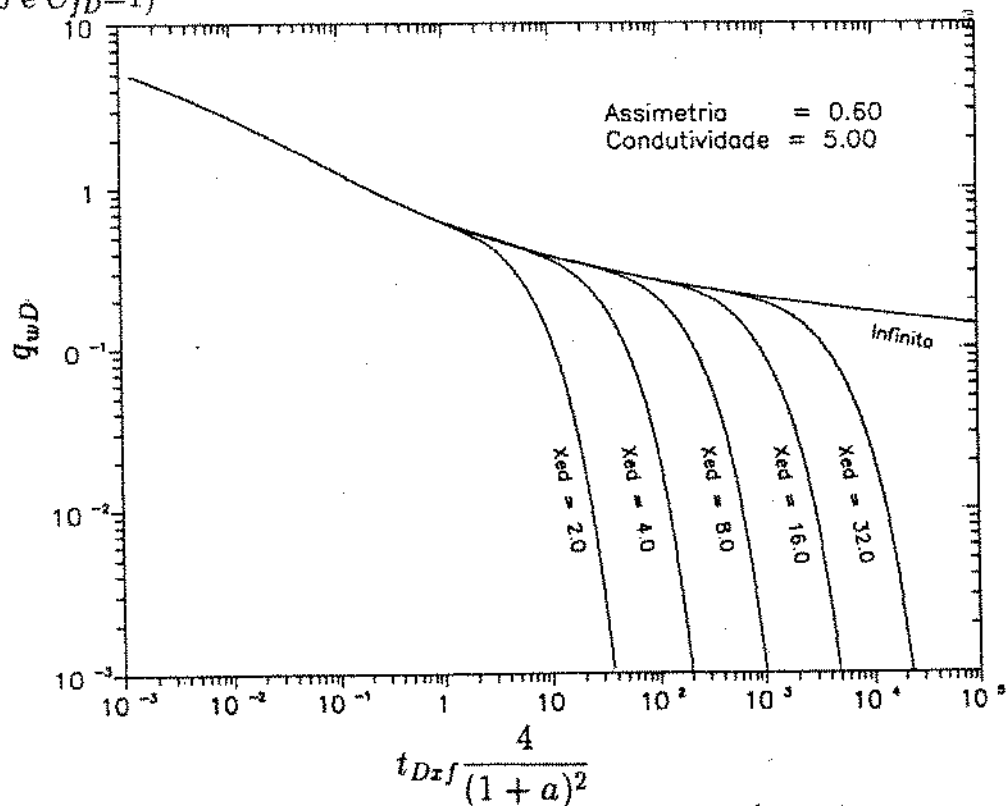


Figura 4.23: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=5,0$)

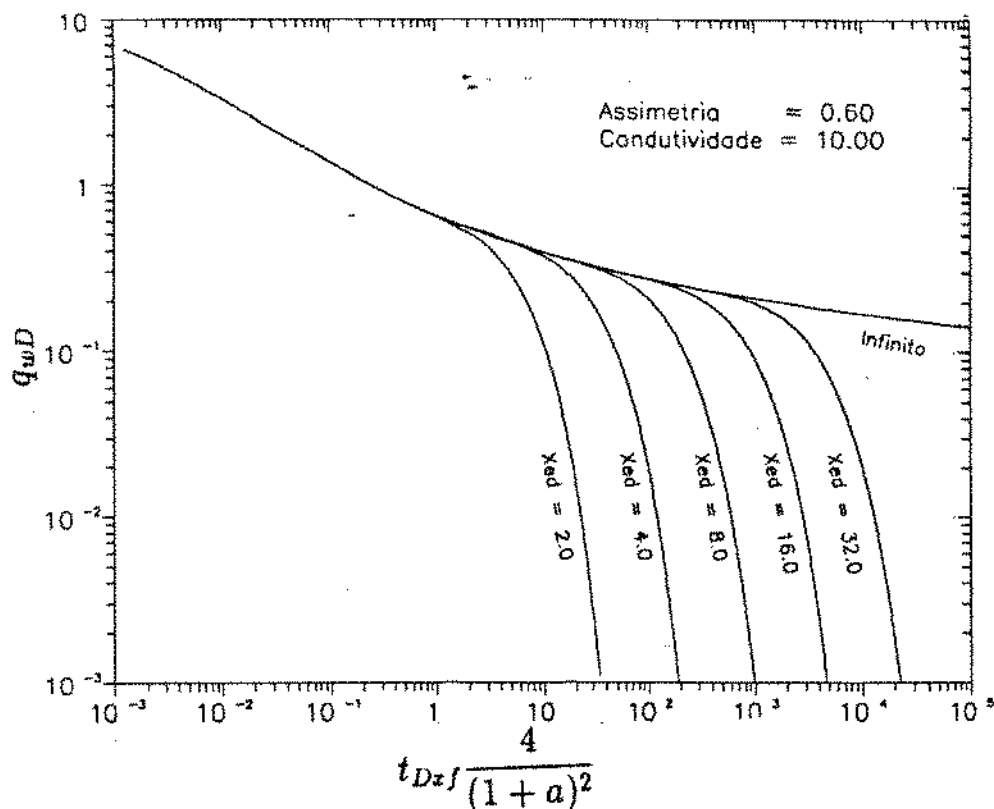


Figura 4.24: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=10,0$)

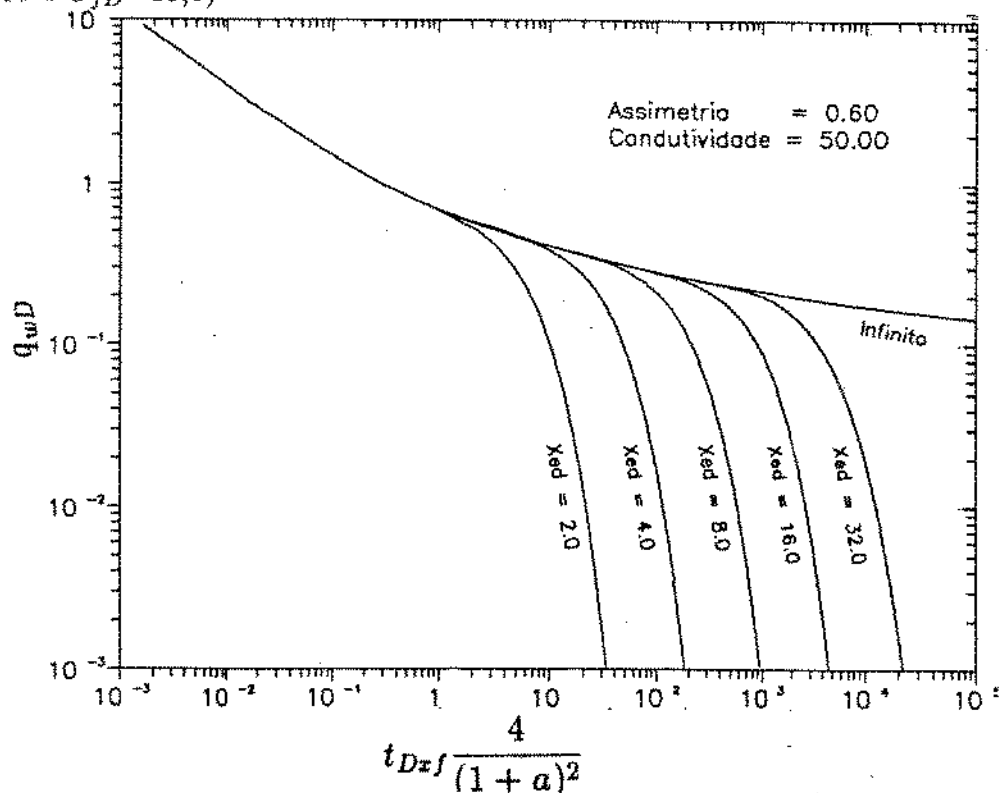


Figura 4.25: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=0,60$ e $C_{fD}=50,0$)

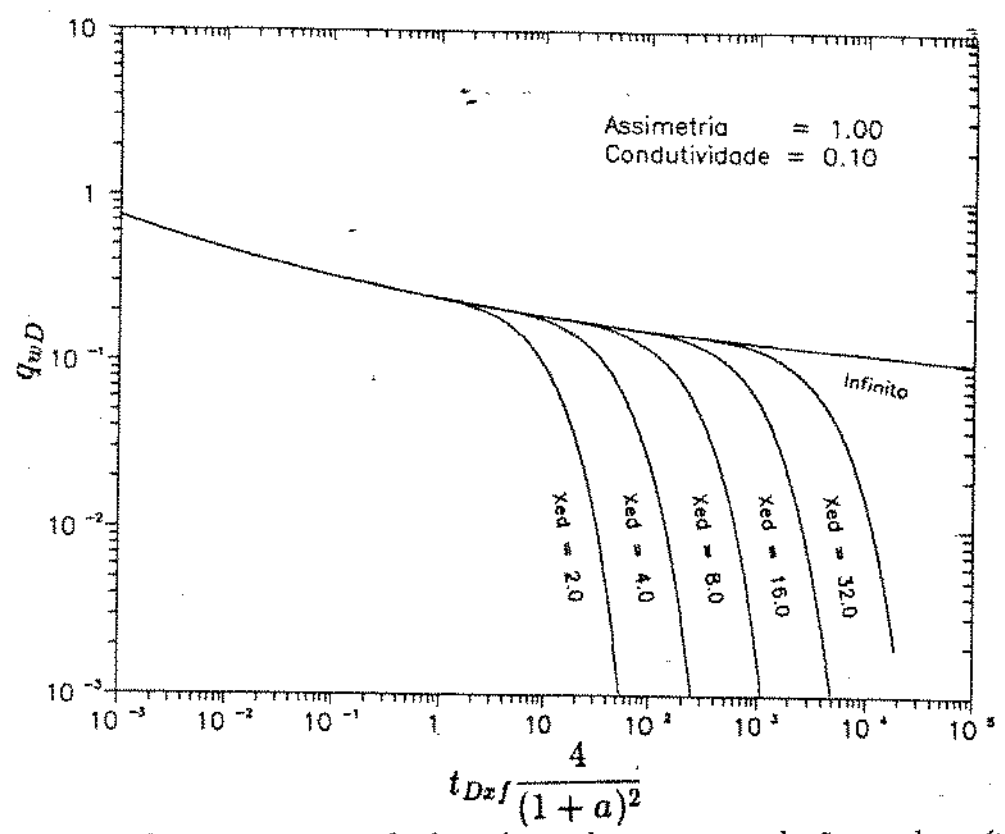


Figura 4.26: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=0,1$)

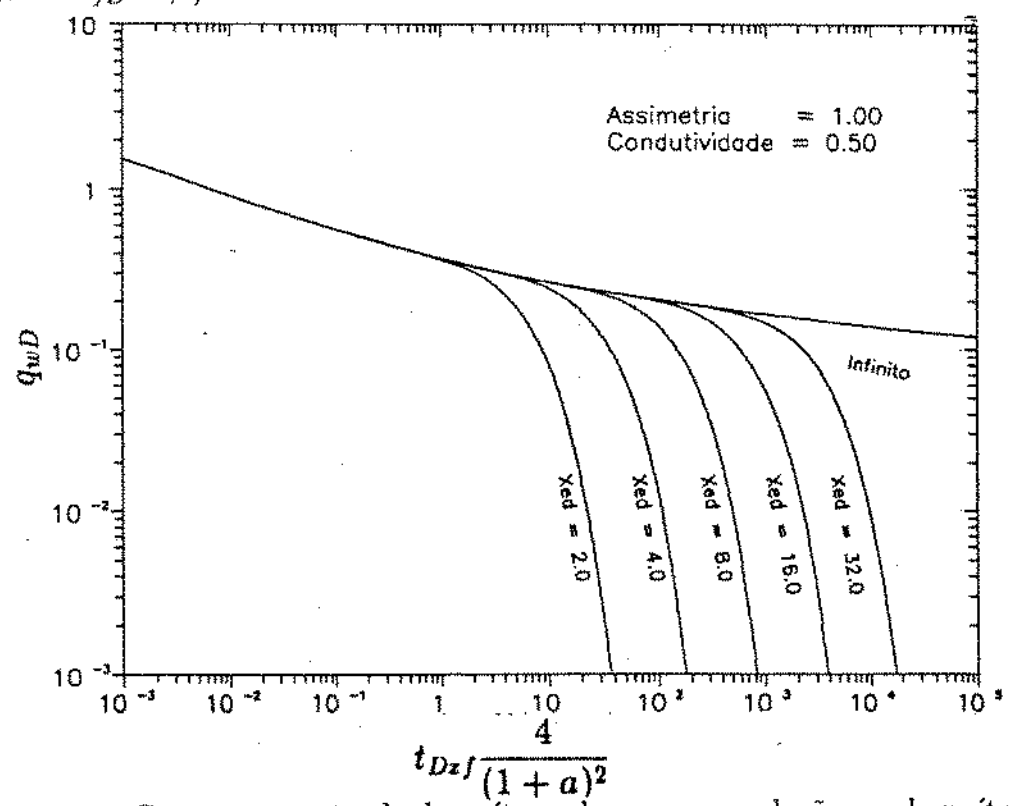


Figura 4.27: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=0,5$)

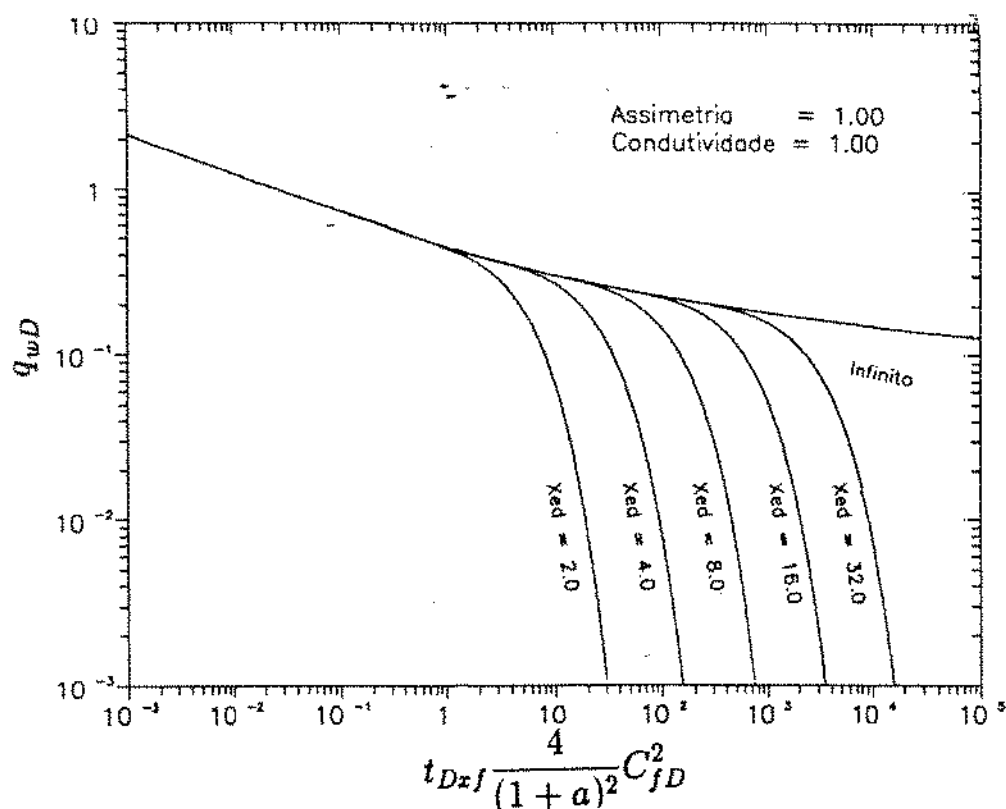


Figura 4.28: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=1,0$)

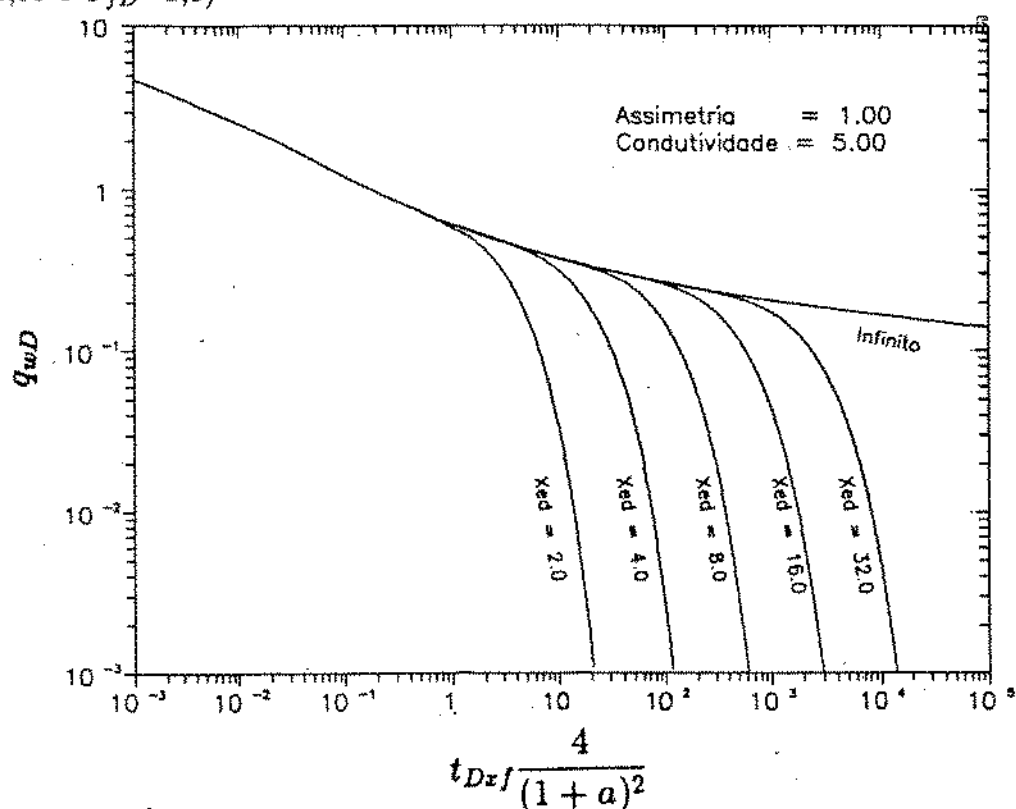


Figura 4.29: Comportamento do logaritmo de q_{wD} em relação ao logaritmo de t_{Dxf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=5,0$)

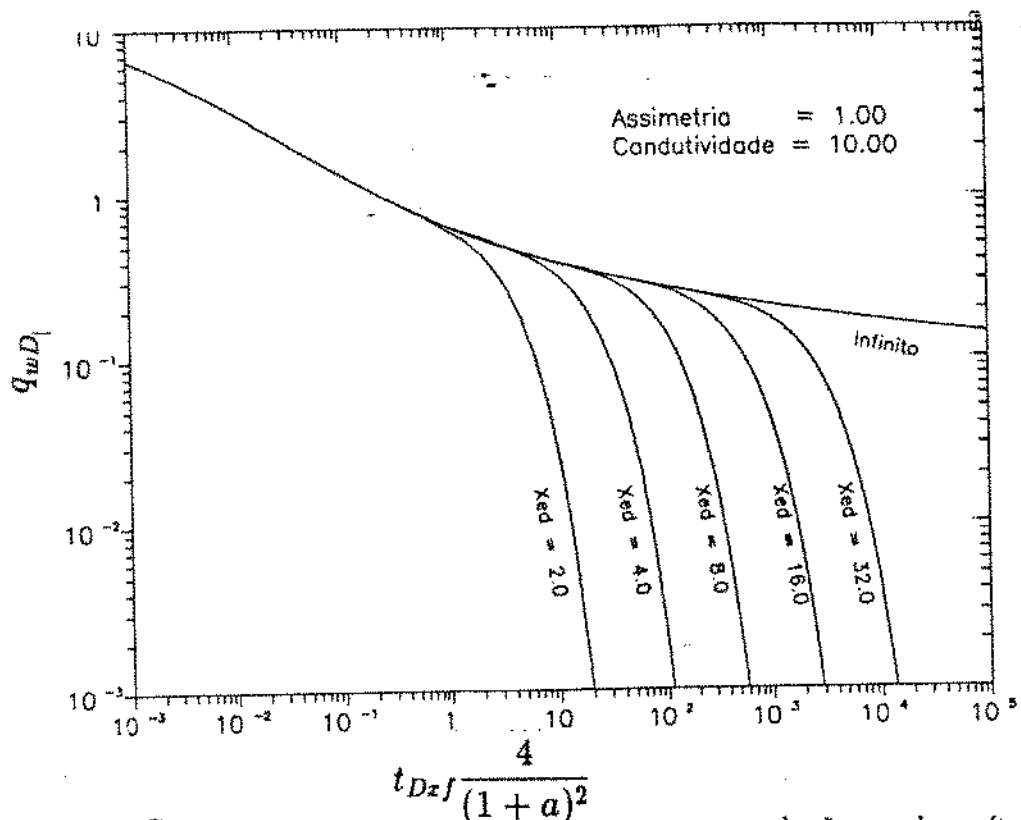


Figura 4.30: Comportamento do logaritmo de $q_w D_l$ em relação ao logaritmo de t_{Dzf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=10,0$)

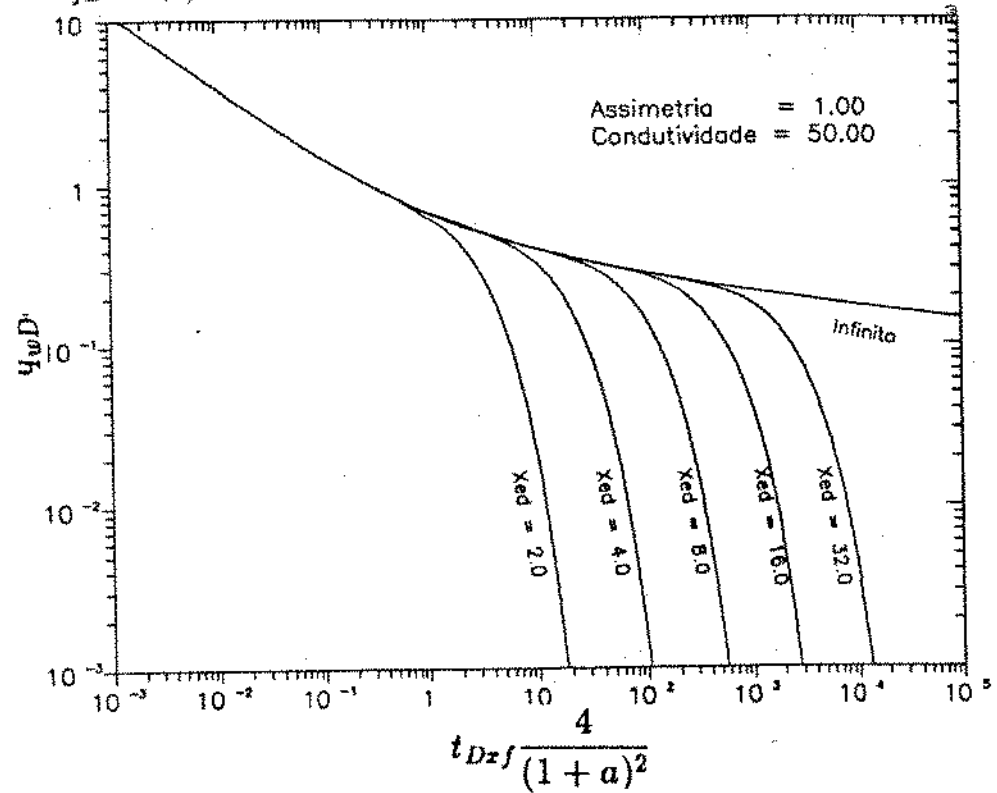


Figura 4.31: Comportamento do logaritmo de $q_w D$ em relação ao logaritmo de t_{Dzf} ($a=1,00$ e $C_{fD}=50,0$)

Capítulo 5

Conclusões e Recomendações

5.1 Conclusões

As soluções semi-analíticas apresentadas para o problema de um poço interceptado por uma fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, que foi considerado pertencendo a um reservatório infinito e posteriormente situado no centro de um reservatório retangular, permitiram que fossem gerados resultados para fraturas de diferentes características.

Estes resultados foram objetos de análises e estudos a partir dos quais pode-se tirar as seguintes conclusões:

1. Foram geradas novas soluções semi-analíticas, a partir da utilização do método das Funções de Green, para o comportamento da vazão de um poço com as características acima, para os períodos transiente e dominado por fronteiras.
2. Para que as características da fratura sejam determinadas de maneira precisa, torna-se necessário a obtenção dos parâmetros da formação antes do fraturamento.
3. O período de fluxo bilinear possui menor duração quanto mais assimétrica for a fratura, pelo fato desta deixar de se comportar como infinita, assim que a fronteira do lado menor for atingida.
4. O período de fluxo pseudo-radial é alcançado para o mesmo valor de tempo adimensional, quando esta variável está adimensionalizada em relação à metade do comprimento da fratura, qualquer que seja a assimetria.

5. Os valores do pseudo-dano apresentado por um poço estimulado são os mesmos, qualquer que seja a assimetria, para altos valores de condutividade ($\geq 50,0$). Entretanto quanto menor for a condutividade, maior será a influência da assimetria da fratura.
6. O período de fluxo linear na formação é obtido para fraturas de altas condutividades e tempos curtos, e sua duração é independente da assimetria quando o tempo estiver sendo adimensionalizado em relação à metade do comprimento da fratura.
7. Valores de condutividade inferiores a 100, porém maiores que 10, também podem apresentar fluxo linear na formação, após o período de fluxo bilinear é o denominado fluxo pseudo-linear, cuja duração é aproximadamente equivalente a três ciclos logarítmicos.
8. A distribuição da vazão adimensional e de pressão adimensional ao longo da fratura é uniforme para altas condutividades, havendo, no entanto, uma maior concentração no poço e nas fronteiras da fratura.
9. Para fraturas de baixas condutividades, a vazão adimensional nas regiões distantes do poço são desprezíveis, entretanto isto não se verifica quando a fratura é assimétrica, pois a fronteira do lado maior apresenta contribuição significativa para a vazão do poço.
10. Foi escolhido como curva-tipo, entre as analisadas no presente trabalho, a que apresenta o comportamento em escala log-log, de $\frac{1/q_{WD}}{\frac{2a(1/q_{WD})}{d(\ln t_{Dxf})}}$ em relação a $t_{Dxf} \frac{4^2}{(1+a)^2} C_{fD}^2$. Assim o "matching" desta curva com os dados de campo fornecerá os parâmetros da fratura: Assimetria, Condutividade, Comprimento e Capacidade de fluxo.
11. O "matching" para esta curva é feito com o deslocamento apenas ao longo do eixo das abcissas, pelo fato destas curvas terem a mesma escala do eixo das ordenadas que as obtidas com os dados de campo.
12. O tempo do fim do período transiente, é praticamente o mesmo, para altas condutividades da fratura qualquer que seja a assimetria; enquanto que para condutividades

menores ou iguais a 10, a duração deste período diminui à medida que a condutividade diminui.

13. O período transiente praticamente tem a mesma duração, para diferentes assimetrias, quando a condutividade e a relação tamanho do reservatório por comprimento da fratura permanecem constantes.
14. Reservatórios grandes em relação ao comprimento da fratura ($x_{eD} \geq 16$), apresentam fluxo pseudo radial, qualquer que seja a condutividade e a assimetria. Enquanto que para reservatórios pequenos em relação ao comprimento da fratura, somente apresentarão fluxo pseudo-radial, quando a fratura for de baixa condutividade.
15. Qualquer que seja a assimetria e a condutividade e relação tamanho do reservatório por comprimento da fratura, haverá fluxo bilinear e a seguir é atingido o fluxo linear na formação, principalmente para altos valores de x_{eD} .
16. A duração do período de transição entre o fim do período transiente e o período de comportamento exponencial é tanto maior quanto mais assimétrica for a fratura (menor o valor de a).
17. Considerando-se os resultados obtidos a partir das soluções do reservatório infinito e de reservatório limitado, poderão ser definidos os períodos de fluxo que são alcançados para cada conjunto dos parâmetros: assimetria, condutividade e relação tamanho do reservatório por comprimento da fratura.
18. O coeficiente de declínio exponencial possui comportamento crescente com o valor de a , assim como com o valor da condutividade da fratura, enquanto que diminuem com o aumento da relação tamanho de reservatório por comprimento da fratura.
19. O coeficiente linear da reta representativa do comportamento exponencial de produção do poço, é crescente com os valores de a e da condutividade C_{fD} , relativos à fratura, enquanto que são decrescentes com a relação tamanho do reservatório por comprimento da fratura. Há uma tendência de que, para diferentes valores de a e de x_{eD} , seja apresentado um mesmo valor de coeficiente linear, quando as condutividades são baixas.

20. Para determinação do tamanho do reservatório e portanto do "oil-in-place", a partir do conhecimento dos parâmetros da fratura, serão utilizadas como curvas-tipo para o "matching" com os dados de campo, o gráfico na escala log-log de q_{wD} versus $t_{Dxf} \frac{4}{(1+a)^2}$. Também é obtido a previsão da performance de produção do poço.
21. O volume poroso e o índice de produtividade do poço podem ser determinados a partir do conhecimento dos coeficientes de declínio (α) e linear (q_{wDext}) da reta representativa do declínio exponencial, utilizando:

$$V_p = 2\pi h \phi x_f^2 \frac{q_{wDext}}{\alpha} \quad \text{e} \quad J_o = \frac{2\pi k h q_{wDext}}{\mu}$$

22. A determinação da assimetria é de fundamental importância para poços situados em reservatórios submetidos à recuperação secundária e/ou métodos especiais de recuperação. O conhecimento da previsão da performance de produção do poço, sabendo-se as características da fratura é útil para definir a economicidade da operação a partir de dados do projeto de fraturamento.

5.2 Recomendações

Como principais recomendações para aperfeiçoamento deste trabalho, tem-se:

1. Implementação do método da análise do período pseudo-linear, desenvolvido por Rodriguez (para o caso de vazão constante), visando à determinação da assimetria em poços com as características desse estudo, produzindo à pressão constante.
2. Fazer as transformações necessárias para a adaptação deste estudo visando à determinação dos parâmetros da fratura e performance de produção em poços cujo reservatório é portador de gás.
3. Generalizar os resultados obtidos para qualquer geometria de reservatório, utilizando para isto um fator de forma.
4. Obter curvas-tipo semelhantes às de Fetkovich et al (1980) que podem apresentar melhor resolução para baixas condutividades. Para isto sugere-se a utilização das seguintes relações:

sabe-se que:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = q_{wDext} e^{-\alpha t_{Dxf}}, \quad (5.1)$$

definindo-se:

$$q_{wDd} = \frac{q_{wD}(t_{Dxf})}{q_{wDext}}, \quad (5.2)$$

e

$$t_{Dxfd} = \alpha t_{Dxf}, \quad (5.3)$$

obtem-se:

$$q_{wDd}(t_{Dxfd}) = e^{-t_{Dxfd}}. \quad (5.4)$$

Assim o gráfico q_{wDd} versus t_{Dxfd} fornecerá curvas-tipo semelhantes às das figuras 5.1 e 5.2. Saliente-se que q_{wDd} e t_{Dxfd} são bastantes sensíveis aos valores de q_{wDext} e α .

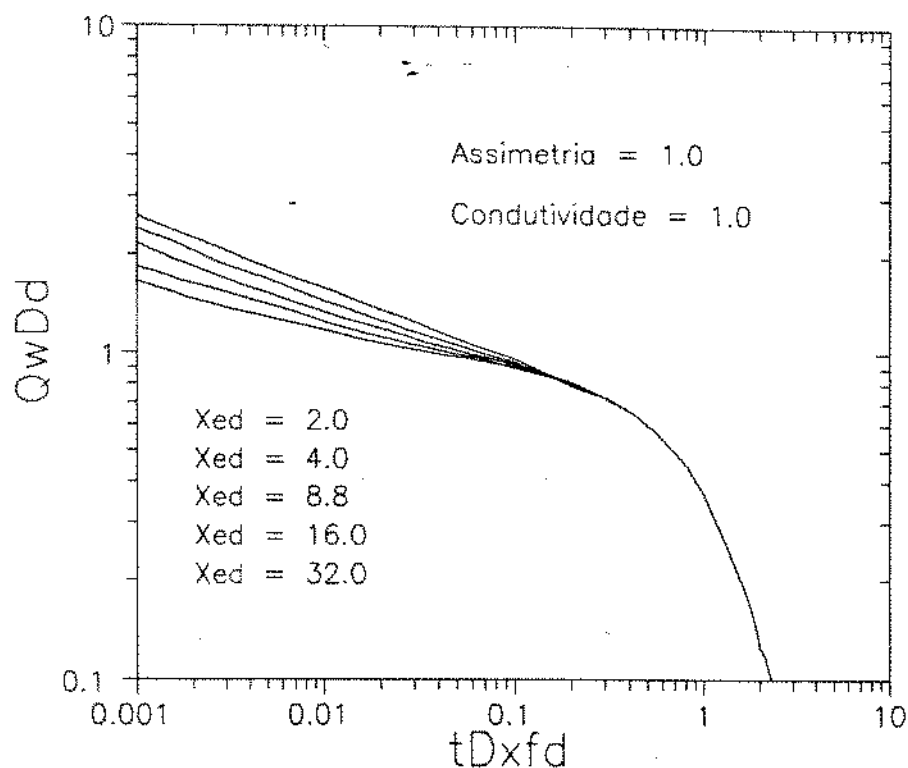


Figura 5.1: Comportamento do logaritmo de q_{wDd} versus logaritmo de $t_{Dx fd}$ para $C_{fD} = 1,0$ e $a = 1,0$

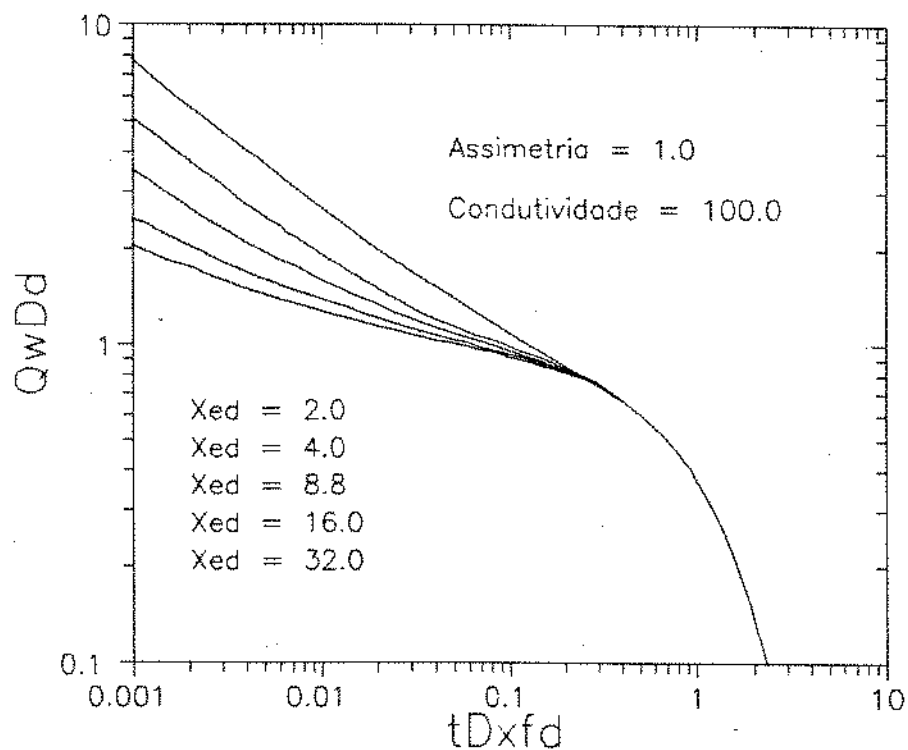


Figura 5.2: Comportamento do logaritmo de q_{wDd} versus logaritmo de $t_{Dx fd}$ para $C_{fD} = 100,0$ e $a = 1,0$

5. Desenvolver um método que torne possível determinar qual a direção e o sentido de cada um dos lados da fratura, utilizando para isso testes de interferência, com alguns poços de observação, semelhante ao método desenvolvido por Cinco-Ley et al.
6. Estender a utilização das curvas-tipo

$$\frac{1/q_{wD}}{2^{\frac{d(1/q_{wD})}{d \ln t_{Dxf}}} } \quad \text{versus} \quad t_{Dxf} C_{fD}^2,$$

apresentadas neste trabalho para o caso do poço de características semelhantes, produzindo à vazão constante.

7. Implementar um programa que utilizando as características de projeto do fraturamento e os resultados gerados através deste estudo, tenha condições de fazer uma análise econômica da operação.

Bibliografia

- [1] Arps, J. J.: *Analysis os Decline Curves*, Trans., Aime (1945) 160, 228-247
- [2] Agarwal, R. G., Carter, R. D. e Pollock, C. B.: *Evaluation and Performance Prediction of Low Permeability Gas Wells Stimulated by Massive Hydraulic Fracturing*, Journal Petroleum Tecnology (Março, 1979) 362-372 Trans., Aime, 267
- [3] Barker, B. e Ramey, M. J., Jr.: *Transient Flow to Finite Conduivity Vertical Fractures*, apresentado no 53th Annual Fall Tecnical Conference and Exhibition. Society of Petroleum Engineers of Aime. Houston, Texas (Outubro, 1978)
- [4] Bennet, C. O., Rosato, H. D., Reynolds, A. C. Jr. e Raghavan, R.: *Influence of Frature Heterogenity and Wing Length on the Response of Vertically Fractured Wells*, Society of Petroleum Engineers Journal (Abril, 1983) 219-230
- [5] Bourdet, D., Whittle, T. M., Douglas, A. A. e Pirard, Y. M.: *A New Set of Type Curves Simplifies Well Test Analysis*; *World oil*, (Maio, 1983)
- [6] Butkov, E.: *Física Matemática*, Editora Guanabara (1968)
- [7] Carslaw, H. S. e Jaeger, J. C.: *Conduction of Heat in Solids*, New York, Oxford University Press (1959).
- [8] Cinco-Ley, H.; Samaniego, V. F. e Dominguez, N.: *Transient Pressure behavior of a Well with a Finite Conductivity Vertical Fracture*, Apresentado no 51th Fall Meeting, SPE of AIME, New Orleans (Outubro, 1976). SPE N^o 6014
- [9] Cinco-Ley, H. e Samaniego, V. F.: *Effect of Wellbore Storage and Damage on the Transient Pressure behavior of Vertically Fractured Wells*, apresentado no 52th Annual Tecnical Conference and Exhibition, SPE of AIME, Denver, Colorado (Outubro, 1977). SPE N^o 6752
- [10] Cinco-Ley, H., Samaniego, V. F. e Rodriguez, N.: *Transient Pressure Behavior for a Well With a Finite Conductivity Vertical Fracture*, Society of Petroleum Engineers Journal (Agosto, 1978) 253-264
- [11] Cinco-Ley, H. e Samaniego, V. F.: *Transient Pressure Analysis for Fractured Wells*, apresentado na 53th Anual Tecnical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers, Houston (Outubro, 1978) SPE N^o 7940

- [12] Cinco-Ley, H. e Meng, H. Z.: *Pressure Transient Analysis of Wells with Finite Conductivity Vertical Fractures in Double Porosity Reservoirs* apresentado no 63th Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers, Houston (Outubro, 1988). SPE N^o 18172
- [13] Dyes, A. B., Kemp, C. E. e Caudle, B. H.: *Effects of Fractures on Sweep-out Pattern* Trans., AIME (1959), 213-245
- [14] Earlougher, R. C. Jr.: *Advanced in Well Test Analysis*, Society of Petroleum Engineers of Aime. New York (1977)
- [15] Fetkovich, M. J.: *Decline Curve Analysis Using Type Curves*, Journal Pet. Tech. (Junho, 1980) 32, 1065-1077
- [16] Fraim, M. L., Lee, W. J. e Gattens III, J. M.: *Advanced Decline Curve Analysis Using Normalized-Time and Type Curves for Vertically Fractured Wells*, Society of Petroleum Engineers, 1986. SPE N^o 15524
- [17] Gringarten, A. C., Ramey, H. J., Jr. e Raghavan, R.: *The Use of Source and Greens Functions in Solving Unsteady Flow Problems in Reservoirs*, Society of Petroleum Engineers Journal (Outubro, 1973) 285-296, Trans., Aime, 255
- [18] Gringarten, A. C., Ramey, H. J. Jr. e Raghavan, R.: *Unsteady-State Pressure Distribution Created by a Well With a Single Infinite-Conductivity Vertical Fracture*, Society of Petroleum Engineers Journal (Agosto, 1974) 347-360, Trans., Aime, 257
- [19] Guppy, K. N., Cinco-Ley, H. e Ramey, H. J., Jr.: *Transient Flow Behavior of a Vertically Fractured Well Production at Constant Pressure*, Society of Petroleum Engineers, 1981. APE N^o 9963
- [20] Guppy, K. N., Cinco-Ley, H. e Ramey, H. J. Jr.: *Effect of Non-darcy Flow on the Constant Pressure Production of Fractures Wells*, Society of Petroleum Engineers Journal (Junho, 1981) 390-400
- [21] Mangulis, V.: *Handbook of Series for Scientists and Engineers*, TRG. Control Data Corporation- Melville, New York (1965)
- [22] McGuire, W. J. e Sikora, V. J.: *The effect of vertical fractures on well productivity*, Trans. AIME (1960), 219-401
- [23] Narasimhan, T. N. e Palen, W. A.: *A Purely Numerical Approach for Analysing Fluid Flow to a Well Intercepting a Vertical Fracture*, Apresentado no SPE California Regional Meeting Venture, (Abril, 1979) SPE N^o 7983
- [24] Onur, M. e Reynolds, A. C.: *A New Approach for Constructing Derivate Type Curves for Well Test Analysis*, SPE Formation Evaluation (Março, 1988)

- [25] Prats, M.: *Effect of Vertical Fractures on Reservoir Behavior - Incompressible Fluid Case*, SPE Journal (Junho, 1961), 105
- [26] Raghavan, R.: *Pressure Behavior of Wells Intercepting Fractures*, apresentado no Invitational Well-Testing Symposium, Berkley, California (Outubro, 1977)
- [27] Reynolds, W. C. *Soluction of Partial Defference Equations*, Stanford University (Janeiro, 1979)
- [28] Rodriguez, F. J.: *Notas de Aulas de Matemática Aplicada*, Stanford University
- [29] Rodriguez, F.: *Unsteady State Pressure Behavior of a Reservoir with a Well Intersected by a Partially-Penetrating Finite-Conductivity Vertical Fracture*, (Tese de PhD). Stanford University, Outubro, 1982
- [30] Rodriguez, F. J.: *Partially Penetrating Vertical Fractures: Pressure Transient Behavior of a Finite-Conductivity Fracture*, apresentada no 59th Annual Tecnical Conference and Exhibition Held, Huston - Texas (Setembro, 1984)
- [31] Rodriguez, F. J.: *Partially Fractures: Pressure Transient Analysis of an Infinite Conductivity Fracture*, Apresentado no California Regional Meeting Held in Long Beach, CA. (Abril, 1984). SPE N^o12.743
- [32] Rodriguez, F., Cinco-Ley, H. e Samaniego, V.: *Evaluation of Fracture Asymmetry of Finite-Conductivity Fractured Wells*, apresentado no 65th Annual Tecnical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers, New Orleans (Setembro, 1990). SPE N^o 20583
- [33] Russel, D. G. e Truitt, N. E.: *Transient Pressure Behavior in vertically fractured reservoirs*, Journal Pet. Tech (Outubro, 1964), 1159
- [34] Sawyer, W. K. e Locke, C. D.: *Simulation of a Finite Capacity vertical fracture in a Gas Reservoir*, Paper SPE 4593, apresentado na 48th Annual Fall Meeting, SPE of AIME, Las Vegas, Nevada (Outubro, 1973)
- [35] Sheng-Tai, L. e Brockenbrough, J.: *A New Analitic Solution for Finite Conductivity Vertical Fractures with Real Time and Laplace Space Parameter Estimation*, apresentado na 58^a Annual Tecnical Conference and Exhibition, San Francisco (Outubro, 1983). SPE N^o 12013
- [36] Sheng-Tai, L. e Brockenbrouen, J.: *A new Aproximate Analitic Solution for Finite-Conductivity Vertical Fractures*, SPE Formation Evaluation (Fevereiro, 1986) 75-88
- [37] Soliman, M. Y. e Venditto, J. J.: *Evaluating Fracturec Well Performance Using Types Curves*, Society of Petroleum Engineers, 1984. SPE N^o 12598
- [38] Spiegel, M. R.: *Manual de Fórmulas e Tabelas Matemáticas*, McGraw-Hill (1973)

- [39] Stehfest, H.: *Numerical inversion of Laplace Transforms*, Comunicação da ACM (Janeiro, 1970), 13, N^o 1, 47-49
- [40] Thompson, J. K.: *Use of Constant Pressure, Finite Capacity Type Curves for Performance Prediction of Fractured Well in Low-Permeability Reservoirs*, Apresentado no Low-Permeability Symposium of Society of Petroleum Engineers, Denver, Colorado (Maio, 1981)
- [41] Van Everdinger, A. F. e Meyer, L. J.: *Analysis of Buildup Curves obtained after Well Treatment*, Journal Peth. Tech. (Abril, 1971) 513-524; Trans. , AIME, Vol. 251
- [42] Van Poolen, H. K., Tinley, J. H. e Saunders, C. D.: *Hidraulic Fracturing: Fracture flow capacity vs Well productivity*, Trans. AIME (1960)

Apêndice A : Solução da equação diferencial parcial que representa o comportamento do fluxo incompressível na fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

O fluxo incompressível em uma fratura assimétrica, totalmente penetrante, com comprimento do lado maior da fratura igual a x_f e do lado menor igual a ax_f , possuindo fontes ao longo da fratura e com a condição de não haver fluxo em suas pontas, é representado por:

$$\frac{\partial^2 P_{fD}(x_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+\alpha)} q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}} \delta(x_D) q_{wD}(t_{Dxf}) = 0, \quad (A.1)$$

condição inicial:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (A.2)$$

condições de fronteira:

$$\left. \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \right|_{x_D=-a} = 0, \quad (A.3)$$

$$\left. \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \right|_{x_D=1} = 0. \quad (A.4)$$

Condições adicionais que devem ser cumpridas:

$$a) q_{wD}(t_{Dxf}) = \frac{1}{1+a} \int_{-a}^1 q_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx_D, \quad (A.5)$$

$$b) P_{wD}(t_{Dxf}) = 1. \quad (A.6)$$

O sistema acima será resolvido através da aplicação do Método das Funções de Green, para isto deve-se multiplicar a equação A.1 por uma função $G_f(x', x_D)$, e a seguir integrar em todo o domínio do espaço, portanto:

$$\int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \frac{\partial^2 P_{fD}(x, t_{Dxf})}{\partial x'^2} dx' =$$

$$\begin{aligned} & \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', t_{Dxf}) dx' - \\ & - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \delta(x') dx', \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

definindo-se:

$$I_1 = \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \frac{\partial^2 P_{fD}(x', t_{Dxf})}{\partial x'^2} dx', \quad (\text{A.8})$$

e a seguir integrando-se por partes duas vezes seguidas, obtém-se:

$$\begin{aligned} I_1 = & \left[G_f(x', x_D) \frac{\partial P_{fD}(x', t_{Dxf})}{\partial x'} - P_{fD}(x', t_{Dxf}) \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right]_{-a}^1 + \\ & \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} dx'. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

A equação adjunta do problema da fratura, que é unidimensional e do tipo Neumann, é dada por:

$$\frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} = \delta(x', x_D) - \delta_{avg}, \quad -a \leq x' \leq 1, \quad (\text{A.10})$$

sendo condições de fronteira:

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=-a} = 0, \quad (\text{A.11})$$

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=1} = 0, \quad (\text{A.12})$$

onde δ_{avg} é determinado integrando a equação A.10 no domínio x' :

$$\int_{-a}^1 \frac{d}{dx'} \left(\frac{dG_f}{dx'} \right) dx' = \int_{-a}^1 \delta(x', x_D) dx' - \int_{-a}^1 \delta_{avg} dx'. \quad (\text{A.13})$$

Aplicando-se as condições de fronteira em A.13, além da propriedade da função Delta de Dirac, obtém-se:

$$\delta_{avg} = \frac{1}{1+a}. \quad (\text{A.14})$$

Substituindo-se a equação A.9 em A.7, tem-se:

$$\begin{aligned} & \left[G_f(x', x_D) \frac{\partial P_f(x_D, t_{Dxf})}{\partial x'} - P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right]_{-a}^1 + \\ & + \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} dx' = \\ & = \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', t_{Dxf}) dx' - \\ & - \frac{2\pi q_{wD}(t_{Dxf})}{C_{fD}} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \delta(x') dx', \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

a primeira parcela da expressão A.13 é igual a zero, em decorrência da aplicação das condições de fronteira do problema e do problema adjunto, portanto:

$$\begin{aligned} & \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} dx' = \\ & \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', t_{Dxf}) dx' - \\ & - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \delta(x') dx', \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\text{definindo } I_2 = \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} dx', \quad (\text{A.17})$$

substituindo-se A.10 em A.17, obtém-se:

$$I_2 = \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \delta(x', x_D) dx' - \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \frac{1}{(1+a)} dx', \quad (\text{A.18})$$

como:

$$\int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) \delta(x', x_D) dx' = P_{fD}(x_D, t_{Dxf}), \quad (\text{A.19})$$

e

$$\frac{1}{1+a} \int_{-a}^1 P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) dx' = P_{fDavg}(t_{Dxf}), \quad (\text{A.20})$$

obtem-se:

$$I_2 = P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) - P_{fDavg}(t_{Dxf}). \quad (\text{A.21})$$

Definindo-se:

$$I_3 = \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', t_{Dxf}) dx' - \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}), \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) \delta(x') dx' \quad (\text{A.22})$$

Pelo fato de $\delta(x') = \delta(x' - x_D)$, para $x_D = 0$, tem-se que:

$$\int_{-a}^1 G_f(x, x_D) \delta(x') dx' = \begin{cases} G_f(x', 0), & \text{para } x_D = 0, \\ 0, & \text{para } x_D \neq 0. \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

Portanto, substituindo-se A.23 em A.22 e a seguir substituindo-se A.22 e A.21 em A.16, resulta que:

$$\begin{aligned} P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = & \\ & P_{fDavg}(t_{Dxf}) + \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \int_{-a}^1 G_f(x', x_D) q_{fD}(x', t_{Dxf}) dx' - \\ & \frac{2\pi}{C_{fD}} q_{wD}(t_{Dxf}) G_f(0, x_D) \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Apêndice B : Determinação da função de Green (G_f) associada ao problema do fluxo incompressível na fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

A equação diferencial parcial adjunta ao problema do fluxo incompressível na fratura vertical, assimétrica, totalmente penetrante de condutividade finita, é:

$$\frac{\partial^2 G_f(x', x_D)}{\partial x'^2} - \delta(x', x_D) = -\frac{1}{1+a}, \quad -a < x' < 1 \quad (\text{B.1})$$

sendo condições de fronteira:

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=-a} = 0, \quad (\text{B.2})$$

$$\left. \frac{\partial G_f(x', x_D)}{\partial x'} \right|_{x'=0} = 0, \quad (\text{B.3})$$

Utilizando-se o método da expansão em termos de funções características, ou seja:

$$G_f(x', x_D) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x) v_n(x'), \quad (\text{B.4})$$

$$\delta(x' - x_D) - \frac{1}{1+a} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n(x) v_n(x'). \quad (\text{B.5})$$

Assim, deve-se inicialmente determinar as auto-funções associadas ao problema (B.1) a (B.3) e a seguir serão determinados os coeficientes $a_n(x)$ e $b_n(x)$.

Portanto, o sistema das auto-funções é dado por:

$$\frac{d^2 v}{dx'^2} + \lambda^2 v = 0, \quad (\text{B.6})$$

$$\left. \frac{dv}{dx'} \right|_{x'=-a} = 0, \quad (\text{B.7})$$

$$\left. \frac{dv}{dx'} \right|_{x'=1} = 0. \quad (\text{B.8})$$

A solução desta equação é:

$$v(x') = C \operatorname{sen} [\lambda (x' - x_w)] + D \cos [\lambda (x' - x_w)]. \quad (\text{B.9})$$

Daí aplicando-se as condições (B.7) e (B.8), obtém-se:

$$v_n(x') = \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x' + a) \right], \quad (\text{B.10})$$

substituindo-se (B.10) em (B.4), tem-se:

$$G_f(x', x_D) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x' + a) \right], \quad (\text{B.11})$$

substituindo-se (B.10) em (B.5), tem-se:

$$\delta(x', x_D) - \frac{1}{1+a} = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x' + a) \right], \quad (\text{B.12})$$

substituindo-se (B.11) e (B.12) em (B.1), fazendo as transformações necessárias, resulta que:

$$a_n = - \frac{b_n}{\left(\frac{n\pi}{1+a} \right)^2}. \quad (\text{B.13})$$

Multiplicando-se a equação (B.12) por $v_m(x')$, a seguir integrando-se no domínio $(-a, 1)$, e aplicando-se a propriedade de ortogonalidade, obtém-se:

$$b_n = \frac{2}{1+a} \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x_D + a) \right], \quad (\text{B.14})$$

portanto, substituindo-se (B.14) em (B.13), resulta:

$$a_n = - \frac{2(1+a)}{n^2 \pi^2} \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x_D + a) \right]. \quad (\text{B.15})$$

Substituindo-se (B.15) na equação que representa $G_f(x', x_D)$ (B.4), obtém-se:

$$G_f(x', x_D) = -\frac{2(1+a)}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \left\{ \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x_D + a) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{1+a} (x' + a) \right] \right\}. \quad (\text{B.16})$$

Apêndice C : Solução da equação diferencial parcial que representa o comportamento do fluxo no reservatório que contém um poço interceptado por uma fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita.

O fluxo no reservatório contendo um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, onde as fontes estão situadas ao longo da fratura, é representada matematicamente por:

$$\frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial y_D^2} + \frac{2\pi}{1+a} q_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) \Delta u(x_D, 1+a) \delta(y_D) = \frac{\partial P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial t_{Dxf}}, \quad (C.1)$$

condição inicial:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (C.2)$$

condições de fronteira:

a) considerando-se o reservatório infinito:

$$\lim_{|x_D| \rightarrow \infty} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = 0, \quad (C.3)$$

$$\lim_{|y_D| \rightarrow \infty} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = 0; \quad (C.4)$$

b) considerando-se o reservatório limitado:

$$\left. \frac{\partial P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial x_D} \right|_{x_D = \pm x_{eD}} = 0, \quad (C.5)$$

$$\left. \frac{\partial P_D(x_D, y_D, t_{Dxf})}{\partial y_D} \right|_{y_D = \pm y_{eD}} = 0. \quad (C.6)$$

A equação diferencial (C.1) com as condições (C.2), (C.3) e (C.4), ou (C.2), (C.5) e (C.6), será resolvida através da aplicação do método das Funções de Green. Para isto a equação (C.1) será multiplicada pela função $G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)$ e a seguir

será integrada no domínio do espaço & do tempo. Portanto:

$$\int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x \left\{ G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \left[\frac{\partial^2 P_D(x', y', \tau)}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 P_D(x', y', \tau)}{\partial y'^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2\pi}{1+a} q_D(x', t_{Dxf}) \Delta u(x', 1+a) \delta(y_D) \right] \right\} dx' dy' d\tau = \\ \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial P_D(x', y', \tau)}{\partial \tau} dx' dy' d\tau, \quad (C.7)$$

onde:

para reservatório infinito: $|x| = \infty$ e $|y| = \infty$,

para reservatório limitado: $|x| = x_{eD}$ e $|y| = y_{eD}$,

definindo-se:

$$I_1 = \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial^2 P_D(x', y', \tau)}{\partial x'^2} dx', \quad (C.8)$$

integrando-se (C.8) duas vezes seguidas, por partes, obtém-se:

$I_1 =$

$$\left[G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial P_D(x', y', \tau)}{\partial x'} - P_D(x', y', \tau) \cdot \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'} \right]_{-x}^x + \\ + \int_{-x}^x P_D(x', y', t_{Dxf}) \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'^2} dx', \quad (C.9)$$

definindo-se:

$$I_2 = \int_{-y}^y G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial^2 P_D(x', y', \tau)}{\partial y'^2} dy', \quad (C.10)$$

integrando-se (C.10) duas vezes seguidas, por partes, obtém-se:

$I_2 =$

$$\left[G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial P_D(x', y', \tau)}{\partial y'} - P_D(x', y', \tau) \cdot \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'} \right]_{-y}^y +$$

$$+ \int_{-y}^y P_D(x', y', \tau) \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'^2} dy'. \quad (C.11)$$

A equação adjunta ao problema do reservatório é dada por:

$$\frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'^2} = - \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial \tau}, \quad (C.12)$$

com as seguintes condições de fronteira:

a) reservatório infinito:

$$\lim_{|x'| \rightarrow \infty} G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = 0, \quad (C.13)$$

$$\lim_{|y'| \rightarrow \infty} G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = 0; \quad (C.14)$$

b) reservatório limitado:

$$\left. \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'} \right|_{x' = \pm x_{eD}} = 0, \quad (C.15)$$

$$\left. \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'} \right|_{y' = \pm y_{eD}} = 0. \quad (C.16)$$

Aplicando as condições (C.3), (C.4), (C.13) e (C.14) se o reservatório for infinito, ou, caso contrário, se for limitado, aplicando as condições (C.5), (C.6), (C.15) e (C.16), nas equações (C.9) e (C.11), obtém-se:

$$I_1 = \int_{-x}^x P_D(x', y', \tau) \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'^2} dx', \quad (C.17)$$

$$I_2 = \int_{-y}^y P_D(x', y', \tau) \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'^2} dy'. \quad (C.18)$$

Assim, tem-se que:

$$\int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y I_1 + \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-x}^x I_2 =$$

$$\int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x \left[\frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'^2} \right] dx' dy' d\tau, \quad (C.19)$$

definindo-se:

$$I_3 = \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{2\pi}{1+a} q_D(x', \tau) \Delta u(x', 1+a) \delta(y_D) dx' dy' d\tau, \quad (C.20)$$

$$I_4 = \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \frac{\partial P_D}{\partial \tau}(x', y', \tau) dx' dy' d\tau. \quad (C.21)$$

Integrando-se em τ a expressão de I_4 , por partes, obtém-se:

$$I_4 = \int_{-y}^y \int_{-x}^x \left\{ [G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) P_D(x', y', \tau)]_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} - \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} P_D(x', y', \tau) \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial \tau} d\tau \right\} dx' dy'. \quad (C.22)$$

Substituindo-se (C.19), (C.20) e (C.22) na equação (C.7), resulta em:

$$\begin{aligned} & \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x P_D(x', y', \tau) \left[\frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial y'^2} + \frac{\partial G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau)}{\partial \tau} \right] dx' dy' d\tau - \\ & - \int_{-y}^y \int_{-x}^x [G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) P_D(x', y', \tau)]_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} dx' dy' = \\ & - \int_0^{t_{Dxf}-\varepsilon} \int_{-y}^y \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \end{aligned}$$

$$\frac{2\pi}{1+a} q_D(x', \tau) \Delta u(x', 1+a) \delta(y') dx' dy' d\tau. \quad (C.23)$$

Substituindo-se a equação adjunta (C.12) na primeira parcela da equação (C.23) e a seguir fazendo $\varepsilon \rightarrow 0$, ou seja, $\tau \rightarrow t_{Dxf}$, obtém-se:

$$\begin{aligned} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \\ \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-y}^y \int_{-x}^x G(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) \\ q_D(x', \tau) \Delta u(x', 1+a) \tau(y') dx' dy' d\tau. \end{aligned} \quad (C.24)$$

Como $\delta(y') = \delta(y' - 0)$, portanto $y_D = 0$, resulta em:

$$\int \delta(y') dy' = \begin{cases} 1, & \text{para } y' = 0, \\ 0, & \text{para } y' \neq 0. \end{cases} \quad (C.25)$$

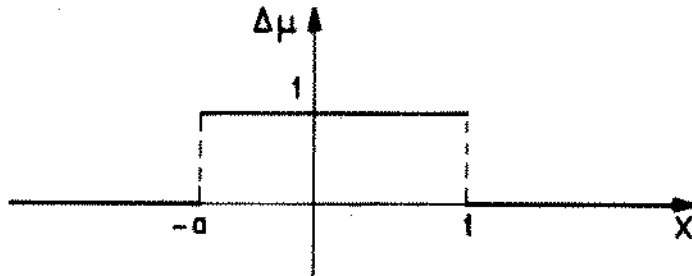
Portanto:

$$\begin{aligned} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \\ \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-x}^x G(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) \Delta u(x', 1+a) dx' d\tau, \end{aligned} \quad (C.26)$$

ou seja

$$\begin{aligned} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \\ \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \left\{ \int_{-a}^{-x} G(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) \Delta u(x', 1+a) dx' d\tau + \right. \\ \left. + \int_{-a}^1 G(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) \Delta u(x') dx' d\tau + \right. \\ \left. + \int_1^x G(x', 0, x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) \Delta u(x') dx' d\tau \right\}, \end{aligned} \quad (C.27)$$

onde $\Delta u(x', 1+a)$ é a função unitária que é representada pelo gráfico a seguir:



portanto, tem-se que:

$$P_D(x_D,y_D,t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-a}^1 G(x',0,x_D,y_D,t_{Dxf}-\tau) q_D(x',\tau) dx' d\tau. \tag{C.28}$$

Para o reservatório infinito a função $G(x',0,x_D,y_D,t_{Dxf}-\tau)$ será denominada

$$G_1(x',0,x_D,y_D,t_{Dxf}-\tau)$$

enquanto para o reservatório limitado será

$$G_2(x',0,x_D,y_D,t_{Dxf}-\tau)$$

Apêndice D : Determinação da expressão para a Função de Green associada ao fluxo no reservatório infinito que contém um poço com fratura vertical assimétrica totalmente penetrante de condutividade finita.

A Função de Green para o fluxo bidimensional em um reservatório infinito é dada por:

$$G_1(x', y', x_D, y_D, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{4\pi(t_{Dxf} - \tau)} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2 + (y_D - y')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right], \quad (D.1)$$

Para $y' = 0$ e $y_D = 0$, tem-se que:

$$G_1(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) = \frac{1}{4\pi(t_{Dxf} - \tau)} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right]. \quad (D.2)$$

Como a solução para o comportamento de fluxo em um reservatório infinito que contém um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante de condutividade finita é dada por:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \int_0^{t_{Dxf}} \int_{-a}^1 G_1(x', 0, x_D, 0, t_{Dxf} - \tau) q_D(x', \tau) dx' d\tau, \quad (D.3)$$

substituindo-se (D.2) em (D.3) e a seguir discretizando no espaço e no tempo, assumindo-se que $q_D(x', \tau)$ é constante para este intervalo de espaço e de tempo, tem-se que:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{1}{2(1+a)} \sum_{k=1}^k \sum_{i=1}^{2I} B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{Dik}(x_D, t_{Dxf}), \quad (D.4)$$

onde:

$$B_{ik} = \int_{t_{Dk-1}}^{t_{Dk}} \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} \frac{1}{t_{Dxf} - \tau} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] dx' d\tau, \quad (D.5)$$

definindo-se:

$$I_1 = \int_{x_{Di-1}}^{x_{Di}} \exp \left[-\frac{(x_D - x')^2}{4(t_{Dxf} - \tau)} \right] dx' \quad (D.6)$$

efetuando-se integração por partes na expressão (D.6) e a seguir multiplicando-se e dividindo-se por $\sqrt{\pi}/2$, obtém-se:

$$I_1 = \sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)} \left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x_D - x_{Di-1}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}} \exp(-u^2) du + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x_D - x_{Di}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}} \exp(-u^2) du \right] \quad (D.7)$$

e como $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-u^2] du$, tem-se que:

$$I_1 = \sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di-1}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) \right] \quad (D.8)$$

Assim, substituindo-se (D.8) em (D.5), resulta que:

$$B_{ik} = \int_{t_{Dk-1}}^{t_{Dk}} \frac{1}{t_{Dxf} - \tau} \left\{ \sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di-1}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) \right] \right\} d\tau. \quad (D.9)$$

Definindo-se:

$$I_2 = \sqrt{\pi} \int_{t_{Dk-1}}^{t_{Dk}} \frac{1}{\sqrt{t_{Dxf} - \tau}} \operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di-1}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) d\tau. \quad (D.10)$$

Resolvendo-se por partes (D.10), duas vezes seguidas e sabendo-se que a função integral exponencial é dada por $E_1 = \int_x^\infty \frac{\exp(-u)}{u} du$, resulta:

$$I_1 = \left[-2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)} \operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di-1}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) \right]_{t_{Dxfk-1}}^{t_{Dxfk}} + (x_D - x_{Di-1}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{Di-1})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxfk-1})} \right] - E_1 \left[\frac{(x_D - x_{Di-1})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxfk})} \right] \right\}, \quad (D.11)$$

semelhantemente para:

$$I_3 = \sqrt{\pi} \int_{t_{Dk-1}}^{t_{Dk}} \frac{1}{\sqrt{t_{Dxf} - \tau}} \operatorname{erf}\left(\frac{x_D - x_{Di}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}}\right) d\tau, \quad (D.12)$$

integrando-se por partes como foi feito para (D.10), obtém-se:

$$I_3 = \left[-2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - \tau)} \operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_i}}{2\sqrt{t_{Dxf} - \tau}} \right) \right]_{t_{Dxf_{k-1}}}^{t_{Dxf_k}} +$$

$$(x_D - x_{D_i}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}})} \right] - E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \right] \right\}. \quad (D.13)$$

Daí, substituindo-se as expressões (D.11) e (D.13) em (D.9), obtém-se para $B_{ik}(x_D, t_{Dxf})$:

$$B_{ik}(x_D, t_{Dxf}) =$$

$$2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}})} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_{i-1}}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}}}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_i}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}}}} \right) \right] -$$

$$-2\sqrt{\pi(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_{i-1}}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{Dxf_k}}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x_D - x_{D_i}}{2\sqrt{t_{Dxf} - t_{Dxf_k}}} \right) \right] +$$

$$+ (x_D - x_{D_{i-1}}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_{i-1}})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}})} \right] - E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_{i-1}})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \right] \right\} -$$

$$- (x_D - x_{D_i}) \left\{ E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_{k-1}})} \right] - E_1 \left[\frac{(x_D - x_{D_i})^2}{4(t_{Dxf} - t_{Dxf_k})} \right] \right\}. \quad (D.14)$$

Apêndice E : Solução analítica para a vazão de um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita, produzindo a pressão constante, para tempos curtos.

1. Baixas Condutividades

A solução analítica para o caso do poço com fratura vertical simétrica, totalmente penetrante, de baixa condutividade foi fornecido por Guppy et. al. (1980).

Neste caso, para tempos curtos, onde ocorre a predominância do fluxo bilinear, o poço se comporta como se estivesse interceptado por uma fratura de comprimento infinito e em consequência a assimetria da fratura não terá influência para este período de fluxo, até que seja atingida a fronteira do lado menor da fratura.

1) Equação que representa o fluxo na fratura (considerando fluxo incompressível):

$$\frac{\partial^2 P_{fD}}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 P_{fD}}{\partial y_D^2} = 0, \quad (\text{E.1})$$

Condição inicial:

$$P_{fD}(x_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad \begin{cases} 0 < x_D < \infty \\ t_{Dxf} > 0 \end{cases} \quad (\text{E.2})$$

Condições de fronteira:

$$P_{fD}(x_D = 0, t_{Dxf}) = 1, \quad (\text{E.3})$$

$$\lim_{x_D \rightarrow \infty} P_{fD}(x_D, t_{Dxf}) = 0. \quad (\text{E.4})$$

Para a vazão no poço tem-se (assumindo-se que a ponta da fratura não é atingida), ou seja, $x_f = \infty$ e $-ax_f = \infty$:

$$\frac{dq_w}{4} = \frac{k_f h}{\mu} \frac{\partial P_f}{\partial x} \Big|_{x=0} dy, \quad (\text{E.5})$$

$$\int_0^{q_w} \frac{dq_w}{4} = \frac{k_f h}{u} \int_0^{b_f/2} \frac{\partial P_f}{\partial x} \Big|_{x=0} dy, \quad (\text{E.6})$$

Integrando-se a expressão (E.6) e adimensionalizando-se, resulta em:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = -\frac{2k_f}{\pi k} \int_0^{b_f/2} \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \Big|_{x_D=0} dy_D, \quad (\text{E.7})$$

portanto:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = -\frac{C_{fD}}{\pi} \frac{\partial P_{fD}}{\partial x_D} \Big|_{x_D=0}. \quad (\text{E.8})$$

Para condições de interface, tem-se:

a) continuidade da vazão entre a fratura e o reservatório:

$$\frac{k_f h}{\mu} \frac{\partial P_{fD}}{\partial y_D} \Big|_{b_{fD}/2} = \frac{k h}{\mu} \frac{\partial P_D}{\partial y_D} \Big|_{b_{fD}/2}, \quad (\text{E.9})$$

$$k_f \frac{\partial P_{fD}}{\partial y_D} \Big|_{b_{fD}/2} = k \frac{\partial P_D}{\partial y_D} \Big|_{b_{fD}/2}; \quad (\text{E.10})$$

b) poço está produzindo à pressão constante:

$$P_{wD}(t_{Dxf}) = P_{fD}(x_D = 0, y_D = 0, t_{Dxf}) = 1; \quad (\text{E.11})$$

c) continuidade de pressão entre a fratura e o reservatório:

$$P_D(x_D, y_D = b_{fD}/2, t_{Dxf}) = P_{fD}(x_D, y_D = b_{fD}/2, t_{Dxf}); \quad (\text{E.12})$$

d) a vazão para y_D é nula ao longo da fratura:

$$\frac{\partial P_{fD}}{\partial y_D} \Big|_{y_D=0} = 0, \quad \begin{cases} -a \leq x_D \leq 1 \\ t_{Dxf} \geq 0 \end{cases}, \quad (\text{E.13})$$

afinal integrando-se a equação diferencial (E.1) no domínio de x e de y e a seguir aplicando-se as condições (E.9) e (E.13), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 P_{fD}}{\partial x_D^2} + \frac{2}{C_{fD}} \frac{\partial P_D}{\partial y_D} \Big|_{y_D=b_{fD}/2} = 0. \quad (\text{E.14})$$

II) Equação que representa o fluxo no reservatório:

$$\frac{\partial^2 P_D}{\partial x_D^2} + \frac{\partial^2 P_D}{\partial y_D^2} = \frac{\partial P_D}{\partial t_{Dxf}}, \quad (\text{E.15})$$

como no reservatório o fluxo ocorre apenas na direção x, a equação (E.15) fica:

$$\frac{\partial^2 P_D}{\partial y_D^2} = \frac{\partial P_D}{\partial t_{Dxf}}, \quad \begin{cases} b_{fD}/2 < y_D < \infty \\ t_{Dxf} = 0 \end{cases}, \quad (\text{E.16})$$

condição inicial:

$$P_D(x_D, y_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (\text{E.17})$$

condições de fronteira:

$$P_D(x_D, y_D = b_{fD}/2, t_{Dxf}) = P_{fD}(x_D, y_D = b_{fD}/2, t_{Dxf}), \quad (\text{E.18})$$

$$\lim_{y_D \rightarrow \infty} P_D(x_D, y_D, t_{Dxf}) = 0. \quad (\text{E.19})$$

Aplicando-se a transformada de Laplace no sistema (E.16)-(E.19), e também em (E.13), são obtidas, respectivamente:

$$\frac{\partial^2 \overline{P}_D}{\partial y_D^2} = s \overline{P}_D, \quad (\text{E.20})$$

$$\frac{\partial^2 \overline{P}_{fD}}{\partial x_D^2} + \frac{2}{C_{fD}} \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \Big|_{y_D=b_{fD}/2} = 0, \quad (\text{E.21})$$

aplicando-se a transformada de Laplace em relação a y_D na equação (E.20) e aplicando as condições de contorno do problema, obtém-se:

$$\overline{\overline{P}}_D = \frac{r \overline{P}_{fD} + \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \Big|_{y_D=b_{fD}/2}}{r^2 - s}, \quad (\text{E.22})$$

$$\overline{P}_D = \overline{P}f_D \cosh(\sqrt{s}y_D) + \left. \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \right|_{y_D=0} \frac{\sinh(\sqrt{s}y_D)}{\sqrt{s}}, \quad (\text{E.23})$$

utilizando-se o fato de que $\lim_{y_D \rightarrow \infty} \overline{P}_D(x_D, y_D, s) = 0$, resulta:

$$\overline{P}_{fD} = -\frac{1}{\sqrt{s}} \left. \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \right|_{y_D=0}, \quad (\text{E.24})$$

considerando-se que:

$$\left. \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \right|_{y_D=0} = \left. \frac{\partial \overline{P}_D}{\partial y_D} \right|_{y_D=b_{fD}=2}$$

substituindo-se a equação (E.24) em (E.21) e a seguir aplicando-se as condições:

$$\overline{P}f_D(x_D = 0, s) = 1/s, \quad (\text{E.25})$$

$$\lim_{x_D \rightarrow \infty} \overline{P}f_D(x_D, s) = 0, \quad (\text{E.26})$$

obtém-se:

$$\overline{P}f_D(x_D, s) = \frac{1}{s} \exp \left[\left(-\frac{2\sqrt{s}}{C_{fD}} \right)^{1/2} x_D \right]; \quad (\text{E.27})$$

aplicando-se a transformada de Laplace na expressão que representa a vazão do poço(E.8), obtém-se:

$$\left. \frac{\partial \overline{P}_{fD}}{\partial x_D} \right|_{x_D=0} = -\frac{\pi \overline{q}_{wD}}{C_{fD}}, \quad (\text{E.28})$$

derivando-se a equação (E.27) em relação a x_D e posteriormente igualando a equação (E.28), resulta em:

$$\overline{q}_{wD}(s) = \frac{\sqrt{2C_{fD}}}{\pi} s^{-3/4}, \quad (\text{E.29})$$

fazendo-se a inversão da expressão (E.29), obtém-se que:

$$q_{wD}(t_{Dxf}) = \frac{\sqrt{2C_{fD}}}{\pi\Gamma(3/4)}(t_{Dxf})^{-1/4}, \quad (\text{E.30})$$

ou

$$q_{wD}(t_{Dxf}) \simeq 0.36735\sqrt{C_{fD}}(t_{Dxf})^{-1/4}. \quad (\text{E.31})$$

2. Altas Condutividades

Para condutividades adimensionais (C_{fD}) maiores que 100, pode-se considerar que a queda da pressão ao longo da fratura é desprezível, portanto tem-se, para equação do fluxo no reservatório sob as condições já mencionadas:

$$\frac{\partial^2 P_D}{\partial y_D^2} = \frac{\partial P_D}{\partial t_{Dxf}}, \quad \begin{cases} 0 < y_D < \infty \\ t_{Dxf} > 0 \end{cases}, \quad (\text{E.32})$$

condição inicial:

$$P_D(y_D, t_{Dxf} = 0) = 0, \quad (\text{E.33})$$

condições de Fronteira:

$$P_D(y_D = 0, t_{Dxf}) = 1, \quad -a < x_D < 1, \quad (\text{E.34})$$

$$\lim_{y_D \rightarrow \infty} P_D(y_D, t_{Dxf}) = 0, \quad t_{Dxf} > 0. \quad (\text{E.35})$$

Para vazão no poço, tem-se:

$$dq_w = \frac{2kh}{\mu} \frac{\partial P(x, 0, t)}{\partial y} dx, \quad (\text{E.36})$$

integrando-se a expressão (E.36) e considerando que, para tempos curtos, é admitido que $\frac{\partial P}{\partial y}|_{y=0}$ seja constante, obtém-se:

$$\frac{\partial P}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{q_w \mu}{2(1+a)x_f kh}, \quad (\text{E.37})$$

adimensionando-se a expressão (E.36) resulta:

$$q_{wD} = -\frac{1+a}{\pi} \frac{\partial P_D}{\partial y_D} \Big|_{y_D=0} \quad (\text{E.38})$$

Aplicando-se a transformada de Laplace no sistema (E.32)-(E.35) e a seguir resolvendo-se a equação diferencial no campo de Laplace, obtém-se:

$$\overline{P_D}(y_D, s) = C \exp(-\sqrt{s}y_D) + D \exp(\sqrt{s}y_D), \quad (\text{E.39})$$

com as condições:

$$\overline{P_D}(y_D = 0, s) = \frac{1}{s}, \quad (\text{E.40})$$

$$\lim_{y_D \rightarrow \infty} \overline{P_D}(y_D, s) = 0, \quad (\text{E.41})$$

utilizando-se as condições (E.40) e (E.41) em (E.39), resulta em:

$$\overline{P_D}(y_D, s) = \frac{1}{s} \exp(-\sqrt{s}y_D), \quad (\text{E.42})$$

aplicando-se a transformada de Laplace na equação (E.37), obtém-se:

$$\overline{q_{wD}}(s) = -\frac{1+a}{\pi} \frac{\partial \overline{P_D}}{\partial y_D} \Big|_{y_D=0}, \quad (\text{E.43})$$

derivando-se a expressão (E.42) em relação a y_D e a seguir substituindo-se na equação (E.43) tem-se que:

$$\overline{q_{wD}} = \frac{1+a}{\pi} \frac{1}{s^{1/2}}, \quad (\text{E.44})$$

fazendo-se a inversão da expressão (E.44) do campo de Laplace para o campo real, obtém-se:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf})} = \frac{\sqrt{\pi^3}}{1+a} (t_{Dxf})^{1/2}, \quad (\text{E.45})$$

onde:

$$t_{Dxf} = \frac{kt}{\phi\mu c_t x_{f1}^2}, \quad (\text{E.46})$$

como

$$t_{Dxf}^* = \frac{kt}{\phi\mu c_t \left[\frac{(1+a)x_{f1}}{2} \right]^2}, \quad (\text{E.47})$$

$$t_{Dxf}^* = \frac{kt}{\phi\mu c_t x_{f1}^2} \frac{4}{(1+a)^2}, \quad (\text{E.48})$$

$$t_{Dxf}^* = \frac{4t_{Dxf}}{(1+a)^2}, \quad (\text{E.49})$$

portanto

$$t_{Dxf} = \frac{(1+a)^2}{4} t_{Dxf}^*, \quad (\text{E.50})$$

substituindo-se (E.50) em (E.44), resulta que:

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf}^*)} = \frac{\sqrt{\pi^3}}{1+a} \left[\frac{(1+a)^2}{4} t_{Dxf}^* \right]^{1/2}, \quad (\text{E.51})$$

$$\frac{1}{q_{wD}(t_{Dxf}^*)} = \frac{\sqrt{\pi^3}}{2} (t_{Dxf}^*)^{1/2}, \quad (\text{E.52})$$

Que é a mesma expressão encontrada por Guppy et. al (1980) para fratura simétrica. Portanto também para altas condutividades em tempos curtos a resposta da fratura assimétrica é a mesma da fratura simétrica desde que seja corrigida a adimensionalização do tempo.

Apêndice F : Determinação do coeficiente da solução para o fluxo de um poço com fratura vertical assimétrica, totalmente penetrante, de condutividade finita situado no centro de um reservatório retangular, avaliado no mesmo tempo em que está sendo determinada a distribuição da vazão.

A solução para o problema do fluxo do reservatório contendo um poço com fratura cuja característica está acima mencionada é dada por:

$$P_D(x_D, 0, t_{Dxf}) = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{2I} C_{ik}(x_D, t_{Dxf}) q_{Dik}, \quad (F.1)$$

onde C_{ik} é dado pela equação (2.85).

Após o acoplamento da solução da fratura e do reservatório, é obtido:

$$\left\{ \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [A_i(x_D) - A_i(0)] - \frac{2\pi}{1+a} \sum_{i=1}^{2I} C_i^K - \frac{2\pi}{C_{fD}(1+a)} \sum_{i=1}^{2I} [Gf(0, x_D) - G(0, 0)] \Delta x_{Di} \right\} q_{fDi}^K = \frac{2\pi}{1+a} \sum_{k=1}^{K-1} \sum_{i=1}^{2I} C_{ik} q_{fDi,k} - 1, \quad (F.2)$$

onde C_i^K é o coeficiente da equação do reservatório determinado no tempo em que estão sendo calculadas as vazões, relativas aos vários blocos, em que a fratura foi discretizada (q_{fDi}^K).

Assim, para determinação de C_i^K deve-se fazer $t_D = t_{Dk}$ e substituir na equação (2.81), resultando em:

$$C_i^K = \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} (x_{Di} - x_{D_{i-1}}) (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) + \frac{x_{Di} - x_{D_{i-1}}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2} -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2} \exp \left[-\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \right\} + \\
& + \frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \Big\} - \\
& - \frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \right. \\
& \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \exp \left[-\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \Big\} + \\
& + \frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)} \frac{1}{\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{2y_{eD}}\right)^2\right]} \right. \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \Big\} - \\
& - \frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)} \frac{1}{\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \\
& \exp \left\{ -\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right] (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right\} \Big\}. \tag{F.3}
\end{aligned}$$

Pode ser verificado que a segunda, quarta e sexta parcelas da equação (F.3) não possuem função exponencial, e portanto, maior será o tempo de convergência.

Visando-se a evitar este problema e otimizar o tempo de computação, serão feitas algumas substituições nestas parcelas de modo a eliminar o somatório infinito que está indicado.

Assim, definindo-se:

$$I_2 = \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2}, \quad (\text{F.4})$$

$$I_4 =$$

$$\frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\ \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \right\}, \quad (\text{F.5})$$

$$I_6 =$$

$$\frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)} \frac{1}{\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\ \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \right\}, \quad (\text{F.6})$$

utilizando-se o auxílio da referência [20]: "Handbook of Series for Scientists and Engineers" de Mangulis, pode-se escrever:

$$I_2 = \frac{(x_{Di} - x_{Di-1}) y_{eD}^2}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2}, \quad (\text{F.7})$$

$$I_2 = \frac{(x_{Di} - x_{Di-1}) y_{eD}^2 \pi^2}{2x_{eD}y_{eD} \pi^2 6}, \quad (\text{F.8})$$

$$I_2 = \frac{y_{eD}(x_{Di} - x_{Di-1})}{12x_{eD}}, \quad (\text{F.9})$$

$$I_6 =$$

$$\begin{aligned}
& \frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \\
& \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right]}, \tag{F.10}
\end{aligned}$$

como:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2 + x^2} = -\frac{1}{2x^2} + \frac{\pi}{2x \tanh(\pi x)},$$

tem-se substituindo-se em (F.10):

$$\begin{aligned}
I_6 = & -\frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] + \\
& + \frac{4x_{eD}}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{n^2 \tanh \left[\frac{n\pi y_{eD}}{2x_{eD}} \right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
& \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \right\} \tag{F.11}
\end{aligned}$$

Portanto, verifica-se que a primeira parcela da equação (F.11) é igual e de sinal contrário a I_4 , em consequência anular-se-ão quando forem substituídas em (F.3).

Substituindo-se as equações (F.5), (F.7) e (F.11) em (F.3) resulta:

$$C_i^K = \frac{1}{4x_{eD}y_{eD}} (x_{Di} - x_{Di-1})(t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) + \frac{y_{eD}(x_{Di} - x_{Di-1})}{12x_{eD}} -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{2x_{eD}y_{eD}} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2} \exp \left[-\left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \right\} - \\
& -\frac{1}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^3} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \right. \\
& \left. \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \exp \left[-\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right] \right\} + \\
& + \frac{4x_{eD}}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2 \tanh \left[\frac{n\pi y_{eD}}{2x_{eD}} \right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \\
& \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} - 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] - \\
& - \frac{2}{x_{eD}y_{eD}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)} \frac{1}{\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right]} \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_D - x_{eD}}{2} \right] \right. \\
& \left. \cos \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} + x_{Di-1} + 2x_{eD}}{4} \right] \sin \left[\frac{n\pi}{x_{eD}} \frac{x_{Di} - x_{Di-1}}{4} \right] \right. \\
& \left. \left\{ \exp \left\{ -\left[\left(\frac{n\pi}{2x_{eD}}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_{eD}}\right)^2\right] (t_{DxfK} - t_{DxfK-1}) \right\} \right\} \right\}. \tag{F.12}
\end{aligned}$$

Apêndice G : Obtenção das relações entre os coeficientes angular e linear da reta representativa do declínio exponencial e o volume do reservatório ($P_{wD} > P_{wDsat}$).

Para o fluxo monofásico, tem-se que:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{q_o \beta_o}{V_r \phi c_t}, \quad (G.1)$$

$$q_o = \frac{V_r \phi c_t}{\beta_o} \frac{dP}{dt}, \quad (G.2)$$

considerando-se P_{wf} e $\frac{\phi c_t}{\beta_o}$ constantes e também que $q_o = J_o(P - P_{wf})$, tem-se que:

$$-\frac{J_o \beta_o}{V_r \phi c_t} t = \frac{d\Delta P}{\Delta P} + \text{constante}, \quad (G.3)$$

para $t = 0$, tem-se que $\Delta P = \Delta P_i$, resultando em:

$$\Delta P = \Delta P_i e^{-\frac{J_o \beta_o}{V_r \phi c_t} t}, \quad (G.4)$$

como $q_o = J_o \Delta P$, tem-se:

$$q_o = J_o \Delta P_i e^{-\frac{J_o \beta_o}{V_r \phi c_t} t}, \quad (G.5)$$

adimensionalizando-se de acordo com as variáveis adimensionais apresentadas no Capítulo 2, obtém-se:

$$q_{wD} = \frac{J_o \mu}{2\pi K h} e^{-\frac{J_o \mu x_{if}^2}{k V_r} t_{Dxf}}, \quad (G.6)$$

Assim, como

$$q_{wD} = q_{wDext} e^{-\alpha t_{Dxf}}, \quad (G.7)$$

Obtém-se:

$$q_{wDext} = \frac{J_o \mu}{2\pi K h}, \quad (G.8)$$

$$\alpha = \frac{J_o \beta_o \mu x_{fl}^2}{K V_r}, \quad (\text{G.9})$$

$$V_r = \frac{J_o \beta_o \mu x_{fl}^2}{\alpha K}, \quad (\text{G.10})$$

onde:

$$J_o = f(\text{assimetria, condutividade, tamanho do reservatório}). \quad (\text{G.11})$$

Apêndice H : Listagens dos Programas de Computador

 PRIMEIRA FASE DA TESE : Solucao semi analitica para o caso
 de poço com fratura vertical assimetrica de condutividade
 finita produzindo com pressao constante - Reservatorio in-
 finito

 MESTRANDO : CARLOS EUGENIO MELRO SILVA DA RESURREICAO
 ORIENTADOR: FERNANDO J. RODRIGUEZ DE LA GARZA

 DEFINICAO DAS VARIAVEIS UTILIZADAS

=====

DADOS DE ENTRADA

=====

RX : Relacao entre o maior e menor bloco da Fratura
 TDIN : Tempo Adimensional inicial
 TDM : Tempo Adimensional maximo
 RXF : Assimetria
 NX : Numero de blocos de cada lado da fratura (deve ser par)
 NCY : Numero de ciclos logaritmos para o Tempo Adimensional
 KREC : Condicao que indica a determinacao da distribuicao de
 Pressao Adimensional ao longo da fratura em cada Tempo
 Adimensional
 NFC : Numero de Condutividades a ser utilizada em cada exe-
 cucao do programa
 INFI : Condicao que indica se deve ser determinada o caso pa-
 ra Condutividade Infinita
 FC : Valores de Condutividade Adimensional da Fratura

=====

VARIAVEIS DETERMINADAS NO PROGRAMA

=====

XD : Distancia da extremidade do bloco ao poço
 XDA : Distancia do ponto medio do bloco ao poço
 DXD : Tamanho de cada bloco
 TD : Tempo Adimensional
 QFD : Vazao Adimensional em cada bloco da Fratura
 QWD : Vazao Adimensional do poço
 XNVQWD : Inverso da Vazao Adimensional do poço
 PFDB : Pressao Media Adimensional na Fratura
 PD : Pressao Adimensional em cada bloco da Fratura calculada
 a partir da equacao governante do fluxo no Reservatorio

```

C      PFD      : Pressao Adimensional em cada bloco da Fratura calculada
C                a partir da equacao governante do fluxo na Fratura
C      PS       :  $S_f + \ln(x_f/r_w)$ 
C      Sf       : Pseudo-Dano
C      DINVO    : Derivada do Inverso da Vazao Adimensional do poço

```

```

C      *****
C      *****
C      INICIO DO PROGRAMA PRINCIPAL *****
C      *****
C      *****

```

```

C      IMPLICIT REAL*8(A-H,P-Z)
C      PARAMETER(NB=26)
C      PARAMETER(NF=10,NT=165)
C      DIMENSION TD(NT),B(NB,NB),CB(NB,NB),AD(NB,NB),C(NB),
C      $QFD(NF,NT,NB),IPS(NB),RHS(NF,NB),QWD(NF,NT),FC(10),
C      $XNVQWD(NF,NT),Q(NB),PFDB(NF,NT),BB(NB),B1(NB,NB),B2(NB,NB),
C      $B0(NB),PD(NF,NT,NB),PFD(NF,NT,NB),DELTA(NF,NT,NB),PS(NF),
C      $DINVQ(NF,NT),DQDT(NF,NT),DELTA1(NT)
C      INTEGER DNX,DNXP
C      COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU
C      COMMON /DI/ DKM(2,NB,NB)
C      DATA NIPC,IDPR/10,0/

```

```

C      *****
C      ABERTURA DOS ARQUIVOS DE ENTRADA E DE SAIDA
C      *****

```

```

C      OPEN(4,FILE='DATIN1',status='old')
C      OPEN(5,FILE='DATIN2',status='old')
C      OPEN(6,FILE='DATOUT.REL',status='unknown')
C      OPEN(7,FILE='GQWD.DAT',status='unknown')
C      OPEN(8,FILE='GDIST1.DAT',status='unknown')
C      OPEN(9,FILE='GDIST2.DAT',status='unknown')
C      OPEN(10,FILE='GDIST3.DAT',status='unknown')
C      OPEN(11,FILE='GDANO.DAT',status='unknown')
C      OPEN(12,FILE='DERIVA.DAT',status='unknown')

```

```

C      *****
C      LEITURA DOS DADOS DE ENTRADA
C      *****

```

```

C      READ(5,*) RX,TDIN,TDM,RXF,NX,NCY,KREC,NFC,INFI
C      IF(NFC.NE.0) READ(4,*) (FC(I),I=1,NFC)

```

```

C      *****

```

```

C      INICIALIZACAO DAS CONSTANTES REQUERIDAS
C      ****
C
C      DOS = 2.D0
C      CERO = 0.D0
C      PI = 3.141592654D0
C      IF(INFI) 10,20,30
10     NFCP = NFC
C      GO TO 50
20     NFCP = NFC + 1
C      GO TO 40
30     NFCP = 1
40     FC(NFCP) = 1.D+40
C
50     NXP = NX + 1
C      DNX = 2*NX
C      DNXP = DNX + 1
C      IF(RXF.GT.1.D-04) GO TO 60
C      DNX = NX
C      DNXP = NXP
60     RXFU = 1.D0 + RXF
C      CTE = RXFU*RXFU/3.D0
C      CON = 2.D0*PI/RXFU
C      BBO = -(RXF*RXF+1.D0-CTE)*PI/RXFU
C
C
C      ****
C      DETERMINACAO DOS NIVEIS DE TEMPO
C      ****
C
C      DT=1./NIPC
C      KON=NCY*NIPC+1
C      TD(1)=TDIN
C      DELTA1(1)=TDIN
C
C      DO 70 I=1,KON-1
C      TD(I+1)=10.**(DLOG10(TD(I))+DT)
C      DELTA1(I+1)=TD(I+1)-TD(I)
70     CONTINUE
C
80     WRITE(6,1000)
C      WRITE(6,1010) NX,RX,RXF
C
C
C      ****
C      DISCRETIZACAO DA FRATURA
C      ****
C
C      CALL GRID
C      WRITE(6,1020)
C      IF(RXF.LE.1.D-04) GO TO 100
C
C      DO 90 I=1,NX

```

```

IP = I+NX
XDA(IP) = XDA(I)
DXD(IP) = DXD(I)
XD(IP+1) = XD(I+1)
DXD(I) = DXD(I)*RXF
XDA(I) = ( XDA(I) - 1.D0 )*RXF
XD(I) = ( XD(I) - 1.D0 )*RXF
90  CONTINUE
C
XD(NXP) = 0.D0
C
100  WRITE(6,1005) XD(1)
C
DO 110 I=2,DNXP
IM = I-1
110  WRITE(6,1030) XD(I),DXD(IM),XDA(IM)
C
C
C *****
C IMPRESSAO DOS PRIMEIROS RESULTADOS GRAVADOS EM ARQUIVO
C *****
C
C WRITE(6,1040)
C
DO 130 I=1,NFCP
IF(FC(I).GT.1.D+39) GO TO 120
WRITE(6,1050)I,FC(I)
GO TO 130
120  WRITE(6,1060) I
C
130  CONTINUE
WRITE(6,1070)
C
C *****
C DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DA FRATURA
C *****
C
DO 170 I=2,DNXP
IM = I-1
A1 = XDA(IM) + RXF
A2 = XDA(IM) - 1.D0
A3 = 0.5*( A1*A1 - CTE )/ RXFU
A4 = 0.5*( A2*A2 - CTE )/ RXFU
A1 = A2**3. - A1**3.
C
C WRITE(*,*) 'Computando a fratura'
C
DO 170 II=2,DNXP
IIM = II - 1
S2 = XD(II) - XD(IIM)
IF(I-II) 140,150,160
140  B(IM,IIM) = - CON*(( (XD(II)-1.)**3. - (XD(IIM)-1.)**3.)/6./RXFU
$      + A3*S2)

```

```

      GO TO 170
150   B(IM,IIM) = - CON* (((XD(II)-1.)*3. - (XD(IIM)+RXF)*3. - A1 )/
$      6./RXFU + (A3+A4)*(XDA(IM)-XD(IIM)) )
      GO TO 170
160   B(IM,IIM) = - CON*(((XD(II)+RXF)*3. - (XD(IIM)+RXF)*3.)/6./RXFU
$      + A4*S2)
170   CONTINUE
C
C
      DO 190 J=2,DNXP
      JM=J-1
      IF(XDA(JM).GT.0) GO TO 180
      B0(JM) = -CON*(((XD(J)+RXF)*3. - (XD(JM)+RXF)*3.)/6./RXFU+0.5*(1.-
$CTE)*(XD(J)-XD(JM))/RXFU)
      GO TO 190
180   B0(JM) = -CON*(((XD(J)-1.)*3. - (XD(JM)-1.)*3.)/6./RXFU+0.5*(RXF*
$RXF-CTE)*(XD(J)-XD(JM))/RXFU)
190   CONTINUE
C
      NNN = NX
      IF( NX.EQ.DNX) NNN = 0
C
      DO 210 I=1,DNX
      IF(I.LE.NNN) GO TO 200
      BB(I) = - (RXF*RXF + (XDA(I)-1.)*2. - CTE)*PI/RXFU-BB0
      GO TO 210
200   BB(I) = - ((XDA(I)+RXF)*2. + 1. - CTE)*PI/RXFU-BB0
210   CONTINUE
C
      DO 220 I=1,DNX
      DO 220 J=1,DNX
      B1(I,J) = B(I,J) - B0(J)
      B2(I,J) = BB(I)*DXD(J)/RXFU
220   CONTINUE
C
C
C *****
C DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DO RESERVATORIO
C *****
C
C
      DO 420 L=1,KON
      IF(TD(L).GT.TDM) GO TO 430
      LM = L - 1
C
      DO 230 IJ=1,NFCP
      DO 230 K=1,DNX
230   RHS(IJ,K) = 0.
C
      A2 = DSQRT(TD(L))
      CALL FDK(A2,1)
      IF(LM) 280,280,240
C
C
240   DO 270 LL=1,LM
      A3 = DSQRT( TD(L) - TD(LL) )

```

```

      CALL FDK(A3,2)
C
      DO 250 I=1,DNX
      DO 250 J=1,DNX
      A1 = DKM(2,I,J)
      DKM(2,I,J) = DKM(1,I,J) - A1
250    DKM(1,I,J) = A1
C
      DO 260 IJ=1,NFCP
      DO 260 KK=1,DNX
      DO 260 LA=1,DNX
260    RHS(IJ,KK) = RHS(IJ,KK) + DKM(2,KK,LA)*QFD(IJ,LL,LA)
      A2 = A3
270    CONTINUE
C
C
280    WRITE(*,*) 'Computando o reservatorio'
C
      DO 290 KKK=1,NFCP
      QWD(KKK,L) = 0.
290    PFDB(KKK,L) = 0.
C
C
C
      DO 400 KKK=1,NFCP
      IF(KKK.EQ.NFCP.AND.INFI.GE.0) GO TO 310
C
      DO 300 K=1,DNX
      DO 300 LL=1,DNX
300    CB(K,LL) = B1(K,LL)/FC(KKK) - DKM(1,K,LL) - B2(K,LL)/FC(KKK)
C
      GO TO 330
C
310    DO 320 K=1,DNX
      DO 320 LL=1,DNX
320    CB(K,LL) = -DKM(1,K,LL)
C
330    DO 340 I=1,DNX
340    C(I) = RHS(KKK,I) - 1.D0
C
C
C
      *****
      SOLUCAO DO SISTEMA DE EQUACOES CB(I,J)*QFD(FCD,TDK,I-1) = C(I) PA-
      RA O TEMPO TDK
      *****
C
      CALL LSDCMP( NB,DNX,CB,AD,IPS,IERR)
C
C
      CALL LSSOLV( NB,DNX,AD,C,Q,IPS)
C
C
      DO 350 I=1,DNX
350    QFD(KKK,L,I) = Q(I)
C

```

```

C
C *****
C DETERMINACAO DA VAZAO DE PRODUCAO DO POÇO E DA DISTRIBUICAO DE
C PRESSAO NA FRATURA
C *****
C
DO 360 I=1, DNX
Q(I) = 0.D0
QWD(KKK, L) = QWD(KKK, L) + DXD(I)*QFD(KKK, L, I)/RXFU
XNVQWD(KKK, L) = 1.D0/QWD(KKK, L)
PFDB(KKK, L) = PFDB(KKK, L) + B0(I)*QFD(KKK, L, I)/FC(KKK) -
$B80*DXD(I)*QFD(KKK, L, I)/FC(KKK)/RXFU
DO 360 LL=1, DNX
Q(I) = Q(I) + DKM(1, I, LL)*QFD(KKK, L, LL)
360 CONTINUE
C
PFDB(KKK, L) = 1.D0 - PFDB(KKK, L)
IF(KREC.EQ.0) GO TO 400
C
DO 370 I=1, DNX
PD(KKK, L, I) = 0.
PFD(KKK, L, I) = 0.
370 CONTINUE
C
DO 380 I=1, DNX
PD(KKK, L, I) = RHS(KKK, I) + Q(I)
DO 380 J=1, DNX
PFD(KKK, L, I) = PFD(KKK, L, I) + B1(I, J)*QFD(KKK, L, J)/FC(KKK) -
$B2(I, J)*QFD(KKK, L, J)/FC(KKK)
380 CONTINUE
C
DO 390 I=1, DNX
PFD(KKK, L, I) = 1.D0 + PFD(KKK, L, I)
DELTA(KKK, L, I) = PD(KKK, L, I) - PFD(KKK, L, I)
390 CONTINUE
C
C
C
400 CONTINUE
C
C *****
C IMPRESSAO DOS RESULTADOS
C *****
C
410 WRITE(6, 1080) TD(L), (QWD(KKK, L), KKK=1, NFCP)
C
420 CONTINUE
C
430 WRITE(6, 1090)
KON=L-1
C
DO 440 L=1, KON
440 WRITE(6, 1080) TD(L), (XNVQWD(KKK, L), KKK=1, NFCP)

```

```

C      IF(KREC.EQ.0) GO TO -470
C
      DO 450 KKK=1,NFCP
      DO 450 L=1,KON
      WRITE(6,1100) KKK,FC(KKK),PFDB(KKK,L)
      WRITE(6,1110) L,TD(L)
      WRITE(6,1120)
      DO 450 I=1,DNX
450    WRITE(6,1130) I,XDA(I),PFD(KKK,L,I),PD(KKK,L,I),DELTA(KKK,L,I)
C
      DO 460 KKK=1,NFCP
      DO 460 L=1,KON
      WRITE(8,1140) TD(L)*4./(RXFU**2.),TD(L),FC(KKK),PFDB(KKK,L)
      DO 460 I=1,DNX
460    WRITE(9,1150) TD(L)*4./(RXFU**2.),TD(L),XDA(I)
      $,PD(KKK,L,I),QFD(KKK,L,I),FC(KKK)
C
C
C
470    DO 490 KKK=1,NFCP
      IF(KKK.EQ.NFCP.AND.INFI.GE.0) GO TO 500
      WRITE(6,1160) FC(KKK)
      WRITE(6,1170)
C
      DO 480 L=1,KON-1
      A1 = DLOG(TD(L+1)/TD(L))
      A2 = DLOG(XNVQWD(KKK,L+1)/XNVQWD(KKK,L))/A1
      A1 = (XNVQWD(KKK,L+1)-XNVQWD(KKK,L))/A1
      E1 = XNVQWD(KKK,L)*FC(KKK)
      E2 = TD(L)*(FC(KKK)**DOS)
      IF(A2.GE.0.22.AND.A2.LE.0.28) THEN
      YNVQWD=2.72219537*((TD(L)**0.25)/(FC(KKK)**0.5)
      ERRO=((YNVQWD-XNVQWD(KKK,L))/YNVQWD)*100.
      WRITE(6,1180) TD(L)*4./(RXFU**2.),XNVQWD(KKK,L),A2,A1,YNVQWD,ERRO
C
      ELSE IF(A2.GE.0.44.AND.A2.LE.0.56) THEN
      YNVQWD=(DSQRT(PI**3.)/RXFU)*(TD(L)**0.5)
      ERRO=((YNVQWD-XNVQWD(KKK,L))/YNVQWD)*100.
      WRITE(6,1190) TD(L)*4./(RXFU**2.),XNVQWD(KKK,L),A2,A1,YNVQWD,ERRO
C
      ELSE IF(A1.GE.0.44.AND.A1.LE.0.56) THEN
      WRITE(6,1200) TD(L),XNVQWD(KKK,L),A2,A1
C
      ELSE
      WRITE(6,1210) TD(L),XNVQWD(KKK,L),A2,A1
      ENDIF
C
480    WRITE(7,1220) TD(L)*4./(RXFU**2.),TD(L),E1,E2,E2*4./(RXFU**2.)
      $,FC(KKK),RXF
C
      E1 = XNVQWD(KKK,KON)*FC(KKK)
      E2 = TD(KON)*(FC(KKK)**DOS)
490    WRITE(7,1220) TD(KON)*4./(RXFU**2.),TD(KON),E1,E2,E2*4./(RXFU**2.)
      $,FC(KON),RXF
C

```

```

C
C
500 DO 510 KKK=1,NFCP
      DO 510 L=1,KON
        WRITE(10,1230) TD(L)*4./(RXFU**2),TD(L),QWD(KKK,L),
$XNVQWD(KKK,L),FC(KKK),RXF
510 CONTINUE
C
C
C *****
C DETERMINACAO DO PSEUDO-DANO + LN(xf/rw)
C *****
C
      WRITE(6,1240)
      YY = 0.5*DLOG(TD(KON))
      DO 520 KKK=1,NFCP
        PS(KKK) = XNVQWD(KKK,KON)-YY-0.4045597
        WRITE(6,1250) FC(KKK),PS(KKK)
        WRITE(11,1250) FC(KKK),PS(KKK)
520 CONTINUE
C
C
C *****
C OBTENCAO DOS DADOS DO PERIODO DE FLUXO PSEUDO-RADIAL
C *****
C
      WRITE(7,*) '=====FLUXO PSEUDO-RADIAL===== '
C
      DO 540 KKK=1,NFCP
        ZNVQWD=XNVQWD(KKK,KON)
        IF(KKK.EQ.NFCP.AND.INFI.GE.0.D0) GO TO 550
        DO 530 LL=1,20
          XLL=(10**LL)*TD(KON)
          XX=XLL*(FC(KKK))*DOS
          IF(XX.LE.(10**11.)) THEN
            ZNVQWD=ZNVQWD+0.5*(2.302585094)
            E1=ZNVQWD*FC(KKK)
            E2=XX
            WRITE(7,1220) XLL*4./(RXFU**2.),XLL,E1,E2,E2*4./(RXFU**2.),
$FC(KKK),RXF
          GO TO 530
        ELSE
          GO TO 540
        ENDIF
530 CONTINUE
540 CONTINUE
C
C *****
C OBTENCAO DAS DERIVADAS
C *****
C
550 DO 570 K=1,NFCP
      II=1
      DINVO(K,II)=TD(II)*((XNVQWD(K,II+1)-XNVQWD(K,II))/(TD(II+1)

```

```

%-TD(II)))
DQDT(K,II)=XNVQWD(K,II)/(2.*DINVQ(K,II))
WRITE(12,1260) (TD(II)*4./(RXFU**2.))*(FC(K)**2.)
$,TD(II)*(FC(K)**2.),TD(II),DINVQ(K,II)*FC(K),DQDT(K,II)
$,FC(K),RXF

```

```

C
DO 560 II=2,KON-1
DINVQ(K,II)=TD(II)*((XNVQWD(K,II+1)-XNVQWD(K,II-1))/(TD(II+1)
%-TD(II-1)))
DQDT(K,II)=XNVQWD(K,II)/(2.*DINVQ(K,II))
WRITE(12,1260) (TD(II)*4./(RXFU**2.))*(FC(K)**2.)
$,TD(II)*(FC(K)**2.),TD(II),DINVQ(K,II)*FC(K),DQDT(K,II)
$,FC(K),RXF

```

```
560 CONTINUE
```

```

C
II=KON
DINVQ(K,II)=TD(II)*((XNVQWD(K,II)-XNVQWD(K,II-1))/(TD(II)
%-TD(II-1)))
DQDT(K,II)=XNVQWD(K,II)/(2.*DINVQ(K,II))
WRITE(12,1260) (TD(II)*4./(RXFU**2.))*(FC(K)**2.)
$,TD(II)*(FC(K)**2.),TD(II),DINVQ(K,II)*FC(K),DQDT(K,II)
$,FC(K),RXF

```

```
570 CONTINUE
```

```

C
C
C *****
C FORMATOS DO PROGRAMA
C *****
C
C

```

```

1000 FORMAT(///15X,'UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS',//12X,
$'DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETROLEO',//22X,
$'TESE DE MESTRADO',//5X,
$'FRATURA VERTICAL ASSIMETRICA TOTALMENTE PENETRANTE DE CONDUTIVIDA
$DE FINITA',//10X,'POCO PRODUZINDO COM PRESSAO DE FUNDO CONSTANTE'
$',//10X,'REGIME DE FLUXO PERMANENTE NA FRATURA E TRANSIENTE NO RESER
$VATORIO',//10X,'ALUNO : Carlos Eugenio Melro Silva da Resurreicao
$',//10X,'ORIENTADOR : Fernando J. Rodriguez de la Garza')
1005 FORMAT(7X,E12.5)
1010 FORMAT(/10X,'NUMERO DE BLOCOS EM CADA LADO DA FRATURA = ',
$13,/10X,'RELACAO ENTRE O MAIOR E O MENOR BLOCO = ',E12.5,
$10X,'RAZAO ENTRE OS COMPRIMENTOS DA FRATURA = ',E10.3,/)
1020 FORMAT(/12X,' XD(I) DXD(I) XDA(I)',/)
1030 FORMAT(5X,E14.5,8X,E14.5,8X,E14.5)
1040 FORMAT(//10X,'OS VALORES DA CONDUTIVIDADE ADMENSIONAL DA FRATURA
$ SAO : ',/)
1050 FORMAT(10X,'FC(',I2,') = ',E12.5)
1060 FORMAT(10X,'FC(',I2,') = ',3X,'INFINITO',/)
1070 FORMAT(///24X,'HISTORICO DE VAZAO ADMENSIONAL ',
$ ' - PRESSAO CONSTANTE',
$ /21X,71(' '),/14X,'TD',8X,'FC(1)',7X,'FC(2)',7X,
$ 'FC(3)',7X,'FC(4)',7X,'FC(5)',7X,'FC(6)',7X,
$ 'FC(7)',7X,'FC(8)',7X,'FC(9)',/)
1080 FORMAT(10X,E10.3,9E12.5)
1090 FORMAT(///24X,'HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADMENSIONAL ',
$ ' - PRESSAO CONSTANTE',

```

```

$ /21X,71(' '),/14X,'TD',8X,'FC(1)',7X,'FC(2)',7X,
$ 'FC(3)',7X,'FC(4)',2X,'FC(5)',7X,'FC(6)',7X,'FC(7)',7X,
$ 'FC(8)',7X,'FC(9)',/)
1100 FORMAT(//10X,'FC(',I5,') = ',2X,E12.5,2X,'PRESSAO MEDIA NA FRATURA
$ = ',E12.5)
1110 FORMAT(///15X,'TD(',I3,') = ',2X,E10.3)
1120 FORMAT(///,8X,'BLOCO',5X,'XD',12X,'PFD',12X,'PD',9X,'PD-PDF')
1130 FORMAT(5X,I5,2X,E12.5,2X,2(E12.5,2X),2X,F12.5)
1140 FORMAT(3X,E10.3,3X,E10.3,3X,E12.5,3X,E12.5)
1150 FORMAT(3X,E10.3,3X,E10.3,3X,E12.5,3X,E12.3,3X,E12.5,3X,E12.5)
1160 FORMAT(///5X,'PARA CONDUTIVIDADE IGUAL A ',E12.5,/)
1170 FORMAT(6X,' TD ',1X,' 1/QWD ',
$ 'LN(1/QWD) X LN(TD)',1X,'1/QWD X LN(TD)',
$1X,'REGIME DE FLUXO ',7X,'1/QWD ', 'ERRO(%) ',/,
$36X,'INCLINACAO',5X,'INCLINACAO',23X,'ANALITICO',/)
1180 FORMAT(5X,E10.3,2X,E12.5,4X,E12.5,4X,E12.5,4X,'BILINEAR',10X,
$E12.5,4X,E12.5)
1190 FORMAT(5X,E10.3,2X,E12.5,4X,E12.5,4X,E12.5,4X,'COND. INFINITA'
$,4X,E12.5,4X,E12.5)
1200 FORMAT(5X,E10.3,2X,E12.5,4X,E12.5,4X,E12.5,4X,'PSEUDO RADIAL'
$)
1210 FORMAT(5X,E10.3,2X,E12.5,4X,E12.5,4X,E12.5)
1220 FORMAT(2(3X,E10.3),3X,4(E12.5,3X),E10.3)
1230 FORMAT(2(3X,E10.3),3X,3(E12.5,3X),E10.3)
1240 FORMAT(///8X,'CONDUTIVIDADE',4X,'SF+LN(XF/RW)',/)
1250 FORMAT(8X,E12.5,4X,E12.5)
1260 FORMAT(3X,E10.3,3X,E10.3,3X,E10.3,3X,4(E12.5,3X))

```

C
C
C
C
C
C

STOP
END

C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C
C

```

*****
*****
FIM DO PROGRAMA PRINCIPAL *****
*****

```

```

*****
*****

```

SUB - R O T I N A S

```

*****
*****

```

 DETERMINACAO DA FUNCAO ERRO

```

DOUBLE PRECISION FUNCTION ERFA(X)
REAL*8 X,T
T = 1./((1.+0.3275911*DABS(X))
ERFA = (((((1.061405429D0*T-1.453152027)*T+1.421413741D0)*T
$      -0.284496736)*T+0.254829592)*T
ERFA = 1.D0 - ERFA*DEXP(-X*X)
IF(X.LT.0.D0) ERFA = -ERFA
RETURN
END
  
```

 DETERMINACAO DA FUNCAO INTEGRAL EXPONENCIAL

```

DOUBLE PRECISION FUNCTION E1(Y)
REAL*8 Y,UP,DOWN,AUX
IF (Y.GT.1.D0) GO TO 1
AUX = ((( (0.00107857D0*Y - 0.00976004D0)*Y + 0.05519968D0)*Y -
$      0.24991055D0)*Y + 0.99999193D0)*Y -0.57721566D0-DLOG(Y)
GO TO 3
1  IF(Y.GT.80.D00) GO TO 2
   UP = (((Y + 8.5733287401D0)*Y + 18.059016973D0)*Y +
$      8.6347608925D0)*Y + 0.2677737343D0
   DOWN = (((Y + 9.5733223454D0)*Y + 25.6329561486D0)*Y +
$      21.0996530827D0)*Y + 3.9584969228D0
   DOWN = DOWN*Y*DEXP(Y)
   AUX = UP/DOWN
   GO TO 3
2  AUX = 0.D00
3  E1 = AUX
RETURN
END
  
```

 SUB-ROTINA PARA DISCRETIZACAO DA FRATURA

```

SUBROUTINE GRID
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
PARAMETER(NB=26)
INTEGER DNX,DNXP
COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU
U = 1.D0
N2 = NX/2
IF(N2.EQ.1) GO TO 2
  
```

```

A = RX** ( U/(FLOAT(N2) - U) )
B = 0.5D0/( A**FLOAT(N2) - U)
C = 0.D0
DO 1 I=1,N2
  IP = I + 1
  XD(IP) = (A**FLOAT(I) - U)*B
  DXD(I) = XD(IP) - C
  XDA(I) = (XD(IP) + C)/2.D0
  NU = NX - I + 1
  XD(NU) = U - XD(IP)
  DXD(NU) = DXD(I)
  XDA(NU) = U - XDA(I)
1  C = XD(IP)
  GO TO 3
2  XD(2) = 0.5D0
  XDA(1) = 0.25D0
  XDA(2) = 0.75D0
  DXD(1) = 0.5D0
  DXD(2) = 0.5D0
3  XD(NX+1) = U
  XD(1) = 0.D0
  RETURN
  END

```

```

C
C
C *****
C SUB-ROTINA PARA DETERMINACAO DAS PARCELAS DOS COEFICIENTES DA EQUA
C CAO DO RESERVATORIO
C *****
C
C

```

```

SUBROUTINE FDK(T0,N)
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
  PARAMETER(NB=26)
  INTEGER DNX,DNXP
  COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU
  COMMON /DI/ DKM(2,NB,NB)
  SPI = DSQRT(3.141592654D0)
  T1 = 2.D0*T0
  T = SPI * T1
  DO 1 I =1,DNX
    DO 1 J= 1,DNXP
      A1 = XDA(I) - XD(J)
      A2 = A1/T1
      DKM(N,I,J) = ( T*ERFA(A2) + A1*E1(A2*A2) )*0.5/RXFU
1  CONTINUE
  DO 2 I=1,DNX
    DO 2 J=1,DNX
2  DKM(N,I,J) = DKM(N,I,J) - DKM(N,I,J+1)
  RETURN
  END

```

```

C
C
C *****
C SUBROTINA PARA PREPARACAO DO SISTEMA PARA RESOLUCAO PELO METODO DA
C DECOMPOSICAO LU
C

```

```

C *****
C
C
SUBROUTINE LSDCMP (IRWDIM, N, A, LU, IPS, IERR)
  INTEGER IRWDIM, N, IPS(N), IERR
  DOUBLE PRECISION A(IRWDIM,N) , LU(IRWDIM,N)
  INTEGER I, IDXPIV, IP, J, K, KP, KP1, NM1
  DOUBLE PRECISION BIG, DABS, DMAX1, EM, PIVOT, ROWNRM, SIZE,
  $SCALES(150)
C
  DO 5 I=1,N
    IPS(I) = I
    ROWNRM = 0.D0
    DO 2 J=1,N
      LU(I,J) = A(I,J)
      ROWNRM = DMAX1(ROWNRM,DABS(LU(I,J)))
2    CONTINUE
C
    IF(ROWNRM .EQ. 0.D0) GO TO 21
    SCALES(I) = 1.D0 / ROWNRM
5    CONTINUE
C
    IF( N.LE.1) RETURN
    NM1 = N-1
    DO 17 K=1,NM1
      BIG = 0.D0
      DO 11 I=K,N
        IP = IPS(I)
        SIZE = DABS(LU(IP,K))* SCALES(IP)
        IF( SIZE .LE. BIG ) GO TO 11
        BIG = SIZE
        IDXPIV = I
11     CONTINUE
C
        IF(BIG .EQ. 0.D0) GO TO 21
        IF(IDXPIV .EQ. K) GO TO 15
        J = IPS(K)
        IPS(K) = IPS(IDXPIV)
        IPS(IDXPIV) = J
15     KP = IPS(K)
C
        PIVOT = LU(KP,K)
        KP1 = K + 1
        DO 16 I=KP1,N
          IP = IPS(I)
          EM = LU(IP,K)/PIVOT
          LU(IP,K) = EM
          DO 16 J=KP1,N
            LU(IP,J) = LU(IP,J) - EM*LU(KP,J)
16     CONTINUE
17     CONTINUE
C
    IF(LU(IP,N) .NE. 0.D0) RETURN
21    IERR = 1
    RETURN
  END

```

```

C
C
C *****
C SUBROTINA PARA RESOLUCAO DO SISTEMA PELO METODO DIRETO DA DECOMPO-
C SICAO LU
C *****
C

```

```

SUBROUTINE LSSOLV (IRWDIM, N, LU, B, X, IPS)
INTEGER IRWDIM,N,IPS(N)
DOUBLE PRECISION LU(IRWDIM,N), B(N), X(N)
INTEGER I, II, IM1, IP, IP1, J
DOUBLE PRECISION SUM

```

```

C
IF(N.GT.1) GO TO 1
X(1) = B(1) / LU(1,1)
RETURN
1 IP = IPS(1)
X(1) = B(IP)
DO 5 I=2,N
IP = IPS(I)
IM1 = I-1
SUM = 0.D0
DO 3 J=1,IM1
SUM = SUM + LU(IP,J)*X(J)
3 CONTINUE
X(I) = B(IP) - SUM
5 CONTINUE
C
X(N) = X(N)/LU(IP,N)
DO 9 II =2,N
I = N - II + 1
IP = IPS(I)
IP1 = I + 1
SUM = 0.D0
DO 7 J=IP1,N
SUM = SUM + LU(IP,J)*X(J)
7 CONTINUE
X(I) = (X(I) - SUM)/LU(IP,I)
9 CONTINUE
C

```

```

RETURN
END

```

```

C *****
C *****

```

 SEGUNDA FASE DA TESE : Solucao semi-analitica para o caso
 de poço com fratura vertical assimetrica de condutividade
 finita produzindo com pressao constante - reservatorio re-
 tangular com poço no centro e a fratura paralela a um dos
 lados

 MESTRANDO : CARLOS EUGENIO MELRO SILVA DA RESURREICAO
 ORIENTADOR: FERNANDO J. RODRIGUEZ DE LA GARZA

 DEFINICAO DAS VARIAVEIS UTILIZADAS

=====

DADOS DE ENTRADA

=====

RX : RELACAO ENTRE O MAIOR E MENOR BLOCO DA FRATURA
 TDIN : TEMPO ADIMENSIONAL INICIAL
 TDM : TEMPO ADIMENSIONAL MAXIMO
 RXF : ASSIMETRIA
 NX : NUMERO DE BLOCOS DE CADA LADO DA FRATURA (DEVE SER PAR)
 NCY : NUMERO DE CICLOS LOGARITMOS PARA O TEMPO ADIMENSIONAL
 NFC : NUMERO DE CONDUTIVIDADES A SER UTILIZADA EM CADA EXE-
 CUCAO DO PROGRAMA
 INFI : CONDICAO QUE INDICA SE DEVE SER DETERMINADA O CASO PA-
 RA CONDUTIVIDADE INFINITA
 FC : VALORES DE CONDUTIVIDADE ADIMENSIONAL DA FRATURA
 XED : COMPRIMENTO DO RESERVATORIO NA DIRECAO X
 YED : COMPRIMENTO DO RESERVATORIO NA DIRECAO Y
 TOL : TOLERANCIA ADIMITIDA

=====

VARIAVEIS DETERMINADAS NO PROGRAMA

=====

XD : DISTANCIA DA EXTREMIDADE DO BLOCO AO POÇO
 XDA : DISTANCIA DO PONTO MEDIO DO BLOCO AO POÇO
 DXD : TAMANHO DE CADA BLOCO
 TD : TEMPO ADIMENSIONAL
 QWD : VAZAO ADIMENSIONAL DO POÇO
 XNVQWD : INVERSO DA VAZAO ADIMENSIONAL DO POÇO
 PFDB : PRESSAO MEDIA ADIMENSIONAL NA FRATURA
 AX2 : COEFICIENTE DE DECLINIO EXPONENCIAL
 BX : COEFICIENTE LINEAR DA RETA DO DECLINIO EXPONENCIAL

INICIO DO PROGRAMA PRINCIPAL

```

IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,P-Z)
PARAMETER(NB=26)
PARAMETER(NF=10,NT=1000)
DIMENSION B(NB,NB),CB(NB,NB),AD(NB,NB),C(NB),RI(NB,NB),RD(NB,NB),
$QFD(NF,NT,NB),IPS(NB),RHS(NF,NB),QWD(NF,NT),FC(10),
$XNVQWD(NF,NT),Q(NB),PFDB(NF,NT),BB(NB),B1(NB,NB),B2(NB,NB),
$BO(NB),DELTA1(NT),RD1(NB,NB),RD2(NB,NB)
INTEGER DNX,DNXP
COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU,XED,YED
$,TOL,NFCP
COMMON /FI/ TD(0:NT)
DATA PI/3.141592654D0/

```

ABERTURA DOS ARQUIVOS DE ENTRADA E DE SAIDA

LEITURA DOS DADOS DE ENTRADA

```
READ(5,*) RX,TDIN,TDM,RXF,NX,NCY,NFC,INFI,XED,YED,TOL,KON
IF(NFC.NE.0) READ(4,*) (FC(I),I=1,NFC)
```

INICIALIZACAO DAS CONSTANTES REQUERIDAS

```

NIPC=10
IDPR=0
DOS = 2.0D0
CERO = 0.0D0
IF(INFI) 10,20,30
10  NFCP = NFC
    GO TO 50
20  NFCP = NFC + 1
    GO TO 40
30  NFCP = 1

```

```

40 FC(NFCP) = 1.D+40
C
50 NXP = NX + 1
   DNX = 2*NX
   DNXP = DNX + 1
   IF(RXF.GT.1.D-04) GO TO 60
   DNX = NX
   DNXP = NXP
60 RXFU = 1.D0 + RXF
   CTE = RXFU*RXFU/3.D0
   CON = 2.D0*PI/RXFU
   BBO = -(RXF*RXF+1.D0-CTE)*PI/RXFU
C
C
C *****
C DETERMINACAO DOS NIVEIS DE TEMPO
C *****
C
C TD(0)=0.D0
C
C TD(1)=TDIN
C
DO 70 I=2,KON
IF(I.LE.10) THEN
DT=0.1D0
TD(I)=TD(I-1)+DT
ELSE IF(I.GT.10.AND.I.LT.20) THEN
DT=1.0D0
TD(I)=TD(I-1)+DT
ELSE IF(I.GE.20.AND.I.LT.30) THEN
DT=5.D0
TD(I)=TD(I-1)+DT
ELSE IF(I.GE.30.AND.I.LT.50) THEN
DT=10.0D0
TD(I)=TD(I-1)+DT
ELSE
DT=50.0D0
TD(I)=TD(I-1)+DT
ENDIF
70 CONTINUE
80 WRITE(6,1000)
   WRITE(6,1010) NX,RX,RXF,XED,YED
C
C
C *****
C DISCRETIZACAO DA FRATURA
C *****
C
CALL GRID
WRITE(6,1020)
IF(RXF.LE.1.D-04) GO TO 100
C
DO 90 I=1,NX
IP = I+NX

```

```

XDA(IP) = XDA(I)
DXD(IP) = DXD(I)
XD(IP+1) = XD(I+1)
DXD(I) = DXD(I)*RXF
XDA(I) = ( XDA(I) - 1.D0 ) * RXF
XD(I) = ( XD(I) - 1.D0 ) * RXF
90  CONTINUE
C
C  XD(NXP) = 0.D0
C
100  WRITE(6,1005) XD(1)
C
DO 110 I=2,DNXP
IM = I-1
110  WRITE(6,1030) XD(I),DXD(IM),XDA(IM)
C
C
C  *****
C  IMPRESSAO DOS PRIMEIROS RESULTADOS GRAVADOS EM ARQUIVO
C  *****
C
C  WRITE(6,1040)
C
DO 130 I=1,NFCP
IF(FC(I).GT.1.D+39) GO TO 120
WRITE(6,1050) I,FC(I)
GO TO 130
120  WRITE(6,1060) I
C
130  CONTINUE
WRITE(6,1070)
C
C
C  *****
C  DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DA FRATURA
C  *****
C
C
DO 170 I=2,DNXP
IM = I-1
A1 = XDA(IM) + RXF
A2 = XDA(IM) - 1.D0
A3 = 0.5*( A1*A1 - CTE ) / RXFU
A4 = 0.5*( A2*A2 - CTE ) / RXFU
A1 = A2**3 - A1**3
C
C
DO 170 II=2,DNXP
IIM = II - 1
S2 = XD(II) - XD(IIM)
IF(I-II) 140,150,160
140  B(IM,IIM) = - CON*(( (XD(II)-1.0)**3 - (XD(IIM)-1.0)**3)/6.0/
$      RXFU + A3*S2)
GO TO 170
150  B(IM,IIM) = - CON*(( (XB(II)-1.0)**3 - (XD(IIM)+RXF)**3 - A1 )

```

```

$          /6.0/RXFU + (A3+A4)*(XDA(IM)-XD(IIM)) )
GO TO 170
160  B(IM,IIM) = - CON*(( (XD(IIM)+RXF)**3 - (XD(IIM)+RXF)**3)/6.0/
$          RXFU + A4*S2)
170  CONTINUE
C
C
DO 190 J=2,DNXP
JM=J-1
IF(XDA(JM).GT.0) GO TO 180
B0(JM) = -CON*(( (XD(J)+RXF)**3 - (XD(JM)+RXF)**3)/6.0/RXFU
$+0.5*(1.0-CTE)*(XD(J)-XD(JM))/RXFU)
GO TO 190
180  B0(JM) = -CON*(( (XD(J)-1.0)**3 - (XD(JM)-1.0)**3)/6.0/RXFU+
$0.5*(RXF*RXF-CTE)*(XD(J)-XD(JM))/RXFU)
190  CONTINUE
C
NNN = NX
IF( NX.EQ.DNX) NNN = 0
C
DO 210 I=1,DNX
IF(I.LE.NNN) GO TO 200
BB(I) = - (RXF*RXF + (XDA(I)-1.0)**2 - CTE)*PI/RXFU-BB0
GO TO 210
200  BB(I) = - ((XDA(I)+RXF)**2 + 1. - CTE)*PI/RXFU-BB0
210  CONTINUE
C
DO 220 I=1,DNX
DO 220 J=1,DNX
B1(I,J) = B(I,J) - B0(J)
B2(I,J) = BB(I)*DXD(J)/RXFU
220  CONTINUE
C
C
C *****
C DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DO RESERVATORIO
C *****
C
C
C CALL TDEP1(RD1)
C
C
DO 390 L=1,KON
IF(TD(L).GT.TDM) GO TO 400
LM = L - 1
C
C
DO 230 I=1,DNX
DO 230 J=1,DNX
230  RI(I,J)=0.D0
C
C
DO 240 IJ=1,NFCP
DO 240 K=1,DNX
240  RHS(IJ,K) = 0.D0

```

```

C
IF(LM) 280,280,250
C
250 DO 270 LL=1,LM
C
C
CALL TIND(L,LL,RI)
C
C
DO 260 IJ=1,NFCP
DO 260 KK=1,DNX
DO 260 LA=1,DNX
260 RHS(IJ,KK) = RHS(IJ,KK) + RI(KK,LA)*QFD(IJ,LL,LA)
C
270 CONTINUE
C
C
280 CALL TDEP2(L,LM,RD2)
C
C
DO 290 IK=1,DNX
DO 290 LK=1,DNX
RD(IK,LK)=RD1(IK,LK)+RD2(IK,LK)
290 CONTINUE
C
C
DO 300 KKK=1,NFCP
QWD(KKK,L) = 0.D0
300 PFDB(KKK,L) = 0.D0
C
C
DO 380 KKK=1,NFCP
IF(KKK.EQ.NFCP.AND.INFI.GE.0) GO TO 320
C
DO 310 K=1,DNX
DO 310 LL=1,DNX
310 CB(K,LL) = B1(K,LL)/FC(KKK) - ((2.D0*PI)/(RXFU))*
$RD(K,LL) - B2(K,LL)/FC(KKK)
C
GO TO 340
C
320 DO 330 K=1,DNX
DO 330 LL=1,DNX
330 CB(K,LL) = - ((2.D0*PI)/(RXFU))*RD(K,LL)
C
C
340 DO 350 I=1,DNX
350 C(I) = ((2.D0*PI)/(RXFU))*RHS(KKK,I) - 1.D0
C
C
*****
SOLUCAO DO SISTEMA DE EQUACOES CB(I,J)*QFD(FCD,TDK,I-I) = C(I) PA-
RA O TEMPO TDK
*****
C
C

```

```
CALL LSDCMP( NB,DNX,CB,AD,IPS,IERR)
```

```
CALL LSSOLV( NB,DNX,AD,C,Q,IPS)
```

```
DO 360 I=1,DNX
  QFD(KKK,L,I) = Q(I)
```

```
*****
DETERMINACAO DA VAZAO DE PRODUCAO DO POÇO
*****
```

```
DO 370 I=1,DNX
  QWD(KKK,L) = QWD(KKK,L) + DXD(I)*QFD(KKK,L,I)/RXFU
  XNVQWD(KKK,L) = 1.D0/QWD(KKK,L)
  PFDB(KKK,L) = PFDB(KKK,L)+B0(I)*QFD(KKK,L,I)/FC(KKK)-
  $BBO*DXD(I)*QFD(KKK,L,I)/FC(KKK)/RXFU
```

```
370 CONTINUE
```

```
PFDB(KKK,L) = 1.D0 - PFDB(KKK,L)
```

```
380 CONTINUE
```

```
*****
IMPRESSAO DOS RESULTADOS
*****
```

```
WRITE(6,1080) TD(L),(QWD(KKK,L),KKK=1,NFCP)
```

```
390 CONTINUE
```

```
400 WRITE(6,1090)
  KON=L-1
```

```
*****
DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DO DECLINIO EXPONENCIAL
*****
```

```
WRITE(7,*) '=====
WRITE(7,*) '          TD          A          B          DELTA AX '
WRITE(7,*) '=====
DO 420 KKK=1,NFCP
  WRITE(7,1250) KKK,FC(KKK)
DO 410 I=1,KON-1
  IF(QWD(KKK,I).LT.0.000001) GO TO 410
  AX2=(DLOG(QWD(KKK,I+1))-DLOG(QWD(KKK,I)))/(TD(I+1)-TD(I))
  AX2=-AX2
```

```

DELTAAX=((AX2-AX1)/AX2)*100
BX=(QWD(KKK,I))*(DEXP(AX2*TD(I)))
IF(DABS(DELTAAX).LT.3.D0) WRITE(7,*) ' INICIO DECLINIO =====
$ EXPONENCIAL ===== '
WRITE(7,1240) TD(I),AX2,BX,DELTAAX
AX1=AX2
410  CONTINUE
420  CONTINUE
C
C
C *****
C FORMATOS DO PROGRAMA
C *****
C
C
1000  FORMAT(///15X,'UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS',//12X,
$ 'DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETROLEO',//22X,
$ 'TESE DE MESTRADO',//5X,
$ 'FRATURA VERTICAL ASSIMETRICA TOTALMENTE PENETRANTE DE CONDUTIVIDA
$ DE FINITA',//10X,'POCO PRODUZINDO COM PRESSAO DE FUNDO CONSTANTE '
$,//10X,'REGIME DE FLUXO PERMANENTE NA FRATURA E RESERVATORIO FINITO
$',//10X,'ALUNO : CARLOS EUGENIO MELRO SILVA DA RESURREICAO
$',//10X,'ORIENTADOR : FERNANDO J. RODRIGUEZ DE LA GARZA')
1005  FORMAT(7X,E12.5)
1010  FORMAT(/10X,'NUMERO DE BLOCOS EM CADA LADO DA FRATURA      = ',
$ I3,/10X,'RELACAO ENTRE O MAIOR E O MENOR BLOCO              = ',
$ E12.5,
$/10X,'RAZAO ENTRE OS COMPRIMENTOS DA FRATURA                = ',
$ E10.3,
$/10X,'RAZAO LADO RETANGULO E O LADO MAIOR DA FRATURA(XED) = ',
$ E10.3,
$/10X,'RAZAO LADO RETANGULO E O LADO MAIOR DA FRATURA(YED) = ',
$ E10.3,/)
1020  FORMAT(/12X,' XD(I)                                DXD(I)          XDA(I)',/)
1030  FORMAT(5X,E14.5,8X,E14.5,8X,E14.5)
1040  FORMAT(//10X,'OS VALORES DA CONDUTIVIDADE ADMENSIONAL DA FRATURA
$ SAO : ',/)
1050  FORMAT( 10X,'FC(' ,I2,' ) = ',E12.5)
1060  FORMAT(10X,'FC(' ,I2,' ) = ',3X,'INFINITO',/)
1070  FORMAT(///24X,'HISTORICO DE VAZAO ADMENSIONAL ',
$ ' - PRESSAO CONSTANTE',
$ /21X,71(' - '),/14X,'TD',8X,'FC(1)',7X,'FC(2)',7X,
$ 'FC(3)',7X,'FC(4)',7X,'FC(5)',7X,'FC(6)',7X,
$ 'FC(7)',7X,'FC(8)',7X,'FC(9)',/)
1080  FORMAT(10X,E11.4,9E12.5)
1090  FORMAT(///24X,'HISTORICO DO INVERSO DA VAZAO ADMENSIONAL ',
$ ' - PRESSAO CONSTANTE',
$ /21X,71(' - '),/14X,'TD',8X,'FC(1)',7X,'FC(2)',7X,
$ 'FC(3)',7X,'FC(4)',7X,'FC(5)',7X,'FC(6)',7X,'FC(7)',7X,
$ 'FC(8)',7X,'FC(9)',/)
1220  FORMAT(2(3X,E10.3),3X,4(E12.5,3X),E10.3)
1230  FORMAT(2(3X,E10.3),3X,3(E12.5,3X),E10.3)
1240  FORMAT(4X,E10.3,3(E12.5))
1250  FORMAT(12X,'PARA FC(KKK',I4,' ) = ',E10.3)
C
C

```

STOP
END

```

*****
*****
FIM DO PROGRAMA PRINCIPAL *****
*****

```

```

*****
*****

```

S U B - R O T I N A S

```

*****
*****

```

```

*****
SUB-ROTINA PARA DISCRETIZACAO DA FRATURA
*****

```

```

SUBROUTINE GRID
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
PARAMETER(NB=26)
INTEGER DNX,DNXP
COMMON /A1/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU,XED,YED
$,TOL,NFCP
U = 1.D0
N2 = NX/2
IF(N2.EQ.1) GO TO 2
A = RX** ( U/(FLOAT(N2) - U) )
B = 0.5D0/( A**FLOAT(N2) - U)
C = 0.D0
DO 1 I=1,N2
IP = I + 1
XD(IP) = (A**FLOAT(I) - U)*B
DXD(I) = XD(IP) - C
XDA(I) = (XD(IP) + C)/2.D0
NU = NX - I + 1
XD(NU) = U - XD(IP)
DXD(NU) = DXD(I)
XDA(NU) = U - XDA(I)
1 C = XD(IP)
GO TO 3
2 XD(2) = 0.5D0
XDA(1) = 0.25D0
XDA(2) = 0.75D0

```

```

DXD(1) = 0.5D0
DXD(2) = 0.5D0
3 XD(NX+1) = U
XD(1) = 0.D0
RETURN
END

```

```

C
C
C *****
C SUB-ROTINA PARA DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DO RESER-
C VATORIO PARA O VETOR DO TERMO INDEPENDENTE
C *****
C

```

```

SUBROUTINE TIND(L,LL,RI)
IMPLICIT REAL*8(A-H,P-Z)
INTEGER DNX,DNXP
PARAMETER(NB=26)
PARAMETER(NF=10,NT=1000)
REAL*8 RI(NB,NB)
COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU,XED,YED
$,TOL,NFCP
COMMON /FI/ TD(0:NT)
DATA PI/3.141592654D0/
R1=0.D0
R2=0.D0
R3=0.D0
R4=0.D0
DTD=TD(LL)-TD(LL-1)
DTD1=TD(L)-TD(LL)
DTD2=TD(L)-TD(LL-1)
DO 9 I=1,DNX
DO 8 J=2,DNXP
JL=J-1
A1=XD(J)-XD(JL)
A2=(XD(J)+XD(JL)-2.0D0*XED)/4.0D0
A3=(XD(J)-XD(JL))/4.0D0
R1=(A1*DTD)/(XED*YED*4.0D0)
M=0
1 M=M+1
A4=M*PI/YED
A5=(A4**2)*XED*YED*2.0D0
A8=(A4**2)*DTD1
A9=(A4**2)*DTD2
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.0D0
ELSE
SOM1=(1.0D0/A5)/(DEXP(A8))
ENDIF
IF(A9.GT.50.0D0) THEN
SOM2=0.D0
ELSE
SOM2=(1.0D0/A5)/(DEXP(A9))
ENDIF
SOM=SOM1-SOM2
R2=R2+SOM

```

P
P

```

IF(DABS(SOM).LT.TOL) THEN
R2=R2*A1
GO TO 2
ELSE
GO TO 1
ENDIF
2 N=0
3 N=N+1
A5=N*PI/(XED*2.0D0)
A6=(A5**3)*XED*YED
A8=(A5**2)*DTD1
A9=(A5**2)*DTD2
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.00
ELSE
SOM1=(1.0D0/A6)/DEXP(A8)
ENDIF
IF(A9.GT.50.0D0) THEN
SOM2=0.00
ELSE
SOM2=(1.0D0/A6)/DEXP(A9)
ENDIF
SOM=SOM1-SOM2
SOM4=SOM*DCOS(A5*(XDA(1)-XED))*DCOS(2.0D0*A5*A2)*DSIN(2.0D0*A5*A3)
R3=R3+SOM4
IF(DABS(SOM).LT.TOL) THEN
GO TO 4
ELSE
GO TO 3
ENDIF
4 N=0
5 N=N+1
A5=N*PI/(XED*2.0D0)
A4=A5*XED*YED
M=0
6 M=M+1
A6=M*PI/YED
A7=(A5**2)+(A6**2)
A8=A7*DTD1
A9=A7*DTD2
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.00
ELSE
SOM1=(2.0D0/A4)*(1.0D0/A7)/(DEXP(A8))
ENDIF
IF(A9.GT.50.0D0) THEN
SOM2=0.000
ELSE
SOM2=(2.0D0/A4)*(1.0D0/A7)/(DEXP(A9))
ENDIF
SOM=SOM1-SOM2
SOM4=SOM*DCOS(A5*(XDA(1)-XED))*DCOS(2.0D0*A5*A2)*DSIN(2.0D0*A5*A3)
R4=R4+SOM4
IF(DABS(SOM1).GE.TOL) THEN
GO TO 6
ELSE IF(M.EQ.1) THEN

```

```

GO TO 7
ELSE
GO TO 5
ENDIF
7 RI(1,JL)=R1+R2+R3+R4
  R1=0.0D0
  R2=0.0D0
  R3=0.0D0
  R4=0.0D0
8 CONTINUE
9 CONTINUE
  RETURN
  END

```

```

C
C
C *****
C SUB-ROTINA PARA DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DO RESER-
C VATORIO PARA A MATRIZ DO TERMO DEPENDENTE
C *****
C

```

```

SUBROUTINE TDEP1(RD1)
IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,P-Z)
INTEGER DNX,DNXP
PARAMETER(NB=26)
PARAMETER(NF=10,NT=1000)
REAL*8 RD1(NB,NB)
COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU,XED,YED
$,TOL,NFCP
COMMON /FI/ TD(0:NT)
DATA PI/3.141592654D0/

```

```

C
C
  R3=0.0D0
  R5=0.0D0
  DO 4 I=2,DNXP
    IL=I-1
    DO 3 J=2,DNXP
      JL=J-1
      A1=XD(J)-XD(JL)
      A2=(XD(J)+XD(JL)-2.0D0*XED)/4.0D0
      A3=(XD(J)-XD(JL))/4.0D0
      R3=A1*YED/(12.0D0*XED)
      N=0
1     N=N+1
      A6=N*PI/XED
      A7=N
      A8=N*PI*YED/(XED*2.0D0)
      IF(A8.GT.30.D0) THEN
        A9=1.D0
      ELSE
        A9=DTANH(A8)
      ENDIF
      SOM1=(4.0D0*XED/((PI*A7)**2))*(1.0D0/A9)
      SOM2=SOM1*DCOS(A6*(XDA(IL)-XED)/2.0D0)*DCOS(A6*A2)*DSIN(A6*A3)
      R5=R5+SOM2

```

```

IF(DABS(SOM1).LT.TOL) THEN
GO TO 2
ELSE
GO TO 1
ENDIF
2 RD1(IL,JL)=R3+R5
R3=0.0D0
R5=0.0D0
3 CONTINUE
4 CONTINUE
RETURN
END

```

```

C
C
C *****
C SUB-ROTINA PARA DETERMINACAO DOS COEFICIENTES DA EQUACAO DO RESER-
C VATORIO PARA A MATRIZ DO TERMO DEPENDENTE
C *****
C
C

```

```

SUBROUTINE TDEP2(L,LM,RD2)
IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,P-Z)
INTEGER DNX,DNXP
PARAMETER(NB=26)
PARAMETER(NF=10,NT=1000)
REAL*8 RD2(NB,NB)
COMMON /AI/ XD(NB),XDA(NB),DXD(NB),RX,NX,NXP,DNX,DNXP,RXFU,XED,YED
$,TOL,NFCP
COMMON /FI/ TD(0:NT)
DATA PI/3.141592654D0/
DO 2 I=1,DNX
DO 1 J=1,DNX
RD2(I,J)=0.0D0
1 CONTINUE
2 CONTINUE
R1=0.0D0
R2=0.0D0
R4=0.0D0
R6=0.0D0
TD(0)=0.0D0
DO 11 I=2,DNXP
IL=I-1
DO 10 J=2,DNXP
JL=J-1
A1=XD(J)-XD(JL)
A2=(XD(J)+XD(JL)-2.0D0*XED)/4.0D0
A3=(XD(J)-XD(JL))/4.0D0
DTD=TD(L)-TD(L-1)
R1=(A1*DTD)/(XED*YED*4.0D0)
M=0
3 M=M+1
A4=(M*PI/YED)
A5=M*PI
A8=(A4**2)*DTD
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.D0

```

```

ELSE
SOM1=(YED/((A5**2.0D0)*XED*2.0D0))/DEXP(A8)
ENDIF
R2=R2+SOM1
IF(DABS(SOM1).LT.TOL) THEN
R2=R2*A1
GO TO 4
ELSE
GO TO 3
ENDIF
4 N=0
5 N=N+1
A5=N*PI/XED
A6=(A5**3)*XED*YED
A8=((A5/2.0D0)**2)*DTD
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.0D0
ELSE
SOM1=(8.0D0/A6)/(DEXP(A8))
ENDIF
SOM2=SOM1*DCOS(A5*(XDA(IL)-XED)/2.0D0)*DCOS(A5*A2)*DSIN(A5*A3)
R4=R4+SOM2
IF(DABS(SOM1).LT.TOL) THEN
GO TO 6
ELSE
GO TO 5
ENDIF
6 N=0
7 N=N+1
A5=N*PI/XED
A4=A5*XED*YED
M=0
8 M=M+1
A6=M*PI/YED
A7=((A5/2.0D0)**2)+(A6**2)
A8=A7*DTD
IF(A8.GT.50.0D0) THEN
SOM1=0.0D0
ELSE
SOM1=((4.0D0/A4)*(1.0D0/A7))/(DEXP(A8))
ENDIF
SOM2=SOM1*DCOS(A5*(XDA(IL)-XED)/2.0D0)*DCOS(A5*A2)*DSIN(A5*A3)
R6=R6+SOM2
IF(DABS(SOM1).GE.TOL) THEN
GO TO 8
ELSE IF(M.EQ.1) THEN
GO TO 9
ELSE
GO TO 7
ENDIF
9 RD2(IL,JL)=R1-R2-R4-R6
R1=0.0D0
R2=0.0D0
R4=0.0D0
R6=0.0D0
10 CONTINUE

```

```

11  CONTINUE
    RETURN
    END

C
C
C  *****
C  SUBROTINA PARA PREPARACAO DO SISTEMA PARA RESOLUCAO PELO METODO DA
C  DECOMPOSICAO LU
C  *****
C
SUBROUTINE LSDCMP (IRWDIM, N, A, LU, IPS, IERR)
  INTEGER IRWDIM, N, IPS(N), IERR
  DOUBLE PRECISION A(IRWDIM,N) , LU(IRWDIM,N)
  INTEGER I, IDXPIV, IP, J, K, KP, KP1, NM1
  DOUBLE PRECISION BIG, DABS, DMAX1, EM, PIVOT, ROWNRM, SIZE,
  $SCALES(150)

C
  DO 5 I=1,N
    IPS(I) = I
    ROWNRM = 0.D0
    DO 2 J=1,N
      LU(I,J) = A(I,J)
      ROWNRM = DMAX1(ROWNRM,DABS(LU(I,J)))
2    CONTINUE

C
    IF(ROWNRM .EQ. 0.D0) GO TO 21
    SCALES(I) = 1.D0 / ROWNRM
5    CONTINUE

C
    IF( N.LE.1) RETURN
    NM1 = N-1
    DO 17 K=1,NM1
      BIG = 0.D0
      DO 11 I=K,N
        IP = IPS(I)
        SIZE = DABS(LU(IP,K))* SCALES(IP)
        IF( SIZE .LE. BIG ) GO TO 11
        BIG = SIZE
        IDXPIV = I
11     CONTINUE

C
    IF(BIG .EQ. 0.D0) GO TO 21
    IF(IDXPIV .EQ. K) GO TO 15
    J = IPS(K)
    IPS(K) = IPS(IDXPIV)
    IPS(IDXPIV) = J
15    KP = IPS(K)

C
    PIVOT = LU(KP,K)
    KP1 = K + 1
    DO 16 I=KP1,N
      IP = IPS(I)
      EM = LU(IP,K)/PIVOT
      LU(IP,K) = EM
      DO 16 J=KP1,N

```

```

      LU(IP,J) = LU(IP,J) - EM*LU(KP,J)
16  CONTINUE
17  CONTINUE
C
      IF(LU(IP,N) .NE. 0.D0) RETURN
21  IERR = 1
      RETURN
      END

C
C
C *****
C SUBROTINA PARA RESOLUCAO DO SISTEMA PELO METODO DIRETO DA DECOMPO-
C SICAO LU
C *****
C
C
C SUBROUTINE LSSOLV (IRWDIM, N, LU, B, X, IPS)
C   INTEGER IRWDIM,N,IPS(N)
C   DOUBLE PRECISION LU(IRWDIM,N), B(N), X(N)
C   INTEGER I, II, IM1, IP, IP1, J
C   DOUBLE PRECISION SUM
C
C   IF(N.GT.1) GO TO 1
C   X(1) = B(1) / LU(1,1)
C   RETURN
1  IP = IPS(1)
C   X(1) = B(IP)
C   DO 5 I=2,N
C   IP = IPS(I)
C   IM1 = I-1
C   SUM = 0.D0
C   DO 3 J=1,IM1
C   SUM = SUM + LU(IP,J)*X(J)
3  CONTINUE
C   X(I) = B(IP) - SUM
5  CONTINUE
C
C   X(N) = X(N)/LU(IP,N)
C   DO 9 II =2,N
C   I = N - II + 1
C   IP = IPS(I)
C   IP1 = I + 1
C   SUM = 0.D0
C   DO 7 J=IP1,N
C   SUM = SUM + LU(IP,J)*X(J)
7  CONTINUE
C   X(I) = (X(I) - SUM)/LU(IP,I)
9  CONTINUE
C
C   RETURN
C   END
C *****
C *****

```