

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

Dissertação Apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
como Requisito Parcial à Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

SÁ

**AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DOS EFEITOS DE
PAREDE, DA CONCENTRAÇÃO DE PARTÍCULAS E DA
REOLOGIA EM UM ESCOAMENTO AXIAL ANULAR
SÓLIDO-FLUIDO NÃO-NEWTONIANO**

*FATE exemplar corresponde à revisão final da Tese defendida
6 Eng.º Carlos Henrique Marques de Sá e aprovada
38/90
via Comissão*

Autor : Carlos Henrique Marques de Sá

Orientador : Cesar Costapinto Santana

Novembro de 1990.

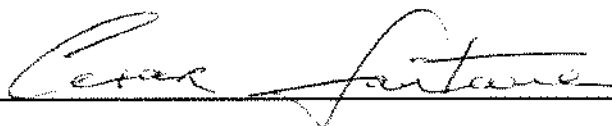
*Cesar Santana
Carlos Henrique Marques de Sá*

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

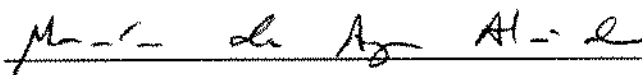
A dissertação "Avaliação experimental dos efeitos de parede, da concentração de partículas e da reologia em um escoamento axial anular sólido-fluido não-Newtoniano", elaborada por Carlos Henrique Marques de Sá e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Sub-Comissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 08 de Novembro de 1990.

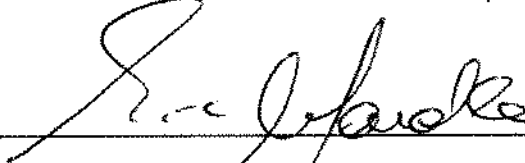
Banca Examinadora :



Cesar Costapinto Santana, Ph.D.



Maurício Aguiar de Almeida , Ph.D.



Eric Edgar Maidla, Ph.D.

Esta tese é dedicada às maravilhosas pessoas com quem tenho convivido quase vinte e sete anos desta vida. Com eles aprendi a amar e a respeitar meus semelhantes, e certamente, ainda continuarei a aprender muito mais.

Obrigado Elza e Nilton,
meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Cesar Costapinto Santana pela orientação deste trabalho e amizade.

Ao corpo docente, aos funcionários e amigos do CEPETRO/UNICAMP pelo frutífero convívio.

À aluna de graduação em Engenharia Química Andréa Sorze e ao meu irmão Cássio Vinícius pelos valiosos préstimos durante a fase experimental deste trabalho.

Ao amigo André Leibsohn Martins pela sua sinceridade e proveitosas discussões sobre este tema.

A todos que direta ou indiretamente contribuíram para o êxito deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	iv
LISTA DE TABELAS.....	vi
RESUMO.....	vii
ABSTRACT.....	viii
1 INTRODUÇÃO.....	1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	3
2.1 Equacionamento Geral.....	3
2.2 Coeficiente de Arraste.....	6
2.2.1 Fluidos Newtonianos.....	7
2.2.2 Fluido Não-Newtonianos.....	8
2.2.2.1 Modelo de Ellis.....	10
2.2.2.2 Modelo de Ostwald de Waele.....	11
2.2.2.3 Formulação Generalizada.....	13
2.3 Correção para o Efeito de Parede.....	13
2.3.1 Fluidos Newtonianos.....	14
2.3.2 Fluidos Não-Newtonianos.....	16
2.3.3 Geometria Anular.....	17
2.4 Efeito da concentração de partículas.....	18
2.4.1 Fluidos Newtonianos.....	18
2.4.2 Fluidos Não-Newtonianos.....	19
3 ANÁLISE DIMENSIONAL PARA A QUEDA DE UMA PARTÍCULA CONSIDERANDO O EFEITO DE PAREDE.....	21
3.1 Introdução.....	21

3.2	O Teorema II de Buckingham.....	22
3.3	Análise do Fenômeno Físico.....	22
3.3.1	Comportamento do Fluido Descrito pelo Modelo de Ostwald de Waele.....	24
3.3.2	Comportamento do Fluido Descrito pelo Modelo de Ellis.....	28
4	OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DE QUEDA DE PARTÍCULAS A PARTIR DA FLUIDIZAÇÃO EM GEOMETRIA ANULAR.....	32
4.1	Montagem da Unidade de Fluidização.....	32
4.2	Determinação da Curva Reológica dos Fluidos.....	34
4.3	Procedimento Experimental.....	34
4.4	Resultados Experimentais.....	35
4.5	Reologia dos Fluidos Utilizados.....	54
5	ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	57
5.1	Correlação para a Correção do Efeito de Parede.....	57
5.1.1	Considerando o Fluido Descrito pelo Modelo de Ostwald de Waele.....	57
5.1.2	Considerando o Fluido Descrito pelo Modelo de Ellis.....	60
5.2	Correlação para o Efeito de Concentração.....	62
5.2.1	Utilizando o Modelo de Ostwald de Waele.....	62
5.2.2	Utilizando o Modelo de Ellis.....	65
6	APLICAÇÃO NA PERFURAÇÃO DE POÇOS VERTICAIS	67
6.1	Introdução.....	67
6.2	Teoria sobre o Transporte de Cascalhos em Poços Verticais.....	67
6.3	Simulação do Transporte de Cascalhos em Poços Verticais.....	71

6.3.1 Fase de 8 ^{1/2} polegadas.....	71
6.3.2 Fase de 12 ^{1/4} polegadas.....	82
7 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	91
7.1 Conclusões.....	91
7.2 Recomendações.....	93
NOMENCLATURA.....	94
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	99
OBRAS CONSULTADAS.....	103
APÊNDICE A.....	106
ANEXO 1.....	110
ANEXO 2.....	128

LISTA DE FIGURAS

1 Configuração do sistema de coordenadas esféricas.....	3
2 Esquema da queda de partícula em geometria anular.....	23
3 Esquema da unidade de fluidização.....	33
4 a 20 Gráficos dos exps. 1 a 17 de fluidização.....	37 a 53
21 Gráfico comparativo: modelo de Ellis vs. modelo de Ostwald de Waele.....	56
22 Gráfico comparativo: f_{wexp} vs f_{wcalc} , modelo de Ostwald de Waele.....	59
23 Gráfico comparativo: f_{wexp} vs f_{calc} , modelo de Ellis.....	61
24 Gráfico comparativo: s_{exp} vs. s_{calc} , modelo de Ostwald de Waele.....	64
25 Gráfico comparativo: s'_{exp} vs. s'_{calc} , modelo de Ellis.....	66
26 Esquema de perfuração de poço $8^{1/2}$ pol.....	72
27 Influência dos efeitos de população e parede sobre a razão de transporte para diversas vazões fase de $8^{1/2}$ pol.....	74
28 Influência da taxa de penetração sobre a razão de transporte para diversas vazões, fase de $8^{1/2}$	76
29 Influência da viscosidade do fluido sobre a razão de transporte para diversas vazões, fase de $8^{1/2}$ pol.....	78
30 Gráfico: Força de impacto vs. vazão, fase de $8^{1/2}$	80
31 Gráfico: Densidade Equivalente de Circulação vs. vazão, fase de $8^{1/2}$ pol.....	81

32	Esquema de perfuração de poço 12 ^{1/4} pol.....	83
33	Influência dos efeitos de população e parede sobre a razão de transporte para diversas vazões fase de 12 ^{1/4} pol.....	84
34	Influência da taxa de penetração sobre a razão de transporte para diversas vazões, fase de 12 ^{1/4}	86
35	Influência da viscosidade do fluido sobre a razão de transporte para diversas vazões, fase de 8 ^{1/2} pol.....	87
36	Gráfico: Força de impacto vs. vazão, fase de 12 ^{1/4}	88
37	Gráfico: Densidade Equivalente de Circulação vs. vazão, fase de 12 ^{1/4} pol.....	89

LISTA DE TABELAS

* Tabela da correção para o efeito de parede.....	15
* Quadro de parâmetros, Análise Dimensional, modelo de Ostwald de Waele.....	24
* Quadro da matriz dimensional, modelo de Ostwald de Waele.....	25
* Quadro da matriz solução, modelo de Ostwald de Waele.....	26
* Quadro de parâmetros, Análise Dimensional, modelo de Ellis.....	28
* Quadro da matriz dimensional, modelo de Ellis.....	29
* Quadro da matriz solução, modelo de Ellis.....	30
* Tabela resumo dos experimentos de fluidização.....	36
* Tabela resumo dos parâmetros reológicos, modelo de Ostwald de Waele.....	54
* Tabela resumo dos parâmetros reológicos, modelo de Ellis.....	55
* Tabela comparativa para a taxa de deformação.....	108
* Tabela de dados dos experimentos 1 a 17.....	111 a 127
* Tabela contendo dados do reômetro para os fluidos utilizados.....	129 a 144

RESUMO

Através de dados experimentais obtidos em uma unidade de fluidização de partículas esféricas em geometria anular, são desenvolvidas correlações para avaliar o efeito da concentração de partículas sólidas na velocidade de sedimentação destas em fluidos não-Newtonianos independentes do tempo. São escolhidos dois modelos para a descrição do comportamento reológico dos fluidos em questão: o modelo de Ostwald de Waele (ou "Power Law") e o modelo de Ellis.

Outro aspecto abordado no presente trabalho é o retardamento na velocidade de queda da partícula causado pelas paredes do duto anular: o efeito de parede. Seguindo os princípios da Análise Dimensional, este efeito é relacionado com grupamentos adimensionais relevantes à situação física a partir de uma regressão não linear.

Por fim, este trabalho é aplicado no cálculo da razão de transporte de cascalhos durante a perfuração de poços verticais de petróleo para diversas vazões de circulação. Vale a pena salientar que para as simulações desenvolvidas são utilizados parâmetros usuais nas perfurações convencionais de poços verticais de petróleo.

ABSTRACT

Using experimental data obtained from a spherical particles fluidisation unit in annular geometry, correlations are developed in order to evaluate the particle concentration effect on particle settling velocity in time independent non-Newtonian fluids. Two models are chosen to describe the rheological behavior of the fluids: the Ostwald de Waele model and the Ellis one.

Another approach in this research is the retarding effect in the particle settling velocity caused by the annulus walls, known as wall effect. According to the principles of Dimensional Analysis, the wall effect is related to dimensionless groups adequate to describe the phenomenon through the use of non-linear regression.

The present work is applied to the simulation of the cuttings transport ratio in vertical oilwell drilling for several flow rates. Simulation is performed with parameter values used in conventional drilling.

1 INTRODUÇÃO

O movimento de partículas em meios viscosos vem sendo estudado há bastante tempo. Desde o memorável trabalho de Stokes [18], em 1851, considerando o escoamento lento de partículas esféricas em um meio viscoso, do qual foi derivada a famosa expressão para a força de arraste atuante sobre uma partícula rígida caindo sob a influência do campo gravitacional em um fluido quiescente de extensão infinita.

Após este trabalho, muitas extensões apareceram enriquecendo-o por fazerem novas considerações, tais como: efeito de rotação da partícula, efeitos inerciais, efeitos de parede, forma da partícula, interações partícula-partícula e fluido-partícula, etc... Porém, ainda considerando um comportamento Newtoniano para o fluido.

Nós sabemos que mesmo para o comportamento Newtoniano, o mais simples de todos, as equações de Navier-Stokes resultantes são bem conhecidas pela complexidade devido aos termos inerciais não lineares. Muitos estudiosos têm-se dedicado ao desenvolvimento de métodos numéricos elegantes para a solução de alguns casos particulares.

Infelizmente, na prática, o comportamento Newtoniano para fluidos é uma exceção. Em muitas aplicações de sistemas partícula-fluido, a fase fluida exhibe complexo comportamento não-Newtoniano. O comportamento não-Newtoniano de menor complexidade é o pseudoplástico ou "shear-thinning" e o

equacionamento do movimento de uma partícula neste fluido é de um alto grau de dificuldade.

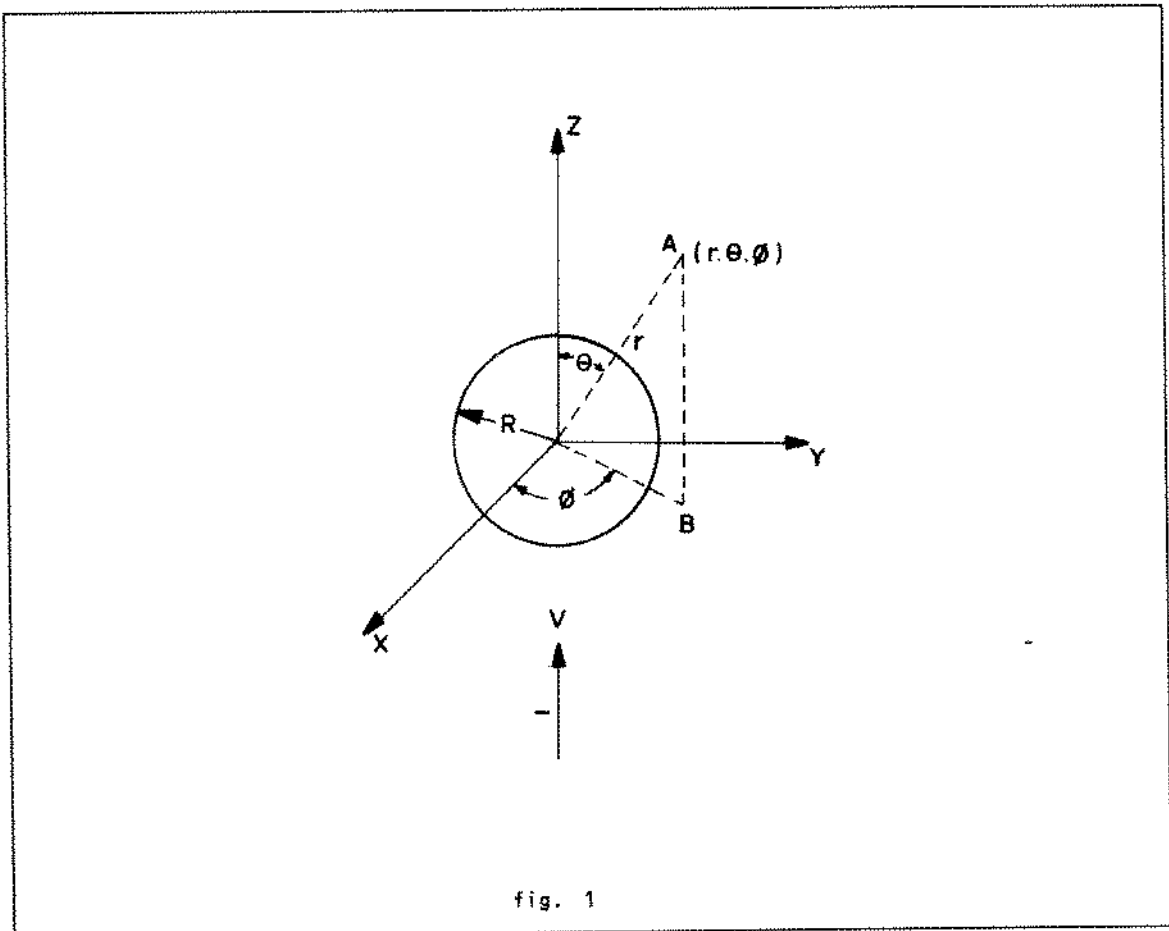
O escoamento sólido-fluido não-Newtoniano é de grande importância para o parque industrial. Indústrias alimentícias, de mineração e petrolíferas, por exemplo, utilizam o transporte "hidráulico" de partículas como uma grande ferramenta para as suas atividades básicas. Daí, ser de grande valia o estudo de tal sistema particulado.

O presente trabalho tem o intuito de avaliar os efeitos de parede, de concentração de partículas (população) e da reologia em um escoamento axial, em geometria anular, de um sistema partícula-fluido não-Newtoniano, admitindo alguns modelos reológicos para a descrição do comportamento do fluido. Tais fluidos e geometria têm por objetivo a aplicação direta no transporte de partículas durante a perfuração de poços verticais de petróleo, visando uma avaliação crítica daqueles efeitos nos parâmetros hoje utilizados nesta atividade.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 EQUACIONAMENTO GERAL

Vamos supor que a situação física em questão é a de uma esfera rígida de raio "R" fixa em um fluido infinito que está escoando a uma velocidade constante "v". Adotamos o sistema de coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) como o mais adequado para a configuração.



Por simetria, assume-se que nenhuma das quantidades físicas varia com a coordenada " ϕ " e, portanto, as derivadas

com relação a " ϕ " desaparecem:

$$v_r = v_r(r, \theta)$$

$$v_\theta = v_\theta(r, \theta)$$

$$v_\phi = 0$$

Sob estas condições, e ainda considerando o escoamento isotérmico permanente de um fluido incompressível na ausência de "forças de corpo", obtemos as seguintes equações para a quantidade de movimento nas componentes "r" e "θ":

r:

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\tau_{r\theta} \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta} + \tau_{\phi\phi}}{r} \right) \quad (1)$$

θ:

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \tau_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\tau_{\theta\theta} \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\tau_{r\theta} + \tau_{\phi\phi} \cot \theta}{r} \right) \quad (2)$$

Pela equação da continuidade,

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(v_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (3)$$

Introduz-se, então, a função potencial " Ψ ", de modo que as componentes da velocidade (v_r, v_θ) sejam dadas por:

$$v_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad (6)$$

$$v_\theta = - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (7)$$

satisfazendo, assim, a equação da continuidade.

Para um escoamento uniforme em volta de uma esfera rígida, a velocidade do fluido deve ser nula na superfície desta (condição de aderência) e deve se aproximar da velocidade do fluxo " V " longe da esfera, sendo assim:

$$v_r = 0 \quad , \quad v_\theta = 0 \quad \text{em } r = R$$

$$v_r = - V \cos \theta \quad , \quad v_\theta = V \sin \theta \quad \text{quando } r \rightarrow \infty$$

Para uma dada equação constitutiva do comportamento do fluido (relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação) pode-se manipular adequadamente o conjunto de

equações e integrar a fim de se obter a força de arraste sobre a esfera rígida exercida pelo fluido:

$$F_D = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(p|_{r=R} \cos\theta \right) R^2 \sin\theta d\theta d\phi + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\tau_{r\theta}|_{r=R} \sin\theta \right) R^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (8)$$

O primeiro termo é o arraste devido à forma e o segundo termo é o arraste devido à fricção.

Convém lembrar que estas equações são válidas tanto para fluidos Newtonianos quanto para fluidos não-Newtonianos.

2.2 COEFICIENTE DE ARRASTE

Considerando, ainda, a mesma situação física anterior, o balanço de forças fica da seguinte forma:

$$\rho_s \frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\rho_s - \rho \right) \vec{g} + \frac{\vec{F}_D}{\text{Vol.}} \quad (9)$$

onde

\vec{v} = vetor velocidade da partícula

Vol. = volume da partícula

Definindo a expressão para o coeficiente de arraste como:

$$\vec{F}_D = \frac{1}{2} \rho \left(\vec{u} - \vec{v} \right)^2 A C_D \frac{\left(\vec{u} - \vec{v} \right)}{\left| \vec{u} - \vec{v} \right|} \quad (10)$$

Admitindo regime permanente para o escoamento, chega-se a:

$$C_d = \frac{4}{3} g \frac{d_p (\rho_s - \rho)}{(\vec{u} - \vec{v})^2 \rho} \quad (11)$$

2.2.1 FLUIDOS NEWTONIANOS

Para escoamentos lentos, os termos inerciais são desprezados quando comparados com os termos viscosos nas equações do momento. Estas equações simplificadas foram resolvidas por Stokes e a força de arraste sobre a partícula é dada por:

$$F_D = 6 \pi \mu R v \quad (12)$$

Introduzindo o coeficiente de arraste adimensional

$$C_d = \frac{2F_D}{\rho v^2 \pi R^2} \quad (13)$$

$$\therefore C_d = \frac{24}{Re} \quad (14)$$

onde

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu}$$

$$D = 2R$$

2.2.2 FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS

Aqui, vamos tratar do comportamento não-Newtoniano de fluidos inelásticos. Sabemos da existência de vários modelos reológicos que tentam se adequar aos fluidos em questão; porém, no tocante à pseudoplasticidade observada na maioria destes fluidos, ou seja, fluidos que exibem um declínio da viscosidade aparente com o aumento da taxa de deformação, alguns modelos se sobressaem na literatura pesquisada.

Por exemplo, o modelo de Carreau [02] se propõe a uma descrição completa do comportamento do fluido, isto é, abrangendo toda a faixa de taxa de deformação ($\dot{\gamma}$), desde zero até o infinito. A "penalidade" para esta completa modelagem é a existência de quatro parâmetros a determinar, quais sejam:

$$\eta_0 \equiv \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} [\tau/\dot{\gamma}] ;$$

$$\eta_\infty \equiv \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} [\tau/\dot{\gamma}] ;$$

λ \equiv tempo característico do fluido;

m \equiv medida da variação da viscosidade com a taxa de deformação pseudoplástica.

O modelo de Carreau é dado, então, por:

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \left[1 + (\lambda \dot{\gamma})^2 \right]^{(m-1)/2} \quad (15)$$

Outro bom exemplo encontrado é o modelo de Ellis [12]. Este modelo tenta uma modelagem a partir de baixas taxas de deformação até as intermediárias, falhando na predição a altas taxas. Apesar disto, é um modelo bastante divulgado e bem aceito quando se opera na região apropriada. É um modelo mais simples que o anterior, embora ainda seja um modelo de três parâmetros:

$$\eta_0 \equiv \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} [\tau / \dot{\gamma}];$$

$\tau_{1/2}$ \equiv valor característico da tensão de cisalhamento no qual a viscosidade aparente atinge a metade de η_0 ;

α \equiv medida da taxa de declínio da viscosidade aparente.

O modelo de Ellis é apresentado como:

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + (\tau / \tau_{1/2})^{\alpha-1}} \quad (16)$$

Outro exemplo muito citado na literatura é o modelo de dois parâmetros de Ostwald de Waele ou modelo da potência:

$$\eta = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (17)$$

onde "K" é o índice de consistência e "n" é o índice de comportamento de fluxo.

Este modelo, sem dúvida, é o mais simples dos apresentados. Muito embora tenha falhas ao descrever o comportamento de fluidos tanto em baixas quanto em altas taxas de deformação, este modelo vem sendo utilizado em larga escala.

Doravante, daremos maior ênfase ao modelo de Ostwald de Waele por ser mais conhecido na indústria do petróleo, e ao modelo de Ellis na tentativa de uma melhor descrição do comportamento do fluido em menores taxas de deformação.

2.2.2.1 MODELO DE ELLIS

Considerando o escoamento lento de partículas esféricas através de fluidos descritos pelo modelo de Ellis, Chhabra, Tiu e Uhlherr [04] chegaram experimentalmente a uma correlação para o coeficiente de arraste envolvendo alguns grupamentos adimensionais relevantes:

$$C_D = C_D(Re_0, El, \alpha)$$

onde

$$Re_0 = \frac{\rho v d_p}{\eta_0}$$
$$El = \frac{\sqrt{2} \eta_0 v}{\tau_{1/2} d_p}$$

A correlação proposta é a seguinte:

$$C_D = \frac{24}{Re_0} \left[1 + 0.50 El^{1.65} (\alpha - 1)^{0.38} \right]^{-0.35} \quad (18)$$

sendo

$$4.13 \times 10^{-5} \leq Re_0 \leq 1.50 \times 10^{-2}$$

$$0.10 \leq El \leq 141$$

$$1.53 \leq \alpha \leq 3.13$$

Turian [19] apresentou uma correlação similar introduzindo um coeficiente de correção para o efeito de parede (correção de Faxen [06]):

$$C_D = \frac{24}{F_d Re_0} \left[1 - 0.528 Re_0^{0.112} El_*^{0.417} (\alpha - 1)^{0.571} \right] \quad (19)$$

sendo

$$El_* = \frac{\eta_0 v}{\tau_{1/2} d_p}$$

$$F_d = 1 - 2.105 \left(\frac{d_p}{D_c} \right) + 2.087 \left(\frac{d_p}{D_c} \right)^3 - 0.95 \left(\frac{d_p}{D_c} \right)^5 \quad (20)$$

2.2.2.2 MODELO DE OSTWALD de WAELE

Como já discutimos anteriormente, a não linearidade da relação entre o tensor tensão de cisalhamento e o tensor taxa de deformação do fluido é responsável pela grande dificuldade em se obter soluções numéricas ou analíticas para as equações do movimento e da continuidade. Johnson [08],

baseando-se nos "Princípios Variacionais", chegou a algumas aproximações. Seguindo por esta abordagem, somos conduzidos a valores limites para uma função modificadora "X" que mede o desvio do coeficiente de arraste formulado por Stokes:

$$C_D = \frac{24 X}{Re_{ow}} \quad (21)$$

onde

$$Re_{ow} = \frac{\rho v^{2-n} d^n}{K}$$

Meyer [13] utilizando o limite superior da função "X", obtida por Wasserman e Slattery:

$$X_s = 1 + 0.8 (1 - n)^{0.7} \quad (22)$$

e o limite inferior, por analogia a fluidos Newtonianos:

$$X_i = 3^{n-1} \left(\frac{n+2}{3n} \right)^n \quad (23)$$

chegou a seguinte expressão:

$$C_D = \left[\frac{24}{Re_{ow}^{1.1}} \left(\frac{24}{Re_{ow}^{0.9}} X^2 + 7.5 \right) \right]^{1/2} \quad (24)$$

para $Re_{ow} < 500$

Os limites de "X" apenas são sentidos quando $Re_{ow} < 100$.

2.2.2.3 FORMULAÇÃO GENERALIZADA

Laruccia [09] desenvolveu uma correlação para o coeficiente de arraste que independe da escolha antecipada de um modelo reológico para o fluido em questão. Sua correlação está em consonância com vários autores, o que confere uma boa confiabilidade na sua utilização, além desta contemplar desde o escoamento lento até o turbulento. A correlação proposta é a seguinte:

$$C_D = \left\{ \left[\frac{24 \Omega(\phi)}{Re_{gen}} \right]^m + \left[X(\phi) \right]^m \right\}^{1/m} \quad (25)$$

sendo

$$Re_{gen} = \frac{\rho v^2 \theta(\phi)}{\tau(\dot{\gamma})}$$

$$\Omega(\phi) = 1.65 - 0.65\phi$$

$$\theta(\phi) = -3.45\phi^2 + 5.25\phi - 1.41$$

$$\dot{\gamma} = \frac{v \theta(\phi)}{d_p}$$

$$X(\phi) = 108.7 e^{-5.53\phi}$$

$$m(\phi) = 2.288 - 0.827\phi$$

para $0.5 < \phi \leq 1$, " ϕ " é a esfericidade da partícula.

2.3 CORREÇÃO PARA O EFEITO DE PAREDE

Devido às dificuldades apresentadas, a grande maioria dos experimentos é feita em tubos cilíndricos. As paredes

destes exercem uma força extra que retarda a velocidade das partículas escoando dentro dos cilindros. O efeito de parede geralmente é quantificado através de um fator " f_w " definido como a relação entre a velocidade da partícula com o efeito de parede e a velocidade da mesma partícula em um meio infinito.

$$f_w = \frac{v_w}{v_\infty} \quad (26)$$

Este efeito retrógrado pode ser explicado pela modificação das condições de contorno para as equações do movimento e continuidade da fase contínua.

2.3.1 FLUIDOS NEWTONIANOS

Faxen [06], sob condições de escoamento lento e para razões diâmetro de partícula / diâmetro do tubo menores que 0.1, obteve soluções aproximadas resolvendo as equações em questão. Sendo assim, a expressão adquire a seguinte forma:

$$f_0 = 1 - 2.105 \left(\frac{d_p}{D_c} \right) + 2.087 \left(\frac{d_p}{D_c} \right)^3 - 0.95 \left(\frac{d_p}{D_c} \right)^5 \quad (27)$$

Francis [07], também sob condições de escoamento lento, empiricamente chegou a uma correlação com excelente concordância com dados experimentais de diversos autores:

$$f_0 = \left[\frac{1 - (d_p/D_c)}{1 - 0.475(d_p/D_c)} \right]^4 \quad (28)$$

para $d_p/D_c \leq 0.97$.

Para regiões de escoamento turbulento ($Re_m > 1000$), Munroe [14] sugeriu a seguinte correlação empírica:

$$f_\infty = 1 - (d_p/D_c)^{1.5} \quad (29)$$

sendo

$$Re_m = \frac{\rho v_w d_p}{\mu}$$

Para regiões intermediárias, $0.1 \leq Re_m \leq 1000$, Uhlherr [20] sugere uma tabela para a obtenção do fator de correção como função de Re_m e d_p/D_c , como segue abaixo:

$Re_m \rightarrow$	0.5	1.0	2	5	10	20	50	100	200	1000
$d/D \downarrow$	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow
0.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.1	.74	.77	.826	.910	.950	.971	.980	1.0	1.0	1.0
0.2	.59	.63	.700	.770	.826	.862	.910	.926	.940	.970
0.3	.42	.465	.530	.610	.677	.725	.800	.847	.860	.910
0.4	.29	.325	.370	.444	.532	.676	.725	.770	.770	.770
0.5	.19	.213	.250	.303	.370	.454	.550	.606	.633	.667
0.6	.115	.130	.154	.190	.233	.303	.370	.417	.465	.500
0.7	.0625	.0714	.085	.106	.136	.172	.233	.263	.303	.360
0.8	.0308	.0330	.040	.051	.067	.0855	.116	.146	.182	.222
0.9	.0104	.0120	.0141	.018	.022	.0308	.0465	.0625	.078	.108

2.3.2 FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

Para os fluidos descritos pelo modelo de Ostwald de Waele, Chhabra e Uhlherr [05] propuseram as seguintes correlações para os distintos regimes de escoamento:

para $Re'_m < 0.5$

$$f_0 = 1.0 - 1.6(d_p/D_c) \quad (30)$$

para altos valores de Re'_m

$$f_\infty = 1 - 3(d_p/D_c)^{3.5} \quad (31)$$

e para a região intermediária

$$\frac{\frac{1}{f_w} - \frac{1}{f_\infty}}{\frac{1}{f_0} - \frac{1}{f_\infty}} = \left(1 + 1.3 Re'_m{}^2 \right)^{-0.33} \quad (32)$$

onde

$$Re'_m = \frac{\rho v_w^{2-n} d_p^n}{K}$$

As três equações anteriores podem ser aplicadas quando:

$$0.01 \leq Re'_m \leq 1000$$

$$0 < (d_p/D_c) < 0.5$$

$$0.53 < n < 0.95$$

2.3.3 GEOMETRIA ANULAR

Poucas publicações estão disponíveis relacionando o efeito de parede em geometria anular. Muitos autores, simplesmente, sem comprovação experimental, substituem nas correlações obtidas para tubos o diâmetro do tubo pelo diâmetro hidráulico do espaço anular. O que muitas vezes pode ser desastroso.

Na publicação *Drilling Mud and Cement Slurry Rheology Manual* é citada uma correlação para escoamento em regime turbulento:

$$f_w = (1 + d_p/D_h)^{-1} \quad (33)$$

onde

$$D_h = D_{ext} - D_{int}$$

Walker e Mayes [22] utilizam uma outra correlação para regimes intermediários:

$$f_w = \frac{1 - 1.6(d_p/D_*)}{1 - (d_p/D_*)} \quad (34)$$

porém nada dizem a respeito de " D_* ".

2.4 EFEITO DA CONCENTRAÇÃO DE PARTÍCULAS OU DE POPULAÇÃO

Este efeito está relacionado, novamente, com uma força extra que retarda o movimento de partículas em meios viscosos. A própria mudança das condições de contorno, "vizinhança", podem teoricamente explicar este efeito.

Também, devido às dificuldades de soluções analíticas e numéricas, tal estudo é realizado de forma empírica.

2.4.1 FLUIDOS NEWTONIANOS

Richardson e Zaki [15] realizaram um notável trabalho experimental confrontando experimentos de sedimentação com fluidização de partículas em meios viscosos. Os experimentos foram feitos em tubos cilíndricos e partículas esféricas e não-esféricas, chegando a relações muito satisfatórias. Eles relacionaram a velocidade do fluido baseada no tubo vazio com a porosidade do sistema partícula-fluido na seguinte forma:

$$\frac{v_{sup}}{v_w} = \epsilon^k \quad (35)$$

onde

ϵ = porosidade = 1 - concentração volumétrica de sólidos.

v_{sup} = vazão de fluido / área da seção reta do tubo.

v_w = velocidade de queda da partícula levando-se em conta

o efeito de parede.

$$k = k(\text{Re}, d_p/D_c)$$

$$\text{sendo } \text{Re} = \rho v_\infty d_p / \mu$$

v_∞ \equiv velocidade de queda da partícula em um meio infinito.

para $0.2 < \text{Re} < 1$

$$k = \left(4.35 + 17.5(d_p/D_c) \right) \text{Re}^{-0.03} \quad (36)$$

para $1 < \text{Re} < 200$

$$k = \left(4.45 + 18(d_p/D_c) \right) \text{Re}^{-0.1} \quad (37)$$

para $200 < \text{Re} < 500$

$$k = 4.45 \text{Re}^{-0.1} \quad (38)$$

As correlações acima são válidas para $0 < d_p/D_c < 4 \times 10^{-2}$.

2.4.2 FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

Laruccia [09] trabalhando com fluidos descritos pelo modelo de Ostwald de Waele e desprezando os efeitos de parede, através de experimento semelhante conseguiu obter uma

correlação mais genérica para a relação

$$\frac{V_{\text{sup}}}{V_{\infty}} = \varepsilon^i \quad (39)$$

onde

$$i = 4.693 \text{ Re}_{\text{gen}}^{-0.111} \quad (40)$$

(Re_{gen} já citado anteriormente).

3 ANÁLISE DIMENSIONAL PARA A QUEDA DE UMA PARTÍCULA CONSIDERANDO O EFEITO DE PAREDE

3.1 INTRODUÇÃO

Quando uma relação física é descrita por equações matemáticas, cada quantidade pode ser representada por magnitudes apropriadamente escolhidas. A busca pela forma correta da relação entre as magnitudes das quantidades empregadas é conhecida como Análise Dimensional. Uma equação cuja forma não depende de unidades fundamentais de medida é dita dimensionalmente homogênea. Se as magnitudes fundamentais forem fixadas, as correspondentes quantidades de mesma espécie serão representadas por magnitudes com as mesmas relações dimensionais e quaisquer equações que possuïrem estas magnitudes deverão ser dimensionalmente homogêneas. A relação entre as magnitudes das quantidades não é uma solução completa do problema. Esta somente mostra uma combinação específica entre as quantidades chamada de grupos adimensionais que supostamente governam o fenômeno físico de interesse. A relação exata entre os grupos adimensionais geralmente deve ser encontrada por via experimental. O maior mérito da Análise Dimensional está em permitir importantes simplificações no número de variáveis independentes quando estamos tratando com fenômenos físicos de certa complexidade.

3.2 O TEOREMA II DE BUCKINGHAM

Em uma linguagem simples, o teorema II de Buckingham nos mostra que se em uma dada equação existem "n" parâmetros (quantidades) expressos em "r" dimensões básicas estritamente necessárias para descrever o fenômeno físico em questão, tal equação pode ser reduzida a uma relação entre "n-r" grupos adimensionais independentes entre si.

Existem três importantes técnicas para se lidar com a Análise Dimensional via o teorema II de Buckingham: a técnica das equações indiciais, a técnica da matriz indicial ou dimensional e a técnica das variáveis de recorrência. Aqui utilizaremos a técnica indicial e utilizaremos como dimensões básicas a massa (M), o comprimento (L) e o tempo (T).

3.3 ANÁLISE DO FENÔMENO FÍSICO: QUEDA DE UMA PARTÍCULA ESFÉRICA EM UM FLUIDO NÃO-NEWTONIANO, EM GEOMETRIA ANULAR, CONSIDERANDO O EFEITO DE PAREDE

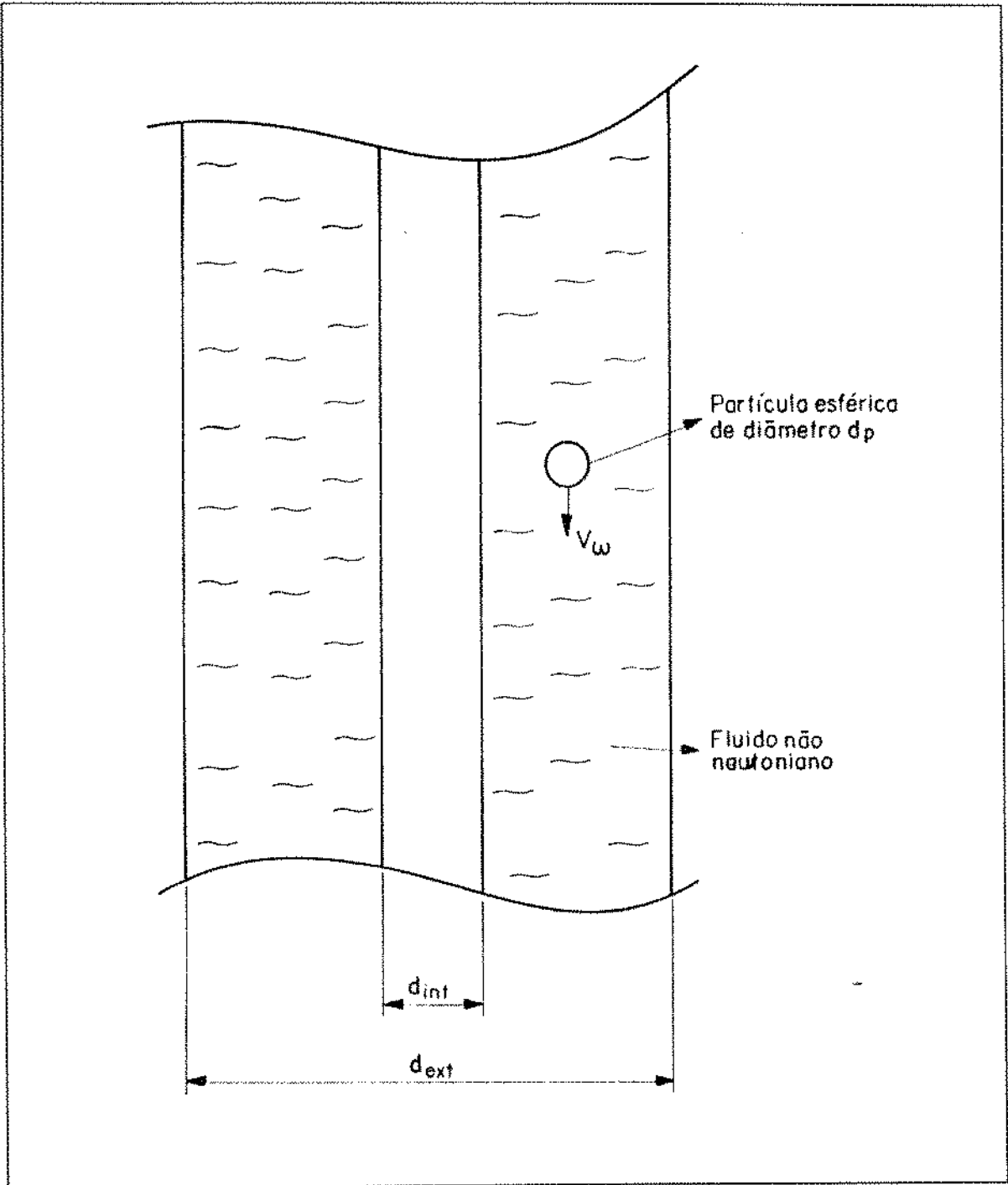


fig.2 : Esquema da queda de uma partícula em um duto anular

3.3.1 COMPORTAMENTO DO FLUIDO DESCRITO PELO MODELO DE OSTWALD de WAELE

Neste sistema físico temos uma partícula esférica caindo sob a ação do campo gravitacional, axialmente em um espaço anular, imersa em um fluido do tipo "Power Law". Os parâmetros envolvidos no fenômeno com seus respectivos símbolos e dimensões são listados no quadro a seguir:

PARÂMETROS	SÍMBOLO	DIMENSÕES
velocidade de queda da partícula considerando o efeito de parede	v_w	LT^{-1}
velocidade de queda da partícula em um meio infinito	v_∞	LT^{-1}
diâmetro da partícula	d_p	L
diâmetro equivalente do anular	d_h	L
massa específica da partícula	ρ_p	ML^{-3}
massa específica do fluido	ρ	ML^{-3}
índice de comportamento	n	-
índice de consistência	K	$ML^{-1}T^{n-2}$
aceleração da gravidade	g	LT^{-2}

Portanto, podemos supor que o fenômeno pode ser representado pela equação:

$$v_w = v_w(v_\infty, d_p, d_h, \rho_p, \rho, n, K, g)$$

Montando a matriz dimensional auxiliar para obtermos as equações indiciais que nos levarão aos grupos adimensionais:

MATRIZ DIMENSIONAL

	v_w	v_∞	d_p	d_h	ρ_p	ρ	n	K	g
M					n_5	n_6		n_8	n_9
L	n_1	n_2	n_3	n_4	$-3n_5$	$-3n_6$		$-n_8$	
T	$-n_1$	$-n_2$						$(n-2)n_8$	$-2n_9$

Equações indiciais:

$$n_5 + n_6 + n_8 = 0 \quad (41)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 + n_4 - 3n_5 - 3n_6 - n_8 + n_9 = 0 \quad (42)$$

$$-n_1 - n_2 + (n-2)n_8 - 2n_9 = 0 \quad (43)$$

Observamos que existem oito incógnitas e três equações, já que "n" já é um adimensional e só foi colocado na matriz a título ilustrativo. Agora, o próximo passo é arbitrar cinco incógnitas e resolver o sistema, obtendo assim a solução, ou seja, um grupo adimensional. E repetiremos o processo até conseguirmos os cinco grupamentos adimensionais

independentes que representarão o fenômeno em questão, juntamente com o índice de comportamento "n".

Com fins acadêmicos e para cumprir o objetivo deste estudo, as incógnitas foram arbitradas, sempre que possível, de forma a fornecer grupos adimensionais já conhecidos da literatura com o intuito de facilitar a análise.

Então propomos a seguinte solução:

	v_w	v_∞	d_p	d_h	ρ_p	ρ	n	K	g
	(n_1)	(n_2)	(n_3)	(n_4)	(n_5)	(n_6)	(n_7)	(n_8)	(n_9)
Π_1	0	2-n	n	0	0	1	0	-1	0
Π_2	0	2	-1	0	0	0	0	0	-1
Π_3	1	-1	0	0	0	0	0	0	0
Π_4	0	0	1	1	0	0	0	0	0
Π_5	0	0	0	0	0	0	1	0	0
Π_6	0	2-n	n	0	1	0	0	-1	0

Então, a solução escolhida assume a seguinte forma:

$$\Pi_1 = \frac{\rho v_\infty^{2-n} d_p^n}{K} \quad (44)$$

$$\Pi_2 = \frac{v_\infty^2}{g d_p} \quad (45)$$

$$\Pi_3 = \frac{v_w}{v_\infty} \quad (46)$$

$$\Pi_4 = \frac{d_p}{d_h} \quad (47)$$

$$\Pi_5 = n \quad (48)$$

$$\Pi_6 = \frac{\rho_p v_\infty^{2-n} d_p^n}{K} \quad (49)$$

Notamos que Π_1 é o número de Reynolds da partícula, Π_2 é o número de Froude da partícula, Π_3 é coincidente com o fator que expressa a correção para o efeito de parede, Π_4 é a relação entre o diâmetro da partícula e o diâmetro equivalente do anular, Π_5 é o índice de comportamento do fluido, apenas Π_6 não nos é familiar.

Logo, para a representação do fenômeno físico, supõe-se válida a relação que segue:

$$F(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6) = 0$$

ou conforme o objetivo deste estudo:

$$f_w = f_w(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6)$$

3.3.2 COMPORTAMENTO DO FLUIDO DESCRITO PELO MODELO DE ELLIS

De maneira similar ao item anterior, chegamos ao seguinte quadro de parâmetros envolvidos:

PARÂMETROS	SÍMBOLO	DIMENSÕES
velocidade de queda da partícula considerando o efeito de parede	v_w	LT^{-1}
velocidade de queda da partícula em um meio infinito	v_∞	LT^{-1}
diâmetro da partícula	d_p	L
diâmetro equivalente do anular	d_h	L
massa específica da partícula	ρ_p	ML^{-3}
massa específica do fluido	ρ	ML^{-3}
viscosidade do fluido ($\dot{\gamma} \rightarrow 0$)	η_0	$ML^{-1}T^{-1}$
tensão de cisalhamento ($\eta \rightarrow \eta_0/2$)	$\tau_{1/2}$	$ML^{-1}T^{-2}$
"índice de comportamento"	α	-
aceleração da gravidade	g	LT^{-2}

Conseqüentemente, podemos novamente supor que tal fenômeno pode ser representado pela seguinte relação:

$$v_w = v_w(v_\infty, d_p, d_h, \rho_p, \rho, \eta_0, \tau_{1/2}, \alpha, g)$$

A matriz dimensional que nos conduzirá aos grupos

adimensionais relevantes tem a seguinte forma:

MATRIZ DIMENSIONAL

	v_w	v_ω	d_p	d_h	ρ_p	ρ	η_0	$\tau_{1/2}$	α	g
M					n_5	n_6	n_7	n_8		
L	n_1	n_2	n_3	n_4	$-3n_5$	$-3n_6$	$-n_7$	$-n_8$		n_{10}
T	$-n_1$	$-n_2$					$-n_7$	$-2n_8$		$-2n_{10}$

Equações indiciais:

$$n_5 + n_6 + n_7 + n_8 = 0 \quad (50)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 + n_4 - 3n_5 - 3n_6 - n_7 - n_8 + n_{10} = 0 \quad (51)$$

$$-n_1 - n_2 - n_7 - 2n_8 - 2n_{10} = 0 \quad (52)$$

Vemos aqui a existência de nove incógnitas e três equações, uma vez que " α " já é um adimensional a compor o nosso quadro de grupamentos II. Repetindo o mesmo processo anterior em arbitrar seis incógnitas a fim da solução, e obedecendo ao mesmo critério de se obter sempre que possível números adimensionais com os quais já estejamos familiarizados, propomos a seguinte solução:

	v_w	v_∞	d_p	d_h	ρ_p	ρ	η_0	$\tau_{1/2}$	α	g
	(n_1)	(n_2)	(n_3)	(n_4)	(n_5)	(n_6)	(n_7)	(n_8)	(n_9)	(n_{10})
Π_1	0	1	1	0	0	1	-1	0	0	0
Π_2	0	2	-1	0	0	0	0	0	0	-1
Π_3	0	1	-1	0	0	0	1	-1	0	0
Π_4	1	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
Π_5	0	0	1	-1	0	0	0	0	0	0
Π_6	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
Π_7	0	1	1	0	1	0	-1	0	0	0

Portanto, a solução adquire a seguinte forma:

$$\Pi_1 = \frac{\rho v_\infty d_p}{\eta_0} \quad (53)$$

$$\Pi_2 = \frac{v_\infty^2}{g d_p} \quad (54)$$

$$\Pi_3 = \frac{\eta_0 v_\infty}{d_p \tau_{1/2}} \quad (55)$$

$$\Pi_4 = \frac{v_w}{v_\infty} \quad (56)$$

$$\Pi_5 = \frac{d_p}{d_h} \quad (57)$$

$$\Pi_6 = \alpha \quad (58)$$

$$\Pi_7 = \frac{\rho_p v_\infty d_p}{\eta_0} \quad (59)$$

Verificamos que Π_1 é o número de Reynolds₀ da partícula, Π_2 é o número de Froude da partícula, Π_3 é o número de Ellis, Π_5 é a razão entre o diâmetro da partícula e o diâmetro equivalente da seção anular, Π_4 é a correção para o efeito de parede, Π_6 é o expoente "α" do modelo de Ellis.

Conseqüentemente para a descrição da situação física em questão, é válida a relação:

$$G(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6, \Pi_7) = 0$$

ou

$$f_w = f_w(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_5, \Pi_6, \Pi_7)$$

4 OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DE QUEDA DE PARTÍCULAS A PARTIR DA FLUIDIZAÇÃO EM GEOMETRIA ANULAR

4.1 MONTAGEM DA UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO

A unidade de fluidização consiste basicamente de um tanque de alimentação com capacidade para aproximadamente 0.12 m^3 (120 l), uma bomba de deslocamento positivo com pressão máxima de operação de $5.88 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ (6 kgf/cm^2) e uma coluna de testes com geometria anular. Esta coluna é constituída de dois tubos de acrílico montada de forma que estes permanecessem concêntricos e na vertical. O tubo externo possui um diâmetro interno de $(7.290 \pm 0.005) \times 10^{-2} \text{ m}$ e o tubo interno um diâmetro externo de $(5.290 \pm 0.005) \times 10^{-2} \text{ m}$. Ambos têm um comprimento de 1.25 m. A entrada da coluna é composta por uma placa perfurada de acrílico que tem a finalidade de distribuir o fluxo de fluido homogeneamente, suportar os tubos de acrílico e reter as partículas. Existem, ainda, duas peças cônicas de nylon, flangeadas, que conectam a coluna às tubulações de entrada e de saída. Estas tubulações são de PVC e possuem $2.54 \times 10^{-2} \text{ m}$ de diâmetro.

Um esquema simplificado da unidade de fluidização segue na próxima página.

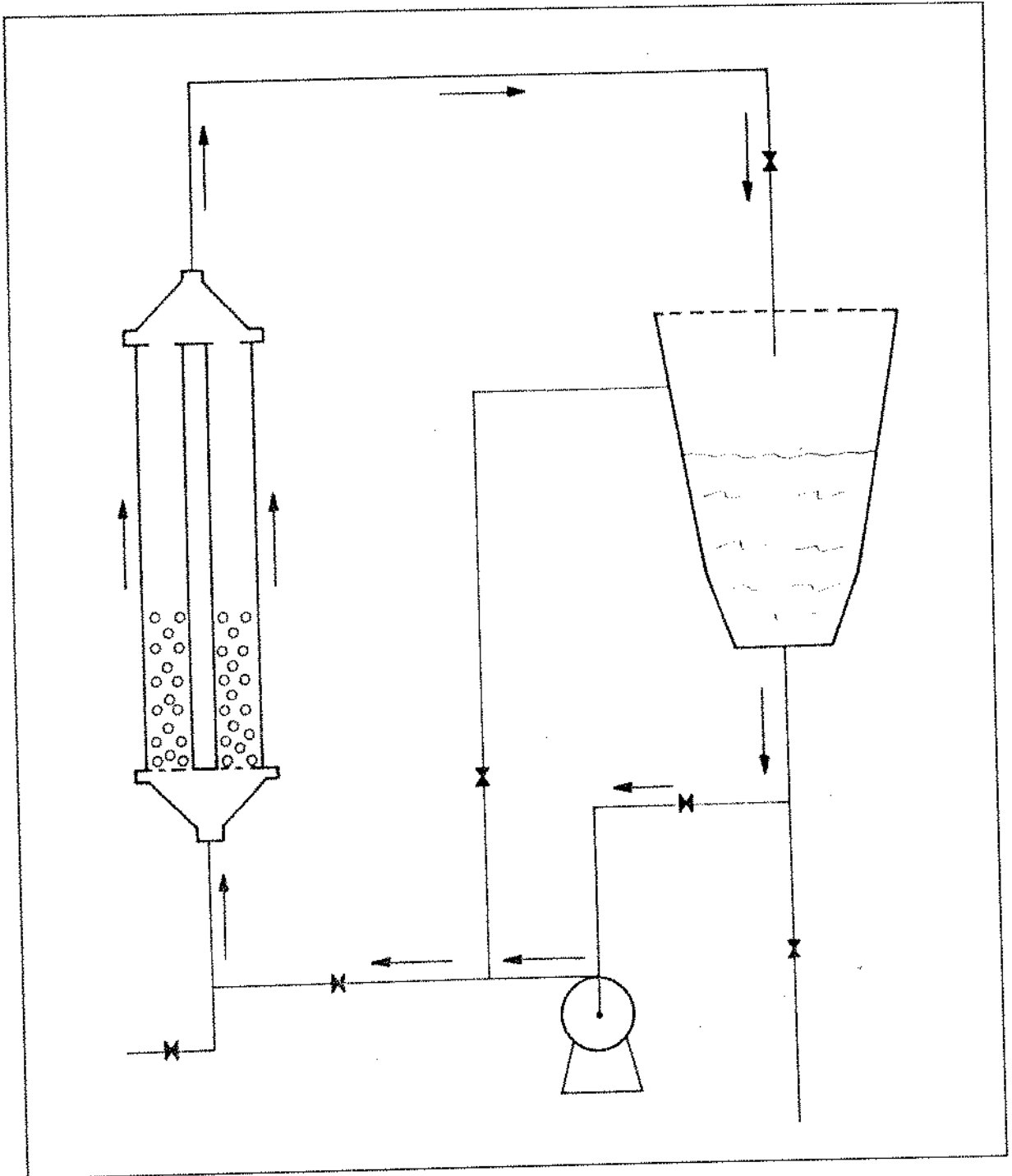


fig.3 : Simplificado da unidade de fluidização

4.2 DETERMINAÇÃO DA CURVA REOLÓGICA DOS FLUIDOS UTILIZADOS

Foi utilizado para este fim o reômetro rotatório de cilindros coaxiais HAAKE com termostato ajustável. As leituras de velocidade angular e torque foram tratadas pelo método proposto por Yang e Krieger [23]. Maiores detalhes no Apêndice (A).

4.3 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Este estudo segue os princípios análogos aos enfatizados nos trabalhos realizados por Richardson e Zaki [15], Brea, Edwards e Wilkinson [01] e Laruccia [09] na obtenção da velocidade de queda de partículas através da fluidização destas.

Após a confecção do fluido a ser utilizado, recheia-se a coluna de testes com uma determinada massa de partículas " m_p ", de mesmo diâmetro conhecido " d_p ". A seguir, circula-se o fluido através da coluna e após o regime estabelecido começa-se a medir a altura do leito de partículas expandido " h " com o auxílio de uma régua graduada em milímetros, e a correspondente vazão de fluido " Q " medida com proveta e cronômetro de precisão.

De posse destes dados, $Q_i \cdot h_i$, e de acordo com as expressões:

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{4 m_p}{\rho_p \pi (D_{ext}^2 - D_{int}^2) h} \right) \quad (60)$$

$$v_{sup} = \frac{4 Q}{\pi (D_{ext}^2 - D_{int}^2)} \quad (61)$$

podemos montar tabelas de $v_{sup} \times \varepsilon$ e graficá-las.

Observamos aqui que após a tomada de medidas $Q_i \times h_i$, a temperatura do fluido é verificada e anotada, sendo que uma amostra do fluido é levada para o levantamento do reograma à dada temperatura através do reômetro HAAKE, já mencionado anteriormente.

4.4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Na seqüência, como podemos verificar, estão os gráficos em coordenadas bi-logarítmicas da velocidade do fluido (anular vazio) versus a porosidade do leito de partículas, $v_{sup} \times \varepsilon$. Observamos que em todos os experimentos sempre houve um bom ajuste linear para a curva $\log v_{sup} \times \log \varepsilon$.

Assim sendo, ao extrapolarmos a curva quando a porosidade tende a unidade ($\varepsilon \rightarrow 1$), ou seja, na eminência do transporte de partículas, é válida a igualdade:

$$v_{sup} = v_w \quad (62)$$

Devemos sobressaltar que durante os experimentos também foi observado que quanto maior a expansão do leito, maior a indefinição da interface superior do leito de partículas. Por isso, o experimento só pode ser conduzido com precisão até porosidades da ordem de 0.9. Daí a necessidade da extrapolação, também adotada pelos autores já citados.

Então, de pleno acordo com Richardson e Zaki e Laruccia, achamos válida a expressão:

$$\frac{v_{sup}}{v_w} = \epsilon^s \quad (63)$$

EXPERIMENTO n°	COEFICIENTE LINEAR s	Vsup($\epsilon \rightarrow 1$) v _w (100 m/s)	CORRELAÇÃO
1	3.71623	25.985	0.99047
2	3.37017	15.862	0.99292
3	3.20609	13.059	0.99941
4	3.66069	17.729	0.99735
5	5.18264	20.099	0.99879
6	3.69102	26.566	0.99952
7	3.35725	21.057	0.99658
8	5.31006	27.066	0.99880
9	4.72323	21.961	0.99860
10	4.92886	18.284	0.99868
11	4.89003	12.618	0.99613
12	3.00459	23.168	0.99183
13	3.48646	30.366	0.99138
14	3.03594	29.854	0.99828
15	2.97722	34.256	0.99989
16	4.26752	20.957	0.99849
17	5.98904	21.754	0.99966

EXPERIMENTO 1

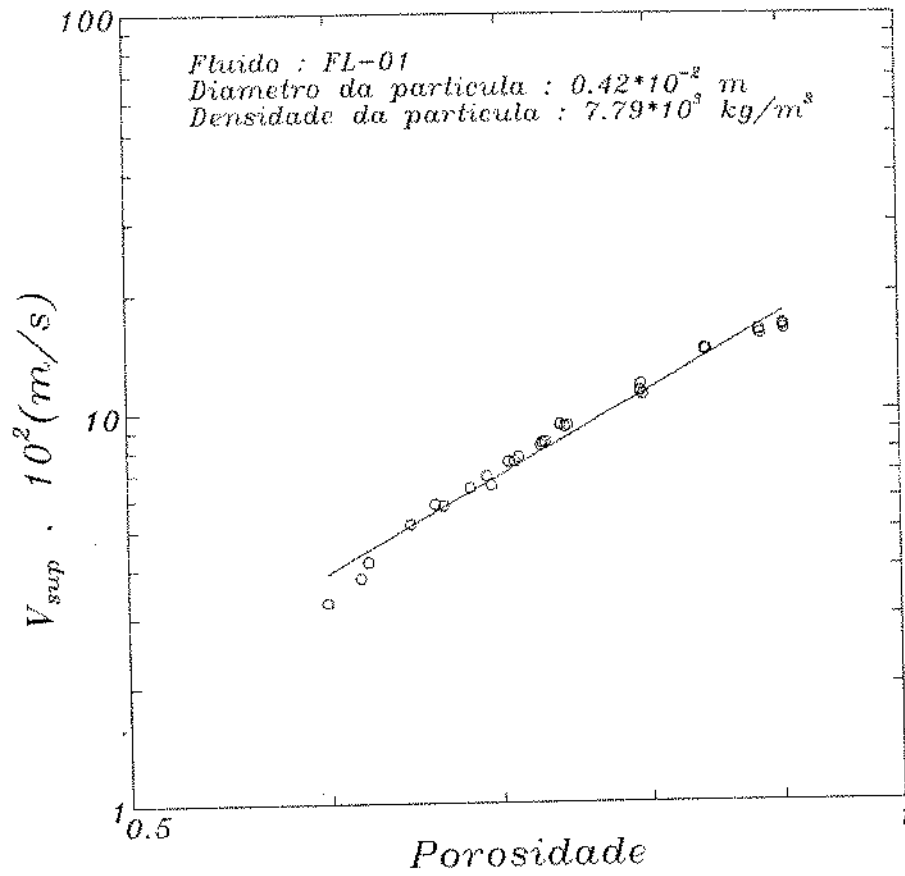


fig.4

EXPERIMENTO 2

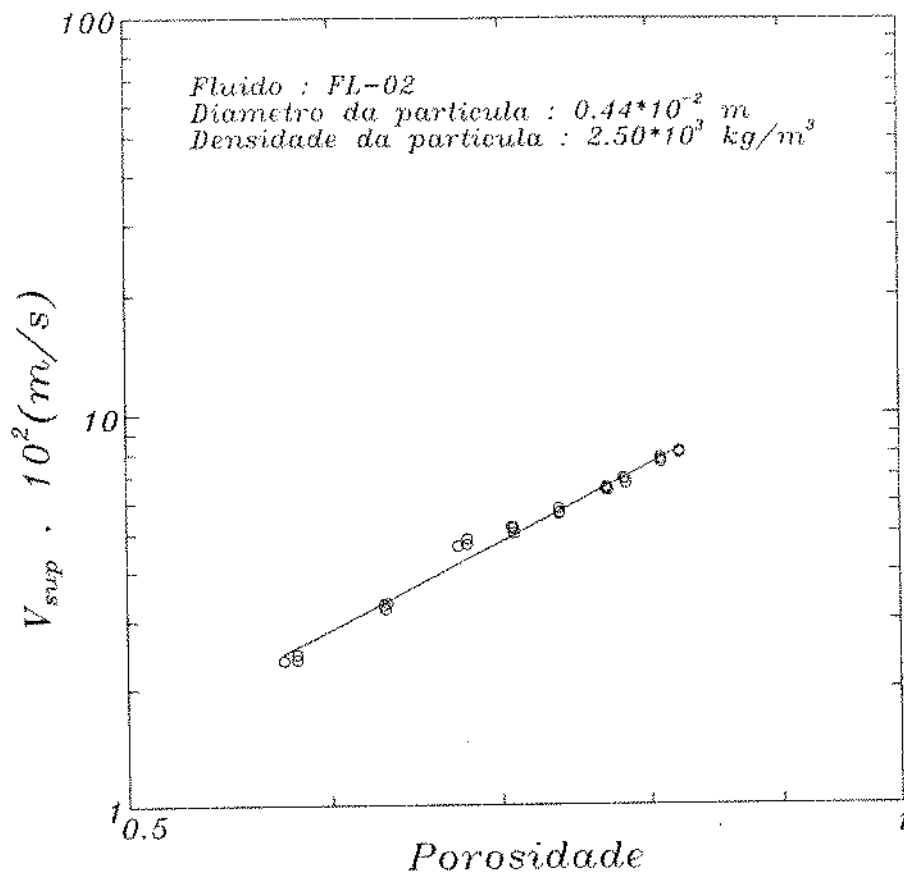


fig.5

EXPERIMENTO 3

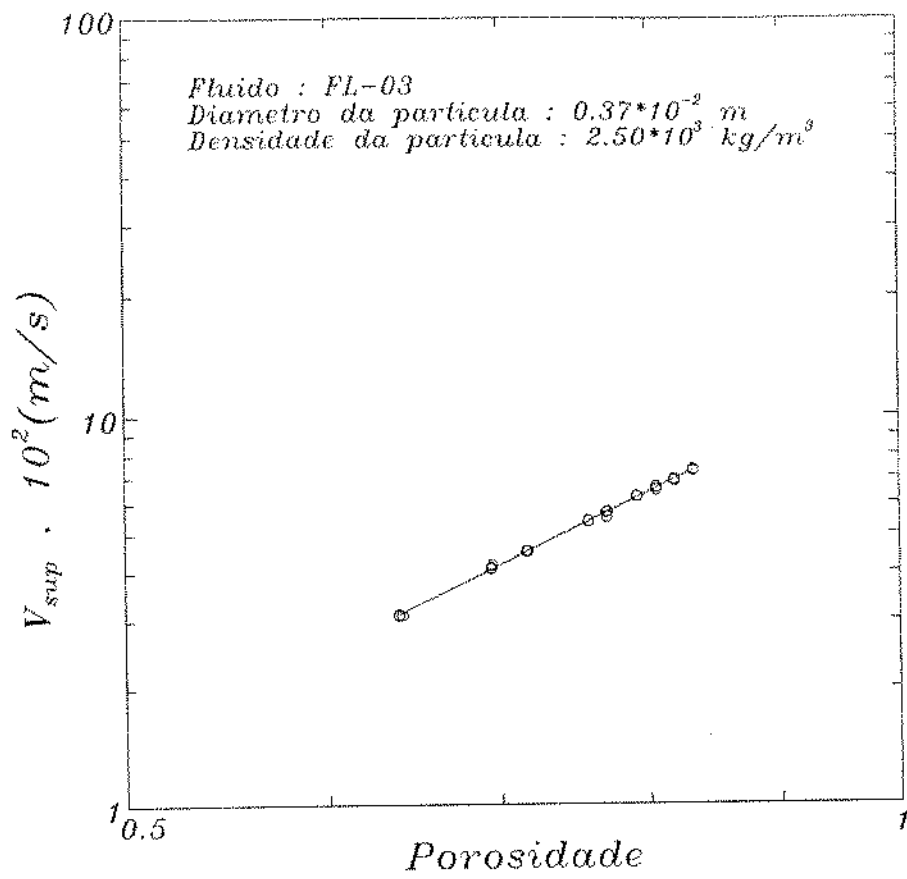


fig.6

EXPERIMENTO 4

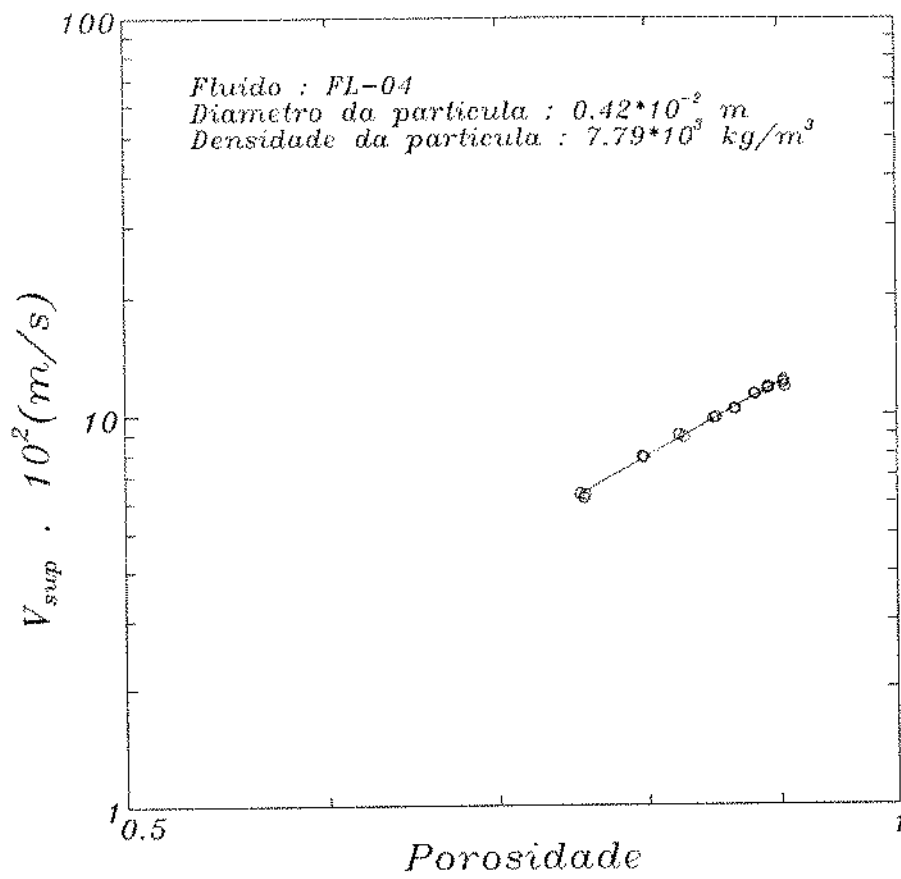


fig.7

EXPERIMENTO 5

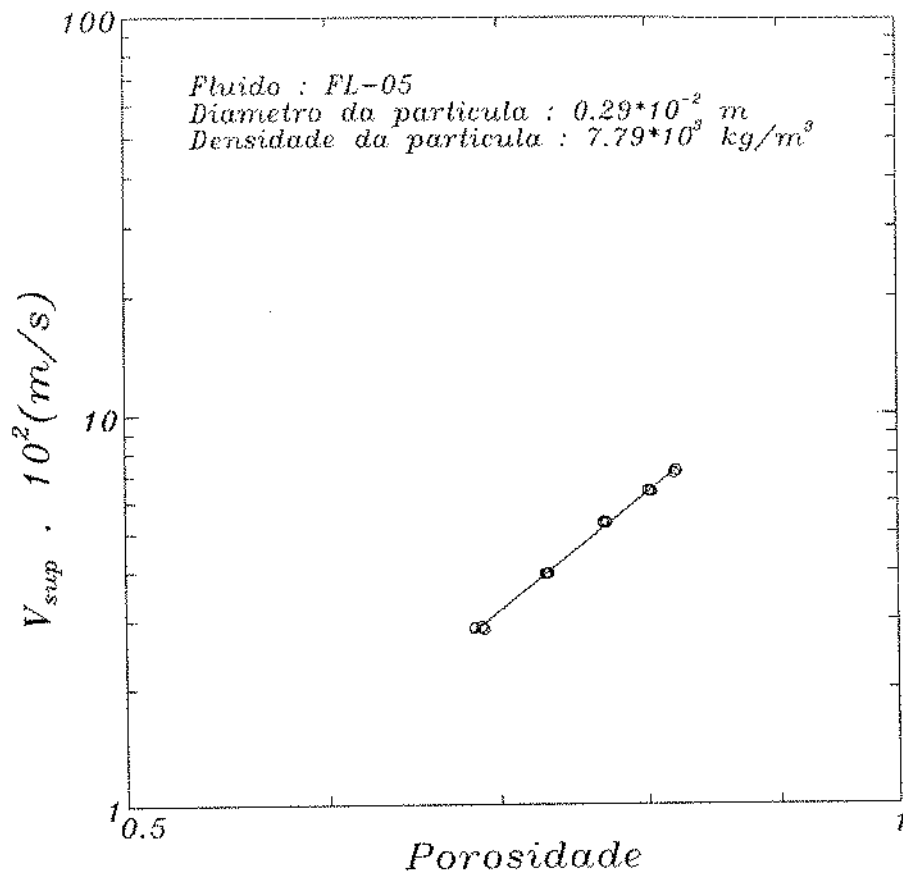


fig.8

EXPERIMENTO 6

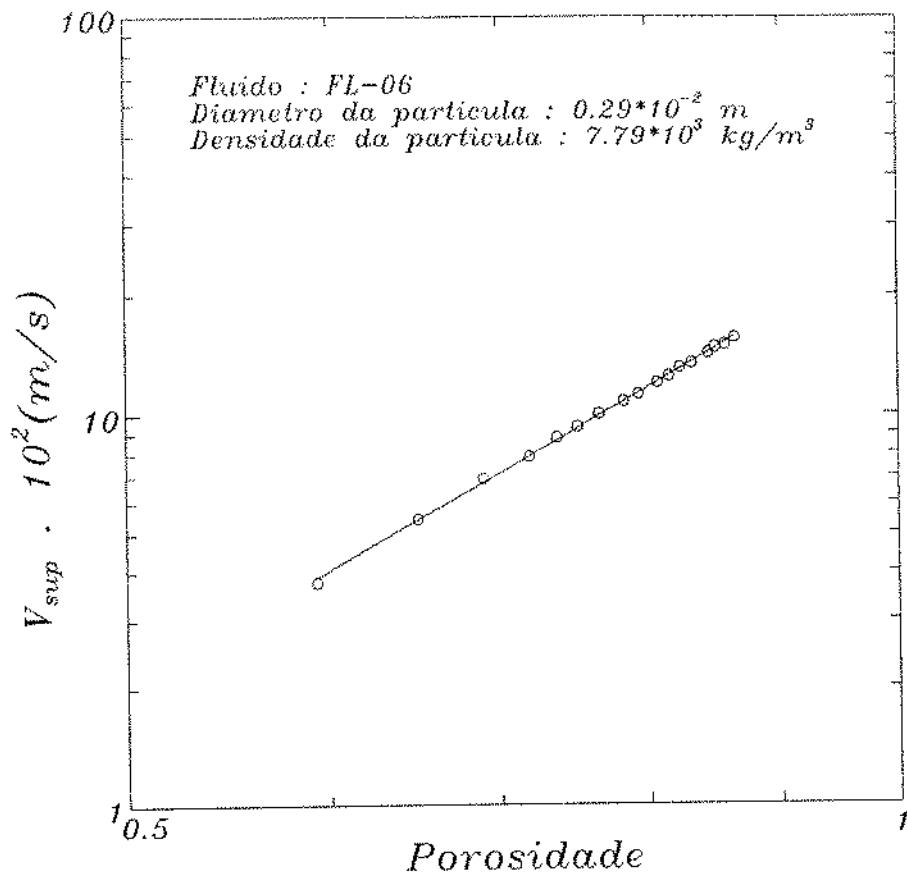


fig.9

EXPERIMENTO 7

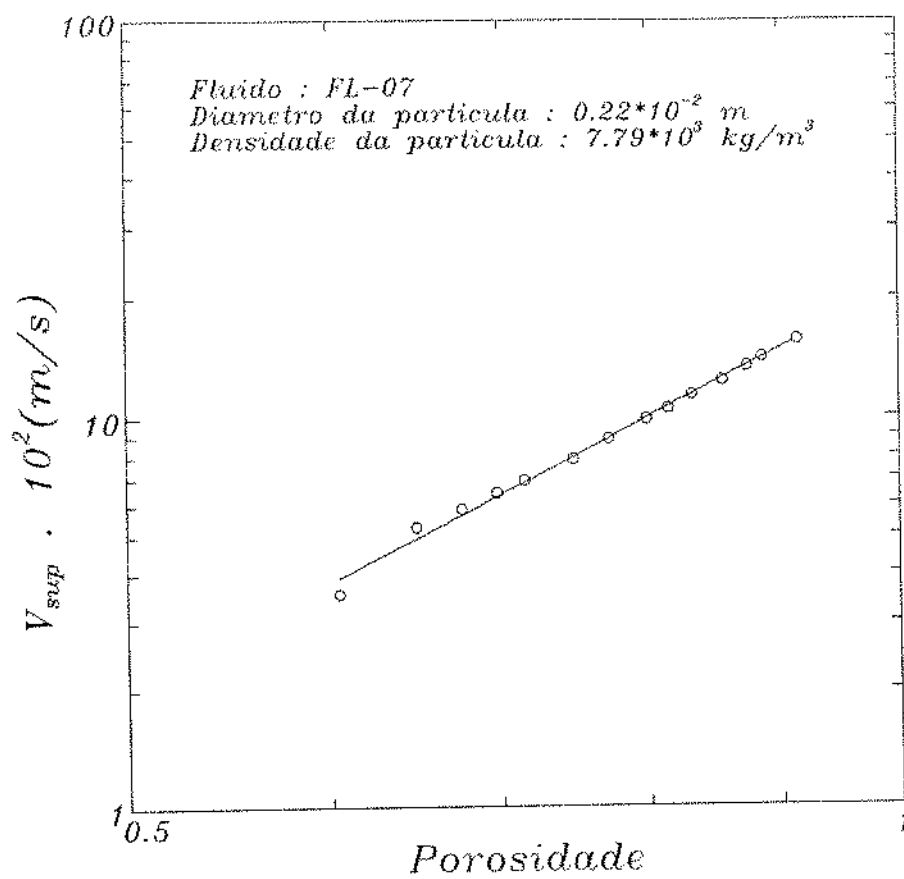


fig.10

EXPERIMENTO 8

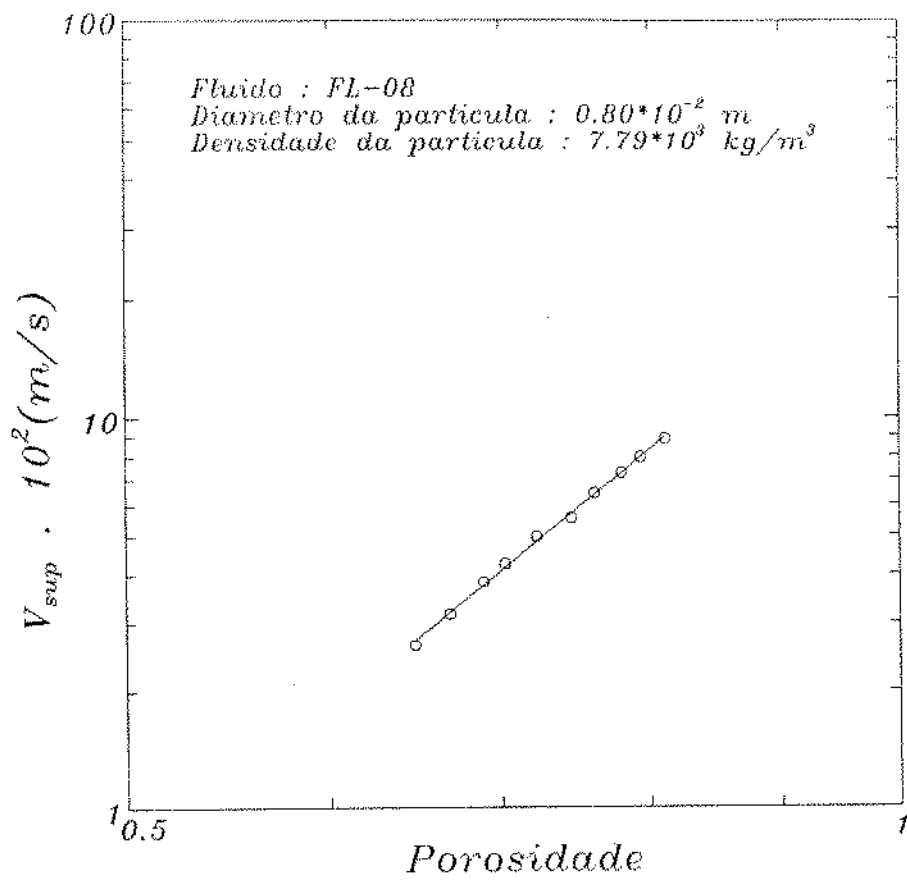


fig.11

EXPERIMENTO 9

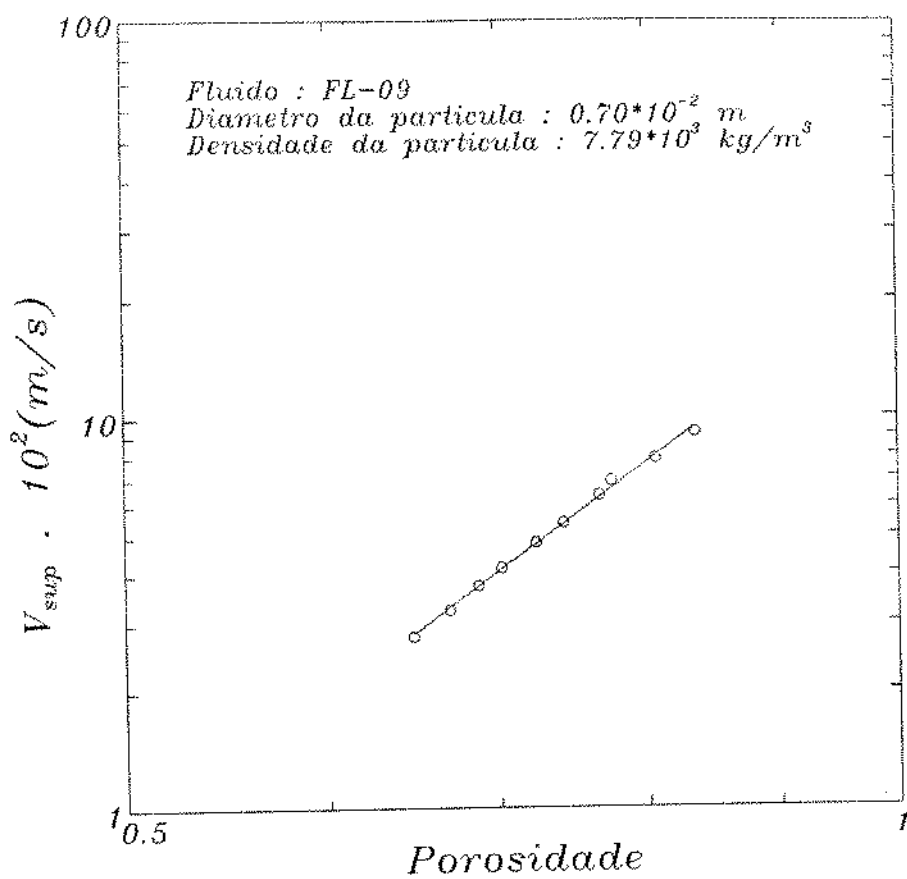


fig.12

EXPERIMENTO 10

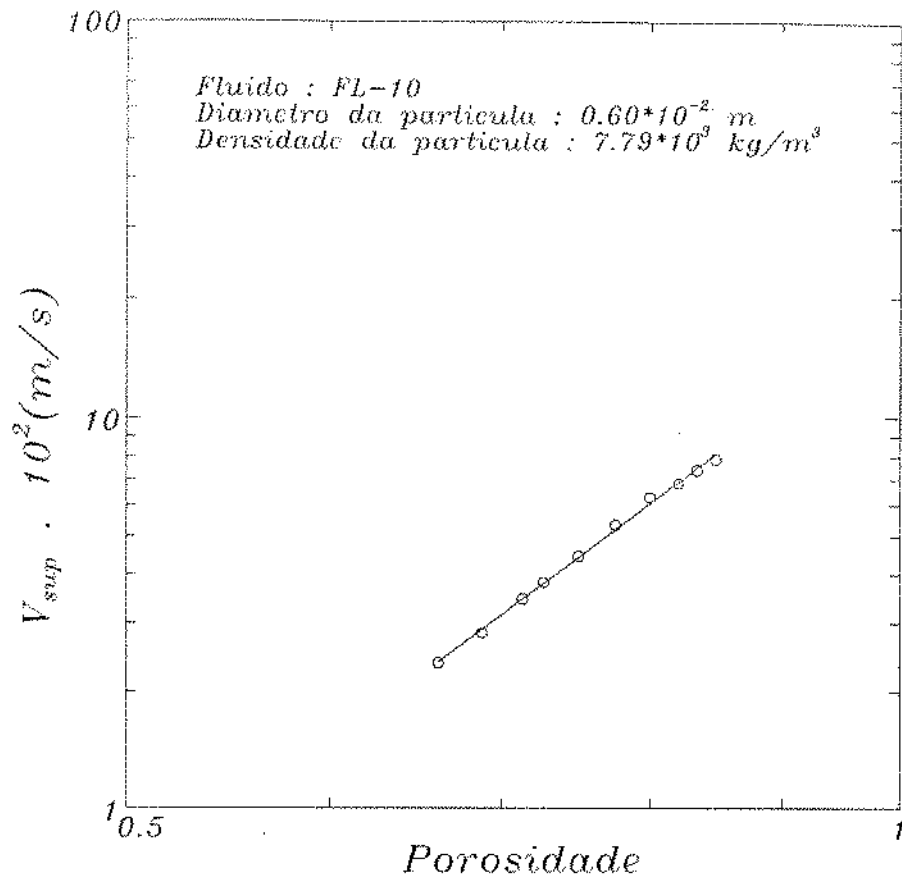


fig. 13

EXPERIMENTO 11

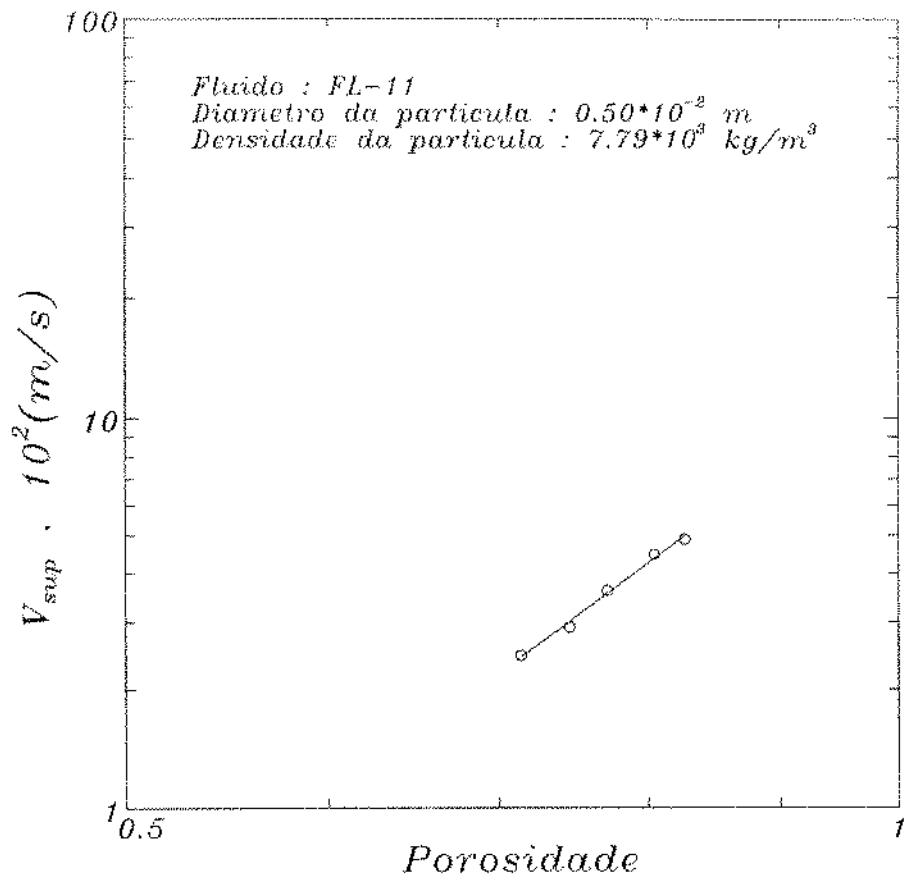


fig.14

EXPERIMENTO 12

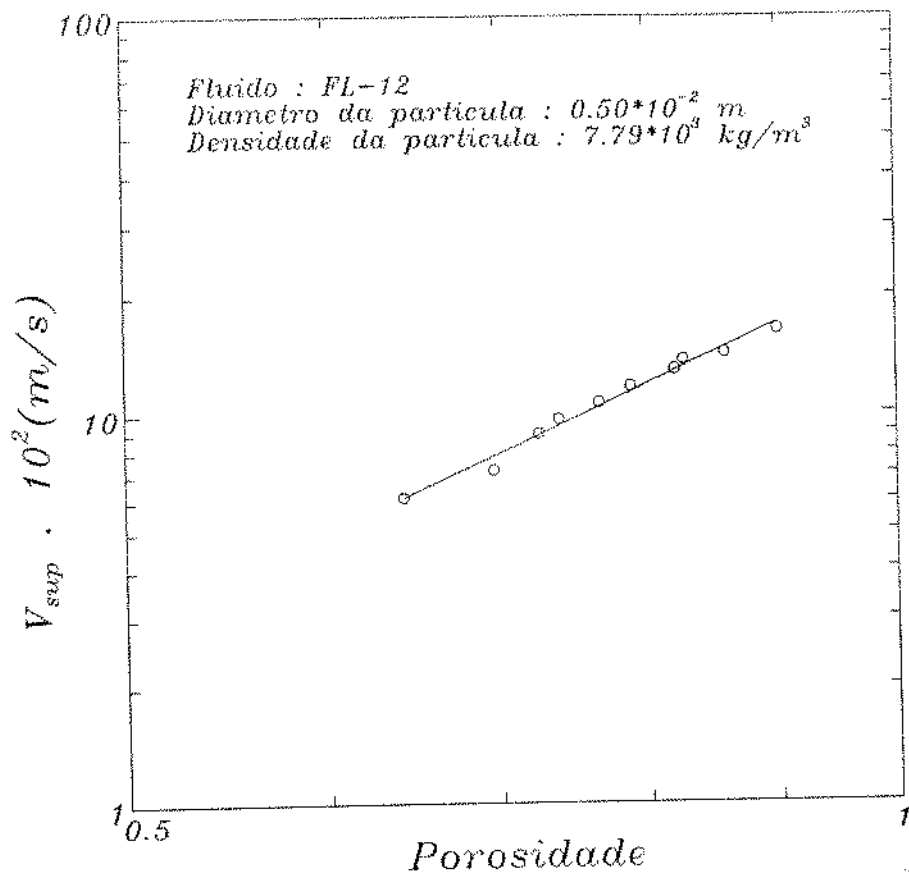


fig.15

EXPERIMENTO 13

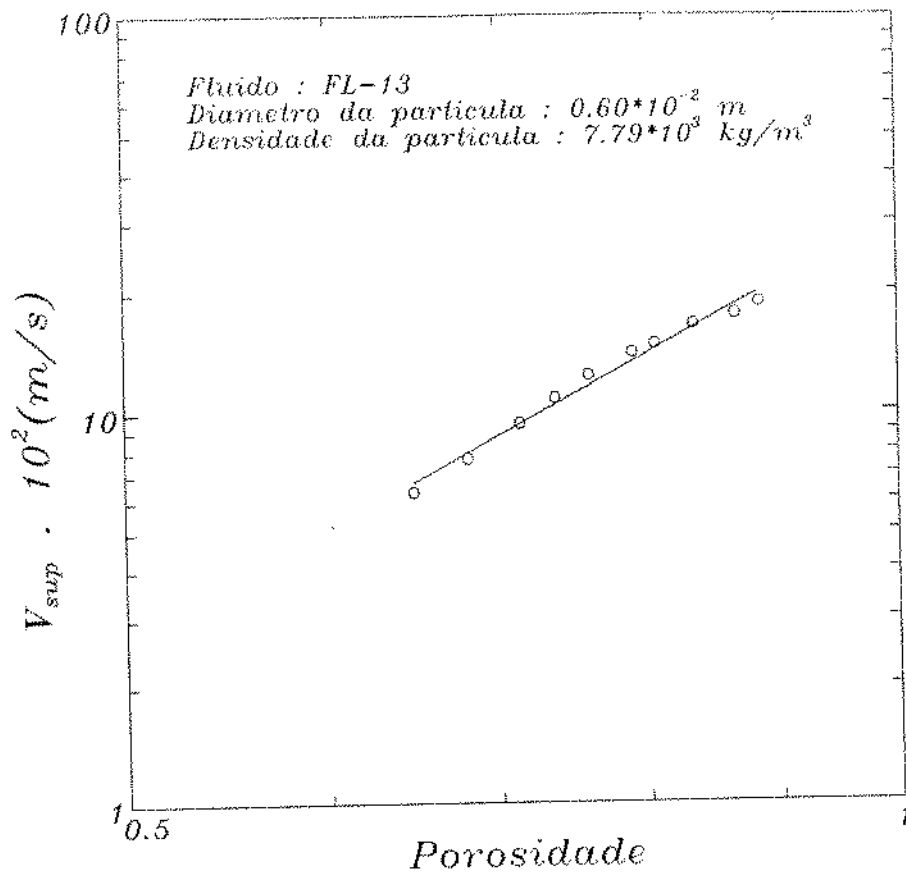


fig.16

EXPERIMENTO 14

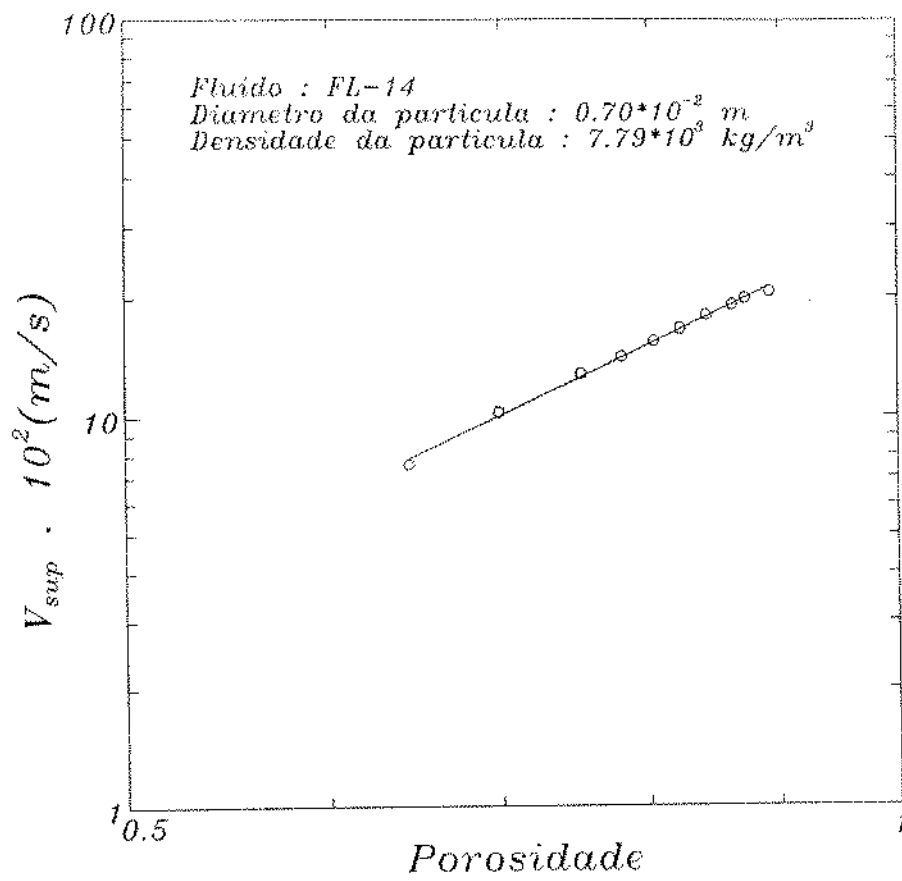


fig.17

EXPERIMENTO 15

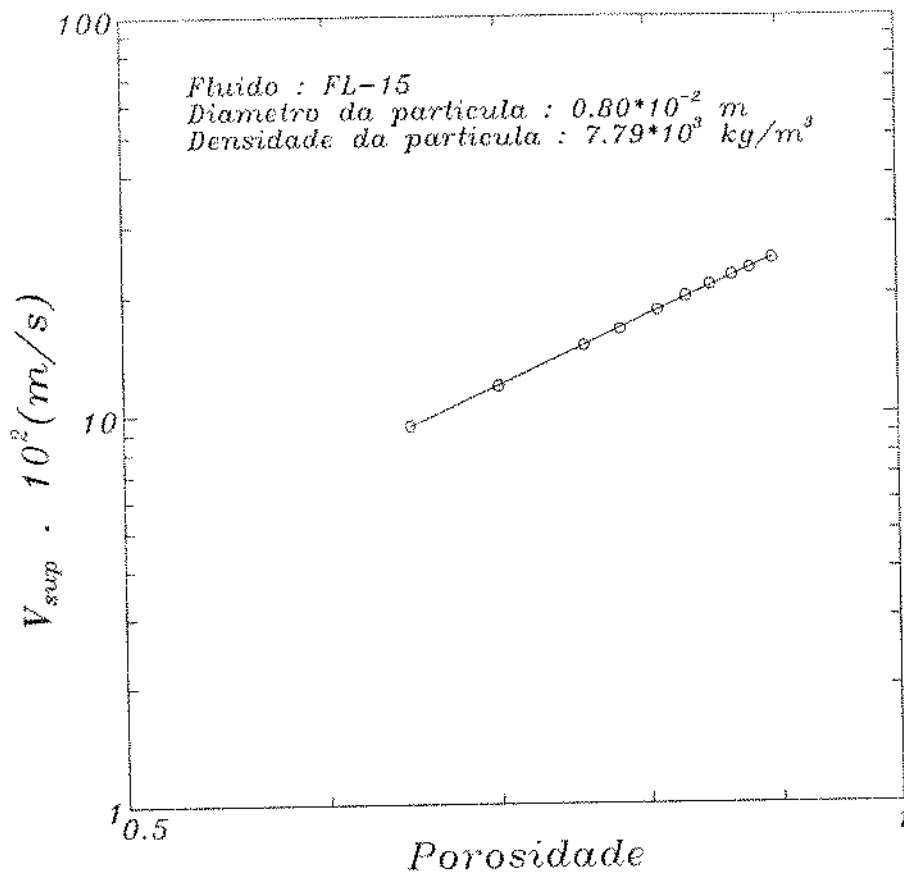


fig.18

EXPERIMENTO 16

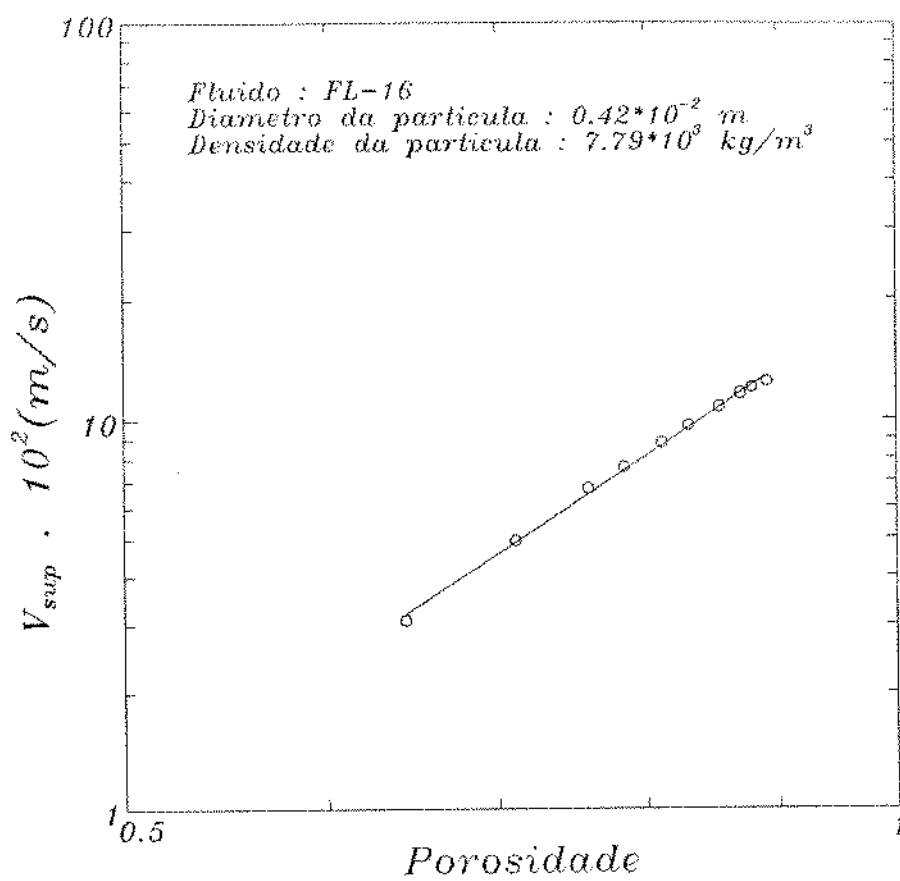


fig.19

EXPERIMENTO 17

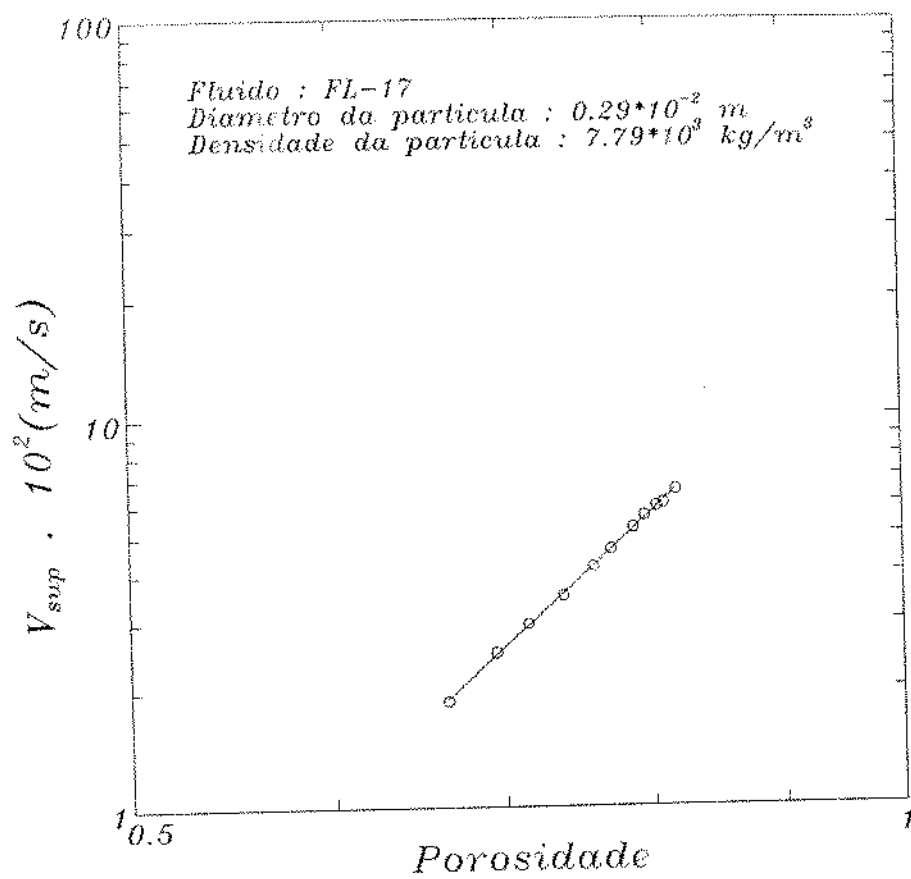


fig.20

4.5 REOLOGIA DOS FLUIDOS UTILIZADOS

Aplicando a correção proposta por Yang e Krieger às medidas obtidas no reômetro (ver Anexo (02)), geramos uma série de pares $\tau\dot{\gamma}$ e ajustamos a curva reológica aos modelos de Ostwald de Waele e Ellis. O ajuste para o primeiro modelo é bem simples, apenas uma regressão linear entre $\log \tau$ e $\log \dot{\gamma}$. Já para o modelo de Ellis foi necessário o desenvolvimeto de um programa computacional utilizando o método de regressão não linear proposto por Levenberg e Marquadt [10]. A seguir estão as duas tabelas que sintetizam os resultados.

MODELO DE OSTWALD DE WAELE (MODELO DA POTÊNCIA)

FLUIDO	K 10^{-1}Pa.s^n	n	CORRELAÇÃO
FL-01	1.259	0.967	0.9933
FL-02	1.746	1.051	0.9981
FL-03	1.575	1.088	0.9952
FL-04	2.910	0.885	0.9891
FL-05	2.535	0.904	0.9900
FL-06	2.582	1.053	0.9964
FL-07	1.831	1.093	0.9963
FL-08	28.776	0.521	0.9865
FL-09	10.606	0.833	0.9841
FL-10	10.606	0.833	0.9841
FL-11	28.763	0.531	0.9856
FL-12	2.930	0.873	0.9896
FL-13	4.005	0.829	0.9913
FL-14	4.341	0.811	0.9921
FL-15	3.073	0.877	0.9856
FL-16	4.143	0.811	0.9945
FL-17	3.690	0.863	0.9845

MODELO DE ELLIS

FLUIDO	η_0 10^{-1} Pa.s	$\tau_{1/2}$ 10^{-1} Pa	α	CORRELAÇÃO
FL-01	1.424	335.4	2.225	0.9993
FL-02	0.245	1021.5	2.582	0.9975
FL-03	0.278	821.2	2.695	0.9963
FL-04	2.719	299.3	2.337	0.9996
FL-05	2.461	318.3	2.325	0.9996
FL-06	0.357	696.6	2.992	0.9988
FL-07	0.311	622.9	3.886	0.9962
FL-08	10.069	290.8	2.996	0.9999
FL-09	10.112	287.6	2.691	0.9989
FL-10	10.112	287.6	2.691	0.9989
FL-11	9.861	334.2	3.051	0.9999
FL-12	3.500	150.3	1.890	0.9979
FL-13	3.535	217.6	2.180	0.9989
FL-14	3.033	286.9	2.620	0.9997
FL-15	2.810	286.9	2.522	0.9997
FL-16	2.955	271.0	2.325	0.9998
FL-17	3.409	278.2	2.375	0.9997

REOGRAMA : FL-11

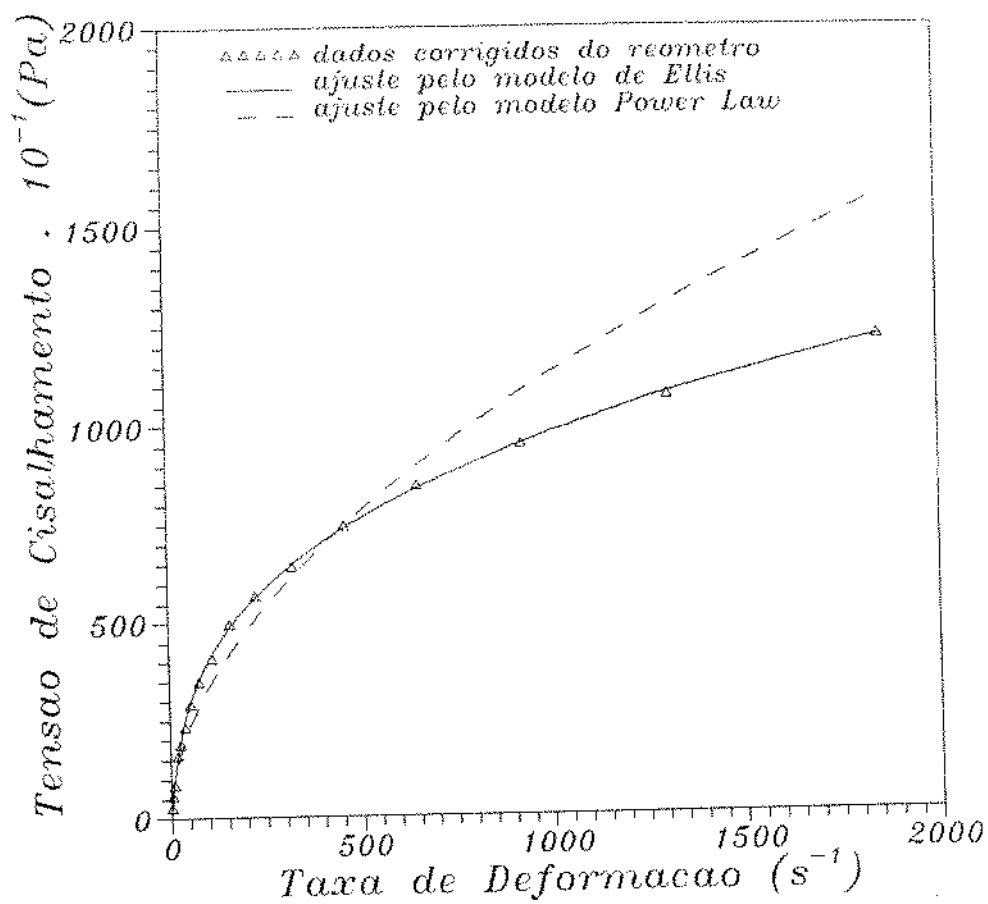


fig.21 : Gráfico comparativo : Ellis vs. "Power Law"

5 ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 CORRELAÇÃO PARA A CORREÇÃO DO EFEITO DE PAREDE

No capítulo anterior, mostramos a obtenção experimental da velocidade de queda de uma partícula considerando o efeito de parede. Para o cálculo de " f_w ", o fator que correlaciona este efeito, falta apenas a velocidade de queda da mesma partícula no meio infinito. Para este fim, fizemos uso da correlação de Laruccia, uma vez que esta abrange igualmente a região de escoamento lento e intermediária, além de não depender da escolha antecipada de um modelo reológico.

5.1.1 CORRELAÇÃO PARA A CORREÇÃO DO EFEITO DE PAREDE CONSIDERANDO FLUIDOS DESCRITOS PELO MODELO DE OSTWALD de WAELE

De posse dos grupos dimensionais obtidos no Capítulo III, relembramos a validade da relação:

$$f_w = f_w(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6)$$

Diante das inúmeras possibilidades para correlacionar estes grupamentos, propomos uma relação generalizada do tipo:

$$f_w = 1 - a \Pi_1^b \Pi_2^c \Pi_4^d \Pi_5^e \Pi_6^f \quad (64)$$

onde efetuaremos uma regressão não linear utilizando o método DUD contido no utilitário computacional estatístico SAS. Esta forma foi proposta a fim de proporcionar uma maior abrangência dos grupos adimensionais. Caso um destes grupos não seja significativo para a correção do efeito de parede, o seu expoente correspondente naturalmente tenderá a zero.

O resultado verificado foi:

$$f_w = 1 - 1.247 \Pi_1^{0.278} \Pi_2^{0.314} \Pi_4^{0.238} \Pi_5^{-0.173} \Pi_6^{-0.387} \quad (65)$$

O erro médio computado foi de cerca de 11%.

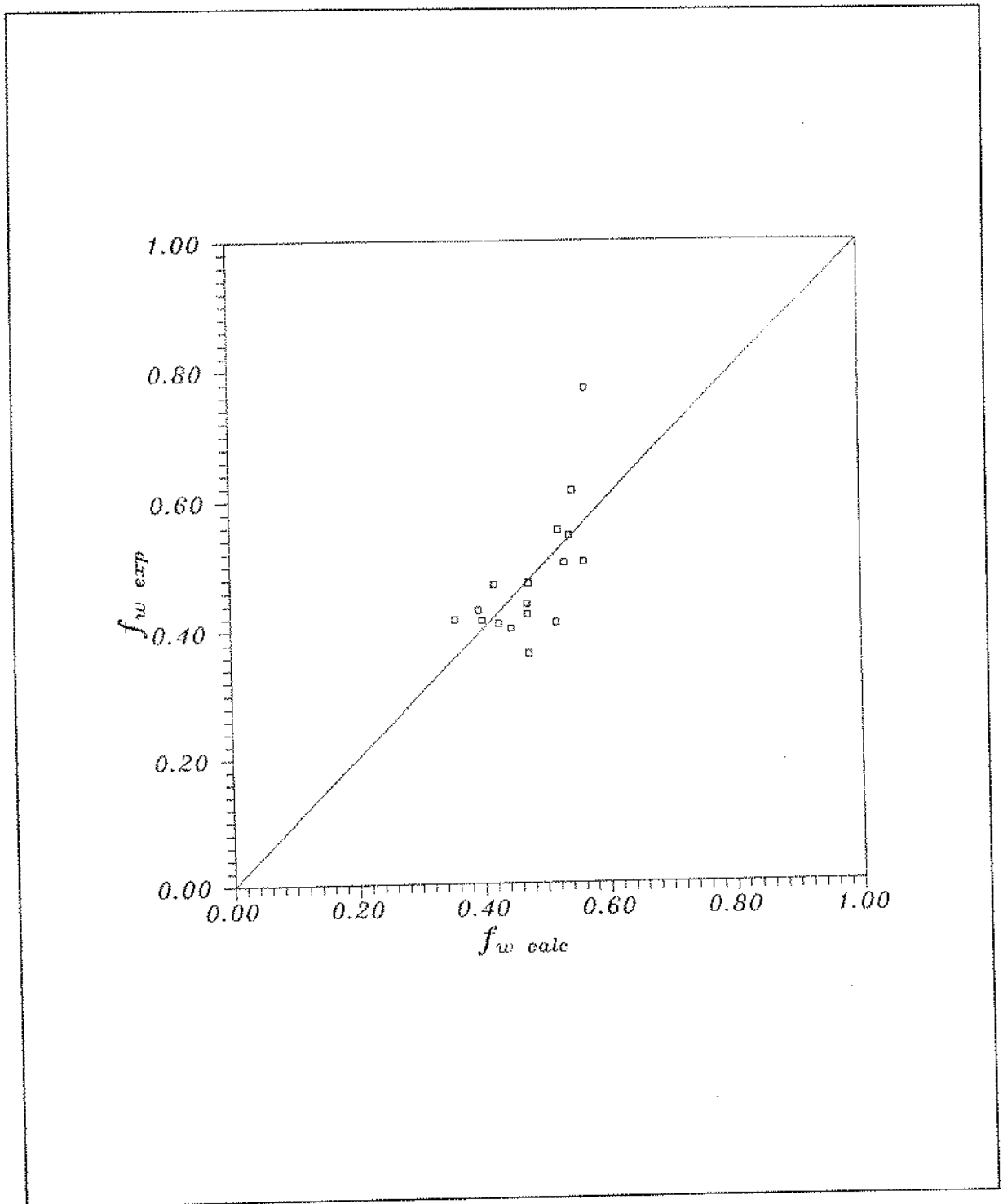


fig.22 : $f_w \text{ exp} \times f_w \text{ calc}$ (Modelo "Power Law")

5.1.2 CORRELAÇÃO PARA A CORREÇÃO DO EFEITO DE PAREDE
CONSIDERANDO FLUIDOS DESCRITOS PELO MODELO DE ELLIS

No Capítulo III chegamos à seguinte relação:

$$f_w = f_w(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_5, \Pi_6, \Pi_7)$$

Novamente, propomos a mesma forma generalizada para a correlação:

$$f_w = 1 - a' \Pi_1^{b'} \Pi_2^{c'} \Pi_3^{d'} \Pi_5^{e'} \Pi_6^{f'} \Pi_7^{g'} \quad (66)$$

O resultado obtido adquire o seguinte aspecto:

$$f_w = 1 - 160.8 \Pi_1^{1.402} \Pi_2^{2.275} \Pi_3^{-0.136} \Pi_5^{0.100} \Pi_6^{-0.255} \Pi_7^{-2.797} \quad (67)$$

O erro médio computado foi de 6%.

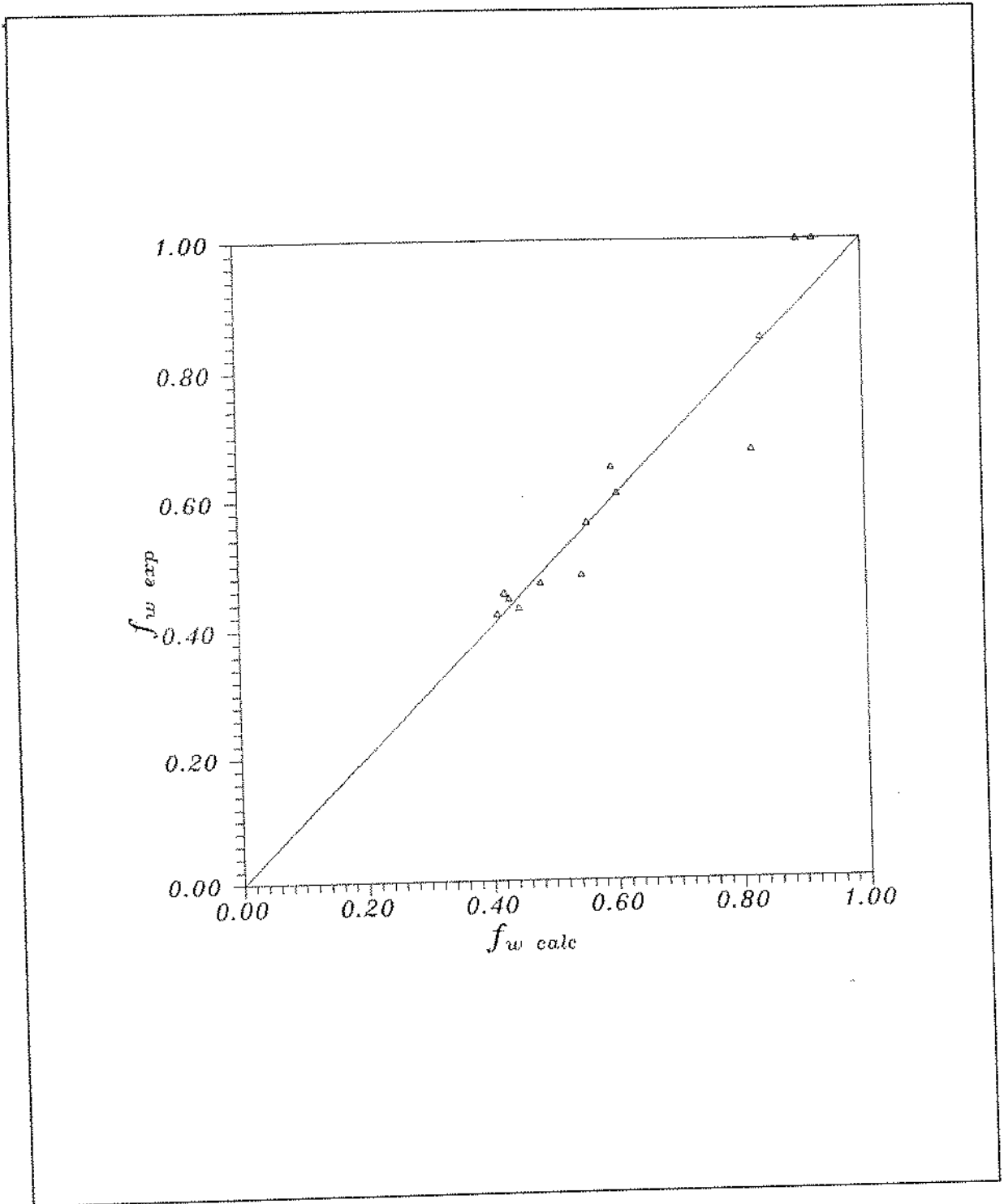


fig.23 : $f_w \text{ exp} \times f_w \text{ calc}$ (Modelo de Ellis)

5.2 CORRELAÇÃO PARA O EFEITO DA CONCENTRAÇÃO DE PARTÍCULAS

Richardson e Zaki ao trabalharem com fluidos Newtonianos, em geometria cilíndrica, propuseram uma correlação para o coeficiente linear da reta ajustada $\log v_{sup}$ versus $\log \epsilon (k)$ em função da razão d_p/D_c e do número de Reynolds da partícula quando o escoamento estivesse na região dita intermediária, na seguinte forma:

$$k = \left(k_1 + k_2 (d_p/D_c) \right) Re^{k_3} \quad (68)$$

sendo

$$Re = \frac{\rho v_{\omega} d_p}{\mu}$$

5.2.1 UTILIZANDO O MODELO DE OSTWALD de WAELE PARA DESCREVER O COMPORTAMENTO REOLÓGICO DO FLUIDO

Partindo da forma proposta por Richardson e Zaki, obtemos, então:

$$s = \left(s_1 + s_2 (d_p/d_h) \right) Re_{ow}^{s_3} \quad (69)$$

sendo

$$Re_{ow} = \frac{\rho v_{\omega}^{2-n} d_p^n}{K}$$

Utilizando o método DUD do SAS para a regressão não linear, observamos o resultado a seguir:

$$s = \left(7.431 - 0.772 (d_p/d_h) \right) Re_{ow}^{-0.218} \quad (70)$$

O erro médio verificado foi de 9%.

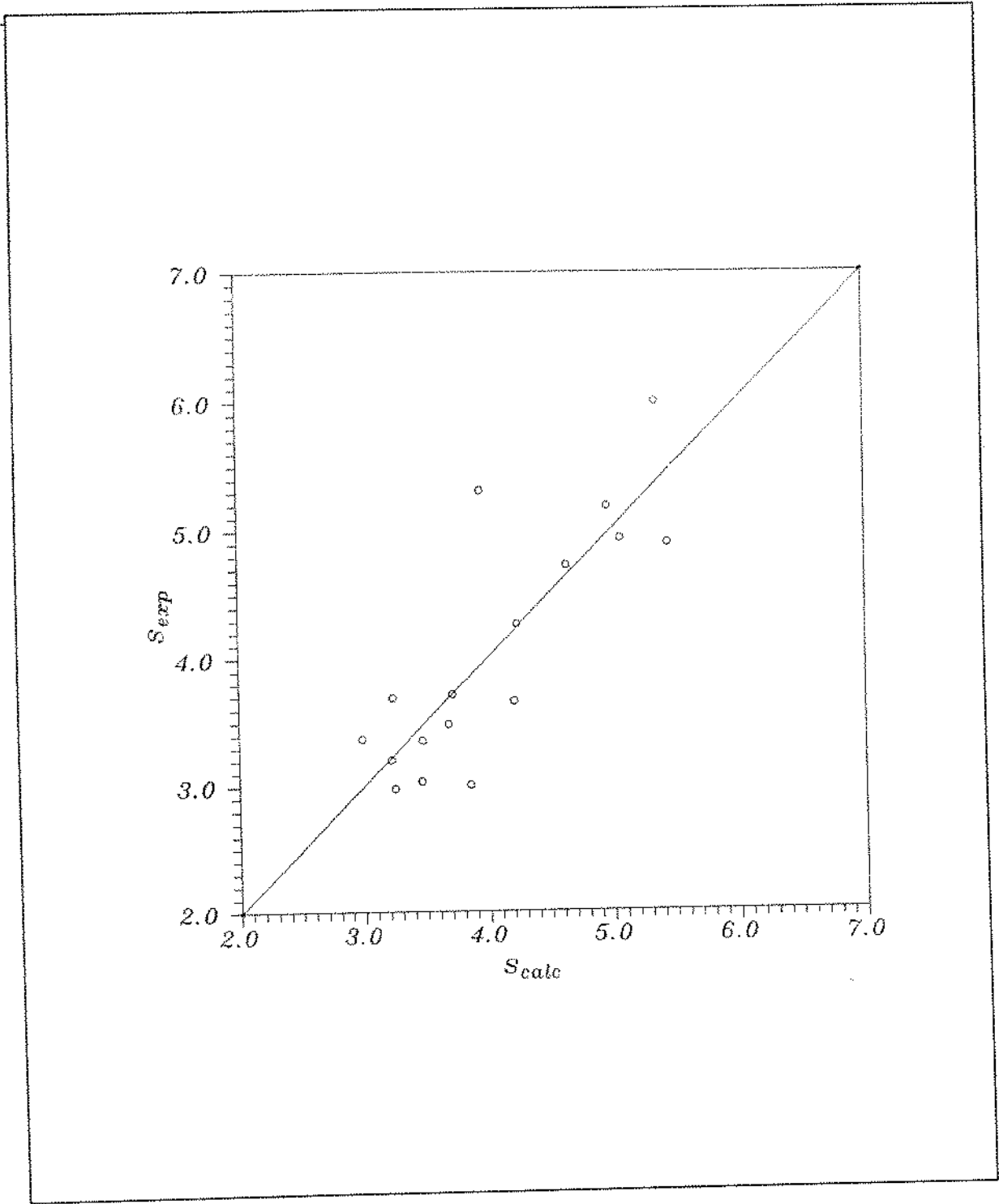


fig.24 : s_{exp} x s_{calc} (Modelo "Power Law")

5.2.2 UTILIZANDO O MODELO DE ELLIS PARA DESCREVER O COMPORTAMENTO REOLÓGICO DO FLUIDO

Seguindo a mesma linha de raciocínio adotada anteriormente, temos:

$$s' = \left(s'_1 + s'_2 (d_p/d_h) \right) Re_0^{s3'} \quad (71)$$

onde

$$Re_0 = \frac{\rho v_\infty d_p}{\eta_0}$$

Utilizando o método de DUD do utilitário SAS, a regressão não linear obtida foi:

$$s' = \left(5.546 - 2.183 (d_p/d_h) \right) Re_0^{-0.129} \quad (72)$$

O erro médio verificado foi também de 9%.

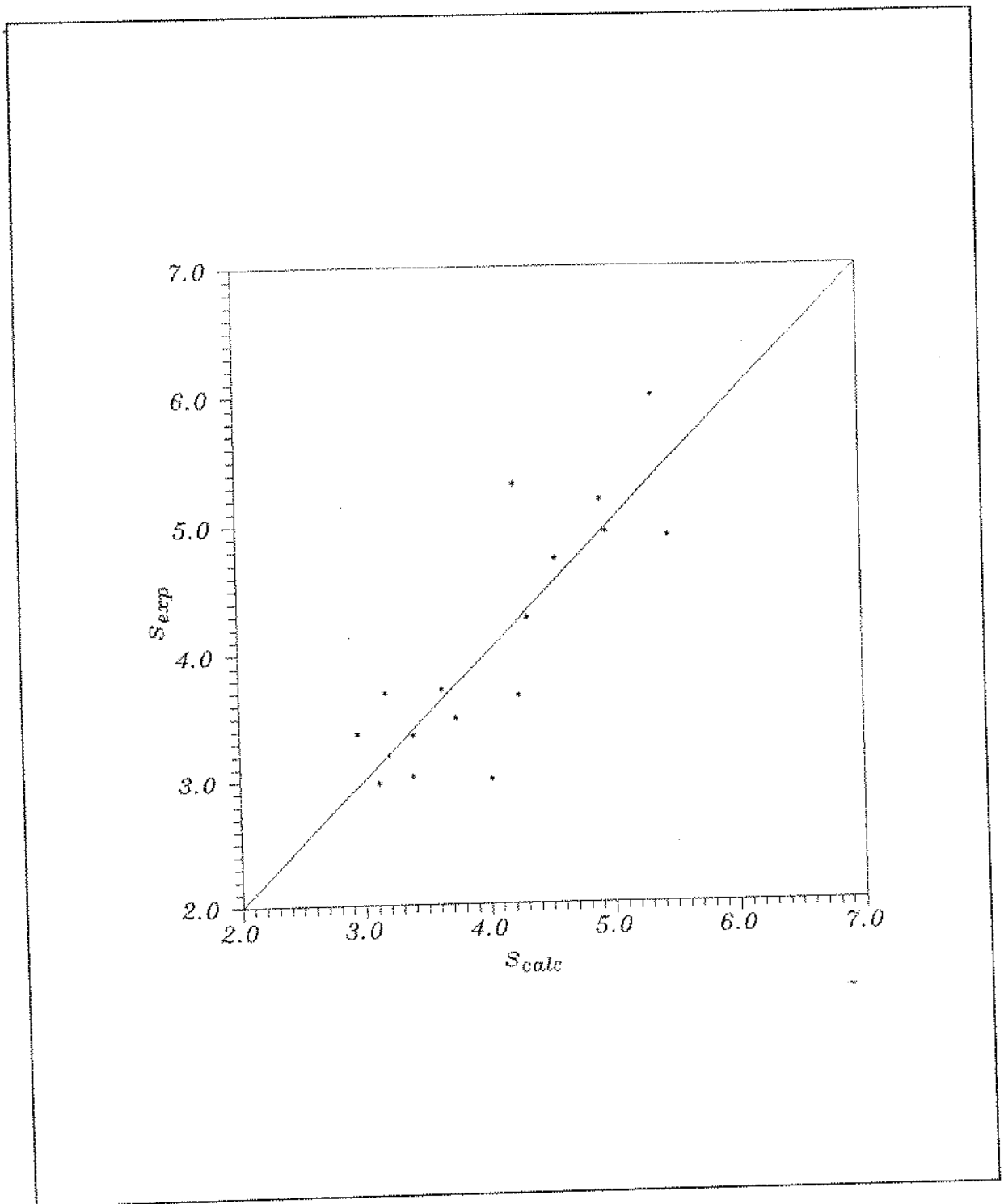


fig.25 : s_{exp} x s_{calc} (Modelo de Ellis)

6 APLICAÇÃO NA PERFURAÇÃO DE POÇOS VERTICAIS DE PETRÓLEO

6.1 INTRODUÇÃO

Durante a perfuração de poços de petróleo, partículas são geradas pela ação conjunta da broca e do fluido de perfuração. Estas partículas, ditas cascalhos, devem ser removidas do poço o mais breve possível sob pena de sérios problemas que podem até impedir o prosseguimento da operação. Exemplos de tais problemas, que têm como uma das causas diretas a má limpeza do poço, ou seja, uma baixa taxa de transporte de cascalhos, podemos citar: prisão da coluna de perfuração, abertura de fissuras ou fraturas em formações pouco competentes, baixa taxa de penetração, entre outros. Diante disso, é de vital importância para a perfuração a condução de uma boa limpeza de poço. Portanto, é fundamental uma boa formulação do fluido de perfuração (parâmetros reológicos) e uma vazão de circulação que atenda às necessidades.

6.2 TEORIA SOBRE O TRANSPORTE DE CASCALHOS EM POÇOS VERTICAIS

Embora, saibamos que é de suma importância o transporte de cascalhos em poços inclinados, ditos direcionais, este estudo não contemplou tal situação. Martins

[11], em 1990 - Tese de Mestrado, apresenta o fenômeno em questão propondo um modelo mecanicista que considera a excentricidade do anular, a formação de leito de partículas, o ângulo de inclinação do poço, entre outros fatores.

A razão de transporte de partículas - F_T - pode ser definida de acordo com Siffermann [16] como:

$$F_T = \frac{v_a - v_p}{v_a} \quad (73)$$

sendo

v_a ≡ velocidade intersticial do fluido;

v_p ≡ velocidade de queda da partícula;

ou chamando

$$v_t = v_a - v_p \quad (74)$$

v_t ≡ velocidade de transporte da partícula.

Logo,

$$F_T = \frac{v_t}{v_a} \quad (75)$$

A equação (63) obtida experimentalmente no quarto Capítulo , quando escrita sob forma vetorial adquire a seguinte conformação:

$$\frac{\| \vec{v}_a - \vec{v}_t \|}{v_w} = \varepsilon^{s-1} \quad (76)$$

Manipulando algebricamente a equação acima chegamos a:

$$\frac{\| \vec{v}_a - \vec{v}_t \|}{v_a} = \frac{v_w}{v_a} \varepsilon^{s-1}$$

$$1 - F_T = \frac{v_w}{v_a} \varepsilon^{s-1} \quad (77)$$

Sabendo-se que

$$q_f = v_a A_a \varepsilon \quad (78)$$

$$q_s = v_t A_a (1 - \varepsilon) \quad (79)$$

onde

q_f = vazão volumétrica de fluido;

q_s = vazão volumétrica de sólidos.

Dividindo-se as equações (78) e (79), e utilizando a equação (75), facilmente obtemos:

$$\varepsilon = \frac{F_T q_f}{q_s + F_T q_f} \quad (80)$$

Substituindo as equações (80) e (78) na (77) obtemos:

$$1 - F_T = \frac{v_w A_B}{q_f} \left[\frac{F_T q_f}{q_s + F_T q_f} \right]^s \quad (81)$$

Mas,

$$q_s = (TP) \frac{\pi D_b^2}{4} \quad (82)$$

onde

(TP) \equiv taxa de penetração;

$D_b \equiv$ diâmetro da broca.

Então, substituindo a equação (82) na equação (81), temos:

$$1 - F_T = \frac{v_w A_B}{q_f} \left[\frac{1}{\frac{(TP) \pi D_b^2}{4 F_T q_f} + 1} \right]^s \quad (83)$$

Acoplando a definição de f_w (26), finalmente chegamos a:

$$1 - F_T = \frac{f_w v_\infty A_a}{q_f} \left[\frac{1}{\frac{(TP) \pi D_b^2}{4 F_T q_f} + 1} \right]^s \quad (84)$$

Notamos que a equação acima é implícita em " F_1 ", porém a aplicação de um simples método numérico é suficiente para atingirmos a solução.

Portanto, de posse dos parâmetros reológicos do fluido de perfuração, densidades do fluido e da partícula a ser considerada, diâmetro da mesma partícula, geometria anular e taxa de penetração, podemos avaliar a razão de transporte de cascalhos em função da vazão de circulação do poço.

6.3 SIMULAÇÃO DO TRANSPORTE DE CASCALHOS EM POÇOS VERTICAIS

6.3.1 FASE DE 8^{1/2} POLEGADAS

Vamos sugerir a seguinte situação e composição de coluna de perfuração:

* Profundidade do poço: 3048 m (10000 ft)

* Diâmetro da broca: 0.2159 m (8^{1/2} pol)

* Drill pipes: $d_{ext} = 0.127$ m (5 pol)

$d_{int} = 0.1086$ m (4.276 pol)

$L_{DP} = 2810$ m (9220 ft)

* Heavy weights: $d_{ext} = 0.127$ m (5 pol)

$d_{int} = 0.0762$ m (3 pol)

$L_{HW} = 55$ m (180 ft)

* Drill collars: $d_{ext} = 0.1715$ m (6^{3/4} pol)

$d_{int} = 0.0714$ m (2^{13/16} pol)

$L_{DC} = 183$ m (600 ft)

* Último revestimento: $d_{ext} = 0.2445 \text{ m}$ ($9^{5/8}$ pol)
 $d_{int} = 0.2266 \text{ m}$ (8.921 pol)
 $L_{REV} = 2438 \text{ m}$ (8000 ft)

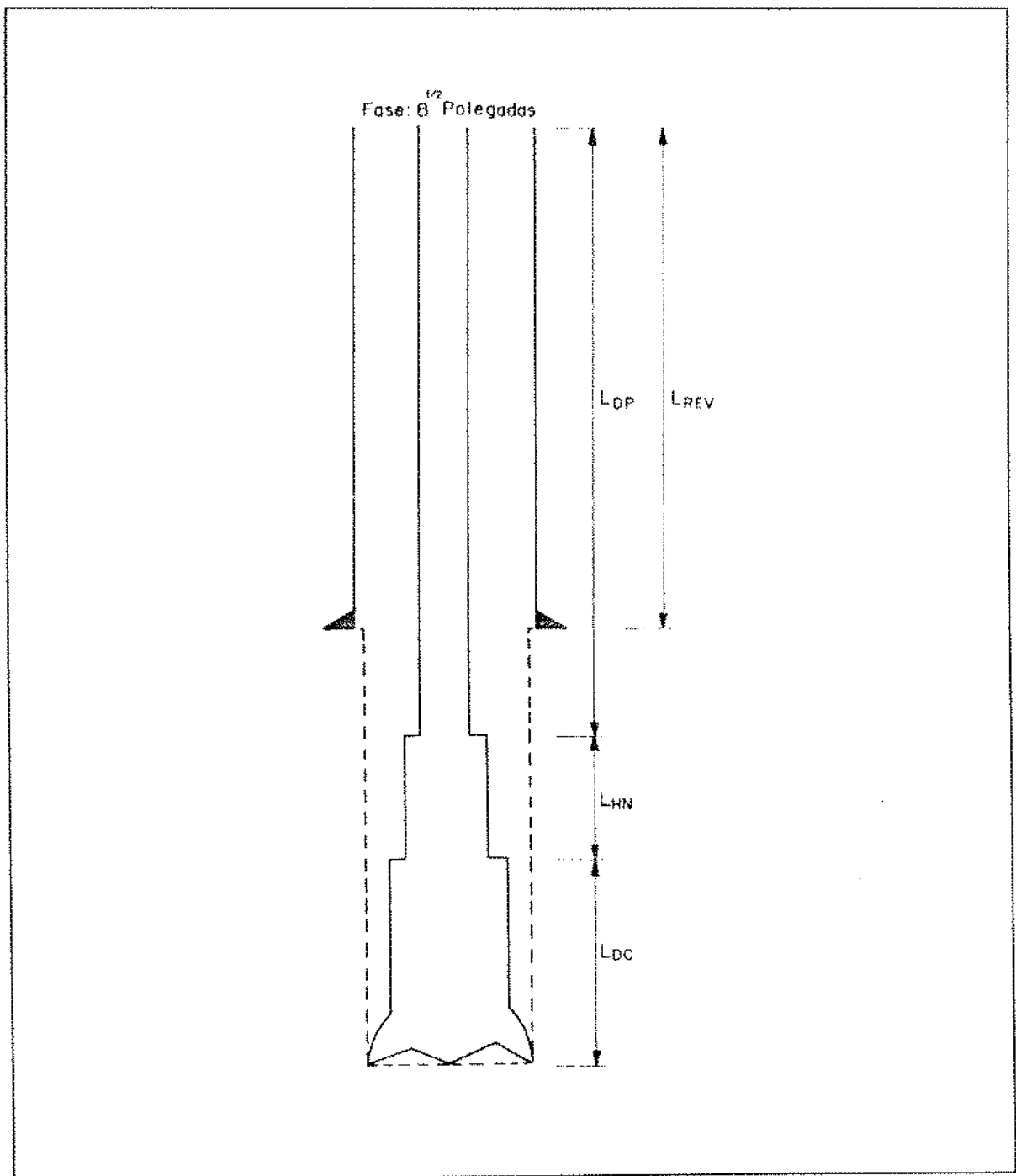


fig.26 : Esquema de perfuração de um poço ($8^{1/2}$ pol)

Inicialmente vamos utilizar um fluido de perfuração cujo comportamento reológico pode ser descrito pelo modelo de Ostwald de Waele, com as seguintes características:

- * densidade do fluido: $\rho = 1200 \text{ kg/m}^3$ (10 lb/gal)
- * índice de consistência: $K = 30.61 \text{ Pa.s}^n$ (306.1 eq.cp)
- * índice de comportamento: $n = 0.652$

De acordo com a figura anterior, observamos que a região anular crítica para o transporte de cascalhos é o anular drill pipe x revestimento (maior diferença entre diâmetros), no qual será simulado o transporte de partículas com as características abaixo:

- * densidade: $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$ (22.1 lb/gal)
- * diâmetro: $d_p = 0.00635 \text{ m}$ (0.25 pol)

E ainda, utilizaremos uma taxa de penetração média de $1.39 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ (5 m/hr).

A título de comparação, simularemos conjuntamente a razão de transporte de cascalhos considerando os efeitos de parede e concentração de partículas (este trabalho), razão de transporte considerando o efeito de concentração de partículas (Laruccia) e a razão de transporte sem considerar tais efeitos; todas em função da vazão de circulação do poço. Para isso, além dos dados anteriormente citados, utilizaremos os seguintes conjuntos de equações:

- (a) F_T com efeitos de concentração de partículas e parede: equações (65), (70) e (84);
- (b) F_T com efeito de concentração de partículas: equações (40), (84) e $f_w = 1$;

(c) F_T sem estes efeitos: equação (84), $f_w = 1$ e $s = 1$.

O resultado segue abaixo:

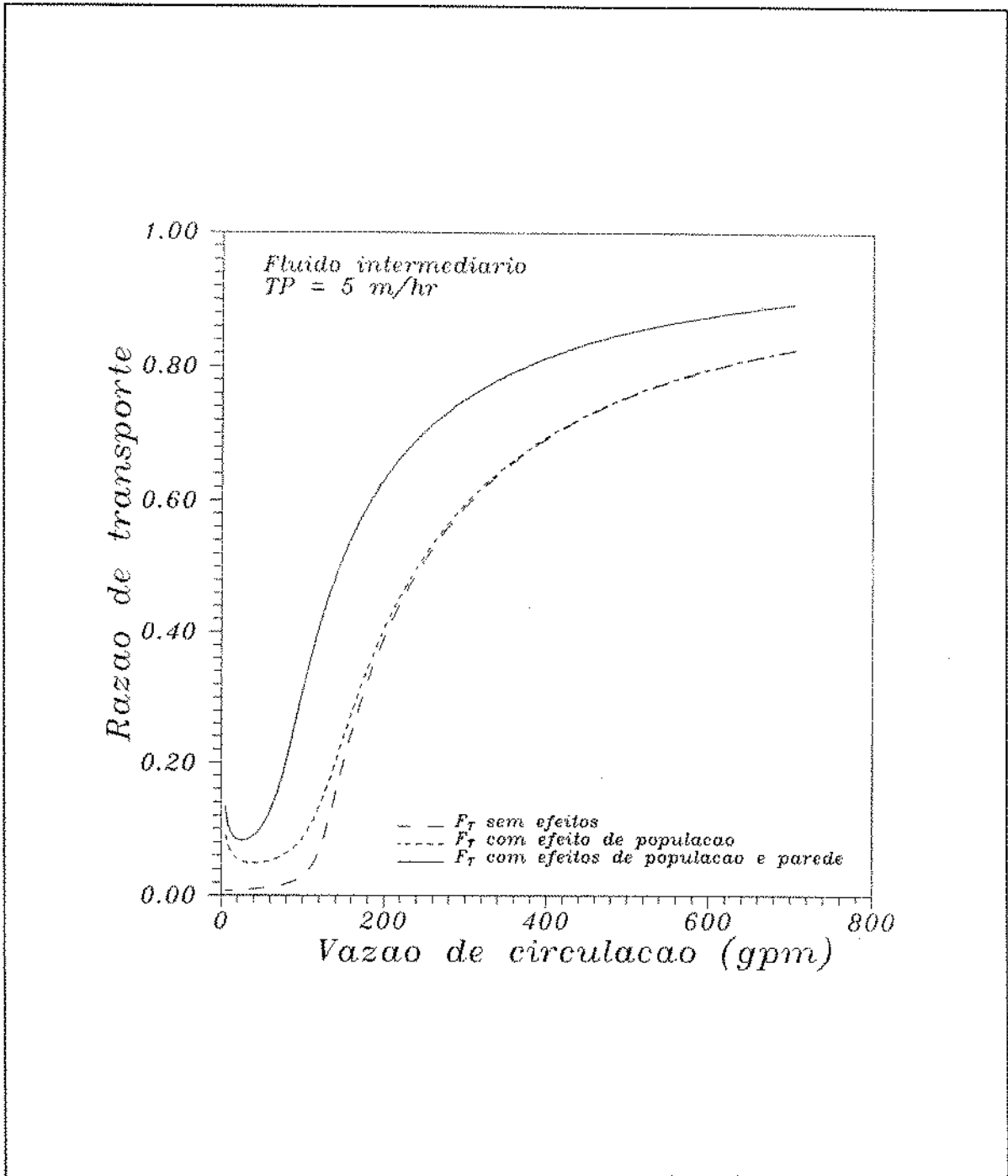


fig.27 : Comparação entre F_T 's ($8^{1/2}$ pol)

Do gráfico anterior, observamos que para este conjunto de dados, o efeito de população só é sentido a baixas vazões, ou seja, a altas concentrações de sólidos. Já o efeito de parede se mostra proeminente em toda faixa de vazão simulada. Vale a pena salientar que nas vazões costumeiras utilizadas para se perfurar esta fase, o efeito de população é praticamente desprezível, porém, o efeito de parede não o é (350 a 400 gpm).

Utilizando os dados anteriores, vamos agora avaliar o efeito da variação da taxa de penetração no cálculo da razão de transporte. Admitindo uma taxa de penetração mínima de 0.556×10^{-3} m/s (2 m/hr) e uma taxa de penetração máxima de 2.78×10^{-3} m/s (10 m/hr) para a mesma fase, obtemos a seguinte simulação para o cálculo da razão de transporte considerando os efeitos de população e parede:

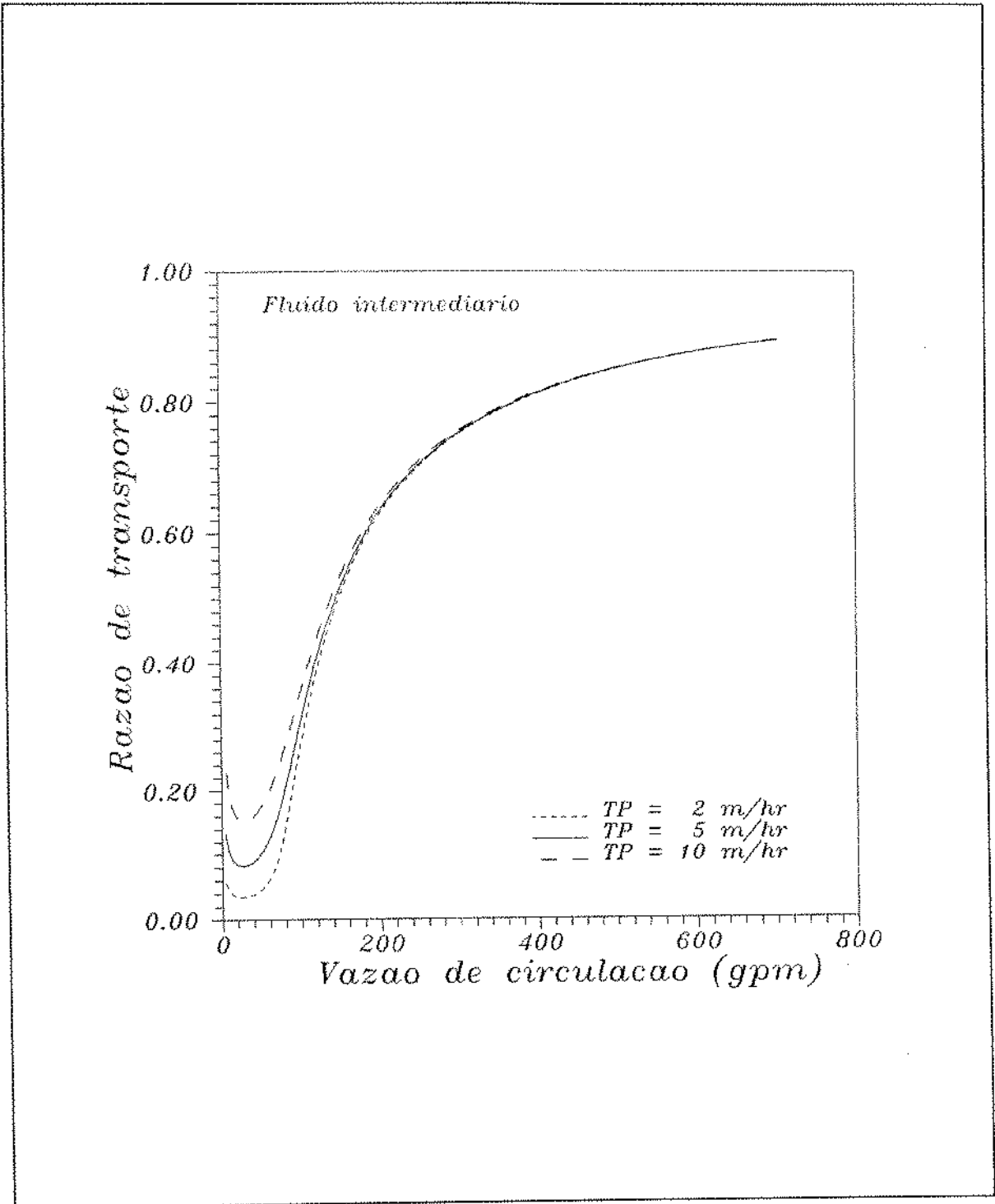


fig.28 : F_T em função da Taxa de Penetração ($8^{1/2}$ pol)

Constatamos que a razão de transporte não se mostra sensível à variação da taxa de penetração em uma ampla faixa de vazão, inclusive nas usuais para a fase.

Vamos verificar neste ponto, outro fator que é de suma importância para o transporte de cascalhos: a reologia do fluido. Da mesma forma, admitiremos um fluido pouco viscoso, digamos, com um índice de consistência de 11.64 Pa.s^n (116.4 eq.cp) e um índice de comportamento de fluxo de 0.807; e, um fluido muito viscoso, digamos, com um índice de consistência de 116.5 Pa.s^n (1165 eq.cp) e um índice de comportamento de 0.459. O resultado vem a seguir:

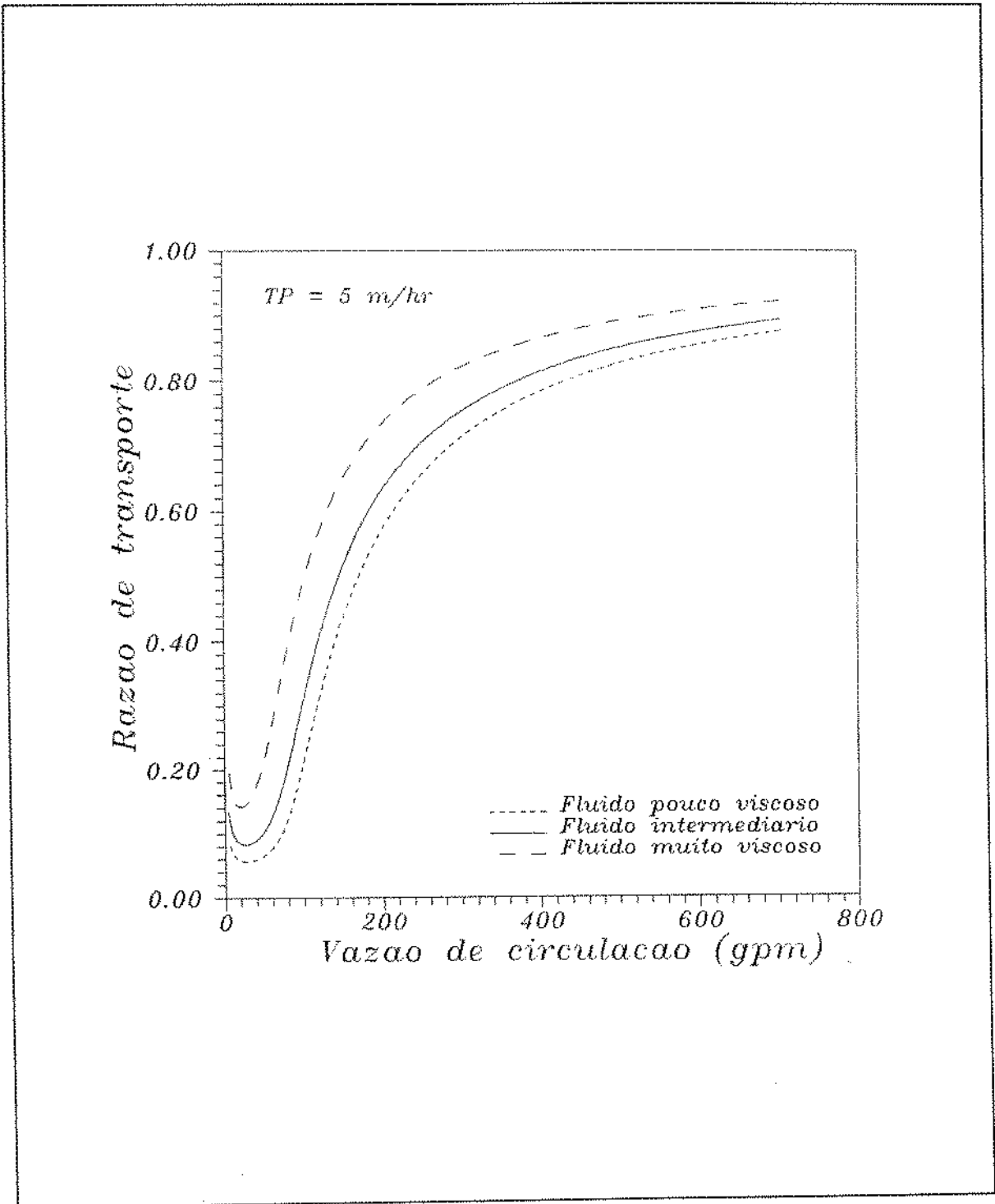


fig.29 : F_T em função da viscosidade do fluido ($8^{1/2}$ pol)

Como já era de se esperar, os resultados apontam para uma maior razão de transporte com um fluido mais viscoso, mantendo-se a vazão constante.

Infelizmente, quando estamos fazendo o projeto hidráulico do poço, a razão de transporte não é o único fator a ser levado em conta. Existem outros fatores tão importantes como: a força de impacto nos jatos da broca e a densidade equivalente de circulação. O procedimento técnico sugere que sempre utilizemos a maior força de impacto nos jatos da broca (critério de maximização da força de impacto) e tenhamos uma mínima densidade equivalente de circulação. Isto se deve, respectivamente, a uma melhor performance da perfuração e uma prevenção com relação à abertura de fraturas ou fissuras em formações menos competentes (geralmente adjacentes à última sapata do revestimento).

Utilizando para o cálculo das perdas de carga ao longo do poço o procedimento sugerido por Silva e Martins [17], vamos simular o cálculo da força de impacto nos jatos da broca e a densidade equivalente de circulação, fazendo o uso dos dados iniciais, em função da vazão. Conseguimos os seguintes resultados:

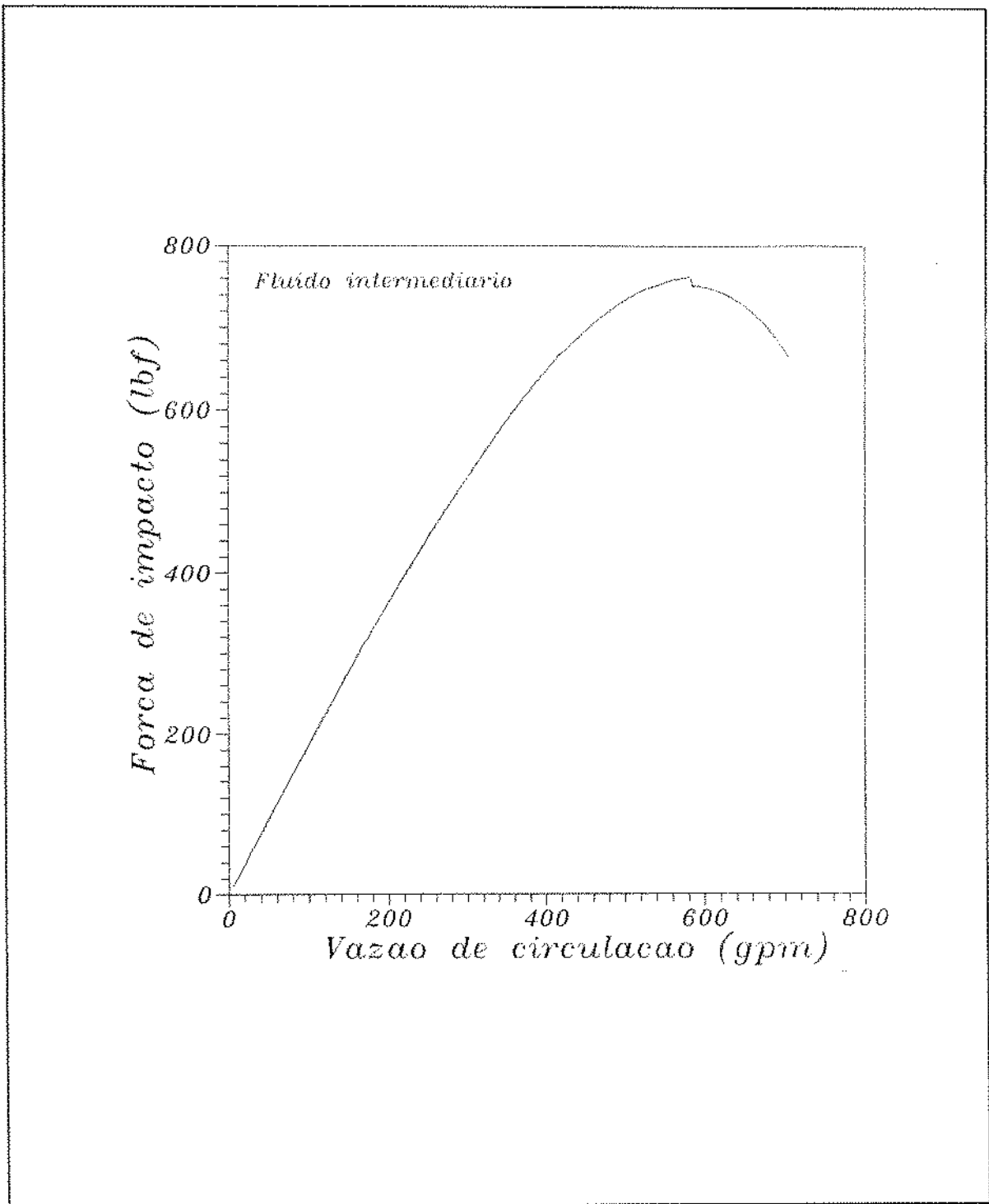


fig.30 : Cálculo da Força de Impacto ($8^{1/2}$ pol)

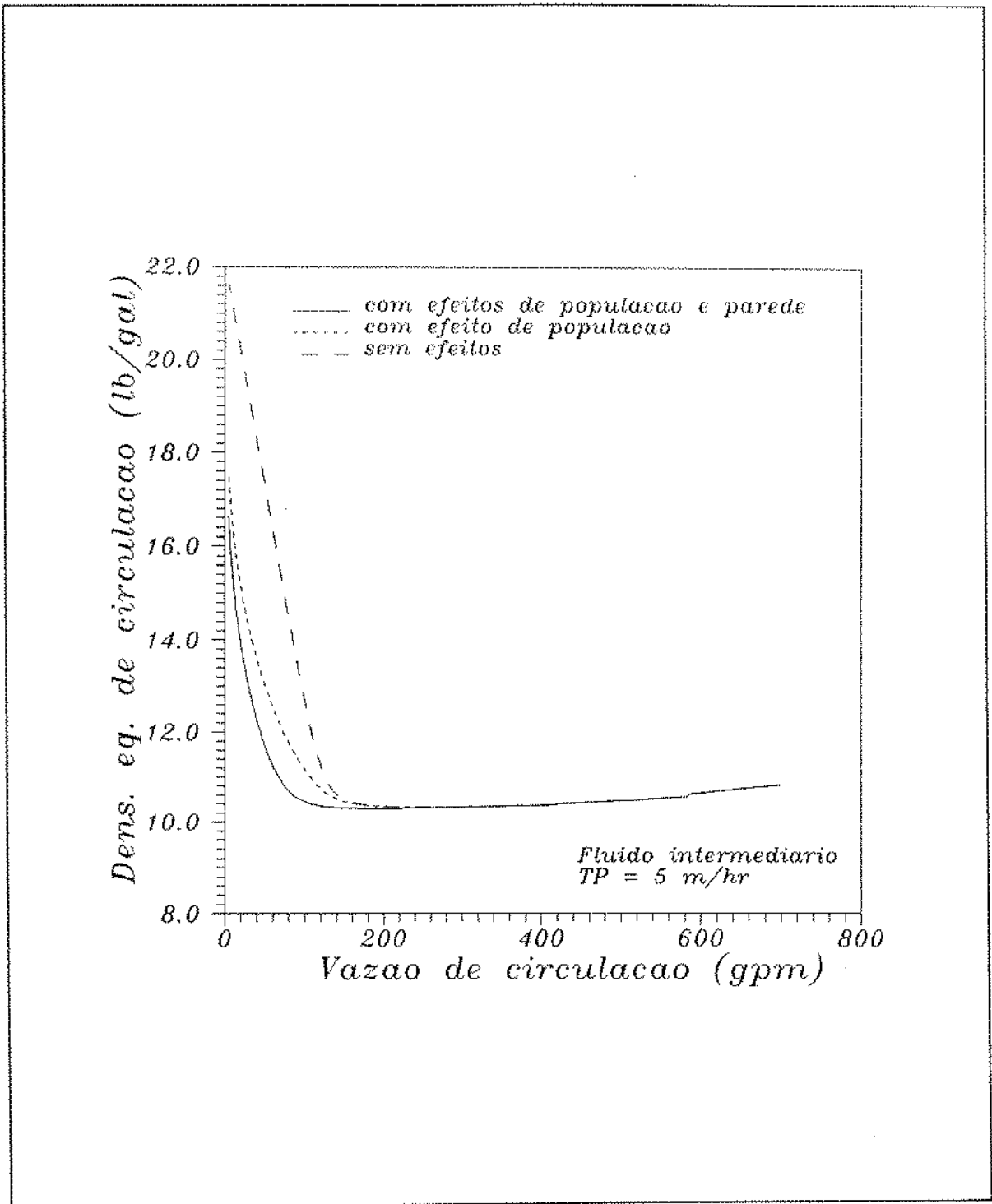


fig.31 : Cálculo da Densidade Eq. de Circulação ($8^{1/2}$ pol)

Os resultados simulados indicam que a mínima densidade equivalente de circulação ocorre a uma vazão de aproximadamente 180 gpm e a máxima força de impacto ocorre a uma vazão de cerca de 590 gpm. Ao utilizarmos as vazões usuais para esta fase, notamos que estamos realizando um compromisso entre estes dois fatores, ou seja, entre 350 e 400 gpm estamos bem próximos da mínima densidade equivalente de circulação e não estamos tão distantes assim da máxima força de impacto nos jatos da broca.

6.3.2 FASE DE 12^{1/4} POLEGADAS

Novamente vamos sugerir uma composição de coluna de perfuração apropriada para a fase:

* Profundidade do poço: 2134 m (7000 ft)

* Diâmetro da broca: 0.3112 m (12^{1/4} pol)

* Drill pipes: $d_{ext} = 0.127$ m (5 pol)

$d_{int} = 0.1086$ m (4.276 pol)

$L_{DP} = 1887$ m (6190 ft)

* Heavy weights: $d_{ext} = 0.127$ m (5 pol)

$d_{int} = 0.0762$ m (3 pol)

$L_{HW} = 82$ m (270 ft)

* Drill collars: $d_{ext} = 0.1715$ m (6^{3/4} pol)
(1)

$d_{int} = 0.0714$ m (2.8125 pol)

$L_{DC1} = 55$ m (180 ft)

* Drill collars: $d_{ext} = 0.1969$ m (7^{3/4} pol)
(2)

$d_{int} = 0.0762$ m (3 pol)

$$L_{DC2} = 92 \text{ m (300 ft)}$$

* Drill collars: $d_{ext} = 0.2286 \text{ m (9 pol)}$
(3)

$$d_{int} = 0.0762 \text{ m (3 pol)}$$

$$L_{DC3} = 18 \text{ m (60 ft)}$$

* Último revestimento: $d_{ext} = 0.3397 \text{ m (13}^{3/8} \text{ pol)}$

$$d_{int} = 0.3179 \text{ m (12.515 pol)}$$

$$L_{REV} = 1829 \text{ m (6000 ft)}$$

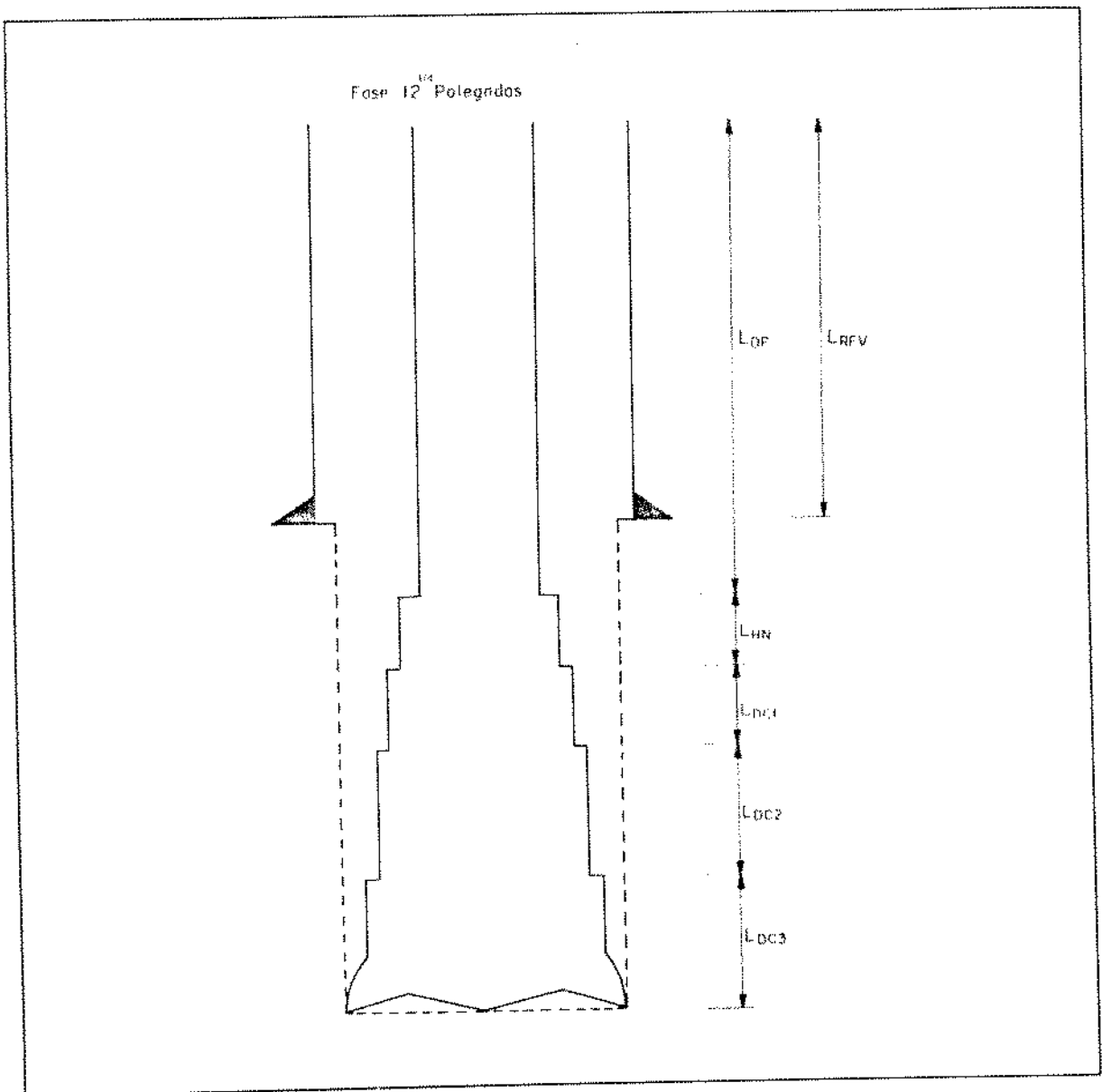


fig.32 : Esquema de perfuração de um poço (12 1/4 pol)

Identicamente ao item anterior, vamos simular o cálculo da razão de transporte de cascalhos considerando os efeitos de concentração de partículas e parede, efeito de concentração de partículas isoladamente e sem estes efeitos. Para isso, manteremos os demais dados com exceção da taxa de penetração, a qual utilizaremos 4.17×10^{-3} m/s (15 m/hr). Os resultados obtidos estão no gráfico seguinte:

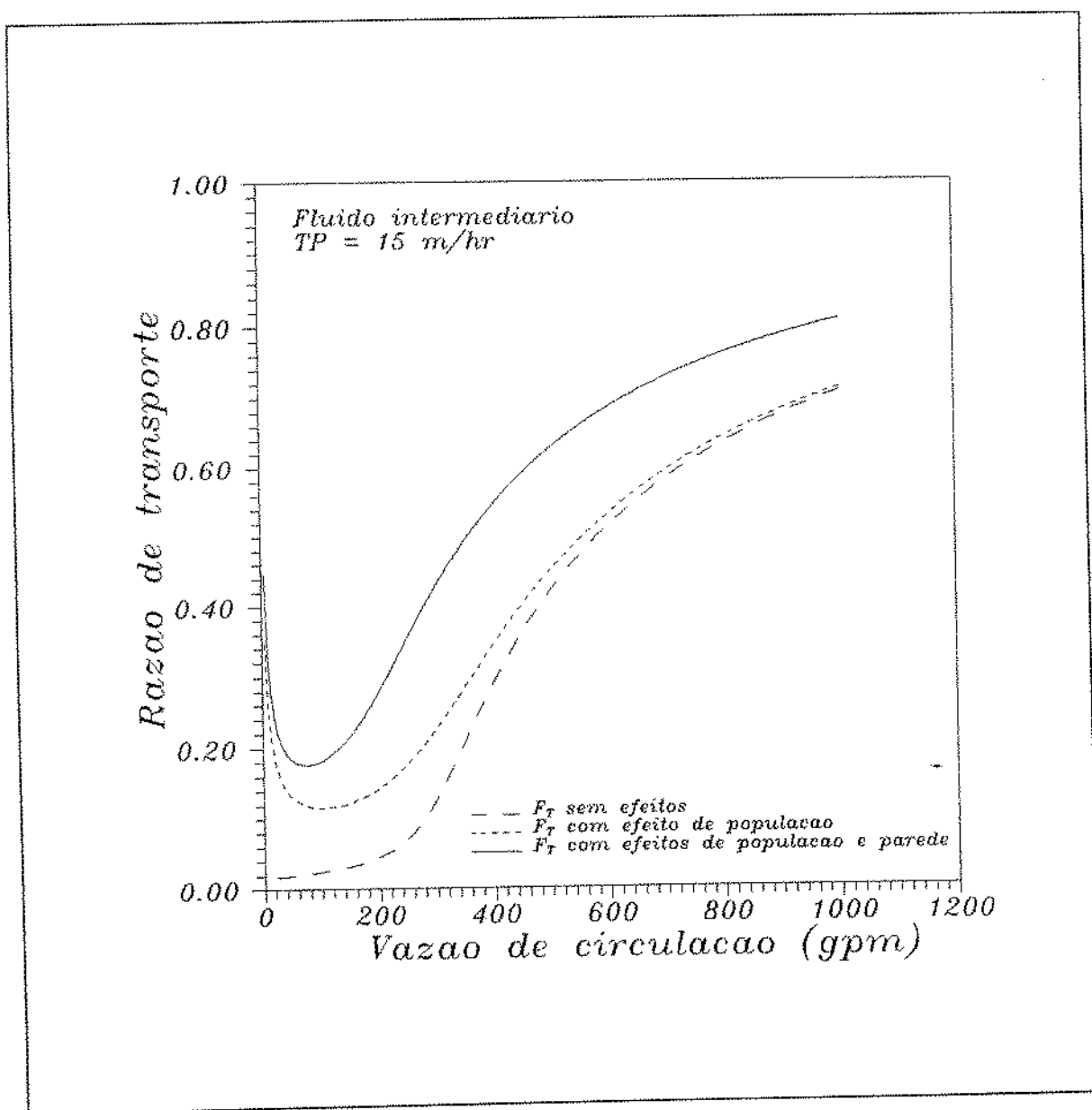


fig.33 : Comparação entre F_T 's ($12^{1/4}$ pol)

Os mesmos comentários feitos para a fase de $8^{1/2}$ polegadas são pertinentes. Apenas destacamos que o efeito de concentração de partículas aparece mais pronunciado devido à maior concentração de sólidos no anular, uma vez que nesta fase há uma maior geração de sólidos.

Com o mesmo intuito de avaliar o efeito da variação da taxa de penetração sobre a razão de transporte, vamos admitir uma taxa de penetração mínima de 1.39×10^{-3} m/s (5 m/hr) e uma taxa de penetração máxima de 8.33×10^{-3} m/s (30 m/hr). Como resultado obtemos:

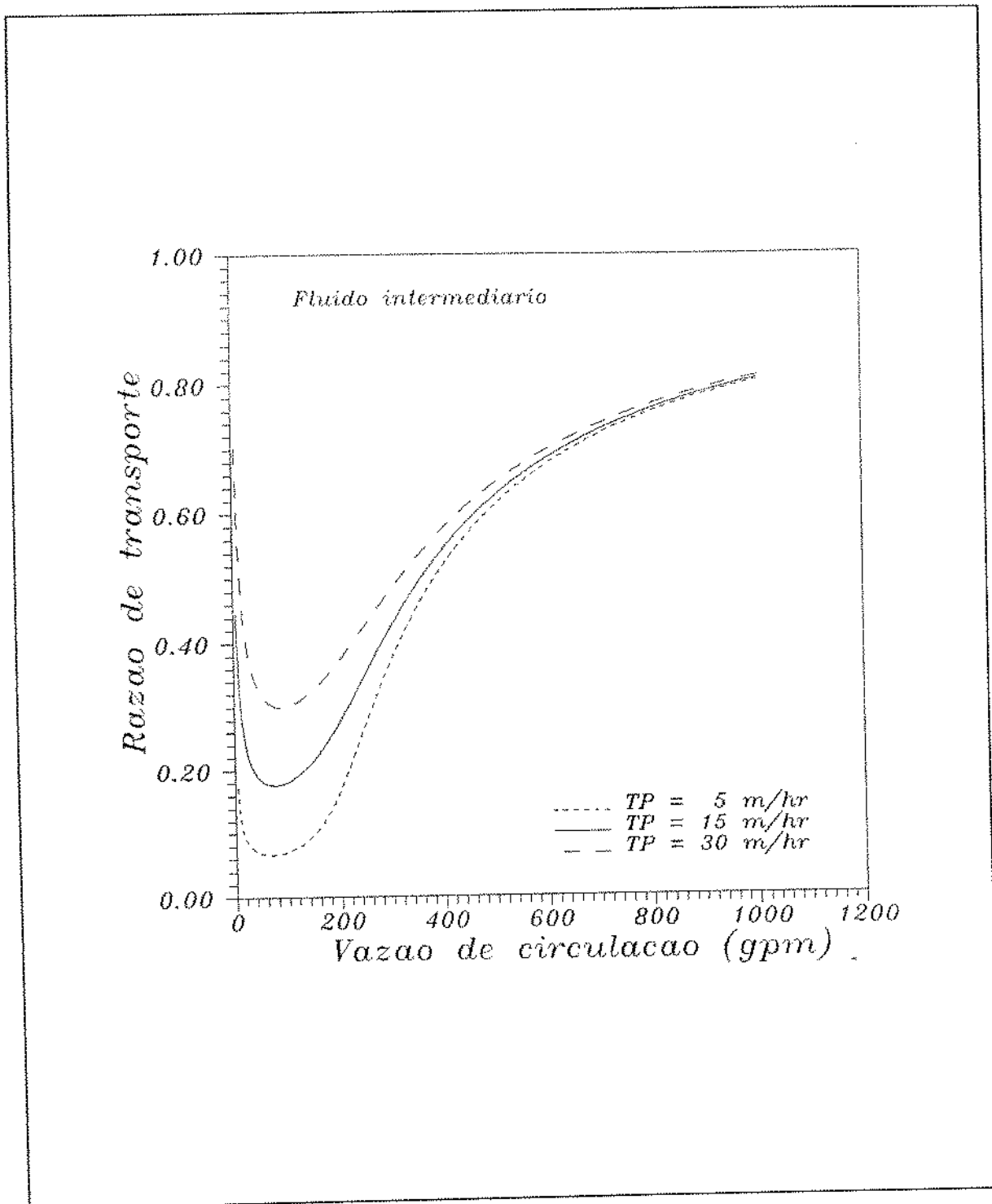


fig.34 : F_T em função da Taxa de Penetração ($12^{1/4}$ pol)

Mais uma vez, na faixa usual de vazão (650 a 700 gpm) observamos que a variação da taxa de penetração não acarreta sensíveis mudanças na razão de transporte. Já em baixas vazões de circulação, ou seja, altas concentrações de sólidos no anular, a sensibilidade é considerável.

Alterando a reologia do fluido de perfuração de forma similar ao item anterior, chegamos a:

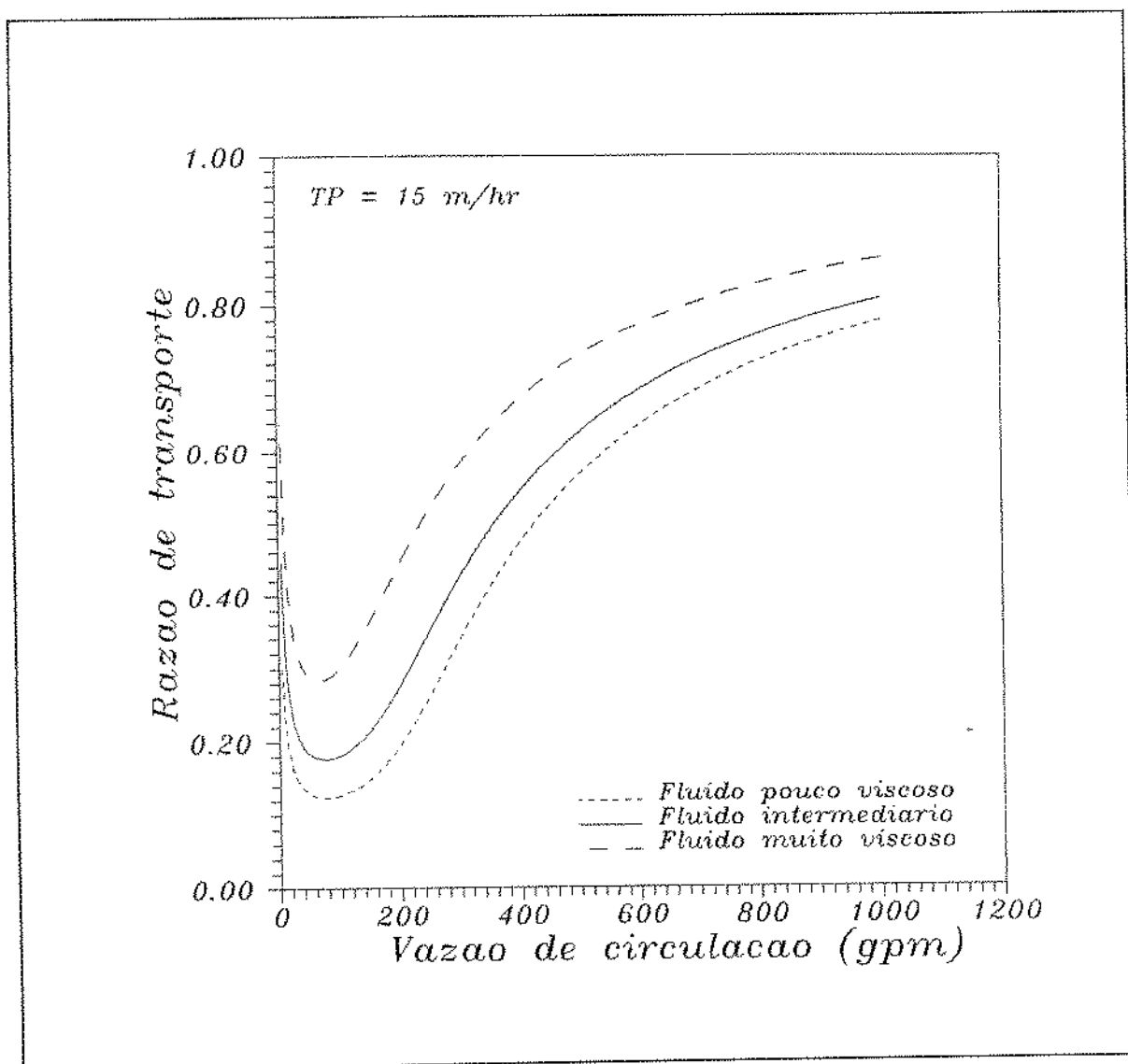


fig.35 : F_T em função da viscosidade do fluido ($12^{1/4}$ pol)

Outra vez, quanto maior a viscosidade do fluido, maior a razão de transporte.

Agora analisaremos o comportamento da força de impacto nos jatos da broca e da densidade equivalente de circulação utilizando um fluido de perfuração de reologia intermediária e uma taxa de penetração média de 4.17×10^{-3} m/s (15 m/hr).

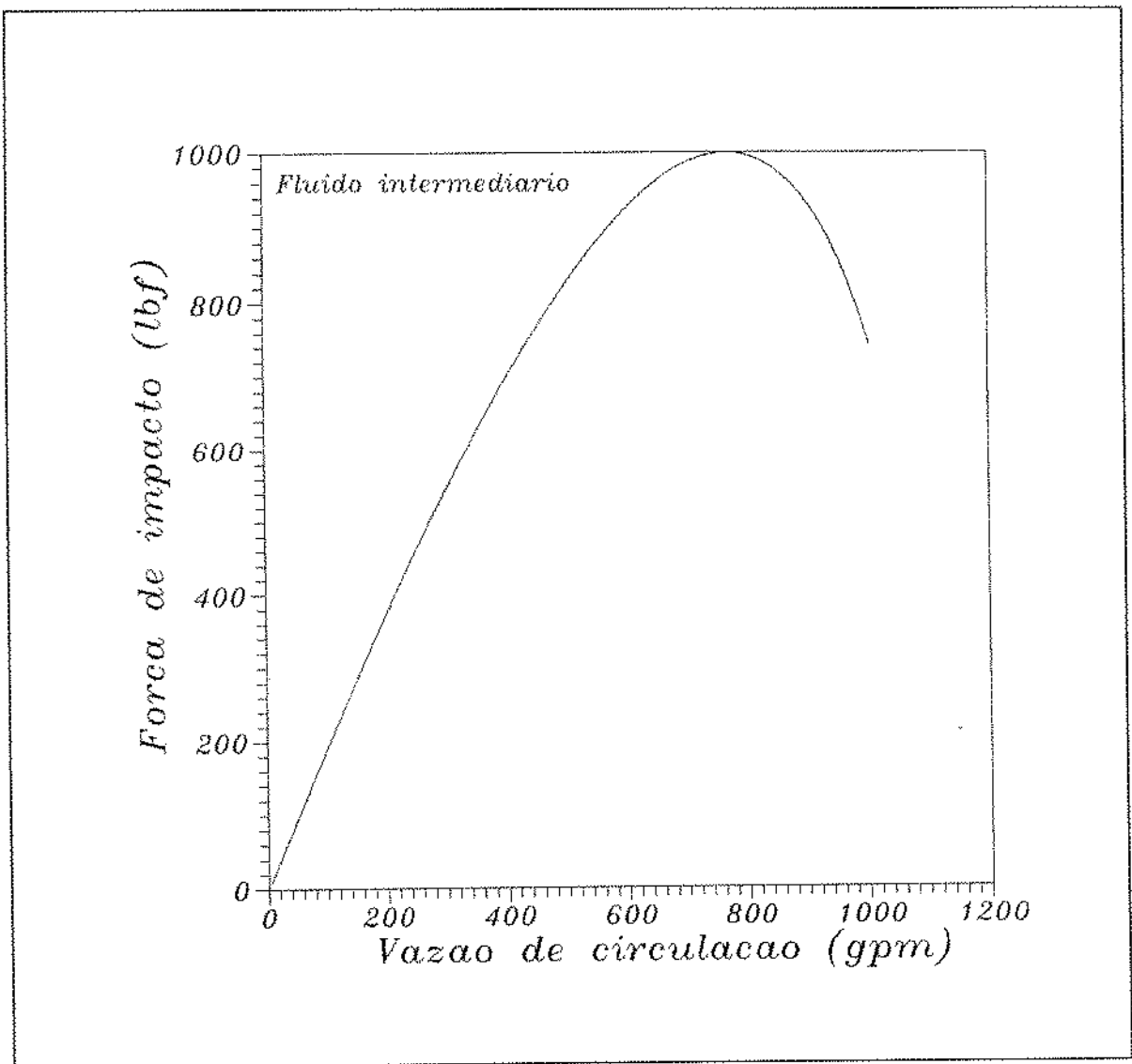


fig.36 : Cálculo da Força de Impacto ($12^{1/4}$ pol)

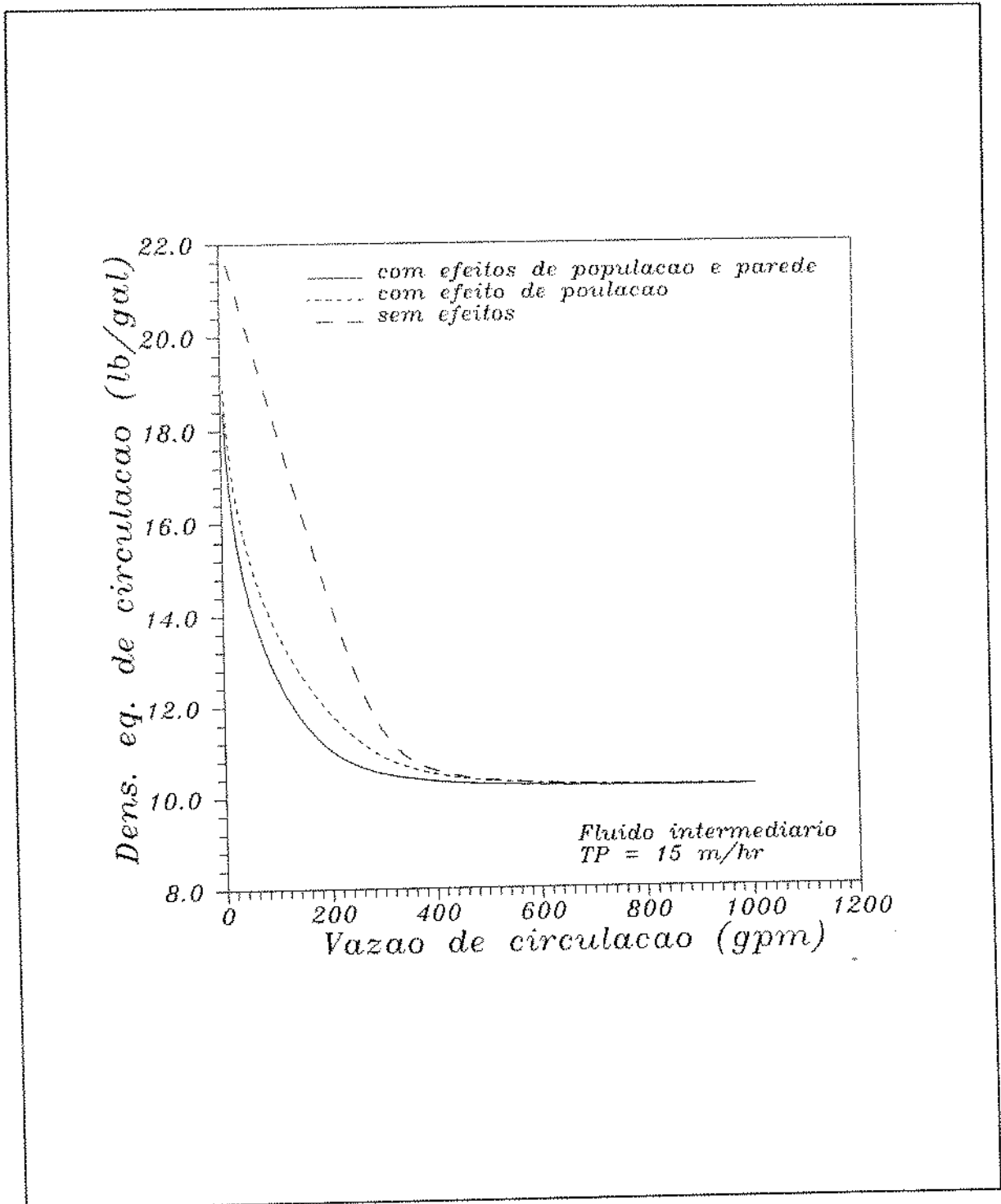


fig.37 : Cálculo da Densidade Eq. de Circulação ($12^{1/4}$ pol)

Para estes dados, observamos que um mínimo é alcançado para a densidade equivalente de circulação quando a vazão está em torno de 950 gpm e a máxima força de impacto é atingida com cerca de 790 gpm. É razoável supor que estejamos operando bem próximo do ótimo, considerando-se estes parâmetros.

7 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

7.1 CONCLUSÕES

1) A partir da fluidização de partículas esféricas com fluidos não-Newtonianos, em geometria anular, também foi possível mostrar uma relação linear entre a velocidade intersticial do fluido e a porosidade do leito de partículas, em coordenadas bi-logarítmicas.

2) Assim sendo, foi possível conseguir uma correlação para o efeito de concentração de partículas em função da razão entre o diâmetro de partícula e o diâmetro hidráulico do espaço anular, e do número de Reynolds de partícula apropriado, admitindo-se um comportamento reológico do fluido descrito tanto pelo modelo de Ostwald de Waele (modelo "Power Law") quanto pelo modelo de Ellis.

3) Através da extrapolação da velocidade de queda da partícula considerando o efeito de parede, a partir do gráfico $\log v_{sup}$ vs $\log c$, do cálculo da velocidade de queda da mesma partícula em um meio infinito utilizando correlações empíricas e da Análise Dimensional para a situação física em questão, foi possível correlacionar o efeito de parede com grupos adimensionais relevantes para fluidos não-Newtonianos que seguem o modelo de Ostwald de Waele e o modelo de Ellis. Tudo

isso em geometria anular.

4) Considerando o modelo de Ostwald de Waele ("Power Law") para descrever o comportamento relógico de um fluido de perfuração, foi possível simular o transporte de cascalhos durante a perfuração de poços poços verticais de petróleo, levando-se em conta os efeitos de concentração de partículas e de parede.

5) A simulação do cálculo da razão de transporte para as fases de $8^{1/2}$ e $12^{1/4}$ polegadas mostrou que o efeito de concentração é desprezível nas atuais vazões de operação. Já o efeito de parede foi relevante nas duas situações. A não consideração deste efeito conduz a valores subestimados para a razão de transporte.

6) Considerando a maximização da força de impacto nos jatos da broca e a minimização da densidade equivalente de circulação como parâmetros relevantes no dimensionamento da vazão de circulação do poço, constatamos, para os dados utilizados nas simulações, que as vazões de trabalho estão dentro de uma faixa satisfatória.

7) Como já era de se esperar, foi observado que quanto maior a vazão de circulação, maior a razão de transporte para uma dada taxa de penetração, se o efeito de concentração de partículas não for considerado.

8) Outra constatação esperada foi que quanto maior a viscosidade do fluido, maior a razão de transporte para uma dada vazão de circulação.

7.2 RECOMENDAÇÕES

Realizar a fluidização, em geometria anular, de partículas não esféricas com intuito de correlacionar o fator de forma de partícula com os demais fatores, talvez utilizando o conceito de esfericidade, e assim simular a razão de transporte.

Utilizar fluidos de perfuração reais na fluidização de partículas em geometria anular. Sendo assim, torna-se necessário a utilização de um método não visual para a leitura da altura de leito (porosidade). Pode-se tentar utilizar uma bomba de raios gama acoplada a um detetor para este fim.

Utilizar diversas configurações de espaço anular variando os diâmetros do tubo interno e externo e a excentricidade.

NOMENCLATURA

a, b, c, d, e, f \equiv coeficientes a determinar na correlação para a correção do efeito de parede, modelo de Ostwald de Waele;

$a', b', c', d', e', f', g'$ \equiv coeficientes a determinar na correlação para a correção do efeito de parede; modelo de Ellis.

A \equiv área da partícula esférica perpendicular ao escoamento, m^2 ;

A_a \equiv área da seção anular, m^2 ;

C_D \equiv coeficiente de arraste;

D \equiv diâmetro da partícula esférica, m;

D_b \equiv diâmetro da broca, m;

D_c \equiv diâmetro interno do cilindro, m;

D_{ext} ou d_{ext} \equiv diâmetro interno do tubo externo, m;

D_{int} ou d_{int} \equiv diâmetro externo do tubo interno, m;

D_h ou d_h \equiv diâmetro hidráulico da seção anular, m;

d_p \equiv diâmetro da partícula esférica, m;

El \equiv número de Ellis;

F_d \equiv correção para o efeito de parede de Faxen;

F_D \equiv força de arraste sobre a partícula esférica, N;

F_T \equiv razão de transporte de cascalhos ou partículas;

f_w \equiv fator que expressa a correção para o efeito de parede;

f_o \equiv correção para o efeito de parede em escoamento lento;

f_{∞} \equiv correção para o efeito de parede em escoamento turbulento;

g \equiv aceleração da gravidade, m/s^2 ;

h \equiv altura de leito expandido, m;

i \equiv coeficiente angular da reta $\log v_{sup} \times \log \epsilon$, segundo Laruccia;

K \equiv índice de consistência, modelo de Ostwald de Waele, $Pa \cdot s^n$;

k \equiv coeficiente angular da reta $\log v_{sup} \times \log \epsilon$, segundo Richardson e Zaki;

k_1, k_2, k_3 \equiv coeficientes a determinar, Richardson e Zaki;

L_{DP} \equiv comprimento da seção de drill pipes, m;

L_{DC} \equiv comprimento da seção de drill collars, m;

L_{HW} \equiv comprimento da seção de heavy weights, m;

L_{REV} \equiv profundidade da sapata do último revestimento, m;

m \equiv medida da variação da viscosidade aparente com a taxa de deformação pseudoplástica, modelo de Ellis;

m_p \equiv massa do leito de partículas esféricas, kg;

n \equiv índice de comportamento de fluxo, modelo de Ostwald de Waele;

p \equiv pressão, Pa;

Q \equiv vazão de fluido, m^3/s ;

q_f \equiv vazão de circulação de fluido, m^3/s ;

q_s \equiv vazão de sólidos ou partículas, m^3/s ;

r \equiv componente radial, coordenadas esféricas;

R \equiv raio da partícula esférica, m;

Re \equiv número de Reynolds da partícula, fluido Newtoniano;

Re_{gen} \equiv número de Reynolds da partícula generalizado;

Re_m \equiv número de Reynolds da partícula considerando o efeito de parede, fluido Newtoniano;

Re'_m \equiv número de Reynolds da partícula considerando o efeito de parede, modelo de Ostwald de Waele;

Re_o \equiv número de Reynolds da partícula, modelo de Ellis;

Re_{ow} \equiv número de Reynolds da partícula, modelo de Ostwald de Waele;

s \equiv coeficiente angular da reta $\log v_{sup} \times \log \epsilon$ considerando o modelo de Ostwald de Waele;

s' \equiv coeficiente angular da reta $\log v_{sup} \times \log \epsilon$ considerando o modelo de Ellis;

s_1, s_2, s_3 \equiv coeficientes a determinar, modelo de Ostwald de Waele;

s'_1, s'_2, s'_3 \equiv coeficientes a determinar, modelo de Ellis;

t \equiv tempo, s;

TP \equiv taxa de penetração, m/s;

u \equiv velocidade do fluido, m/s;

V \equiv velocidade do fluido no infinito, m/s;

v \equiv velocidade da partícula, m/s;

v_a \equiv velocidade intersticial ou local do fluido, m/s;

v_p \equiv velocidade de queda da partícula, m/s;

v_{sup} \equiv velocidade do fluido, considerando o tubo ou espaço anular vazios, m/s;

v_t \equiv velocidade de transporte da partícula, m/s;

v_w \equiv velocidade de queda da partícula considerando o efeito de parede, m/s;

v_{∞} \equiv velocidade de queda da partícula em um meio infinito,
m/s;

Vol. \equiv volume da partícula esférica, m^3 ;

X \equiv função modificadora do coeficiente de arraste;

X_i \equiv limite inferior da função modificadora X;

X_s \equiv limite superior da função modificadora X;

SÍMBOLOS GREGOS:

α \equiv medida da taxa de declínio da viscosidade aparente, modelo
de Ellis;

$\dot{\gamma}$ \equiv taxa de deformação, s^{-1} ;

ϵ \equiv porosidade;

η \equiv viscosidade aparente do fluido, Pa.s;

η_0 \equiv viscosidade aparente do fluido quando $\dot{\gamma} \rightarrow 0$, modelo de
Carreau e modelo de Ellis, Pa.s;

η_{∞} \equiv viscosidade aparente do fluido quando $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$, modelo de
Carreau, Pa.s;

θ \equiv componente ângulo de rotação, coordenadas esféricas;

Π \equiv grupamentos adimensionais;

ρ \equiv massa específica do fluido, kg/m^3 ;

ρ_p ou ρ_s \equiv massa específica da partícula, kg/m^3 ;

τ \equiv tensão de cisalhamento, Pa;

$\tau_{1/2}$ \equiv tensão de cisalhamento quando $\eta = \eta_0/2$, modelo de Ellis,
Pa;

ϕ \equiv componente ângulo de inclinação, coordenadas esféricas;

Ψ \equiv função potencial;

λ \equiv tempo característico do fluido, modelo de Carreau, s.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BREA, F. M.; EDWARDS, M. F.; WILKINSON, W. L. The Flow of Non-Newtonian Slurries Through Fixed and Fluidised Beds. *Chemical Engineering Science*, (31):329-336,1976.
2. CARREAU, P. J. Rheological Equations from Molecular Network Theories. *Trans. Soc. Rheo.*, (16):99-127,1972.
3. CHHABRA, R. P. Steady Non-Newtonian Flow About a Rigid Sphere. In: CHEREMISINOFF, N. P. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*. Gulf Publishing Company,1986. vol.1,cap.30,p.983-1033.
4. CHHABRA, R. P.; TIU, C.; UHLHERR, P. H. T. Creeping Flow of Spheres Through Ellis Model Fluids. *Rheo. Acta*, (20):593-599,1979.
5. CHHABRA, R. P. & UHLHERR, P. H. T. Wall Effect for High Reynolds Number Motion of Spheres in Shear-Thinning Fluids. *Chem. Eng. Commun.*, (5):115-124,1980.
6. FAXEN, H. Die Bewegung einer Starren Kugel langs der Achse eines mit zaher Flussigkeit gefullten Rohres. *Ark. Mat. Astron. Fys.*, (17):1-28,1923.

7. FRANCIS, A. W. Wall Effect in Falling Ball Method for Viscosity. *Physics*, (4):403-406,1933.
8. JOHNSON, M. W. Some Variational Theorems for Non-Newtonian Flow. *Phys. Fluids*, (3):9-21,1960.
9. LARUCCIA, M. B. *Velocidade de Sedimentação em Fluidos Não-Newtonianos : Efeito da Forma e da Concentração de Partículas*. Tese de mestrado. Universidade Estadual de Campinas,1990.143p.
10. MARQUADT, D. W. Nonlinear Model. *J. Soc. Ind. Appl. Math.* , (11):431-441,1963.
11. MARTINS, A. L. *Modelagem e Simulação do Escoamento Axial Anular de Mistura Sólido-Fluido Não-Newtoniano em Dutos Horizontais e Inclinação*. Tese de mestrado. Universidade Estadual de Campinas,1990.
12. MATSUHISA, S. & BIRD, R. B. Analytical and Numerical Solution for Laminar Flow of the Non-Newtonian Ellis Fluid. *A.I.Ch.E. Journal*,11(4):588-595.
13. MEYER, B. R. Generalized Drag Coefficient Applicable for All Flows Regimes. *Oil & Gas Journal*,71-77,May 26,1986.
14. MUNROE, H. S. The English versus the Continental System of Jigging - Is Close Sizing Advantageous? *Trans.*

A. I. M. M. E. , (17):637-659,1988/89.

15. RICHARDSON, J. F. & ZAKI, W. N. Sedimentation and Fluidisation: Part I. *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, (32): 35-53,1954.
16. SIFFERMAN, T. R.; MYERS, G. M.; HADEN, E. L.; WAHL, H. A. Drill Cutting Transport in Full Scale Vertical Annuli. *S.P.E. of A.I.M.E.* 4514,1973.
17. SILVA, M. G. P. & MARTINS, A. L. Escoamento Turbulento de Fluidos de Perfuração. In: *II Congresso Latino-Americano de Hidrocarbonetos*, Rio de Janeiro,1987. *Anais...* Rio de Janeiro, ARPEL, 10-21 Out. 1987.vol."Perfuração",TT207.
18. STOKES, G. G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums. *Trans. Cam. Phil. Soc.* , (9):8-27,1851.
19. TURIAN, R. M. *Thermal Phenomena and Non-Newtonian Viscometry*. Ph. D. Thesys. University of Wisconsin, Madison,1964.
20. UHLHERR, P. H. T. *Fluid Particle System*. Ph. D. dissertation. Monash University, Australia,1965.

21. VAN WAZER et alii. *Viscosity and Flow Measurement*, 1963, cap.2, p.47-72.
22. WALKER, R. E. & MAYES, T. M. Design of Muds for Carrying Capacity. *Journal of Petroleum Technology*, 893-900, July 1975.
23. YANG, T. M. T. & KRIEGER, I. M. Comparison of Methods for Calculating Shear Rates in Coaxial Viscometer. *Journal of Rheology*, 22(4):413-421, 1978.

OBRAS CONSULTADAS

1. BOURGOYNE, A. T. ET et alii. Drilling Hidraulics. In: _____
Applied Drilling Engineering, SPE Printing, 1986. cap.4,
p.113-183.
2. CASWELL, B. The Effect of Finite Boundaries on the Motion
of Particles in Non-Newtonian Fluids. *Chem. Eng. Sci.*,
(25):1167-1176, 1970.
3. CHHABRA, R. P. & UHLHERR, P. H. T. Creeping Motion of
Spheres Through Shear-Thinning Elastic Fluids Described
by the Carreau Viscosity Equation. *Rheol. Acta*,
(19):187-195, 1980.
4. CHHABRA, R. P. & UHLHERR, P. H. T. Estimation of
Zero-Shear Viscosity of Polymer Solutions from Falling
Sphere Data. *Rheol. Acta*, 18(5):593-599, 1979.
5. EDWARDS, M. F. & SMITH, R. The Turbulent Flow of
Non-Newtonian Fluids in the Absence of Anomalous Wall
Effects. *Jornal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*,
(7):77-90, 1980.
6. FAHIDY, T. Z. & QUARAISHI, M. S. Principles of Dimensional
Analysis. In: CHEREMISINOFF, N. P. *Encyclopedia of*

Fluid Mechanics. Gulf Publishing Company, 1986. vol.1, cap.12, p.400-432.

7. HAMERSMA, P. J.; ELLENBERGER, J.; FORTUIN, J. M. H. A Three-Parameter Model Describing the Behaviour of a Viscoelastic Liquid in a Tangential Annular Flow. *Rheol. Acta*, 21(6):705-712, 1982.
8. HAMERSMA, P. J.; ELLENBERGER, J.; FORTUIN, J. M. H. A Three-Parameter Model Describing the Experimental Relation Between Shear Stress and Shear Rate for Laminar Flow of Aqueous Polymer Solutions. *Rheol. Acta*, 20(3): 270-279, 1981.
9. HANKS, R. W. Principles of Slurry Pipeline Hydraulics. In: CHEREMISINOFF, N. P. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*. Gulf Publishing Company, 1986. vol.5, cap.6, p.213-276.
10. KAWASE, Y. & ULBRECHT, J. J. The Influence of Walls on the Motion of a Sphere in Non-Newtonian Liquids. *Rheol. Acta*, 22(1):27-33, 1983.
11. KILJANSKI, T. A Method for Correction of the Wall-Slip Effect in a Couette Rheometer. *Rheol. Acta*, 28(1): 61-64, 1989.

12. MACHAC, I.; BALCAR, M.; LECJAKS, Z. Creeping Flow of Non-Newtonian liquids Through Fluidised Beds of Spherical Particles. *Chem. Eng. Sci.*, 41(3):591-596, 1986.
13. MACHAC, I.; MIKULASEK, P.; LECJAKS, Z. Flow of Non-Newtonian Liquids Through Fluidised Beds of Spherical Particles. *Progress and Trends in Rheology*, (II): 268-270, 1988.
14. MARTINS, A. L.; LOMBA, R. F. T.; VILLAS BOAS, M. B. Análise Dimensional e Teoria da Semelhança Aplicada ao Transporte de Sólidos em Poços Verticais e Inclinação. In: *II Seminário de Fluido de Perfuração*, Salvador, 4-7 Dez. 1989. *Anais...* Salvador, PETROBRAS, 1989.
15. MENA, B.; MANERO, O.; LEAL, L. G. The Influence of Rheological Properties on the Slow Flow Past Spheres. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, (26):247-275, 1987.
16. SPEERS, R. A.; HOLME, K.R.; TUNG, M. A.; WILLIAMSON, W. T. Drilling Fluid Shear Stress Overshoot Behaviour. *Rheol. Acta*, 26(5):447-452, 1987.
17. TURIAN, R. M. An Experimental Investigation of the Flow of Aqueous Non-Newtonian High Polymer Solutions Past a Sphere. *A.I.Ch.E. Journal*, 13(5):999-1006, 1967.

APÊNDICE A

MÉTODO PARA O CÁLCULO DA TAXA DE DEFORMAÇÃO EM VISCOSÍMETROS COAXIAIS

A taxa de deformação ocorrida quando um fluido não-Newtoniano é cisalhado entre cilindros coaxiais não pode ser calculada com exatidão, de um modo genérico.

Todos os métodos propostos até hoje são derivados de uma solução por série da equação integral do viscosímetro de cilindros concêntricos:

$$\Omega = \frac{1}{2} \int_{c\tau_1}^{\tau_1} \tau^{-1} \dot{\gamma}(\tau) d\tau$$

Esta solução expressa a taxa de deformação como uma série infinita de convergência lenta da forma

$$\dot{\gamma}(\tau_1) = \sum_{p=0}^{\infty} c^p h(c^p \tau_1).$$

Utilizando o método de Euler-Maclaurin para tornar esta série em uma que atinja a convergência de maneira mais rápida, obtém-se:

$$\dot{\gamma}(\tau_1) = \frac{-2 \Omega}{\ln c} \left[1 - \frac{N}{2} \ln c + \frac{1}{12} (N \ln c)^2 + \frac{(\ln c)^2}{12} N^{(1)} + \dots \right].$$

Uma forma truncada sugerida para cálculos acurados da taxa de deformação para fluidos altamente não-Newtonianos e para regimes permanentes com fluidos que exibam limite de escoamento, tem a seguinte forma:

$$\dot{\gamma}(\tau_1) = \dot{\gamma}_1(\tau_1) \left[1 + N^{-2} N^{(1)} f_1(t) + 3N^{-4} (N^{(1)})^2 f_3(t) + N^{-3} N^{(2)} f_2(t) \right],$$

onde $\dot{\gamma}_1$ é a conhecida aproximação para o modelo "Power Law"

$$\dot{\gamma}_1(\tau_1) = \frac{2 N \Omega}{(1 - c^N)}$$

Utilizando a forma truncada, foi desenvolvido um programa computacional, em linguagem FORTRAN, a fim de calcular a taxa de deformação real imposta ao fluido quando submetido ao deslocamento gerado pelos cilindros concêntricos do reômetro rotatório.

A seguir está um exemplo de uma comparação entre a taxa de deformação calculada pelo programa e a taxa de deformação supondo que o fluido seja Newtoniano:

τ (dyn/cm ²)	γ_{calc} (s ⁻¹)	γ_{NEWT} (s ⁻¹)
29.26	2.30	2.34
58.52	4.77	4.69
87.78	9.56	9.38
160.93	19.16	18.75
190.19	27.15	26.51
234.08	38.60	37.51
292.60	55.00	53.05
351.12	78.35	75.02
409.64	111.58	106.08
497.42	159.29	150.04
570.57	226.75	212.19
643.72	322.42	300.07
746.13	458.69	424.37
848.55	651.36	600.15
950.96	923.51	848.74
1068.00	1307.61	1200.30
1214.30	1848.01	1697.48

Tabela comparativa : FL-11

Nomenclatura utilizada neste Apêndice:

R_1 ≡ raio do cilindro interno;

R_2 ≡ raio do cilindro externo;

L ≡ comprimento efetivo do cilindro interno;

M ≡ torque no cilindro interno;

τ ≡ tensão de cisalhamento;

$\dot{\gamma}$ ≡ taxa de cisalhamento;

Ω ≡ velocidade angular relativa entre os dois cilindros;

$$c = R_1^2/R_2^2$$

$$h(\tau) = 2 N \Omega(\tau)$$

$$N = \frac{d(\log \Omega)}{d(\log \tau_1)}$$

$$N^{(1)} = \frac{dN}{d(\ln \tau_1)}$$

$$N^{(2)} = \frac{d^2 N}{d(\ln \tau_1)^2}$$

$$f_1(x) = x(e^x - 1)^{-2}(xe^x - 2e^x + x + 2)/2$$

$$f_2(x) = x^2(e^x - 1)^{-3}(-xe^{2x} + 3e^{2x} - 4xe^x - x - 3)/6$$

$$f_3(x) = x^3(e^x - 1)^{-4}(xe^{3x} - 4e^{3x} + 11xe^{2x} - 12e^{2x} + 11xe^x + 12e^x + x + 4)/24$$

$$t = -N \ln c$$

$$\tau_1 = \frac{M}{(2\pi R_1^2 L)}$$

ANEXO 1

TABELAS DOS EXPERIMENTOS DE FLUIDIZAÇÃO

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 01

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-01

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1019.57 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.42 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
16.5	970	15.0
17.3	970	13.0
17.5	985	12.0
18.7	1840	18.0
19.5	1840	16.0
19.8	1940	17.0
20.8	1900	15.0
21.5	1900	14.0
21.7	1930	15.0
22.5	1920	13.0
22.8	1920	13.0
23.0	1970	13.0
24.2	1950	12.0
24.3	1980	12.0
24.5	1990	12.0
25.7	1990	11.0
25.9	2010	11.0
25.4	2020	11.0
32.3	2080	9.0
32.5	1960	9.0
32.2	2000	9.0
42.0	1970	7.0
41.8	1980	7.0
42.2	1970	7.0
57.1	2010	6.4
57.4	2030	6.6
56.8	2010	6.4
68.1	1970	6.1
68.3	1990	6.1
68.7	1980	6.3

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 02

CÓDIGO DO FLUIDO: 02

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 629.96 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.44 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 2.50 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
30.5	1880	40.0
30.5	1940	40.0
30.0	1960	42.0
34.4	1950	30.0
34.5	1970	31.0
34.6	1970	30.0
39.0	2020	22.0
39.7	1920	20.0
39.7	2040	22.0
43.7	2000	20.2
43.7	1980	19.4
43.5	1950	19.0
48.7	1890	16.9
48.6	2000	18.0
48.6	1990	17.4
55.5	2010	15.5
55.6	1920	15.1
55.3	2000	15.6
58.9	1900	14.0
59.0	2020	15.3
58.5	1980	14.5
66.8	1940	12.8
66.7	1990	13.3
66.5	1990	13.0
71.8	2000	12.6
71.8	2010	12.6
71.7	1940	12.3

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 04

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-04

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1018.42 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.42 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
27.2	2000	16.1
26.8	1970	15.8
27.1	1980	16.3
32.6	2050	13.3
32.5	1960	12.7
32.8	1910	12.4
37.4	1970	11.2
37.4	1960	11.2
38.2	1950	11.3
44.3	1920	9.9
44.4	1950	10.0
43.7	2050	10.6
48.9	1960	9.6
49.2	1980	9.7
48.8	1970	9.7
55.6	1920	8.7
55.5	1990	8.9
55.2	2000	9.0
60.4	1970	8.6
61.2	2020	8.8
60.6	1980	8.5
69.2	1980	8.5
68.7	1980	8.2
68.4	2040	8.6

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 03

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-03

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 649.36 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.37 g

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 2.50 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
36.4	1900	31.0
36.4	1890	31.0
36.6	1830	30.0
43.0	1940	24.0
43.1	1970	24.0
43.0	1930	24.0
46.4	1890	21.2
46.5	1960	22.0
46.6	1900	21.3
54.3	1950	18.4
54.3	2000	18.8
54.3	1920	18.1
57.2	1900	17.0
57.3	1960	18.0
57.4	1910	17.0
63.2	1970	16.0
63.1	1980	16.1
63.1	1990	16.2
67.6	1930	14.9
67.8	1940	14.9
67.7	1980	15.5
72.7	1940	14.4
72.6	1960	14.4
72.5	2000	14.8
78.7	1940	13.6
78.8	2010	13.9
78.6	1940	13.5

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 05

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-05

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1011.49 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.29 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
21.2	1850	32.9
21.1	1920	33.7
20.8	1930	34.1
24.4	1980	25.5
24.5	1960	25.1
24.3	1980	25.4
28.7	1960	18.7
28.6	1950	18.5
28.4	1950	18.6
33.3	1980	15.7
33.0	1940	15.4
33.4	1990	15.9
36.5	2000	14.3
36.7	1980	13.9
36.9	1950	13.7

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 06

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-06

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1011.49 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.29 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
16.2	1970	26.5
18.8	1980	18.4
21.2	2000	14.6
23.4	1950	12.6
25.0	1930	11.1
26.4	1940	10.5
28.1	1930	9.8
30.3	1930	9.1
31.8	1930	8.7
34.1	1955	8.3
35.6	1940	7.9
37.3	1970	7.6
39.2	1950	7.4
42.4	1970	7.0
43.8	1960	6.8
46.2	1950	6.6
48.7	1880	6.2

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 07

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-07

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1003.64 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.22 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
16.5	1910	27.3
18.6	1930	18.5
20.1	1940	16.8
21.6	1960	15.4
22.9	1960	14.3
25.9	1940	12.5
28.7	1970	11.3
32.5	1950	10.0
35.2	1920	9.3
38.9	1950	8.7
45.0	1980	8.2
51.8	1975	7.5
57.1	1970	7.1
75.8	1980	6.4

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 08

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-08

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1036.00 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.80 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
19.1	1920	37.1
20.3	1920	30.8
21.7	1910	25.3
22.7	1940	23.1
24.3	1910	19.4
26.5	1950	17.8
28.3	1950	15.3
30.7	1955	13.6
32.7	1955	12.5
35.8	1960	11.3

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 09

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-09

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1030.70 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.70 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
19.0	1910	34.8
20.3	1975	30.8
21.4	1960	26.5
22.5	1940	23.7
24.3	1950	20.5
26.0	1930	18.1
28.7	1930	15.4
29.8	1940	14.3
34.6	1930	12.5
40.8	1970	10.9

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 10

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-10

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1026.20 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.60 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
19.7	1980	42.3
21.4	1980	35.5
23.3	1990	29.1
24.4	2020	26.8
26.7	1990	22.6
29.7	1920	18.1
33.3	1985	15.9
37.2	1885	13.9
40.3	1950	13.3
44.0	1930	12.4

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 11

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-11

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1032.40 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.50 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
21.1	1990	64.1
22.4	1980	51.8
23.5	1960	40.4
26.4	1970	34.3
29.4	1990	27.9
34.3	1990	22.6
38.8	2030	21.0

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 12

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-12

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1032.40 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.50 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
66.9	7360	23.0
47.3	6220	22.3
38.8	5860	21.8
37.4	5850	23.0
31.7	5640	24.4
28.7	5310	25.2
25.7	4900	25.5
24.5	5120	29.0
22.1	1970	13.8
18.8	2010	16.6

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 13

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-13

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1026.20 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.60 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
57.9	6520	17.7
49.9	5880	17.1
40.3	5520	16.9
34.4	5070	17.4
31.8	5050	18.2
27.8	4370	17.8
25.4	4140	19.2
23.3	4640	25.0
20.9	1970	13.0
19.0	1950	15.6

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 14

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-14

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1030.70 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.70 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
62.4	4770	11.8
53.0	5010	12.8
49.0	5290	14.1
42.8	5460	15.4
38.0	5570	16.9
34.3	5300	17.3
30.6	5720	20.4
27.1	5580	21.9
22.3	4710	23.1
18.9	3870	25.7

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 15

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-15

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1036.00 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.80 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
64.3	6430	13.3
54.9	5940	13.0
49.4	5800	13.2
43.9	6000	14.5
39.3	5620	14.5
35.1	5360	14.9
30.8	4950	15.4
27.6	4840	16.4
22.5	4360	18.7
19.1	4290	23.1

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 16

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-16

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1014.45 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.42 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
60.8	5290	21.7
54.8	4780	20.2
51.0	4640	20.3
45.4	4340	20.5
39.0	3850	20.2
35.0	1990	11.5
30.6	2000	13.3
27.4	1980	14.9
22.8	1950	20.0
18.5	1980	32.5

NÚMERO DO EXPERIMENTO: 17

CÓDIGO DO FLUIDO: FL-17

MASSA DO LEITO DE PARTÍCULAS: 1011.02 g

DIÂMETRO DA PARTÍCULA: 0.29 cm

MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA: 7.79 g/cm³

ALTURA DO LEITO (cm)	VOLUME COLETADO (cm ³)	TEMPO (s)
36.1	1950	15.2
34.4	1950	16.4
33.5	1970	16.9
32.0	1930	17.5
30.8	1980	19.3
28.7	1960	21.6
27.2	1960	23.9
25.1	1960	28.4
23.1	1970	33.8
21.5	2010	41.0
19.6	1940	52.6

ANEXO 2

COMPORTAMENTO REOLÓGICO DOS FLUIDOS UTILIZADOS NOS
EXPERIMENTOS DE FLUIDIZAÇÃO

FLUIDO: HEC (0.7%)

CÓDIGO: FL-01

TEMPERATURA: 22 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.84 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	2.00
1.00	4.00
2.50	8.00
6.00	16.00
8.50	22.63
11.50	32.00
15.50	45.25
21.00	64.00
28.00	90.51
37.50	128.00
49.00	181.02
63.00	256.00
80.00	362.04

FLUIDO: HEC (0.7%)

CÓDIGO: FL-02

TEMPERATURA: 23 °C

REÓMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.25	8.00
3.00	16.00
4.00	22.63
6.00	32.00
9.00	45.25
12.50	64.00
18.00	90.51
25.00	128.00
35.00	181.02
48.50	256.00
67.00	362.04
91.00	512.00

FLUIDO: HEC (0.7%)

CÓDIGO: FL-03

TEMPERATURA: 22 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 din.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.00	8.00
3.00	16.00
5.00	22.63
7.00	32.00
10.00	45.25
14.00	64.00
20.00	90.51
28.00	128.00
39.50	181.02
54.50	256.00
73.50	362.04
99.50	512.00

FLUIDO: CMC (1.0%)

CÓDIGO: FL-04

TEMPERATURA: 24 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.50	8.00
3.50	16.00
5.00	22.63
7.50	32.00
10.00	45.25
14.00	64.00
18.50	90.51
25.00	128.00
32.50	181.02
42.00	256.00
53.00	362.04
66.50	512.00
82.00	724.08

FLUIDO: CMC (1.0%)

CÓDIGO: FL-05

TEMPERATURA: 24 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.25	8.00
3.00	16.00
4.50	22.63
7.00	32.00
9.00	45.25
13.00	64.00
17.50	90.51
23.00	128.00
30.50	181.02
39.50	256.00
51.00	362.04
63.50	512.00
79.00	724.08

FLUIDO: CMC (1.0%)

CÓDIGO: FL-06

TEMPERATURA: 20 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	2.83
0.75	4.00
1.25	5.66
2.25	8.00
3.25	11.31
4.75	16.00
6.75	22.63
9.00	32.00
13.00	45.25
18.50	64.00
25.75	90.51
35.75	128.00
49.75	181.02
68.50	256.00
92.00	362.04

FLUIDO: CMC (1.0%)

CÓDIGO: FL-07

TEMPERATURA: 20 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.00	5.66
1.50	8.00
2.50	11.31
3.75	16.00
5.50	22.63
8.00	32.00
11.50	45.25
16.00	64.00
22.75	90.51
32.00	128.00
44.75	181.02
62.50	256.00
85.00	362.04

FLUIDO: HEC (1.1%)

CÓDIGO: FL-08

TEMPERATURA: 24 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 4430 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
1.00	1.00
2.00	2.00
3.00	4.00
5.00	8.00
6.50	11.31
8.00	16.00
9.50	22.63
11.25	32.00
13.25	45.25
15.50	64.00
18.00	90.51
21.00	128.00
24.00	181.02
27.00	256.00
30.50	362.04
34.25	512.00
39.00	724.08

FLUIDO: HEC (1.1%)

CÓDIGO: FL-09 e FL-10

TEMPERATURA: 17 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	1.00
1.50	2.00
3.50	4.00
5.50	5.66
7.50	8.00
10.50	11.31
14.00	16.00
19.00	22.63
25.00	32.00
32.00	45.25
41.00	64.00
51.00	90.51
63.00	128.00
77.00	181.02
91.00	256.00

FLUIDO: HEC (1.1%)

CÓDIGO: FL-11

TEMPERATURA: 17 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.1 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 2.004 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 4430 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
1.00	1.00
2.00	2.00
3.00	4.00
5.50	8.00
6.50	11.31
8.00	16.00
10.00	22.63
12.00	32.00
14.00	45.25
17.00	64.00
19.50	90.51
22.00	128.00
25.50	181.02
29.00	256.00
32.50	362.04
36.50	512.00
41.50	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-12

TEMPERATURA: 19 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.50	8.00
3.50	16.00
5.00	22.63
7.00	32.00
10.00	45.25
13.50	64.00
18.00	90.51
23.50	128.00
31.00	181.02
39.50	256.00
49.50	362.04
61.50	512.00
78.00	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-13

TEMPERATURA: 18 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.75	4.00
2.00	8.00
4.00	16.00
6.00	22.63
8.50	32.00
11.50	45.25
16.00	64.00
21.00	90.51
27.50	128.00
35.50	181.02
45.00	256.00
56.00	362.04
69.00	512.00
84.50	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-14

TEMPERATURA: 17 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
1.00	4.00
2.00	8.00
4.25	16.00
6.00	22.63
8.50	32.00
11.50	45.25
16.00	64.00
21.00	90.51
28.00	128.00
36.00	181.02
46.00	256.00
57.00	362.04
70.00	512.00
85.00	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-15

TEMPERATURA: 18 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
1.50	8.00
3.75	16.00
5.50	22.63
7.75	32.00
10.75	45.25
14.50	64.00
19.50	90.51
26.00	128.00
34.00	181.02
43.00	256.00
54.00	362.04
67.00	512.00
82.00	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-16

TEMPERATURA: 19 °C

REÓMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
1.00	4.00
2.00	8.00
4.00	16.00
6.00	22.63
8.00	32.00
10.50	45.25
15.00	64.00
19.50	90.51
26.00	128.00
33.50	181.02
43.00	256.00
54.00	362.04
67.25	512.00
83.00	724.08

FLUIDO: HEC (0.9%)

CÓDIGO: FL-17

TEMPERATURA: 15 °C

REÔMETRO UTILIZADO: HAAKE

RAIO DO CILINDRO EXTERNO: 2.10 cm

RAIO DO CILINDRO INTERNO: 1.52 cm

MÓDULO DE TORSÃO DA MOLA: 441 dyn.cm

DEFLEXÃO (grau)	ROTAÇÃO (rpm)
0.50	4.00
2.00	8.00
4.50	16.00
6.50	22.63
9.00	32.00
12.25	45.25
17.00	64.00
22.50	90.51
29.00	128.00
38.00	181.02
48.00	256.00
60.00	362.04
74.00	512.00
90.50	724.08