

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
MECÂNICA**

**Influência da vibração na permeabilidade  
absoluta de meios porosos saturados com  
água**

Autor: Luiz Benedicto Pompeo Neto  
Orientador: Euclides José Bonet  
Co-orientador: Kamal Abdel Radi Ismail

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

P772i Pompeo Neto, Luiz Benedicto  
Influência da vibração na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com água / Luiz Benedicto Pompeo Neto. Campinas -- SP: [s.n.], 2004.

Orientadores: Euclides José Bonet, Kamal Abdel Radi Ismail  
Dissertação (mestrado profissional) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Meios porosos. 2. Permeabilidade. 3. Escoamento. 4. Vibrações. 5. Ultra-som. 6. Elasticidade. I. Bonet, Euclides José. II. Ismail, Kamal Abdel Radi. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. IV. Título.

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
MECÂNICA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E FLUIDOS**

# **Influência da vibração na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com água**

Autor: Luiz Benedicto Pompeo Neto  
Orientador: Euclides José Bonet  
Co-orientador: Kamal Abdel Radi Ismail

Curso: Engenharia Mecânica - Mestrado Profissional  
Área de Concentração: Instrumentação e Controle Industrial

Trabalho Final de Mestrado Profissional apresentado à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Mestre Profissional em Engenharia Mecânica / Instrumentação e Controle Industrial.

Campinas, 2004  
S.P. – Brasil

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
MECÂNICA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E FLUIDOS**

**Trabalho Final de Mestrado Profissional**

# **Influência da vibração na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com água**

Autor: Luiz Benedicto Pompeo Neto  
Orientador: Euclides José Bonet  
Co-orientador: Kamal Abdel Radi Ismail

---

**Prof. Euclides José Bonet, Presidente**  
**Departamento de Engenharia de Petróleo/FEM - UNICAMP**

---

**Prof. Dr. Paulo Roberto Gardel Kurka**  
**Departamento de Projeto Mecânico/FEM - UNICAMP**

---

**Prof. Dr. Marco Lucio Bittencourt**  
**Departamento de Projeto Mecânico/FEM - UNICAMP**

Campinas, 20 de dezembro de 2004

## **Dedicatória**

Este trabalho é dedicado à memória de Luizinho e Luizito.

## **Agradecimentos**

A conclusão deste trabalho apenas se tornou possível devido à cooperação recebida de diversas pessoas a quem gostaria de agradecer.

Agradeço inicialmente ao Prof. Euclides J. Bonet, pela orientação incansável e paciente.

Ao Prof. Kamal A. R. Ismail, pela oportunidade de partilhar seus ensinamentos.

Ao Leandro A. Fernandes, pelo apoio pronto e hábil nos trabalhos no laboratório.

Ao suporte recebido do Departamento de Engenharia de Petróleo (DEP), em cujas instalações foram realizados os experimentos relatados neste trabalho.

Aos professores e colegas do programa de Mestrado Profissional em Engenharia Mecânica – Instrumentação e Controle Industrial e aos colegas do DEP e do Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos (DETF) pelo apoio de forma direta ou indireta.

*Os pequenos atos que são executados são melhores  
que todos aqueles grandes que apenas são planejados*

George C. Marshall (1880 – 1959)

## Resumo

POMPEO NETO, Luiz Benedicto, *Influência da Vibração na Permeabilidade Absoluta de Meios Porosos Saturados com Água*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2004. 64 p. Trabalho Final de Mestrado Profissional.

Neste trabalho foram verificados experimentalmente os efeitos da vibração mecânica na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com água e sob a imposição simultânea de um escoamento uniforme. Após a identificação de uma faixa de excitação em que se excluem efeitos indiretos da vibração, como os decorrentes do aquecimento ultra-sônico do conjunto e da desintegração mecânica da matriz rochosa, foi possível verificar que a vibração a frequências ultra-sônicas reduz a diferença de pressão ao longo da amostra e reduz a vazão através da amostra. A combinação de magnitude desses dois efeitos pode resultar em aumento da permeabilidade absoluta, sendo que as variações, além da frequência, ainda dependem da velocidade do escoamento externamente imposto. A análise do problema através da mecânica do contínuo permitiu introduzir a descrição de um modelo físico, baseado no conceito da película viscosa de espessura inversamente proporcional à frequência. O mecanismo é capaz de explicar o comportamento observado. Os fenômenos mostraram-se decorrência das propriedades elásticas, dadas as propriedades hidrodinâmicas, do sistema composto pela matriz sólida e pelo fluido que preenche o meio poroso saturado e por ele escoar.

### *Palavras Chave*

- Meios Porosos, Permeabilidade Absoluta, Escoamento, Vibração Mecânica, Ultra-som, Propriedades Elásticas, Espessura de Película Viscosa

## **Abstract**

POMPEO NETO, Luiz Benedicto, *Influence of the Vibration on the Absolute Permeability of Porous Media Saturated with Water*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2004. 64 p. Trabalho Final de Mestrado Profissional.

This work verifies experimentally the effects of the mechanical vibration on the absolute permeability of saturated porous media upon which a uniform flow is simultaneously imposed. After finding a driving range within which indirect effects of the vibration are excluded, such as those resulting from ultrasonic heating and mechanical disintegration of the rock matrix, it was possible to verify that vibration at ultrasonic frequencies reduces the pressure drop across the sample and reduces the flow rate through it. The combination of amplitude of both these effects may result the improvement of the absolute permeability. Besides depending on the frequency, such changes depend on the velocity of the externally imposed flow. Analysis of the problem making use of continuum mechanics permitted introducing the description of a physical model, based on the concept of the viscous skin depth inversely proportional to the frequency. The mechanism is capable of explaining the observed behavior. The phenomena turned out to result from the elastic properties – given the hydrodynamic properties – of the system composed by the solid matrix together with the fluid, which fills and flows through the saturated porous medium.

### *Key Words*

- Porous Media, Absolute Permeability, Flow, Mechanical Vibration, Ultrasound, Elastic Properties, Viscous Skin Depth

## **Sumário**

Lista de Figuras	11
Lista de Tabelas	12
Nomenclatura	13
1 Introdução	17
2 Revisão Bibliográfica	19
3 Análise Teórica	24
4 Materiais e Métodos	51
5 Resultados e Discussão	60
6 Conclusões e Sugestões para futuros trabalhos	73
Referências Bibliográficas	76
Anexo 1	79

## Lista de Figuras

3.1	Esquema do deslocamento relativo entre as fases sólida ( $u$ ) e líquida ( $U$ )	33
4.1	Esquema da bancada	52
4.2	Amostras de rocha sedimentar (arenito Botucatu). A partir da esq.: bloco bruto; amostra usinada na forma cilíndrica; amostra com camada preliminar de resina; amostra encapsulada, com cabeçotes de acrílico e com tubos de entrada e saída de fluidos	56
5.1	(a) Histórico de pressão e de volume acumulado efluente ( $V_s$ ) da amostra SP31 no teste longo; (b) Permeabilidade calculada. Início da irradiação aos 300 s; término, aos 600 s	62
5.2	Comportamento dos valores absolutos das variáveis após irradiação	64
5.3	Variações relativas dos valores das variáveis do fenômeno em estudo	66
5.4	Teste longo com registro da vazão à face de entrada ( $Q_e$ ) da amostra. (a) histórico de pressão; (b) históricos de vazões	69
A1	Limites de erro que acometem a variação relativa calculada da permeabilidade absoluta	80

## **Lista de Tabelas**

3.1	Módulos elásticos de diferentes materiais	47
3.2	Velocidades de ondas elásticas em diferentes materiais porosos	48
3.3	Velocidades de ondas elásticas em diferentes rochas	49
4.1	Características das amostras	54
4.2	Condições e resultados dos testes realizados	59
A1	Desvio padrão relativo da média	79

## Nomenclatura

### *Letras Latinas*

$a$	tamanho de poro	[m]
$A$	área da seção transversal ao escoamento	[m <sup>2</sup> ]
$b$	parâmetro de atenuação de deslocamento elástico	[Pa] = [kg/s <sup>2</sup> m]
$C_D$	coeficiente de difusão	[m <sup>2</sup> /s]
$C_{ijkl}$	tensor de elasticidade	[Pa]
$E$	módulo de Young	[Pa]
$F$	força genérica de arraste	[N] = [kg m/s <sup>2</sup> ]
$F(\omega)$	função de dissipação de deslocamento elástico	[m/s]
$G$	módulo de cisalhamento	[Pa]
$G_c$	módulo de cisalhamento do meio poroso saturado	[Pa]
$H$	amplitude genérica de velocidade de oscilação	[m/s]
$k$	freqüência espacial	[m <sup>-1</sup> ]
$K$	permeabilidade	[m <sup>2</sup> ]
$K_b$	módulo volumétrico da matriz sólida saturada aberta	[Pa]
$K_f$	permeabilidade final (após irradiação)	[m <sup>2</sup> ]
$K_{fl}$	módulo volumétrico do fluido	[Pa]
$K_i$	permeabilidade inicial	[m <sup>2</sup> ]
$K_{nom}$	permeabilidade absoluta nominal	[m <sup>2</sup> ]
$K_s$	módulo volumétrico do sólido	[Pa]
$K_v$	módulo volumétrico	[Pa]
$L$	comprimento da amostra	[m]

$m$	massa	[kg]
$p$	pressão	[Pa]
$p_f$	pressão final (após irradiação)	[Pa]
$p_i$	pressão inicial	[Pa]
(P, Q, R)	coeficientes elásticos generalizados	[Pa]
$\tilde{q}$	vetor amplitude de distúrbio elástico	[m <sup>-1</sup> ]
$Q_e$	vazão externamente imposta	[m <sup>3</sup> /s]
$Q_i$	vazão sob irradiação ultra-sônica	[m <sup>3</sup> /s]
$Q_s$	vazão à face de saída da amostra	[m <sup>3</sup> /s]
$t$	tempo	[s]
$u$	deslocamento da fase sólida	[m]
$U$	deslocamento da fase líquida	[m]
$U_e$	deslocamento fluido uniforme externamente imposto	[m]
$V$	velocidade de propagação de ondas elásticas	[m/s]
$V_{gr}$	volume ocupado pelos grãos sólidos da amostra	[m <sup>3</sup> ]
$V_P$	velocidade de propagação de ondas $P$	[m/s]
$V_{P1}$	velocidade de propagação de ondas $P$ rápidas	[m/s]
$V_{P2}$	velocidade de propagação de ondas $P$ lentas	[m/s]
$V_S$	velocidade de propagação de ondas $S$	[m/s]
$V_s$	volume acumulado através da face de saída da amostra	[m <sup>3</sup> ]
$V_T$	volume total da amostra	[m <sup>3</sup> ]

### ***Letras Gregas***

$\alpha$	parâmetro de arraste inercial	
$\beta$	parâmetro complexo de fricção	[kg/s]
$\beta_1$	componente real do parâmetro de fricção	[kg/s]
$\beta_2$	componente imaginária do parâmetro de fricção	[kg/s]
$\delta_{ij}$	função delta de Kronecker	
$\delta_s$	película de fluido viscoso	[m]

$\Delta_g$	composição de parâmetros elásticos generalizados	$[\text{kg}^2/\text{s}^2 \text{ m}^4]$
$\epsilon_{kl}$	tensor de deformação	
$\phi$	porosidade	
$\Phi$	potencial de compressão	$[\text{m}^2]$
$\gamma$	ângulo de fase	
$\lambda$	constante de Lamé	$[\text{Pa}]$
$\mu$	viscosidade dinâmica	$[\text{kg}/\text{s m}]$
$\nu_k$	viscosidade cinemática	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\nu_P$	coeficiente de Poisson	
$\Theta$	deformação volumétrica	
$\rho_f$	massa específica da fase líquida	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\rho_{ij}$	tensor de massa específica induzida	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\rho_s$	massa específica da fase sólida	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\rho_{11}$	componente de $\rho_{ij}$ referente à fase sólida	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\rho_{12}$	componente interfacial de $\rho_{ij}$	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\rho_{22}$	componente de $\rho_{ij}$ referente à fase líquida	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\sigma$	tensão	$[\text{Pa}]$
$\sigma_{ij}$	tensor de tensão	$[\text{Pa}]$
$\omega$	frequência	$[\text{Hz}] = [\text{s}^{-1}]$
$\xi$	potencial de deslocamento difusivo da onda $P2$	$[\text{m}^2]$
$\Psi$	potencial de cisalhamento	$[\text{m}^2]$

### ***Subscritos***

- (i, j, k, l) orientações tensoriais  
(x, y, z) direções do espaço cartesiano

### ***Abreviações***

- NAPL Fase líquida não aquosa

<i>P</i>	ondas de compressão ou longitudinais
<i>P1</i>	ondas de compressão rápidas
<i>P2</i>	ondas de compressão lentas
<i>S</i>	ondas de cisalhamento ou transversais

***Conversão de unidades***

D	Darcy	$9,869 \times 10^{-13} \text{ m}^2$
PSI	libra-força por polegada quadrada	$6,89 \times 10^3 \text{ Pa}$

# Capítulo 1

## Introdução

Meios porosos estão envolvidos em ampla gama de situações, desde acumulações naturais – como em aquíferos ou petróleo, infiltração em edificações – ou artificiais, como implantes para liberação continuada de medicamentos em organismos.

Os processos de embebição são controlados, em geral, pelo equilíbrio entre forças hidrostáticas e capilares, sendo que a permeabilidade é uma das propriedades básicas do meio poroso. A permeabilidade é uma medida da capacidade do meio de transmitir fluidos e é proporcional à condutividade do meio poroso ao escoamento de um fluido. Permeabilidade absoluta é aquela determinada quando um fluido monofásico que ocupa todo o volume de vazios do meio poroso por ele flui em condições de escoamento viscoso.

Referências esparsas na literatura e alguma evidência experimental anterior mencionam a dependência da permeabilidade absoluta da frequência de vibração do meio poroso. A importância da melhor compreensão de tal variação está no fato de que pode contribuir para o desenvolvimento de outras técnicas de recuperação adicional de fluidos armazenados em meios porosos.

O objetivo inicial deste trabalho consistia em executar a pesquisa bibliográfica, montar a bancada de testes e executar experimentos capazes de verificar os efeitos na permeabilidade absoluta associados à vibração ultra-sônica de meios porosos. Os primeiros resultados experimentais mostraram que alguns efeitos outros que não os de interesse deste trabalho

podem advir da irradiação do meio poroso, principalmente o aquecimento devido à dissipação por tempo prolongado da energia ultra-sônica e a destruição parcial e carreamento de grãos da matriz sólida pelo campo de escoamento. A seleção de amostras de maior resistência mecânica – que também possuem menor permeabilidade nominal – e o ajuste de condições de teste que possibilitassem um efeito apreciável num pequeno intervalo de tempo de irradiação das amostras permitiram isolar um efeito da vibração mecânica sobre as propriedades hidrodinâmicas não relacionado ao aquecimento ou desintegração do meio poroso. Isto pode ser afirmado porque os efeitos observados mostraram-se instantâneos e reversíveis. Por outro lado, o levantamento bibliográfico e a análise da literatura permitiram identificar uma explicação suficiente para os resultados não totalmente esperados, porém inequívocos, obtidos.

Assim, ao lado da verificação experimental do efeito da frequência da vibração ultra-sônica, passou a constituir conclusão deste trabalho a descrição de um modelo físico do fenômeno devido ao qual ocorre a variação da permeabilidade absoluta de um meio poroso saturado com líquido pelo qual se dê um escoamento uniforme sobreposto à vibração ultra-sônica.

## Capítulo 2

### Revisão Bibliográfica

Algumas referências têm sido feitas à observação de alterações ou da permeabilidade ou da vazão através de meios porosos submetidos a vibrações mecânicas. Têm sido reportadas ocorrências que vão da observação de alterações do comportamento de poços de água e de óleo após a ocorrência de terremotos até tentativas de reprodução dos fenômenos, em escala de laboratório – incluindo aplicações de baixas e altas frequências – para verificação e compreensão dos mecanismos envolvidos.

Há, ainda, uma ampla variedade de condições em que as observações podem ter sido feitas, como, p. ex., sob vazão constante ou pressão constante; em condições de escoamento monofásico ou em alguma proporção de escoamento multifásico; vibrando-se a amostra transversalmente apoiada sobre a fonte de vibrações ou com a fonte de vibrações acoplada à face de entrada do escoamento, como nas configurações utilizadas por Fairbanks e Chen (1971) e por Poesio *et al.* (2002). A idéia é que apoiar a amostra sobre a fonte das vibrações é uma forma de simular a aplicação das vibrações à rocha reservatório, no subsolo, fazendo vibrar a superfície. Acoplar a fonte a uma das faces da amostra simularia aplicações de fundo de poço. Em escala de campo aplicações de superfície usualmente são utilizadas para estimular reservatórios não muito profundos, até 1500 m.

Não se relatam detalhes sobre os dispositivos de aplicação das vibrações mas, quando existem, informações dão conta de que cristais piezoelétricos geralmente produzem os distúrbios na faixa ultra-sônica. Ferramentas de impacto, percussivas, de 20000 kg a 30000 kg produzem os distúrbios na faixa de baixa frequência, em geral de 10 a 100 Hz. Trata-se dos

mesmos dispositivos utilizados no mapeamento geofísico da sub-superfície, ou adaptações deles.

Em um extenso artigo de revisão da bibliografia, Beresnev e Johnson (1994) constataam que as publicações em geral contêm verificações experimentais de que a aplicação de ondas elásticas na maioria das vezes aumenta a permeabilidade absoluta de meios porosos saturados e a permeabilidade ao óleo – aparentemente se esta for a fase menos abundante em relação à saturação de água. Porém, relacionam casos em que se reporta que o efeito resulta indiferente e mesmo negativo dependendo da frequência e do estado de saturação do meio poroso.

Fairbanks e Chen (1971) constataam experimentalmente que a irradiação ultra-sônica promove uma aceleração do líquido, portanto um aumento do escoamento ( $Q_i$ ) através de um meio poroso. O aumento do escoamento mostrou-se dependente da frequência de excitação ( $\omega$ ) em relação à frequência característica ( $\omega_c$ ) do sistema, dada pela viscosidade do líquido e pelo diâmetro dos canais. Observam um aumento da temperatura durante a irradiação ultra-sônica do sistema, mas que o aumento do escoamento  $Q_i$  mostra-se muito superior ao tanto que se poderia atribuir ao respectivo decréscimo na viscosidade do líquido se o escoamento permanecesse do tipo viscoso. Propõem que o fenômeno tenha um caráter capilar, especulando que o efeito da irradiação ultra-sônica seja o de causar um decréscimo da tensão interfacial sólido/líquido no sistema.

Cherskiy *et al.* (1977) constataam experimentalmente um aumento da permeabilidade em função direta da intensidade do ultra-som aplicado simultaneamente a um escoamento permanente pelo meio poroso. Atribuem-no à destruição de filmes eletrocinéticos de água na interface sólido-líquido no interior do espaço poroso.

Em trabalho em que seu meio poroso saturado consiste de um tubo capilar preenchido com líquido, Arts *et al.* (1999) verificam experimentalmente um escoamento induzido por ultra-som e o atribuem à deformação das paredes dos poros na forma de ondas transversais

compondo um mecanismo peristáltico de transporte. O escoamento induzido aumenta linearmente com a intensidade do ultra-som aplicado. A comparação entre os resultados obtidos com simulações do modelo matemático desenvolvido para o transporte peristáltico e os experimentos mostra concordância, porém os autores questionam o próprio modelo físico (transporte peristáltico) visto que os resultados experimentais independem da rigidez da parede do capilar, como deveria ocorrer em coerência com o modelo físico.

Westermarck *et al.* (2001) relacionam vários artigos que relatam aplicações – algumas de campo – de vibrações a ampla faixa de frequências – de 1 Hz a 5 MHz (ver também Beresnev *et al.* (1994)) – e descrevem uma ferramenta de fundo de poço capaz de promover vibrações de até 200 Hz, com a qual pretendem realizar ensaios em escala de campo. Apresentam resultados experimentais que mostraram haver, em escala de laboratório e a 120 Hz, melhor recuperação de óleo – sob injeção de água – de meios porosos submetidos a vibração e recuperação ainda melhor se a aplicação da vibração for intermitente.

Poesio *et al.* (2002) constatam que ondas acústicas de 20 kHz e 40 kHz, de alta potência (2,0 kW e 0,7 kW respectivamente), aplicadas com uma trompa acústica (“acoustic horn”) em direção paralela ao escoamento, têm efeito significativo no gradiente de pressão do escoamento a vazão constante por amostras do arenito Berea com permeabilidade entre 100 a 300 mD. Realizam medidas do gradiente de pressão e da temperatura no interior da amostra, porém não da vazão através da amostra. Desenvolvem um modelo matemático tipo convecção-difusão para o transporte de calor no sistema e concluem, com boa concordância entre dados experimentais e previsão teórica, que a redução do gradiente de pressão deve-se apenas ao aquecimento provocado pela dissipação da energia ultra-sônica no fluido, com a conseqüente redução de sua viscosidade.

Vogler e Chrysikopoulos (2002) verificam experimentalmente que a aplicação de ondas acústicas com frequências entre 60 e 245 Hz ao escoamento em meio poroso sob gradiente de pressão constante melhora o transporte de soluto em relação ao transporte

promovido apenas pelo escoamento. Constatam também que a velocidade do soluto é inversamente proporcional à frequência da onda acústica.

Iassonov e Beresnev (2003) estudam o efeito de ondas elásticas de baixa frequência (abaixo de 100 Hz, para negligenciar que causem gradientes de velocidades ao longo do eixo do tubo) na melhoria do escoamento de fluidos em meios porosos, principalmente no que se refere ao escoamento multifásico, em que uma fase líquida não-aquosa (NAPL, na sigla em inglês) é deslocada pela fase aquosa. Modelam como mecanismos principais em jogo o comportamento reológico não-linear dos fluidos e as forças capilares entre as fases líquidas. Concluem que ondas de baixa intensidade (0,2 a 125 W/m<sup>2</sup>) seriam suficientes para causar significativo aumento do escoamento por via da redução do limite de escoamento da NAPL trapeada no meio poroso.

Se não têm sido propostos modelos físicos suficientes para explicar os efeitos observados da vibração mecânica na permeabilidade de meios porosos saturados, por outro lado a mecânica do contínuo linear permite correlacionar os modos de propagação de ondas elásticas às propriedades físicas do meio de propagação. Com isto, pode-se prever que, por exemplo, por um sólido elástico, homogêneo e isotrópico sobre o qual incidam ondas, de pequena amplitude, de compressão (também chamadas ondas longitudinais, ou ondas *P*) e/ou ondas de cisalhamento (também chamadas ondas transversais, ou ondas *S*) propagar-se-ão ondas de mesma natureza, isto é, ondas *P* e/ou ondas *S*, com amplitudes, velocidades, frequências e defasagens proporcionais às propriedades mecânicas do sólido, isto é, proporcionais às características de deformação do sólido sob a dada geometria de aplicação das tensões.

Biot estende estes princípios de propagação de ondas mecânicas por meios contínuos formulando em um conjunto de artigos [Biot (1956a, b, 1957, 1962a, b)] a teoria que se aplica aos meios porosos saturados. Esta teoria estabelece que além da onda de compressão (*P*) e da onda de cisalhamento (*S*), uma segunda onda de compressão, de menor velocidade (e mais suscetível à atenuação), chamada onda *P* lenta, se propaga pelo meio poroso. Isto devido à

deformação diferencial entre as fases sólida e líquida, contínuas e interpenetradas, de que o sistema se compõe.

Jones (1962) deduz que quando um fluxo uniforme é imposto a um meio poroso saturado, simultaneamente à submissão do meio a ondas elásticas, além da propagação das ondas  $P$  e da onda  $S$  previstas na teoria de Biot, uma onda  $S$  adicional se propaga pelo sistema com velocidade inversamente proporcional à velocidade  $\dot{U}_e$  externamente imposta ao fluido. Entretanto, aparentemente devido à sua preocupação apenas com a questão acústica envolvida no problema, não se ocupa de prever que efeito esta suposta segunda onda  $S$  tem sobre o gradiente de pressão hidrostática ao longo do meio poroso saturado.

## Capítulo 3

### Análise Teórica

Como mencionado anteriormente, a permeabilidade absoluta  $K$  é determinada quando um fluido monofásico que ocupa todo o volume de vazios do meio poroso por ele flui em condições de escoamento viscoso. Isto é expresso na lei de Darcy como [Amyx (1960), p. 71]

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\mu}{K} \dot{U}, \quad (3.1)$$

que correlaciona o gradiente de pressão e o fluxo à velocidade  $\dot{U}$  para o escoamento unidimensional de um fluido incompressível de viscosidade  $\mu$ .

A permeabilidade tem dimensões de área e, em analogia com a lei de Hagen-Poiseuille, significa fisicamente a área transversal disponível ao escoamento equivalente à de um pacote de tubos capilares tortuosos e interconectados. Esta, aliás, é uma das mais simples aproximações segundo as quais o meio poroso pode ser descrito macroscopicamente.

Na configuração de teste utilizada neste trabalho, em que as amostras são cilíndricas, isto é, a área da seção transversal ao fluxo é constante, e a vazão  $Q_e$  externamente imposta é constante, a lei de Darcy pode ser expressa como

$$K = \frac{\mu L Q_e}{A \Delta p}. \quad (3.2)$$

O objetivo neste Capítulo é analisar teoricamente o efeito da vibração mecânica na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com líquidos. Por isto estamos interessados nas alterações na diferença de pressão  $\Delta p$  e na vazão na face de saída ( $Q_s$ ) da amostra submetida à vibração mecânica.

Do ponto de vista do movimento relativo entre o meio poroso e o fluido que o satura, há uma equivalência entre se considerar vibrações mecânicas aplicadas ao sistema e a aplicação nele de distúrbios mecânicos periódicos, à mesma frequência e à mesma amplitude. Por este motivo, a ausência, tanto quanto se saiba, de um modelo analítico que descreva o fenômeno dado pela imposição simultânea de vibração mecânica e escoamento uniforme ao meio poroso saturado levou a que se abordasse o problema através da teoria que descreve a propagação de ondas mecânicas por meios porosos saturados. Essa teoria específica, também conhecida como teoria de Biot, baseia-se nas teorias mais gerais que descrevem a propagação de ondas elásticas nos sólidos e no efeito do movimento oscilatório na interface sólido/líquido, como será visto, nesta ordem, a seguir.

### 3.1 Elementos de elasticidade linear

O meio contínuo deforma-se quando submetido à ação de forças externas. Essas deformações distribuem-se segundo a geometria de aplicação das forças e as propriedades mecânicas do meio. Tensões desenvolvem-se através do meio, segundo certa distribuição espacial, para equilibrar as forças externas. Deste modo, o estado de um elemento de volume do meio pode ser descrito a partir da distribuição espacial de tensões – ou tensor de tensões – que ele desenvolve associada ao tensor de deformações.

A determinação das propriedades mecânicas do meio se obtém quando mantida a relação linear – isto é, deformações suficientemente pequenas – entre as componentes desses tensores de tensões ( $\sigma_{ij}$ ) e de deformações ( $\epsilon_{kl}$ ). Essas propriedades compõem o tensor de

elasticidade  $C_{ijkl}$  do material, de acordo com a seguinte equação constitutiva (lei de Hooke) [Bourbié (1987)]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} . \quad (3.3)$$

Mantidas as amplitudes de deformação suficientemente pequenas para que permaneçam dentro dos limites de reversibilidade, os materiais podem, de forma geral, ser classificados como elásticos. Ao longo deste trabalho, os sólidos, em vez de rígidos, serão considerados materiais elásticos com módulos de alto valor absoluto. Alternativamente pode-se dizer que os sólidos são materiais elásticos de baixa deformabilidade.

Considerando as simetrias nos tensores de tensão e de deformação, tem-se que

$$\sigma_{ij} \epsilon_{ij} = \sigma_{kl} \epsilon_{kl} .$$

Portanto,

$$C_{ijkl} = C_{klij} ,$$

além de que

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ikjl} .$$

Isto reduz o número de componentes de  $C_{ijkl}$  a 21, no caso geral.

Considerações sobre simetrias adicionais permitem que se possam conceber materiais com tensores de elasticidade ( $C_{ijkl}$ ) ainda mais simplificados. No caso, p. ex., de material isotrópico, aquele em que todas as direções de desenvolvimento de tensões se equivalem,

apenas dois coeficientes são necessários, um para a componente de compressão da tensão, outro para a componente de cisalhamento.

A lei de Hooke pode, então, ser escrita:

$$\sigma_{ij} = \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} \delta_{ij} + 2G \varepsilon_{ij}, \quad (3.4)$$

onde  $\lambda$  e  $G$  são coeficientes de Lamé, sendo  $G$  o módulo de cisalhamento e  $\delta_{ij}$  o delta de Kronecker, tal que

$$\delta_{ij} = 0 \text{ se } i \neq j$$

$$\delta_{ij} = 1 \text{ se } i = j.$$

$\mathbf{u}$  é o vetor deslocamento, que é a diferença de posição de um ponto constituinte do material antes e depois da deformação. O vetor deslocamento será tomado no lugar de  $\varepsilon_{ij}$  quando for conveniente tratar a deformação como uma variável dinâmica, como no caso da descrição do equilíbrio de um elemento de volume do meio, como será visto na Seção 3.1.1 a seguir.

Ainda na Eq. (3.4), a divergência de  $\mathbf{u}$ ,

$$\Theta = \operatorname{div} \mathbf{u},$$

também chamada dilatação (ou deformação volumétrica), trata-se do traço do tensor de deformação e é uma medida da variação relativa de volume do material.

Nos dois casos ainda mais simples, em que se isolam as duas parcelas da direita na Eq. (3.4) nas componentes de compressão simples e de cisalhamento puro, as equações constitutivas tornam-se

$$\sigma = E\varepsilon_{11}, \quad (3.5a)$$

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\nu_P \varepsilon_{11}, \quad (3.5b)$$

$$\varepsilon_{ij} = 0 \quad \text{se } i \neq j, \quad (3.5c)$$

no caso de compressão simples, e

$$\sigma_{12} = \frac{E}{(1 + \nu_P)} \varepsilon_{12}, \quad (3.6a)$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} \quad (3.6b)$$

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} \quad (3.6c)$$

$$\text{outros } \varepsilon_{ij} = 0 \quad (3.6d)$$

$$\varepsilon_{ii} = 0 \quad (3.6e)$$

no caso de cisalhamento puro. Nas equações (3.5) e (3.6),  $E$  é o módulo de Young do material,  $\nu_P$  é o coeficiente de Poisson.

### 3.1.1 Equações de equilíbrio

Num sólido elástico deformado sob a ação de forças externas, um campo de tensões se desenvolve através do sólido de modo a equilibrar a ação das forças externas, sendo que o equilíbrio de um elemento de volume do sólido pode ser descrito como

$$\sigma_{ij,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho_s \ddot{u}_i \quad (3.7)$$

onde  $\rho_s$  é a massa específica do material.

Nas apenas três equações que compõem a Eq. (3.7) quando esta é desdobrada com respeito às orientações tensoriais  $ij$ , temos que, devido à sua simetria, o tensor de tensões contém seis componentes distintas.

As equações de equilíbrio, equações de movimento em meios contínuo, derivam da lei de conservação de momento linear, portanto, não descrevem a constituição do material, ou as forças internas que mantêm o material coeso. Por este motivo, as equações constitutivas, que derivam das leis de conservação de massa e energia, completam as necessárias para a solução de problemas de dinâmica em meios contínuos.

### 3.1.2 Propagação de ondas por meios elásticos

Assim, tomando a equação constitutiva (Eq. (3.4)) em termos da variável deslocamento,  $\mathbf{u}$ , na equação de equilíbrio (Eq. (3.7)), obtém-se:

$$(\lambda + 2G) \mathbf{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} - 2G \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{u} = \rho_s \ddot{\mathbf{u}}, \quad (3.8)$$

que é a equação de movimento de um distúrbio mecânico em um meio contínuo elástico isotrópico linear. Dependendo das amplitudes de deformação e das propriedades materiais do meio – mais exatamente, dependendo de se a Eq. (3.8) tiver característica hiperbólica [Davis (1987), p. 90] –, tais movimentos constituirão ondas mecânicas propagando-se pelo meio.

Considerando novamente os casos mais simples de compressão simples e cisalhamento puro, tem-se, no primeiro caso, que os movimentos são irrotacionais, isto é,  $\mathbf{rot} \mathbf{u} = 0$ , e definidos por um potencial  $\Phi$  tal que

$$\mathbf{u} = \mathbf{grad} \Phi . \quad (3.9)$$

Introduzindo-se esta equação na equação de movimento (Eq. (3.8)), tem-se

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{V_P^2} \ddot{\Phi} \quad (3.10)$$

com

$$V_P = \left( \frac{\lambda + 2G}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (3.11)$$

As equações (3.10) e (3.11) definem ondas (no caso ondas de compressão ou longitudinais) propagando-se com velocidade  $V_P$  pelo material de propriedades  $\lambda$ ,  $G$  e  $\rho_s$ .

No caso de cisalhamento puro, os movimentos são definidos por um potencial vetorial  $\Psi$ , tal que

$$\mathbf{u} = \text{rot } \Psi, \quad (3.12)$$

que corresponde a movimentos sem variação de volume – ou movimento equivolumétrico –, pois

$$\Theta = \text{div rot } \Psi = 0.$$

Introduzindo-se a Eq. (3.12) na equação de movimento, obtém-se:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{V_s^2} \ddot{\Psi}, \quad (3.13)$$

com

$$V_s = \left( \frac{G}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.14)$$

As equações (3.13) e (3.14) definem ondas (no caso de cisalhamento ou transversais) propagando-se com velocidade  $V_s$  pelo material.

### 3.2 Movimentos oscilatórios em um fluido viscoso

Analisa-se a seguir o movimento de um fluido viscoso incompressível limitado por uma superfície plana infinita que executa uma oscilação harmônica simples em seu próprio

plano com frequência  $\omega$  [Landau (1959, 2ª. ed. 1987)]. Considera-se a superfície sólida como o plano  $yz$  e a região do fluido como  $x > 0$ . O eixo  $y$  é tomado como o da direção da oscilação (ver Fig. 3.1). A velocidade  $\dot{u}$  da superfície oscilante é uma função do tempo da forma

$$H \cos(\omega t + \gamma).$$

Escrita na forma complexa, tem-se:

$$\dot{u}_y = \dot{u} = \dot{u}_0 e^{-i\omega t}, \quad (3.15)$$

onde a constante  $\dot{u}_0 = H e^{-i\gamma}$  em geral é complexa mas sempre pode ser feita real por uma escolha apropriada da origem do tempo.

A velocidade do fluido deve satisfazer a condição de contorno  $\dot{\mathbf{U}} = \dot{\mathbf{u}}$  para  $x = 0$ , isto é

$$\dot{U}_x = \dot{U}_z = 0, \quad (3.16a)$$

$$\dot{U}_y = \dot{u}. \quad (3.16b)$$

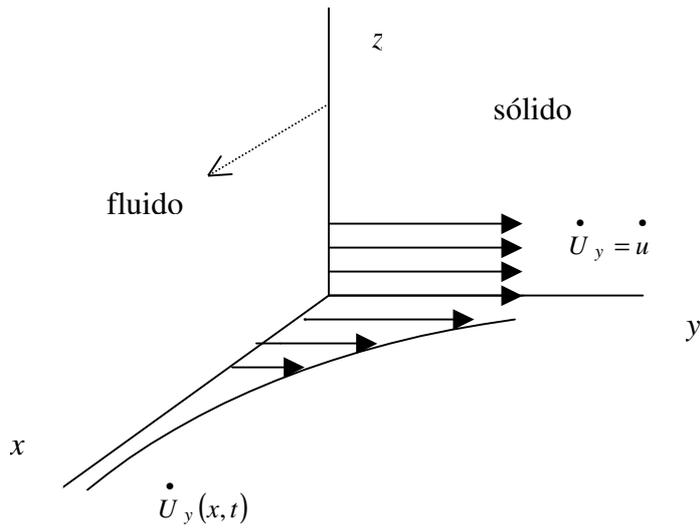


Fig. 3.1 – Esquema do deslocamento relativo entre as fases sólida ( $u$ ) e líquida ( $U$ ).

Por simetria, todas as quantidades vão depender apenas da coordenada  $x$  e do tempo  $t$ .  
 Da equação da continuidade para um fluido incompressível,

$$\operatorname{div} \dot{\mathbf{U}} = -\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = 0, \quad (3.17a)$$

temos, portanto,

$$\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x} = 0, \quad (3.17b)$$

de onde

$$\dot{U}_x = \text{constante} = 0,$$

da condição de contorno.

Desde que todas as quantidades são independentes das coordenadas  $y$  e  $z$ , e desde que  $\dot{U}_x$  é zero, segue-se que

$$\left( \dot{\mathbf{U}} \bullet \mathbf{grad} \right) \dot{\mathbf{U}} = 0 \quad (3.18)$$

identicamente.

Assim, a equação de movimento, que advém da equação de Navier-Stokes para fluido incompressível [Landau (1987), p. 45],

$$\rho_f \left[ \frac{\partial \dot{\mathbf{U}}}{\partial t} + \left( \dot{\mathbf{U}} \bullet \mathbf{grad} \right) \dot{\mathbf{U}} \right] = -\mathbf{grad} p + \mu \Delta \dot{\mathbf{U}}, \quad (3.19)$$

torna-se

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{U}}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_f} \mathbf{grad} p + \frac{\mu}{\rho_f} \Delta \dot{\mathbf{U}}. \quad (3.20)$$

Esta é uma equação linear. Sua componente em  $x$  é  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ , isto é  $p = \text{constante}$ .

Ainda por simetria, tem-se que a velocidade  $\dot{\mathbf{U}}$  está em todo lugar na direção  $y$ .

Como  $\dot{U}_y = \dot{U}$ , temos da Eq. (3.20) que

$$\frac{\partial \dot{U}}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_f} \frac{\partial^2 \dot{U}}{\partial x^2}, \quad (3.21)$$

isto é, uma equação unidimensional de transmissão da velocidade da superfície sólida ao líquido que depende da viscosidade  $\mu$  e da massa específica  $\rho_f$  do fluido.

Sendo  $u$  um deslocamento harmônico, devemos procurar uma solução dessa equação que seja periódica em  $x$  e em  $t$ , da forma

$$\dot{U} = u_0 \dot{e}^{i(kx - \omega t)},$$

de modo que  $\dot{U} = \dot{u}$  para  $x = 0$ . Substituindo na Eq. (3.21), obtemos

$$i\omega = \frac{\mu}{\rho_f} k^2, \quad (3.22a)$$

$$k = \frac{(1+i)}{\delta_s}, \quad (3.22b)$$

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho_f \omega}}, \quad (3.22c)$$

de forma que a distribuição de velocidades é

$$\dot{U}_y(x,t) = u_0 e^{-\frac{x}{\delta_s}} e^{i\left(\frac{x}{\delta_s} - \omega t\right)}. \quad (3.23)$$

Trata-se da mesma solução para o gradiente viscométrico de velocidades [Bird (1987), p. 52] para cisalhamento oscilatório de fluidos, p. ex., entre placas paralelas. Apenas  $\delta_s$  aqui é menor porque  $\omega$  é maior.

A escolha do sinal de  $\sqrt{i}$  nas equações (3.22) é determinada pela necessidade de a velocidade decrescer fluido adentro.

### 3.2.1 Ondas transversais em fluidos viscosos

Assim, ondas transversais podem ocorrer, como fenômeno acoplado, em um fluido viscoso [Landau (1987), p. 84], com velocidade  $\dot{U}_y(x,t)$  perpendicular à direção  $y$  de propagação. Trata-se da indução viscosa transversal (isto é, da direção  $y$  na  $x$ ) de movimento no fluido pela superfície sólida oscilante.

Estas ondas entretanto são rapidamente amortecidas à medida que se afastam da superfície sólida cujo movimento as gera. O amortecimento da amplitude é exponencial, sendo  $\delta_s$  (Eq. (3.22c)) a profundidade da penetração da película fluida oscilante (ver Fig. 3.1). Esta profundidade diminui com o aumento da frequência, mas aumenta com a viscosidade cinemática,  $\nu_k = \frac{\mu}{\rho_f}$ , do fluido. Por isto  $\delta_s$  também é chamada película viscosa de espessura inversamente proporcional à frequência de oscilação.

Este caráter viscoso da interação que, porém inclui também a reação inercial à transferência de movimento, como se pode ver já nas equações de movimento (equações (3.20) e (3.21)), causam uma defasagem entre a velocidade  $\dot{u}$  e a força de arraste  $F$  sobre a superfície sólida,

$$F = \beta \dot{u}, \quad (3.24)$$

onde

$$\beta = \beta_1 + i \beta_2$$

é uma constante complexa. Esta expressão pode ser escrita como a soma de duas componentes com coeficientes reais:

$$F = (\beta_1 + i \beta_2) \dot{u} = \beta_1 \dot{u} - \beta_2 \frac{\ddot{u}}{\omega}, \quad (3.25)$$

uma proporcional à velocidade  $\dot{u}$  e a outra proporcional à aceleração  $\ddot{u}$  da superfície sólida oscilante.

A parte do arraste proporcional à velocidade pode ser chamada *parte dissipativa*. Envolve a transferência de movimento da superfície sólida para o fluido por acoplamento viscoso. A outra parte, proporcional à aceleração e determinada pela parte imaginária de  $\beta$ , não envolve a dissipação de energia. Trata-se de uma componente fora de fase em relação à força de arraste – de fato é o que a defasa em relação à velocidade de oscilação da superfície sólida – e pode ser chamada *parte inercial*. Deve-se à reação inercial do fluido a ser arrastado pela superfície sólida e significa que a aceleração da fase sólida relativamente à líquida reduz a fricção interfacial.

### 3.3 Propagação de ondas por meios porosos elásticos saturados

A extensão dos resultados da mecânica do contínuo à propagação de ondas mecânicas por meios porosos saturados requer que se considere que as propriedades elásticas do meio de propagação se referem, na escala macroscópica, a uma fase sólida e a uma fase fluida, contínuas e interpenetradas. Ademais, há que se considerar as interações viscosas e inerciais que compõem o acoplamento entre as fases sólida e fluida, vistas na Seção anterior.

Esta é a abordagem clássica desenvolvida na teoria de Biot [Biot (1956a, b)], de validade experimentalmente verificada [Plona (1980)] (ver também Bourbié (1987), p. 63), para que se possam estender conceitos de mecânica de meios contínuos e seus parâmetros de elasticidade aos meios porosos em geral, e às rochas sedimentares, no caso particular tratado neste trabalho, sabendo-se que as rochas sedimentares se tratam, na escala microscópica, de uma intercalação de partículas sólidas e espaços intersticiais vazios.

Para a verificação experimental da teoria de Biot, Johnson e Plona (1982) realizaram ensaios em meios porosos constituídos de esferas de vidro sinterizadas. Neste caso mais simples em que a matriz sólida é composta de um único material homogêneo, a equação de

movimento do distúrbio elástico propagando-se pelo meio poroso saturado pode ser escrita como

$$P \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + Q \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}) - G_c \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} + bF(\omega) \left( \dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}} \right) = \rho_{11} \ddot{\mathbf{u}} + \rho_{12} \ddot{\mathbf{U}}, \quad (3.26a)$$

$$R \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}) + Q \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - bF(\omega) \left( \dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}} \right) = \rho_{22} \ddot{\mathbf{U}} + \rho_{12} \ddot{\mathbf{u}}, \quad (3.26b)$$

onde  $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$  se refere ao deslocamento médio da parte fluida e  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  se refere ao deslocamento da parte sólida.  $P$ ,  $Q$  e  $R$  são coeficientes elásticos generalizados que podem ser relacionados ao módulo volumétrico do fluido ( $K_{fl}$ ), ao módulo volumétrico do sólido ( $K_s$ ), ao módulo volumétrico da matriz sólida ( $K_b$ ) – tomada saturada, porém, com o fluido livre para escapar como necessário para que a pressão permaneça a mesma do ambiente –, e ao módulo de cisalhamento ( $G_c$ ) do compósito, da seguinte maneira:

$$P = \left\{ \frac{\left[ (1-\phi) \left( 1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} \right) K_s + \phi \frac{K_s}{K_{fl}} K_b \right]}{\left( 1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_{fl}} \right)} \right\} + \frac{4}{3} G_c, \quad (3.27a)$$

$$Q = \frac{\left( 1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} \right) \phi K_s}{\left( 1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_{fl}} \right)}, \quad (3.27b)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_s}{\left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi \frac{K_s}{K_{fl}}\right)}, \quad (3.27c)$$

onde  $\phi$  é a porosidade (fração em volume de fluido). Os termos de massa específica  $\rho_{ij}$  relacionam-se à massa específica do sólido,  $\rho_s$ , e à massa específica do fluido,  $\rho_f$ , da seguinte maneira:

$$\rho_{11} + \rho_{12} = (1 - \phi) \rho_s, \quad (3.28a)$$

$$\rho_{22} + \rho_{12} = \phi \rho_f. \quad (3.28b)$$

$\rho_{ij}$  é o tensor de massa induzida, por unidade de volume [Landau (1987), p. 28], suposto diagonal nos índices coordenados para o sistema homogêneo e isotrópico.

O termo  $\rho_{12}$  determina a componente inercial da força de arraste entre as fases sólida e líquida. O arraste inercial é o que o fluido exerce no sólido à medida que este último é acelerado em relação ao primeiro, e vice versa.  $\rho_{12}$  se trata da componente interfacial do tensor de massa específica induzida. É sempre negativo e sempre proporcional à densidade do fluido, tal que

$$\rho_{12} = -(\alpha - 1)\phi \rho_f, \quad (3.28c)$$

onde  $\alpha > 1$  é uma quantidade puramente geométrica e independente das densidades do sólido e do fluido.  $\alpha$  também é chamado parâmetro de arraste inercial por atuar como coeficiente da conversão de  $\rho_f$  em  $\rho_{12}$ .

Usando as Eqs. (3.28) acima, a equação de movimento (Eqs. (3.26)) para a parte sólida, p. ex., pode ser reescrita como:

$$(1 - \phi)\rho_s \ddot{\mathbf{u}} = -\rho_{12} \left( \ddot{\mathbf{U}} - \ddot{\mathbf{u}} \right) + bF(\omega) \left( \dot{\mathbf{U}} - \dot{\mathbf{u}} \right) \quad (3.26a')$$

+ (termos em derivadas espaciais)

Isto é, mesmo que o fluido que preenche os poros seja não viscoso ( $bF(\omega) = 0$ ), é exercida no sólido (cuja massa é  $(1 - \phi)\rho_s$ ) uma força reativa, por unidade de volume, sempre que um componente é acelerado em relação ao outro.

Os demais parâmetros governam a atenuação da amplitude do deslocamento elástico:

$$b = \frac{\mu \phi^2}{K},$$

onde  $\mu$  é a viscosidade do fluido,  $K$  é a permeabilidade do meio poroso e  $F(\omega)$  permite que o amortecimento efetivo diminua quando a profundidade – ou espessura – de película viscosa,  $\delta_s$ , dada pela Eq. (3.22c), torne-se menor que o tamanho do poro ( $a$ ), por onde se dá o deslocamento do fluido, à medida que a frequência aumenta [Landau (1987), p. 83].

### 3.3.1 Existência de distúrbios móveis em função da frequência

Esta dependência da frequência pode ser mais bem avaliada agrupando-se aqui, como nas equações (3.24) e (3.25), as componentes viscosa e inercial em variáveis complexas:

$$\tilde{\rho}_{12}(\omega) = \rho_{12} - \left[ \frac{ibF(\omega)}{\omega} \right] \quad (3.29)$$

e

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \alpha + \left[ \frac{ibF(\omega)}{\omega\phi\rho_f} \right], \quad (3.30)$$

tal que

$$\tilde{\rho}_{12}(\omega) = -\left[ \tilde{\alpha}(\omega) - 1 \right] \phi \rho_f, \quad (3.28c')$$

de modo que a equação de movimento, p. ex., para a parte sólida, possa, ainda, ser reescrita como

$$(1 - \phi)\rho_s \ddot{\mathbf{u}} = -\tilde{\rho}_{12}(\omega) \left( \ddot{\mathbf{U}} - \ddot{\mathbf{u}} \right) + \text{derivadas espaciais}. \quad (3.26a'')$$

Deste modo, a transição entre o comportamento de alta frequência e o de baixa frequência de  $F(\omega)$  ocorre quando a espessura da película viscosa,  $\delta_s$ , é aproximadamente igual ao tamanho de poro,  $a$ , tal que

$$\omega_c = \frac{2\mu}{\rho_f a^2}. \quad (3.31)$$

Se  $\omega \gg \omega_c$ , isto é,  $\delta_s \ll a$ , o mecanismo de atenuação tem pouco efeito sobre as velocidades dos modos normais de propagação que, por sua vez, derivam das equações de movimento do distúrbio elástico pelas fases sólida e fluida. Assim, como

$$F(\omega) \propto \frac{1}{\delta_s(\omega)},$$

tem-se

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} F(\omega) \propto \omega^{1/2}$$

e, portanto,

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \tilde{\rho}_{12}(\omega) = \rho_{12},$$

é uma constante não nula, e

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \tilde{\alpha}(\omega) = \alpha,$$

é uma constante maior que 1.

Neste limite de alta frequência, as velocidades dos modos normais não são difusivas e são dadas por:

$$V_s^2 = \frac{G_c}{[(1-\phi)\rho_s + (1-\alpha^{-1})\phi\rho_f]}, \quad (3.32)$$

$$V_{P1}^2 = \frac{\left\{ \Delta_g + \left[ \Delta_g^2 - 4(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)(PR - Q^2) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}}{2(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)}, \quad (3.33)$$

$$V_{P2}^2 = \frac{\left\{ \Delta_g - \left[ \Delta_g^2 - 4(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)(PR - Q^2) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}}{2(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)}, \quad (3.34)$$

onde

$$\Delta_g = P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2\rho_{12}Q. \quad (3.35)$$

Isto é, existem uma onda de cisalhamento,  $V_s$ , uma onda rápida de compressão,  $V_{P1}$ , que corresponde ao movimento em fase do sólido e do fluido, e uma onda lenta de compressão,  $V_{P2}$ , correspondente ao movimento defasado entre as fases sólida e fluida. Notar que estas velocidades dependem de  $\alpha$ , explicitamente ou através da Eq. (3.28c), mas não dependem de  $bF(\omega)$ .

É sempre possível voltar do limite de alta frequência para uma frequência arbitrária usando a Eq. (3.30), que inclui a dissipação viscosa além da reação inercial. Neste caso, o vetor de onda  $\tilde{q}(\omega)$ , que representa a amplitude do distúrbio se propagando, tem valor complexo. Em se fazendo a substituição  $\alpha \rightarrow \tilde{\alpha}(\omega)$  em qualquer fórmula derivada das

equações das velocidades  $V_S$ ,  $V_{P1}$  e  $V_{P2}$ , a velocidade complexa resultante,  $\tilde{V}(\omega)$ , relaciona-se com  $\tilde{q}(\omega)$  como usualmente:

$$\tilde{q}(\omega) = \frac{\omega}{\tilde{V}(\omega)},$$

isto é, para uma dada amplitude de distúrbio, sua velocidade de propagação é inversamente proporcional à frequência.

Para registrar, Bourbié ((1987), p. 75) apresenta uma expressão para frequência característica proporcional ao produto  $b\omega$ .

Para completar, considera-se o limite oposto,  $\omega \ll \omega_c$ , isto é,  $\delta_s \rightarrow a$ : a onda rápida,  $V_{P1}$ , e a de cisalhamento,  $V_S$ , ainda se propagam, mas a onda lenta,  $V_{P2}$  – associada à propagação da onda de compressão pela fase líquida em relação à fase sólida – é descrita por uma equação de difusão,

$$C_D \nabla^2 \xi = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (3.36)$$

onde  $\xi$  é uma coordenada que representa o potencial de deslocamento do segundo modo normal (o da onda lenta) de propagação, isto é, trata-se do decaimento difusivo de potencial do segundo modo normal [Johnson e Plona (1982), p. 559; Bourbié (1987), p. 81]. O coeficiente de difusão,  $C_D$ , que tem dimensões de  $m^2/s$ , é dado por:

$$C_D \equiv \frac{K K_{fl}}{\mu \phi} \left( 1 + \frac{K_{fl}}{\phi \left( K_b + \frac{4}{3} G_c \right)} \times \left\{ 1 + \frac{1}{K_s} \left[ \frac{4}{3} G_c \left( 1 - \frac{K_b}{K_s} \right) - K_b - \phi \left( K_b + \frac{4}{3} G_c \right) \right] \right\} \right)^{-1} \quad (3.37)$$

As equações (3.36) e (3.37) também podem ser deduzidas a partir das equações de velocidade de ondas de compressão,  $V_p$ , com a substituição  $\alpha \rightarrow \tilde{\alpha}(\omega)$  previamente mencionada e então tomando-se o limite com  $\omega \rightarrow 0$ . Elas provêm a descrição mais geral do escoamento quase-estático – ou permeação – em meios porosos, e incluem outras teorias como casos especiais (teste de pulso de pressão de poço a poço na indústria de petróleo, difusão em géis diluídos de polímeros). Isto quer dizer que no limite de baixa freqüência o mecanismo de atenuação ( $bF(\omega)$ ) passa a ter efeito mais pronunciado, principalmente sobre a velocidade  $V_{P2}$  de propagação do distúrbio de deslocamento da fase líquida em relação à fase sólida.

Johnson e Plona (1982) afirmam que, de fato, usando várias aproximações para  $F(\omega)$  e com valores típicos para  $b$  ( $K \sim 10^{-12} \text{ m}^2$ ,  $\phi \sim 0.3$ ,  $\mu \sim 1 \text{ mPa s}$ ), verificaram que as equações das velocidades têm precisão melhor que 1%. Informam que nos experimentos reportados a espessura de película viscosa é menor que  $1 \text{ }\mu\text{m}$ , a  $500 \text{ kHz}$ , enquanto os tamanhos de poro são maiores que  $20 \text{ }\mu\text{m}$ , tendo os experimentos sido feitos, então, no limite de alta freqüência da teoria. Enfatizam que a qualquer freqüência a teoria de Biot prediz duas ondas de compressão (a onda lenta  $V_{P2}$  pode ser difusiva), mas que observaram apenas uma (a rápida) em suas amostras inconsolidadas, mesmo estando no limite de alta freqüência da teoria, onde poder-se-ia esperar que a onda lenta se propagasse. Concluem que a ausência de  $V_{P2}$  no limite de alta freqüência pode ser usada como indicativo da inconsolidação do meio poroso.

### 3.4 Valores típicos

#### 3.4.1 Módulos elásticos das rochas

A rocha sedimentar é, de fato, um agregado consolidado de materiais sólidos granulares cujos poros intersticiais podem ou não estar saturados com líquido. Cada constituinte (sólido ou líquido) tem diferente módulo elástico. Além disso, a própria forma geométrica do poro tem papel importante na determinação das propriedades elásticas volumétricas da rocha.

De qualquer forma, mesmo não sendo a matriz sólida da rocha sedimentar real nem composta de um único material homogêneo nem de uma estreita faixa de tamanhos de grãos e poros, módulos elásticos são possíveis de se medir para rochas, como se pode ver na Tabela 3.1 juntamente com valores típicos de materiais comuns, para efeito de comparação:

Tabela 3.1 Módulos elásticos de diferentes materiais				
	K (GPa)	G (GPa)	E (GPa)	$\nu_P$
Aço [Dieter (1986), p. 49]	200	75,8	210	0,33
Alumínio	72,4	27,5	70,0	0,31
Basalto [Bourbié (1987), p. 57]	59,6	31,9	81,2	0,27
Granito Westerly	19,8	18,8	43,0	0,14
Arenito Ottawa (seco)	0,52	0,54	1,20	0,11

Além disso, módulos elásticos efetivos refletem a composição mineralógica e o tipo de inclusões existentes nos poros, o que é útil no mapeamento acústico da composição e do estado de saturação da subsuperfície. Neste aspecto, provavelmente é infactível desenvolver expressões equivalentes às equações (3.27), às equações (3.32) e à Eq. (3.37) para meios porosos reais, embora elas sejam úteis na compreensão das relações entre os modos de deformação na formação dos módulos elásticos efetivos e seus efeitos nas velocidades de propagação de ondas mecânicas observadas nos meios porosos.

### 3.4.2 Velocidades de distúrbios mecânicos em meios porosos

Da mesma forma, mesmo não se tratando também o meio poroso saturado, submetido à irradiação ultra-sônica, da situação ideal descrita até aqui (no que se refere (i) à interface sólido/líquido plana, infinita e executando oscilações harmônicas simples e no que se refere (ii) à matriz sólida composta de material único e homogêneo), ondas  $P1$ ,  $P2$  e  $S$  são detectáveis em diversos tipos de meios porosos saturados com água e em medidas ultra-sônicas, como se pode ver na Tabela 3.2 [Bourbié (1987), p. 91]:

	$\phi$	$a_{med}$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_{P1}$ (km/s)	$V_{P2}$ (km/s)	$V_S$ (km/s)
Vidro sinterizado 1	28,3	50	4,05	1,04	2,37
Vidro sinterizado 2	10,5	10	5,15	0,58	2,97
Aço sinterizado	48	20	2,74	0,92	1,54

Estas ondas elásticas são produzidas por transdutores piezoelétricos e são transmitidas às amostras de meio poroso saturado imersas em água. As velocidades são calculadas medindo-se o tempo de chegada das ondas a receptores piezoelétricos acoplados a osciloscópios e sabendo-se a distância destes aos transmissores.

Além disso, para constar, os valores mostrados na Tabela 3.3 de velocidades são mensuráveis em rochas sedimentares secas, também em medidas ultra-sônicas:

Tabela 3.3 Velocidades de ondas elásticas em diferentes rochas		
	$V_P$ (km/s)	$V_S$ (km/s)
Granito Westerly [Bourbié (1987), p. 177]	6,0	3,0
Arenito Berea [idem, p. 182]	4,0	2,5

Neste caso, emissor e receptor são colocados em contacto com a amostra, separados por pequena espessura para minimizar a alta atenuação do ultra-som em gás. O contacto dos transdutores com a amostra, em geral, é facilitado com gel.

### 3.5 Efeito no escoamento imposto externamente

Como mencionado nas Seções anteriores, o meio poroso saturado pode ser abordado macroscopicamente como a interpenetração de uma fase fluida, contínua, e uma fase sólida, também contínua, para a qual, mesmo sendo heterogênea, se podem definir módulos elásticos efetivos.

Ficou também demonstrado que a propagação de distúrbios mecânicos por meios porosos saturados deforma diferencialmente a fase líquida em relação à fase sólida, segundo os deslocamentos referidos como  $\mathbf{U}$  e  $\mathbf{u}$ , respectivamente. Isto coloca em ação o mecanismo da película viscosa ( $\delta_v$ ), de espessura inversamente proporcional à frequência com que o meio poroso saturado é vibrado.

Por isso, propomos que, ao se submeter a vibração o meio poroso saturado pelo qual também se dê um escoamento uniforme externamente imposto, parte da massa fluida livre para escoar se transfira, em regime transiente, para a película viscosa,  $\delta_v$ , de espessura inversamente proporcional à frequência, em associação à transferência de movimento dada

pelas equações (3.21) a (3.23), reduzindo, em regime transiente, o escoamento externamente imposto da vazão  $Q_e$  para a vazão  $Q_s$ .

O re-equilíbrio de forças envolvido, assim, na formação de  $\delta_s$ , reduz a fricção interfacial, como dado pela Eq. (3.25), e, com isto, o gradiente de pressão do escoamento. Combinados estes dois efeitos alteram a permeabilidade absoluta em função da frequência da vibração.

A maneira como se dá essa alteração é verificada experimentalmente nos Capítulos que se seguem.

## Capítulo 4

## Materiais e Métodos

Para verificação experimental da variação da permeabilidade absoluta com a frequência de vibração de meios porosos saturados com líquidos, foram realizados experimentos de injeção do líquido de saturação do meio poroso a vazão constante com monitoração da vazão e da diferença de pressão na amostra. Em seguida a amostra foi submetida ao ultra-som simultaneamente à injeção. A bancada de testes é esquematizada na Fig. 4.1.

Ensaio preliminares mostraram que muitos efeitos podem resultar da aplicação prolongada do ultra-som a meios porosos saturados pelo qual se dê simultaneamente um escoamento uniforme. Alguns desses efeitos podem ser irreversíveis, como a separação e carreamento de grãos da matriz sólida. Outros efeitos podem se caracterizar por um período transiente longo, como o aquecimento ultra-sônico da amostra. Este último tende a reduzir a viscosidade do líquido em escoamento, mas não deveria alterar a permeabilidade absoluta do meio poroso.

Para isolar esses efeitos de ação prolongada de um possível efeito exclusivamente da vibração a frequência ultra-sônica sobre a permeabilidade absoluta, foram selecionadas amostras com aspecto de maior resistência mecânica e foi fixado um curto intervalo de tempo (2 minutos) durante o qual as amostras seriam irradiadas. Amostras de maior resistência mecânica tendem a ter menor permeabilidade absoluta, o que também melhora a qualidade do sinal relativo à medida de pressão – diminuindo a relação ruído/sinal –, mesmo a vazões menores. A diferença de pressão sobre a amostra e a vazão através dela são monitoradas para que as conseqüências de suas eventuais alterações na permeabilidade absoluta sejam individualmente avaliadas. Inicialmente apenas a vazão à face de saída ( $Q_s$ ) da amostra foi monitorada. Os experimentos foram realizados conforme descrição que se segue.

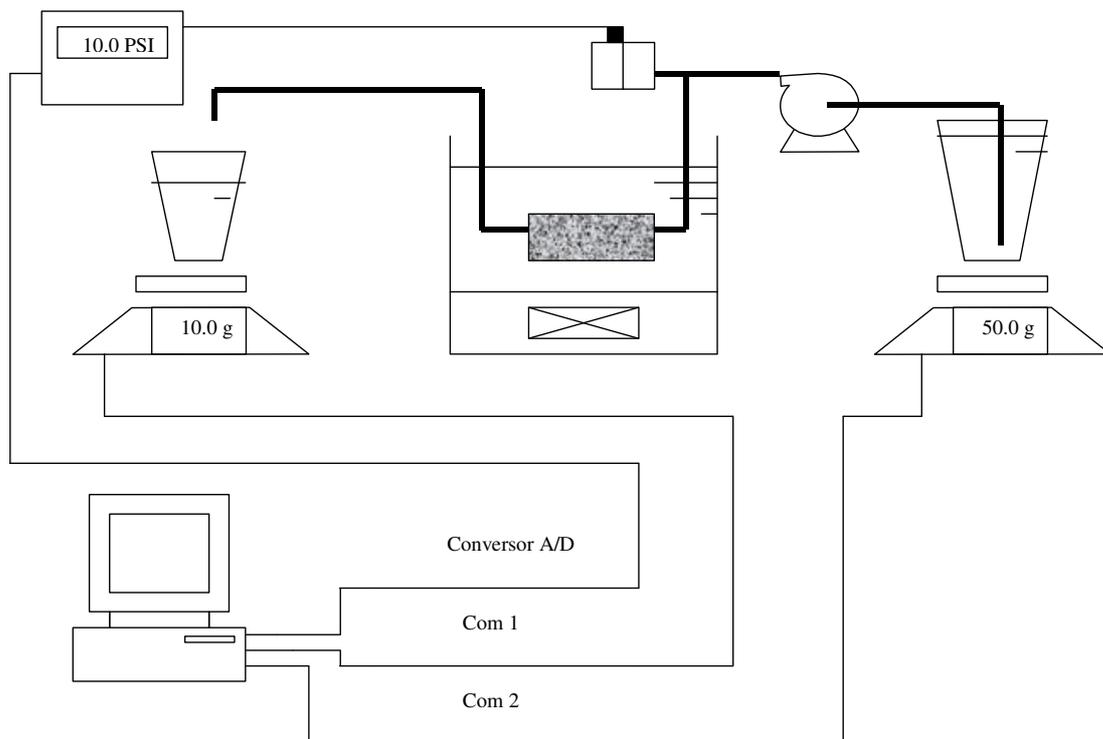


Fig. 4.1 – Esquema da bancada.

#### 4.1 Materiais utilizados

- Bomba de deslocamento positivo  
 Capacidade: 0,001 – 20,000 cm<sup>3</sup>/min  
 Incerteza: 0,001 cm<sup>3</sup>/min  
 Pressão máxima: 3600 PSI (25,0 Mpa)  
 Precisão: 15 PSI  
 Marca: Jasco, modelo: PU 2086
- 2 Balanças digitais com saídas digitais no padrão RS-232  
 Capacidade: 4100,00 g

Precisão: 0,01 g

Marca: Mettler, modelo: PM4000

- Transdutor de pressão tipo indutivo

(com saída analógica de 0 – 10 V)

capacidade: 0,0 – 50,0 PSI

precisão: 0,1 PSI

marca: Validyne, modelo: DP-15

- 2 Banhos para imersão com produção de vibração em frequência de ultra-som por transdutor piezoelétrico.

Uma tensão de alta frequência (potência especificada abaixo) é aplicada à superfície do transdutor. Este responde com um movimento mecânico (tração-compressão) à frequência característica, deslocando a cuba em que é fixado, transmitindo a energia ultra-sônica para o interior da cuba.

Capacidade em volume: 2,9 litros, dimensões: 24 x 14,2 x 10 cm

- a) frequência: 40 kHz, potência: 100 W

marca: Unique, modelo: T 14

- b) frequência: 25 kHz, potência 150 W

marca: Unique, modelo USC 1450

- Conversor de dados analógicos em digitais (A/D)

Com 10 bits, 16 canais de entrada analógica

Marca: Lynx, modelo CAD 10/26

- Software para acionamento do conversor A/D, das portas de comunicação serial e aquisição de dados

Marca: Lynx, modelo AqDados, versão 4.20a.

- Amostras de meios porosos (ver Fig. 4.2):

Rochas sedimentares: arenito Botucatu com as seguintes características:

Tabela 4.1. Características das amostras		
	SP31	P21
Dimensões:		
Comprimento, $L$ (cm)	$13,3 \pm 0,05$	$13,5 \pm 0,05$
Diâmetro, $D$ (cm)	$3,69 \pm 0,05$	$3,69 \pm 0,05$
Porosidade, $\phi$ (%)	$14,1 \pm 0,1$	$14,6 \pm 0,1$
Permeabilidade, $K$ (mD)	$1,96 \pm 0,05$	$71,0 \pm 0,5$

Obs.:  $1 D = 9,869 \times 10^{-13} \text{ m}^2$  ( $0,9869 \mu\text{m}^2$ ).

#### 4.2 Métodos utilizados

Na caracterização inicial das amostras limpas e secas, a porosidade ( $\phi$ ) das amostras é medida ao Porosímetro (marca CoreLab), equipamento que permite isolar a amostra em uma câmara e expandir isotermicamente uma certa quantidade de gás (nitrogênio) para esta câmara. A pressão após a expansão é proporcional ao volume de sólidos ( $V_{gr}$ ) na câmara, tal que:

$$\phi = \frac{V_T - V_{gr}}{V_T},$$

onde o volume total é dado por  $V_T = \frac{\pi D^2}{4} L$ .

A permeabilidade ( $K$ ) é medida ao Permeabilímetro a Gás (marca CoreLab), equipamento dotado de um porta-amostra que permite vedar a superfície lateral da amostra com uma camisa de borracha e forçar o escoamento de gás através de uma das faces da amostra, coletar o gás efluente pela outra face e desviá-lo para um sistema de manômetros e um meio poroso de vazão fixa conhecida. Com a diferença de pressão entre as faces da amostra e o valor da vazão, estando a amostra seca e sendo o gás a única fase presente e fluindo no domínio de escoamento, aplicando-se a lei de Darcy calcula-se a permeabilidade absoluta da amostra.

#### 4.2.1 Preparação das amostras:

As amostras são encapsuladas com resina epóxi (Araldite®) com cabeçotes de acrílico aos quais são colados os tubos (diâmetro externo de 1/8") de entrada e saída de fluidos da amostra (ver Fig. 4.2).

A saturação da amostra consiste em submetê-la a um vácuo de aproximadamente 0,01 mbar para retirada do máximo volume possível do ar que ocupa o volume poroso. Em seguida o fluido de saturação é admitido na amostra. O fluido de saturação, neste caso, é uma solução aquosa de cloreto de sódio (NaCl) a 50000 ppm. Em se tratando de ensaios de escoamento em rochas sedimentares, em geral a fase aquosa é uma solução salina para evitar que eventuais argilas existentes no meio poroso inchem em presença de água pura.

Bem sucedida a saturação, novamente tem-se, efetivamente, o volume poroso da amostra preenchido por apenas uma fase e, logo, condições de se lhe determinar a permeabilidade absoluta pelo escoamento, agora, de água (solução salina). Em princípio os valores determinados com água, gás ou ainda que fosse, digamos, óleo, deveriam ser os mesmos, segundo a lei de Darcy. Entretanto pode acontecer de valores obtidos experimentalmente – principalmente valores extremos e determinados pelo escoamento de gás – estarem acometidos, os valores muito altos de permeabilidade absoluta, de efeitos de turbulência, e os valores muito baixos, de efeitos de escorregamento. Tendo sido observada esta diferença no caso da amostra SP31 ( $K = 2$  mD ao gás e  $K = 8$  mD à água), neste trabalho

será considerada permeabilidade absoluta nominal ( $K_{nom}$ ) a permeabilidade absoluta medida pelo escoamento de água.



Fig. 4.2 – Amostras de rocha sedimentar (arenito Botucatu). A partir da esq.: bloco bruto; amostra usinada na forma cilíndrica; amostra com camada preliminar de resina; amostra encapsulada, com cabeçotes de acrílico e com tubos de entrada e saída de fluidos.

#### 4.2.2 Ensaio de injeção:

Como o efeito a ser verificado experimentalmente tem se mostrado complexo, decidiu-se adotar como variáveis fixas a frequência de vibração e a permeabilidade nominal ( $K_{nom}$ ) das amostras; como variável controlada a vazão, mantida constante à face de entrada da amostra

( $Q_e$ ); como variáveis monitoradas, ao longo do tempo, a vazão à face de saída ( $Q_s$ ), e as diferenças de pressão antes e após a irradiação, respectivamente  $\Delta p_i$  e  $\Delta p_f$ .

As duas amostras, com permeabilidades nominais de 70 mD e 8 mD, foram submetidas a um conjunto de 5 vazões e duas frequências (25 kHz e 40 kHz) de ultra-som como se pode ver na Tabela 4.2. Os testes foram realizados em três segmentos. Primeiramente o fluido de saturação foi injetado nas amostras saturadas, às sucessivas vazões constantes, por 2 minutos. Sem interrupção da injeção, as amostras foram irradiadas durante outros 2 minutos. Em seguida as amostras prosseguiram sofrendo apenas a injeção do fluido de saturação por mais 2 minutos.

Os dados lançados na Tabela 4.2 referem-se aos testes realizados com as amostras e trazem suas permeabilidades absolutas nominais ( $K_{nom}$  em milidarcies, mD), a vazão de injeção, isto é, a vazão à face de entrada da amostra ( $Q_e$ , em  $\text{cm}^3/\text{s}$ ), a vazão registrada à face de saída da amostra ( $Q_s$ ,  $\text{cm}^3/\text{s}$ ) e a variação relativa entre elas,  $\Delta Q/Q$ ; seguem-se a diferença de pressão inicial na amostra, ou antes da irradiação ( $\Delta p_i$ , em psi), a diferença de pressão final, isto é após a irradiação ( $\Delta p_f$ , psi), e a diferença relativa entre elas,  $\Delta(\Delta p)/\Delta p$ . Em seguida constam a permeabilidade absoluta calculada em cada teste antes da irradiação ( $K_i$ , mD) e depois ( $K_f$ , mD) e a variação relativa entre elas,  $\Delta K/K$ , para cada uma das duas frequências.

Concluída a série de experimentos pretendida sem que houvesse alteração irreversível perceptível das amostras, procedemos a ensaios mais longos (segmentos de 5 minutos) em ambas as amostras para nos certificarmos da tendência de variação relativa da vazão à face de saída das amostras. Os resultados são os anotados nas últimas duas linhas da Tabela 4.2.

Considerações sobre a propagação dos erros inerentes aos instrumentos utilizados sobre as grandezas calculadas são apresentadas no Anexo 1.



Tabela 4.2 – Condições e resultados dos testes realizados

amostra	$K_{nom}$	$Q_e$	$Q_s$	$\Delta Q/Q$	$\Delta p_i$	$\Delta p_f$	$\Delta(\Delta p)/\Delta p$	$K_i$	$K_f$	$\Delta K/K$
25 kHz										
P21	70	0,0416	0,0413	-0,0088	11,5397	9,28	-0,1958	66,579	82,5	0,2392
P21	70	0,0625	0,0620	-0,0080	17,8141	14,7	-0,1748	64,645	78,0	0,2065
P21	70	0,0833	0,0825	-0,0100	23,0773	20,1	-0,1290	66,381	76,0	0,1448
P21	70	0,0972	0,0962	-0,0106	26,3712	23,3	-0,1164	67,698	76,4	0,1285
P21	70	0,1111	0,1098	-0,0118	30,3629	26,8	-0,1173	67,092	76,1	0,1339
40 kHz										
P21	70	0,0416	0,0413	-0,0088	11,0046	4,88	-0,5565	75,213	157	1,0873
P21	70	0,0625	0,0619	-0,0096	16,8518	8,50	-0,4956	68,579	135	0,9685
P21	70	0,0833	0,0825	-0,0100	21,6410	11,8	-0,4547	71,287	129	0,8095
P21	70	0,0972	0,0961	-0,0116	25,4821	16,8	-0,3407	69,935	106	0,5156
P21	70	0,1111	0,1097	-0,0127	28,9062	16,8	-0,4188	70,498	121	0,7163
25 kHz										
SP31	8	0,0025	0,0024	-0,0400	5,4056	4,30	-0,2045	8,258	10,4	0,2592
SP31	8	0,0053	0,0051	-0,0449	11,1785	12,0	0,0734	8,465	7,87	-0,0703
SP31	8	0,0084	0,0083	-0,0171	18,2271	16,8	-0,0782	8,446	9,16	0,0845
SP31	8	0,0154	0,0150	-0,0310	31,9356	33,8	0,0583	8,709	8,23	-0,0550
SP31	8	0,0225	0,0216	-0,0400	44,9340	49,0	0,0904	8,914	8,17	-0,0834
40 kHz										
SP31	8	0,0025	0,0025	0	5,2856	2,34	-0,5572	8,842	19,0	1,1488
SP31	8	0,0053	0,0052	-0,0262	11,6215	5,27	-0,5465	8,506	18,3	1,1512
SP31	8	0,0084	0,0082	-0,0290	18,2495	10,8	-0,4082	8,380	14,0	0,6705
SP31	8	0,0154	0,0148	-0,0439	33,1339	22,1	-0,3330	8,289	12,4	0,4957
SP31	8	0,0225	0,0201	-0,1066	45,7906	30,4	-0,3361	8,144	12,1	0,4857
P21	70	0,1111	0,1095	-0,0145	30,3812	17,4	-0,4272	66,840	117	0,7504
SP31	8	0,0225	0,0162	-0,2800	46,7081	14,0	-0,7002	7,666	25,7	2,3524

## Capítulo 5

### Resultados e Discussão

#### 5.1 Resultados

Os resultados do conjunto de experimentos executados no presente trabalho (ver Tabela 4.2) mostraram que, em ensaios com a imposição de vazão externa  $Q_e$  constante, a irradiação ultra-sônica reduz a diferença de pressão ao longo do meio poroso saturado e reduz a magnitude da vazão  $Q_s$  através da face de saída da amostra, como se vê detalhadamente nas Figs. 5.1. A redução de  $Q_s$  é suposta transiente, isto é, dá-se durante o intervalo de tempo em que se dá a redução da diferença de pressão. Como se pode ver, o início das alterações se dá instantaneamente ao início da aplicação do ultra-som, aos 300 s. Também alternam para a transição de volta ao valor inicial instantaneamente ao cessar a aplicação (aos 600 s).

Na Fig. 5.1  $Q_s$  é dado pela inclinação das curvas de volume acumulado efluente da amostra ( $V_s(t)$ ), provenientes da aquisição de dados da balança eletrônica ( $m(t)/\rho_f$ ).

Assim, passa-se da situação sem irradiação,

$$K_i = \frac{\mu L Q_e}{A \Delta p_i},$$

para a situação em presença de irradiação, dada por

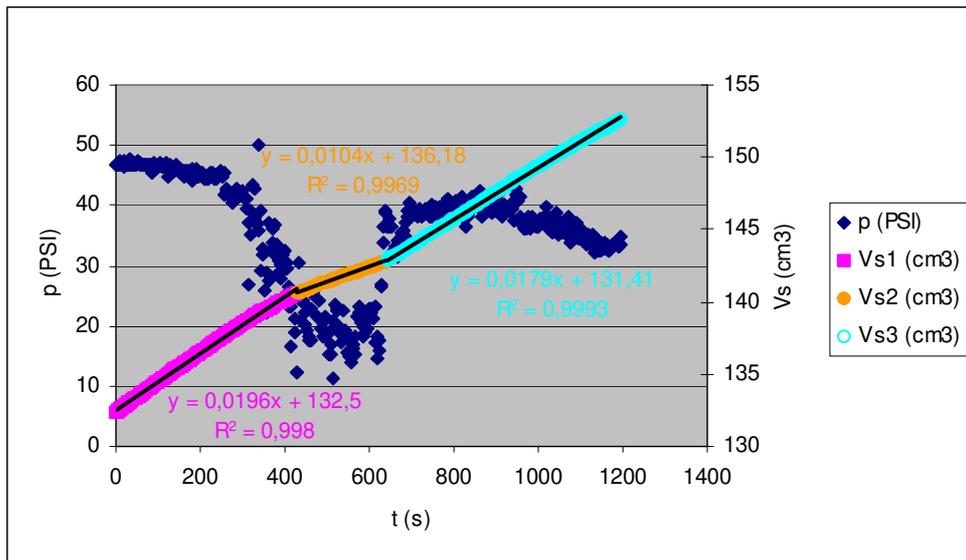
$$K_f = \frac{\mu L Q_s}{A \Delta p_f}.$$

Os dados da Tabela 4.2 mostram que os valores das variáveis do fenômeno em estudo são também função da vazão externamente imposta. Entretanto, como foram obtidos a vazões muito diferentes, em razão de as permeabilidades nominais serem também muito diferentes entre si, nos gráficos que se seguem os dados são mostrados em função de uma vazão modificada, qual seja, a variável independente “ $Q/K$ ”. Esta se trata da vazão por unidade de área equivalente (ver discussão ao início do Capítulo 3), tendo, portanto, dimensões de velocidade. Neste caso, refere-se ao quociente  $Q_e/K_{nom}$ .

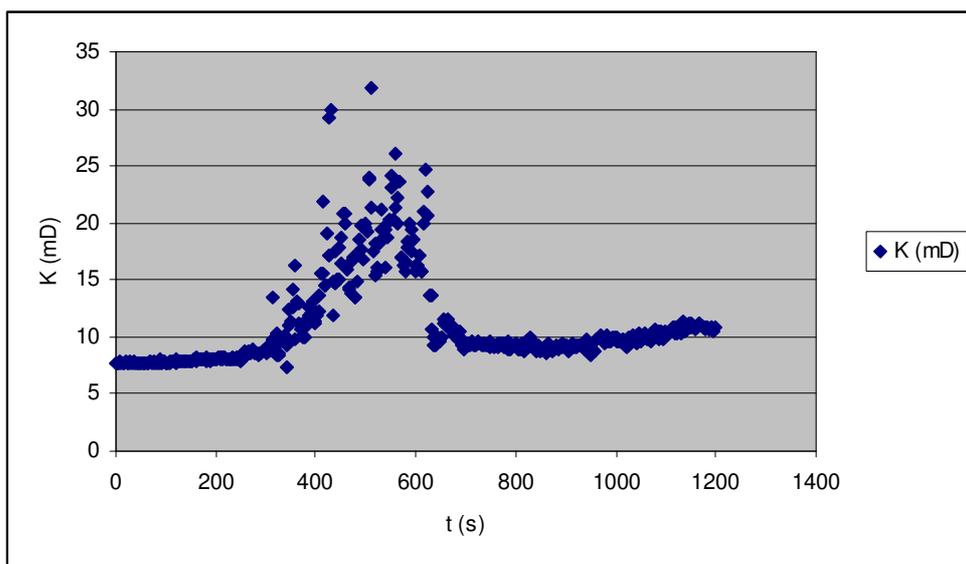
Verifica-se que  $Q_s$  se reduz em relação a  $Q_e$  em função crescente da magnitude de  $Q_e$ , em função que parece crescente da frequência da irradiação  $\omega$  e em função decrescente da permeabilidade absoluta inicial  $K_i$  (ver Fig. 5.2(a)).

A diferença de pressão final na amostra  $\Delta p_f$  diminui em relação à diferença inicial  $\Delta p_i$  em função crescente de  $Q_e$ , em função decrescente de  $\omega$  e em função que parece decrescente de  $K_i$  (ver Fig. 5.2(b)).

Com os dois conjuntos de dados referentes a  $Q_s$  e  $\Delta p_f$ , pode-se calcular  $K_f$  e verificar que ela aumenta em relação a  $K_i$  em função crescente de  $Q_e$ , em função crescente de  $\omega$  e em função crescente de  $K_i$  (ver Fig. 5.2(c)).



(a)



(b)

Fig. 5.1 – (a) Histórico de pressão e de volume acumulado efluente ( $V_s$ ) da amostra SP31 no teste longo; (b) Permeabilidade calculada. Início da irradiação aos 300 s; término, aos 600 s.

Uma melhor análise dessas tendências consegue-se se tomando a variação relativa da vazão externamente imposta como

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q_s - Q_e}{Q_e},$$

a variação relativa da diferença de pressão como

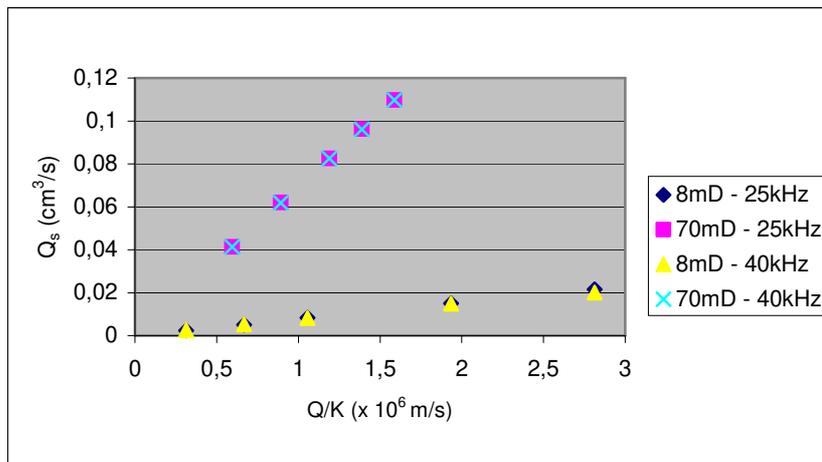
$$\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} = \frac{\Delta p_f - \Delta p_i}{\Delta p_i}$$

e a variação relativa da permeabilidade absoluta como

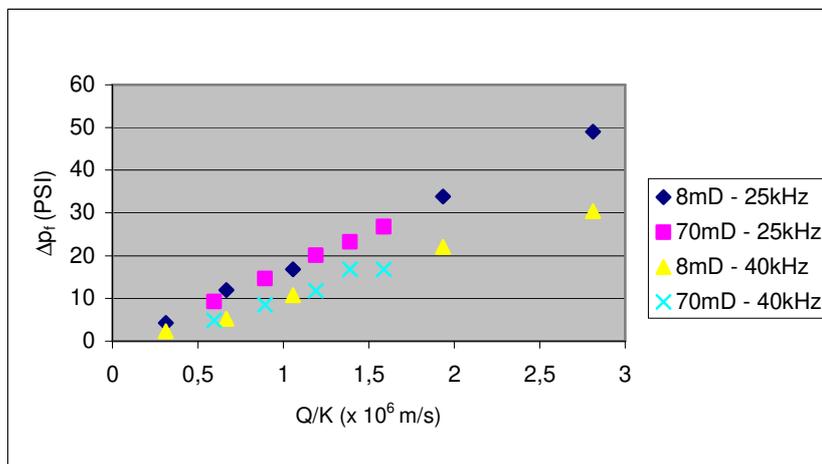
$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{K_f - K_i}{K_i}.$$

Verifica-se que, no geral, as variações relativas têm os seguintes comportamentos:

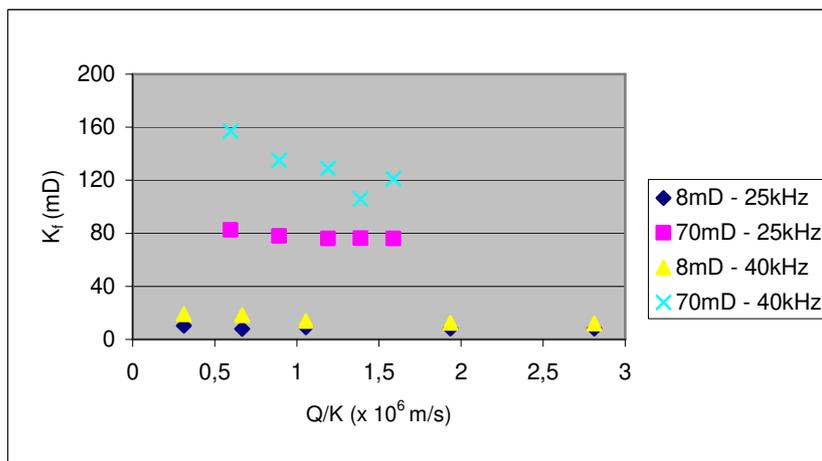
1.  $\frac{\Delta Q}{Q}$  reduz-se em função crescente de  $Q_e$ , em função crescente de  $\omega$  e em função decrescente de  $K_i$  (ver Fig. 5.3(a));
2.  $\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p}$  reduz-se em função decrescente de  $Q_e$ , em função crescente de  $\omega$  e em função decrescente de  $K_i$  (ver Fig. 5.3 (b));



(a)



(b)



(c)

Fig. 5.2 – Comportamento dos valores absolutos das variáveis após irradiação.

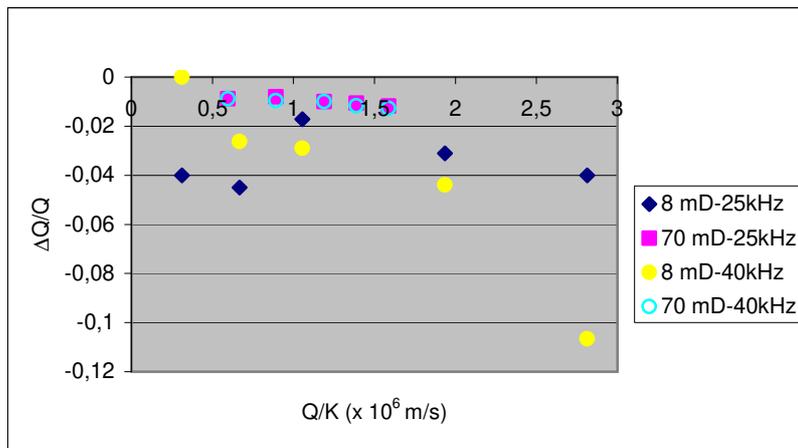
3. estes refletem-se em aumento de  $\frac{\Delta K}{K}$  decrescente em função de  $Q_e$ , crescente em função de  $\omega$  e em função que parece crescente de  $K_i$  (ver Fig. 5.3(c)).

Verifica-se também que a variação relativa da permeabilidade absoluta ( $\frac{\Delta K}{K}$ ), de até 1,2 vezes, como se vê na Fig. 5.3(c), é maior que a devida à variação relativa do gradiente de pressão ( $\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p}$ ) apenas, de até 0,6 vezes (ver Fig. 5.3(b)), como também observou Fairbanks (1971). Neste sentido deve-se ressaltar também que no teste longo a que se referem as Figs. 5.1 foram obtidos  $\frac{\Delta K}{K} = 2,35$ ,  $\frac{\Delta Q}{Q} = -0,28$  e  $\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} = -0,70$  (ver Tabela 4.2).

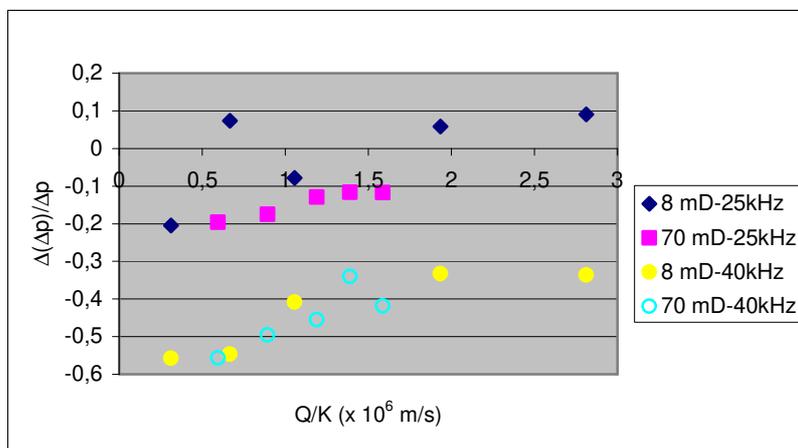
Notar que o aumento decrescente de  $\frac{\Delta K}{K}$  em função de  $Q_e$  pode evoluir a redução crescente em função de  $Q_e$ , quanto menor  $\omega$  e quanto menor  $K_i$ , como se pode ver na Fig. 5.3(c) para o caso 8mD, 25kHz. Este tipo de resultado é relacionado dentre os não explicados no levantamento bibliográfico de Beresnev (1994).

Aqui pode estar exercendo um papel a frequência de acionamento do sistema em relação a sua frequência característica ( $\omega_c$ ). O conceito de frequência característica é mais bem compreendido imaginando-se a interface oscilante sólido-líquido como um capilar preenchido pelo líquido viscoso. A película oscilante forma um anular junto à parede interna do capilar de raio  $a$ .

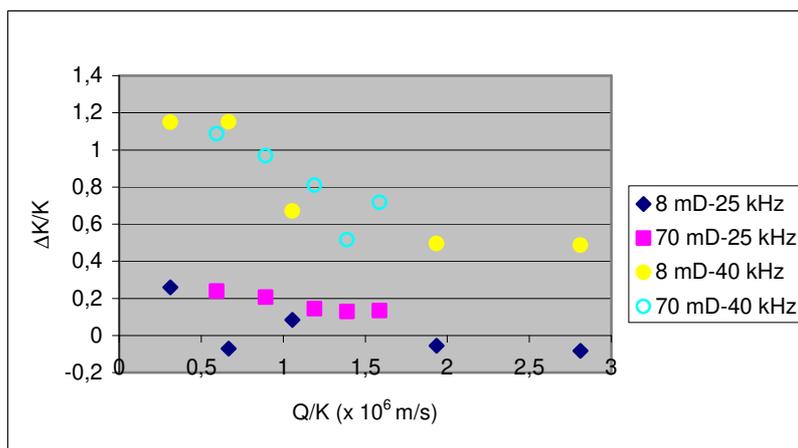
Como  $\delta_s$  é inversamente proporcional à frequência  $\omega$  (ver Eq. (3.22c)), conseqüentemente a frequência característica ( $\omega_c$ ) é maior quanto menores, p. ex., os tamanhos dos poros (ver Eq. (3.31)). Menores tamanhos de poros equivalem a menores permeabilidades absolutas ( $K$ ) dos meios porosos.



(a)



(b)



(c)

Fig. 5.3 - Variações relativas dos valores das variáveis do fenômeno em estudo.

Logo, existem dois modos segundo os quais efetivamente se vibra um meio poroso saturado, um típico de alta frequência e um, de baixa.

Considerando-se a seção transversal do capilar, o modo de alta frequência – pequena espessura de  $\delta_s$  – mobiliza, em regime transiente, uma pequena fração da massa líquida na formação da película viscosa oscilante. Já no modo de baixa frequência, a maior parte da fase líquida disponível é mobilizada – em comparação à parte livre para escoar.  $\omega_c$  marca a transição de um modo a outro de se vibrar o meio poroso saturado – e também depende, ainda, das propriedades do fluido (como se vê na Eq. (3.22c)).

Como lembram Westermarck *et al.* (2001), ondas de alta frequência tornam-se menos intensas a distâncias menores da fonte, em comparação a ondas de baixa frequência. Na verdade, devido a esta atenuação muito maior, a faixa ultra-sônica pode vir a se mostrar menos factível de aplicação em escala de campo. Entretanto, parecem bem adequadas à verificação da natureza e propriedades dos efeitos na escala da pesquisa básica no laboratório, como se observa a seguir na discussão dos resultados. Restará verificar, em trabalhos posteriores, se a faixa ultra-sônica poderá vir a ser útil em métodos de recuperação adicional de fluidos armazenados em meios porosos.

### 5.1.1 Registro de $Q_e$

Embora após os testes longos mencionados as amostras não parecessem mais se comportar exatamente das formas originais, ainda foi preciso submeter ao menos uma delas a mais um teste longo, com o registro da vazão à face de entrada ( $Q_e$ ), para verificar se estivesse ocorrendo também redução de  $Q_e$ . Se sim e proporcionalmente às reduções observadas de  $Q_s$ , não deveria haver alteração da permeabilidade absoluta. Optamos por testar a amostra SP31, que exibe maior amplitude de resposta, num ensaio inicialmente programado para 3600 s.

Embora tenha ocorrido vazamento no encapsulamento a montante na amostra, foi possível registrar a redução da diferença de pressão na amostra e redução apenas da vazão à face de saída da amostra (a partir de aproximadamente 1700 s). Os resultados são mostrados na Fig. 5.4.

## 5.2 Discussão

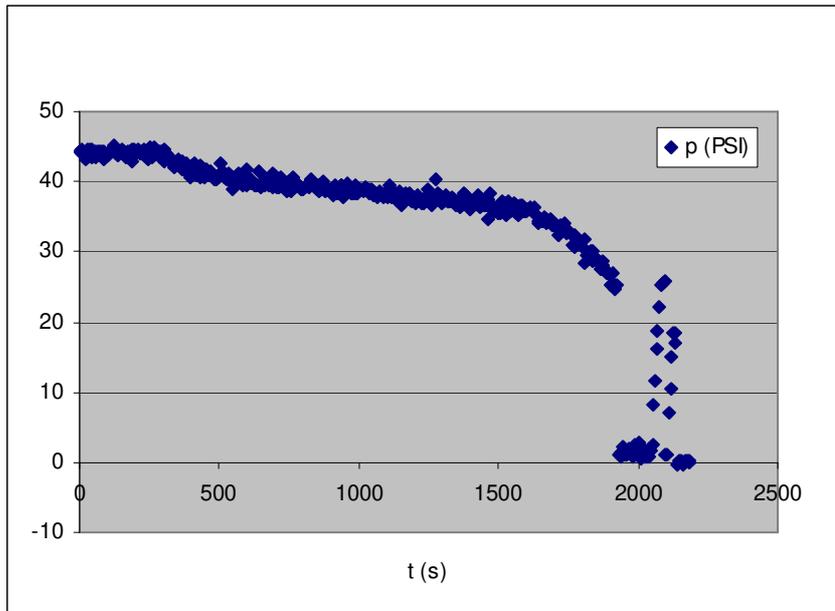
A redução de vazão (ver Fig. 5.3(a)) é menos perceptível que a que se verifica na diferença de pressão (cf. Fig. 5.3(b)) na amostra. Porém, o aumento de  $K_f$  (Fig. 5.3(c)) desproporcional à redução de  $\Delta p_i$  a  $\Delta p_f$  explica-se pelo fato de ocorrer também a redução de  $Q_s$  em relação a  $Q_e$  nestes testes com imposição de vazão externa constante.

A redução de  $\Delta p$  é devida à redução da fricção interfacial decorrente da aceleração relativa entre as fases sólida e líquida prevista (Eq. (3.25)) no mecanismo de formação da película viscosa ( $\delta_s$ ).

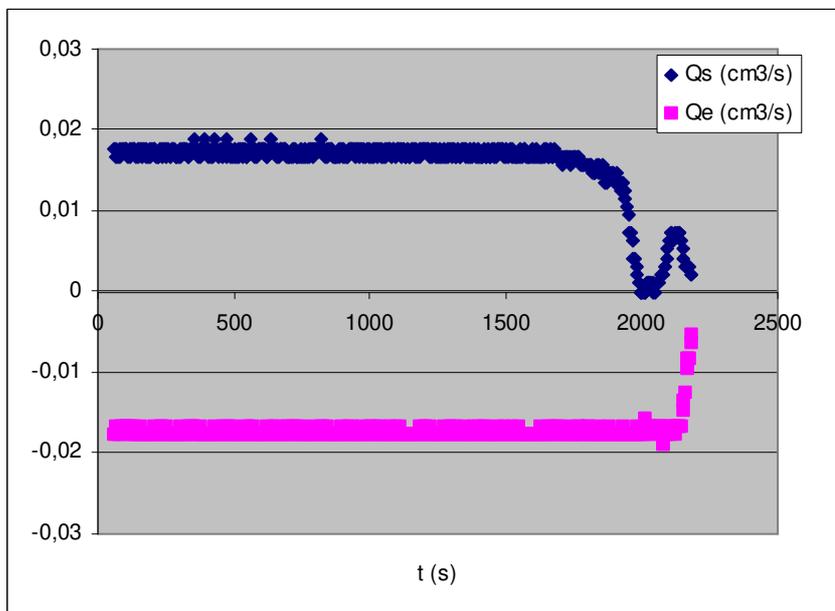
A redução da vazão deve-se à transferência de massa, em regime transiente, da fase fluida livre para escoar para a película viscosa  $\delta_s$  de espessura inversamente proporcional à frequência de vibração do meio poroso saturado. A transferência de massa associa-se à transferência de movimento da fase sólida vibrante à fase líquida, pelo acoplamento através da viscosidade cinemática do fluido (equações (3.21) a (3.23)).

Neste caso,  $\delta_s$  funciona como constrição ao poro, reduzindo a área transversal efetiva disponível ao escoamento. Como  $Q = \dot{U} \cdot A$ , a variação relativa da área efetiva disponível segue a tendência de  $\frac{\Delta Q}{Q}$ , ou seja, inversamente proporcional à magnitude de  $Q_e$  (Fig. 5.3(a)), isto é, para uma dada frequência de vibração, a área efetiva reduz-se relativamente menos, quanto maior  $Q_e$ . Isto indica que o aumento do escoamento externamente imposto

reduz a espessura que a película viscosa teria à dada frequência. Isto confere um caráter dinâmico a essas interações.



(a)



(b)

Fig. 5.4 - Teste longo com registro da vazão à face de entrada ( $Q_e$ ) da amostra. (a) histórico de pressão; (b) históricos de vazões.

Por sua vez, a diferença de pressão conseqüentemente reduz-se relativamente mais (Fig. 5.3(b)), isto é, a diferença de pressão sob irradiação ( $\Delta p_f$ ) aumenta relativamente mais (Fig. 5.2(b)) quanto maior  $Q_e$ , aparentemente tendendo a um valor limite que, pode-se crer, indica ter sido atingida a espessura mínima da película viscosa, em função de  $Q_e$ , para a dada freqüência.

Ainda a favor deste mecanismo destaque-se o comportamento de  $K_f$  e de  $\frac{\Delta K}{K}$  em função da freqüência da vibração (inclusive as condições em que há redução de  $K_f$  em relação a  $K_i$ , (ver Fig. 5.3(c)), que decorre do aumento de  $\Delta(\Delta p)/\Delta p$  em função decrescente da freqüência (ver Fig. 5.3(b))). Estes são coerentes com o comportamento da espessura inversamente proporcional à freqüência da película viscosa,  $\delta_s(\omega)$ , ou com o conceito de freqüência característica ( $\omega_c$ ) de excitação do sistema. Neste sentido também conta a resposta instantânea do escoamento ao se iniciar e, principalmente, ao se cessar a irradiação ultra-sônica. Redução de  $K_f$  e instantaneidade são incompatíveis com efeitos decorrentes de aumento de temperatura.

Assim, os efeitos verificados neste trabalho se devem a alterações no equilíbrio de forças de contacto entre as fases sólida e líquida que compõem o meio poroso saturado, e resultam na redução da fricção entre as fases por via da redução do coeficiente de atrito para incluir a reação inercial à aceleração interfacial provocada pela introdução da vibração ao sistema (ver Eq. (3.25)). Porém, as alterações em si não se devem propriamente a alterações da viscosidade ou da tensão interfacial. A viscosidade em si, em função da temperatura, teria uma resposta mais lenta que a aqui observada ao início e ao término da aplicação da vibração. Já a tensão interfacial é uma interação de natureza estática, ao contrário da proposta fricção interfacial, de natureza dinâmica.

### 5.2.1 Considerações finais

Provavelmente o efeito aqui verificado da vibração mecânica na permeabilidade absoluta de meios porosos saturados com água não tem sido generalizadamente detectado porque é significativo numa região limitada da superfície  $K(\Delta p(Q_e), \omega)$ . Também porque a visibilidade da resposta ainda depende do correto dimensionamento dos equipamentos de excitação e de sensibilidade adequada dos instrumentos de monitoramento.

O fato de os efeitos terem se mostrado expressivos deve-se creditar especificamente à alta frequência, em relação aos demais parâmetros ( $K_i$ ,  $Q_e$  e  $\Delta p_i$ ). Também por isso a inédita redução transiente de  $Q_e$  tornou-se perceptível.

Que as alterações de  $\Delta p_f$ ,  $Q_s$  e conseqüentemente de  $K_f$  se dêem destas maneiras é de natureza puramente fenomenológica, como característico das interações de contacto interfacial [Adler (1992), p. 64]. Mas pode-se determinar como incluir o efeito da vibração na lei constitutiva de  $K = K(\omega)$ . Isto poderá ser obtido retomando-se as equações de movimento, baseadas em leis de conservação, que permitam relacionar a lei de Darcy (Eq. (3.1)) e a expressão para força de fricção inercial-viscosa dada pela Eq. (3.25) considerando, a exemplo do visto nas equações (3.26), o deslocamento relativo entre as fases,

$$\frac{\partial}{\partial x} p(t) \propto F(t) = \left[ \beta_1 \left( \dot{U} - \dot{u} \right) - \frac{\beta_2}{\omega} \left( \ddot{U} - \ddot{u} \right) \right], \quad (5.1)$$

onde  $\frac{\beta_2}{\omega} \propto \rho_{12}$  e  $\beta_1 \propto b F(\omega)$  convertem  $\delta_s(\omega)$  para a escala macroscópica e o separam nas suas componentes inercial e viscosa, levando a um valor efetivo de  $\delta_s(\omega)$ , menor que o dado pela Eq. (3.22c) devido  $\dot{U}$  não corresponder a um pequeno deslocamento da parte fluida, mas ao escoamento uniforme  $\dot{U}_e$  externamente imposto através de  $Q_e$ . Notar que para os

experimentos realizados neste trabalho com água e frequência de vibração, p. ex., de 40 kHz,  $\delta_s = 89,2 \mu\text{m}$ , um valor relativamente alto, mas que resulta em  $\frac{\Delta K}{K} > 0,4$  (ver Fig. 5.3(c)).

A variação transiente de  $Q_s$  em relação a  $Q_e$  representa macroscopicamente o efeito de  $\dot{U}_y$  (Eq. (3.23)) em  $\dot{U}_e$ , e pode ser usada para validação de um modelo matemático que descreva a transferência de massa, aplicada ao meio poroso, da fase fluida, em escoamento, para a película viscosa. Tal transferência de massa é associada à transferência de movimento da fase sólida vibrante à fase fluida, por acoplamento viscoso-inercial.

De qualquer modo, a forma de variação de  $\frac{\Delta Q}{Q}$  parece em concordância com os resultados analíticos de Jones (1962), o que parece implicar que o efeito de sua suposta onda  $S$  adicional (pode ser imaginada, na escala microscópica, como dirigida da superfície sólida do poro fluido adentro) seria o de transferir massa da fase fluida livre para escoar para a película viscosa  $\delta_s$ . Isto – como previsto por Jones e experimentalmente constatado aqui – reduz a área efetiva transversal ao escoamento de maneira inversamente proporcional à velocidade do escoamento externamente imposto ao meio poroso saturado sob vibração mecânica. Além disso, a formação de  $\delta_s$  constitui propagação de onda  $S$ , como visto na Seção 3.2.1, mas não pode ser detectada diretamente por métodos acústicos, i. é, pela detecção da propagação de distúrbios mecânicos, sendo o ensaio de escoamento a forma, indireta, de se verificar sua existência.

## Capítulo 6

### Conclusões e Sugestões para Futuros Trabalhos

Este trabalho verificou experimentalmente os efeitos da vibração mecânica sobre a permeabilidade absoluta de meios porosos saturados. Os experimentos consistiram de submeter à vibração ultra-sônica meios porosos através dos quais se desse simultaneamente um escoamento uniforme externamente imposto.

Foi possível verificar que a vibração, a frequências ultra-sônicas, reduz a diferença de pressão ao longo da amostra e que reduz a vazão, em regime transiente, através da amostra. Há condições em que a combinação destes dois efeitos pode aumentar a permeabilidade absoluta do meio poroso.

Estes dois efeitos decorrem do deslocamento relativo entre as fases sólida e líquida que compõem o meio poroso saturado. A redução da diferença de pressão é resultado da redução da fricção interfacial que, por sua vez decorre do fato de o deslocamento relativo entre as fases ser acelerado.

A redução transiente da vazão é resultado da transferência de massa da fase fluida livre para escoar para a película viscosa de espessura inversamente proporcional à frequência de vibração do meio poroso saturado. A transferência de massa é associada à transferência de movimento da fase sólida vibrante à fase fluida, por acoplamento viscoso.

O movimento relativo entre as fases decorre da grande diferença entre os módulos elásticos entre elas, que se comportam, do ponto de vista macroscópico, como contínuas e interpenetradas.

Esses efeitos se tornam perceptíveis macroscopicamente – para as propriedades mecânicas, inclusive hidrodinâmicas, testadas – devido à alta frequência da vibração.

Uma das características distintivas desses fenômenos é que eles se manifestam de forma instantânea e reversível.

### **6.1 Sugestões para futuros trabalhos**

Verificada a ocorrência de fenômenos relacionados à aplicação de vibrações ultra-sônicas ao meio poroso saturado pelo qual se dê também um escoamento uniforme, a eventual utilização dos mesmos em técnicas de recuperação adicional de fluidos armazenados em meios porosos requer a caracterização quantitativa dos mesmos:

- determinar que intensidade de radiação preserva mecanicamente íntegra a matriz sólida que compõe o meio poroso;
- determinar que intensidade de irradiação promove o efeito desejado (i. é, exceto o aquecimento ultra-sônico), dadas as propriedades elásticas e hidrodinâmicas do conjunto composto pelo meio poroso e pelo fluido a serem irradiados;
- determinar uma expressão constitutiva para a frequência característica ( $\omega_c$ ) para as condições de teste, que incluem um escoamento uniforme sobreposto ao campo de vibração. Nesta provavelmente se determina o limite em que se passa a obter uma tendência de redução da permeabilidade;

- determinar um modelo matemático para a dinâmica de mudança da fricção interfacial sólido-líquido que se reflete na alteração da diferença de pressão  $\Delta p(t)$  ao longo da amostra;
- determinar um modelo matemático para a transferência de massa da fase fluida livre para a formação da película viscosa.

## Referências Bibliográficas

Aarts, A. C. T., Ooms, G., Bil, K. J., e Bot, E. T. G. Enhancement of Liquid Flow Through a Porous Medium by Ultrasonic Radiation, SPE Journal, v. 4, n. 4, pp. 321-327, December 1999.

Adler, P. M. *Porous Media: Geometry and Transports*, Butterworth-Heinemann, Boston, 1992, 544 p.

Amyx, J. W., Bass, Jr., D. M., Whiting, R.L. *Petroleum Reservoir Engineering; Physical Properties*, McGraw-Hill, New York, 1960, 610 p.

Beresnev, I. A., Johnson, P. A. Elastic-wave stimulation of oil production: a review of methods and results, Geophysics, v. 59, pp. 1000-1017, 1994.

Biot, M. A. The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated solid, I. Lower frequency range, J. Acoust. Soc. Am., v. 28, pp. 168-178, 1956a.

Biot, M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II. Higher frequency range, J. Acoust. Soc. Am., v. 28, pp. 179-191, 1956b.

Biot, M. A. Willis, D. G. The elastic coefficients of theory of consolidation, J. Appl. Mech., v. 24, pp. 594-601, 1957.

Biot, M. A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. Appl. Phys.*, v. 33, pp. 1482-1498, 1962a.

Biot, M. A. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media, *J. Acoust. Soc. Am.*, v. 34, pp. 1254-1264, 1962b.

Bird, R. B., Armstrong, R. C., Hassager, O. *Dynamics of Polymeric Liquids*, v. 1: Fluid Mechanics, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1987, 649 p.

Bourbié, T., Coussy, O., Zinszner, B. *Acoustics of Porous Media*, Gulf Publishing Co., Houston, 1987, 334 p.

Cherskiy, N. V., Tsarev, V. P., Konovalov, V. M., and Kuznetsov, O. L. The effect of ultrasound on permeability of rocks to water, *Transact. USSR Acad. Sci., Earth Sci. Sect.*, v. 232, pp. 201– 204, 1977.

Davis, J. L. *Introduction to Dynamics of Continuous Media*, Macmillan PublishingCo., New York, 1987, 390 p.

Dieter, Jr., G. E. *Mechanical Metallurgy*, McGraw-Hill, New York, 3a. ed., 1986, 751 p.

Fairbanks, H. V., Chen, W. I. Ultrasonic acceleration of liquid flow through porous media, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, v. 67, pp. 108-116, 1971.

Iassonov, P. P., Beresnev, I. A. A model for enhanced fluid percolation in porous media by application of low-frequency elastic waves, *J. Geophys. Research B*, v. 108 n. B3, pp. ESE2-1 – ESE2-9, 2003.

Johnson, D. L., Plona, T. J. Acoustic slow waves and the consolidation transition, *J. Acoust. Soc. Am.*, v. 72, pp. 556-565, 1982.

Jones, J. P. Effect of a uniform flow on elastic waves in a porous, saturated elastic solid, J. Acoust. Soc. Am., v. 34, pp. 1172-1175, 1962.

Landau, L. D., Lifshitz, E. M. *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, New York, © 1959, 2<sup>nd</sup>. ed. 1987, 539 p.

Plona, T. J. Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, Appl. Phys. Lett., v. 36, pp. 259-261, 1980.

Poesio, P., Ooms, G., Barake, S., Van der Bas, F. An investigation of the influence of acoustic waves on the liquid flow through a porous material, J. Acoust. Soc. Am., v. 111, n. 5, pp. 2019-2025, May 2002.

Vogler, E. T. e Chrysikopoulos, C. V. Experimental investigation of acoustically enhanced solute transport in porous media, Geophys Res. Letters, v. 29, n. 15, pp. 5-1 – 5-4, 2002.

Westermarck, R. V. Using downhole vibration stimulation for enhanced oil recovery, World Oil, October, pp. 57-66, 2001.

## Anexo 1

### Análise da Qualidade dos Dados

Os dados apresentados na Tabela 4.2 para a diferença de pressão inicial ( $\Delta p_i$ ) medida e para a permeabilidade absoluta calculada antes da irradiação ( $K_i$ ) tratam-se dos valores médios durante os 2 minutos iniciais de cada ensaio.

Na Tabela A1 são listados os desvios relativos da média dos valores de  $\Delta p_i$  e de  $K_i$ .

Tabela A1 – Desvio padrão relativo da média						
			25 kHz		40 kHz	
amostra	$K_{nom}$ (mD)	$Q_e$ (cm <sup>3</sup> /s)	$\Delta p_i$	$K_i$	$\Delta p_i$	$K_i$
P21	70 ± 7	0,0416 ± 0,00002	0,0571	0,0578		
P21	70 ± 7	0,0625 ± 0,00002	0,0418	0,0431		
P21	70 ± 7	0,0833 ± 0,00002	0,0385	0,0386		
P21	70 ± 7	0,0972 ± 0,00002	0,0294	0,0309		
P21	70 ± 7	0,1111 ± 0,00002	0,0248	0,0249		
P21	70 ± 7	0,0416 ± 0,00002			0,2347	0,4006
P21	70 ± 7	0,0625 ± 0,00002			0,0813	0,0873
P21	70 ± 7	0,0833 ± 0,00002			0,0848	0,1039
P21	70 ± 7	0,0972 ± 0,00002			0,0344	0,0349
P21	70 ± 7	0,1111 ± 0,00002			0,0313	0,0316
SP31	8 ± 0,8	0,0025 ± 0,00002	0,0589	0,0564		
SP31	8 ± 0,8	0,0053 ± 0,00002	0,0273	0,0270		
SP31	8 ± 0,8	0,0084 ± 0,00002	0,0183	0,0185		
SP31	8 ± 0,8	0,0154 ± 0,00002	0,0102	0,0102		
SP31	8 ± 0,8	0,0225 ± 0,00002	0,0115	0,0115		
SP31	8 ± 0,8	0,0025 ± 0,00002			0,1803	0,3123
SP31	8 ± 0,8	0,0053 ± 0,00002			0,2236	0,1213
SP31	8 ± 0,8	0,0084 ± 0,00002			0,0822	0,0738
SP31	8 ± 0,8	0,0154 ± 0,00002			0,0308	0,0316
SP31	8 ± 0,8	0,0225 ± 0,00002			0,0256	0,0257
P21	70 ± 7	0,1111 ± 0,00002			0,0141	0,0141
SP31	8 ± 0,8	0,0225 ± 0,00002			0,0097	0,0099

As incertezas associadas às indicações dos instrumentos utilizados tornam os cálculos da permeabilidade absoluta e sua variação relativa acometidos dos erros relativos de 0,10 e 0,15, respectivamente.

Tais limites de erro aplicados aos resultados finais, mostrados na Fig. 5.3 (c), resultam no seguinte gráfico (Fig. A1), que não afetam sensivelmente as tendências obtidas.

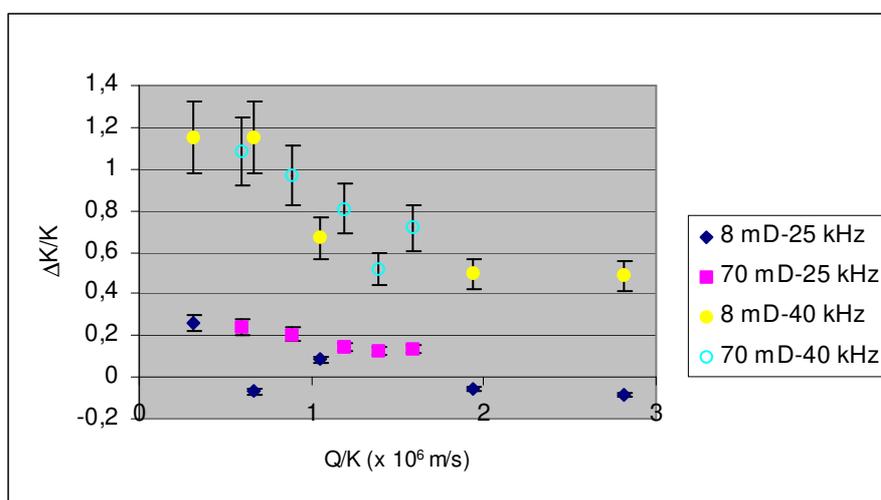


Fig. A1 – Limites de erro que acometem a variação relativa calculada da permeabilidade absoluta.

Os desvios relativos da média registrados durante os experimentos (ver Tabela A1) são maiores nos ensaios realizados à frequência de 40 kHz, em concordância com as amplitudes das incertezas cujas propagações calculadas são mostradas na Fig. A1.

Assim, pode-se considerar como adequada a qualidade dos dados produzidos. Dito em outras palavras, consideram-se apropriadas as sensibilidades dos instrumentos e as precisões dos equipamentos para as faixas de operação utilizadas.