

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

ESTUDO EXPERIMENTAL DO
ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS
EM MEIOS POROSOS NÃO CONSOLIDADOS

AUTOR: LUIZ FLÁVIO MARTINS ZORZETTO

ORIENTADOR: Prof.Dr. CESAR COSTAPINTO SANTANA†

Este exemplar corresponde à redação final da
Tese de Mestrado defendida pelo Engenheiro Luiz
Flávio Martins Zorzetto e aprovada pela comissão
julgadora em 25/07/1991.

Cesar Santana

Campinas, julho de 1991

30.2110086

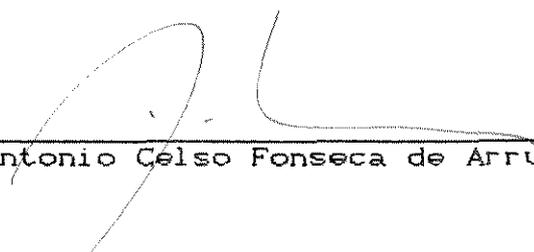
Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Química

**ESTUDO EXPERIMENTAL DO
ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS
EM MEIOS POROSOS NÃO CONSOLIDADOS**

Autor: Luiz Flávio Martins Zorzetto

Tese submetida à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Química - UNICAMP, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Química

Aprovada por:



Prof. Dr. Antonio Celso Fonseca de Arruda



Prof. Dr. Sandra Cristina dos Santos Rocha



Orientador: Prof. Dr. Cesar Costapinto Santana

Esta tese é dedicada à minha mãe,
que tem se esforçado para me ensinar
as lições mais importantes da vida,
e ao meu irmão, que junto comigo,
se empenha em aprender.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Cesar Costapinto Santana, pela sua orientação competente e objetiva.

Aos professores e funcionários do Departamento de Termofluidodinâmica, pela constante colaboração e valiosas opiniões.

Ao Márcio e ao Ivanildo pela inestimável ajuda na coleta dos dados experimentais.

Aos meus amigos, pelo carinho e incentivo, sem os quais tudo teria sido mais difícil.

A Union Carbide, Rhodia e Hercules, que gentilmente cederam os polímeros utilizados neste trabalho.

CONTEÚDO	pag.
INTRODUÇÃO	1
CAPITULO I - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
I.1 - ESCOAMENTO DE FLUIDOS NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS.....	6
I.1.1 - Fluidos Newtonianos e a Lei de Darcy.....	6
I.1.2 - Meios Porosos.....	8
I.1.2.1 - Modelagem do Meio Poroso.....	8
I.1.2.2 - Propriedades Geométricas do Meio Poroso.....	10
I.1.3 - Equações Básicas para Descrição do escoamento de Fluidos Newtonianos em Meios Porosos.....	13
I.2 - REOLOGIA E FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS.....	21
I.2.1 - Equações Reológicas de Estado.....	25
I.2.1.1 - Generalização da Lei de Newton.....	25
I.2.1.1.1 - Modelo de Ostwald - de Waele.....	26
I.2.1.1.2 - Modelo de Ellis.....	27
I.2.1.1.3 - Modelo de Carreau.....	28
I.2.1.1.4 - Modelo de Bingham.....	29
I.2.1.1.5 - Modelo de Herschel - Bulkley.....	29
I.2.1.2 - Modelos Viscoelásticos Lineares.....	31
I.2.1.2.1 - O Modelo de Maxwell.....	31
I.2.1.3 - Equações Constitutivas Viscoelásticas Não Lineares.....	34

I.2.1.3.1	- Admissibilidade de Equações Constitutivas.....	34
I.2.1.3.2	- Tipos de Equações Viscoelásticas Não-Lineares..	35
I.2.2	- Medidas Reológicas.....	38
I.2.2.1	- Viscosímetros Capilares.....	38
I.2.2.2	- Viscosímetros Rotacionais.....	39
I.2.2.3	- Medida das Tensões Normais.....	43
I.2.2.3.1	- Equipamentos de Medição das Tensões Normais.....	44
I.2.2.3.2	- Relação entre a Viscosidade e as Tensões Normais.	45
I.3	- ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS	49
I.3.1	- Métodos de Extensão da Lei de Darcy aos Fluidos Não-Newtonianos.....	49
I.3.1.1	- Modelagem do Meio Poroso, Combinada com uma Determinada Equação Reológica de Estado.....	49
I.3.1.2	- Método Generalizado, Não Invocando Modelo Reológico Particular.....	56
I.3.2	- Escoamento Viscoelástico em Meios Porosos.....	57
I.3.2.1	- Número de Deborah.....	57
I.3.2.2	- Equações Propostas para Escoamento Viscoelástico em Meios Porosos.....	59
I.3.2.2.1	- A Equação de Wissler....	60
CAPÍTULO II - MATERIAIS E MÉTODOS		65
II.1	- DESCRIÇÃO DA UNIDADE EXPERIMENTAL.....	65
II.1.1	- Funcionamento do Transdutor de Pressão.....	67
II.2	- DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS DO MEIO	68
II.2.1	- Diâmetro e Massa Específica das Partículas..	68
II.2.2	- Determinação da Porosidade e da Permeabilidade do Meio.....	69

II.3 - SOLUÇÕES POLIMÉRICAS OBSERVADAS.....	70
II.4 - MEDIDAS REOLÓGICAS.....	72
II.4.1 - Descrição do Viscosímetro Rotovisco RV2 - Haake.....	72
II.4.2 - Método de Medição.....	73
II.4.3 - Método Matemático de Obtenção da Tensão de Cisalhamento e da Taxa de Deformação, Partindo dos Valores Medidos no Viscosímetro.....	73
II.4.4 - Ajuste aos Modelos Reológicos.....	74
II.5 - MODELAGEM DO ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS.....	75
II.6 - MODELAGEM PARA ESCOAMENTOS VISCOELÁSTICOS.....	78
II.6.1 - Consideração do Número de Ellis.....	78
II.6.2 - Consideração do Número de Deborah.....	78
II.6.3 - Consideração da Modelagem de Wissler.....	82
CAPÍTULO III - APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS	83
III.1 - CARACTERÍSTICAS DO MEIO POROSO.....	83
III.3 - IDENTIFICAÇÃO DOS EXPERIMENTOS REALIZADOS.....	85
III.4 - CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA.....	86
III.4.1 - Dados de Ajuste ao Modelo de Ostwald - de Waele.....	87
III.4.2 - Dados de Ajuste ao Modelo de Ellis.....	88
III.4.3 - Dados de Ajuste ao Modelo de Herschel - Bulcley.....	90
III.4.4 - Dados de Ajuste ao Modelo de Carreau.....	92
III.5 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE OSTWALD-DE WAELE.....	94

III.6 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE ELLIS.....	97
III.7 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE HERSCHEL - BULKLEY....	103
III.8 - CALCULO DO NUMERO DE DEBORAH.....	108
III.9 - EQUAÇÃO DE WISSLER : DEPENDÊNCIA ENTER O FATOR DE FORMA E O DIAMETRO DAS PARTÍCULAS.....	111
CAPITULO IV - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	115
APÊNDICE A - TABELAS COM DADOS REOLÓGICOS	118
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	132

LISTA DE FIGURAS

1	- Comparação entre os perfis de velocidade de alguns fluidos não-newtonianos e dos fluidos newtonianos...	3
I.1	- Modelo Convergente-Divergente.....	9
I.2	- Comparação de estruturas do meio poroso.....	12
I.3	- Tensões em um elemento de fluido.....	24
I.4	- Viscosidade em função da taxa de deformação.....	26
I.5	- Representação de modelos reológicos.....	30
I.6	- Modelo Mola-Pistão de Maxwell.....	32
I.7	- Relações entre os tipos de equações reológicas.....	37
I.8	- Viscosímetro de cilindros coaxiais.....	41
I.9	- Relação entre θ e η , comparação a previsão e os valores experimentais.....	47
I.10	- Seção convergente-divergente, eixos de coordenadas usado por Wissler.....	61
I.11	- Relação entre f' . Re_g e De	64
II.1	- Esquema da unidade experimental.....	66
II.2	- Fluxograma do cálculo dos adimensionais f' e Re_g	77
II.3	- Fluxograma do cálculo do número de Deborah.....	81
III.1	- Comparação entre os ajustes ao modelo de Carreau e ao modelo de Herschel-Bulkley, para as soluções de goma xantana.....	93
III.2	- Relação entre f' e Re_{ow2}	96
III.3	- Relação entre f' e Re_{E11}	99
III.4	- Relação entre f' e Re_{E12}	101
III.5	- Relação entre f' e Re_{HB1}	106
III.6	- Relação entre f' . Re_{HB1} e De , para soluções de goma xantana escoando em meios porosos com diâmetros de partículas diferentes.....	113

LISTA DE TABELAS

I.1 - Porosidade em função da forma de empacotamento.....	11
I.2 - Funções da porosidade, para cálculo da permeabilidade.....	18
I.3 - Estudos iniciais na área de escoamento e deformação de materiais.....	21
I.4 - Princípios básicos da Mecânica Contínua.....	22
I.5 - Métodos para predição de θ a partir de η	48
II.1 - Soluções poliméricas observadas.....	71
III.1 - Características geométricas do meio.....	84
III.2 - Comparação dos valores experimentais da permeabilidade com as previsões de Carman-Kozeny e de Rumpf-Gupte.....	85
III.3 - Identificação dos experimentos.....	86
III.4 - Parâmetros do modelo de Ostwald-de Waele.....	88
III.5 - Parâmetros do modelo de Ellis.....	90
III.6 - Parâmetros do modelo de Herschel-Bulkley.....	91
III.7 - Parâmetros do modelo de Carreau.....	92
III.8 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos de fluidos caracterizados pelo modelo de Ostwald-de Waele.....	95
III.9 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos de fluidos caracterizados pelo modelo de Ellis.....	98
III.10 - Número de Ellis e número de Reynolds corrigidos para contemplar os efeitos elásticos.....	100
III.11 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos de fluidos caracterizados pelo modelo de Herschel-Bulkley.....	104

III.12 - Relação entre f' e Re_{HB1} para cada experimento.....	107
III.13 - Cálculo de N_1	109
III.14 - Relação entre o parâmetro de forma A e o diâmetro da partícula.....	112

RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo experimental do escoamento de soluções poliméricas, com comportamento reológico não-newtoniano, em meios porosos não consolidados, constituídos de esferas de vidro com diferentes diâmetros médios.

Foram obtidas correlações entre a queda de pressão e a vazão dos fluidos, na forma de grupos adimensionais colhidos da literatura: fator de atrito e número de Reynolds, modificados de forma a incluir as características geométricas da matriz porosa, assim como os parâmetros de ajuste a três modelos reológicos distintos:

- de Ostwald-de Waele,
- de Ellis,
- de Herschel-Bulkley.

A maior parte dos dados observados restringe-se à região onde a relação entre a queda de pressão e a vazão é linear, sendo obtida uma extensão para a faixa de não linearidade para os fluidos descritos pelo modelo de Herschel-Bulkley e que apresentam, portanto, tensão mínima de escoamento.

Além disso, faz uma especulação inicial a respeito dos efeitos elásticos nesse tipo de escoamento, utilizando primeiramente uma correção empírica, proposta para os fluidos descritos pelo modelo de Ellis, e posteriormente uma expressão analítica desenvolvida por Wissler (1971), onde está inserido um fator de forma. A aplicação dessa última expressão aos diversos meios estudados possibilitou a verificação qualitativa da dependência entre o fator de forma e o diâmetro das partículas que constituem o meio.

ABSTRACT

This work contains an experimental investigation about the non-Newtonian flow of polimeric solutions, through several unconsolidated porous media, packed with small glass spheres.

Data of pressure drop and rate of flow were correlated in terms of a bed friction factor and modified Reynolds numbers, that take account of the parameters of three distinct reologic models:

- Ostwald-de Waele,
- Ellis,
- Herschel-Bulkley.

The most part of the data were in the range where a linear relationship between pressure drop and rate of flow is obtained but an extension to the transition region could be reached for the Herschel-Bulkley model, in fluids that present yield stress.

An empirical speculation about elastic effects was undertaken using an empiric correction, proposed to Ellis fluids, and also an analytical expression developed by Wissler (1971), where a geometric factor is included. The application of the last expression to each studied medium allowed to define a qualitative relationship between the geometric factor, and the mean particle diameter.

NOMENCLATURA

- a - parâmetro do modelo de Yatsuda-Carreau
- A - área total do meio poroso, fator de forma da equação de Wissler (I.107) e constante de proporcionalidade na equação (II.9)
- C - parâmetro de forma, introduzido nas equações (I.20) e (I.22)
- C_M - fator de forma na equação (II.5)
- C_o - fator de forma na equação (I.17)
- C_t - termo relativo a altas vazões na equação (I.77)
- D - diâmetro de um tubo
- D_e - diâmetro equivalente e número de Deborah
- D_p - diâmetro da partícula
- El - número de Ellis
- f' - fator de atrito modificado para o meio poroso
- $f(i)$ - função de i
- f_1 - fator de forma
- F_1 - fator geométrico na equação (I.105)
- F_2 - fator geométrico na equação (I.106)
- $F(i)$ - função de i
- G - módulo elástico
- H - parâmetro do modelo de Herschel-Bulkley e variável auxiliar definida pela equação (I.71)
- k - permeabilidade do meio poroso e índice de somatória nos

modelos viscoelásticos generalizados

- k_0 - fator de forma da equação de Hagen-Poiseuille
(I.6)
- K - parâmetro do modelo de Ostwald-de Waele e fator de correção na equação (I.69)
- K_1, K_2 e K_3 - fatores de forma da equação (I.101)
- L - comprimento do meio poroso
- m - parâmetro do modelo de Herschel-Bulkley
- M - função memória de um fluido
- M_d - torque no rotor
- M_1, M_2 e M_3 - massas para o cálculo da massa específica das partículas
- n - parâmetro do modelo de Ostwald-de Waele e parâmetro do modelo de Carreau
- N_1 - primeira função diferença das tensões normais
- N_2 - segunda função diferença das tensões normais
- q - velocidade superficial
- Q - vazão volumétrica
- r - variável indicativa de posição e coordenada do sistema proposto por Wissler
- r_1 - coordenada do ponto de maior contração na modelagem de Wissler
- R - raio do viscosímetro capilar
- R_e - raio do cilindro externo
- R_b - raio do cilindro interno giratório
- r_h - raio hidráulico
- Re' - número de Reynolds modificado para o meio poroso
- Re_{El4} - número de Reynolds generalizado para o modelo de

Ellis, equação (I.81)

Re_{E12} - número de Reynolds generalizado para o modelo de Ellis, equação (I.97)

Re_{σ} - número de Reynolds generalizado

Re_{HB1} - número de Reynolds generalizado para o modelo de Herschel-Bulkley, equação (I.85)

Re_{HB2} - número de Reynolds generalizado para o modelo de Herschel-Bulkley, equação (I.89)

Re_{ow1} - número de Reynolds generalizado para o modelo de Ostwald-de Waele, equação (I.73)

Re_{ow2} - número de Reynolds generalizado para o modelo de Ostwald-de Waele, equação (I.78)

s - variável de integração

S - superfície específica do meio poroso

Sp - superfície específica da partícula

t - tortuosidade, conforme definição da equação (I.5), e tempo presente de ação nas equações viscoelásticas

t_0 - tempo de início de ação

t', t'', t''', \dots - variáveis de integração nos modelos viscoelásticos integrais

T - tortuosidade, conforme definição da equação (I.4), e torque na equação (I.5)

v - velocidade linear

v_i - componente do vetor velocidade na direção i

v_1 - velocidade máxima dentro do meio poroso

$\langle v \rangle$ - velocidade média nos interstícios do meio poroso

V - volume

x, y, z - coordenadas cartesianas

y - variável de integração adimensional na equação (I.92)

Letras Gregas

α - parâmetro do modelo de Ellis

β - segundo coeficiente das tensões normais

γ - deformação

γ_{ij} - componente do tensor deformação, onde $i, j = x, y$ ou z

$\dot{\gamma}$ - taxa de deformação

$\dot{\gamma}_{ij}$ - componente do tensor taxa de deformação, onde $i, j = x, y$ ou z

$\dot{\gamma}'$ - variável de integração na equação (I.69)

$\dot{\Gamma}$ - taxa de deformação em coordenadas co-rotacionais

$\dot{\Gamma}'_{ij}$ - componente do tensor taxa de deformação em coordenadas co-rotacionais, onde $i, j = x, y$ ou z

ΔP - queda de pressão

ΔP_{VE} - queda de pressão, considerando influência da elasticidade

ΔP_V - queda de pressão, considerando influência puramente viscosa

ε - porosidade

η - função viscosidade

η_0 - valor assintótico da viscosidade aparente para a região de baixas taxas de deformação

η_∞ - valor assintótico da viscosidade aparente para a região de altas taxas de deformação

$\eta^\#$ - função viscométrica complexa

θ - primeiro coeficiente das tensões normais.

- θ_f - tempo de relaxação do fluido
 θ_p - tempo do processo
 λ - tempo característico do fluido e parâmetro do modelo de Carreau
 μ - viscosidade dinâmica
 μ_0 - parâmetro do modelo de Bingham e viscosidade aparente a uma determinada tensão de cisalhamento de referência na equação (I.90)
 ρ - massa específica do fluido
 ρ_{H_2O} - massa específica da água
 τ - tensão de cisalhamento
 τ_{ij} - componente do tensor tensão, onde $i, j = x, y$ ou z
 τ_K - tensão de cisalhamento média no meio poroso, para a equação (I.90)
 τ_{rh} - tensão de cisalhamento definida usando o conceito de raio hidráulico
 τ_0 - tensão residual, parâmetro dos modelos de Bingham e Herschel-Bulkley
 $\tau_{1/2}$ - parâmetro do modelo de Ellis
 ϕ - esfericidade
 ω - velocidade angular em um ponto qualquer dentro do fluido
 Ω - velocidade angular na parede do cilindro que gira e parâmetro de forma na equação (I.101)
 ξ - variável auxiliar definida na equação (I.86)

INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento de fluidos não-newtonianos através de meios porosos tem recebido considerável atenção nos últimos anos, devido à sua crescente aplicação prática, principalmente na área de exploração de petróleo.

O petróleo cru migra da região na qual é formado, deslocando água dos espaços vazios do solo, sob ação da gravidade. Após uma era geológica, os reservatórios originados de tal processo atingem um estado estacionário, sem contudo alcançar o equilíbrio químico. Isso significa que existe uma desuniformidade ao longo desses depósitos.

O óleo é normalmente encontrado entre uma cápsula de gás e água, enchendo os poros das rochas.

A recuperação primária do petróleo está relacionada com a energia própria do reservatório, que pode expulsar o óleo através da rocha porosa até a superfície externa. Tal energia é devida à pressão dos fluidos confinados e pode causar um jorro, que é uma situação econômica e ecologicamente desfavorável.

A recuperação secundária consiste na manutenção da pressão no interior dos depósitos, através da injeção de fluidos para preencher o volume vazio, devido à remoção de óleo e gás. Tais fluidos podem também promover o deslocamento do petróleo restante.

A utilização de água em seu estado natural pode permitir que, conforme ocorra variação na permeabilidade da rocha matriz, o

óleo, que tem menor mobilidade seja ultrapassado pela água, o que implicaria numa baixa eficiência do processo. O uso de polímeros na água injetada reduz a sua mobilidade, através do aumento da viscosidade, podendo bloquear as zonas de alta permeabilidade ou simplesmente impedir a ultrapassagem do óleo pela água.

Quando se iniciou a prática acima citada, já era possível conseguir o mesmo efeito pela adição de glicerina, açúcar ou glicóis à água, mas o processo era inviabilizado economicamente pelo alto preço desses produtos, nas quantidades que deviam ser utilizados. Com o avanço da tecnologia no campo dos materiais, foram sintetizados polímeros, que aplicados em pequenas quantidades produziam o aumento de viscosidade desejado.

Paralelamente observou-se que essas soluções poliméricas apresentavam características de escoamento singulares, sendo que a taxa de deformação sofrida por um elemento do fluido não variava linearmente com a tensão à que estava submetido. Esse tipo de comportamento recebe o nome de não-newtoniano.

Outra aplicação de soluções poliméricas na indústria petrolífera é verificada durante a perfuração de poços. A utilização de um fluido, que é injetado pela ponta da broca simultaneamente à sua introdução no solo, retarda a sedimentação do material que é removido e tem a tendência de se depositar imediatamente, prejudicando o bom andamento do processo. O fluido injetado tenderá a subir pelo anulo entre a broca e a parede do poço, propiciando o arraste das partículas.

Alguns fluidos não-newtonianos podem ter um perfil de velocidade mais achatado, se comparado com a forma parabólica do perfil dos fluidos que seguem a Lei de Newton, fazendo com que as partículas desprendidas do solo tenham maior dificuldade de descender ao longo do anulo, antes de serem arrastadas. A figura 1 esquematiza essa situação.

Chang (1978) faz uma revisão interessante sobre a utilização de soluções poliméricas na indústria do petróleo.

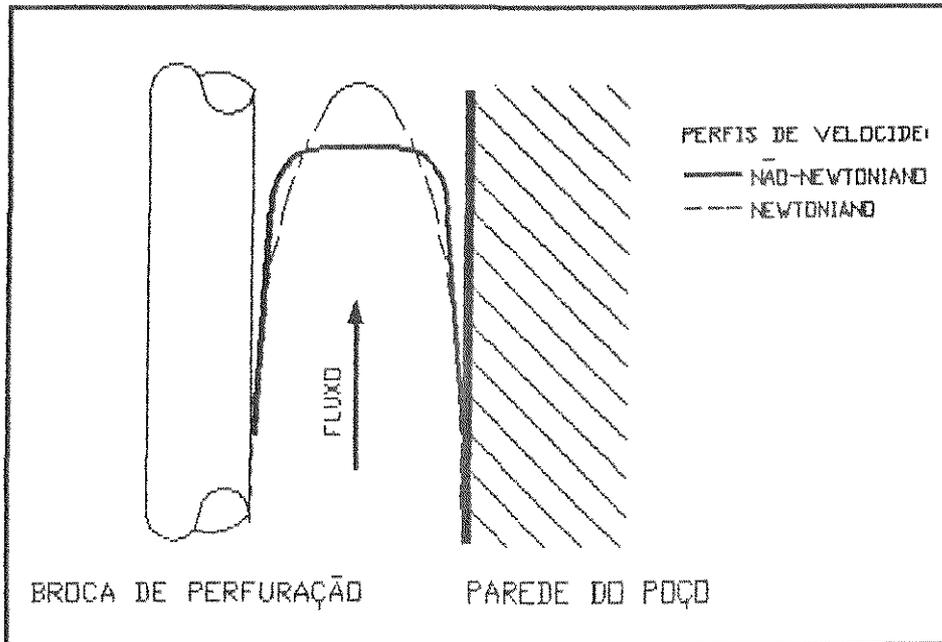


Figura 1 - Comparação entre os perfis de velocidade de alguns fluidos não-newtonianos e dos fluidos newtonianos

Ainda podemos citar como aplicações importantes do estudo do escoamento de fluidos não-newtonianos em meios porosos a filtração de suspensões em fundidos ou soluções de polímeros, o fluxo de tais líquidos através de leitos de troca iônica, entre outras tantas.

Visando aprofundar o conhecimento da dinâmica desse tipo de escoamento, este trabalho apresenta um estudo experimental do escoamento de fluidos através de meios porosos diversificados.

Esses fluidos foram escolhidos de forma a apresentar comportamentos reológicos não-newtonianos distintos, para que se obtivesse uma análise mais completa.

Segundo a revisão do tema feita por Savins (1969) podem ser distintas quatro categorias de métodos empregados, ou sugeridos,

para prever o comportamento do escoamento de fluidos não-newtonianos através de meios porosos. Essas categorias são definidas abaixo:

- a) Proposição de um modelo físico particular para o meio poroso, juntamente com a definição de uma relação funcional entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação, para descrever o comportamento reológico
- b) Método generalizado que adapta a Lei de Darcy aos fluidos não-newtonianos, sem invocar um modelo reológico particular, sendo que a dependência entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação fica definida, em princípio, por experimentos viscométricos.
- c) Método baseado no conceito de fluido simples, que aplica uma análise dimensional para tratamento dos dados de escoamentos através de um meio poroso de um fluido viscoelástico arbitrário.
- d) Outros métodos de correlação.

Apesar de haver uma tendência atual da não utilização de um modelo reológico arbitrário, Savins (1969) e Greenkorn (1983) advertem sobre as diferentes contribuições que cada enfoque propicia ao estudo do tema.

Nesse trabalho, numa primeira etapa, são obtidas correlações experimentais no escoamento em meios porosos não consolidados para fluidos cujo comportamento reológico pode ser caracterizado por um dos modelos clássicos a seguir:

- Ostwald-de Waele,
- Ellis,
- Herschel-Bulkley.

Numa segunda etapa, é utilizada a modelagem desenvolvida por Wissler (1971) para esse tipo de escoamento. Essa modelagem contempla, além dos efeitos viscosos, a influência da elasticidade

do fluido. Um tratamento adequado dos dados experimentais permitiu a verificação de uma dependência entre um parâmetro de forma da expressão de Wissler e o diâmetro médio das partículas que constituem o meio poroso.

Este trabalho traz inicialmente uma revisão da literatura, que apresenta os conceitos básicos utilizados ao longo do estudo, assim como uma descrição resumida das diversas publicações que desenvolveram a modelagem matemática que descreve o fenômeno de interesse. Essa revisão é dividida em três partes principais:

- 1) Estudo do meio poroso, observando um escoamento de fluidos newtonianos através desse meio.
- 2) Estudo de fluidos não-newtonianos, com a verificação dos diversos comportamentos possíveis para a deformação de fluidos sujeitos a uma pressão externa.
- 3) Combinação das partes 1) e 2), de onde se alcança as equações fundamentais do estudo em questão.

Numa etapa posterior, é feita a descrição dos equipamentos utilizados, dos fluidos observados e dos métodos de preparação e obtenção dos dados experimentais.

A seguir, é focado o tratamento matemático dado a esses dados, discutindo-se as vantagens e limitações de cada modelagem.

Os resultados, conclusões e sugestões para a continuação do presente estudo são destacadas nos capítulos finais desta dissertação.

CAPÍTULO I - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

I.1 - ESCOAMENTO DE FLUIDOS NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS

I.1.1 - Fluidos Newtonianos e a Lei de Darcy

No estudo do escoamento de fluidos através de meios porosos, é válido afirmar que Darcy, em 1856, foi quem pela primeira vez realizou um trabalho experimental de real significado, observando o escoamento de água através de leitos de areia de diferentes comprimentos. A equação obtida nesse trabalho, representada pela expressão (I.1), ainda é a base da maior parte das investigações realizadas nessa área nos dias atuais.

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{k} \frac{\dot{Q}}{A} \quad (I.1)$$

Os limites de validade de aplicação da Lei de Darcy são os seguintes:

- baixas vazões de fluidos.

- fluidos newtonianos, com viscosidade dinâmica μ .

A Lei de Viscosidade de Newton, em uma dimensão, pode ser representada pela expressão:

$$\tau_{xy} = -\mu \frac{dv_x}{dy} \quad (I.2)$$

Uma enorme variedade de fluidos tem seu comportamento definido por essa lei, sendo portanto classificados como newtonianos. Essa é a relação mais simples conhecida entre a tensão de cisalhamento (τ_{xy}) e a taxa de deformação (dv_x/dy) e sua utilização pode ser verificada em diversos trabalhos que tratam do transporte de quantidade de movimento em fluidos. Encontra-se frequentemente a taxa de deformação sendo representada por $\dot{\gamma}$.

De Wiest (1965) heurísticamente mostrou que a Lei de Darcy, apesar de empírica, é equivalente às equações de movimento de Navier-Stokes, quando se supõe que o meio poroso é homogêneo, uniforme e isotrópico.

Parece óbvia a dificuldade de se aplicar diretamente as equações de Navier-Stokes a escoamentos em meios porosos, levando em conta a complexidade da descrição da geometria dos poros. Entretanto, podem-se observar na literatura algumas contribuições nas quais as equações de Navier-Stokes são utilizadas em sua forma completa. Payatakes et al. (1973) e Azzam e Dullien (1976) resolveram numericamente as equações de movimento para geometrias específicas, através das quais modelaram o meio poroso. Slattery (1972) e Whitaker (1969) desenvolveram uma forma especial para as equações de movimento nessas condições, considerando a média volumétrica de toda função pontual associada ao fluido, ex: velocidade, densidade, pressão, etc. ao longo de uma porção representativa do meio poroso.

I.1.2 - Meios Porosos

Baijal (1982) define meio poroso como um corpo sólido que contém vazios ou poros, que são interconectados ou não, e dispersos de forma aleatória ou em uma geometria ordenada.

Quando o espaço poroso não forma canais de fluxo, o meio poroso é chamado de impermeável. Quando a maioria dos poros são interconectados, dizemos que ele é permeável, estando portanto o grau de permeabilidade do meio diretamente relacionado a esses poros ligados entre si.

O meio poroso também pode ser classificado como consolidado ou não consolidado. No primeiro, a parte sólida é fixa e separável em partes apenas através de fraturas. O segundo é formado por partículas justapostas e não coladas umas às outras, o que torna fácil a separação dessas partículas e a descaracterização do meio.

Sempre houve interesse em definir o meio poroso através de propriedades estruturais médias que possam ser relacionadas com as propriedades do fluxo. Isso pode ser feito em dois níveis, como podemos observar nas seções seguintes:

- modelagem do meio poroso.
- definição de variáveis geométricas do meio.

I.1.2.1 - Modelagem do Meio poroso

A associação do meio poroso com uma estrutura mais simples facilita seu estudo, apesar de apresentar limitações devidas ao grau de similaridade entre a realidade e o modelo proposto estar sempre aquém do desejado. Entre os inúmeros modelos propostos, podemos destacar três tipos principais, dos quais se derivaram a maioria deles:

a) Modelo Capilar

A primeira utilização desse modelo talvez seja a encontrada em Bird et al. (1960). O meio poroso é modelado como um feixe de capilares tortuosos, com seção circular constante. Apesar da associação bastante simplista, tal modelo tem encontrado muita utilização, com sucesso razoável na predição de resultados.

b) Modelo Convergente-Divergente

Esse modelo tenta se aproximar mais da realidade que o modelo capilar, comparando o meio poroso a uma série de canais, com inúmeras seções convergentes-divergentes, em forma de troncos de cones cilíndricos, que se juntam alternadamente na base menor e na base maior, como mostra a figura I.1.

Marshall e Metzner (1967) propuseram esse modelo para avaliar os efeitos da passagem por constrições, que devem sofrer os fluidos escoando em meios porosos.

Wissler (1971), visando fazer um desenvolvimento analítico das equações de movimento para esse tipo de escoamento, propôs um modelo de placas paralelas, convergentes-divergentes, simplificando o modelo de Marshall e Metzner.

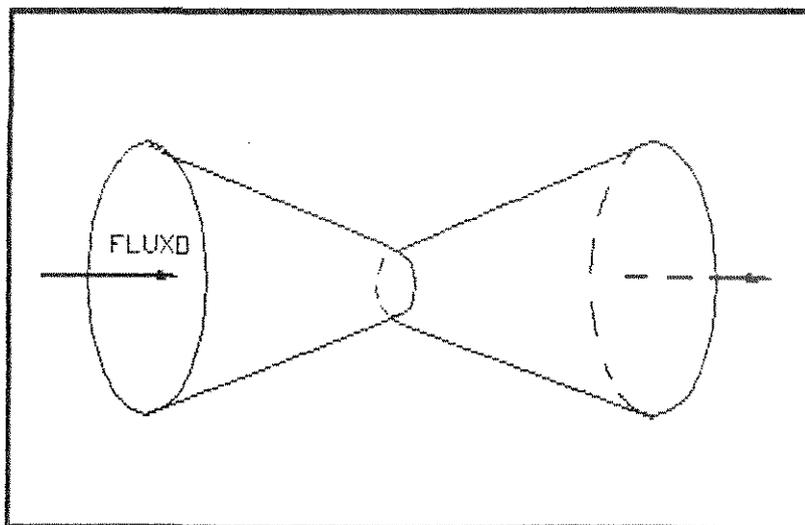


Figura I.1 - Modelo Convergente-Divergente

c) Modelos em Cadeia

Como o modelo convergente-divergente ainda está distante da realidade, foram propostos modelos que sugerem a aproximação do meio poroso por canais em cadeia, que se entrecruzam e possuem ramificações. Um desses modelos foi proposto por Fatt, em trabalho de 1956, que considera os pontos de intercruzamento de canais como nós de tamanho e forma definidos. Dullien (1975) definiu um modelo unidimensional em cadeia, que consiste de capilares contendo segmentos de diferentes seções transversais.

Conforme cresce a identificação com a realidade física, os modelos tornam-se mais difíceis de serem descritos matematicamente e, conseqüentemente, menor tem sido sua utilização no estudo do fenômeno em questão.

I.1.2.2 - Propriedades Geométricas do Meio Poroso

a) Porosidade (ϵ)

O parâmetro mais comum usado na descrição de uma matriz porosa é chamado de porosidade e definido pela expressão abaixo:

$$\epsilon = \frac{\text{volume de vazios do meio}}{\text{volume total do meio}} \quad (I.3)$$

Quando se tem em vista o estudo de escoamentos através do meio, deve-se considerar apenas o volume efetivo de poros, isto é, o volume dos poros que estão conectados a outros e permitem a passagem de fluidos, ignorando assim os poros isolados ou os que dão origem a canais com finais mortos.

Conforme Greenkorn (1983), a estrutura dos poros, e assim a porosidade, para meios não-consolidados, depende da forma das partículas, da distribuição de seus tamanhos e da maneira na qual

estão empacotadas.

Foi observado que, para partículas esféricas de igual tamanho, existem dois casos extremos em relação ao valor da porosidade: o empacotamento romboédrico, que permite o cálculo da porosidade, fornecendo $\epsilon = 0,2595$ e o empacotamento cúbico, que fornece $\epsilon = 0.4764$. Podemos concluir que para qualquer outro tipo de empacotamento o valor da porosidade deve estar situado na estreita faixa definida acima.

Outros trabalhos, como os de Mayer e Stowe (1965) e de Haughey e Beveridge (1969), estipularam modelos para se calcular ou determinaram valores para as porosidades em diferentes casos. A Tabela I.1, abaixo, resume os valores obtidos por Haughey e Beveridge para empacotamentos rândomicos.

Tabela I.1 - Porosidade em função da forma de empacotamento

maneira de empacotar	ϵ
esferas de tamanhos diferentes	0,32-0,35
esferas despejadas com leito vibrando	0.36
esferas despejadas continuamente	0.38
esferas rolando sobre plano, colocadas uma a uma	0.42
esferas sedimentadas em leito cheio de líquido	0.44

Em meios porosos não-consolidados, partículas de tamanhos variados originam meios com menor porosidade, pois as partículas menores se encaixam nos vazios formados pelas partículas maiores, conforme nos mostra a figura I.2, adaptada do trabalho de Bear (1974).

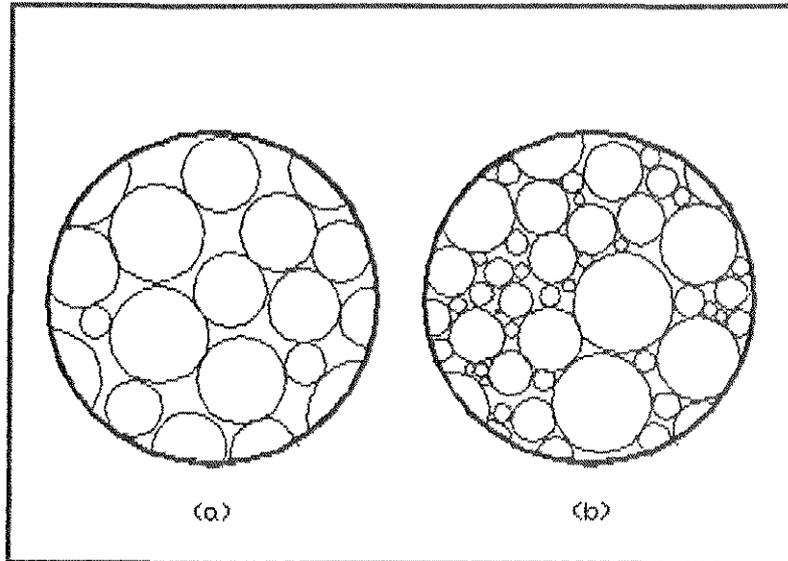


Figura I.2 - a) partículas com tamanho homogêneo
- b) partículas de tamanhos diferentes

b) Tortuosidade (t)

Está relacionada com o modelo escolhido para caracterizar o meio poroso. Representa uma relação entre o comprimento dos canais tortuosos ideais que constituem o meio (L_e), e o comprimento total desse meio (L), indicando quão sinuosos são tais canais. Foi introduzida pela primeira vez por Carman (1937), na forma apresentada na equação (I.4), abaixo:

$$t = \left(\frac{L_e}{L} \right)^2 \quad (I.4)$$

Dullien (1979) afirma que o significado físico da tortuosidade está limitado ao caso dos modelos que consideram canais uniformes, paralelos e em série. Conforme se utilizam modelos mais sofisticados para o meio poroso, as expressões analíticas desenvolvidas para esses modelos já devem levar em conta o efeito do aumento do percurso de um fluido escoando por esse meio, em relação ao caminho reto.

Da mesma forma, Durst et al. (1987) argumentam que a necessidade de introdução da tortuosidade como correção do

comprimento advem da excessiva simplificação da geometria do meio poroso apresentada no modelo capilar, que não considera a queda de pressão devida às forças elongacionais sofridas pelo fluido, e apresentam a equação da energia dissipada num fluxo desse tipo, considerando todos os termos.

Outra forma encontrada na literatura de se definir tortuosidade é a representada na equação (I.5), abaixo:

$$t = \frac{L_e}{L} \quad (I.5)$$

Normalmente, tem-se suposto que a tortuosidade não depende do diâmetro da partícula e que seu valor máximo seja $t = 3$ (Haring e Greenkorn, 1970).

c) Permeabilidade (k)

Esse parâmetro determina a capacidade que o meio tem de deixar que um fluido escoe através dele. Ela reflete a condutância do meio. É óbvio se imaginar que exista uma relação entre a permeabilidade e a porosidade, e muitos estudos foram realizados em torno desse tema. Na seção I.1.3 veremos um resumo de tais trabalhos.

I.1.3 - Equações Básicas para Descrição do Escoamento de Fluidos Newtonianos em Meios Porosos

Para se estudar a condutividade de fluidos através de meios porosos, em fluxos de fase única, foram utilizados inúmeros enfoques, entre os quais se destacam:

a) O enfoque empírico, normalmente auxiliado por uma análise

dimensional e por considerações teóricas. Com esse tipo de tratamento, podemos citar o trabalho de Rumpf e Gupte (1971).

b) Modelos que consideram escoamento ao redor de objetos sólidos submersos. Um exemplo dessa visão é o trabalho teórico de Lundgren (1972).

c) Modelos que consideram o fluxo ao longo de canais condutores. Inúmeros são os trabalhos que atacam o problema dessa maneira. A maioria deles considera apenas um componente da velocidade e toma como ponto de partida a equação de Hagen-Poiseuille, equação (I.6), desenvolvida para fluxos em tubulações:

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{16. k_0. \mu. v}{D^2} \quad (I.6)$$

onde k_0 é um fator de forma, indicando a geometria da tubulação. Para tubos cilíndricos: $k_0 = 2$.

Algumas considerações devem ser feitas para poder estender o uso da equação (I.6) para o caso dos meios porosos:

a) Deve existir uma velocidade média $\langle v \rangle$, nos interstícios da matriz porosa que se relacione com q , velocidade superficial do fluido conforme a equação (I.7), abaixo:

$$\langle v \rangle = \frac{q}{\epsilon} \quad (I.7)$$

Essa relação é chamada de suposição de Dupuit-Forcheimer e pode ser obtida de um balanço de massa realizado na entrada do meio poroso.

b) A relação entre o comprimento dos capilares tortuosos e o comprimento do leito poroso é dada pelo fator tortuosidade,

conforme definição da equação (I.5)

c) Para se definir um comprimento característico, relacionado ao diâmetro do capilar, será utilizado o conceito de raio hidráulico, conforme apresentado na expressão (I.8):

$$r_h = \frac{\text{área de escoamento}}{\text{perímetro molhado}} \quad (I.8)$$

É fácil mostrar que, para o caso do meio poroso, pode-se escrever:

$$r_h = \frac{\epsilon}{S} \quad (I.9)$$

onde S é a superfície específica do meio (área superficial/volume total do meio).

Cabe nesse ponto afirmar que, nessas deduções, se supõe que o contato das partículas que constituem o meio ,entre si, seja pontual, o que equivale dizer que a área superficial do meio nada mais é que a soma da área superficial de todas as partículas que o constituem.

S se relaciona com a superfície específica da partícula, Sp, da seguinte forma:

$$S = Sp (1 - \epsilon) \quad (I.10)$$

Para partículas esféricas, é válida a equação (I.11):

$$Sp = \frac{6}{D_p} = \frac{\text{área superficial da partícula}}{\text{volume da partícula}} \quad (I.11)$$

Para partículas de outra geometria, Dp é corrigido por

um fator ϕ , chamado esfericidade, que é dado pela relação estabelecida na equação (I.12).

$$\phi = \frac{\text{área superficial da esfera de mesmo volume que a partícula}}{\text{área superficial da partícula}} \quad (I.12)$$

Sustituindo as equações (I.10) e (I.11) na equação (I.9), obtém-se:

$$r_h = \frac{\epsilon \cdot D_p}{6 \cdot (1 - \epsilon)} \quad (I.13)$$

Em analogia com a prática desenvolvida em Hidráulica, o diâmetro equivalente utilizado para cálculos de escoamento é igual a quatro vezes o raio hidráulico:

$$D_e = 4 \cdot r_h \quad (I.14)$$

Substituindo os conceitos desenvolvidos nos itens a), b) e c) acima na equação de Hagen-Poiseuille, equação (I.5), ficamos com:

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{\frac{\epsilon^3 \cdot D_p^2}{36 \cdot k_o \cdot t \cdot (1 - \epsilon)^2}} \cdot q \quad (I.15)$$

Se compararmos a equação (I.15) com a Lei de Darcy, equação (I.1), chegamos a:

$$k = \frac{\varepsilon^3 \cdot D_p^2}{36 \cdot k_o \cdot t \cdot (1 - \varepsilon)^2} \quad (I.16)$$

que é a expressão da permeabilidade desenvolvida nos trabalhos de Carman de 1937, 1938 e 1956 e de Kozeny de 1927.

Dullien (1979) chama a atenção para que a expressão de Carman-Kozeny é de validade aproximada. No caso de partículas cujas formas se desviam fortemente da forma esférica, leitos com larga distribuição de tamanho de partículas ou meios consolidados, a equação (I.16) deve ser aplicada com grande cautela.

Para efeito de comparação, podemos observar o estudo de Rumpf e Gupte (1971), que apresenta uma revisão de diversos trabalhos que relacionaram a porosidade do meio com sua permeabilidade. Rumpf e Gupte propuseram uma forma geral para a permeabilidade, conforme a equação abaixo:

$$k = \frac{D_p^2}{C_o} f(\varepsilon) \quad (I.17)$$

onde $f(\varepsilon)$ é uma função da porosidade e C_o é um fator de forma.

A Tabela I.2 relaciona as funções obtidas nos trabalhos de diferentes autores, sendo que todos se limitaram a regimes de baixas vazões.

A forma mais usual de se representar a relação entre a queda de pressão e a velocidade de um fluido que escoar ao longo de um meio poroso é através dos adimensionais, definidos por Ergun (1952): fator de atrito e número de Reynolds, ambos modificados de forma a incorporar as características geométricas do meio, representados pelas equações (I.18) e (I.19)

Tabela I.2-Funções da porosidade, para cálculo da permeabilidade.

$1/f(\epsilon)$	autores
$(1-\epsilon)^2/\epsilon^3$	Kozeny (1927), Carman (1937)
$(1-\epsilon)^2/\epsilon$	Zunker (1920)
$[(1-\epsilon)^{1/3}/(\epsilon-0.13)]^2$	Terzaghi (1925)
$69.43-\epsilon$	Hulbert e Feben (1933)
$\epsilon^{-3.3}$	Slichter (1898)
$\epsilon^{-6.0}$	Hatch (1934)
$\epsilon^{-4.0}$	Fehling (1939)
$\epsilon^{-4.1}$	Rose (1945)
$\epsilon^{-1.0}$	Krüger (1918)
$\epsilon^{-5.5}$	Rumpf e Gupte (1971)

$$f' = \frac{\Delta P}{\rho \cdot q^2} \frac{D_p}{L} \frac{\epsilon}{(1-\epsilon)} \quad (I.18)$$

$$Re' = \frac{\rho \cdot q \cdot D_p}{(1-\epsilon) \mu} \quad (I.19)$$

Podemos então representar a equação (I.15) da seguinte forma:

$$f' = \frac{C}{Re'} \quad (I.20)$$

onde $C = 36.ko.t$, é um parâmetro de forma.

Utilizando a definição de Reynolds da equação (I.19), Macdonald et al. (1979) analisaram uma série de dados de outros autores e concluíram que os desvios da Lei de Darcy, ou seja, os desvios da relação linear entre a queda de pressão e a velocidade,

começam a se tornar evidentes na faixa de Re' entre 1 e 10.

A interpretação física desses desvios também gerou certa polêmica. Dullien (1979) cita o trabalho de Happel e Brunner de 1965, que diz que os desvios da Lei de Darcy resultam inicialmente das distorções que ocorrem nas linhas de fluxo, devidas às mudanças de direção do movimento, que são bastante significativas para que as forças inerciais possam ser comparadas às forças viscosas. O mesmo trabalho afirma que a turbulência somente ocorre a números de Reynolds muito mais elevados. Em contraposição o trabalho de Kyle e Perrine (1971) já indica que há considerável evidência da existência de turbulência no meio poroso, em Reynolds próximos aos de início de desvio da relação linear.

O primeiro trabalho quantitativo, na região de não validade da Lei de Darcy, é atribuído a Burke e Plummer que supuseram que para condições de altas vazões o fator de atrito depende apenas da rugosidade do meio e que todos os meios porosos têm características de rugosidade semelhante (Bird et al., 1970). A equação de Burke-Plummer é válida para $Re' > 10^3$ e está representada na equação (I.21).

$$f' = 0,0875 \cdot \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \quad (I.21)$$

Ergun, em seu conhecido trabalho de 1952, considerou os trabalhos de Carman-Kozeny e de Burke-Plummer, propondo uma expressão que cubrisse também a faixa de transição, para $10 < Re' < 10^3$, obtendo:

$$f' = \frac{C}{Re'} + 1,75 \quad (I.22)$$

que para altas vazões, praticamente anula o primeiro termo do lado

direito da equação, se comparado ao segundo termo.

Macdonald et al. (1979) fizeram um trabalho bastante abrangente para testar a equação de Ergun, usando dados experimentais que cobriam meios não consolidados de diversas geometrias, considerando inclusive a rugosidade, e chegaram a:

-para partículas de
baixa rugosidade:

$$f' = \frac{C}{Re'} + 1.8 \quad (I.23)$$

-para partículas de
alta rugosidade:

$$f' = \frac{C}{Re'} + 4.0 \quad (I.24)$$

I.2 - REOLOGIA E FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

Reologia é o estudo da deformação e do escoamento da matéria. Essa é a definição dada por E.C. Bingham ao termo por ele mesmo criado, em 1929.

Vinogradov e Malkin (1980) estenderam a definição de Bingham, dizendo que a reologia cuida da descrição das propriedades mecânicas de vários materiais sob diversas condições de deformação, quando esses materiais podem exibir a habilidade de escoar e acumular deformações recuperáveis, simultaneamente.

Tanner (1985) afirma que a reologia não se enquadra como um sub-ítem da Mecânica Contínua, pois apresenta complementarmente uma preocupação com a microestrutura dos materiais. No trabalho de Tanner, podemos encontrar duas tabelas que podem ser úteis no entendimento da evolução do conhecimento nessa área. A Tabela I.3, abaixo, relaciona os primeiros trabalhos na área.

Tabela I.3 - Estudos iniciais na área de escoamento e deformação de materiais.

ano	autor	objeto de estudo
1676	Robert Hooke	Comportamento elástico
1687	Issac Newton	Lei da viscosidade
1745	Leonhard Euler	Aspectos matemáticos de movimento de fluidos
1820-30	C. L. M. H. Navier A. L. Cauchy S. D. Poisson	Tensões e deformações, iniciando teoria da elasticidade linear
1845	George Stokes	Equações de Navier-Stokes

A tabela I.4, a seguir, relata os princípios básicos da Mecânica Contínua.

Tabela I.4 - Princípios básicos da Mecânica Contínua

- | |
|---|
| 1 - Conservação de massa |
| 2 - Conceito de tensão |
| 3 - Simetria do tensor-tensão |
| 4 - Equações de movimento, englobando tensões |
| 5 - Análise das deformações |
| 6 - Conservação da energia |

Como já foi citado na seção I.1.1, os fluidos que obedecem a Lei da Viscosidade de Newton, isto é, seguem a equação (I.2), têm o comportamento reológico mais simples. O parâmetro μ é uma constante para cada fluido, desde que se tenha condições de temperatura, pressão e composição constantes.

Inúmeros fenômenos reológicos, não explicados através da Lei de Newton, são observados durante o escoamento de fluidos com estruturas complexas, como soluções de macromoléculas, polímeros fundidos e inúmeras suspensões. Bird et al. (1987) citam alguns comportamentos de escoamentos que não são contemplados pela Lei de Newton:

1) Dependência da viscosidade em relação à taxa de deformação.

O comportamento mais comumente observado é o chamado de pseudoplástico, onde a viscosidade do fluido decresce conforme aumenta a taxa de deformação. Pode-se interpretar fisicamente o fenômeno a nível molecular, se analisarmos uma solução de polímeros de alto peso molecular. Com a aumento da taxa de deformação, ocorre um alinhamento das moléculas, que anteriormente estavam mais desordenadas, na direção do fluxo, ocorrendo assim

uma diminuição na resistência ao escoamento.

Um número bem menor de fluidos tem sua viscosidade aumentada quando se aumenta a taxa de deformação. São chamados de dilatantes. A interpretação física, enfocando soluções poliméricas concentradas, diz que quando tais soluções estão em repouso, a quantidade de líquido é apenas suficiente para preencher os vazios entre as moléculas. Quando se inicia um escoamento lento, o fluido lubrifica o movimento de uma partícula sobre a outra, diminuindo as tensões. Quando se atingem taxas de deformação mais altas, o fluido torna-se insuficiente para preencher os vazios entre as moléculas, pois ocorrem quebras na estrutura molecular. A passagem de uma partícula diretamente sobre a outra causa um grande aumento nas tensões, provocando um aumento da viscosidade.

Para determinados tipos de fluidos, o escoamento ocorre apenas quando se ultrapassa uma tensão inicial. Tais fluidos são chamados de Plásticos de Bingham ou fluidos com tensão residual. Alguns autores tem contestado a existência da tensão residual, afirmando que todo material sob tensão escoará desde que se espere o tempo suficiente. A explicação física, a nível molecular, é que um fluido que possui uma estrutura tridimensional bastante rígida tem essa estrutura quebrada quando se atingem valores de tensão superiores a um valor fixo para cada substância.

2) Efeitos das tensões normais

As tensões normais que agem sobre um elemento cúbico de fluido (ver figura I.3), não são levadas em conta pela Lei de Newton. Quando essas tensões estão presentes no processo, e são significativas, elas podem causar grandes desvios do comportamento linear. Em termos de estrutura química, tais tensões podem ser explicadas através do esticamento das moléculas que, em soluções poliméricas, podem se comportar como pequenos pedaços de borracha.

São definidas duas funções das tensões normais:

$$N_1 = \tau_{11} - \tau_{22} \quad (I.25)$$

$$N_2 = \tau_{22} - \tau_{33} \quad (I.26)$$

sendo 1 a direção em que o fluido escoia e 2 a direção onde se observa a variação na velocidade do fluido. Normalmente encontra-se em escoamentos de soluções poliméricas que $N_1 < 0$, $N_2 > 0$ e $|N_1| > |N_2|$.

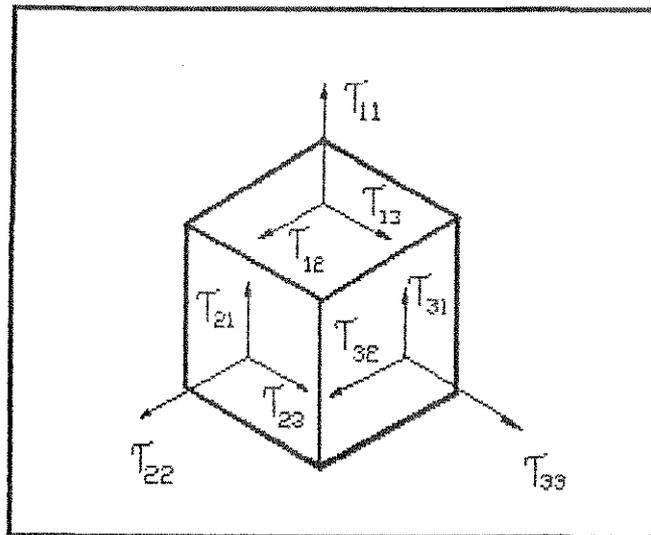


Figura I.3 - Tensões em um elemento de fluido

3) Respostas transientes em fluxos cisalhantes não estacionários, com movimentos oscilatórios, etc.

Neste ponto, podemos acrescentar ainda que, quando em solução, muitos polímeros podem assumir diferentes configurações devido a possibilidade de ocorrer rotação da molécula nas ligações químicas ou então movimentos causados por diferenças de temperatura ou por aplicação de tensões. Essas mudanças podem ocorrer em uma pequena parte da molécula ou ao longo de toda a estrutura. Essas diversas possibilidades acarretam na existência

de um espectro de constantes de tempo, ligado às velocidades com que acontecem essas alterações nas configurações. Essas são as chamadas constantes de tempo do fluido.

I.2.1 - Equações reológicas de estado

Para definir o escoamento de fluidos não-newtonianos deve-se utilizar uma equação constitutiva, também chamada equação reológica de estado, que contemple os efeitos mencionados acima. As quatro maneiras principais para se obter essas equações serão citadas nas próximas seções (I.2.1.1 a I.2.1.3), sendo mais desenvolvida a explicação de cada uma conforme maior for sua utilização neste trabalho.

I.2.1.1 - Generalização da Lei de Newton

Nesse caso, o enfoque dado é completamente empírico. Partindo da equação (I.2), que representa a Lei de Newton, propõe-se uma nova forma para a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação, introduzida a seguir:

$$\tau_{xy} = - \eta \frac{dv_x}{dy} \quad (I.27)$$

onde η é chamada de função viscosidade, viscosidade aparente ou simplesmente viscosidade e depende da taxa de deformação sofrida pelo fluido.

Quando se mede a tensão de cisalhamento para uma larga faixa de taxa de deformação, para a maioria das soluções poliméricas, obtém-se o comportamento representado na figura I.4, abaixo:

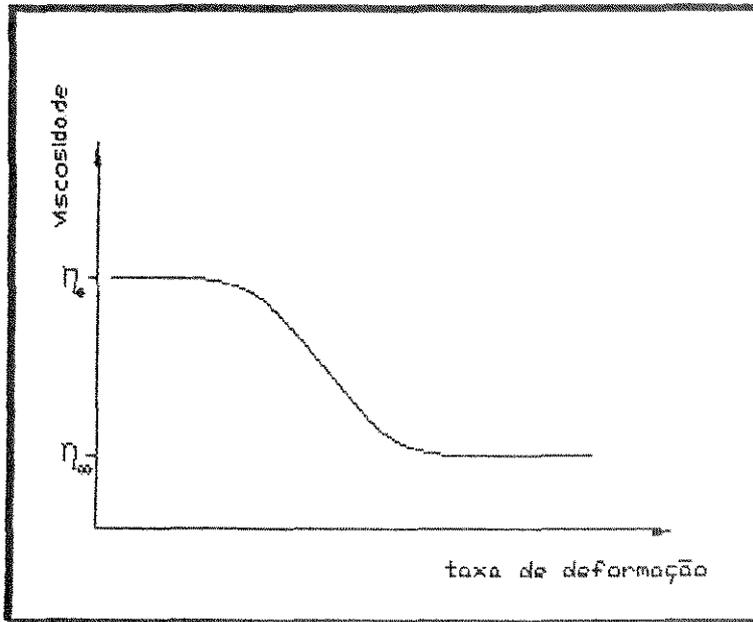


Figura I.4 - Viscosidade em função da taxa de deformação

Pode-se observar que para taxas de deformação bastante baixas ou bastante altas, observa-se um comportamento newtoniano, isto é, tem-se η constante. Costuma-se chamar de η_0 o valor da viscosidade quando a taxa de deformação tende para zero e de η_∞ quando a mesma tende para infinito. A região intermediária recebe o nome de região Power-Law.

Inúmeros são os modelos experimentais propostos para definir a relação entre η e $\dot{\gamma}$, entre os quais podemos citar:

I.2.1.1.1 - Modelo de Ostwald - de Waele

Também chamado de Power-Law, foi proposto por de Waele e Ostwald em trabalhos de 1923 e 1925, respectivamente. Possui dois parâmetros experimentais e está apresentado na equação (I.28).

$$\eta = K \cdot \dot{\gamma}^{n-1}$$

(I.28)

K é chamado de índice de consistência, pois indica quão "viscoso" é o fluido. n é o índice de comportamento, indicando o quanto o fluido se afasta do comportamento newtoniano.

O modelo de Ostwald-de Waele falha na predição do comportamento constante de η à altas e baixas taxas de deformação e pode representar tanto o comportamento pseudoplástico ($n < 1$), como o dilatante ($n > 1$). Para $n=1$, o modelo se reduz à Lei de Newton.

A equação reológica de estado de Ostwald-de Waele tem sido largamente utilizada em trabalhos com fluidos não-newtonianos, devido à sua grande simplicidade.

I.2.1.1.2 - Modelo de Ellis

O modelo de Ellis possui três parâmetros experimentais e está representado na equação (I.28).

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_0} \left[1 + \left| \frac{\tau_{xy}}{\tau_{1/2}} \right|^{\alpha-1} \right] \quad (I.29)$$

onde η_0 representa a viscosidade limite para $\dot{\gamma} \rightarrow 0$, e $\tau_{1/2}$ indica o valor da tensão de cisalhamento no ponto em que a viscosidade se reduziu à metade de η_0 .

Se $\alpha > 1$, o modelo se aproxima da Lei de Newton para baixos τ_{xy} . Se $\alpha < 1$, a Lei de Newton é aproximada para altos τ_{xy} . Se $\alpha = 1$, o modelo de Ellis representa o comportamento de fluidos newtonianos.

Esse modelo também apresenta a possibilidade de se definir um tempo característico para o fluido, conforme apresentado na equação (I.30).

$$\lambda = \frac{\eta_0}{\tau_{1/2}} \quad (I.30)$$

I.2.1.1.3 - Modelo de Carreau

Esse modelo possui quatro parâmetros e cobre tanto as regiões de η constante, como a região Power-Law. A equação (I.31) representa a proposta de Carreau, que foi apresentada em 1968.

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \left[1 + (\lambda \cdot \dot{\gamma})^2 \right]^{(n-1)/2} \quad (I.31)$$

Nessa expressão η_0 e η_∞ representam as viscosidades para $\dot{\gamma} \rightarrow 0$ e $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$, respectivamente. λ é uma constante de tempo e n é o expoente que descreve a inclinação de $(\eta - \eta_\infty) / (\eta_0 - \eta_\infty)$ na região Power-Law.

Yatsuda, em 1981, definiu um adimensional a que foi introduzido no modelo de Carreau, obtendo uma formulação mais geral:

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \left[1 + (\lambda \cdot \dot{\gamma})^a \right]^{(n-1)/a} \quad (I.32)$$

onde a descreve a região de transição entre a região newtoniana inicial e a região Power-Law.

I.2.1.1.4 - Modelo de Bingham

O modelo de Bingham possui dois parâmetros e ajusta bem os dados reológicos de fluidos que apresentam tensão residual, que, uma vez vencida, permite o escoamento conforme descrito pela Lei de Newton. As equações (I.33a) e (I.33b) definem o modelo, para as condições determinadas.

$$\tau_{xy} = -\mu_0 \dot{\gamma} + \tau_0 \quad \text{para } \tau_{xy} > \tau_0 \quad (I.33a)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{para } \tau_{xy} < \tau_0 \quad (I.33b)$$

τ_0 representa a tensão residual e μ_0 está relacionado à viscosidade newtoniana de escoamento. Esses dois parâmetros combinados, também podem oferecer a definição de um tempo característico para o fluido, definido abaixo:

$$\lambda = \frac{\mu_0}{\tau_0} \quad (I.34)$$

I.2.1.1.5 - Modelo de Herschel-Bulkley

Herschel e Bulkley, em trabalho de 1926, propuseram duas formas de ajuste para dados de τ e $\dot{\gamma}$, uma com três e outra com quatro parâmetros empíricos. A forma com três parâmetros tem sido mais utilizada devido à maior simplicidade de tratamento matemático que proporciona. Nesse caso é feita uma combinação do modelo de Bingham com o modelo de Ostwald-de Waele, o que equivale a dizer que, uma vez ultrapassada a tensão residual, o fluido escoar com comportamento Power-Law. Tal tipo de escoamento está

representado nas equações (I.35a) e (I.35b).

As constantes H e m são análogas às K e n do modelo de Ostwald-de Waele e τ_0 representa a tensão residual

$$\tau_{xy} = -H \dot{\gamma}^m + \tau_0 \quad \text{para } \tau_{xy} > \tau_0 \quad (I.35a)$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{para } \tau_{xy} < \tau_0 \quad (I.35b)$$

Outros modelos reológicos podem ser encontrados na literatura. Para maiores detalhes ver Skelland (1967), Tanner (1985), Bird et al. (1987) e Govier e Aziz (1972)

A figura I.5 traz a representação da dependência entre $\dot{\gamma}$ e τ para alguns dos modelos supracitados.

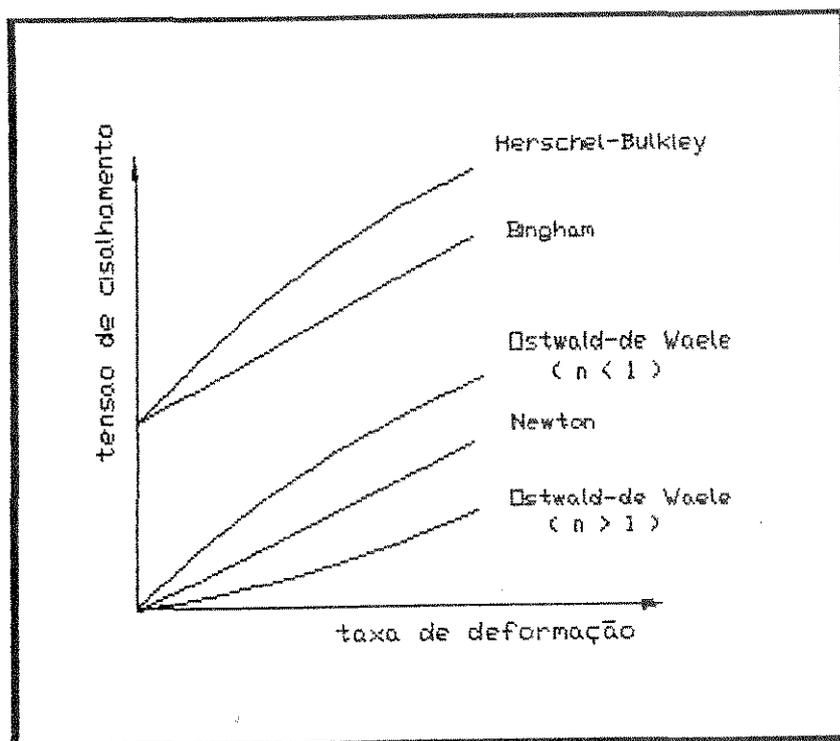


Figura I.5 - Representação de modelos reológicos

É válido reafirmar que todos esses modelos reológicos foram obtidos empiricamente, portanto deve-se ter cautela ao interpretar o significado físico dos parâmetros de ajuste.

Cabe nesse ponto também ressaltar que o uso de tais modelos deve se restringir aos fluxos com deformação em estado estacionário.

1.2.1.2 - Modelos Viscoelásticos Lineares

Também partindo do empirismo, foram propostas equações constitutivas que levam em conta as respostas não-estacionárias dos fluidos com elasticidade às tensões a que são submetidos. Essas equações são válidas para escoamento com gradientes de deslocamento muito pequenos.

Uma revisão da história do estudo da elasticidade é apresentada por Joseph (1985).

1.2.1.2.1 - O Modelo de Maxwell

Maxwell combinou duas leis básicas da Mecânica Contínua para desenvolver uma teoria que abrangesse os aspectos viscosos e elásticos dos materiais.

A Lei de Hooke, para sólidos deformáveis, dá a seguinte relação entre a tensão de cisalhamento e a deformação infinitesimal γ sofrida sob essa tensão:

$$\tau_{xy} = - G \gamma_{xy}(t_0, t) \quad (I.36)$$

onde G é chamado módulo elástico, t_0 é o tempo de início da deformação e t é o tempo presente da ação. Observa-se que, enquanto para o fluido newtoniano a taxa de deformação depende apenas do tempo presente, a deformação de um sólido hookeano depende também do tempo em que se iniciou a deformação.

Como é válida a seguinte relação entre a taxa de deformação $\dot{\gamma}$ e a deformação infinitesimal γ :

$$\dot{\gamma}_{xy}(t) = \frac{\partial}{\partial t} \gamma(t_0, t) \quad (I.37)$$

Maxwell escreveu que:

$$\tau_{xy} + \frac{\mu}{G} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial t} = - \mu \dot{\gamma}_{xy} \quad (I.38)$$

criando então um modelo para um fluido elástico, em forma de mola-pistão em série, como o representado na Figura I.6.

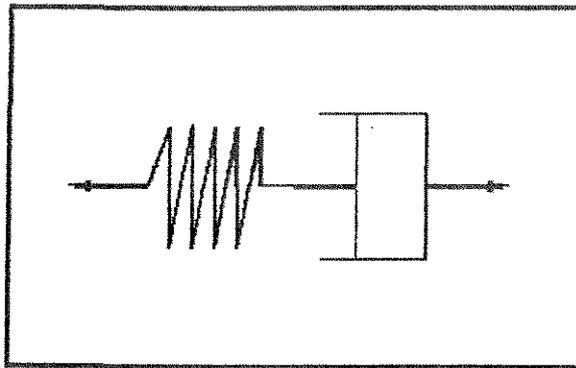


Figura I.6 - Modelo Mola-Pistão de Maxwell

Pode-se definir ainda que:

$$\lambda = \frac{\mu}{G} \quad (I.39)$$

onde λ é chamado de tempo de relaxação.

O modelo de Maxwell pode ser generalizado quando se supõe que um fluido possui todo um espectro de tempos de relaxação e viscosidades. Considera-se então a tensão de cisalhamento total como se fosse a soma de diversas tensões parciais, conforme é mostrado abaixo:

$$\tau(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \tau_k(t) \quad (\text{I.40})$$

$$\tau_k + \lambda_k \frac{\partial}{\partial t} \tau_k = - \eta_k \dot{\gamma} \quad (\text{I.41})$$

Podem-se colocar essas equações na forma integrada, obtendo-se:

$$\tau(t) = - \int_{-\infty}^t \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\eta_k}{\lambda_k} e^{-(t-t')/\lambda_k} \right] \dot{\gamma}(t') dt' \quad (\text{I.42})$$

$$\tau(t) = + \int_{-\infty}^t \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\eta_k}{\lambda_k^2} e^{-(t-t')/\lambda_k} \right] \gamma(t, t') dt' \quad (\text{I.43})$$

Podemos dizer que todas as equações constitutivas viscoelásticas lineares podem ser representadas pela fórmula geral escrita abaixo:

$$\tau = - \int_{-\infty}^t G(t-t') \dot{\gamma}(t') dt' \quad (\text{I.43})$$

$$\tau = - \int_{-\infty}^t M(t-t') \gamma(t, t') dt' \quad (\text{I.44})^*$$

onde se definem dois importantes parâmetros reológicos: o módulo de relaxação $G(t-t')$ e a função memória $M(t-t')$, que são dependentes exclusivamente da natureza do fluxo.

I.2.1.3 - Equações constitutivas viscoelásticas não-lineares

Se aplicarmos as equações viscoelásticas lineares a determinadas situações físicas, poderemos encontrar uma dependência entre a tensão de cisalhamento e a velocidade angular externa a que o fluido está submetido (ver Bird et al., 1987)

I.2.1.3.1 - Admissibilidade de Equações Constitutivas

Conforme Oldroyd (1984), uma equação constitutiva, para ser admissível não deve depender de:

- a) qualquer eixo de referência.
- b) posição no espaço, movimento de translação ou rotacional de qualquer elemento do fluido.
- c) tensão e deformação de elementos de fluido vizinhos ao elemento analisado.

Para isso, tornou-se necessário descrever as quantidades que apareçam nas equações constitutivas tomando como base eixos de coordenadas que possibilitem as independências acima citadas.

São dois os principais sistemas de coordenadas definidas usados para esse fim:

1) Coordenadas co-deformacionais ou convectivas

Nesse sistema existe um conjunto de eixos que estão submersos no fluido e se deformam com ele, de forma que uma partícula qualquer do fluido tenha, durante todo o tempo, uma definição espacial através de valores de coordenadas que não se alteram.

2) Coordenadas co-rotacionais

Nesse caso, é definido um conjunto de eixo de coordenadas cartesianas, centrado em uma partícula do fluido. Tal conjunto se deslocará, em movimento de translação, juntamente com essa

partícula. Simultaneamente, os eixos terão movimento de rotação com velocidade angular igual à velocidade angular da partícula.

Em ambos os casos, existe a necessidade de estabelecer um eixo de coordenadas cartesianas fixo, que coincidirá com os eixos móveis, em algum ponto do tempo durante o processo.

Bird et al. (1974) atribuem à influência do trabalho de Oldroyd de 1950, a maior utilização das coordenadas co-deformacionais nos trabalhos posteriores na área.

1.2.1.3.2 - Tipos de Equações Viscoelásticas Não-Lineares

Com a definição dos sistemas de coordenadas descritos acima, tornou-se possível definir tensores de deformação e tensores de taxa de deformação, de forma a se obter equações constitutivas que obedecessem aos princípios de admissibilidade. Essas equações foram obtidas de quatro formas principais:

1) Expansão com movimento retardado

Através da expansão do tensor tensão em uma série de Taylor, partindo da definição de fluido newtoniano e introduzindo tensores de taxa de deformação de ordens mais altas. Pode-se observar tal tipo de desenvolvimento nos trabalhos de Prud'homme e Bird (1978), Griffiths e Walters (1970) e Trogon e Joseph (1982), entre outros.

2) Equações constitutivas diferenciais

Foi realizada uma modificação nas equações viscoelásticas lineares, trocando as derivadas em relação ao tempo por derivadas ligadas ao sistema convectivo de coordenadas. Foram feitas também alterações de forma a se obter uma melhor concordância física entre o fenômeno em estudo e as funções reológicas propostas. Entre os trabalhos que dão esse tipo de tratamento aos problemas reológicos mais complexos, podemos identificar os de Geisekus (1982), Leonov (1976), etc.

3) Equações constitutivas com integração única

Também partem das equações viscoelásticas lineares, estendendo sua aplicação para deslocamentos maiores (finitos), através da definição de funções de deformação finitas $\gamma_{(t_0)}$, que dependem da posição, do tempo presente t e da história de deformação do fluido, representada por t' , tempo anterior ao tempo presente. Essas funções são encontradas em Bird et al. (1987). O emprego de tais funções gera equações constitutivas onde aparece uma única integração. Pode-se verificar esse tipo de equação nos trabalhos de Bernstein et al. (1963) e Higashitani e Pritchard (1972).

4) Expansões integrais em relação à memória

É o tipo de equação constitutiva mais geral. São alcançadas através da postulação de que o tensor tensão é função da posição da partícula de fluido enfocada e do tempo presente t . Assim faz-se a expansão da definição integral do tensor tensão, baseada na função memória ou no módulo de relaxação, como uma série de Fréchet.

Goddard (1967) apresentou uma expansão desse tipo, em termos do tensor taxa de deformação definido em relação às coordenadas co-rotacionais, mostrada abaixo:

$$\begin{aligned} \tau(r, t) = & - \int_{-\infty}^t G_I(t-t') \dot{\Gamma}' dt' \\ & - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t G_{II}(t-t', t-t'') \dot{\Gamma}' dt' (\dot{\Gamma}'' \cdot \dot{\Gamma}' + \dot{\Gamma}' \cdot \dot{\Gamma}'') dt'' dt' \\ & - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t (2G_{III}(t-t', t-t'', t-t''')) \dot{\Gamma}' \dot{\Gamma}'' : \dot{\Gamma}''' \\ & + G_{IV}(t-t', t-t'', t-t''') [\dot{\Gamma}'' \cdot \dot{\Gamma}''' + \dot{\Gamma}''' \cdot \dot{\Gamma}'' + \dot{\Gamma}''' \cdot \dot{\Gamma}''' + \dot{\Gamma}''' \cdot \dot{\Gamma}'''] dt''' dt'' dt' \\ & + \dots \end{aligned} \tag{I.45}$$

onde $\dot{\Gamma}$ é o tensor taxa de deformação no sistema de coordenadas citado. O primeiro termo da equação acima é chamado de modelo reológico de Goddard-Miller.

Tanto M_I, M_{II}, \dots , como G_I, G_{II}, \dots são funções matemáticas de Kernel.

Essa equação pode ser reduzida à qualquer das equações citadas nos itens anteriores.

A figura I.7 indica qual é o inter-relacionamento existente entre as diversas formas de equações constitutivas citadas.

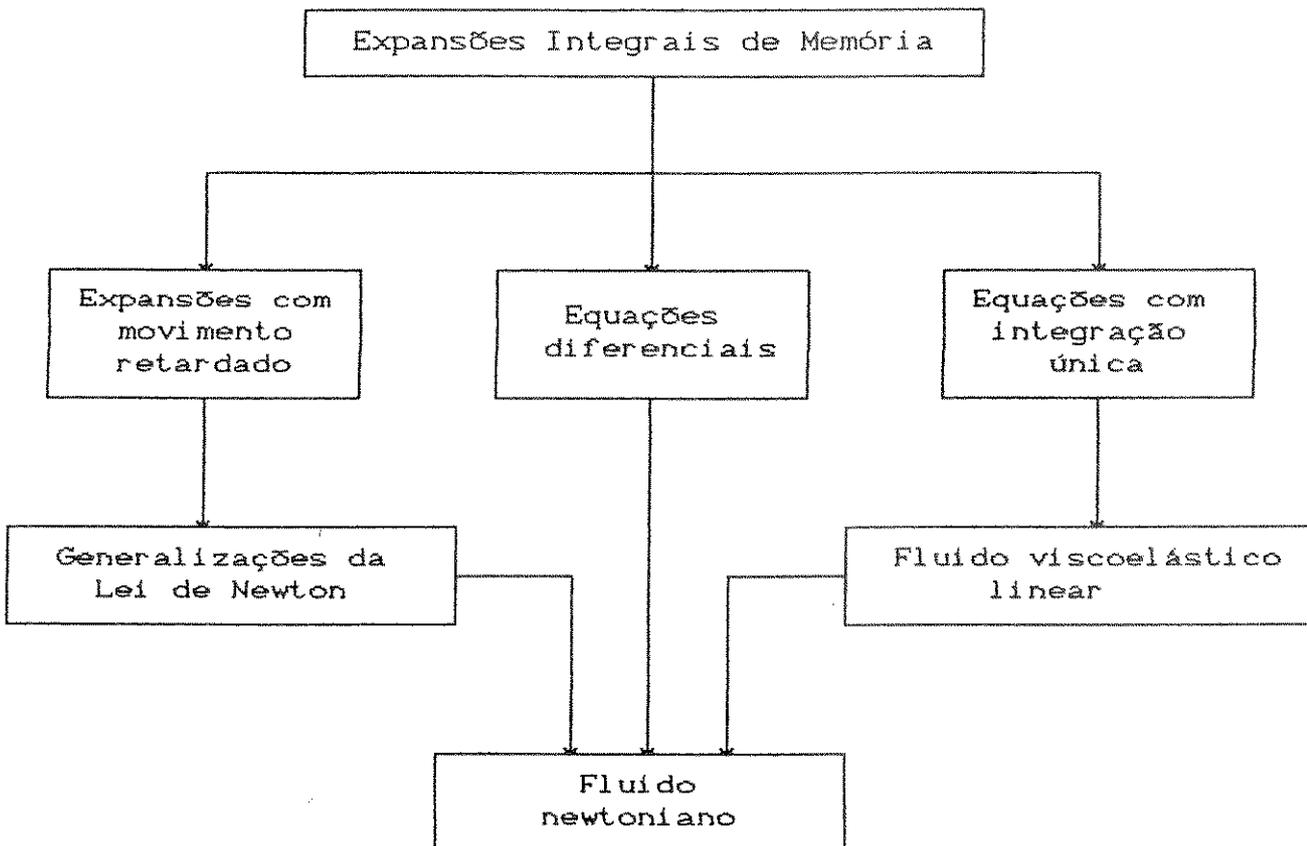


Figura I.7 - Relações entre os tipos de equações reológicas

I.2.2 - Medidas Reológicas

Vários tipos de aparelhos podem ser utilizados para se medir a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação de um fluido que escoar, possibilitando que se estabeleça uma relação entre elas. Podemos identificar duas classes principais desses aparelhos:

- viscosímetros capilares.
- viscosímetros rotacionais.

I.2.2.1 - Viscosímetros Capilares

Segundo Van Wazer et al. (1963), as primeiras tentativas de se medir propriedades de fluxo estão ligadas aos princípios da viscosimetria capilar.

Nesse método, faz-se com que o fluido a ser analisado escoe por um tubo cilíndrico, bastante estreito, onde se medem a queda de pressão em um dado comprimento do tubo, a vazão volumétrica do fluido e as dimensões do tubo.

Através de um balanço de forças num elemento cilíndrico de fluido, se obtém que a tensão de cisalhamento se relaciona com a queda de pressão da seguinte forma:

$$\tau = \frac{\Delta P r}{2 L} \quad (I.46)$$

onde r é a distância radial do centro do capilar ao ponto onde se verifica a tensão. A taxa de deformação $\dot{\gamma}$ é função da tensão de cisalhamento e portanto, pode-se escrever que:

$$\dot{\gamma} = f(\tau) = - \frac{dv}{dr} \quad (I.47)$$

Então, pode-se obter que a taxa de deformação na parede do capilar é dada por:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} (4Q/\pi R^3) + \frac{1}{4} (4Q/\pi R^3) \left([d \log(4Q/\pi R^3)] / d \log(\Delta PR/2L) \right)$$

(I.48)

onde Q é a vazão volumétrica e R é o raio do capilar.

Para se chegar à equação (I.48), devem-se observar as seguintes condições:

- a) fluxo estacionário.
- b) o único componente da velocidade considerado é o axial.
- c) a velocidade é função apenas da distância ao centro do capilar.
- d) o fluido não escorrega pela parede do capilar, isto é, se $r=R$, então $v=0$.

Entre os efeitos não contemplados pela viscometria capilar, e portanto com possibilidade de causarem erros, podemos citar: a elasticidade do fluido, as perdas por energia cinética, os efeitos de entrada e saída, o efeito de parede, etc.

I.2.2.2 - Viscosímetros Rotacionais

Foi Couette em 1890, quem montou e obteve dados no primeiro viscosímetro rotacional. A teoria desses experimentos nasceu mediante a observação de que um corpo submerso e girando em um fluido sofre a ação de uma força que retarda seu movimento.

Para se obter a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação de um fluido, contido no espaço anular entre dois cilindros, sendo que um deles gira a uma velocidade angular fixa Ω ou ambos giram, sendo que a diferença da velocidade angular

entre eles é Ω , devem-se fazer as seguintes considerações:

a) a tensão de cisalhamento é função do torque provocado pela força aplicada para manter o movimento de rotação.

b) a taxa de deformação varia radialmente no espaço anular, de forma linear ou não, e a suposição de um valor médio acarreta em erros consideráveis, a não ser que a distância entre os cilindros seja muito pequena.

O tipo de aparelho descrito acima recebe o nome de viscosímetro de cilindros coaxiais, que juntamente com o viscosímetro de cone-e-prato constituem os equipamentos mais usados na viscometria rotacional. Considerando a figura I.8, podemos descrever a relação entre o torque T e a tensão de cisalhamento na parede do cilindro interno, que chamaremos de rotor, como:

$$\tau = \frac{T}{2 \pi R_r h} \quad (I.49)$$

Para alcançarmos uma relação entre a velocidade angular do cilindro central e a taxa de deformação, devemos primeiramente obter uma relação entre a velocidade angular ω e a velocidade linear v com que um determinado ponto, a uma distância r do centro do cilindro interno, gira.

É válido afirmar que em tal ponto:

$$v = r \cdot \omega \quad (I.50)$$

A uma distância infinitesimal dr em relação a r :

$$v = (r+dr) (\omega+d\omega) = r\omega + \omega dr + r d\omega + (dr) (d\omega) \quad (I.51)$$

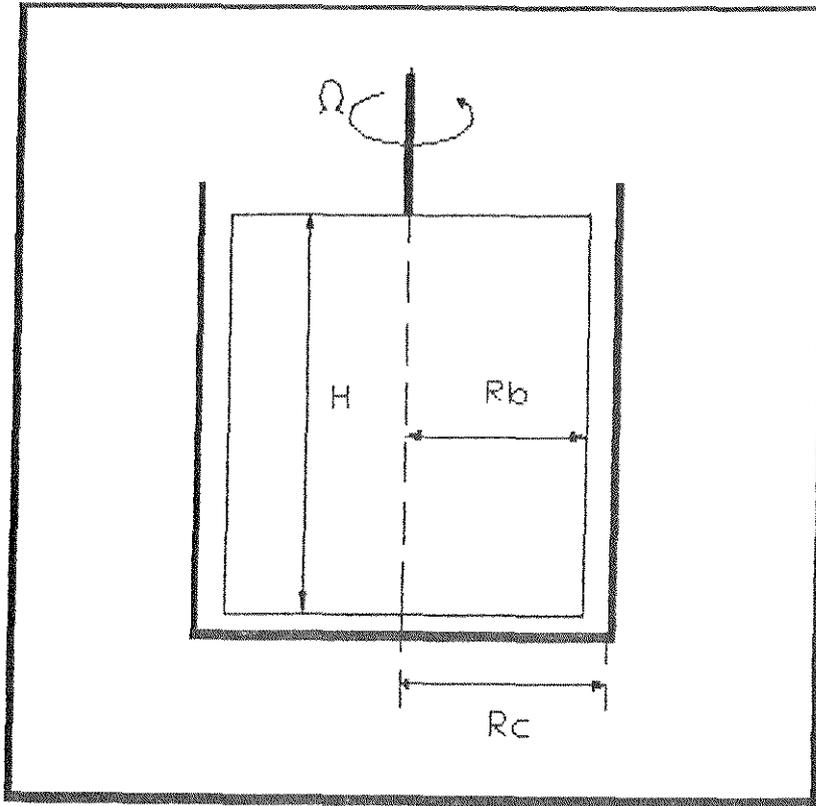


Figura I.8 - Viscosímetro de cilindros coaxiais

Como $(dr) \ll (dw)$ é muito pequeno, podemos dizer que o aumento da velocidade ao se passar de r a $r+dr$ é:

$$dv = \omega dr + r d\omega \quad (I.52)$$

e portanto:

$$\frac{dv}{dr} = \omega + r \frac{d\omega}{dr} \quad (I.53)$$

Como ω é a velocidade angular do fluido quando não consideramos o cisalhamento, o segundo termo $(r \cdot d\omega/dr)$ é o termo devido ao cisalhamento. Podemos escrever que:

$$- r \frac{d\omega}{dr} = f(\tau) = \dot{\gamma}(\tau) \quad (I.54)$$

Uma vez atingida essa relação, consideraremos regime estacionário e torque constante. Da derivação da expressão (I.49), podemos obter:

$$\frac{dr}{r} = - \frac{d\tau}{2\tau} \quad (I.55)$$

Combinando (I.54) e (I.55), chegamos a:

$$d\omega = \frac{1}{2} \dot{\gamma}(\tau) \frac{d\tau}{\tau} \quad (I.56)$$

A integração da expressão (I.56) de τ_r , no rotor, a τ_c , na parede interna do cilindro externo, nos dá:

$$\Omega = \frac{1}{2} \int_{\tau_r}^{\tau_c} \dot{\gamma}(\tau) \frac{d\tau}{\tau} \quad (I.57)$$

A equação (I.57) foi apresentada no trabalho de Krieger e Elrod (1953), sendo que todo o desenvolvimento acima pode ser encontrado no trabalho de Van Wazer et al. (1963).

Yang e Krieger (1978) fizeram uma comparação entre os diversos métodos propostos para solução da equação (I.57) e apresentaram $\dot{\gamma}(\tau_c)$ como uma série, que tem a forma abaixo:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}(\tau_c) = \dot{\gamma}_1(\tau_c) & \left(1 + N^{-2} N^{(1)} f_1(\tau) + N^{-3} N^{(2)} f_2(\tau) + \right. \\ & \left. + N^{-4} [3 (N^{(1)})^2 + N^{(3)}] f_3(\tau) + \dots \right) \quad (I.58) \end{aligned}$$

onde: - $N = d \log \Omega / d \log \tau_c$

- $\dot{\gamma}_1(\tau_c) = 2 N \Omega / (1 - R_r^N / R_c^N)$, chamada expressão de Power-Law.

- $N^{(1)}, N^{(2)}, N^{(3)}, N^{(4)}$ são derivadas de N em relação a $\log \tau_c$, de 1^a, 2^a, 3^a e 4^a ordem.

- $t = - N \ln R_r^2 / R_c^2$

- $f_1(t), f_2(t), f_3(t)$ são funções exponenciais que definem a série.

Os três critérios de truncamento da série apresentados pelos autores supracitados são:

- retenção apenas da primeira correção, termo com $f_1(t)$.
- retenção de todos os termos em $N^{(1)}$.
- retenção de todos os termos em $N^{(1)}$ e $N^{(2)}$.

Levando em conta o terceiro critério, podemos reescrever a equação (I.58) da seguinte forma:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_1(\tau_c) [1 + N^{-2} N^{(1)} f_1(t) + 3N^{-4} (N^{(1)})^2 f_3(t) + N^{-3} N^{(2)} f_2(t)]$$

(I.59)

Entre outros tipos de viscosímetros podemos citar o de queda de esferas, que se baseia na Lei de Stokes, o de fluxo transversal, etc.

I.2.2.3 - Medida das Tensões Normais

Para um escoamento cisalhante, analogamente às relações entre a taxa de deformação e a tensão de cisalhamento, foram desenvolvidas expressões que relacionam as funções das tensões normais N_1 e N_2 , apresentadas nas equações (I.25) e (I.26), com a taxa de deformação. Essas expressões estão apresentadas nas

equações (I.60) e (I.61), a seguir:

$$N_1 = -\theta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma}^2 \quad (I.60)$$

$$N_2 = -\beta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma}^2 \quad (I.61)$$

onde θ e β são chamadas respectivamente de primeiro e segundo coeficientes das tensões normais.

I.2.2.3.1 - Equipamentos de Medição das Tensões Normais

Um dos mais conhecidos equipamentos utilizados para se medir as tensões normais é chamado de reogoniômetro, consistindo essencialmente de um viscosímetro de cone-e-prato, com aptidão adicional de medir as forças normais e sua dependência com a tensão de cisalhamento, através de um mecanismo servo-mola.

Um equipamento mais simples, mas semelhante ao reogoniômetro, é o apresentado no trabalho de Dauben e Menzie (1967). Também com estrutura de cone-e-prato, tal aparelho tem uma parte inferior que gira a uma velocidade angular constante, sendo que o fluido a ser analisado é colocado entre dois pratos: o inferior, giratório, e o superior, fixo e possuidor de diversos capilares verticais, distribuídos radialmente.

Dauben e Menzie relacionaram a altura com que os fluidos sobem nos capilares (dh) com a função tensão normal N_1 , da seguinte forma:

$$N_1 = \tau_{11} - \tau_{22} = \frac{\rho g dh}{d \ln r} \quad (I.62)$$

I.2.2.3.2 - Relação entre a Viscosidade e as Tensões Normais

Bird et al. (1974), partindo do modelo de Goddard e Miller, que nada mais é que o primeiro termo da equação (I.45), a equação constitutiva de expansão integral da memória para coordenadas co-rotacionais, sugeriram uma forma de relacionar o primeiro coeficiente das tensões normais θ com a viscosidade $\eta(\dot{\gamma})$. Podendo-se desta forma obter a função tensão normal N_1 , uma vez conhecida a viscosidade de um fluido.

Nesse trabalho, Bird et al. obtiveram o tensor taxa de deformação, definido conforme o sistema de coordenadas acima citado, para um fluxo cisalhante estacionário, da seguinte forma:

$$[\dot{\Gamma}'_{ij}] = \begin{bmatrix} \dot{\gamma} \sin \dot{\gamma} (t-t') & \dot{\gamma} \cos \dot{\gamma} (t-t') & 0 \\ \dot{\gamma} \cos \dot{\gamma} (t-t') & -\dot{\gamma} \sin \dot{\gamma} (t-t') & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

(I.63)

onde $\dot{\Gamma}'_{ij}$ é o componente do tensor taxa de deformação que é função dos tempos t e t' .

Utilizando a equação (I.63), juntamente com o modelo de Goddard-Miller e as definições de η , equação (I.27) e θ , equação (I.60), os referidos autores escreveram que:

$$\eta^{\#} = \eta - i \frac{\theta \dot{\gamma}}{2} = \int_0^{\infty} G_I(s) e^{-i\dot{\gamma}s} ds \quad (I.64)$$

onde a $\eta^{\#}$ foi dado o nome de função viscométrica complexa e s é uma variável de integração.

A inversão da equação (I.64) por transformada de Fourier

nos dá $G_I(s)$ em função de η e de θ . Assim se chega a:

$$G_I = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \eta(\dot{\gamma}) \cos \dot{\gamma} s \, d\dot{\gamma} \quad (I.65)$$

$$G_I = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \dot{\gamma} \theta(\dot{\gamma}) \operatorname{sen} \dot{\gamma} s \, d\dot{\gamma} \quad (I.66)$$

Substituindo as equações (I.65) e (I.66) na equação (I.64), temos:

$$\theta = \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\eta(\dot{\gamma}) - \eta(\dot{\gamma}')}{\dot{\gamma}'^2 - \dot{\gamma}^2} \, d\dot{\gamma}' \quad (I.67)$$

$$\eta(\dot{\gamma}) - \eta_{\infty} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\dot{\gamma}' \theta(\dot{\gamma}')}{\dot{\gamma}'^2 - \dot{\gamma}^2} \, d\dot{\gamma}' \quad (I.68)$$

que nos dão a relação entre as funções $\eta(\dot{\gamma})$ e $\theta(\dot{\gamma})$.

A equação (I.67) foi testada no trabalho de Abdel-Khalik et al. (1974) para predição de elasticidade de soluções e fundidos poliméricos a partir de dados de viscosidade. Foi observada uma discrepância entre os valores de θ medidos e os valores calculados pela equação (I.67), o que levou os autores a sugerirem a inclusão de um fator de correção K , empírico, com valor 2 para o caso de soluções e valor 3 para o caso de fundidos.

A figura I.9, adaptada do trabalho de Abdel-Khalik supracitado, mostra a comparação entre os valores obtidos nos trabalhos experimentais de Huppler et al. (1968) e de March (conforme citado em Carreau et al., 1968), com as curvas

provenientes de equação (I.67). Para obtenção dessas curvas, a dependência entre η e $\dot{\gamma}$ foi definida conforme o modelo de Carreau, equação (I.31), sendo nesse caso possível escrever a equação (I.67), modificada da seguinte forma:

$$\frac{\pi \theta}{4 K \lambda (\eta_0 - \eta_\infty)} = \int_0^\infty \frac{[1+(\lambda \dot{\gamma})^2] - [1+(\lambda \dot{\gamma}')^2]}{[(\lambda \dot{\gamma}')^2 - (\lambda \dot{\gamma})^2]} d\dot{\gamma}' \quad (I.69)$$

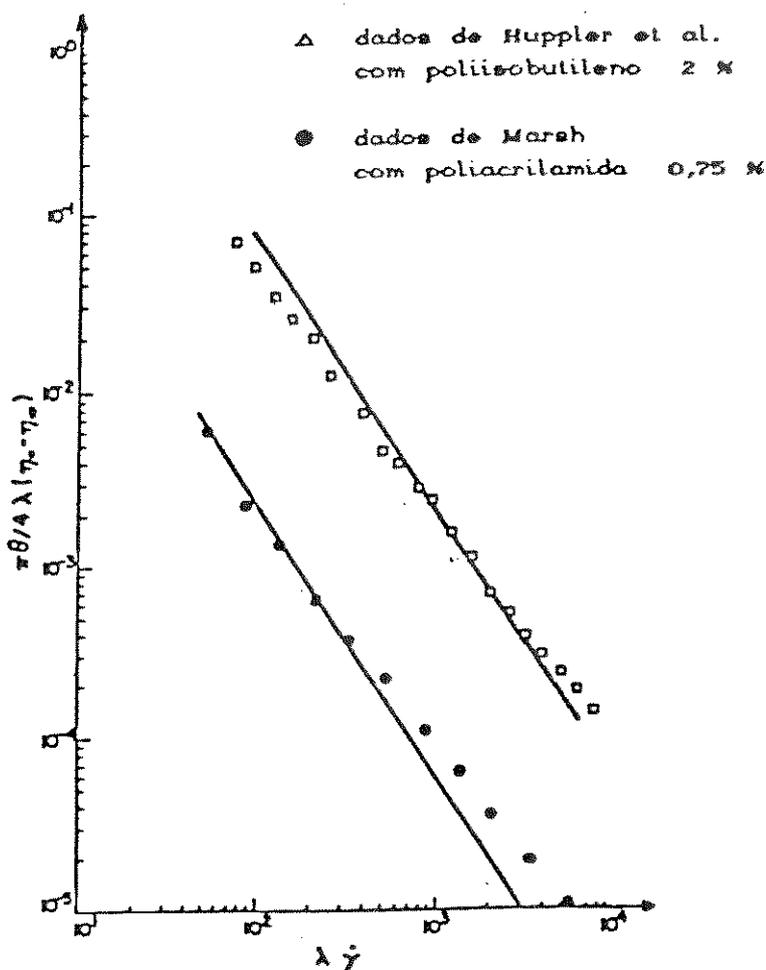


Figura I.9 - Relação entre θ e η , comparação entre a previsão e os valores θ experimentais.

Stastna e De Kee (1982) fazem uma revisão a respeito dos métodos de predição de θ a partir de η , encontrados na literatura. Tais métodos estão apresentados na Tabela I.5, paralelamente ao nome dos autores que os sugeriram.

Tabela I.5 - Métodos para predição de θ a partir de η

Relação entre θ e η	Autor
$\theta = 2 \sum_i^m \frac{\eta_i}{\dot{\gamma}_i} \left[1 - \left(1 + \frac{K \dot{\gamma}_i}{\dot{\gamma}} \right) \cdot e^{-K \dot{\gamma}_i / \dot{\gamma}} \right]$	Gleissle (1980)
$\theta = - \frac{1}{\eta} \frac{d\eta(\dot{\gamma})}{d\dot{\gamma}}$	Wagner (1977)
$\theta = 2 \sum_i^k \eta_i \lambda_i e^{c \lambda_i \dot{\gamma}} + \psi_\infty$	De Kee Carreau (1979)
$\theta = 2 \sum_i^\infty \frac{\eta_i \lambda_i^{(2)}}{(1 + (\lambda_i^{(1)} \dot{\gamma})^2)}$	Bird e Carreau (1962)

Na mesma revisão, encontram-se críticas aos métodos de predição de θ relacionados acima. A principal observação é que ao se aplicar um dos métodos, deve-se ter em conta que ele não é adequado a qualquer modelo reológico, podendo levar a resultados insatisfatórios no limite de $\dot{\gamma}$ tendendo a zero se utilizado aleatoriamente.

Podemos acrescentar ainda que, mais recentemente, Vlcek e Bartos (1985), partindo do modelo reológico generalizado, baseado no espectro de relaxação, sugeriram um outro método para cálculo da primeira função das tensões normais N_1 .

I.3 - ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS

Nessa seção, estenderemos as equações de meio poroso introduzidas na seção I.1, que contemplavam apenas os fluidos newtonianos, aos fluidos não-newtonianos, descritos na seção I.2.

I.3.1 - Métodos de Extensão da Lei de Darcy aos Fluidos Não-Newtonianos

Logo na introdução, evidenciamos o que Savins (1969) diz a respeito das formas possíveis de se definir e estudar o escoamento de fluidos não-newtonianos em meios porosos. Tais formas serão analisadas nas seções que se seguem.

I.3.1.1 - Modelagem do Meio Poroso, Combinada com uma Determinada Equação Reológica de Estado

São inúmeras as publicações que dão esse tipo de tratamento ao tema. Nos trabalhos citados a seguir, são realizadas generalizações da Lei de Darcy, a partir do modelo capilar para meio poroso, do conceito de raio hidráulico e de equações constitutivas na forma da Lei de Newton generalizada.

a) Usando o modelo de Ostwald-de Waele, equação (I.28):

a.1) Christopher e Middleman (1965) desenvolveram uma relação entre a queda de pressão em um fluido escoando em um meio poroso e a velocidade de escoamento desse fluido, obtendo a seguinte expressão:

$$q = \left[\frac{k}{H} \frac{\Delta P}{L} \right]^{1/n} \quad (I.70)$$

onde k é a permeabilidade definida conforme Carman-Kozeny, equação (I.16) e

$$H = \frac{K}{12} \left(9 + 3/n \right)^n \left(150 k \varepsilon \right)^{(1-n)/2} \quad (I.71)$$

Colocando a equação (I.70) na forma adimensional, podemos escrever que:

$$f' = \frac{1}{Re_{ow1}} \quad (I.72)$$

A equação (I.72) tem a mesma forma da equação (I.20), definida para escoamento de fluidos newtonianos e f' é o mesmo definido por Ergun e apresentado na equação (I.18). Vale portanto ressaltar que o fator de atrito modificado atenta apenas para as características geométricas do meio, sem considerar o fluido em questão.

A definição do número de Reynolds incorpora, por sua vez, tanto as características do meio, como as do fluido e no trabalho de Christopher e Middleman toma a seguinte forma:

$$Re_{ow1} = \frac{D_p \rho q^{2-n}}{150 H (1-\varepsilon)} \quad (I.73)$$

A inclusão do número 150 no denominador da equação (I.73), permite que o numerador da equação (I.72) seja sempre 1, pois

esse 150 nada mais é que o correspondente ao parâmetro C da equação (I.20), onde os parâmetros k_0 e t recebem os valores de 2 (capilar cilíndrico) e 25/12 (tortuosidade arbitrariamente definida), respectivamente.

A taxa de deformação nas paredes do leito pode ser estimada pela equação (I.74):

$$\dot{\gamma} = \frac{3n + 1}{4n} \frac{12 q}{(150 k \epsilon)^{1/2}} \quad (I.74)$$

O modelo acima foi testado para soluções aquosas de carboxi-metil-celulose e soluções de poliisobutileno, para uma faixa de Re_{ow1} de 10^{-6} a 10^{-9} .

a.2) Brea et al. (1976) fizeram um desenvolvimento próximo ao de Christopher e Middleman, só que, além de investigarem uma faixa de velocidades mais ampla, não utilizaram a definição de permeabilidade de Carman-Kozeny em suas suas equações. Obtiveram a seguinte relação entre a queda de pressão e a velocidade superficial, na faixa de vazões mais baixas:

$$\Delta P = \frac{K \left[\frac{1 + 3n}{4n} \right]^n C L}{12 \epsilon D_p} \left[\frac{12 (1 - \epsilon)}{\epsilon^2 D_p} \right]^n \quad (I.75)$$

A expressão (I.75) é acrescida de um termo, equação (I.76) para cobrir também a faixa de vazões mais altas

$$\text{termo} = C_1 = \frac{\rho (1 - \epsilon) L q^2}{\epsilon^3 D_p} \quad (I.76)$$

Escritas na forma adimensional, com f' mais uma vez definido como na equação (I.20), as equações acima dão origem a:

$$f' = \frac{C}{Re_{ow2}} + C_t \quad (I.77)$$

onde:

$$Re_{ow2} = \frac{\rho \varepsilon^{2n-2} D_p^n q^{2-n}}{12^{n-1} K \left(\frac{1+3n}{4n} \right)^n (1-\varepsilon)^n} \quad (I.78)$$

Brea et al. verificaram uma faixa de Re_{ow2} de 10^{-2} a $1,7 \times 10^3$, em escoamento de água, glicerol e lamas de dióxido de titânio e obtiveram experimentalmente que $C = 160$ e $C_t = 1,75$. O último parâmetro é exatamente igual ao obtido por Ergun, em 1952, para fluidos newtonianos.

É válido observar que tanto Re_{ow1} como Re_{ow2} se reduzem ao Reynolds modificado para fluidos newtonianos escoando em meios porosos, equação (I.21), quando $n = 1$ e $K = \mu$.

Utilizando ainda o modelo de Ostwald-de Waele para escoamentos em leitos fixos e fluidizados podemos citar o trabalho de Mishra et al. (1975)

b) Usando o modelo de Ellis, equação (I.29):

b.1) Sadowski e Bird (1965) propuseram uma generalização da Lei de Darcy, tendo como base o modelo supracitado.

Definindo uma tensão de cisalhamento nas paredes do meio poroso, onde está implícito o conceito de raio hidráulico, equação (I.13), como:

$$\tau_{rh} = \frac{\Delta P}{L} \frac{D_p \varepsilon}{6(1-\varepsilon)} \quad (I.79)$$

alcançaram a seguinte relação entre a queda de pressão e a velocidade de escoamento num meio poroso:

$$q = \frac{r_h \cdot \tau_{rh} \cdot \varepsilon}{2 \eta_0} \left[1 + \frac{4}{\alpha + 3} \left(\frac{\tau_{rh}}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha-1} \right] \quad (I.80)$$

A equação (I.80) reescrita na forma adimensional se reduz a:

$$f' = \frac{180}{Re_{El1}} \quad (I.81)$$

onde f' é o mesmo definido na equação (I.20) e a generalização do número de Reynolds está expresso na equação (I.82):

$$Re_{El1} = \frac{D_p q \rho}{\eta_0} \frac{1}{(1-\varepsilon)} \left[1 + \frac{4}{\alpha + 3} \left(\frac{r_h}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha-1} \right] \quad (I.82)$$

Comparando Re_{El1} com os outros números de Reynolds apresentados anteriormente, vemos que a equação (I.82) é a única que traz a queda de pressão implícita.

O valor de 180 no numerador da equação (I.80) significa que se está considerando a tortuosidade igual a 2,5.

c) Usando o modelo de Herschel-Bulkley, equação (I.35)

c.1) Al-Fariss e Pinder (1987) realizaram um trabalho no qual são contemplados os fluidos que apresentam tensão residual. Também partindo do modelo capilar, chegaram à seguinte generalização da Lei de Darcy:

$$\frac{\Delta P}{L} = \left\{ \frac{q^m}{\left[\frac{\varepsilon m}{3m+1} \right]^m \left[\frac{D_p \varepsilon}{3(1-\varepsilon)} \right]^{m+1}} + \frac{3(1-\varepsilon)\tau_0}{\varepsilon D_p H} \right\} z t H \quad (I.83)$$

ou na forma adimensional:

$$f' = \frac{72 t}{Re_{HB1}} \quad (I.84)$$

Mais uma vez f' é o definido na equação (I.18) e a forma modificada do número de Reynolds está representada na equação (I.85), abaixo:

$$Re_{HB1} = \frac{12 \rho q^2 \varepsilon}{2 H D_p \varepsilon^3 q^m + \varepsilon^3 \tau_0 \xi} \quad (I.85)$$

onde:

$$\xi = 6 \left[\frac{\varepsilon m}{3m+1} \right]^m \left[\frac{D_p \varepsilon}{3(1-\varepsilon)} \right]^{m-1} \quad (I.86)$$

No trabalho de verificação experimental das equações propostas, Al-Fariss e Pinder utilizaram soluções de graxas parafínicas em óleo cru, escoando em leitos de areia, com uma faixa de Re_{HB1} variando de $3,4 \times 10^{-8}$ a $3,0 \times 10^{-1}$. Os valores de $C(72.t)$ obtidos para os vários ensaios estão incluídos no

intervalo de 144 a 198.

c.2) Mais recentemente, Al-Fariss (1989) propôs a exclusão da tensão residual da definição do número de Reynolds modificado e introduziu um novo parâmetro que leva em conta tal característica do fluido:

$$f'_c = \frac{12 t \varepsilon^2 \tau_0}{2 q^2 \rho} \quad (I.87)$$

Al-Fariss pôde então apresentar a seguinte correlação:

$$f' - f'_c = \frac{C}{Re_{HB2}} \quad (I.88)$$

onde :

$$Re_{HB2} = \frac{q^{2-m} \rho D_p}{\frac{H}{4} \left[3 + \frac{1}{m} \right]^m \left[\frac{D_p \varepsilon}{3(1-\varepsilon)} \right]^{m-1}} \quad (I.89)$$

Observando o escoamento de óleos graxosos crus, obtiveram que $C = 150$ e, assim, $t = 25/12$.

Kemblowski e Michniewicz (1979) fizeram uma revisão da literatura, em relação aos valores de C verificados por diferentes autores, e chegaram à conclusão de que não existe uma base teórica real desenvolvida de forma a predizer um valor para esse parâmetro, o que equivale a dizer que não se pode predizer teoricamente a tortuosidade. Nos trabalhos por eles revisados, C varia entre 150 e 180. Valores fora desse intervalo já foram obtidos por Al-Fariss e Pinder (1987), onde C alcançou o valor de 198, e por Larkins et. al (1961) onde o C encontrado foi 118.

I.3.2.1 - Método Generalizado, Não Invocando Modelo Reológico Particular

McKinley et al. (1966), através de analogia direta com resultados obtidos em fluxos não-newtonianos em capilares uniformes, desenvolveu um modelo generalizado, que relaciona a queda de pressão em um meio poroso com a velocidade superficial, da maneira apresentada na equação (I.90)

$$q = FC(\tau_K) \frac{k}{\mu_o} \frac{\Delta P}{L} \quad (I.90)$$

onde μ_o é a viscosidade aparente a uma determinada tensão de cisalhamento de referência, τ_K é a tensão de cisalhamento no meio poroso e:

$$FC(\tau_K) = \frac{\mu}{\mu(\tau_K)} \quad (I.91)$$

Massarani e Thirriot (1971) fizeram um desenvolvimento semelhante, obtendo a seguinte relação:

$$q = 2 (2k)^{1/2} \int_0^1 y^2 F \left\{ y^2 (2k)^{1/2} \left| \frac{\Delta P}{L} \right| \right\} dy \quad (I.92)$$

onde $FC(\tau)$ é a taxa de deformação, quando se tem a tensão de cisalhamento igual a τ .

I.3.2 - Escoamento Viscoelástico em Meios Porosos

Os métodos apresentados na seção I.3.1, não consideram os possíveis efeitos viscoelásticos que possam surgir quando um fluido não-newtoniano atravessa um meio poroso. Esses efeitos só serão significativos quando o tempo de relaxação do fluido não for demasiadamente pequeno quando comparado com o tempo de trânsito através de uma contração ou expansão em um canal tortuoso de um meio poroso ideal.

I.3.2.1 - Número de Deborah

Com a finalidade de definir uma razão entre o tempo de relaxação do fluido, θ_f , e o tempo do processo, θ_p , foi criado o número de Deborah, definido como:

$$De = \frac{\theta_f}{\theta_p} = \left[\frac{D[II_d]}{Dt} \right]^{1/2} \quad (I.93)$$

onde II_d é a segunda invariante do tensor deformação.

São várias as maneiras propostas de se medir o tempo característico de um fluido:

- Sadowsky e Bird (1965) definiram um tempo característico de um para um fluido cujas características reológicas sejam bem definidas através do modelo de Ellis, através de uma análise dimensional dos parâmetros do modelo citado, chegando a:

$$\theta_f = \frac{\eta_0}{\tau_{1/2}} \quad (I.94)$$

Os mesmos autores propuseram que o tempo do processo fosse definido como:

$$\theta_p = \frac{D_p}{q} \quad (I.95)$$

Foi criado então um adimensional análogo ao número de Deborah, que recebeu o nome de número de Ellis e dá a relação entre a equação (I.94) e (I.95):

$$El = \frac{\eta_0}{\tau_{1/2}} \frac{q}{D_p} \quad (I.96)$$

Com base nesse adimensional, Sadowsky e Bird sugeriram a implantação de uma correção no número de Reynolds, Re_{Elz} , definido na equação (I.82), de forma incorporar os efeitos elásticos. Essa correção é feita através de um termo adicional, introduzido dentro dos colchetes: $- 5 El$, que altera a equação (I.82), para:

$$Re_{Elz} = \frac{D_p q \rho}{\eta_0} \frac{1}{(1-\varepsilon)} \left[1 + \frac{4}{\alpha + 3} \left(\frac{rh}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha-1} - 5 \frac{\eta_0 q}{\tau_{1/2} D_p} \right] \quad (I.97)$$

- Marshall e Metzner (1967) utilizando o modelo de Maxwell generalizado para coordenadas convectivas, chegaram a:

$$\theta_f = \frac{1}{2 \dot{\gamma}} \left(\frac{\tau_{11} - \tau_{22}}{\tau_{12}} \right) \quad (I.98)$$

Da equação (I.98), verifica-se que é possível definir um tempo para o fluido, uma vez que se conheçam suas funções reológicas.

Aproximando geometricamente o meio poroso por uma série de canais de com seções alternadamente convergentes-divergentes, em forma de troncos de cone, possibilitando considerar tanto o cisalhamento quanto o possível esticamento a que o fluido está submetido, Marshall e Metzner definiram o seguinte tempo de processo:

$$\theta_p = \frac{\varepsilon D_p}{q} \quad (I.99)$$

O número de Deborah proposto por esses autores combina as equações (I.93) e (I.99):

$$De = \frac{\theta_f q}{\varepsilon D_p} \quad (I.100)$$

Outros tempos característicos e números de Deborah são propostos, partindo alguns inclusive de teorias moleculares, como no trabalho de Kulicke e Haas (1984).

I.3.2.2 - Equações Propostas para Escoamento Viscoelástico em Meios Porosos

Além dos métodos apresentados nas seções I.3.1.1 e I.3.1.2, Savins (1969) classificou ainda uma terceira forma, que aplica uma

análise dimensional ao estudar o escoamento de fluido em um ambiente poroso. Com tal tipo de tratamento podemos citar os trabalhos de Slattery (1967) e Silva Telles e Massarani (1979), sendo que os últimos chegaram à expressão apresentada na equação (I.101), abaixo.

$$m = \frac{\tau(\dot{\gamma})}{\sqrt{k} q} \Omega \left[1 + \frac{K_1 \rho q^2}{\Omega \tau(\dot{\gamma}^*)} + \frac{K_2 N_1(\dot{\gamma}^*)}{\tau(\dot{\gamma}^*)} + \frac{K_3 N_2(\dot{\gamma}^*)}{\tau(\dot{\gamma}^*)} \right] \quad (I.101)$$

onde: m é a força resistiva ao escoamento, $\dot{\gamma}^*$ é a taxa de deformação média do processo e Ω , K_1 , K_2 , K_3 são fatores geométricos. Os termos dentro dos colchetes são os adimensionais número de Reynolds e número de Deborah generalizados.

Silva Telles e Massarani definiram $\dot{\gamma}^*$ como:

$$\dot{\gamma}^* = \frac{q}{\Omega \sqrt{k}} \quad (I.102)$$

e através de comparação com outros trabalhos obtiveram que:

$$\Omega = 0.9 \sqrt{t \varepsilon} \quad (I.103)$$

I.3.2.2.1 - A Equação de Wissler

Wissler (1971) considerou um escoamento entre superfícies planas, com um eixo de coordenadas definido conforme mostra a

Figura I.10.

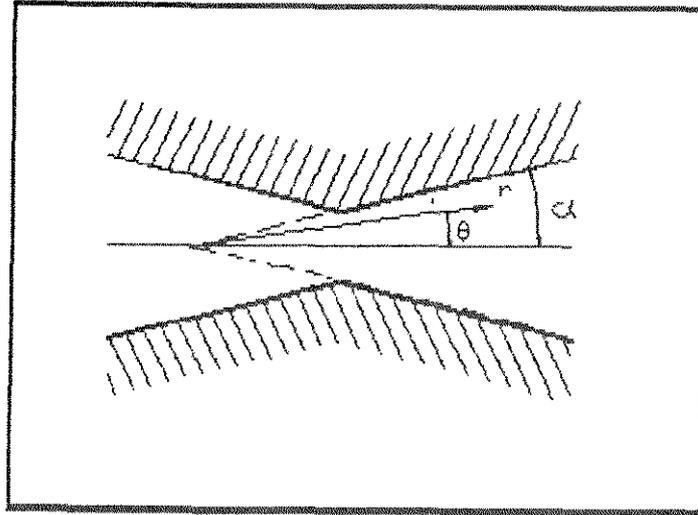


Figura I.10 - Seção convergente-divergente, eixos de coordenadas usado por Wissler (1971).

Detalhes do desenvolvimento podem ser vistos na referência acima citada. Apresentaremos a seguir um roteiro geral do que foi feito por Wissler:

- 1) Escreveu as equações de movimento para um fluido escoando num meio físico como o modelo citado, utilizando o sistema de eixos coordenados mostrado acima.
- 2) Utilizou como equação constitutiva de estado um modelo de Maxwell não linear.
- 3) Propôs uma solução para a equação constitutiva onde os elementos do vetor velocidade, do tensor tensão e da pressão eram desenvolvidos em séries cujos coeficientes eram os tempos característicos do modelo de Maxwell.
- 4) Considerando que os tempos característicos elevados a potências superiores poderiam ser desprezados, simplificou as equações da solução acima e substituiu as formas simplificadas na equação constitutiva, obtendo os componentes do tensor tensão, em

formas genéricas.

5) Substituindo esses componentes nas equações do movimento, pôde construir uma solução para elas baseado na criação de funções-corrente.

6) Afim de obter uma simplificação, supõe que que o ângulo α , mostrado no figura I.11, fosse sempre de 45° .

7) Considerando duas superfícies perpendiculares ao eixo central de fluxo, sendo uma delas a região de maior constrição, com coordenadas em r iguais a r_1 e r_2 ($r_1 < r_2$), obteve que a diferença de pressão entre essas superfícies, que se deve a efeitos viscosos e a efeitos elásticos, se relaciona da seguinte forma à queda de pressão que ocorreria se houvesse apenas efeitos viscosos:

$$\Delta P_{VE} = \Delta P_V \left[1 + 4,50 \left(\frac{\theta_1 v_1}{r_1} \right)^2 \right] \quad (I.104)$$

onde r_1 é a coordenada em r da maior constrição e v_1 é a velocidade do fluido nesse ponto.

Para aplicação da equação (I.104) aos meios porosos, é necessário relacionar v_1 e r_1 com a velocidade superficial, a porosidade e o diâmetro da partícula.

Considerando a suposição de Dupuit-Forcheimer, equação (I.7), que relaciona a velocidade média nos interstícios do meio poroso com a velocidade superficial q , e também que v_1 deve ser o ponto de máxima velocidade no meio poroso, podemos escrever que:

$$v_1 > \frac{q}{\varepsilon}$$

ou

$$v_1 = F_1 \frac{q}{\varepsilon} \quad (I.105)$$

onde F_1 é um fator geométrico maior que 1.

Outra consideração a ser feita é que r_1 deve ser menor que o diâmetro da partícula:

$$r_1 < D_p$$

$$\text{ou} \quad D_p = F_2 r_1 \quad (\text{I.106})$$

onde F_2 é um fator geométrico maior que 1.

Substituindo as equações (I.105) e (I.106) em (I.104) obtemos :

$$\Delta P_{vE} = \Delta P_v \left[1 + A \left(\frac{\theta_f q}{\varepsilon D_p} \right)^2 \right] \quad (\text{I.107})$$

onde:

$$A = 4,50 F_1^2 F_2^2 \quad (\text{I.108})$$

podendo se concluir que $A > 4,5$.

A grandeza entre parêntesis na equação (I.107) é o número de Deborah, definido pela equação (I.100). Wissler verificou que outra forma de se apresentar a equação (I.107) é através do uso dos adimensionais f' e Re_g , sendo que ambos são formas generalizadas para o escoamento de fluidos não-newtonianos em meios porosos, podendo portanto Re_g ser qualquer uma das formas do número de Reynolds apresentadas na seção I.3.1.1. Assim, temos:

$$f' Re_g = C_v (1 + A De^2) \quad (\text{I.109})$$

onde C_v é o valor de $f' Re_g$, quando se considera apenas os

aspectos viscosos do escoamento.

A equação de Wissler foi testada com dados do trabalho de Marshall e Metzner (1967), no qual foi observado o escoamento por entre um meio poroso constituído por partículas esféricas, com diâmetro médio igual a 0,013 cm, de soluções de polímeros comerciais, na faixa de baixas vazões. Foi obtido um valor de A igual a 10.

O resultado está mostrado na figura I.11, adaptada de Wissler (1971), onde se utiliza o valor de A mencionado acima.

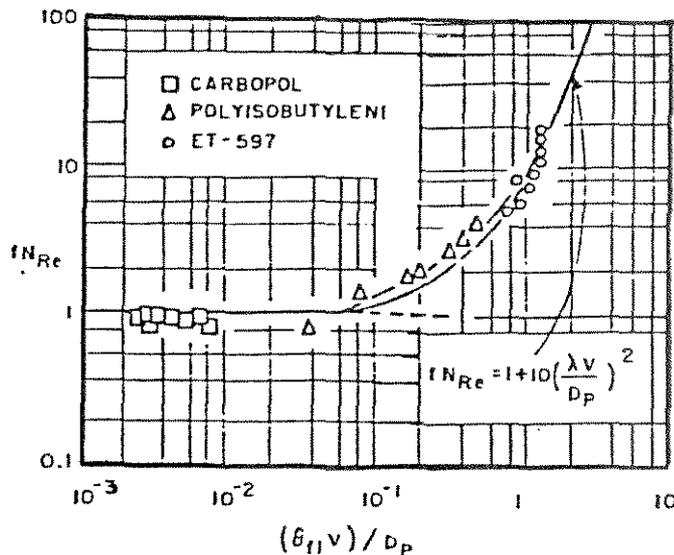


Figura I.11 - Relação entre $f' \cdot Re_0$ e D_p
 Dados de Marshall e Metzner
 Curva de ajuste de Wissler

CAPITULO II - MATERIAIS E MÉTODOS

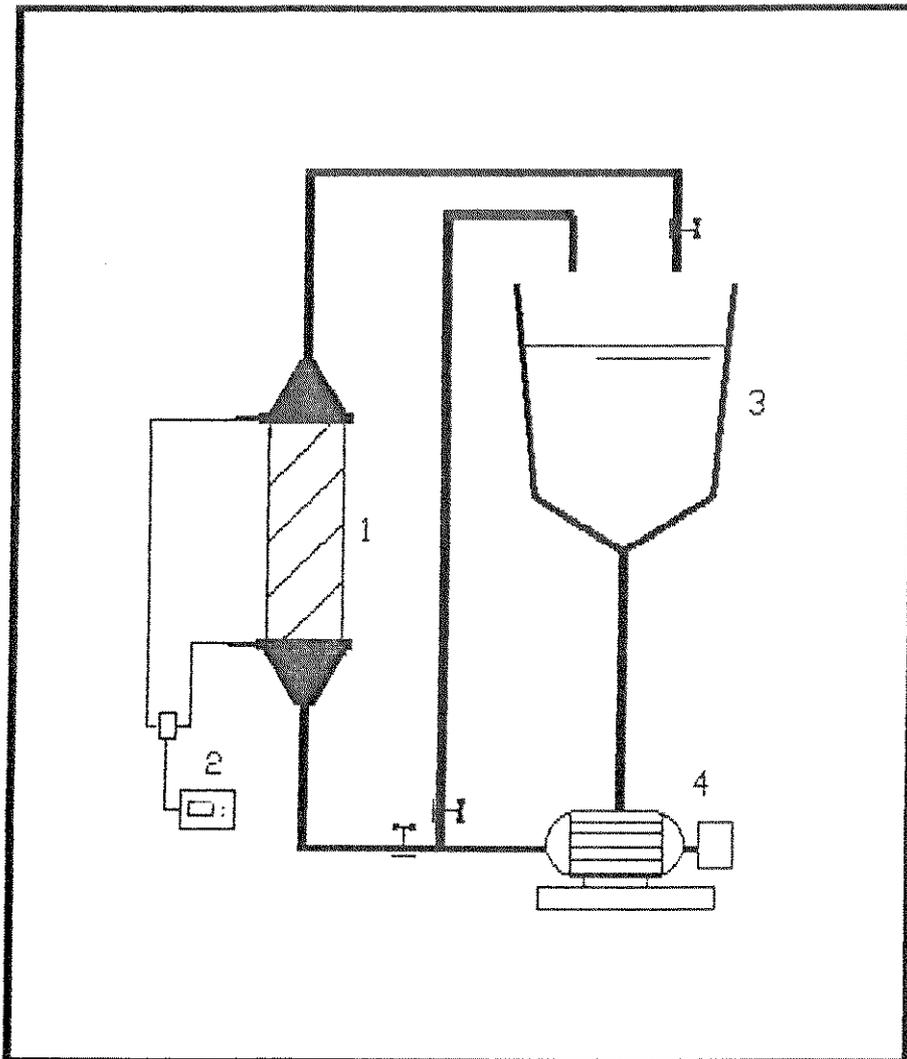
II.1 - DESCRIÇÃO DA UNIDADE EXPERIMENTAL

A figura II.1 representa o sistema experimental, montado para aquisição de dados de escoamento de soluções poliméricas em meios porosos.

Tal sistema consiste basicamente de um meio poroso, um tanque de armazenagem das soluções a serem observadas, uma bomba de deslocamento positivo para promover o fluxo e um transdutor de pressão.

Foram observados três diferentes tipos de meios porosos, constituídos de esferas de vidro, com diâmetros médios de 2,00; 3,46 e 4,23 mm, confinadas em uma coluna cilíndrica de acrílico, disposta na posição vertical, cuja altura é de 34 cm e cujo diâmetro interno é de 11,5 cm. Telas de aço inoxidável, de malha fina, suportam as esferas dentro da coluna. O empacotamento das partículas deu-se através de despejamento contínuo, com vibração manual do recipiente.

A bomba de deslocamento positivo, com capacidade nominal de $6,0 \text{ Kgf/cm}^2$ e ligada a um variador de rotação Varimot, retira as soluções do tanque de armazenagem, para onde irão retornar após fluírem pelo meio poroso.



- 1 - meio poroso
- 2 - transdutor de pressão
- 3 - tanque de armazenagem
- 4 - bomba de deslocamento positivo

Figura II.1 - Esquema da unidade experimental

A vazão dos fluidos foi controlada pelo variador de rotação da bomba e foi medida utilizando-se um recipiente calibrado, colocado sobre o tanque de armazenagem, e um cronômetro.

A temperatura foi verificada no tanque de armazenagem, através de um termômetro comum.

A queda de pressão no meio poroso foi medida através de um transdutor de pressão, de resistência variável, da marca Validyne, acoplado através de tubos de borracha, às extremidades do leito poroso.

II.1.1 - Funcionamento do Transdutor de Pressão

O transdutor de pressão de resistência variável consiste de um diafragma de aço inoxidável, magneticamente permeável, que é preso em dois blocos do mesmo material. Dentro de cada um desses blocos existe uma indutância em espiral que é recoberta com um disco de material metálico resistente à corrosão. O diafragma, em sua posição não defletida, é centrado de forma a deixar espaços vazios iguais (aproximadamente 0,013 cm) entre ele e as indutâncias de cada lado. Isso propiciará uma mesma resistência ao fluxo magnético entre esses elementos. Os dois blocos possuem canais de comunicação com os pontos onde se deseja observar a queda de pressão, que estão ligados aos espaços vazios vizinhos ao diafragma.

Quando uma diferença de pressão é aplicada, o diafragma deflete em direção à cavidade de menor pressão, diminuindo um dos espaços e aumentando o outro. Como a resistência magnética varia com o tamanho do espaço, ocorrerá uma alteração em ambos os valores das indutâncias: uma aumentando e outra diminuindo.

O transdutor é ligado a uma fonte de corrente alternada, de forma que essas variações nas indutâncias permitam a formação de pontes nos circuitos elétricos, que possibilitem a emissão de um sinal de saída, em corrente alternada, cuja fase dependerá do lado

para o qual o diafragma se deslocou. Um cabo faz a ligação entre o corpo do transdutor de pressão e a unidade que transforma os sinais elétricos em dígitos.

Entre os diversos diafragmas disponíveis, foi utilizado o de número 46 (referência da Validyne), que permite a leitura de diferenças de pressão da ordem de até 2580 mmHg.

A calibração do transdutor foi feita através de um soprador de ar, conectado a um manômetro de mercúrio, que permitiu a construção de uma curva que representa a leitura do transdutor, em milivoltagem, em função da queda de pressão aplicada.

II.2 - DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS DO MEIO

II.2.1 - Diâmetro e Massa Específica das Partículas

Como já foi dito, foram utilizados três tamanhos diferentes de esferas de vidro. Para se determinar a massa específica do material que constitui as partículas, o vidro, foram utilizados um picnômetro e uma balança analítica. Observou-se o seguinte método:

- a) Tomou-se uma porção de partículas e obteve-se a massa: M_1 .
- b) A massa do picnômetro, cheio de água, também foi observada: M_2 , paralelamente à temperatura da água.
- c) Colocando-se as partículas dentro do picnômetro, juntamente com água, verificou-se a massa do conjunto: M_3 .
- d) Da literatura, obtém-se a massa específica da água na temperatura em questão: ρ_{H_2O} .
- e) Determina-se o volume ocupado pelo sólido dentro do picnômetro:

$$V = \frac{M_1 + M_2 + M_3}{\rho_{H_2O}} \quad (II.1)$$

d) Determina-se a massa específica do sólido:

$$\rho_s = \frac{M_1}{V} \quad (II.2)$$

Os diâmetros médios dos três tamanhos de esferas utilizados foram obtidos através de peneiragem, em conjunto de peneiras com as seguintes aberturas: 0,59; 0,80; 0,84; 1,00; 1,41; 1,68; 3,36; 4,00; 4,76 e 6,35 mm.

O cálculo do diâmetro médio foi realizado através da expressão de Sauter simplificada, mostrada abaixo:

$$D_p = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{d_i}} \quad (II.3)$$

onde n é o número de peneiras utilizado, x_i é a fração massica das partículas retidas na peneira (i) e d_i é média aritmética entre as dimensões das aberturas das peneiras (i) e $(i-1)$.

II.2.2 - Determinação da Porosidade e da Permeabilidade do Meio

A porosidade foi obtida da seguinte forma: uma vez conhecida a massa específica do material que constitui o meio, mediu-se a massa total das partículas necessárias para completar o leito. Com isso foi possível se calcular o volume de sólidos, da forma como se segue:

$$V_s = \frac{M_s}{\rho_s} \quad (II.4)$$

Como o volume total do leito é igual ao volume do cilindro que o contém, e o volume de vazios é a diferença entre o volume total e o volume de sólidos, conseguiu-se o valor da porosidade, conforme a definição da equação (I.3).

A permeabilidade foi obtida experimentalmente através da observação do escoamento de água pelos três tipos de leitos considerados. Medindo-se a velocidade superficial e a correspondente queda de pressão, pudemos plotar $\Delta P / (L q)$ em função de q e assim, através da expressão de Ergun modificada, equação (II.5), obter a permeabilidade uma vez conhecido o coeficiente linear da reta:

$$\frac{\Delta P}{L q} = \frac{\mu}{k} + \frac{C_M \rho}{\sqrt{k}} \quad (II.5)$$

Se a temperatura é conhecida, obtém-se μ da literatura e a permeabilidade, da maneira descrita a seguir:

$$k = \frac{\mu}{\text{coeficiente linear}} \quad (II.6)$$

II.3 - SOLUÇÕES POLIMÉRICAS OBSERVADAS

A tabela II.1 relaciona os polímeros utilizados em solução durante os experimentos.

Todos os produtos discriminados nessa tabela têm aplicação semelhante, sendo usados na agricultura, para suspender agentes ativos de defensivos, na formulação de tintas, devido à propriedade de espessamento, na indústria têxtil, para proteger as

fibras do desgaste mecânico, na prospecção de petróleo, na lama de perfuração, etc.

Tabela II.1 - Soluções poliméricas observadas

Nome comercial do polímero	Nome químico	Produtor	Conc. % massa
Polysafe-600	carboxi-metil-celulose		1,0
Natrosol 250 HHR	hidroxi-etil-celulose	Hércules	1,2
Cellosize QP-30 MH	hidroxi-etil-celulose	Union Carbide	1,1
Cellosize QP-52 MH	hidroxi-etil-celulose	Union Carbide	0,8 1,0
Rhodopol 23	goma xantana	Rhodia	0,3 0,5 0,7

As propriedades estruturais das moléculas desses polímeros definem o comportamento pseudoplástico de suas soluções e a presença, ou não, de tensões residuais, conforme foi mostrado na seção I.2, da revisão bibliográfica.

A preparação da solução desses polímeros foi feita através do despejamento gradual do polímero seco sobre o solvente, a água, sendo a agitação realizada através de um agitador mecânico. Para o caso das soluções de carboxi-metil-celulose e de hidroxi-etil-celulose, adicionou-se alguns mililitros de solução de NaOH 0,01 N, até o momento em se verificou uma total solubilização do polímero e conseqüentemente um aumento repentino na viscosidade aparente da solução.

Como as soluções de goma xantana são mais suscetíveis ao ataque de microorganismos, adicionou-se como microbicida Formol 40% comercial, na dosagem de 2500 ppm.

A utilização das soluções nos experimentos só aconteceu após transcorridas 24 horas de sua preparação. Esse período é suficiente para que ocorra a distensão das macromoléculas poliméricas e seja atingido um equilíbrio na viscosidade da solução.

II.4 - MEDIDAS REOLÓGICAS

II.4.1 - Descrição do Viscosímetro Rotovisco RV2 - Haake

Para obtenção dos dados reológicos, foi utilizado um reômetro rotacional de cilindros coaxiais da marca Haake, alemã, de nome Rotovisco RV2, que consiste basicamente de:

- motor.
- cabeça de medida, que define a faixa de torque que se pode verificar. O equipamento utilizado tem a disposição dois tipos de cabeça: a MK-50 e a MK-500, que permitem a leitura referente a valores de torque máximos de 50 e 500 cm.g, respectivamente.
- sistema de sensores da viscosidade, que consiste de um cilindro interno, acoplado à cabeça de medida, que gira internamente a um outro cilindro, externo e fixo. Nosso equipamento tem disponível um conjunto de três cilindros internos opcionais, todos com altura de 6 cm e raios de 2,004; 1,84 e 1,52 cm.
- unidade básica, com painel onde se ajustam o número de rotações por minuto do cilindro interno (RMD) e se observa a deflexão (S) correspondente ao sinal elétrico enviado pela cabeça de medida.
- camisa d'água, que circunda o cilindro externo e permite o controle da temperatura da amostra de fluido observada, pois está ligada a um banho termostático.

II.4.2 - Método de Medição

Uma vez escolhidos e instalados a cabeça de medida e o cilindro central giratório, de forma a se obter as medidas na faixa de taxa de deformação desejada, coloca-se o fluido no cilindro externo, até uma marca definida. Define-se a temperatura desejada (no nosso caso a temperatura foi sempre a mesma em que ocorreu o processo de escoamento no meio poroso) e aguarda-se aproximadamente 20 minutos antes de se iniciar a leitura, para que a troca de calor atinja o equilíbrio. Proceda-se então às medidas, variando a velocidade do cilindro central e observando a deflexão S correspondente.

II.4.3 - Método Matemático de Obtenção da Tensão de Cisalhamento e da Taxa de Deformação, Partindo dos Valores Medidos no Viscosímetro

Para transformar as medidas de S e M_d em valores de $\dot{\gamma}$ e τ , seguimos os seguintes passos:

a) analogamente à equação (I.49), que relaciona o torque medido à tensão de cisalhamento, podemos escrever que:

$$\tau = f_1 M_d \quad (II.7)$$

onde M_d é o torque no rotor e:

$$f_1 = \frac{1}{2 \pi h R_r^2} \quad (II.8)$$

b) se considerarmos que τ é proporcional à deflexão lida,

escrevemos que:

$$\tau = A S \quad (II.9)$$

c) comparando (II.7) com (II.9), temos que:

$$A = f_1 \frac{M_d}{S} \quad (II.10)$$

onde M_d/S é um fator constante, que depende da cabeça de medida utilizada e é fornecido pelo fabricante do reômetro. Se a cabeça de medida for a MK-50, $A = 441$, e se for a MK-500, $A = 4430$.

d) para se obter $\dot{\gamma}$, partindo-se da velocidade de rotação do cilindro interno RM, foi utilizada a equação de Yang e Krieger (1978) truncada no terceiro termo, equação (I.60)

Para realizar a sequência de cálculos acima, foi utilizado o programa computacional "Reologia", elaborado por Rosa (1990), em linguagem Quickbasic.

II.4.4 - Ajuste aos Modelos Reológicos

A análise do comportamento da tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação medidas, dentro das faixas de valores coincidentes com as obtidas durante os escoamentos nos meios porosos, levou à escolha de modelos reológicos adequados de ajuste, sendo todos na forma da Lei de Newton generalizada.

Neste trabalho, serão destacados quatro modelos, sendo que todos os parâmetros necessários foram obtidos através de métodos de mínimos quadrados.

O programa "Reologia", já citado, nos proporciona os

parâmetros das equações constitutivas de:

- Ostwald-de Waele, equação (I.28)
- Herschel-Bulkley, equação (I.35)

Foi utilizado o programa computacional SAS, instalado no computador VAX, da Unicamp, para obtenção dos parâmetros dos modelos de:

- Ellis, equação (I.29)
- Carreau, equação (I.31)

Tal programa emprega o método de mínimos quadrados de Marquadt-Levenberg, encontrado em Marquadt (1963), que utiliza nos cálculos as derivadas do modelo em relação aos parâmetros a serem ajustados.

O modelo de Carreau é usado para os mesmos fluidos que são caracterizados reologicamente pela equação constitutiva de Herschel-Bulkley, para efeito de se calcular propriedades elasticas de tais fluidos.

II.5 - MODELAGEM DO ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM MEIOS POROSOS

Após conhecermos os parâmetros geométricos do meio poroso e as curvas que definem o comportamento reológico dos fluidos, podemos verificar empiricamente as diversas correlações propostas na literatura entre a queda de pressão no meio poroso (ΔP) e a correspondente velocidade superficial do escoamento, colocada na forma de adimensionais: fator de atrito, equação (I.18) e números de Reynolds modificados, já definidos no Capítulo I, para os modelos reológicos de :

- Ostwald-de Waele, Re_{ow2} , equação (I.78).
- Ellis, Re_{El1} , equação (I.82).

- Herschel-Bulkley, Re_{HB1} , equação (I.85).

A sequência de cálculos que foi observada está esquematizada no fluxograma da figura I.2. Para os fluidos com comportamento reológico descrito pelo modelo de Ellis, o valor da queda de pressão é necessário no cálculo do número de Reynolds modificado. Isso está representado na figura II.2 pela linha pontilhada.

Para realização desses cálculos foram elaborados programas computacionais em linguagem Quickbasic.

Uma vez calculados os fatores de atrito e os números de Reynolds modificados, plotamos em sistemas de coordenadas cartesianas com escalas logarítmicas, os valores obtidos de f' e Re_g , onde Re_g representa qualquer uma das formas generalizadas do número de Reynolds.

Partiu-se então para a comparação das curvas obtidas com as previstas na literatura, pelas equações (I.77), (I.81) e (I.84), que podem ser resumidas na expressão (II.11), abaixo:

$$f' = \frac{C}{Re_g} + C_t \quad (II.11)$$

onde C_t somente será diferente de zero nos casos em que foram atingidas vazões razoavelmente altas, que justifiquem a consideração da energia cinética dissipada como significativa em relação a energia viscosa. Entre os trabalhos da literatura, de onde provém os números de Reynolds utilizados, apenas Brea et al. (1976) atingiram, experimentalmente vazões altas, que forneceram $C_t=1,75$, o mesmo valor obtido por Ergun para fluidos newtonianos.

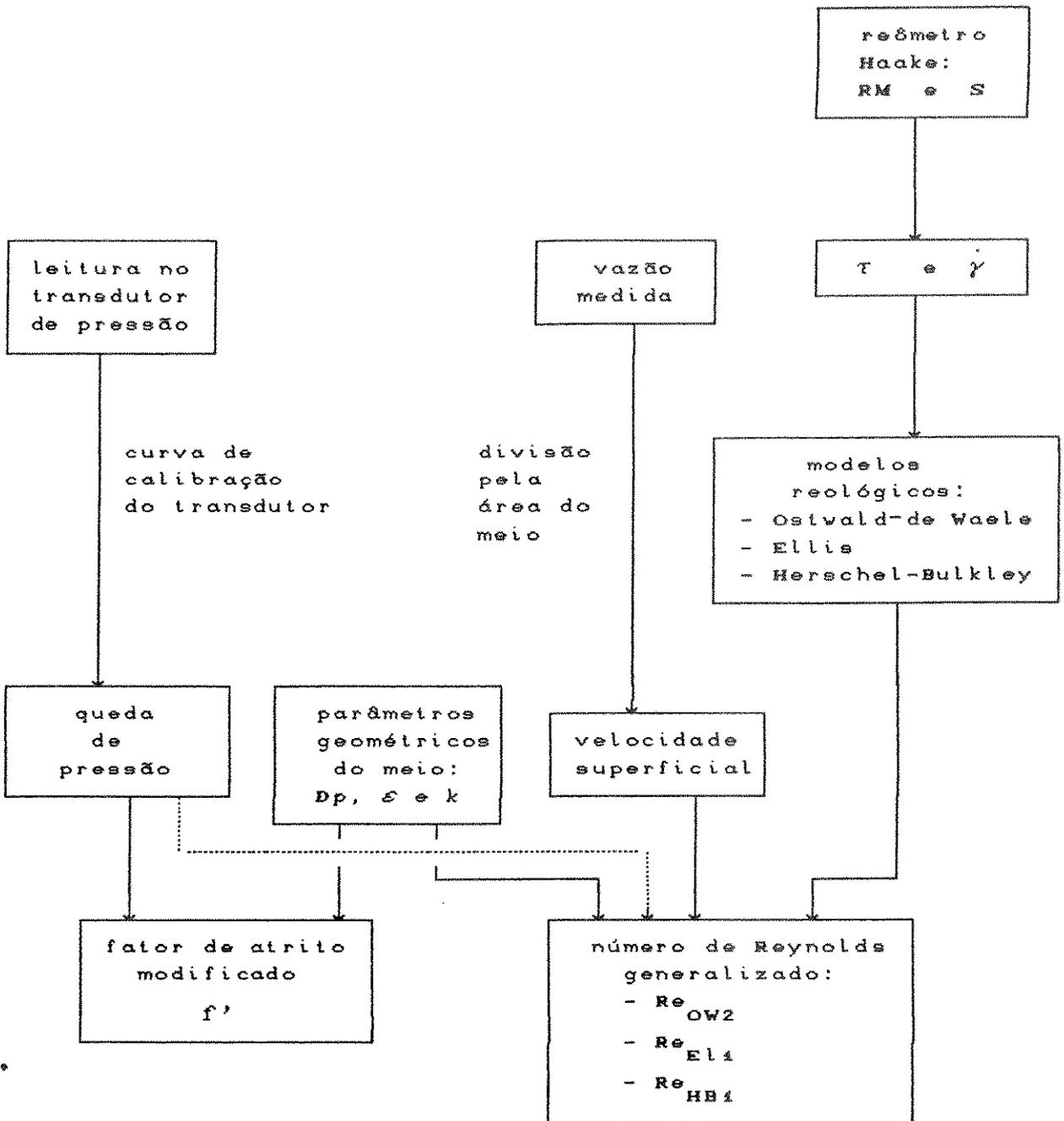


Figura II.2 - Fluxograma do cálculo dos adimensionais f' e Re_g

II.6 - MODELAGEM PARA ESCOAMENTOS VISCOELÁSTICOS

A presença de elasticidade em soluções de goma xantana, mesmo bastante diluídas, ficou evidenciada no trabalho de Thurston e Pope (1981). Outras soluções poliméricas também apresentam influência de efeitos elásticos, associados às constantes de tempo do fluido. Tais efeitos foram considerados neste trabalho conforme as modelagens descritas nas seções II.6.1 e II.6.2, a seguir. Esclarecemos que o estudo realizado nessas seções servem como uma especulação inicial sobre os efeitos viscoelásticos, sem ainda efetuar um confronto absoluto entre teoria e experimentos, devido às limitações de natureza laboratorial.

II.6.1 - Consideração do Número de Ellis

Para os fluidos caracterizados conforme o modelo de Ellis, levou-se em conta a correção proposta por Sadowski e Bird (1965), representada pelo número de Ellis, definido na equação (I.96).

A introdução desse parâmetro na definição do número de Reynolds generalizado, Re_{El1} , definido no trabalho de dos autores acima citados, gerou um novo número de Reynolds, Re_{El2} , descrito na equação (I.97), que atenta para os efeitos da elasticidade. O cálculo de Re_{El2} e o ajuste de uma curva que relaciona f' a tal adimensional possibilitaram verificar a validade da correção proposta, após comparação com a curva obtida para Re_{El1} .

II.6.2 - Consideração do Número de Deborah

Para os fluidos com tensão residual, que foram caracterizados neste trabalho pelo modelo de Herschel-Bulkley, a presença da elasticidade e sua influência na queda de pressão, quando o fluido escoar no meio poroso, foi levada em conta através

do cálculo do número de Deborah definido na equação (I.100).

Esse cálculo pressupõe o conhecimento de um tempo característico para o fluido, que foi obtido pela equação (I.98) e posteriormente incluído no número de Deborah.

O roteiro para o cálculo do número de Deborah está resumido nas seguintes etapas:

a) Para cada velocidade superficial medida, na faixa de vazão onde pode se considerar como nula a dissipação de energia cinética, foi calculada a taxa de deformação $\dot{\gamma}$ correspondente, conforme a expressão (I.102), sugerida por Massarani. Tal taxa de deformação trata-se de um valor médio, no interior do meio poroso.

b) Utilizando a metodologia proposta por Bird et al. (1974), foi calculado o primeiro coeficiente das tensões normais, $\theta(\dot{\gamma})$, definido na equação (I.60), através da equação (I.69), que pode ser reescrita, sendo igualada a uma função $F(\theta)$:

$$F(\theta) = \frac{\pi \theta}{4 K \lambda (\eta_0 - \eta_\infty)} = \int_0^\infty \frac{[1 + (\lambda \dot{\gamma}')^2] - [1 + (\lambda \dot{\gamma}')^2]^2}{[(\lambda \dot{\gamma}')^2 - (\lambda \dot{\gamma}')^2]} d\dot{\gamma}'$$

(II.12)

onde λ é o parâmetro de ajuste do modelo de Carreau.

Para isso, foi necessário considerar os fluidos caracterizados reologicamente pelo modelo de Carreau. Cabe lembrar que Statsna e De Kee (1982) observam que as formulações encontradas na literatura que fornecem a dependência entre θ e $\eta(\dot{\gamma})$ somente conduzem a resultados satisfatórios se usadas conjuntamente com um determinado modelo reológico. No nosso caso, temos que a equação (I.67) não é compatível com o modelo de Herschel-Bulkley, pois conduz a θ tendendo a infinito quando $\dot{\gamma}$

tende a zero, daí a necessidade de se utilizar o modelo de Carreau.

c) As integrações da equação (II.12) foram feitas numericamente, variando o parâmetro de integração $\lambda \dot{\gamma}'$ de 0 a 10^5 , analogamente ao que foi feito por Bird et al.(1974). Esses autores verificaram, devido à impossibilidade de se integrar numericamente até infinito, que para valores de $\lambda \dot{\gamma}'$ bem maiores que $\lambda \dot{\gamma}$, o valor da integral seria desprezível. Foi utilizada na integração a regra do trapézio, com passo 1.

d) Obtida $F(\theta)$, calculou-se então θ , através da expressão (II.13) :

$$\theta = \frac{F(\theta) 4 K \lambda (\eta_0 - \eta_\infty)}{\pi} \quad (II.13)$$

e) Obteve-se então a função diferença primária das tensões normais N_1 , através da equação (I.61), que pode ser reescrita como:

$$N_1 = \theta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma}^2 \quad (II.14)$$

onde se considera o módulo de N_1 .

f) Com esse valor pudemos calcular o tempo característico do fluido conforme a definição de Marshall e Metzner, equação (I.98), abaixo rerepresentada em uma forma alternativa:

$$\theta_f = \frac{1}{2 \dot{\gamma}} \left(\frac{N_1}{\tau_{12}} \right) \quad (II.15)$$

onde τ_{12} é a tensão de cisalhamento referente ao $\dot{\gamma}$ utilizando.

g) Pôde-se então obter o número de Deborah para cada velocidade superficial e meio poroso observado, conforme a equação (I.100)

A rotina de cálculo descrita acima pode ser resumida no fluxograma mostrado na figura II.3

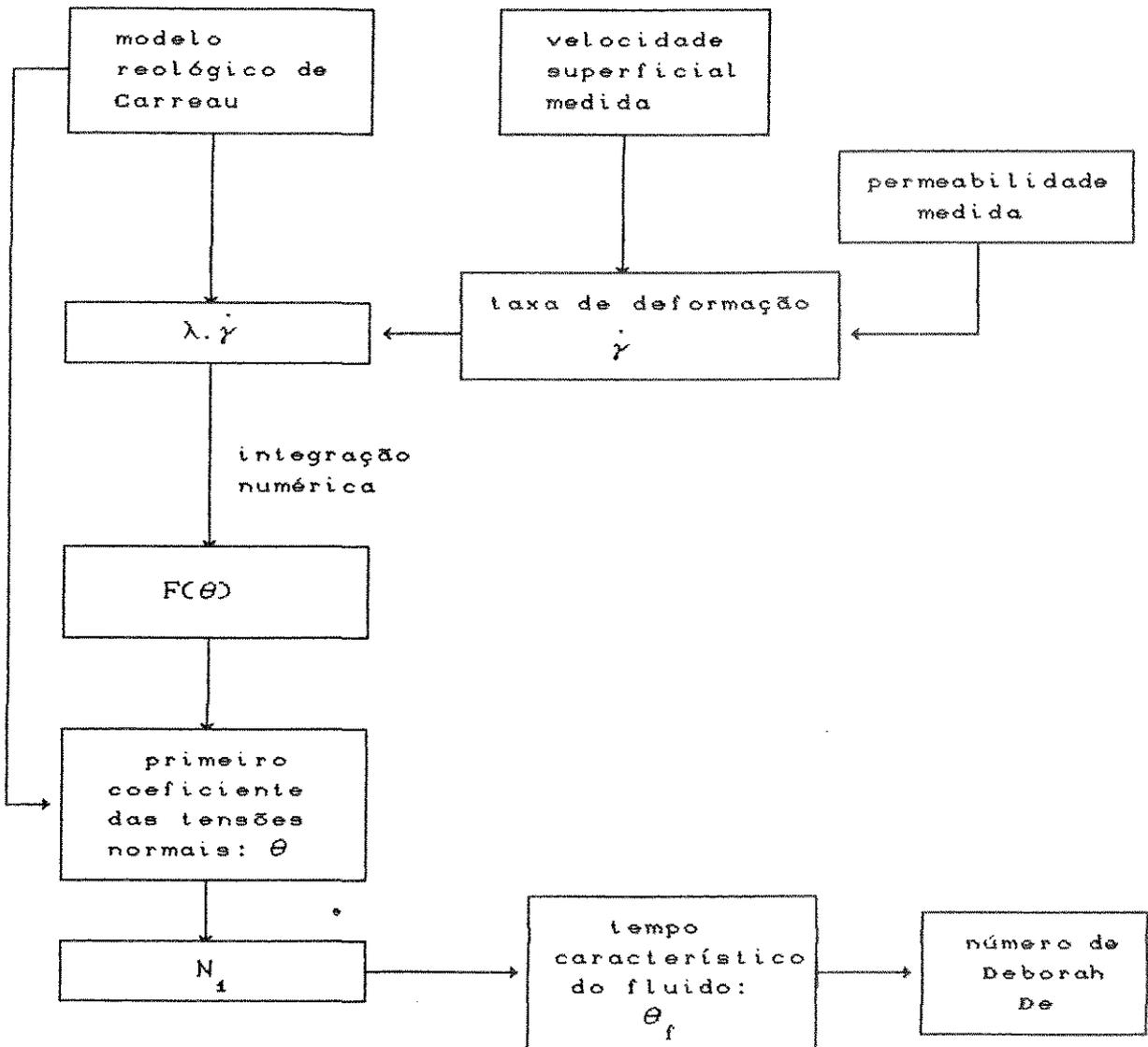


Figura II.3 - Fluxograma do cálculo do número de Deborah

II.6.3 - Consideração da Modelagem de Wissler

Em posse dos números de Deborah referentes às velocidades de escoamento na faixa de baixas vazões, utilizamos a expressão de Wissler (1971), para modelar os escoamentos viscoelásticos em meios porosos.

Reescrevendo a equação (I.109), temos:

$$f' Re_g = C_v (1 + A De^2) \quad (II.16)$$

Em nossos cálculos consideramos que $Re_g = Re_{HB1}$, equação (I.85), já que Re_{HB1} foi o número de Reynolds generalizado usado no tratamento dos dados dos fluidos com tensão residual.

Tendo calculado f' e Re_{HB1} (ver seção II.5) e também os números de Deborah, e admitindo $C_v = 180$ (valor obtido por diversos autores para escoamentos viscosos), verificamos o valor do parâmetro A. Como A é um parâmetro geométrico, descrito pela equação (I.108), onde F_1 e F_2 são constantes definidas pelas expressões (I.105) e (I.106), pudemos fazer a suposição de que A é uma função dos diâmetros das partículas que constituem o meio.

Assim, para cada conjunto de dados ($f'.Re_{HB1} - De$), referente a um determinado diâmetro de partícula, obtivemos um valor de A e verificamos a relação entre tais variáveis apresentando uma dependência da forma:

$$A = f(D_p) \quad (II.17)$$

CAPITULO III - APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS

III.1 - CARACTERÍSTICAS DO MEIO POROSO

Conforme os métodos descritos no capítulo anterior, foram determinadas as características geométricas do meio poroso e das partículas que o constituem. Como foram observados três meios diferentes, iremos identificar esses meios com as letras A, B e C, correspondente à ordem crescente do diâmetro das partículas. A tabela III.1 apresenta tais características.

Podemos fazer as seguintes considerações a respeito dos valores obtidos para os parâmetros tabelados acima:

a) A porosidade manteve-se inalterada em relação à variação do diâmetro da partícula. Como a forma do empacotamento dos três tipos de leito foi a mesma: esferas despejadas continuamente, com vibração manual do leito, não podemos avaliar a influência de tal variável na porosidade.

Comparando nosso resultado com o obtido no trabalho de Haughey e Beveridge (1969) (ver tabela I.1), veremos que esses autores obtiveram para a mesma forma de empacotamento que a deste trabalho, uma porosidade $\varepsilon = 0,36$. O valor de $\varepsilon = 0,38$ foi por eles obtido para o caso de esferas despejadas continuamente sem vibração do leito. Considerando a vibração modesta, manual, utilizada durante o empacotamento dos leitos em nosso caso,

podemos concluir que houve boa concordância entre a previsão feita pelos autores acima citados com o valor medido.

Tabela III.1 - Características geométricas do meio

meio	partícula		meio poroso	
	diâmetro cm	massa específica g/cm ³	porosidade	permeabilidade cm ²
A	0,200	2,48	0,38	$2,87 \times 10^{-5}$
B	0,346	2,48	0,38	$4,50 \times 10^{-5}$
C	0,423	2,50	0,38	$5,39 \times 10^{-5}$

Apesar do método de obtenção da porosidade não permitir a determinação dos poros isolados ou dos que dão origem à canais com finais mortos, o erro devido à esse fato não deve ser significativo. Dullien et al. (1979), baseados em uma revisão da literatura, afirmam que o volume desse tipo de poro deve ser inferior a 1,0 % em leitos não consolidados.

b) Os valores de permeabilidade obtidos, diferem bastante dos valores previstos pela equação de Carman-Kozeny (I.16), e ainda mais dos valores de Rumpf e Gupte (1971), quando se utiliza a equação (I.17) com $f(\epsilon) = \epsilon^{5.5}$ e $C_0 = 5,6$. Considerando a tortuosidade $t = 3$, foram calculados os valores da permeabilidade pelas equações acima citadas, sendo que a tabela III.2 mostra a comparação de tais valores com o valor obtido experimentalmente.

Verificamos que a discrepância entre os valores medidos e os valores calculados cresce do meio A para o meio C. Vários são os fatores que podem ter causado tal discrepância crescente, entre os quais podemos citar: diferentes distribuições nos diâmetros das partículas, em torno de um valor médio, diferentes desvios da

forma esférica, etc.

Os fatores acima citados podem propiciar uma área de contato finita e significativa entre as partículas, o que se contrapõe à suposição de contato pontual feita na dedução de Carman-Kozeny.

Tabela III.2 - Comparação dos valores experimentais da permeabilidade com as previsões de Carman-Kozeny e de Rumpf-Gupte

meio poroso	k experimental cm ²	previsão de Carman-Kozeny cm ²	previsão de Rumpf-Gupte cm ²
A	$2,87 \times 10^{-5}$	$2,64 \times 10^{-5}$	$3,48 \times 10^{-5}$
B	$4,50 \times 10^{-5}$	$7,91 \times 10^{-5}$	$1,04 \times 10^{-4}$
C	$5,39 \times 10^{-5}$	$1,18 \times 10^{-4}$	$1,54 \times 10^{-4}$

Outro fator que pode acarretar em erro considerável é a utilização de um valor arbitrário da tortuosidade na expressão (I.16), desde que não existe um valor único, aceito sem restrições por estudiosos da área.

A expressão de Rumpf e Gupte é empírica e proveniente de análise dimensional, podendo portanto não ser possível sua aplicação fora das condições observadas pelos autores.

III.3 - IDENTIFICAÇÃO DOS EXPERIMENTOS REALIZADOS

Visando facilitar a apresentação dos resultados, iremos identificar cada experimento realizado, isto é, o conjunto:

soluções poliméricas=diâmetro de partícula=temperatura, através de um número, conforme mostra a tabela III.3 abaixo:

Tabela III.3 - Identificação dos experimentos

n ^o	polímero	concentração % em massa	diâmetro cm	temperatura °c
1	Polysafe-600	1,0	0,200	20
2	Polysafe-600	1,0	0,346	20
3	Natrosol 250 HHR	1,2	0,200	18
4	Natrosol 250 HHR	1,2	0,346	18
5	Cellose QP-30 MH	1,1	0,200	17
6	Cellose QP-30 MH	1,1	0,346	18
7	Cellose QP-30 MH	1,1	0,423	19
8	Cellose QP-52 MH	0,8	0,200	19
9	Cellose QP-52 MH	0,8	0,346	20
10	Cellose QP-52 MH	0,8	0,423	26
11	Cellose QP-52 MH	1,0	0,200	19
12	Cellose QP-52 MH	1,0	0,346	20
13	Cellose QP-52 MH	1,0	0,423	18
14	Rhodopol 23	0,3	0,200	20
15	Rhodopol 23	0,3	0,346	19
16	Rhodopol 23	0,3	0,423	23
17	Rhodopol 23	0,5	0,200	16
18	Rhodopol 23	0,5	0,346	19
19	Rhodopol 23	0,5	0,423	19
20	Rhodopol 23	0,7	0,200	20
21	Rhodopol 23	0,7	0,346	17
22	Rhodopol 23	0,7	0,423	17

III.4 - CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA

Nesta seção, apresentamos as curvas reológicas obtidas para os diversos fluidos utilizados. As amostras das quais se extraíram os dados apresentados a seguir foram retiradas do tanque de armazenagem de soluções (ver descrição da unidade experimental,

seção II.1), logo após a realização de cada experimento.

O apêndice A traz as tabelas com os dados de rotação (RM) e deflexão (S) medidos no reômetro Haake e os respectivos $\dot{\gamma}$ e τ , obtidos através de cálculos. Salientamos que a faixa de $\dot{\gamma}$ observada para obtenção da reologia foi escolhida de forma a cobrir as taxas de deformação verificadas durante os respectivos escoamentos.

III.4.1 - Dados de Ajuste ao Modelo de Ostwald-de Waele

Os fluidos usados nos experimentos de 1 a 4, tiveram suas curvas reológicas ajustadas pelo modelo de Ostwald-de Waele, através de métodos de mínimos quadrados. A tabela III.4 apresenta os parâmetros obtidos, juntamente com o desvio médio dos pontos experimentais em relação à curva obtida.

Podemos observar que:

- a) O Polysafe=500 (carboxi=metil=celulose), na concentração e temperatura estabelecidas, aproxima-se bastante de um fluido newtoniano, pois o índice de comportamento (n) é bem próximo de 1.
- b) O Natrosol 250 HHR (hidroxil=etil=celulose) apresenta comportamento pseudoplástico bastante característico, $n = 0,346$, além de possuir índice de consistência elevado.

Portanto, estamos examinando casos bastante disparees dentro do modelo de Ostwald-de Waele.

Tabela III.4 - Parâmetros do modelo de Ostwald-de Waele

exp. n ^o	n	K dina. s ⁿ /cm ²	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	T °C	desvio %
1	0,956	1,507	1,7-342,4	20	11,9
2	0,956	1,507	1,7-342,4	20	11,9
3	0,346	136,985	2,5- 84,3	18	7,6
4	0,346	136,985	2,5- 84,3	18	7,6

Como os experimentos 1 e 2, assim como 3 e 4, foram realizados na mesma data e à mesma temperatura, considerou-se uma única caracterização reológica para cada fluido. Isso significa que a possível quebra de cadeia do polímero durante o escoamento no meio poroso, e a possível alteração das características da solução consequente de tal fato, não foi levada em conta.

I.4.2 - Dados de Ajuste ao Modelo de Ellis

Nos experimentos de 5 a 13, os fluidos foram caracterizados conforme o modelo de Ellis. A tabela III.5 traz os parâmetros obtidos para esse caso.

Observamos que os desvios médios, no geral, foram menores que para o ajuste ao modelo de Ostwald-de Waele. Isso deve-se ao fato de um modelo de três parâmetros permitir maior flexibilidade à curva de ajuste.

Cada grupo de três experimentos (5,6 e 7 ou 8,9 e 10 ou 11,12 e 13) foi realizado com solução do mesmo polímero e à mesma concentração. Tais soluções foram preparadas uma única vez, ficando armazenadas no tanque destinado a esse fim durante um

experimento e outro. Portanto, dentro de cada um desses grupos, a diferença entre os parâmetros de ajuste pode dever-se às seguintes influências:

- temperatura,
- quebra da cadeia do polímero em solução, devida às forças mecânicas a que foi submetido durante o escoamento através do meio poroso,
- biodegradação do polímero.

O último item não será considerado na análise que se segue, pois cada conjunto de experimentos foi realizado em curto espaço de tempo e a caracterização reológica de uma amostra de fluido, retirada da armazenagem logo após a preparação e que não foi, portanto submetida à escoamento, revelou-se inalterada quando verificada antes e após o mesmo período de tempo.

Para o Cellosize QP-30 MH, 1,1 %, tivemos a seguinte ordem cronológica dos experimentos: 6, 7 e 5. Observamos que o valor de η_0 diminuiu, o valor de $\tau_{1/2}$ aumentou e o valor de α permaneceu constante se considerarmos a ordem descrita acima. A temperatura, entre um experimento e outro, se elevou em 1°C, na seguinte ordem: 5, 6 e 7. Assim vale concluir que a quebra das cadeias teve uma influência superior à da variação da temperatura nos parâmetros obtidos.

Para o Cellosize QP-52 MH, 0,8 %, a ordem cronológica dos experimentos foi a seguinte: 9, 10 e 8. Como a temperatura foi consideravelmente diferente entre um experimento e outro, o valor de η_0 não decresceu conforme se sucederam os experimentos, apresentando um valor mínimo coincidente com a temperatura mais alta: 25°C.

Para o Cellosize QP-52 MH, 1,0%, tivemos a seguinte ordem de ocorrência dos experimentos: 11, 12 e 13, sendo que o valor de η_0 no primeiro deles foi bastante superior ao obtido nos outros dois, e a queda de 2°C entre os experimentos 12 e 13, pode

justificar o aumento de η_0 verificado.

Tabela III.5 - Parâmetros do modelo de Ellis

exp. n ^o	η_0 dina. s/cm ²	τ_0 dina/cm ²	α	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	T °C	desvio %
5	5,955	356,33	2,762	9,5-450,9	17	4,8
6	12,381	297,98	3,166	10,6-118,5	18	0,7
7	7,264	305,88	2,701	19,1-642,1	19	1,0
8	2,612	313,04	2,425	20,8-258,5	19	0,4
9	2,709	274,53	2,483	21,0-257,8	20	0,8
10	1,849	316,83	2,462	41,8-364,3	25	1,1
11	43,105	105,31	2,074	3,8- 67,9	20	9,1
12	16,978	279,71	2,860	7,7-111,3	20	0,4
13	21,690	279,53	2,935	7,9- 79,2	18	0,3

Vale ainda observar que o parâmetro que sofre menor influência tanto da temperatura como da quebra de cadeia é o parâmetro α , que praticamente manteve-se constante ao longo de cada grupo de experimentos.

III.4.3 - Dados de Ajuste ao Modelo de Herschel-Bulkley

As soluções utilizadas nos experimentos de 14 a 22 tiveram sua curva reológica ajustada conforme o modelo de Herschel-Bulkley e os parâmetros obtidos estão relacionados na tabela III.6.

Tabela III.6 - Parâmetros do modelo de Herschel-Bulkley

exp. n ^o	H dina. e ^m /cm ²	m	τ_0 dina/cm ²	γ e ⁻¹	T °C	desvio %
14	3,747	0,450	15,654	2,6-1667,9	20	5,1
15	2,167	0,532	19,781	3,0-1593,8	19	4,9
16	2,263	0,520	18,953	2,9-1737,7	23	3,4
17	1,719	0,584	36,103	7,3-1783,0	16	2,2
18	1,828	0,576	38,567	6,6-1740,6	19	2,5
19	1,828	0,576	38,567	6,6-1740,6	19	2,5
20	1,681	0,605	67,030	9,0-1822,1	20	1,2
21	4,048	0,490	56,492	5,5-1435,2	17	3,9
22	3,691	0,510	58,015	6,0-1606,4	17	3,1

Podemos observar que não é fácil identificar as influências da quebra de cadeia e da biodegradação dos polímeros nos parâmetros de ajuste obtidos.

A ordem cronológica dos conjuntos de experimentos acima foi a seguinte: - 14, 16 e 15.

- 17, 19 e 18.

- 20, 21 e 22.

Assim, podemos concluir que as soluções de goma xantana não são tão suscetíveis à alterações no comportamento devido à quebra de cadeia, como o são as soluções de hidróxi-etil-celulose.

Apesar da maior tendência a sofrer ataques de microorganismos que os demais polímeros aqui utilizados, as soluções de Rhodopol 23 não apresentaram alterações devidas a biodegradação no curto espaço de tempo entre os experimentos. A adição de microbicida permitiu que apenas após 20 dias fossem observadas alterações quanto às características de escoamento em uma amostra que permaneceu em repouso.

III.4.4 - Dados de Ajuste ao Modelo de Carreau

Para que se pudesse considerar as influências da elasticidade do fluido escoando em meios porosos, tornou-se necessária a caracterização das soluções usadas nos experimentos de 14 a 22, conforme o modelo de Carreau. A tabela III.7 apresenta os parâmetros de ajuste ao modelo, para cada caso.

Apesar da equação reológica de estado de Carreau não ser a mais adequada para descrever as características de escoamento das soluções de goma xantana em uma faixa que abranja $\dot{\gamma}$ de zero até infinito, devido não levar em conta as tensões residuais, podemos verificar que na faixa de $\dot{\gamma}$ observada ela nos dá um bom ajuste, com desvios menores que o oferecido pelo modelo de Herschel-Bulkley

Tabela III.7 - Parâmetros de ajuste ao modelo de Carreau

exp. n ^o	η_0 dina. s/cm ²	η_∞ dina. s/cm ²	λ s	N	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	T °C	desvio %
14	15,996	0,066	0,751	0,440	2,6-1667,9	20	2,3
15	10,034	0,075	0,393	0,454	3,0-1593,8	19	5,7
16	19,081	0,039	0,989	0,427	2,9-1737,7	23	4,5
17	25,467	0,080	0,695	0,459	7,3-1783,0	16	2,5
18	14,483	0,069	0,358	0,451	6,6-1740,6	19	1,3
19	14,483	0,069	0,358	0,451	6,6-1740,6	19	1,3
20	37,431	0,098	0,548	0,476	9,0-1822,1	20	2,6
21	28,699	0,089	0,438	0,469	5,5-1435,2	17	1,7
22	42,933	0,071	0,735	0,451	6,0-1606,4	17	1,8

A título de exemplo, a figura III.1 nos mostra o gráfico de τ em função de $\dot{\gamma}$, para os experimentos 14 e 22, com as respectivas curvas de ajuste, pelos dois modelos em questão.

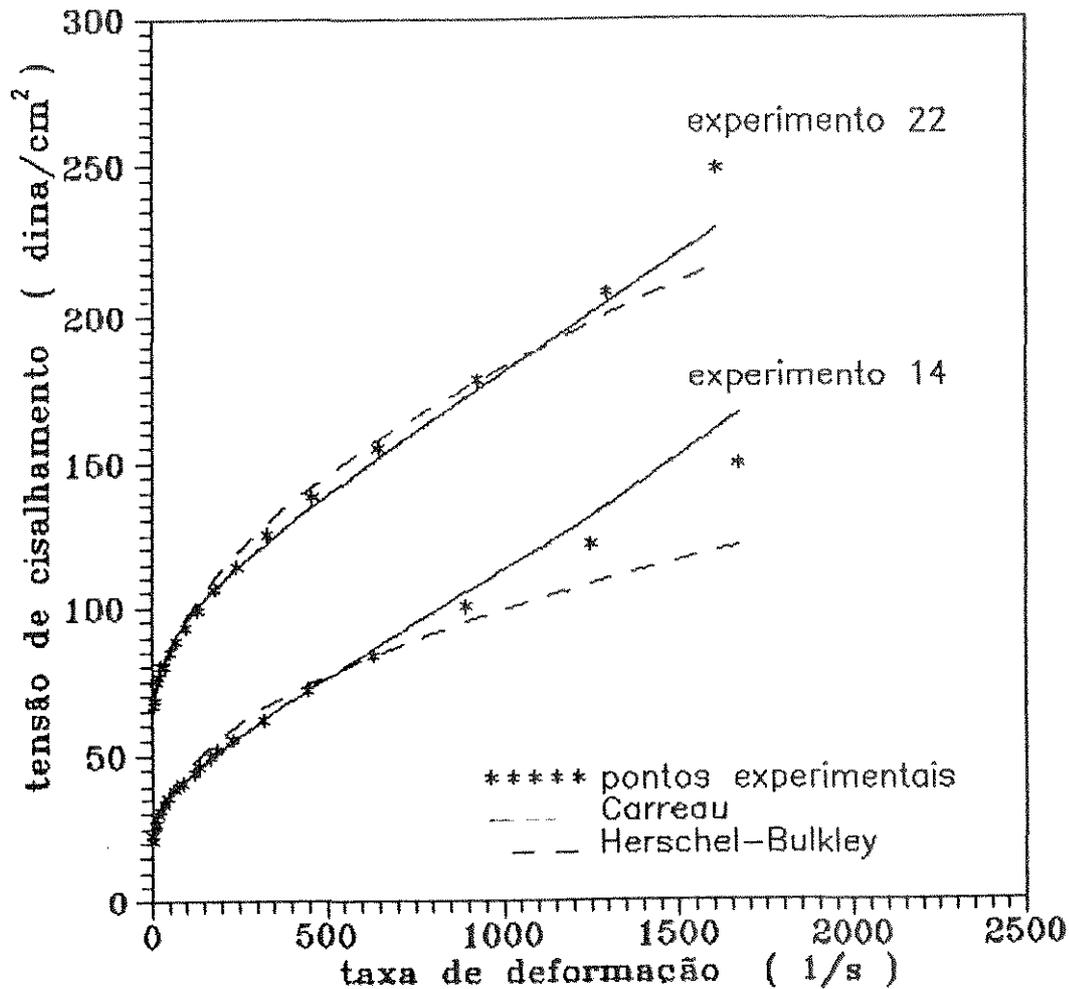


Figura III.1 - Comparação entre os ajustes ao modelo de Carreau e ao modelo de Herschel-Bulkley, para soluções de goma xantana

III.5 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE OSTWALD-DE WAELE

A tabela III.8 traz os dados de escoamento tomados nos experimentos de 1 a 4, juntamente com os respectivos fator de atrito e número de Reynolds generalizado para o modelo de Oswald-de Waele, Re_{owz} , calculados conforme descrição da seção II.5.

A figura III.2 mostra os valores de f' e Re_{owz} colocados em gráfico, juntamente com a curva de ajuste, que está representada na equação (III.2):

$$f' = \frac{127,54}{Re_{owz}} \quad (III.2)$$

Essa correlação foi obtida com ajuste pelo método dos mínimos quadrados de Marquadt-Levenberg.

A expressão (III.2) tem a forma da equação (I.76), com exceção do termo constante relativo a altas vazões .

Se compararmos o resultado obtido com a correlação verificada por Brea et al. (1976), notaremos que ambos diferem quanto ao valor correspondente ao parâmetro C da equação (I.76). O valor obtido neste trabalho ($C = 127,54$) é bastante inferior ao alcançado por Brea et al. ($C = 160$).

Se nos detivermos apenas nos aspectos geométricos, não levando em conta a diferença em relação aos fluidos utilizados, podemos apontar algumas diferenças entre os dois trabalhos:

- foram utilizados diferentes diâmetros de partículas,
- a relação diâmetro da partícula/diâmetro do leito é bem maior no trabalho de Brea et al.,

Tabela III.8 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos com fluidos caracterizados pelo modelo de Ostwald-de Waele

exp. o n-	q cm/s	ΔP dina/cm ²	f'	Re _{owz}
1	0,058	76868,9	11993,1	1,379 x 10 ⁻²
	0,169	202859,4	3678,4	4,241 x 10 ⁻²
	0,518	467873,8	906,4	1,364 x 10 ⁻¹
	0,677	565625,0	639,4	1,807 x 10 ⁻¹
	1,146	815433,6	323,4	3,121 x 10 ⁻¹
	1,492	956629,8	223,6	4,113 x 10 ⁻¹
	1,763	1097826,0	183,8	4,896 x 10 ⁻¹
	2,241	1293329,0	114,9	6,817 x 10 ⁻¹
	2,531	1380218,0	112,2	7,141 x 10 ⁻¹
	3,456	1640888,0	71,5	9,888 x 10 ⁻¹
2	0,303	161586,6	1589,6	1,312 x 10 ⁻¹
	0,605	244132,1	600,0	2,707 x 10 ⁻¹
	1,006	367950,3	327,8	4,599 x 10 ⁻¹
	1,695	515663,3	161,6	7,935 x 10 ⁻¹
	2,094	617758,9	126,9	9,893 x 10 ⁻¹
	2,201	702476,7	130,7	1,042
	3,358	904495,8	72,2	1,620
	3,447	806744,6	61,2	1,664
	5,043	1006592,0	35,6	2,447
	5,158	1134754,0	38,4	2,536
3	0,026	643826,0	512179,3	1,807 x 10 ⁻⁴
	0,038	752438,4	342200,1	2,869 x 10 ⁻⁴
	0,059	882773,4	133251,7	7,141 x 10 ⁻⁴
	0,064	1002247,0	129232,1	8,135 x 10 ⁻⁴
	0,085	1121721,0	81358,5	1,309 x 10 ⁻³
	0,099	1121721,0	59773,6	1,689 x 10 ⁻³
	0,148	1295501,0	30681,7	3,303 x 10 ⁻³
	0,206	1460592,0	17928,2	5,687 x 10 ⁻³
	0,250	1643061,0	13679,2	7,839 x 10 ⁻³
	0,354	1795118,0	7459,6	1,392 x 10 ⁻²
4	0,013	361433,6	1791851,0	7,573 x 10 ⁻⁵
	0,037	554763,8	346470,1	4,199 x 10 ⁻⁴
	0,067	706821,2	140166,0	1,084 x 10 ⁻³
	0,112	728543,7	52692,7	2,496 x 10 ⁻³
	0,118	891462,3	56766,4	2,773 x 10 ⁻³
	0,176	978352,4	28284,1	5,328 x 10 ⁻³
	0,330	1217300,0	10062,4	1,500 x 10 ⁻²
	0,376	1217300,0	7740,6	1,863 x 10 ⁻²
	0,395	1152132,0	6659,8	2,016 x 10 ⁻²
	0,754	1391080,0	2202,9	5,881 x 10 ⁻²

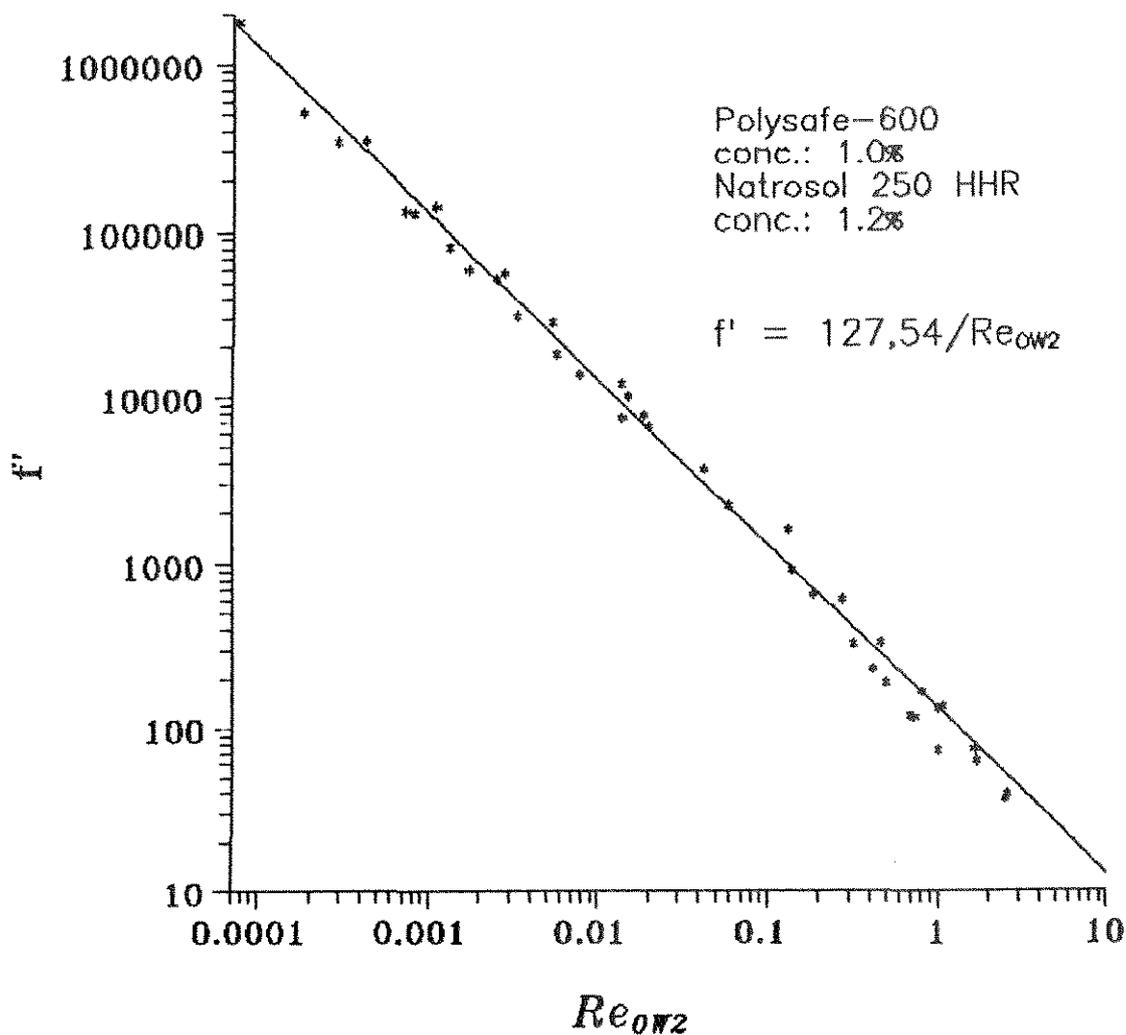


Figura III.2 = Relação entre f' e Re_{owz}

Apesar da faixa de C mais comumente encontrada na literatura estar na faixa de 150-180, algumas publicações apresentam valores inferiores ao obtido neste trabalho. Como exemplo podemos citar Larkins et al (1961), onde C= 118.

III.6 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE ELLIS

A tabela III.9 apresenta os dados de escoamento dos experimentos de 5 a 13, juntamente com o fator de atrito e o número de Reynolds, Re_{El1} , calculados a partir de tais dados.

A figura III.3 mostra a curva que descreve a dependência entre f' e Re_{El1} .

A curva traçada na figura III.3 está representada na equação (III.3), abaixo:

$$f' = \frac{240,38}{Re_{El1}} \quad (III.3)$$

Uma comparação com a correlação obtida no trabalho de Sadowski e Bird (1965) nos leva a observar que o valor obtido no numerador da expressão (III.3) é bastante maior que o do trabalho citado (C = 180).

Para se considerar os efeitos da elasticidade conforme a proposta de Sadowski e Bird, foi calculado, para cada velocidade observada, o número de Ellis e o número de Reynolds corrigido, Re_{El2} , de acordo com o que foi dito no capítulo anterior. A tabela III.10 apresenta esses resultados, na mesma ordem das velocidades da tabela III.9, acrescentando ainda a diferença percentual entre os números de Reynolds com e sem correção.

Tabela III.9 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos com fluidos caracterizados pelo modelo de Ellis

exp. o n-	q cm/s	ΔP dina/cm ²	f'	Re _{El1}
5	0.058	486664.1	75929.4	4.838 x 10 ⁻³
	0.116	714602.9	27873.1	1.229 x 10 ⁻²
	0.294	1060847.0	6405.3	4.668 x 10 ⁻²
	0.481	1324056.0	2974.7	1.006 x 10 ⁻¹
	0.654	1513094.0	1837.9	1.637 x 10 ⁻¹
	0.770	1704673.0	1496.0	2.278 x 10 ⁻¹
	1.130	1927703.0	786.5	4.003 x 10 ⁻¹
	1.300	2119108.0	653.1	5.314 x 10 ⁻¹
1.637	2318051.0	450.5	7.685 x 10 ⁻¹	
6	0.070	304810.3	55707.4	5.510 x 10 ⁻³
	0.231	530042.9	8941.7	3.601 x 10 ⁻²
	0.385	683130.3	4148.7	9.125 x 10 ⁻²
	0.674	839283.0	1664.4	2.323 x 10 ⁻¹
	1.203	1111632.0	691.3	7.172 x 10 ⁻¹
7	0.153	245421.9	11582.6	2.475 x 10 ⁻²
	0.527	514515.3	2041.3	1.759 x 10 ⁻¹
	0.995	703324.4	782.3	4.997 x 10 ⁻¹
	1.419	804871.0	440.3	8.620 x 10 ⁻¹
	1.895	912269.6	279.6	1.383
	2.738	1040521.0	152.8	2.434
3.438	1185846.0	110.4	3.737	
8	0.358	550743.8	2234.2	7.955 x 10 ⁻²
	0.698	832444.9	889.5	2.102 x 10 ⁻¹
	1.057	956001.0	445.7	3.590 x 10 ⁻¹
	1.508	1316807.0	301.3	7.011 x 10 ⁻¹
9	0.303	219213.7	2156.5	1.008 x 10 ⁻¹
	0.691	370002.2	697.1	3.138 x 10 ⁻¹
	1.583	623484.8	224.0	1.177
	1.797	671669.1	187.3	1.448
10	0.829	311995.0	500.4	6.165 x 10 ⁻¹
	2.107	530240.1	131.5	2.494
11	0.023	447155.8	436033.2	5.457 x 10 ⁻⁴
	0.193	1211312.0	17009.0	1.050 x 10 ⁻²
	0.326	1471977.0	7206.6	2.136 x 10 ⁻²
12	0.175	539282.5	15851.5	2.007 x 10 ⁻²
	0.356	688666.3	4894.2	5.757 x 10 ⁻²
	1.169	1169053.0	717.2	3.912 x 10 ⁻¹
13	0.427	626489.1	3779.5	8.208 x 10 ⁻²

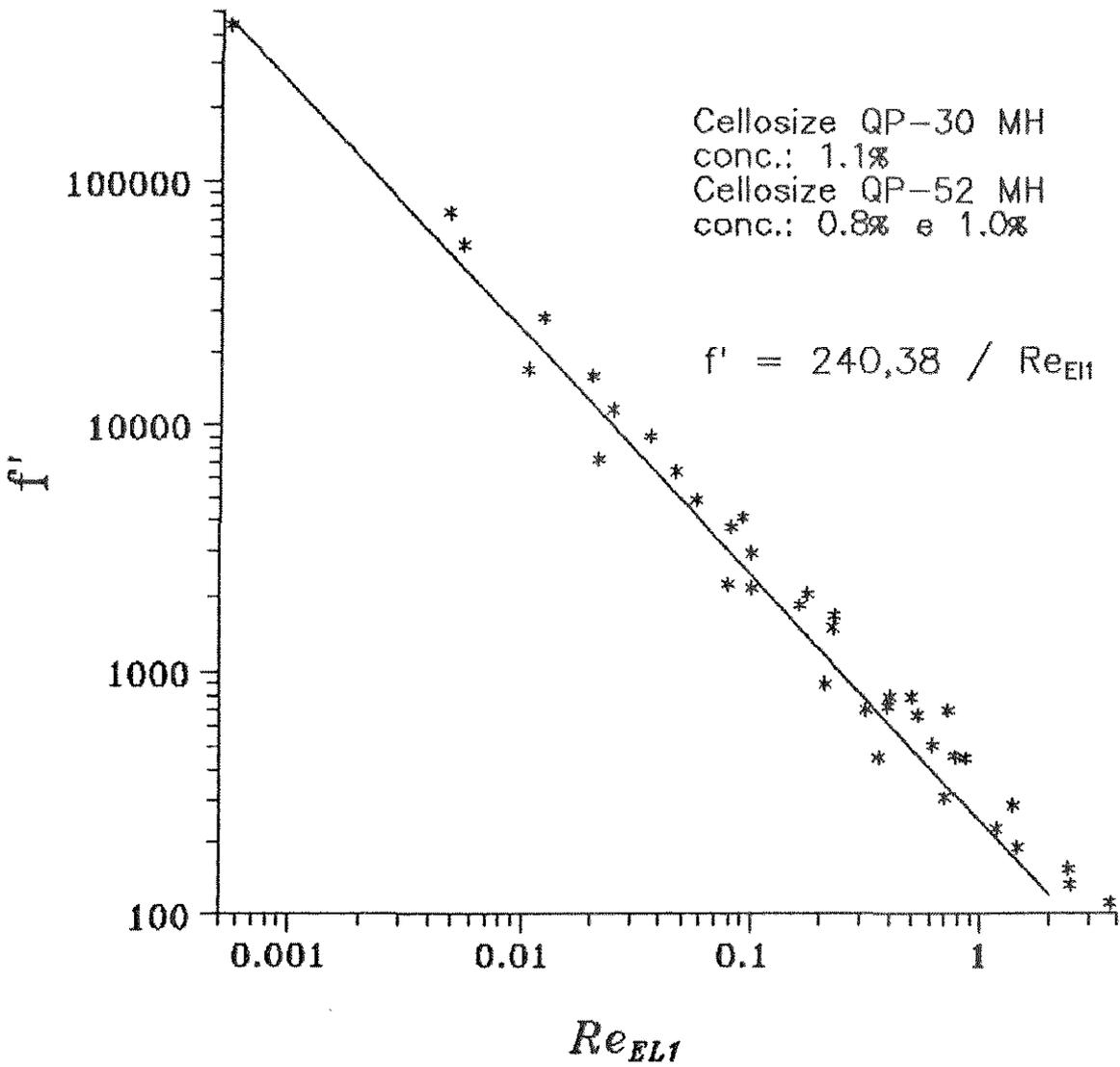


Figura III.3 - Relação entre f' e Re_{El1}

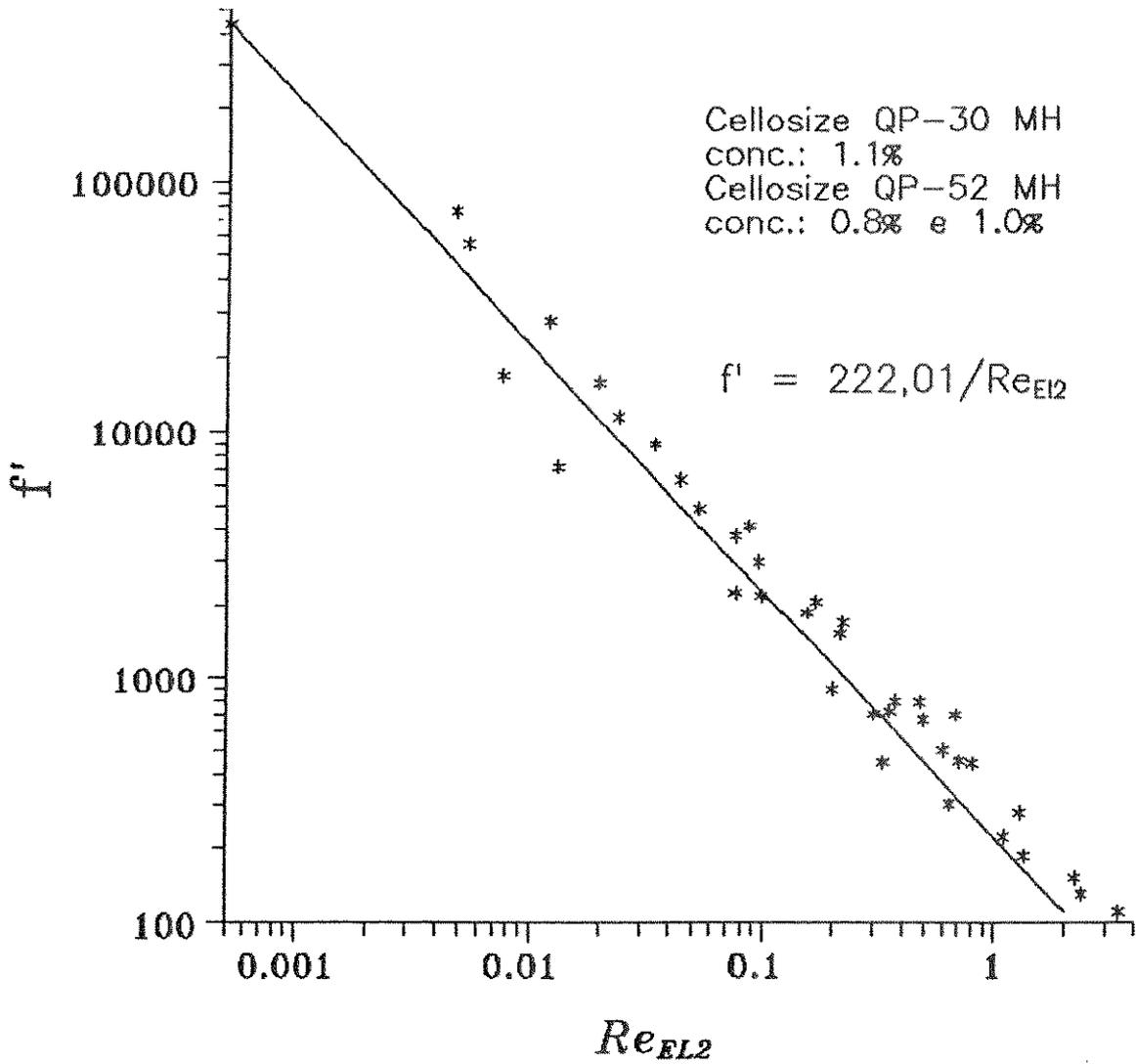


Figura III.4 = Relação entre f' e Re_{elz}

Pode-se observar que, realmente, somente se verificam desvios significativos entre os dois números de Reynolds quando o número de Ellis se aproxima ou supera o valor de 0,1, conforme já haviam afirmado Sadowski e Bird. Para as 38 velocidades relacionadas acima, 10 se enquadram nesse caso.

A curva que representa a relação entre o fator de atrito f' e Re_{El2} está apresentada na figura III.4 e é descrita pela expressão abaixo:

$$f' = \frac{222,10}{Re_{El2}} \quad (III.4)$$

Observamos que o valor de C na equação (III.4) é menor que o da equação (III.3), aproximando-se mais de 180, obtido pelos autores supra citados, mas ainda diferindo em 23,3 %

Podemos então fazer as seguintes colocações:

- A consideração dos efeitos elásticos através da inserção do número de Ellis no número de Reynolds modificado Re_{El1} , gerando o Re_{El2} , é uma proposta baseada no empirismo e na análise dimensional, podendo não refletir a realidade do escoamento de outros fluidos que não os que foram observados para tal dedução. Pode ocorrer portanto uma subestimação da influência da elasticidade nos nossos experimentos.
- Outros efeitos, além da elasticidade, podem influenciar na obtenção de um valor de C acima do obtido por Sadowski e Bird, como efeitos de parede ou efeitos de entrada e saída, apesar de que as condições para que tais efeitos não sejam significativos: relação diâmetro do recipiente que contém o meio/ diâmetro da partícula maior que 10 e relação comprimento/diâmetro do recipiente maior ou igual a 3 , previstas por Dullien (1979), foram cumpridas neste trabalho.

III.7 - DADOS DE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS DE FLUIDOS CARACTERIZADOS PELO MODELO DE HERSCHEL-BULKLEY

A tabela III.11 apresenta os dados de escoamento dos experimentos de 14 a 22, juntamente com o fator de atrito e o número de Reynolds modificado conforme o modelo de Herschel-Bulkley, Re_{HB1} .

A figura III.5 mostra a dependência conseguida entre f' e Re_{HB1} , sendo que a curva média para definir tal relação está apresentada abaixo:

$$f' = \frac{259,91}{Re_{HB1}} + 1,78 \quad (III.5)$$

Observamos que a equação (III.5) tem a mesma forma da equação (I.76).

Podemos observar que o segundo termo, do lado direito da equação (III.5) é praticamente coincidente com o valor de 1,75 obtido por Ergun, quando este observou fluidos newtonianos escoando em matrizes porosas com vazões elevadas.

É válido portanto afirmar que o número de Reynolds generalizado desenvolvido por Al-Fariss e Pinder (1987), quando utilizado para vazões mais elevadas, conduz à uma relação com f' análoga à de Ergun.

Anteriormente tal dimensional somente havia sido testado até valores de Re_{HB1} até 0,3, no trabalho de autores acima citados. A extensão aqui apresentada, atingindo valores de Re_{HB1} até 77, comprova que sua utilização na faixa de transição, isto é, quando as forças inerciais no escoamento passam a ser significativas em relação às forças viscosas, é coerente e leva a resultados satisfatórios.

Tabela III.11 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos com fluidos caracterizados pelo modelo de Herschel-Bulkley

exp. o n-	q cm/s	ΔP dina/cm ²	f'	Re _{HB1}
14	0.539	224251,0	401,3	0,540
	1.288	311182,4	97,7	2,175
	2.345	423301,6	40,1	5,631
	4.155	587582,1	17,7	12,903
	5.327	710234,8	13,0	20,563
	6.673	845427,0	9,9	29,302
15	1.453	162999,5	69,6	3,530
	2.871	230645,0	25,2	10,056
	4.653	300115,5	12,8	20,951
	6.900	421192,4	8,0	37,976
	8.739	507190,0	6,0	54,180
16	1.649	138546,7	56,1	4,806
	2.744	172356,5	25,2	10,589
	4.702	225429,4	11,2	24,222
	6.953	284188,4	6,5	43,971
	9.571	365796,7	4,4	71,411
	10.072	462121,3	5,0	77,147
17	0.892	331074,8	216,6	1,119
	1.657	451938,6	85,7	2,894
	2.179	486851,9	53,4	4,377
	2.972	633674,5	37,3	6,969
	3.244	671724,2	33,2	7,940
	5.375	761245,4	13,7	16,764
6.651	869273,6	10,2	22,922	
18	1.293	225259,8	121,4	2,457
	2.487	301020,4	43,8	6,792
	3.964	406101,0	23,3	13,818
	5.551	501755,2	14,9	22,945
	6.550	585101,2	12,3	29,383
	7.879	651655,9	9,5	38,688
19	1.310	162195,8	104,0	2,733
	3.289	245788,3	25,0	11,451
	5.576	347743,5	12,3	25,520
	7.782	432630,5	7,9	42,083
	9.540	521421,9	6,3	57,006
	10.261	566427,6	5,9	63,523

Tabela III.11 - Dados obtidos neste trabalho no escoamento em meios porosos com fluidos caracterizados pelo modelo de Herschel-Bulkley (continuação)

exp. n ^o	q cm/s	ΔP dina/cm ²	f'	Re _{HB1}
20	0.696	413242,3	444,2	0,591
	1.021	486366,8	243,0	1,093
	1.896	621910,7	90,0	2,883
	2.081	659362,6	79,3	3,326
	2.648	760737,3	56,5	4,808
	3.668	931711,4	35,5	7,871
21	1.111	266160,3	194,1	1,334
	2.246	388523,3	69,3	4,200
	4.218	457794,5	23,2	11,531
	5.444	544478,9	10,3	17,294
	6.914	651021,8	19,8	25,228
	6.919	737760,3	13,9	25,260
	7.880	811721,1	11,8	30,990
22	1,812	272930,1	91,5	3,152
	2.712	345264,0	51,7	6,032
	4.429	486321,1	27,3	13,164
	6,281	547968,6	15,3	22,821
	6,940	644174,4	14,7	26,683
	8,636	692013,8	10,2	37,540
	9,936	754245,1	8,4	46,700

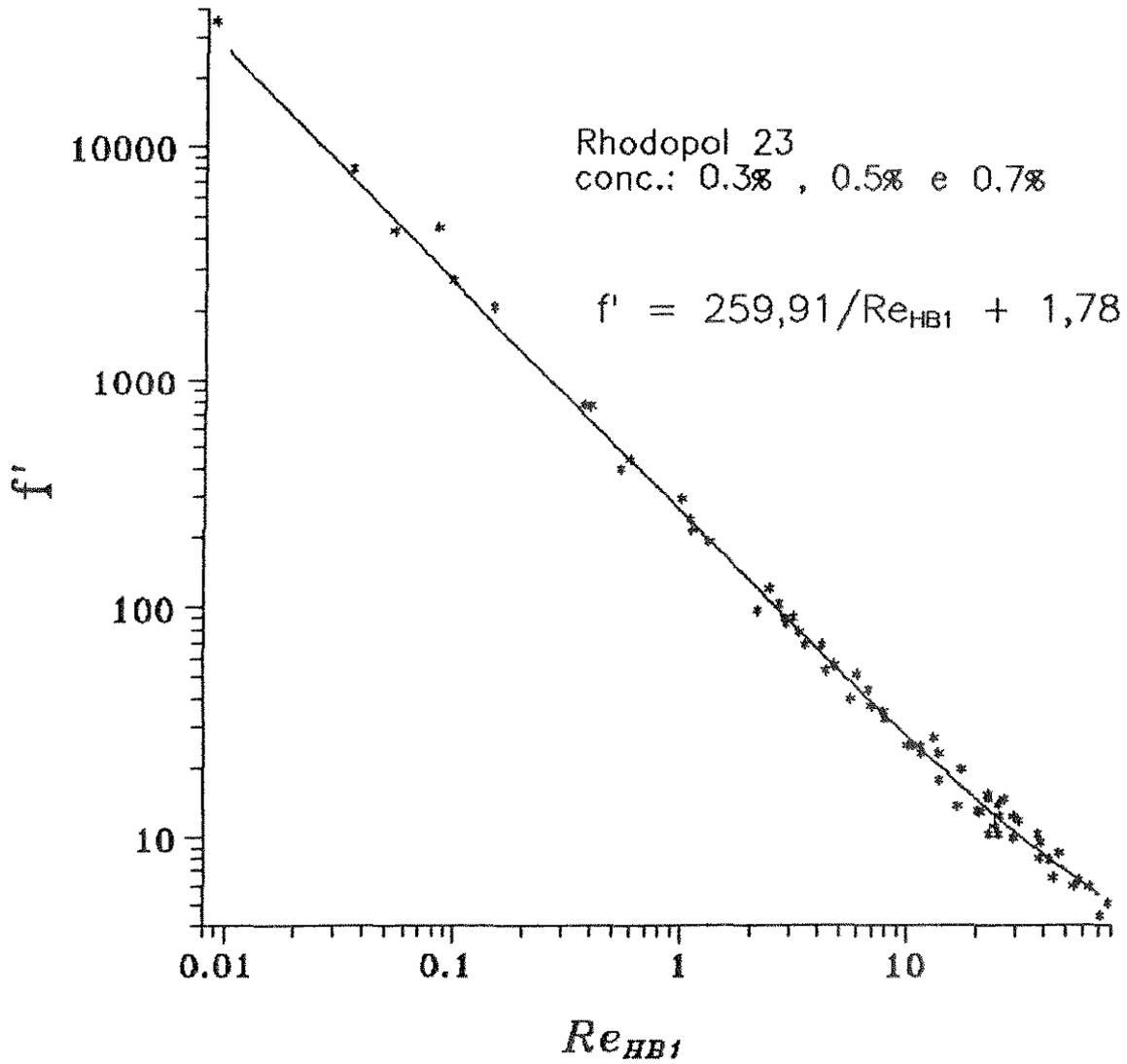


Figura III.5 = Relação entre f' e Re_{HB1}

Observamos também que o numerador do primeiro termo do lado direito da equação (III.5) é bastante superior ao valor máximo obtido por Al-Fariss e Pinder, que foi de $C = 198$, quando observaram soluções de graxas parafínicas e óleo cru, escoando em leitos de areia.

Visando entender tal discrepância, relacionamos o fator de atrito f' com o Re_{HB1} , separadamente, para cada experimento observado, obtendo uma relação da seguinte forma:

$$f' = \frac{C}{Re_{HB1}} + 1,78 \quad (III.6)$$

para cada um deles.

Com objetivo de facilitar o entendimento dos cálculos subsequentes, vamos reagrupar os experimentos conforme o diâmetro médio das partículas, como mostra a tabela III.12 . A mesma tabela apresenta os valores de C obtidos para cada caso.

Tabela III.12 - Relação entre f' e Re_{HB1} para cada experimento

diâmetro da partícula cm	experimento n ^o	C
0,200	14	220,83
	17	228,65
	20	260,44
0,346	15	233,72
	18	297,27
	21	275,35
0,432	16	230,13
	19	265,26
	22	314,32

Pode-se observar que o parâmetro C , que conforme o desenvolvimento de Ergun deveria depender apenas da forma do leito, está variando de experimento para experimento, quando se observa o escoamento de soluções de goma xantana de diferentes concentrações em leitos de mesma geometria.

III.8 - CÁLCULO DO NÚMERO DE DEBORAH

Para considerar os efeitos da elasticidade nos escoamentos de soluções de goma xantana em matrizes porosas, foi calculado o número de Deborah, conforme procedimento descrito na seção II.6.2. Nesse cálculo somente serão contempladas as velocidades superficiais correspondentes a um $Re_{HB1} < 10$, que, conforme a literatura, é o máximo valor que admite a consideração de linearidade entre os logaritmos do fator de atrito e do número de Reynolds generalizado. Tal limitação não provém propriamente do cálculo do número de Deborah, mas de sua posterior utilização. A expressão de Wissler, onde iremos inserir o adimensional aqui calculado, foi desenvolvida para regime de baixas vazões.

As tabelas III.13 e III.14 apresentam os principais valores obtidos nas sequência de cálculos.

A tabela III.13 traz os parâmetros utilizados no cálculo da integração numérica, que fornece o valor de $\theta(\dot{\gamma})$ a partir da equação (I.69), onde se utiliza o modelo de Carreau. Apresenta também a primeira função das tensões normais N_1 , calculada a partir de θ e $\dot{\gamma}$.

A tabela III.14 traz os valores do tempo característico do fluido e do número de Deborah, para cada experimento, na mesma ordem das velocidades da tabela III.13. Podemos observar que o cálculo de um número de Deborah médio para as velocidades baixas de um dado experimento não deve conduzir a erros consideráveis, já que os limites de variação de tal número são bastante baixos.

Tabela III.13 - Cálculo de N_1

exp. o n-	q cm/s	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	$\theta(\dot{\gamma})$	N_1 dina/cm ²
14	0,539	111,79	$2,758 \times 10^{-2}$	344,66
	1,288	267,14	$5,981 \times 10^{-3}$	426,84
	2,345	486,36	$2,061 \times 10^{-3}$	487,61
15	1,453	243,66	$6,797 \times 10^{-3}$	403,28
	2,871	481,46	$2,031 \times 10^{-3}$	470,79
16	1,649	249,57	$6,972 \times 10^{-3}$	434,25
	2,744	415,29	$2,836 \times 10^{-3}$	489,13
17	0,892	185,00	$1,782 \times 10^{-3}$	609,77
	1,657	343,88	$5,890 \times 10^{-3}$	695,64
	2,179	451,93	$3,597 \times 10^{-3}$	734,62
	2,972	616,40	$1,750 \times 10^{-3}$	779,17
	3,244	672,81	$6,970 \times 10^{-4}$	792,17
18	1,293	214,16	$1,330 \times 10^{-2}$	613,62
	2,487	411,93	$4,228 \times 10^{-3}$	717,52
19	1,310	198,2	$1,531 \times 10^{-2}$	601,73
20	0,696	144,35	$4,585 \times 10^{-2}$	955,45
	1,021	211,76	$2,313 \times 10^{-2}$	1037,25
	1,896	393,24	$7,577 \times 10^{-3}$	1171,68
	2,648	626,64	$3,246 \times 10^{-3}$	1274,29
	3,668	549,20	$4,128 \times 10^{-3}$	1317,28
21	1,111	184,44	$2,781 \times 10^{-2}$	941,90
	2,246	372,87	$7,921 \times 10^{-3}$	1096,30
22	1,812	274,23	$1,481 \times 10^{-2}$	1114,10
	2,711	550,28	$7,207 \times 10^{-3}$	1213,23

Tabela III.14 = Tempo característico do fluido e número de Deborah

exp. n ^o	θ_f s	De	De médio
14	$3,284 \times 10^{-2}$	0,233	0,218
	$1,289 \times 10^{-2}$	0,218	
	$6,570 \times 10^{-3}$	0,203	
15	$1,377 \times 10^{-2}$	0,152	0,137
	$6,291 \times 10^{-3}$	0,137	
16	$1,478 \times 10^{-2}$	0,152	0,147
	$8,297 \times 10^{-3}$	0,1420	
17	$2,278 \times 10^{-2}$	0,267	0,240
	$1,148 \times 10^{-2}$	0,250	
	$8,373 \times 10^{-3}$	0,240	
	$5,783 \times 10^{-3}$	0,226	
	$5,203 \times 10^{-3}$	0,222	
18	$1,855 \times 10^{-2}$	0,186	0,181
	$9,269 \times 10^{-3}$	0,175	
19	$1,970 \times 10^{-2}$	0,161	0,161
20	$3,274 \times 10^{-2}$	0,299	0,282
	$2,277 \times 10^{-2}$	0,299	
	$1,501 \times 10^{-2}$	0,287	
	$6,789 \times 10^{-3}$	0,269	
	$7,903 \times 10^{-3}$	0,261	
21	$2,356 \times 10^{-2}$	0,199	0,196
	$1,133 \times 10^{-2}$	0,193	
22	$1,656 \times 10^{-2}$	0,187	0,184
	$1,076 \times 10^{-2}$	0,181	

III.9- EQUAÇÃO DE WISSLER: DEPENDÊNCIA ENTRE O FATOR DE FORMA E O DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS

Conforme descrito na seção II.6.3 do capítulo anterior, analisamos o escoamento de fluidos com elasticidade em meios porosos através da modelagem de Wissler.

Consideramos que, se não ocorressem efeitos elásticos, o valor de C na expressão (III.6) seria de 180 (o maior valor dentro da faixa 150-180, comumente observada). Então, pela definição da seção II.6.3, $C = C_v$.

Outra suposição feita foi que, na faixa de baixas vazões, a expressão (I.6) se reduz a:

$$f' = \frac{C}{Re_{HB1}} \quad (III.7)$$

Assim, pudemos utilizar a equação (II.15) para calcular o parâmetro de forma A , para cada conjunto de experimentos em que se usou o mesmo diâmetro de partícula, a partir dos dados de C da tabela III.12 e dos números de Deborah médios da tabela III.14. Para isso, utilizou-se o procedimento de ajuste de Marquadt-Levenberg.

A tabela III.15 traz esses resultados.

Foi verificado que o valor do fator de forma A aumenta com o aumento do diâmetro da partícula.

Neste trabalho tal relação pôde apenas ser verificada qualitativamente, devido aos poucos diferentes diâmetro médios observados e às condições aproximadas de cálculo de N_1 .

Analisando o resultado obtido à luz das considerações feitas na trabalho de Wissler, onde:

$$A = 4,5 \cdot F_1^2 \cdot F_2^2 \quad (I.111)$$

podemos concluir que:

a) se F_1 aumenta com o diâmetro da partícula, isso indica que a velocidade do fluido passando nas constrições do leito cresce, em relação à velocidade média de escoamento nos interstícios do meio poroso, conforme se aumenta o diâmetro da partícula.

b) a análise em relação a F_2 é mais difícil, mas parece coerente a suposição de que a relação D_p/r_1 permaneça constante com o diâmetro da partícula, já que ambos tendem a aumentar quando o diâmetro da partícula cresce e a constrição diminui.

Tabela III.15 - Relação entre o parâmetro de forma A e o diâmetro da partícula

diâmetro da partícula cm	experimento n ^o	C/C_v	De médio	A
0,200	14	1,227	0,218	5,20
	17	1,270	0,240	
	20	1,447	0,282	
0,346	15	1,298	0,145	16,04
	18	1,658	0,181	
	21	1,530	0,196	
0,432	16	1,279	0,147	19,16
	19	1,474	0,161	
	22	1,752	0,184	

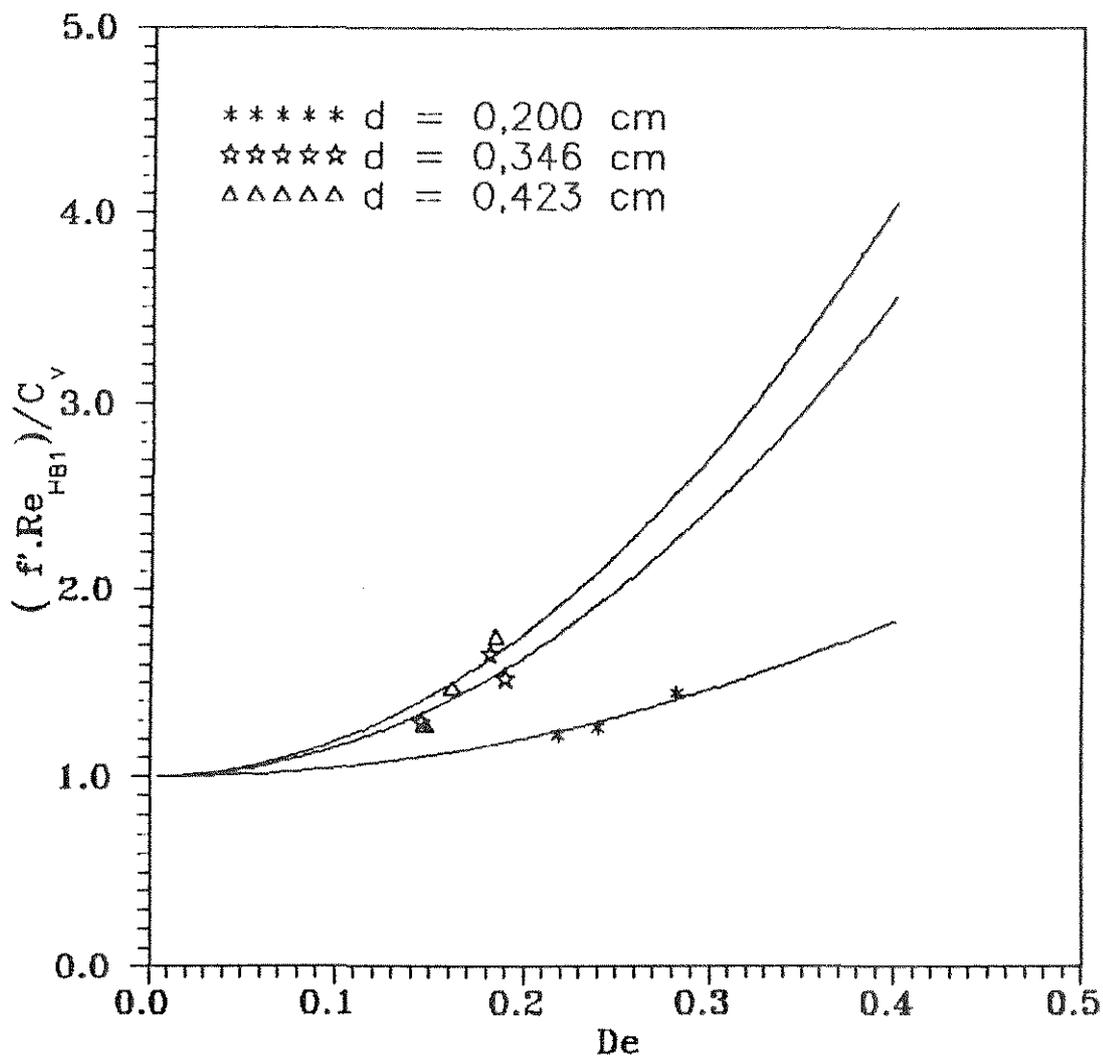


Figura III.6 - Relação entre $f'.Re_{HB1}$ e De , para soluções de goma xantana escoando em meios porosos com diâmetros de partículas diferentes

Podemos observar que, a medida que o número de Deborah é acrescido além do valor 0,1, os efeitos da elasticidade no escoamento de soluções de goma xantana em meios porosos tornam-se significativos. Conforme análise anterior, a sensibilidade ao aumento do adimensional citado cresce quando se eleva o diâmetro das partículas que constituem o meio.

O valor limite de 0,1 coincide com o obtido no trabalho de Marshall e Metzner (1967) para outras soluções poliméricas, conforme pode-se verificar na figura I.11.

No estudo de Wissler (1971), pode-se observar que o fator de forma A, para um bom ajuste dos dados experimentais obtidos por Marshall e Metzner, deve ser igual a 10. Como o diâmetro médio das partículas no leito observado era 0,013 cm, tal valor de A não se enquadra dentro da previsão que poderia ser feita através da relação obtida em nosso trabalho, segundo o qual A deveria ser menor que 5,20 (valor obtido para $D_p = 0,200$ cm).

Uma justificativa para essa discrepância é que o valor de C_v utilizado por Wissler foi arbitrariamente escolhido como 150, enquanto neste trabalho utilizamos $C_v = 180$, o valor mais alto da faixa normalmente encontrada na literatura.

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

O presente trabalho constou da análise experimental do escoamento de soluções poliméricas em meios porosos não consolidados, de permeabilidades situadas na faixa de $2,87 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ a $5,39 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$. Esses meios tem importância em algumas operações da Engenharia Química como a filtração e a adsorção, e a determinação da relação entre a vazão e a queda de pressão permite cálculos mais rigorosos e um melhor entendimento desses sistemas. Mais especificamente, a análise dos 170 dados experimentais colhidos neste trabalho permitiu que se tirassem as seguintes conclusões:

1) O número de Reynolds generalizado proposto por Brea et al. (1976) mostra-se eficiente na descrição do fenômeno em questão quando se observam baixas vazões de fluidos caracterizados reologicamente conforme o modelo de Ostwald-de Waele. O valor do parâmetro C obtido nesse caso, apesar de estar abaixo da faixa média de valores observados em outros trabalhos, ainda é superior ao reportado por alguns autores.

2) A modelagem proposta por Sadowski e Bird (1965) para o estudo de fluidos com comportamento reológico descrito pelo modelo de Ellis permite que se obtenham correlações coerentes entre o fator de atrito e o número de Reynolds generalizados e, portanto, similares à equação de Ergun para fluidos newtonianos. A

consideração do termo empírico, que leva em conta o número de Ellis e atenta para os efeitos elásticos, proporcionou uma maior aproximação entre os valores experimentais e os valores da literatura, o que justifica sua utilização.

3) Em relação aos fluidos que apresentam tensão residual, o uso da generalização da Lei de Darcy apresentada por Al-Fariss e Pinder (1987), que considera o modelo de Herschel-Bulkley de três parâmetros, conduz à uma correlação análoga à de Ergun, inclusive na faixa de altas vazões. Como em trabalhos anteriores o valor máximo de Re_{HB1} atingido foi de 0,3, podemos acrescentar que a extensão da observação experimental para valores de Re_{HB1} até 77, é uma das contribuições deste trabalho. Isso permitiu que se verificasse a validade dessa modelagem na faixa onde a relação entre a queda de pressão e a vazão se desvia da linearidade.

4) A equação apresentada por Wissler (1971) faz uma boa descrição do escoamento de fluidos viscoelásticos em meios porosos, desde que o fator de forma A, encontrado em tal equação, seja tomado como dependente das características geométricas do meio. Assim foi possível determinar uma relação qualitativa entre o fator de forma citado e o diâmetro das partículas que formam o meio, sendo que o primeiro aumenta com o aumento do segundo. Também ficou evidente a importância do número de Deborah, definido no trabalho de Marshall e Metzner (1967), na identificação da relevância da influência da elasticidade em um determinado escoamento.

5) A determinação da curva que descreve a dependência entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação de um fluido permitiu observar o efeito de fatores como a temperatura, a biodegradação e a quebra de cadeias poliméricas sobre os parâmetros de ajuste dos modelos reológicos escolhidos como objeto de estudo.

Como conclusão final podemos ter que o modelo capilar de meio poroso, apesar de bastante simplista, pode levar a resultados

satisfatórios no estudo em questão, desde que o fluido observado tenha um comportamento puramente viscoso. Quando as generalizações da Lei de Newton não são suficientes para descrever as características reológicas do fluido, torna-se necessária uma maior sofisticação na modelagem física da matriz porosa.

Para dar continuidade ao trabalho aqui descrito, podemos sugerir que:

1) Seja realizada uma análise da influência da elasticidade, conforme a modelagem de Wissler, nos fluidos caracterizados pelo modelo de Ellis. Isso tornará possível a comparação da proposta de Sadowski e Bird com a de Wissler, no que se refere ao comportamento elástico.

2) Seja observado o escoamento de fluidos viscoelásticos em um maior número de leitos constituídos de partículas de tamanhos e formas diversificados, para que se possa definir uma relação quantitativa entre o fator de forma de Wissler e as dimensões das partículas que formam o meio.

3) Seja feita uma comparação entre as funções diferença primárias das tensões normais N_1 , obtidas nesse trabalho matematicamente conforme proposta de Abdel-Khalik et al (1974), com valores medidos através de equipamentos adequados.

Cabe ainda ressaltar que o estudo do escoamento de fluidos não-newtonianos viscoelásticos à luz das teorias mais abrangentes de elasticidade foge ao escopo deste trabalho.

APÊNDICE A

Este apêndice traz os dados de rotação e deflexão, obtidos no reômetro ROTOVISCO RV2, tabelados juntamente com os respectivos valores de tensão de cisalhamento e taxa de deformação, calculados através do método de Yang e Krieger (1978), referentes a cada experimento identificado no capítulo III.

Tabela A.1 - Fluido: Polysafe 600, concentração: 1,0%, t: 20°C
Raio do rotor: 1,84 cm, cabeça de medida: MK-50,
Experimentos 1 e 2

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
2	0,5	1,663	1,728
4	1,5	3,546	5,183
8	3,0	7,178	10,346
16	6,5	14,441	22,459
22,6	9,0	20,454	31,097
32	12,5	29,066	43,190
45,3	17,0	41,283	58,738
64	23,0	58,703	79,469
90,5	31,5	83,559	108,839
128	42,5	118,975	146,846
181	56	169,343	193,491
256	72,5	240,881	250,501
362,0	93	342,368	321,333

Tabela A.2 - Fluido: Natrosol 250 HHR, concentração: 1,2%, t: 18°C
 Raio do rotor: 2,004 cm, cabeça de medida: MK-500
 Experimentos 3 e 4

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
1	5,5	2,505	160,931
1,42	6,2	3,506	181,413
2	7,5	4,911	219,452
2,83	9,0	6,935	263,232
4	10,5	9,832	307,232
5,66	12,5	14,020	365,753
8	14,2	19,971	415,495
11,32	16,8	28,602	491,572
16	19,0	40,813	555,944
22,64	21,0	58,201	614,465
32	23,8	83,028	696,393

Tabela A.3 - Fluido: Cellosize-QP 30 MH, concentração: 1,1%, t: 17°C
 Raio do rotor: 2,004 cm, cabeça de medida: MK-500
 Experimento 5

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
4	2,2	9,512	64,372
5,66	2,8	13,491	81,929
8	3,8	19,115	111,189
11,31	4,8	27,071	140,449
16	6,0	38,358	175,561
22,63	7,8	54,444	228,230
32	9,5	77,305	277,972
45,25	11,2	109,788	327,714
64	14,0	156,353	409,643
90,51	16,8	222,606	491,572
128	19,5	316,716	570,574
181,02	22,8	450,926	667,133

Tabela A.4 - Fluido: Cellosize-QP 30 MH, concentração: 1,1%, t: 18°C
 Raio do rotor: 1,520 cm, cabeça de medida: MK-50
 Experimento 6

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
22,63	23,2	10,576	117,465
32	30,0	15,142	151,894
45,26	38,2	21,992	198,412
64	48,5	32,641	245,563
90,51	59,5	49,210	301,257
128	72,2	75,628	365,559
181,02	87	118,535	440,494

Tabela A.5 - Fluido: Cellosize-QP 30 MH, concentração: 1,1%, t: 19°C
 Raio do rotor: 2,004 cm, cabeça de medida: MK-500
 Experimento 7

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
8	4,0	19,061	117,041
11,31	5,2	27,064	152,153
16	6,5	38,448	190,191
22,63	8,0	54,642	234,082
32	10,0	77,730	292,602
45,26	12,0	110,491	351,123
64	14,5	157,137	424,273
90,51	17,0	223,340	497,424
181,02	23,0	451,352	672,985
256	26,8	642,076	784,174

Tabela A.6 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 0,8%, t: 19°C
 Raio do Rotor: 1,840 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 8

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s^{-1}	τ dina/cm ²
22,63	14,8	20,795	51,137
32	20,0	29,529	69,104
45,26	27,0	41,906	93,290
64	35,5	59,542	122,659
90,51	45,2	84,896	159,630
128	59,5	121,721	205,584
181,02	75,2	175,654	259,830
256	94,0	255,506	324,788

Tabela A.7 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 0,8%, t: 20°C
 Raio do Rotor: 1,840 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 9

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s^{-1}	τ dina/cm ²
22,63	15,5	20,954	53,555
32	20,5	29,746	70,831
45,26	27,2	42,196	93,981
64	35,8	59,940	123,696
90,51	46,2	85,453	159,630
128	59	122,572	203,856
181,02	73,2	176,889	252,920
256	91,0	257,864	314,422

Tabela A.8 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 0,8%, t: 25°C
 Raio do Rotor: 1,840 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 10

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
45,26	19,8	41,760	68,413
64	26,8	59,122	92,599
90,51	36,8	83,986	127,151
128	46,2	119,688	159,630
181,02	60,0	172,028	207,312
256	75,8	249,113	261,904
362,04	95,0	364,293	328,243

Tabela A.9 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 1,0%, t: 20°C
 Raio do Rotor: 1,520 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 11

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
8	12,8	3,782	64,808
11,31	23,0	5,231	116,452
16	29,5	7,697	149,363
22,63	37,5	11,549	189,868
32	41,2	16,758	208,602
45,26	56,8	25,573	287,587
64	68,2	36,815	345,307
90,51	81,0	51,158	410,115
128	95,0	67,889	480,999

Tabela A.10 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 1,0%, t: 20°C
 Raio do Rotor: 1,520 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 12

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
16	22,0	7,705	111,389
22,63	28,8	11,175	145,819
32	37,0	16,250	187,336
45,26	46,0	23,680	232,905
64	56,8	34,732	287,587
90,51	69,0	51,242	349,357
128	82,0	75,885	415,178

Tabela A.11 - Fluido: Cellosize-QP 52 MH, concentração: 1,0%, t: 18°C
 Raio do Rotor: 1,520 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 13

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
16	27,2	7,924	137,718
22,63	35,0	11,492	177,210
32	43,8	16,759	221,766
45,26	53,8	24,567	272,397
64	65,0	36,162	329,105
90,51	78,0	53,500	394,926
128	92,0	79,244	465,810

Tabela A.12 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,3%, t: 20°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 14

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
1	7,2	2,606	20,972
1,41	7,8	3,881	22,720
2	9,0	5,755	26,215
2,828	9,0	8,137	26,215
4	9,2	11,546	26,798
5,657	10,2	16,389	29,711
8	10,8	23,075	31,458
11,91	11,5	32,947	33,497
16	12,2	45,235	35,536
22,63	13,2	62,837	38,449
32	14,0	87,574	40,779
45,26	15,2	121,269	44,275
51,2	16,0	135,444	46,605
64	17,0	166,879	49,518
72,41	17,8	186,882	51,848
90,51	19,0	230,590	55,943
128	21,2	320,545	61,752
181,02	24,8	447,109	72,238
256	28,8	630,362	83,889
362,04	34,5	892,651	100,492
512	41,8	1249,227	121,756
724,08	51,2	1667,935	149,136

Tabela A.13 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,3%, t: 19°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 15

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s^{-1}	τ dina/cm ²
1	8,2	2,988	29,885
1,41	8,0	4,204	29,302
2	8,8	6,018	25,693
2,89	9,8	8,452	28,546
4	9,8	11,955	28,546
5,66	10,5	16,699	30,585
8	11,0	29,354	32,041
11,91	12,0	32,242	34,954
16	12,5	45,091	36,410
22,69	19,8	61,734	40,197
32	14,8	85,457	43,110
45,26	15,0	128,956	44,954
51,2	16,5	192,701	48,061
64	17,5	169,623	50,974
72,41	18,2	189,655	53,013
90,51	19,8	226,472	57,674
128	22,2	316,888	64,664
181,02	26,0	447,458	75,733
256	30,0	697,029	87,384
362,04	36,0	905,761	104,861
512	43,5	1250,041	126,707
724,08	53	1593,755	154,379

Tabela A.14 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,3%, t: 23°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 16

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
1	7,8	2,983	22,720
1,41	8,0	4,217	23,302
2	8,5	5,947	24,759
2,828	9,2	8,346	26,798
4	9,5	11,546	27,672
5,657	10,0	16,498	29,128
8	11,0	22,936	32,041
11,31	11,5	32,152	33,497
16	12,2	44,910	35,536
22,63	13,0	62,646	37,867
32	14,0	87,177	40,779
45,26	15,2	121,135	44,275
51,2	16,0	135,607	46,605
64	17,0	166,502	49,518
72,41	17,5	188,482	50,974
90,51	19,0	232,261	55,343
128	21,2	323,195	61,752
181,02	24,2	450,337	70,490
256	28,2	629,904	82,141
362,04	34,0	884,735	99,036
512	41,0	1244,928	119,425
724,08	50,0	1737,664	145,641

Tabela A.15 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,5%, t: 16°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 17

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
2	14,2	7,270	41,362
2,828	15,0	9,702	49,692
4	15,0	13,723	49,692
5,657	15,8	18,499	46,022
8	16,2	25,622	47,188
11,31	17,2	34,665	50,100
16	18,2	47,324	53,013
22,69	19,0	65,401	55,343
32	20,2	89,954	58,839
45,26	22,0	123,377	64,082
64	23,8	170,742	69,325
90,51	26,0	236,945	75,733
128	28,9	329,404	83,889
181,02	32,5	458,195	94,666
256	37,5	636,907	109,230
362,04	44,0	885,770	128,164
512	53,0	1239,799	154,379
724,08	64,5	1783,029	187,876

Tabela A.16 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,5%, t: 19°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimentos 18 e 19

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
2	15,2	6,647	44,275
2,828	15,2	9,999	44,275
4	16,0	12,995	46,605
5,657	16,8	17,989	48,935
8	17,7	24,788	51,848
11,91	18,2	34,717	59,019
16	19,5	47,666	56,800
22,69	20,0	66,702	58,256
32	22,0	90,838	64,082
45,26	22,8	126,779	66,412
64	25,0	179,759	72,820
90,51	27,0	240,178	78,646
128	29,8	331,419	86,802
181,02	33,8	457,744	98,459
256	38,5	637,015	112,149
362,04	44,5	891,690	129,620
512	54,0	1250,006	157,292
724,08	65,0	1740,579	189,939

Tabela A.17 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,7%, t: 20°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 20

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
2	25,0	9,046	72,820
2,828	26,0	11,691	75,733
4	26,2	16,268	76,316
5,657	26,8	21,974	78,063
8	27,5	29,616	80,102
11,31	28,2	40,137	82,141
16	29,5	53,110	85,928
22,68	30,8	71,246	89,715
32	32,0	96,980	93,210
45,26	33,8	131,289	98,453
64	35,8	179,457	104,279
90,51	38,8	245,635	119,017
128	42,0	340,086	122,338
181,02	46,2	472,111	134,572
256	51,5	655,121	150,010
362,04	58,8	904,401	171,273
512	68,5	1253,725	199,528
724,08	81,2	1822,130	236,520

Tabela A.18 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,7%, t: 17°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 21

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s^{-1}	τ dina/cm ²
2	22,2	5,538	64,664
2,828	24,0	8,986	69,907
4	25,0	19,097	72,820
5,657	26,2	18,882	76,916
8	27,0	26,766	78,646
11,81	27,8	37,707	80,976
16	28,8	52,719	89,889
22,69	30,0	78,017	87,984
32	32,1	100,666	90,880
45,26	33,0	136,458	96,123
64	35,0	184,055	101,948
90,51	38,0	244,552	110,687
128	41,5	328,086	120,882
181,02	46,0	449,987	133,989
256	52,0	638,189	151,466
362,04	59,5	930,009	179,912
512	69,5	1311,461	202,440
724,08	89,5	1435,199	249,220

Tabela A.19 - Fluido: Rhodopol 23, concentração: 0,7%, t: 17°C
 Raio do Rotor: 2,004 cm, cabeça de Medida: MK-50
 Experimento 22

RM rotações por minuto	S deflexão	$\dot{\gamma}$ s ⁻¹	τ dina/cm ²
2	22,8	6,016	66,412
2,828	23,5	8,774	68,451
4	25,8	12,995	75,151
5,657	26,2	18,441	76,316
8	27,5	25,966	80,102
11,91	27,5	36,722	80,102
16	29,2	51,034	85,054
22,69	30,0	70,756	88,841
32	32,0	97,452	93,210
45,26	34,0	132,777	99,036
64	36,5	179,615	106,318
90,51	39,2	249,862	114,182
128	43,0	331,007	125,251
181,02	47,5	456,682	138,359
256	53,2	643,020	154,962
362,04	61,2	921,973	178,264
512	71,5	1294,894	208,266
724,08	85,5	1606,414	249,045

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDEL-KHALIK, S.I.; HASSAGER, O. e BIRD, R.B. - *Polymer Engineering and Science*, vol. 14, 12, pp 859-867, 1974
- AL-FARISS, T.F - *Computers and Chemical Engineering*, vol 13, 4/5, pp 475-482, 1989
- AL-FARISS, T. e PINDER, K.L. - *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 65, pp 391-405, 1987
- AZZAM, M.I.S. e DULLIEN, F.A.L. - *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, vol. 15, 4, pp 281-285, 1976
- BAIJAL, S.K. - *Flow Behavior of Polymers in Porous Media*, Pennwell Publishing Co., Tulsa, 1982
- BEAR, J. - *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Elsevier Publishing Co., New York, 1974
- BERNSTEIN, B; KEARLY, E. e ZAPAS, L. - *Transactions of the Society of Rheology*, vol 7, pp 391-410, 1963
- BIRD, R.B.; ARMSTRONG, R.C. e HASSAGER, O. - *Dynamics of Polimeric Liquids*, John Wiley & sons, New York, 1987
- BIRD, R.B.; HASSAGER, O. e ABDEL-KHALIK, S.I. - *AIChE Journal*, vol

20, 6, pp 1041-1066, 1974

BIRD, R.B.; STEWART, W.E. e LIGHTFOOT, E.N. - *Transport Phenomena*,
John Wiley & sons, Singapura, 1960

BREA, F.M.; EDWARDS, M.F. e WILKINSON, W.L. - *Chemical Engineering
Science*, vol. 31, pp 329-336, 1976

CARMAN, P.C. - *Transactions of IChE*, vol. 15, pp 150-166, 1937

CARREAU, P.J.; MACDONALD, I.F. e BIRD, R.B. - *Chemical Engineering
Science*, vol. 23, 8, pp 901-911, 1968

CHANG, H.L. - *Journal of Petroleum Technology*, pp 1113-1128,
Agosto, 1978

CHRISTOPHER, R.H. e MIDDLEMAN, S. - *Industrial and Engineering
Chemistry Fundamentals*, vol. 4, 4, pp 422-426, 1965

DAUBEN, D.L. e MENZIE, D.E. - *Journal of Petroleum Technology*, pp
1065-1073, Agosto, 1967

DE WIEST, R.J.M. - *Geohidrology*, John Wiley & sons, New York, 1965

DULLIEN, F.A.L. - *AIChE Journal*, vol. 20, 2, pp 299-307, 1975

DULLIEN, F.A.L. - *Porous Media: Fluid Transport and Pore
Structure*, Academic Press Inc., New York, 1979

DURST, F.; HAAS, R. e INTERTHAL, W. - *Journal of Non-Newtonian
Fluid Mechanics*, vol. 22, pp 169-189, 1987

- GEISEKUS, H. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 11, pp 69-109, 1982
- GODDARD, J.D. - *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 13, pp 429, 1969
- GOVIER, G.M. e AZIZ, K. - *The Flow of Complex Mixtures in Pipes*, van Nostrana Reinhold, New York, 1972
- GREENKORN, R.A. - *Flow Phenomena In Porous Media*, Marcel Dekker Inc., New York, 1983
- GRIFFITHS, D.F. e WALTERS, K. - *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 36, pp 161-175, 1969
- HARING, R.E. e GREENKORN, R.A. - *AIChE Journal*, vol 16, 3, p. 477, 1970
- HAUGHEY, D.P. e BEVERIDGE - *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 47, p. 1300, 1969
- HIGASHITANI, K. e PRITCHARD, W.G. - *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 16, pp 687-696, 1972
- HUPPLER, J.D.; ASHARE, E e HOLMES, L.A. - *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 11, p. 159, 1968
- JOSEPH, D.D. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol 19, 3, pp 237-250, 1985
- KEMBLOWSKI, Z. e MICHNIEWICZ, M. - *Rheological Acta*, vol. 18, pp

730-739, 1979

KRIEGER, I.M. e ELROD, H. - *Journal of Applied Physics*, vol 24, 2,
pp 134-136, 1953

KULICKE, W.M. e HAAS, R. - *Industrial and Chemical Engineering
Fundamentals*, vol. 23, 3, pp 308-315, 1984

KYLE, C.R. e PERRINE, R.L. - *The Canadian Journal of Chemical
Engineering*, vol. 40, p. 19, 1971

LARKINS, R.P.; WHITE, R.R. e JEFFREY, D.W. - *AIChE Journal*, vol 7,
pp 231-239, 1961

LEONOV, A.I. - *Rheological Acta*, vol.15, pp 85-98, 1976

LUNDGREN, T.S. - *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 51, 2, pp
273-299, 1972

MACDONALD, I.F.; EL-SAYED, M.S.; MOW, K. e DULLIEN, F.A.L. -
Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 18,
pp 199-208, 1979

MARQUADT, D.W. - *Journal of the Society for Industrial and Applied
Mathematics*, vol 11, 2, Junho, 1963

MARSHALL, R.J. e METZNER, A.B. - *Industrial and Engineering
Chemistry Fundamentals*, vol. 6, 3, pp 393-400, 1967

MASSARANI, G. e THIRRIOT, C. - *Revista Latina Americana de
Engenharia Química e Química Aplicada*, vol 1, pp 83-92, 1971

- MAYER, R.D. e STOWE, R.A. - *Journal of Colloid Science*, vol. 20, pp 893-911, 1965
- McKINLEY, R.M.; JAHNS, H.O.; HARRIS, W.W. e GREENKORN, R.A. - *AIChE Journal*, vol. 12, p. 17, 1966
- MISHRA, P.; SINGH, D. e MISHRA, I.M. - *Chemical Engineering Science*, vol. 30, pp 397-405, 1975
- OLDROYD, J.G. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol.14, pp 9-46, 1984
- PAYATAKES, A.C.; TIEN C. e TURIAN R. - *AIChE Journal*, vol. 10, pp 58-76, 1973
- PRUD'HOMME, R.K. e BIRD, R.B. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 3, pp 261-279, 1978
- ROSA, P.T.V - *Comunicação Pessoal*, 1990
- RUMPF, H. e GUPTA, A.R. - *Chemie Ingenieur Technik*, vol. 43, pp 367-375, 1971
- SADOWSKI, T.J. e BIRD, R.B. - *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 9, 2, pp 243-250, 1965
- SAVINS, J.G. - *Industrial and Engineering Chemistry*, vol.61, 10, pp 18-47, 1969
- SILVA TELLES, A. e MASSARANI, G. - *Revista Brasileira de Física*, vol 9, 2, pp 535-550, 1979

- SKELLAND, A.H.P. - *Non-Newtonian Flow and Heat Transfer*, John Wiley & sons, New York, 1967.
- SLATTERY, J.C. - *AIChE Journal*, vol. 13, 6, pp 1066-1071, 1967
- SLATTERY, J.C. - *Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua*, McGraw Hill, New York, 1972
- STASTNA, J. e DE KEE, D. - *Journal of Rheology*, vol. 26, 6, pp 565-570, 1982
- TANNER, R.I. - *Engineering Rheology*, Oxford Science Publications, Oxford, 1985
- THURSTON, G.B. e POPE, G.A. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 9, pp 69-78, 1981
- TROGDON, S.A. e JOSEPH, D.D. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 10, pp 185-213, 1982
- VAN WAZER, J.R.; LYONS, J.W.; KIM, K.Y. e COLWELL, R.E. - *Viscosity and Flow Measurement*, John Wiley & sons, New York, 1963
- VINOGRADOV, G.V. e MALKIN, A.Y. - *Rheology of Polymers*, Mir Publishers, Moscou, 1980
- VLCLK, J. e BARTOS, O. - *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 19,2, pp 113-133, 1985
- WHITAKER, S. - *Industrial and Engineering Chemistry*, vol. 61, 12,

pp 14-28, 1969

WISSLER, E.H. - *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*,
vol. 10, 3. pp 411-417, 1971

YANG, T.M.T. & KRIEGER, I.M. - *Journal of Rheology*, vol.22, 4, pp
413-421, 1978