

2 Fundamentos Teóricos

2.1. Sísmica *Time-Lapse*

O monitoramento do reservatório através da sísmica *time-lapse* (também conhecida como sísmica 4D) é o processo de adquirir e analisar vários levantamentos sísmicos, realizados no mesmo local e em tempos diferentes. Esta tecnologia tem como objetivo imagear o comportamento do fluido no reservatório durante a produção para poder maximizar o valor econômico em termos de redução de custos, aumento de produção, aumento na recuperação das reservas e melhoria no gerenciamento da segurança da produção.

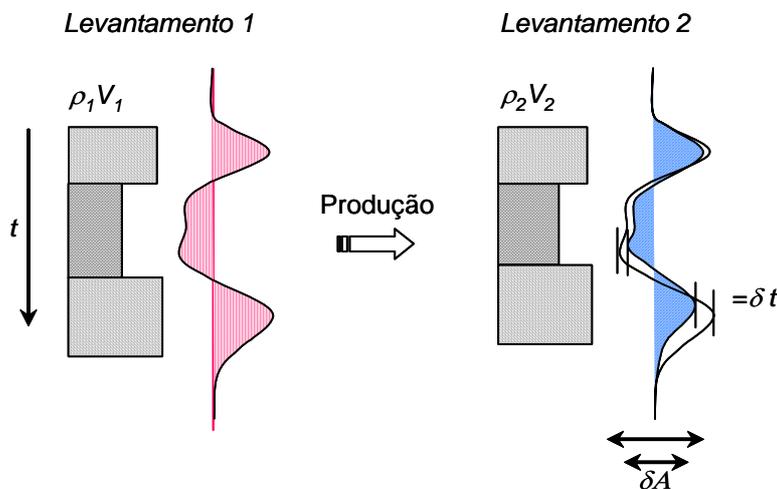


Figura 2.1 – Princípio físico do monitoramento sísmico (Calvert, 2005a).

O conhecimento do comportamento dos reservatórios através do levantamento 4D é possível porque geralmente à medida que as pressões e saturações mudam no reservatório, as propriedades sísmicas de reflexão acompanham esse comportamento. O princípio físico do monitoramento 4D aparece ilustrado na Figura 2.1 para um cenário de injeção de fluido. A amplitude e o tempo de trânsito variam (porque as velocidades compressional, V_p , e cisalhante, V_s , e a impedância, I , variam) à medida que os hidrocarbonetos são

substituídos pelo fluido injetado e a pressão no reservatório muda (Calvert, 2005a).

A nomenclatura 4D provém da variável tempo, ou seja, a sísmica *time-lapse* consiste em levantamentos sísmicos 3D realizados em diferentes estágios da vida produtora do campo de hidrocarboneto. O levantamento base 3D, normalmente executado durante a fase de delimitação ou de desenvolvimento do campo produtor, é utilizado como referência para posteriores levantamentos 3D efetuados em intervalos de tempo definidos em função da curva de produção ou depleção do campo de petróleo. Um único levantamento sísmico 3D contém informações tanto da geologia estática quanto das propriedades dinâmicas do fluido, mas as contribuições da rocha e o fluido acopladas são difíceis de separar. Em dois ou mais levantamentos 4D podem ser construídas imagens onde são subtraídos elementos que não variam com o tempo, como litologia, porosidade (no caso de reservatórios sem problemas de compactação ou subsidência), volume de argila, por exemplo, para gerar imagens das mudanças do fluxo de fluido. A Figura 2.2 mostra um exemplo da diferença calculada entre imagens sísmicas pertencentes a tempos diferentes. A simples comparação entre os sismogramas referidos ao levantamento base (1990) e ao levantamento monitor (1998) não é suficiente para evidenciar as mudanças decorrentes da injeção. Entretanto, a subtração desses dois sismogramas (diferença) mostra claramente as variações de amplitude depois de oito anos de exploração do campo. Neste caso, a sísmica no tempo permite melhorar as estratégias para explorar o campo de petróleo a partir da eficiência observada nos processos de injeção de fluido adotados.

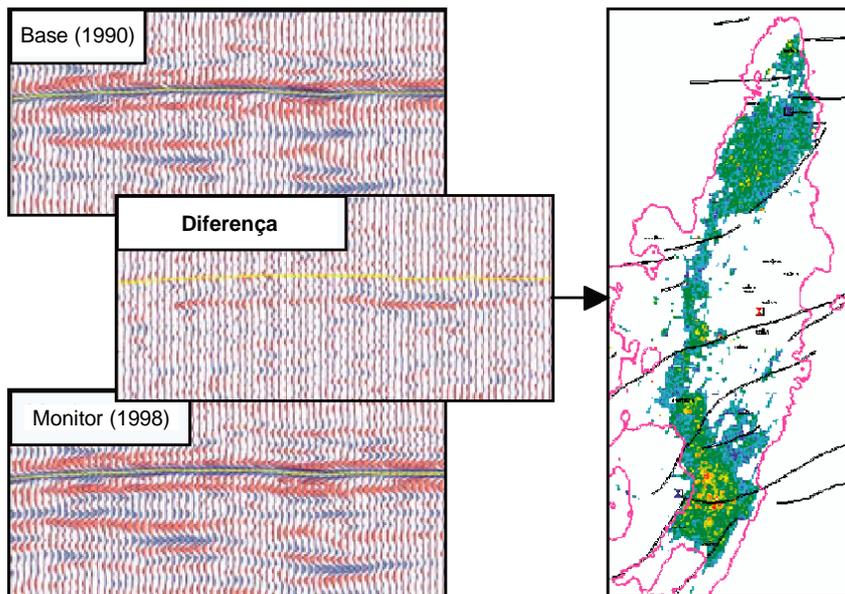


Figura 2.2 – Exemplo de levantamento base, monitor e a diferença (Calvert, 2005b).

A Figura 2.3 mostra um exemplo da variação da impedância acústica da rocha, ΔI , da rocha com a porosidade, ϕ , à medida que a saturação passa de uma condição de saturação total de óleo para saturação total de água, como consequência da passagem da frente de injeção de água. Segundo a figura, rochas de alta porosidade mostram uma maior variação de impedância que rochas de baixa porosidade, indicando que o monitoramento sísmico 4D de cenários de injeção de água são mais prováveis de ser bem sucedidos quanto mais poroso o meio. Em geral, as rochas reservatório devem apresentar como mínimo uma mudança de 4% na impedância durante a produção, levando em conta os efeitos de pressão, temperatura e saturação, para ser consideradas aptas para monitoramento (Lumley & Behrens, 1998).

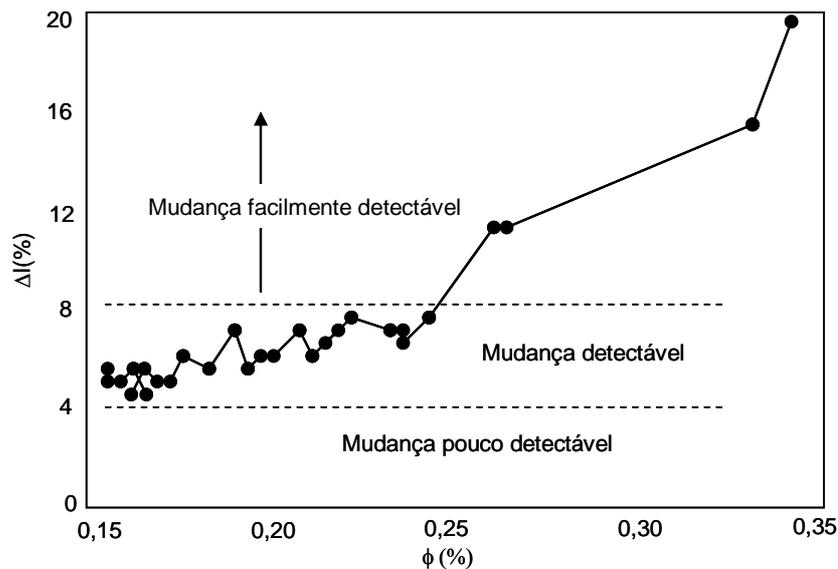


Figura 2.3 – Variação da impedância com porosidade (Lumley & Behrens, 1998).

Os estudos de viabilidade para sísmica *time-lapse* são essenciais para o planejamento de projetos de monitoramento de sísmica 4D. Esses estudos abrangem a modelagem dos efeitos da produção na resposta sísmica de um reservatório de óleo ou gás. Vários autores já empenharam esforços na identificação de estratégias para quantificação da viabilidade da sísmica *time-lapse*, com o propósito de facilitar a análise do risco envolvido nesse tipo de levantamentos.

Segundo Lumley & Behrens (1998), os elementos chaves para o sucesso de um projeto 4D são: viabilidade (Lumley *et al*, 1997), aquisição, processamento e interpretação. A viabilidade envolve repetibilidade e detectabilidade. A repetibilidade é a medida da similaridade da aquisição sísmica entre dois ou mais levantamentos, de maneira que as diferenças entre imagens *time-lapse* sejam consequência da injeção e produção do reservatório e não devido a diferenças na aquisição ou no processamento. A detectabilidade é a habilidade para perceber alterações na resposta sísmica devido a mudanças na pressão, saturação e temperatura durante a injeção e produção. A escolha do modelo de física de rochas apropriado é um passo fundamental para avaliar a detectabilidade no reservatório (Behrens *et al*, 2002).

A física de rochas é uma ferramenta fundamental na quantificação das variações nos parâmetros do reservatório para um estudo de monitoramento sísmico. As mudanças decorrentes do processo de recuperação de hidrocarbonetos

podem alterar o módulo e a densidade da rocha saturada. Através da física de rochas é possível fazer previsões das velocidades V_p e V_s a partir de parâmetros que caracterizam a matriz da rocha, o arcabouço, a fase fluida e a porosidade. Apesar desses parâmetros estarem sujeitos, de maneira geral, a incertezas de diversas origens, é desejável contar com um conhecimento confiável e preciso deles para se conseguir fazer previsões realistas.

2.2. Efeitos da Saturação na Velocidade

A dependência da velocidade e da impedância com relação aos fluidos do reservatório tem sido demonstrada através de medições de campo e laboratório e abordagens teóricas (Gassmann, 1951; Biot, 1956a, 1956b; Murphy, 1982; Winkler, 1986; Wang & Nur, 1990; Eastwood *et al*, 1994; Wang, 2000). Os líquidos afetam as propriedades acústicas principalmente de duas maneiras: mudam o módulo elástico da rocha e sua resposta sísmica, e por outro lado introduzem dispersão da velocidade, isto é, variação da velocidade com a frequência (Sengupta, 2000; Batzle *et al*, 2001). Neste contexto, resulta essencial considerar dois importantes fenômenos produzidos pela presença do fluido na rocha: o efeito da presença do fluido e o efeito da frequência.

2.2.1. Efeito do Fluido

Em geral, os estudos de modelagem para o monitoramento sísmico 4D são baseados no processo sintético de substituição de fluidos, com o qual são quantificados e modelados os diferentes cenários de injeção e produção. Essa modelagem das mudanças decorrentes da substituição de um fluido por outro requer que os efeitos do fluido inicial sejam extraídos antes de modelar o cenário com o fluido que toma lugar. Na prática, os módulos *bulk* (K) e cisalhante (μ) e a densidade do arcabouço são calculados para a situação onde a rocha é drenada do seu fluido inicial. Uma vez que as propriedades do esqueleto são determinadas, a rocha é saturada com um novo fluido, e um novo módulo *bulk* e densidade efetivos são calculados (Smith *et al*, 2003).

A equação:

$$\rho_{B0} = \rho_o(1 - \phi) + \rho_{fl}\phi \quad (2.1)$$

descreve a relação entre densidade do fluido efetivo (ρ_{fl}), porosidade (ϕ) e densidade do grão da matriz rochosa (ρ_o) com a densidade da rocha saturada com o fluido inicial (ρ_{B0}). A densidade do fluido efetivo é uma simples média volumétrica das densidades das fases, também chamada de média de Voigt:

$$\rho_{fl} = \sum_{i=1}^n S_i \rho_i \quad (2.2)$$

O módulo *bulk* de uma rocha isotrópica pode ser relacionado com a velocidade e a densidade através da seguinte equação:

$$K_{sat0} = \rho_{B0} \left(V_{p0}^2 - \frac{4}{3} V_{s0}^2 \right) \quad (2.3)$$

onde K_{sat0} é o módulo *bulk* da rocha saturada com o fluido inicial, ρ_{B0} , V_{p0} e V_{s0} são a densidade, a velocidade compressional e a velocidade cisalhante, respectivamente, da rocha saturada de fluido inicial.

O módulo cisalhante (μ) pode ser obtido usando a seguinte relação:

$$\mu = \rho_{B0} V_{s0}^2 \quad (2.4)$$

O método mais utilizado para aplicação da técnica de substituição de fluidos para frequências sísmicas se baseia na teoria de Gassmann (1951). A equação de Gassmann relaciona o módulo *bulk* da rocha saturada com o fluido inicial (K_{sat0}) com sua porosidade (ϕ), o módulo *bulk* do esqueleto (K_d) e da matriz do mineral (K_o), e o módulo *bulk* do fluido que preenche o espaço poroso inicialmente (K_{fl1}) da seguinte maneira:

$$\frac{K_{sat0}}{K_o - K_{sat0}} = \frac{K_d}{K_o - K_d} + \frac{K_{fl1}}{\phi(K_o - K_{fl1})} \quad (2.5)$$

O módulo bulk do esqueleto (K_d) é obtido através da relação:

$$K_d = \rho_d (V_{p0}^2 - \frac{4}{3} V_{s0}^2) \quad (2.6)$$

onde ρ_d é a densidade da rocha seca e V_{p0} e V_{s0} são as velocidades medidas em laboratório com a rocha seca.

A formulação de Gassmann mostra que o módulo *bulk* da rocha saturada é sensível à composição do fluido que preenche os poros, enquanto que o módulo cisalhante não é afetado pelo fluido, ou seja, $\mu_{sat} = \mu_{dry}$. Assim, o módulo cisalhante não varia durante o processo de substituição de fluidos. Então, o módulo *bulk* da rocha saturada com o novo fluido, K_{sat} , pode ser estimado através da seguinte relação:

$$\frac{K_{sat}}{K_o - K_{sat}} = \frac{K_{sat0}}{K_o - K_{sat0}} - \frac{K_{fl1}}{\phi(K_o - K_{fl1})} + \frac{K_{fl2}}{\phi(K_o - K_{fl2})} \quad (2.7)$$

onde K_{fl2} se refere o módulo *bulk* do novo fluido. Substituindo K_{sat} , μ e ρ_B (densidade da rocha saturada com o novo fluido) na Eq. (2.8) e Eq. (2.9) é possível fazer a previsão das velocidades V_p e V_s para a rocha saturada com o novo fluido:

$$V_p = \sqrt{\frac{K_{sat} + \frac{4}{3} \mu}{\rho_B}} \quad (2.8)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_B}} \quad (2.9)$$

A teoria de Gassmann se baseia em várias suposições. Ela assume um comprimento de onda infinito (frequência de onda zero), perfeita conectividade entre poros e fluido com viscosidade zero. Isto quer dizer que uma onda sísmica se propagando na rocha produz um excesso na pressão de poros que pode ser ignorado, pois o fluido tem liberdade e tempo suficiente para fluir no espaço poroso, eliminando qualquer gradiente de pressão. Esta hipótese pode ser uma boa consideração para frequências sísmicas, para areias e arenitos limpos não consolidados sob altas pressões efetivas (Wang, 2000). No entanto, resultados poucos confiáveis poderiam ser obtidos para rochas de baixa porosidade, arenitos sujos ou carbonatos (Smith *et al*, 2003), já que essas situações favorecem a existência de diversos tipos de poros e/ou baixa conectividade entre eles. Também, para rochas com poros com baixa razão de achatamento e/ou rochas saturadas com fluidos muito viscosos, as velocidades medidas para frequências sísmicas (até 200 Hz) podem sofrer dispersão, devido à dificuldade para o fluido se deslocar no meio poroso (Wang, 2000).

Gassmann também assume a rocha como sendo isotrópica, com módulos *bulk* e cisalhante dos constituintes minerais constantes e saturação total com um único fluido. Apesar das rochas raramente obedecerem estas suposições, na grande maioria de estudos de sísmica *time-lapse* (e no foco deste trabalho), o processo de substituição de fluidos é realizado assumindo que a simetria elástica que melhor caracteriza um reservatório é a isotrópica (para rochas não fraturadas). Por outro lado, as rochas são compostas de diferentes tipos de minerais, o que obviamente resultará em um módulo elástico não uniforme. Para satisfazer esta condição, o módulo *bulk* do mineral (K_o) pode ser calculado através da aplicação da média aritmética ou limite superior (K_{Voigt}) proposto por Voigt (1928), a média harmônica ou limite inferior (K_{Reuss}) apresentada por Reuss (1929) ou alternativamente usando a média de Hashin & Shtrikman (1963). Uma forma aceitável de calcular o módulo efetivo do mineral é usando a média aritmética de Voigt e Reuss chamada de média Voigt-Reuss-Hill (Hill, 1952; Wang & Nur, 1992). Para o caso de dois componentes minerais, essas médias podem ser expressas como:

$$K_{Voigt} = (f_1 K_1 + f_2 K_2) \tag{2.10}$$

$$K_{Reuss} = \left(\frac{f_1}{K_1} + \frac{f_2}{K_2} \right)^{-1} \tag{2.11}$$

$$K_{Hill} = \frac{1}{2} (K_{Voigt} + K_{Reuss}) \tag{2.12}$$

onde f_1 e f_2 são as frações volumétricas, e K_1 e K_2 os módulos *bulk* dos dois constituintes minerais (Fig. 2.4).

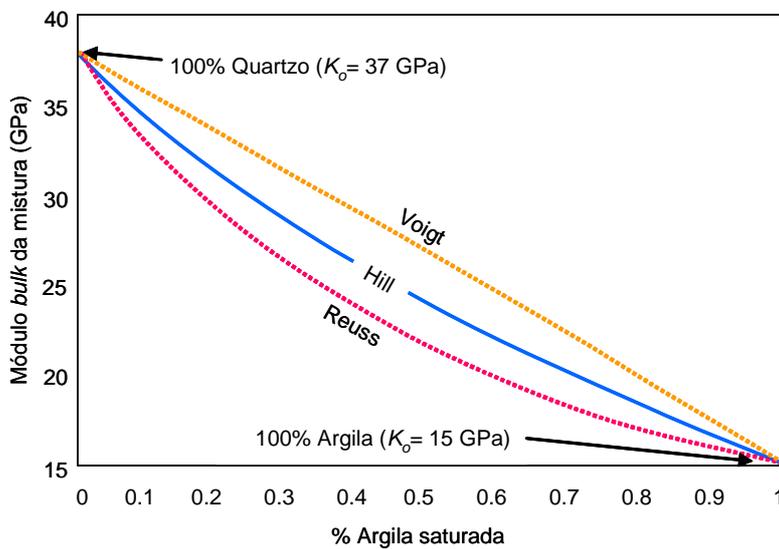


Figura 2.4 – Valores de K_o obtidos com as equações de Voigt, Reuss e Hill (Smith, 2003).

Em geral, os dados contendo informação sobre as propriedades elásticas de rochas reservatório provêm de perfis de poço. Se os valores de velocidade e densidade forem obtidos a partir de medições feitas em amostras secas sob condições controladas de umidade, o módulo *bulk* K_{sat0} representará o comportamento do esqueleto da rocha. Se forem calculados a partir de dados de perfil de poço, então o módulo *bulk* K_{sat0} corresponderá à rocha saturada com o fluido *in situ*. Neste caso, o valor de K_{sat} estimado é para uma rocha contendo uma mistura de fluidos e não um único fluido como assumido por Gassmann.

Cabe ressaltar que a variação de V_s depende unicamente das mudanças da densidade da rocha saturada. Também, segundo a Eq. (2.8), V_p é função da densidade e do módulo *bulk* da rocha saturada, então o incremento no valor de K_{sat} aumentará o valor de V_p , enquanto que o incremento de ρ_B o diminuirá. Entretanto, é possível obter velocidades $V_{p1} < V_{p2}$ para $K_{sat1} > K_{sat2}$ se a mudança na densidade da rocha saturada é grande quando comparada com a mudança de K_{sat} , como será demonstrado no Capítulo 3.

2.2.2. Efeito da Frequência

O estudo da dispersão da velocidade em rochas é muito importante, embora pouco explorado. Hoje em dia é bem aceito que o comportamento das velocidades acústicas em rochas saturadas com líquido varia com a frequência, em virtude de evidências encontradas em comparações entre medições feitas em laboratório, com dados de perfis e velocidades da formação.

Nos levantamentos sísmicos, os espectros de frequência da onda propagada estão na faixa dos 10 aos 200 Hz; em perfilagem de poços cobre a faixa de centenas de hertz até aproximadamente 100 KHz, enquanto que, em laboratório, ondas de frequências ultra-sônicas (0,1 até vários MHz) são geralmente usadas. Portanto, com o fim de aplicar dados de velocidade de laboratório e de perfis na interpretação sísmica e de perfis, torna-se necessário conhecer quantitativamente os valores de dispersão das velocidades.

A variação da velocidade em função da frequência utilizada na medição é conhecida como dispersão. Ela acontece porque para frequências finitas existe um movimento relativo entre a matriz sólida da rocha e o líquido nos poros que faz com que as ondas se tornem dispersivas. Esse movimento relativo é função da saturação, da viscosidade do fluido, da conectividade e formato dos poros, entre outros, sendo provocado pelo comprimento de onda finito e o contraste entre o módulo *bulk* da matriz rochosa e o fluido (Wang, 2001).

A propagação da onda através do meio poroso dá origem a duas componentes principais de deslocamento relativas às fases sólida e líquida: a componente devido ao fluxo de Biot e a componente devido ao fluxo local (*squirt-flow*). A primeira acontece quando ambas as fases (sólida e fluida) se

movimentam na mesma direção (Fig. 2.5). Quando uma onda acústica passa através do meio poroso saturado, o fluido se movimenta devido à pressão diferencial gerada pela passagem da onda. Para baixas frequências, o líquido fica preso no esqueleto, de maneira que não existe movimento relativo entre o líquido nos poros e a matriz da rocha. Para altas frequências, o efeito da inércia produz um retardamento no movimento do líquido com relação à fase sólida. Nesse caso, existe um movimento relativo entre o líquido e o esqueleto que determina maiores velocidades. Este tipo de fluxo é conhecido como mecanismo de Biot ou de fluxo macroscópico, já que pode ser expresso através de parâmetros macroscópicos como constantes de poroelasticidade, porosidade, permeabilidade e propriedades do fluido. A teoria de Biot (1956a, 1956b; 1962) é a única que trata velocidades sísmicas e atenuação envolvendo características mensuráveis da rocha.

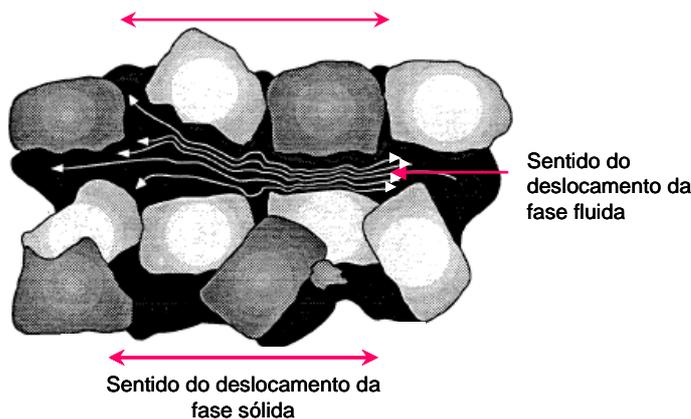


Figura 2.5 – Esquema do fluxo de Biot decorrente da propagação da onda através do meio poroso (modificado de Akbar, 1993).

O mecanismo de dispersão está caracterizado pela frequência crítica f_c , que estabelece a frequência para a qual a absorção e dispersão são máximas. Na teoria de Biot ela está dada por:

$$f_c = \frac{\phi \eta}{2\pi \rho_f k} \quad (2.13)$$

onde ϕ é a porosidade, η e ρ_f são a viscosidade e a densidade do fluido, respectivamente, e k é a permeabilidade absoluta da rocha.

Segundo a teoria de Biot, quando a frequência tende a infinito, a velocidade da onda compressional V_p pode ser escrita como:

$$V_{p\infty} = \left(\frac{A + [A^2 - 4B(PR - Q^2)]^{1/2}}{2B} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

onde:

$$A = P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12} \quad (2.15)$$

$$B = \rho_{22}\rho_{11} - \rho_{12}^2 \quad (2.16)$$

$$P = \frac{(1-\phi)[1-\phi - K_d/K_o]K_o + \phi K_d(K_o/K_{fl})}{D} + \frac{4}{3}\mu \quad (2.17)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_o}{D} \quad (2.18)$$

$$Q = \frac{(1-\phi - K_d/K_o)\phi K_o}{D} \quad (2.19)$$

$$D = 1 - \phi - K_d/K_o + \phi(K_o/K_{fl}) \quad (2.20)$$

$$\rho_{11} = \rho_d - (1-a)\phi\rho_{fl} \quad (2.21)$$

$$\rho_{22} = a\phi\rho_{fl} \quad (2.22)$$

$$\rho_{12} = (1-a)\phi\rho_{fl} \quad (2.23)$$

a é chamado de fator de tortuosidade, parâmetro adimensional que depende da geometria do poro do meio poroso. Para poros em forma de tubos paralelos a é

igual a um, enquanto que para arenitos em geral a tortuosidade varia de dois a três (Wang & Nur, 1990).

Apesar da teoria de Biot demonstrar que a propagação da onda elástica através de um meio poroso saturado de fluido é dissipativa e dispersiva, esta geralmente subestima a magnitude da energia de dissipação e a dispersão da velocidade (Han, 1986; Wang, 1988). A formulação de Biot funciona bem na previsão de velocidades de rochas saturadas, exceto quando a frequência é muito alta e/ou quando o fluido é muito viscoso. Para esse tipo de fluido e faixa de frequência, a velocidade medida é maior que a calculada com a equação de Biot (Wang & Nur, 1992; Vasquez, 2000).

Através da Figura 2.6 pode-se observar que na teoria de Biot a velocidade compressional é pouco influenciada pela frequência. Os dados de laboratório provêm de diversas fontes, incluindo Han *et al.* (1986), Wang *et al.* (1991), Strandenes & Blangy (1991). Essa figura mostra a dispersão da V_p de Biot para 121 amostras de arenito, a qual é definida como sendo a diferença entre as velocidades calculadas com a equação de Gassmann (V_G) e com a equação de Biot no limite de alta frequência (V_B):

$$\text{Dispersão de Biot} = \frac{V_B - V_G}{V_G} \quad (2.24)$$

A dispersão da velocidade de Biot é menor que 1% para todas as rochas consideradas e aumenta com o incremento da porosidade. Porosidade alta geralmente está associada com alta permeabilidade e, portanto, o movimento relativo entre o fluido e a matriz da rocha é maior quanto maior a porosidade; como resultado, a dispersão de Biot é maior. Para arenitos típicos, esta teoria prevê uma dispersão da velocidade de no máximo 2% (Wang & Nur, 1990). Por esse motivo, são utilizadas as equações de Biot para baixas frequências (Equação de Gassmann) para o cálculo de velocidades compressionais, já que as equações de Biot para altas e baixas frequências são assumidas como similares. Consequentemente, conclui-se que o mecanismo de Biot não é suficiente para representar o fenômeno de dispersão da velocidade.

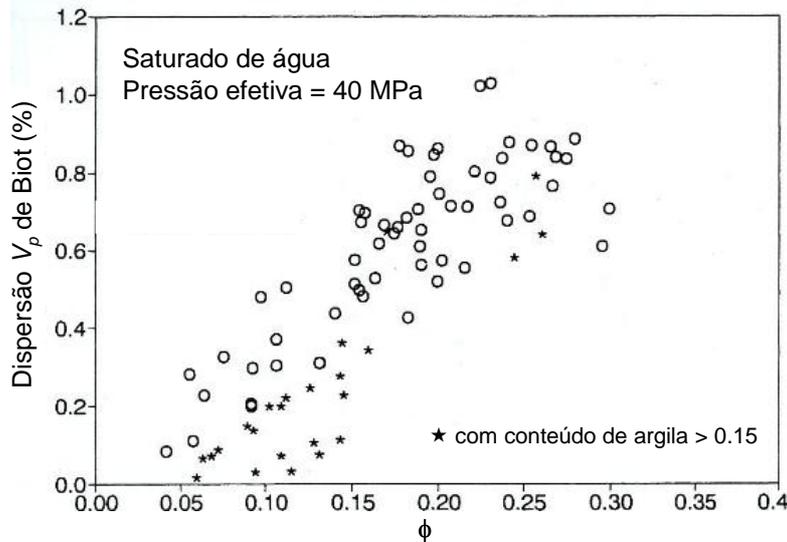


Figura 2.6 – Dispersão da velocidade compressional de Biot em 122 amostras de arenito (Wang & Nur, 1992).

A parcela de dispersão não considerada por Biot pode ser explicada através do mecanismo de fluxo local. Este mecanismo, que corresponde à segunda componente de deslocamento relativa às fases sólida e fluida, acontece quando a fase fluida se movimentada perpendicularmente com relação à fase sólida (Fig. 2.7). Este tipo de fluxo deve-se à heterogeneidade no espaço poroso das rochas, ou seja, regiões muito compressíveis em contraste com outras bem rígidas. Esta não uniformidade na rigidez pode acarretar a expulsão de fluido para fora dos contatos de grão em poros vizinhos ou entre fissuras adjacentes com diferentes orientações em relação à onda de deformação que se propaga pela rocha. Segundo a teoria do fluxo local (Mavko & Nur, 1979), se uma rocha contém somente poros arredondados, a compressibilidade da rocha é aproximadamente igual em qualquer direção no espaço poroso, então não haverá fluxo de fluido induzido pela onda quando a rocha está totalmente saturada, portanto, não haverá dispersão pelo fluxo local.

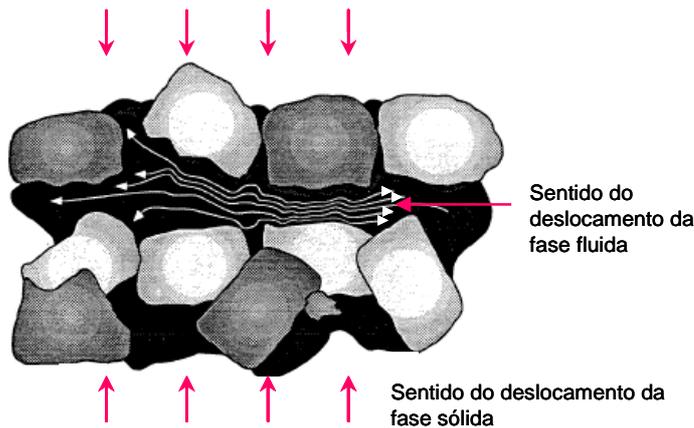


Figura 2.7 – Esquema do fluxo local (*squirt-flow*) decorrente da propagação da onda através do meio poroso (modificado de Akbar, 1993).

No trabalho desenvolvido por Jones (1986) são apresentados resultados de laboratório que mostram a ocorrência de um pico de atenuação da onda elástica se propagando no meio poroso saturado de fluido, o qual geralmente ocorre no intervalo onde o produto da frequência e a viscosidade está entre 1 e 10 Hz.Pa.s (Fig. 2.8). Então, para $f\eta = 1$ Hz.Pa.s, para uma rocha saturada com água ($\eta = 1$ mPa.s), o pico de atenuação acontecerá para $f_c = 1$ KHz. Isso significa que, para a frequência utilizada na perfilagem de poços, as velocidades obtidas estarão na alta frequência e conseqüentemente não representariam as velocidades na frequência sísmica. Por outro lado, para o caso de uma rocha saturada de óleo viscoso ($\eta = 1$ Pa.s), o pico de atenuação será para $f_c = 1$ Hz e, portanto, as velocidades estarão na faixa de alta frequência mesmo para frequências sísmicas. Em outras palavras: as velocidades medidas em laboratório para frequências ultra-sônicas em rochas saturadas de óleo pesado representam aquelas na frequência sísmica, já que as velocidades para frequência sísmica e ultra-sônica estão na mesma faixa de frequência segundo a teoria de fluxo local (Dvorkin *et al*, 1995; Wang, 2000).

Vários modelos de fluxo local propostos predizem um pico entre 1 e 10 Hz.Pa.s e, de modo geral, a frequência crítica (onde acontece o pico de atenuação e inflexão da curva de velocidade) desses modelos é dada por:

$$f_c = \frac{K_o \alpha^3}{\eta} \quad (2.25)$$

α é a razão de achatamento dos poros, K_o o módulo *bulk* do mineral e η a viscosidade do fluido. Cabe ressaltar que enquanto na teoria de Biot a frequência característica é diretamente proporcional à viscosidade, nos modelos de fluxo local, f_c é inversamente proporcional. Isto se deve ao tipo de fluxo considerado. No mecanismo de *squirt-flow*, quanto mais viscoso o fluido, mais difícil resulta expulsá-lo das micro-fissuras, ou seja, a rocha se torna aparentemente mais rígida para frequências relativamente menores, apresentando velocidades maiores.

Por outro lado, a variação da viscosidade do fluido dos poros com a temperatura pode afetar também as velocidades. Para baixas temperaturas a viscosidade é alta e o fluido não pode fluir facilmente, então o fluido se encontra “preso” no estado não relaxado (de alta frequência, alta velocidade) do mecanismo de fluxo local. Com o aumento da temperatura, a viscosidade diminui, o fluido flui mais facilmente e a velocidade decresce enquanto mudando para o estado relaxado. Este efeito é especialmente acentuado quando a rocha é saturada com hidrocarbonetos viscosos.

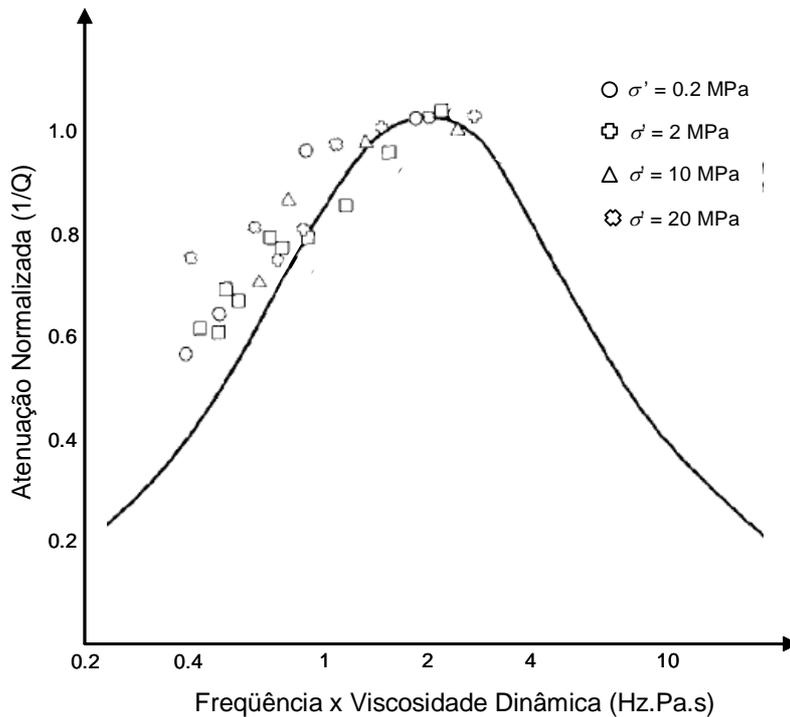


Figura 2.8 – Atenuação sísmica como função da frequência x viscosidade para diferentes pressões efetivas e saturações (Jones, 1986).

Wang (2000) realizou uma ampla comparação entre os resultados obtidos com a equação de Gassmann e dados de laboratório. No seu trabalho, demonstrou que para rochas com poros com baixa conectividade, fissuras ou fraturas, as velocidades medidas para frequências sísmicas podem se aproximar mais das obtidas no laboratório do que dos valores calculados utilizando Gassmann. Para essas rochas, a dispersão pode acontecer de maneira importante para baixas frequências, especialmente quando essas rochas estão saturadas com um fluido de alta viscosidade, de maneira que a frequência sísmica e a de laboratório estão na mesma faixa de “alta” frequência. A Figura 2.9 mostra curvas de dispersão para rochas saturadas com água, óleo leve e óleo pesado. Em geral, pode-se assumir uma propagação de baixa frequência se a frequência da onda f é bem menor do que a frequência característica f_c . De igual maneira, uma propagação de alta frequência acontecerá se a frequência f é muito maior do que f_c .

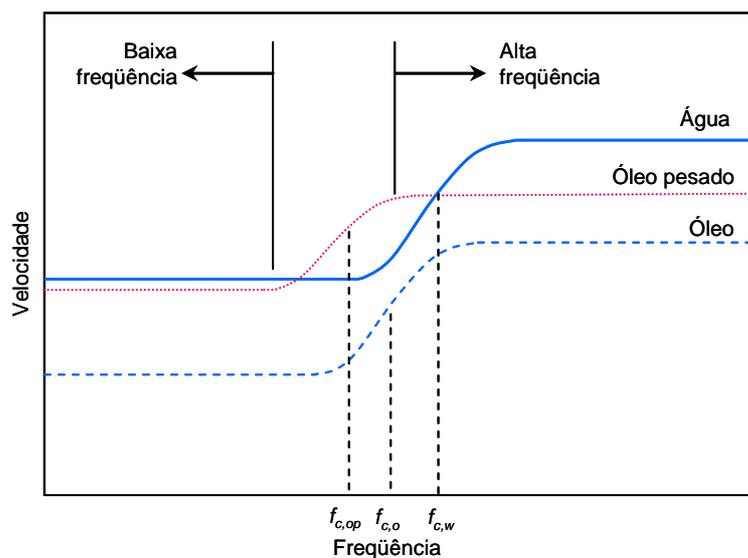


Figura 2.9 – Frequência característica no modelo de fluxo local (Wang, 2000).

Os modelos de fluxo local podem ser do tipo macroscópico ou microscópico. Os modelos macroscópicos não precisam de uma descrição da geometria na escala de poro, como, por exemplo, a razão de achatamento, a qual é difícil de medir e definir (Chapman *et al*, 2002). Mavko & Nur (1979) se encontram entre os primeiros autores a investigar o fluxo localizado microscópico como um mecanismo de dispersão. Seu modelo se baseia numa distribuição de fraturas ou poros parcialmente saturados, assumindo-se que o líquido é segregado em gotas dentro de cada poro e flui à medida que o poro se deforma. Nesse

modelo, assim como em outras aproximações do tipo microscópico, é utilizada uma geometria de poros e distribuições de fluidos particulares que aumentam a complexidade do problema.

Murphy (1985) e Winkler (1986) exploram o conceito de velocidade relaxada e não relaxada. Murphy mostra que medições de velocidade a frequências da ordem de um KHz são bem descritas com as equações de Gassmann, enquanto medidas ultra-sônicas são mais adequadamente descritas por um modelo com poros preenchidos por fluido não relaxado. Winkler (1986) observa que as medidas de velocidades ultra-sônicas em rochas saturadas sempre excedem o limite de baixas frequências de maneira consistente com a dispersão causada pelo mecanismo de fluxo localizado.

Mavko & Jizba (1991) propõem uma correção a ser aplicada nos módulos elásticos para o cálculo de velocidades a partir das equações de Biot, com a vantagem (que a teoria de Biot apresenta) de independer da microgeometria dos poros. Na verdade incluem-se os detalhes da geometria do espaço poroso na dependência da porosidade com a pressão. Os resultados desse trabalho mostram uma concordância muito boa com dados medidos a velocidades ultra-sônicas.

Vasquez (2000) discute no seu trabalho os resultados experimentais obtidos sob a luz da teoria de Biot e do modelo de fluxo localizado de Mavko & Jizba (1991). Embora as previsões de Biot para as velocidades das rochas saturadas apresentem resultados satisfatórios em alguns casos, as previsões de M&J fornecem melhores resultados, sendo assim mais indicadas no caso de fluidos mais viscosos como o óleo a baixas pressões. Vasquez (2000) e M&J assumem a tortuosidade como um parâmetro de impacto secundário sobre as estimativas da velocidade em função da pressão.

No trabalho realizado por Endres & Knight (1997) foram apresentados resultados do cálculo da dispersão devido ao fluxo local para diferentes geometrias do espaço poroso. No exemplo mostrado na Figura 2.10 pode-se observar que no caso mais simples, onde a porosidade se compõe de poros esféricos ($c(\alpha) = 0$), o módulo *bulk* induz pressões idênticas para cada poro ($\Delta K_{rel} = 0$). Isso significa que não existem gradientes de pressão no fluido que induzam o fluxo e, portanto, o módulo *bulk* obtido não leva embutida a componente de dispersão. De igual maneira acontece quando o meio contém

somente fissuras de formato idêntico ($c(\alpha) = 1$). Por outro lado, quando o espaço poroso contém fissuras e poros ($0 < c(\alpha) < 1$) existe fluxo de fluido. Através do modelo proposto conclui-se que a mudança na comunicação da pressão do fluido influencia muito no módulo elástico de uma rocha porosa, a qual produziria uma grande dispersão da velocidade da onda elástica. Usando modelos propostos por Cheng (1978) para arenito e granito mostra-se que o módulo elástico do meio poroso pode variar muito em função da comunicação da pressão. A formulação proposta por Endres & Knight (1997) é válida para diferentes distribuições de inclusões com razão de achatamento entre zero e um. No entanto, mesmo para o caso mais simples, onde o meio poroso está composto de poros esféricos, o modelo tem um grau muito alto de complexidade (Chapman *et al*, 2002).

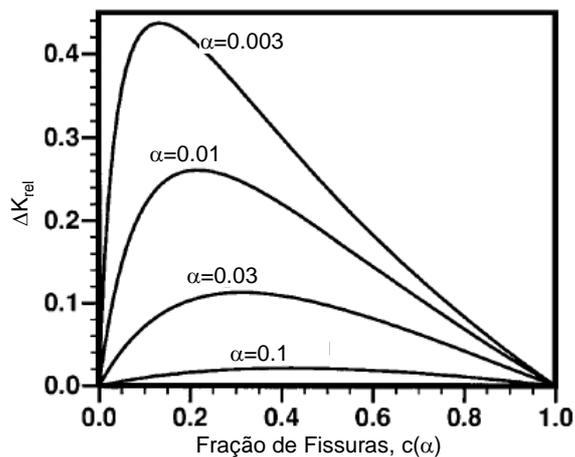


Figura 2.10 – Variação do módulo *bulk* da rocha saturada (ΔK_{rel}) segundo as fissuras presentes no meio e a razão de achatamento, α (Endres & Knight, 1997).

2.3. Distribuição de Fluido e Resposta Sísmica

A velocidade da onda elástica atravessando uma rocha pode ser fortemente afetada pela história de saturação da rocha e, conseqüentemente, pela distribuição do fluido (Knight *et al*, 1995). Estudos de laboratório (Cadoret, 1993; Knight & Nolen-Hoeksema, 1990; Knight *et al*, 1998) e de caráter teórico (Sengupta & Mavko, 2003; Knight, 1995; Packwood & Mavko, 1995) realizados em arenitos têm comprovado tal afirmação.

No trabalho desenvolvido por Cadoret (1993) foram feitas medições em amostras submetidas a ensaios de embebição e drenagem (Fig. 2.11). Imagens

obtidas com tomografia e raios X mostraram que durante a embebição os fluidos na rocha ficavam misturados uniformemente, enquanto que na drenagem os fluidos estavam misturados de maneira não uniforme. Dados de velocidade coletados durante o processo de embebição apresentaram concordância com os obtidos no modelo de fluido efetivo. Na drenagem, as velocidades observadas foram maiores a partir de determinado valor de saturação, demonstrando que o modelo de fluido efetivo não é adequado quando as fases do fluido estão misturadas para escalas superiores ao comprimento de difusão característica (ou escala de difusão crítica).

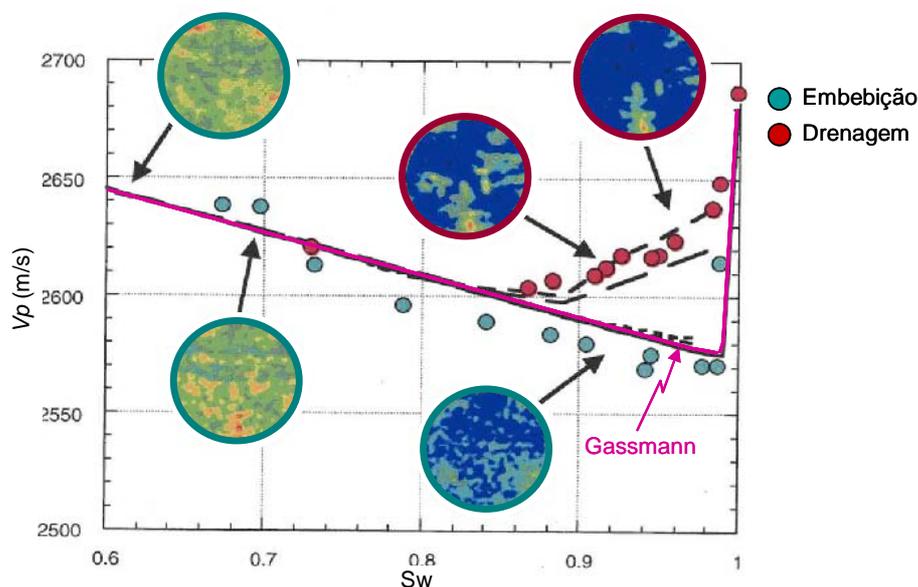


Figura 2.11 – Variação de V_p em função da saturação para uma rocha submetida a ensaio de embebição e drenagem (Cadoret, 1993).

Quando a escala das heterogeneidades da saturação no reservatório é bem menor que o comprimento de onda sísmica (λ), não é possível identificá-las de maneira individual, mas elas influenciam na resposta sísmica. Estas heterogeneidades em escalas de resolução menores que a escala sísmica podem ser divididas em saturação uniforme ou heterogênea, em função da escala de difusão crítica do meio poroso (Mavko & Mukerji, 1998; Akbar *et al*, 1994). A propagação da onda para uma determinada frequência sísmica f_c gera uma pressão de poros heterogênea devido à variação espacial da saturação. Essa pressão de poros terá tempo suficiente para relaxar e atingir o estado de *isostress* local para escalas menores que a escala de difusão crítica L_c , dada por:

$$L_c \approx \sqrt{\frac{D}{f_c}} \tag{2.26}$$

onde D é a difusividade hidráulica, a qual está relacionada com a permeabilidade (k), a viscosidade (η), e o módulo *bulk* do fluido (K_{fl}), como:

$$D = \frac{k * K_{fl}}{\eta} \tag{2.27}$$

Dessa forma, misturas de água, óleo e gás em regiões menores que L_c terão um equilíbrio da pressão de poros induzida pela onda e um comportamento de baixa frequência. Por outro lado, o modelo heterogêneo será válido quando a combinação das propriedades do fluido e a rocha resultam em uma frequência característica menor que a frequência sísmica (Packwood, 1997). Assim, para o caso de uma heterogeneidade de um metro em uma rocha com $k = 3$ darcy, saturada com fluido de viscosidade 1 cp e módulo *bulk* 2,2 GPa, f_c é aproximadamente 7 Hz. Ou seja, para frequências sísmicas que ultrapassam 7 Hz, o meio se comportará como heterogêneo. A Figura 2.12 mostra como a escala de difusão crítica depende da frequência e da permeabilidade para uma rocha saturada com óleo com $\eta = 5$ cp.

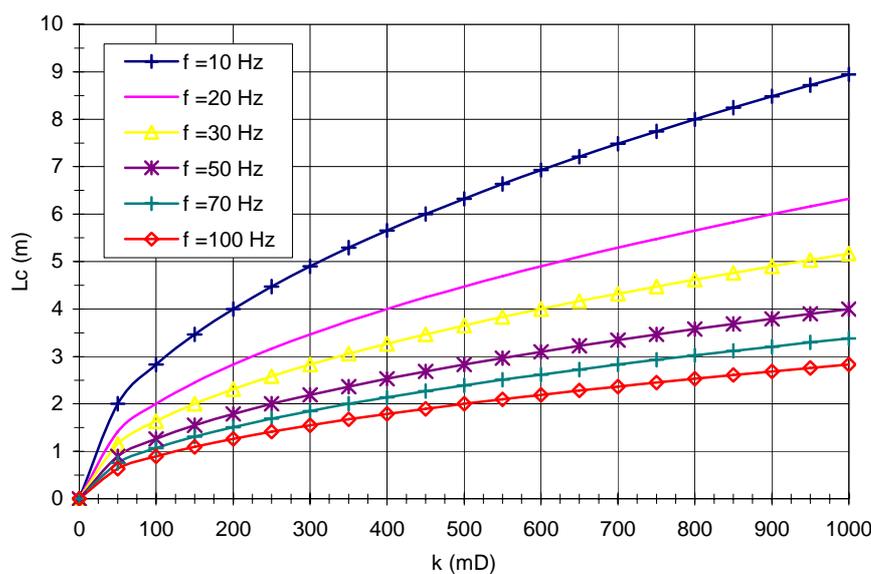


Figura 2.12 – Dependência da escala de difusão crítica da frequência e da permeabilidade para uma rocha saturada de óleo com $\eta = 5$ cp.

Devido ao fato de que no reservatório existem vários tipos de fluido ocupando o espaço poroso, torna-se necessário estimar a densidade efetiva do fluido (ρ_{fl}) e seu respectivo módulo *bulk* (K_{fl}). A obtenção destes parâmetros não depende somente do valor da saturação, mas também da sua distribuição no espaço poroso (Mavko & Mukerji, 1998). Por esse motivo, o valor de K_{fl} não pode ser calculado de maneira única, já que não é possível conhecer o padrão de saturação do meio poroso.

Nos itens seguintes é feita uma descrição dos modelos de distribuição de saturação homogênea e heterogênea utilizados no processo de substituição de fluidos.

2.3.1. Modelo de Saturação Uniforme

Grande parte dos problemas associados com detecção de hidrocarbonetos tem a ver com a obtenção das velocidades de rochas saturadas com fases de fluido misturadas no meio poroso. A modelagem deste cenário geralmente é feita substituindo o conjunto de fases por um único “fluido efetivo” nas equações de Gassmann.

O modelo de fluido efetivo assume que as diferentes fases do fluido (óleo, gás e água) estão uniformemente misturadas para a menor escala dentro do espaço poroso. As “micro heterogeneidades” são tão pequenas, que os incrementos da pressão de poros induzidos pela onda são os mesmos para as fases presentes. Isso permite substituir as fases por um fluido equivalente ou efetivo, cujo módulo *bulk* é calculado através da média de Reuss, também conhecida como equação de Domenico:

$$K_{fl} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{S_i}{K_i} \right)^{-1} \quad (2.28)$$

onde K_{fl} é o módulo *bulk* da mistura de fluido, K_i e S_i são o módulo *bulk* e a saturação de cada fase, respectivamente.

A Figura 2.13 mostra uma representação deste modelo, onde um fluido injetado se espalha uniformemente através do espaço poroso, resultando num fluido efetivo atrás da frente de saturação diferente do fluido *in situ*.

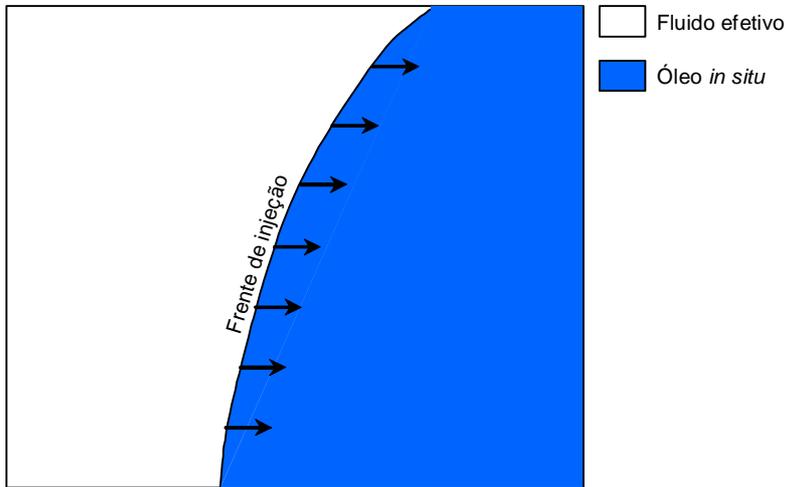


Figura 2.13 – Esquema mostrando a saturação atrás da frente de injeção segundo o modelo de distribuição de fluido uniforme (Packwood, 1997).

Para um sistema simples, composto por duas fases (água e óleo), a equação seria:

$$K_{fl} = \left(\frac{S_w}{K_w} + \frac{1 - S_o}{K_o} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

onde K_w é o módulo *bulk* da água, K_o é o módulo *bulk* do óleo, e S_w e S_o as respectivas saturações. Com este valor calculado de K_{fl} e os módulos *bulk* do mineral (K_o) e do esqueleto (K_d), e a porosidade (ϕ) na equação de Gassmann (Eq. 2.5) é feita a estimativa do módulo *bulk* da rocha saturada.

Um dos aspectos mais críticos no processo de substituição de fluidos é a necessidade do conhecimento dos padrões de saturação. As relações mencionadas acima são baseadas na idéia de que a saturação é homogênea. As variações estimadas nas respostas sísmicas devido à dinâmica do reservatório, mediante esta hipótese (saturação homogênea) pode ser muito diferente dos valores estimados quando o padrão de saturação é heterogêneo. Por esse motivo, o desconhecimento

do padrão de saturação introduz incertezas na previsão de diversos atributos sísmicos (Mavko & Mukerji, 1998).

2.3.2. Modelo de Saturação Heterogênea (*Patchy*)

Em geral, o padrão de saturação, em cenários dinâmicos, tende a afastar-se do padrão homogêneo (Smith *et al*, 2003). Isso pode ser verificado através de um experimento de simulação de fluxo num meio poroso em uma escala adequada, onde é gerada uma configuração de saturação heterogênea mesmo quando o arcabouço é homogêneo. Domenico (1976) foi um dos primeiros a sugerir que uma distribuição heterogênea de fases podia resultar em diferenças nas velocidades da onda.

A saturação heterogênea pode ser causada por variações espaciais da permeabilidade, molhabilidade, viscosidade, volume de argila, entre outros. Saturações variando espacialmente causam gradientes de pressão de poros induzidos pela onda, que por sua vez geram dispersão da velocidade (Akbar *et al*, 1994; Knight *et al*, 1995). Essa variação nas escalas de saturação pode introduzir incertezas na interpretação dos atributos sísmicos para detecção de hidrocarbonetos, como será apresentado no Capítulo 3.

No modelo heterogêneo, a rocha seca é considerada homogênea e a heterogeneidade existe somente na distribuição dos fluidos (Fig. 2.14). Este modelo poderia representar, por exemplo, uma região já varrida num processo de recuperação secundária. As heterogeneidades são consideradas pequenas quando comparadas com o comprimento de onda sísmica, mas grandes o suficiente para impedir que os incrementos na pressão de poros não conseguem equilibrar durante o período sísmico. Dentro de cada heterogeneidade existe um único fluido ou uma mistura multifásica que atua localmente como um fluido efetivo (Fig. 2.15). Então, o meio efetivo é uma mistura da rocha reservatório com diferentes estados de saturação. Os módulos *bulk* do fluido efetivo e da rocha saturada para cada heterogeneidade são calculados com a Eq. (2.28) e Eq. (2.5) respectivamente. O módulo *bulk* efetivo do meio contendo as diversas heterogeneidades “não relaxadas” é obtido através da relação proposta por Hill (1963):

$$K_{ef} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{S_i}{K_{sati} + \frac{4}{3}\mu} \right)^{-1} - \frac{4}{3}\mu \quad (2.30)$$

onde n é o número de heterogeneidades com diferentes fluidos, S_i é a saturação de cada heterogeneidade e K_{sati} é o módulo *bulk* da rocha saturada calculado com a Eq. (2.5). O módulo *bulk* efetivo do meio (K_{ef}) independe da forma da heterogeneidade.

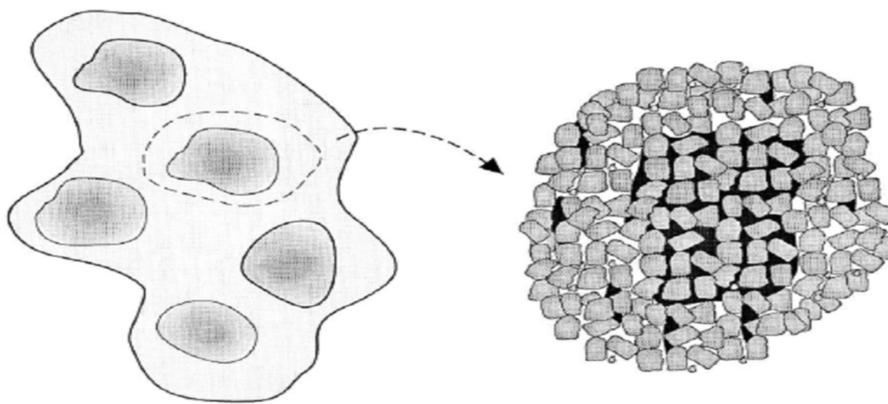


Figura 2.14 – Esquerda: Esquema representando a rocha com saturação heterogênea ou *patchy*. Direita: detalhe de cada heterogeneidade (Akbar *et al*, 2001).

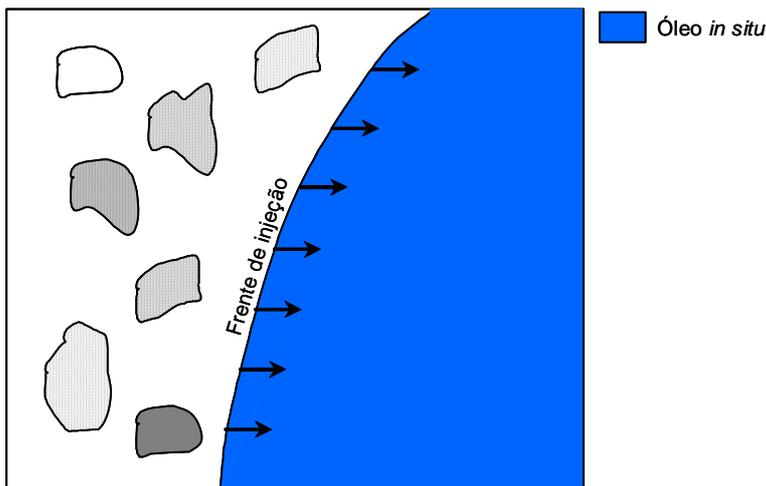


Figura 2.15 – Esquema mostrando a saturação atrás da frente de injeção segundo o modelo de distribuição de fluido heterogênea (Packwood, 1997).

2.4.

Simulação de Fluxo e Modelagem Sísmica: Problema de Escala

A integração apropriada entre a simulação de fluxo e a modelagem sísmica é uma das questões fundamentais a resolver no monitoramento sísmico *time-lapse*, pois a consistência entre estes dois processos contribui para a elucidação da superposição dos diferentes efeitos provocados pelas mudanças do reservatório nos dados sísmicos.

Um elemento muito importante, levando em conta o papel da simulação de fluxo no monitoramento sísmico do reservatório, é a resolução da malha de simulação (Sengupta & Mavko, 2003; Sengupta *et al*, 2003). A simulação de reservatórios tradicional faz referência a malhas com tamanhos de bloco da ordem de 100 m x 100 m de área e em torno de 5 m na vertical. A escolha da resolução da malha não é muito flexível quando o modelo do reservatório é criado, sendo determinada em função das fontes de dados disponíveis para caracterização do reservatório (análise de amostras, perfilagem de poços, sísmica, entre outros). Por outro lado, a capacidade computacional geralmente limita o número de blocos da malha na etapa de simulação de fluxo.

Para capturar os detalhes da heterogeneidade do reservatório e a distribuição espacial da saturação é sempre melhor trabalhar com uma malha tão fina quanto possível. Uma apropriada conversão de mudanças de fluido para mudanças sísmicas requer a estimativa dessas mudanças de fluido para escalas menores. Apesar das ferramentas atuais para caracterização de reservatórios poderem gerar modelos de reservatórios muito finos com milhões de células, ainda continua o desafio de efetuar simulações de fluxo usando este tipo de malha fina.

O assunto das escalas de resolução tem sido objeto de estudo intensivo na engenharia de reservatórios e geofísica (Sengupta & Mavko, 2003), devido ao enorme interesse por conseguir conciliar tempo computacional e o logro de altos níveis de resolução e exatidão da solução. Isso tem motivado o desenvolvimento de várias técnicas de transferência de escala para executar simulações mais realistas em tempo razoável.

No estudo realizado por Sengupta (2000) foi apresentada uma estratégia para reduzir as incertezas nas escalas de saturação através de simulações de fluxo para escala fina. Estas demonstraram a influência das escalas de saturação na

resposta da velocidade e a importância do conhecimento da engenharia de reservatórios para definir o modelo de substituição de fluidos da física de rochas.

A metodologia proposta por Sengupta (2000) combina simulação de fluxo com modelos de saturação uniforme e heterogênea. Em primeiro lugar, são realizadas simulações de fluxo para um modelo de reservatório discretizado numa escala fina, bem menor do que a resolução comumente usada na simulação de fluxo (Fig.2.16a), dada pela escala de difusão crítica L_c . Esse comprimento L_c garante que qualquer heterogeneidade na saturação menor que essa escala poderá ser modelada usando a média de Reuss de *isostress* (Eq. 2.27).

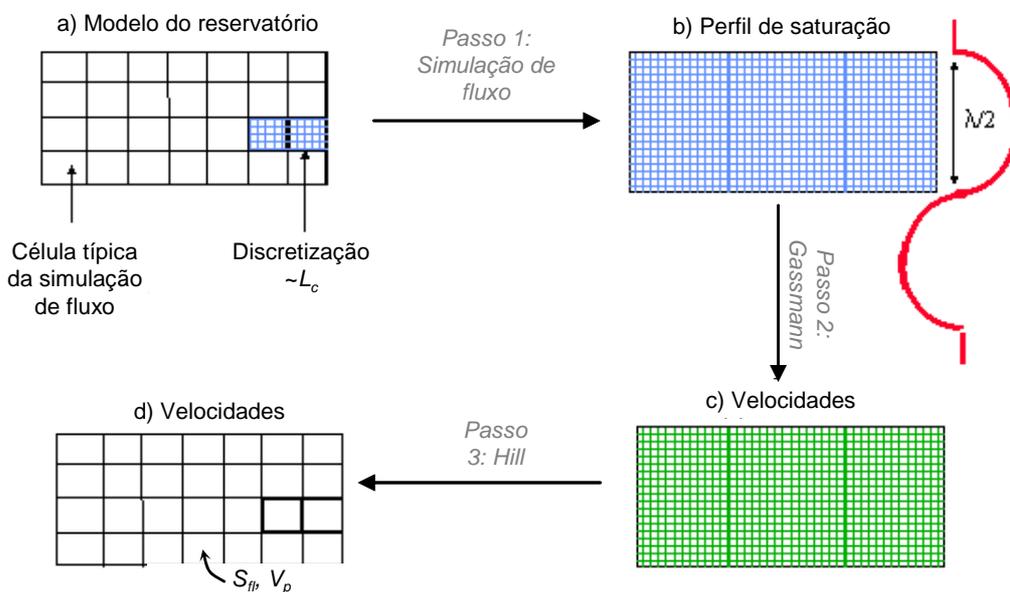


Figura 2.16 – Esquema da metodologia proposta por Sengupta (2000).

As saturações obtidas na malha fina (Fig.2.16b) são utilizadas para calcular as velocidades sísmicas através do modelo de substituição de Gassmann considerando um fluido efetivo como mostrado na Figura 2.16c. Depois disso, é feita uma transferência de escala das velocidades obtidas na escala fina para a escala de resolução sísmica, de 50 m x 20 m (Fig.2.16d), através da média de Hill (Eq. 2.29). Então, cada nova célula da malha sísmica tem um valor de saturação de fluido média, que corresponde a uma média volumétrica das saturações na escala fina, e uma velocidade sísmica, que seria a média de Hill das velocidades na malha fina. Este esquema de substituição é denominado substituição de Reuss-Gassmann-Hill.

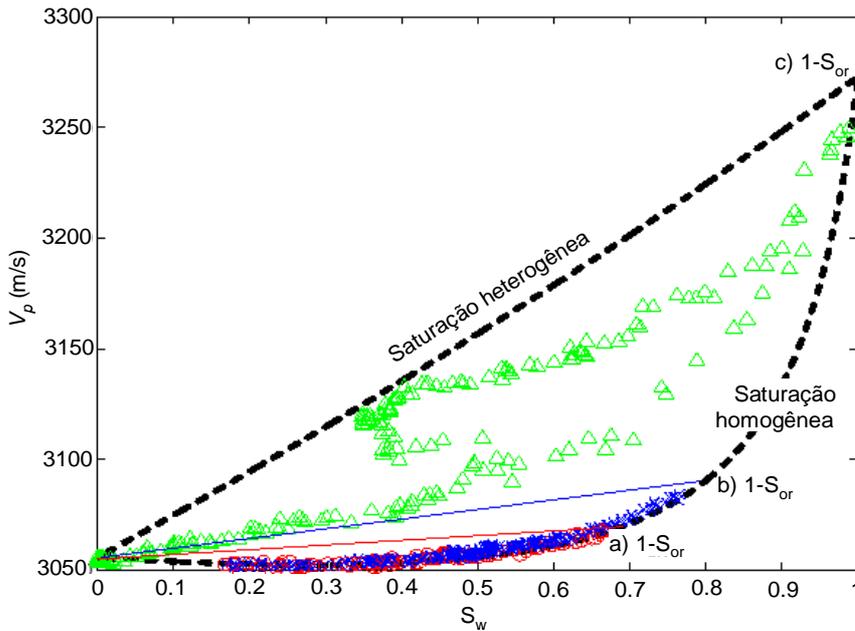


Figura 2.17 – Injeção de água: velocidade vs. saturação de água para diferentes saturações de óleo irreduzível; a) $S_{or} = 20\%$, b) $S_{or} = 30\%$, c) $S_{or} = 0$ (Sengupta, 2000).

A Figura 2.17 ilustra de que maneira o conhecimento dos parâmetros da simulação de fluxo podem reduzir a incerteza na interpretação da resposta sísmica das saturações do fluido. Os triângulos correspondem à velocidade calculada sem levar em conta a saturação irreduzível de óleo (S_{or}). Esses pontos aparecem entre os limites superior (heterogêneo) e inferior (homogêneo), que definem todas as escalas possíveis de distribuição de fluido entre os extremos de saturação de 100% água e 100% óleo. Por outro lado, simulações de fluxo efetuadas com valores de permeabilidade relativa mais realistas fornecem os valores representados por círculos e cruces na Figura 2.17. Eles representam a envoltória mais estreita das distribuições de fluido possíveis entre os limites de 100% óleo e 70% água para o caso de $S_{or} = 30\%$, e 100% óleo e 80% água para o caso de $S_{or} = 20\%$.

O módulo *bulk* da rocha saturada, modificado pela saturação de óleo residual, pode ser calculado através das seguintes equações:

$$K_{or} = K_o \frac{\left[\frac{K_d}{K_o - K_d} + \frac{K_{fl_1}}{\phi(K_o - K_{fl_1})} \right]}{\left[1 + \frac{K_d}{K_o - K_d} + \frac{K_{fl_1}}{\phi(K_o - K_{fl_1})} \right]} \quad (2.31)$$

$$K_{nsat} = K_o \frac{\left[\frac{K_d}{K_o - K_d} + \frac{K_{fl_2}}{\phi(K_o - K_{fl_2})} \right]}{\left[1 + \frac{K_d}{K_o - K_d} + \frac{K_{fl_2}}{\phi(K_o - K_{fl_2})} \right]} \quad (2.32)$$

onde K_{fl_1} é o módulo *bulk* do óleo e K_{fl_2} se refere ao módulo *bulk* da mistura na escala fina de óleo e gás (ou óleo e água) para a saturação de óleo residual, sendo dado por:

$$K_{fl_2} = \left[\frac{S_{or}}{K_{oleo}} + \frac{1 - S_{or}}{K_{(wou\ g)}} \right]^{-1} \quad (2.33)$$

O novo limite superior heterogêneo pode ser calculado usando a média de Hill:

$$\frac{1}{K_{het} + \frac{4}{3}\mu} = \frac{S_{fl_1}}{K_{nsat} + \frac{4}{3}\mu} + \frac{S_{fl_2}}{K_{or} + \frac{4}{3}\mu} \quad (2.34)$$

onde:

$$S_{fl_1} = \frac{S_g}{1 - S_{or}} \quad (2.35)$$

$$S_{fl_2} = \frac{S_o - S_{or}}{1 - S_{or}} \quad (2.36)$$

Finalmente, a velocidade compressional pode ser calculada:

$$V_p^{het} = \sqrt{\frac{K_{het} + \frac{4}{3}\mu}{\rho_B}} \quad (2.37)$$

onde ρ_B é a densidade da rocha saturada, K_{het} é o módulo *bulk* da rocha saturada com fluido distribuído de forma heterogênea e μ é módulo cisalhante da rocha.

O modelo de substituição explicado é aplicado para vários cenários de produção com diferentes propriedades de fluido e rocha. Os resultados obtidos mostram que para a maior parte dos cenários de injeção de água realizados, seguir todos os passos (Fig. 2.13a até 2.13d) fornece o mesmo resultado que ir do primeiro passo direto para o último. Isso significa que as equações de Domenico-Gassmann podem ser aplicadas para modelagem e interpretação sísmica desses cenários. Por outro lado, o estudo mostra que pode ser esperado um comportamento heterogêneo para escala sísmica quando gás é injetado no reservatório. Nesse cenário, as forças gravitacionais predominam, induzindo à formação de capa de gás e causando saturação heterogênea para escalas de campo. Assim, o uso das tradicionais equações de Domenico-Gassmann pode levar a uma interpretação errada da resposta sísmica.