

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA E GEOFÍSICA
CURSO DE GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA

**Propagação de ondas em meio poroelástico e atenuação sísmica devido
ao fluxo de fluidos em escala mesoscópica**

Gabriel Meliato Battiston Vilela

Niterói – RJ

2014

GABRIEL MELIATO BATTISTON VILELA

Propagação de ondas em meio poroelástico e atenuação
sísmica devido ao fluxo de fluidos em escala mesoscópica

Trabalho de Conclusão de Curso
submetido ao Curso de Graduação
em Geofísica da Universidade
Federal Fluminense, como requisito
para obtenção do título de Bacharel
em Geofísica.

ORIENTADORA: Prof. Dra. Ana Beatriz Quintal André

Niterói – RJ

2014

GABRIEL MELIATO BATTISTON VILELA

Propagação de ondas em meio poroelástico e atenuação
sísmica devido ao fluxo de fluidos em escala mesoscópica

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dra. Ana Beatriz Quintal André – University of Lausanne, Suíça

Prof. Dr. Alberto Garcia de Figueiredo Jr – UFF / LAGEMAR

Prof. Dr. Rogério de Araújo Santos – UFF / LAGEMAR

Prof. Me. Paulo Buarque de Macedo Guimarães – UFF / LAGEMAR

Niterói – RJ

2014

“A ciência será sempre uma busca, jamais uma descoberta. É uma viagem, nunca uma chegada”

Karl Popper

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos principais responsáveis pela minha formação, aos meus pais José Henrique e Joseane. Obrigado por todo incentivo, inspiração e apoio que me fizeram acreditar cada vez mais nesta caminhada, agradeço por todos estes anos de investimentos em minha educação, se escrevo estas linhas hoje é por causa do esforço de ambos, mais uma vez muito obrigado. A minha avó Maria Victor, ao meu irmão Lucas e a Sabrina por todo apoio e incentivo.

A Prof.^a Beatriz Quintal por ter aceitado ser minha orientadora, contribuindo ainda mais com minha formação através do seu enorme conhecimento.

Agradeço à Universidade Federal Fluminense e aos professores do Lagemar por contribuírem com a minha formação profissional, em especial ao Prof. Alberto Garcia por ter me introduzido ao meio científico. Agradeço todo o seu incentivo, paciência e aprendizado. Aos professores Paulo Buarque e Rogério Santos por terem aceitado fazer parte desta banca. Agradeço ainda a todos os funcionários do prédio de Geociências da UFF que não mediram esforços para que sempre os ambientes estivessem em suas melhores condições.

A toda a turma de 2010 da Geofísica-UFF, vocês fizeram estes cinco anos serem inesquecíveis com muita alegria e amizade! Agradeço em especial ao grande amigo Victor Alberoni que fiz durante este período

Ao Paulo e a Marina pela amizade e suporte todos estes anos longe de casa.

Agradeço a todo o time da G3 Óleo e Gás pelas discussões e aprendizado que me ajudaram muito nesta etapa final do curso, em especial ao geólogo Fernando Esteves aos geofísicos Antônio José Catto e Gabriel Aquino e ao engenheiro (quase geofísico) Allan Chiang.

RESUMO

A caracterização de reservatórios de petróleo depende do conhecimento dos mecanismos físicos que ocorrem nas rochas em função das propriedades da matriz sólida e dos fluidos presentes nos poros. A propagação de ondas sísmicas em rochas saturadas com um ou mais fluidos pode fornecer informações importantes quanto às propriedades físicas do meio. A atenuação sísmica é a perda de energia da onda e ocorre fortemente associada à presença de fluidos nos poros das rochas. Parte da energia mecânica envolvida na propagação da onda é transformada em calor devido à movimentação do fluido viscoso nos poros. Este mecanismo físico para atenuação é baseado na indução pelas ondas sísmicas do fluxo de fluido devido à presença de heterogeneidades mesoscópicas na matriz sólida da rocha ou na distribuição de fluidos. Este fluxo ocorre para equilibrar as diferenças de pressão induzidas entre heterogeneidades. A teoria de Biot da poroelasticidade fornece base teórica para o processo de atenuação sísmica devido ao fluxo de fluidos, podendo ser numericamente calculada na escala mesoscópica. Na primeira parte deste trabalho, será apresentada uma modelagem numérica para um meio homogêneo 1-D onde será possível observar a propagação de duas ondas compressionais, a P rápida e a P lenta, em um meio poroelástico saturado por um fluido. O método numérico das diferenças finitas é utilizado para solução das equações da Poroelasticidade. Posteriormente a atenuação devido ao fluxo de fluidos será calculada através da solução analítica do modelo de White, para diferentes valores de parâmetros petrofísicos do meio.

Palavras chaves: poroelasticidade, atenuação sísmica, rochas saturadas, modelo de White, teoria de Biot

ABSTRACT

The characterization of petroleum reservoirs depends on the knowledge of physical mechanisms that occur in rocks as a function of the solid matrix properties and the fluids present in the pore. The propagation of seismic waves in rocks saturated with one or more fluids can provide important information about the physical properties of the medium. Seismic attenuation is loss of wave energy and is strongly associated with the presence of fluids in the pores of rocks. Part of the mechanical energy involved in the propagation of the wave is transformed into heat due to the movement of viscous fluid in the pores. This physical attenuation mechanism is based on wave induced fluid flow due to the presence of heterogeneities in the mesoscopic solid rock matrix or in the distribution of fluids. The fluid flow occurs to balance the pressure differences between heterogeneities. Biot's theory of poroelasticity provides theoretical basis for the process of seismic attenuation caused by fluid flow so it can be numerically calculated in the mesoscopic scale. In the first part of this work, wave propagation will be numerically modelled in a 1D homogeneous poroelastic medium, where two compressional waves, the fast and slow P-waves, can be observed. The finite difference method is used to solve the equations of poroelasticity. Subsequently, seismic attenuation caused by wave induced fluid flow will be calculated, using an analytical solution of White's model, for different values of petrophysical parameters of the medium.

Keywords: poroelasticity, seismic attenuation, fluid saturation, White's model, Biot's theory

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Representação do deslocamento de uma partícula ao sofrer deformação (a) Corpo em equilíbrio antes da deformação. (b) Corpo após a deformação.....	04
Figura 2: Fluxo global referente ao mecanismo de Biot (Retirado de García, (2008)	17
Figura 3: Fluxo local (Retirado de: García, (2008)).....	18
Figura 4: Escalas de heterogeneidades onde se desenvolve o fluxo de fluido induzido pela onda. A escala mesoscópica utilizada para interpretação sísmica ocorre na unidade centimétrica (Retirado de: Quintal et al.,2011).....	19
Figura 5: Comportamento da onda sísmica devido a ρ , v e Q . Em (a) um meio sem absorção. Em (b) Um meio absoritivo. (Retirado de: Nunes, 2010)	20
Figura 6: Modelos de saturação. (a) Modelo unidimensional com alternância periódica (b) Modelo em 2-D com inclusões circulares. As áreas tracejadas representam as regiões com variação de fluido (<i>patchy saturation</i>) (Retirado de Quintal et al., 2011).....	22
Figura 7: fluxograma para modelagem numérica.....	27
Figura 8: Distribuição das componentes do campo de onda na malha intercalada.....	29
Figura 9: <i>Snapshots</i> das componentes do campo de onda. a) Componente W_z . b) Componente U_z . A representada por P2 corresponde à onda P lenta e a onda P1, à onda P rápida.	32
Figura 10: Efeito da variação da porosidade na componente de velocidade da parte sólida U_z Em a) $\Phi=0.25$ b) $\Phi=0.15$. c) $\Phi=0.05$	33
Figura 11: Efeito da viscosidade na componente de velocidade U_z do campo de onda. Em a) $\eta=10^{-2}$ cP. b) $\eta=10^{-5}$ cP e c) $\eta=10^{-8}$ cP.....	34
Figura 12: Efeito da permeabilidade na componente U_z do campo de onda. Em a) $\kappa = 4$ d. b) 400 md. c) 0.04 md.....	35
Figura 13 – Atenuação e dispersão com a variação da porosidade.....	39
Figura 14 – Atenuação e dispersão com a variação da permeabilidade.....	40
Figura 15 – Atenuação e dispersão com a variação da viscosidade.....	41
Figura 16 - Dispersão e atenuação com a variação da saturação de fluidos e espessura das camadas.....	42

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros petrofísicos para cálculo da atenuação através do Modelo de White et al (1975).....	25
Tabela 2 – Valores dos parâmetros poroelásticos para a modelagem numérica. Retirado de: Zhu, e McMechan., 1991.....	31
Tabela 3 – Valores dos parâmetros petrofísicos retirado de : Quintal et al., 2009.....	38
Tabela 4 – Saturação de fluido e espessura das camadas.....	42

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	01
2. A TEORIA DA POROELASTICIDADE DE BIOT	03
2.1. TENSÃO	03
2.2. DEFORMAÇÃO	04
2.3. AS EQUAÇÕES DE BIOT	06
3. O MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS	11
3.1 O TEOREMA DE TAYLOR	11
3.2 A MODELAGEM SÍSMICA PELO MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS	13
4. ATENUAÇÃO SÍSMICA	15
4.1. O FLUXO DE FLUIDO INDUZIDO PELA ONDA	16
4.2. O FATOR DE QUALIDADE “Q”	19
4.3. ANÁLISE MESOSCÓPICA - O MODELO DE WHITE	20
3.3.1. A solução analítica de White	22
5. METODOLOGIA	27
6. RESULTADOS	28
6.1 A MODELAGEM POROELÁSTICA	28
6.1.1 Diferenças finitas em malha intercalada	28
6.1.2 A função fonte	29
6.1.3 O algoritmo	29
6.1.4 A estabilidade numérica	30
6.1.5 O modelo homogêneo	30
6.1.6 Discussão	36

6.2. O CÁLCULO DA ATENUAÇÃO	37
ATRAVÉS DO MODELO DE WHITE	
6.2.1 A Atenuação com variação da porosidade	38
6.2.2 A Atenuação com variação da permeabilidade	39
6.2.3 A atenuação com variação da viscosidade	40
6.2.4 A Atenuação com variação das espessuras das camadas saturadas	41
6.2.5 Relevância para a exploração sísmica	42
 7. CONCLUSÕES	 44
 8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	 45

1. INTRODUÇÃO

O estudo da atenuação sísmica em rochas parcialmente saturadas fornece informações importantes para a caracterização de estruturas contendo hidrocarbonetos. Os efeitos em dados sísmicos causados pela atenuação, quando devidamente interpretados ou processados, podem potencialmente revelar propriedades petrofísicas do meio, auxiliando na identificação de parâmetros como viscosidade, permeabilidade, saturação dos fluidos presentes nos poros das rochas, etc. Para isso, é necessário compreender os mecanismos físicos que ocorrem nas rochas em função das propriedades da matriz sólida e dos tipos de fluidos nos poros.

A atenuação sísmica em rochas parcialmente saturadas tem recebido um enorme interesse desde que foi observada a alta atenuação da onda P em reservatórios de hidrocarbonetos, especialmente em baixas frequências entre 1 e 10 Hz (Rapoport et al., 2004; Chapman et al., 2006). Alguns mecanismos foram sugeridos para explicar esta atenuação. À frequência sísmicas, o mecanismo denominado fluxo de fluido induzido pela onda na escala mesoscópica tem sido considerado um dos principais responsáveis pela perda de energia e dissipação em rochas parcialmente saturadas (White, 1975; White et al., 1975; Norris, 1993; Johnson, 2001; Pride and Berryman, 2003; Muller and Gurevich, 2004; Muller et al., 2010; Tisato and Quintal, 2013). A escala mesoscópica é uma escala muito maior que o tamanho dominante dos poros da rocha e muito menor que o comprimento da onda. Desta forma, a onda ao se propagar no meio comprime de forma distinta regiões mesoscópicas com propriedades físicas diferentes, resultando em uma pressão de fluido maior em algumas regiões do que em outras. Essa diferença por sua vez resulta em um gradiente de pressão. O fluxo de fluido mesoscópico ocorre para equilibrar essas diferenças.

A teoria da poroelasticidade introduzida por Maurice Biot (1941) é capaz de fornecer base teórica para que seja possível realizar o cálculo da atenuação (Biot, 1941; Quintal et al., 2011). White (1975) e White et al. (1975) demonstram, através de soluções analíticas, como calcular a perda de energia sofrida pela onda durante sua propagação com base na teoria da poroelasticidade. Assim, a rocha parcialmente saturada pode ser aproximada como um meio poroelástico tendo regiões na escala mesoscópica totalmente saturadas com um tipo de fluido e outras regiões completamente saturadas por outro fluido. Esse tipo de saturação é comumente conhecido como saturação *patchy*.

Dutta & Odé (1979 a, b) demonstram que o cálculo da atenuação pode ser feito diretamente através da modelagem numérica das equações de Biot da poroelasticidade (1962), com variação espacial dos parâmetros petrofísicos, comprovando então a eficácia da solução analítica de White et al. (1975). Posteriormente diversos outros estudos foram feitos para aprimorar ainda mais o cálculo da atenuação via modelagem numérica das equações de Biot (Zhu e McMechan, 1991, Masson e Pride 2007; Quintal et al., 2011). A vantagem do cálculo via modelagem numérica está relacionado com a complexidade do meio que se pretende obter a atenuação. O meio natural pode conter diversos tipos de heterogeneidades muito complicadas para serem resolvidas analiticamente, como por exemplo, mais de dois tipos de fluidos, mudanças na estrutura litológica (geometria das heterogeneidades), entre outros. Para isso a modelagem numérica é uma boa alternativa para simular o fluxo de fluido induzido pela onda na escala mesoscópica e calcular a atenuação correspondente.

Os estudos teóricos baseados no modelo de White fornecem ainda assim, uma boa aproximação para o cálculo da atenuação sísmica na escala mesoscópica em geometrias mais simples. Este trabalho está dividido em duas partes. Na primeira é feita uma modelagem sísmica através das equações de Biot da Poroelasticidade, para demonstrar como ocorre a propagação da onda em um meio poroso saturado, demonstrando a existência de uma segunda onda compressional descrita na teoria de Biot, a onda P lenta. Um esquema numérico em diferenças finitas é usado para solução das equações da Poroelasticidade de Biot 1-D. Posteriormente é feito o cálculo da atenuação sísmica através da solução analítica de White et al. (1975) para um meio com pares de camadas periódicas, com alternância do tipo de fluido presente em cada camada. Será observado a variação da atenuação com diferentes parâmetros petrofísicos do meio e então a atenuação será quantificada através do inverso do fator de qualidade Q (O'Connell and Budianski, 1978),

2. A TEORIA DA POROELASTICIDADE DE BIOT

A teoria da poroelasticidade de Biot descreve o comportamento acoplado entre os fluidos e sólidos em um meio poroso saturado durante sua consolidação, deformação ou propagação de ondas elásticas. Em contexto litológico, os poros se referem aos espaços intergranulares e são considerados interconectados. Assim, o volume do meio poroso é dividido em o volume dos poros e o volume da matriz sólida, sendo a porosidade definida pela relação entre o volume dos poros e o volume total.

Quando uma rocha sofre ação de uma força, ela está sujeita a se deformar de acordo com os fundamentos da teoria da elasticidade. A consolidação é o processo no qual a rocha sofre uma diminuição do seu volume inicial devido à sua compactação. Dessa forma, Biot estabelece relações existentes entre força, deformação e propriedades do meio, descrevendo assim a propagação de ondas para rochas saturadas. Suas hipóteses são: (a) todos os poros estão interconectados, (b) o material é isotrópico, (c) a relação entre força e deformação é linear, (d) as deformações são infinitesimais, (e) os efeitos da gravidade podem ser ignorados e (f) o fluxo de fluido satisfaz a lei de Darcy (Biot, 1941, 1962). As equações que governam a teoria da poroelasticidade provêm da da teoria da elasticidade considerando o equilíbrio das forças e da lei de Darcy para o fluxo de fluido em um meio poroso.

2.1 TENSÃO

A teoria da elasticidade é baseada nas relações existentes entre a força inicial sofrida por um corpo e suas conseqüentes deformações. Esta abordagem é feita através da análise tensão-deformação. Quando uma força externa é aplicada sobre a estrutura de um sólido, sua forma e/ou volume são modificados de acordo com suas propriedades elásticas. As propriedades elásticas correspondem as características que um corpo possui de resistir ao esforço aplicado. Um objeto dito perfeitamente elástico, por exemplo, é aquele que volta ao seu estado inicial após sofrer a deformação. De acordo com a teoria de Biot (1962) as tensões no material saturado são definidas como

$$\tau_{ij} = \sigma_{ij} - \Phi p_f \delta_{ij}. \quad (2.1)$$

Considerando o material representado por um cubo unitário, pode se definir σ_{ij} como as tensões sobre as partes sólidas do cubo, p_f a pressão no fluido, Φ a porosidade do material e δ_{ij} o delta de Kronecker. Os índices $i = 1, 2, 3$, e $j = 1, 2, 3$ são referentes às respectivas direções x , y e z .

2.2 DEFORMAÇÃO

A deformação é a variação da forma e volume de um corpo em resultado da ação de uma força externa. Na teoria da poroelasticidade deve se levar em consideração as relações existentes entre as partes sólidas e fluidas do meio.

Nos fluidos, para a deformação referente à parte sólida (ε), pode se tomar como referência a mesma abordagem encontrada na teoria da elasticidade. A figura 1 ilustra a dinâmica de deformação.

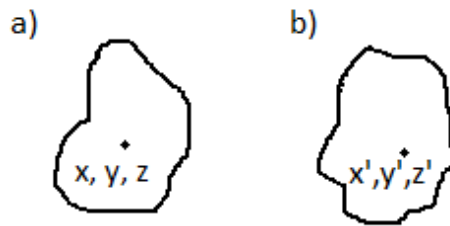


Figura 1: Representação do deslocamento de uma partícula ao sofrer deformação (a) Corpo em equilíbrio antes da deformação. (b) Corpo após a deformação

Na figura acima a partícula representada por um ponto se encontra em equilíbrio na posição ortogonal x , y , z . Após sofrer a ação de uma força externa a partícula se deslocará devido à variação volumétrica ocorrida no sólido ocupando agora as posições x' , y' , z' . Considere u_x , u_y , u_z as componentes de deslocamento do vetor $\vec{u}$ referente ao movimento desta partícula. Considerando-se um elemento infinitesimal de área na direção do eixo x , ε_{xx} é a deformação longitudinal na direção x e ε_{xy} é a deformação cisalhante na y . Assim a deformação de um ponto dentro de um corpo tridimensional é dada da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{xx} &= \frac{\partial u_x}{\partial x}; \\
\varepsilon_{xy} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right); \\
\varepsilon_{xz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right);
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Nos fluidos a deformação resultante das tensões exercidas por algum tipo de força externa induz o fluxo de fluidos nos poros. Uma propriedade capaz de qualificar essa interação de esforço exercido com a dinâmica do fluxo de fluido é a viscosidade

A viscosidade está diretamente relacionada com a taxa de deformação de um fluido. Para uma determinada tensão, um fluido altamente viscoso deforma-se numa taxa menor do que um fluido com baixa viscosidade. A deformação do fluido do meio normalmente é definida em relação à matriz sólida. $\bar{v}$ representa o vetor de deslocamento médio da parte fluida, com suas componentes v_x, v_y, v_z . O deslocamento do fluido relativo ao sólido (w_i) pode ser descrito em termos do volume de fluidos deslocados por unidade de área nas direções x, y, z, sendo respectivamente $\phi v_x, \phi v_y, \phi v_z$. Assim define-se também o vetor $\bar{w}$ de deslocamento relativo.

$$w_i = \phi(v_i - u_i). \tag{2.3}$$

Através de w_i é possível definir outro parâmetro importante

$$\zeta = \nabla \cdot \bar{w} = \left[\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right]. \tag{2.4}$$

ζ estabelece o incremento da quantidade de fluido nos poros das rochas, é a quantidade de fluido que entra e sai em um determinado volume da porção sólida. As relações de tensão e deformação podem ser escritas da seguinte forma

$$\begin{aligned}
\tau_{xx} &= 2\mu\varepsilon_{xx} + \lambda_c\varepsilon_v - \alpha M\zeta \\
\tau_{yy} &= 2\mu\varepsilon_{yy} + \lambda_c\varepsilon_v - \alpha M\zeta \\
\tau_{zz} &= 2\mu\varepsilon_{zz} + \lambda_c\varepsilon_v - \alpha M\zeta
\end{aligned} \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}
\tau_{xy} &= 2\mu\epsilon_{xy} \\
\tau_{xz} &= 2\mu\epsilon_{xz} \\
\tau_{yz} &= 2\mu\epsilon_{yz} \\
p_f &= -\alpha M\epsilon + M\zeta
\end{aligned}$$

onde ϵ_v é a deformação volumétrica da parte sólida

$$\epsilon_v = \nabla \cdot \bar{u} = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}, \quad (2.6)$$

sendo $\bar{u}$ as componentes do vetor deslocamento da parte sólida, μ e λ_c são os parâmetros de Lamé para o meio saturado, o primeiro normalmente chamado de módulo de cisalhamento. Os parâmetros α e M são relacionados aos módulos bulk da rocha e serão descritos posteriormente.

2.2 AS EQUAÇÕES DE BIOT

A propagação de ondas elásticas em meios saturados pode ser descrita através das equações poroelásticas de Biot. Estas equações são baseadas na dinâmica de movimento das partes fluidas e sólidas. Biot (1956a) descreveu essas relações através das equações de movimento a partir de uma formulação variacional, isto é, com base nas energias cinéticas e potenciais das partículas, além de um potencial de dissipação, referente à perda de energia da onda. Essas equações definiram a teoria de Biot para baixas frequências. Biot (1956b) estende sua teoria por toda a faixa de frequências, acrescentando uma função de variável complexa. Por fim, Biot (1962) reescreve as equações acrescentando novas variáveis, como o vetor de deslocamento relativo $\bar{w}$ descrito anteriormente.

Biot (1962) obtém as equações de movimento a partir da formulação variacional como nos trabalhos anteriores, levando em consideração as expressões de energia cinética, energia de deformação e a dissipação. Para um meio unidimensional (1-D), Biot descreve a propagação da onda elástica no meio saturado através de quatro equações e quatro variáveis. As variáveis são: a velocidade de partícula da porção sólida (U_z), a velocidade do fluido relativa ao do sólido (W_z), a tensão na porção sólida (τ_{zz}) e

a pressão no fluido (p_f). Assim, as equações de propagação da onda, considerando apenas uma única direção de propagação podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} (m\rho - \rho_f^2) \frac{\partial U_z}{\partial t} &= m \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho_f \frac{\partial p_f}{\partial z} + \rho_f \frac{\eta}{k} W_z \\ (\rho_f^2 - \rho m) \frac{\partial W_z}{\partial t} &= \rho_f \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho \frac{\partial p_f}{\partial z} + \rho \frac{\eta}{k} W_z; \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} = (2\mu + \lambda_c) \frac{\partial U_z}{\partial z} + \alpha M \frac{\partial W_z}{\partial z};$$

$$\frac{\partial p_f}{\partial t} = -\alpha M \frac{\partial U_z}{\partial z} - M \frac{\partial W_z}{\partial z};$$

onde t é o tempo e z é a direção vertical de propagação da onda. ρ é a densidade do meio saturado, ρ_f é a densidade do fluido, m é a densidade de fluido efetiva, η é a viscosidade, k é a permeabilidade, μ e λ_c são os parâmetros de lamé para o meio saturado. λ_c é definido como o primeiro parâmetro de Lamé e é relacionado com o módulo de compressibilidade do meio, enquanto μ é o segundo parâmetro de Lamé referente ao modulo de cisalhamento. No caso das equações de Biot este último se refere ao cisalhamento da estrutura porosa saturada, e pode ser considerado aproximadamente igual ao modulo de cisalhamento da estrutura porosa seca. Os parâmetros α e M são relacionados aos módulos bulk da rocha e podem ser definidos como

$$\alpha = 1 - \frac{K_b}{K_s}; \quad (2.8)$$

$$M = \left(\frac{\phi}{K_f} + \frac{\alpha - \phi}{K_s} \right)^{-1},$$

onde K_b é o módulo bulk do meio poroso seco, K_s é o módulo bulk da porção sólida, e K_f é o módulo bulk do fluido. O modulo bulk corresponde a capacidade de resistência do meio a uma compressão volumétrica, enquanto o modulo cisalhante corresponde a

capacidade de resistência ao cisalhamento. A densidade do meio saturado pode ser obtida por

$$\rho = (1 - \phi)\rho_s + \phi\rho_f \quad , \quad (2.9)$$

onde ρ_s é a densidade da porção sólida e ϕ a porosidade. A densidade do fluido efetiva é dada por

$$m = T \frac{\rho_f}{\phi}, \quad (2.10)$$

onde T é a tortuosidade, um parâmetro que se relaciona com as estruturas dos poros, r é a medida do tamanho dos grãos esféricos, e pode ser calculada como

$$T = 1 - r \left(1 - \frac{1}{\phi}\right). \quad (2.11)$$

onde $r = 0.5$ para um meio composto por grãos esféricos. O parâmetro de Lamé pode ser obtido através da fórmula

$$\lambda_c = K_c - \frac{2\mu}{3}, \quad (2.12)$$

onde K_c é o módulo bulk do meio saturado. K_c pode ser obtido através das relações entre K_b , α , M (Bourbié et al., 1987; Carcione, 2007)

$$K_c = K_b + \alpha^2 M. \quad (2.13)$$

Um dos resultados principais da Teoria da Poroelasticidade de Biot é a demonstração da existência de uma segunda onda compressional: a onda P lenta. O trabalho de Biot se fundamenta na abordagem de três tipos de ondas de corpo: duas ondas compressionais e uma cisalhante. A onda P, ou onda P rápida na teoria de Biot é similar à onda compressional para meios sólidos não porosos, onde os movimentos da matriz sólida e do fluido ocorrem em fase durante a passagem da onda elástica. Já a onda P lenta fundamento desta teoria, descreve a defasagem destes deslocamentos entre a porção sólida e fluida da rocha. A onda elástica ao se propagar no meio poroso

saturado induz um fluxo de fluido capaz de causar atenuação da onda sísmica através de processos dissipativos de energia, gerando uma diminuição da energia total do campo de onda. A onda P lenta possui uma velocidade muito menor que a primeira e é altamente atenuada, sua propagação é similar ao fenômeno de condução de calor (Biot, 1956a).

As velocidades da onda P para o meio saturado (V_{p_c}) e velocidade da onda S (V_s) para o meio saturado podem ser escritas da seguinte forma

$$V_{p_c} = \sqrt{\frac{K_c + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}, \quad (2.14)$$

e

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.15)$$

Segundo Johnson e Plona (1982) a velocidade para a onda P lenta pode ser aproximadamente

$$V_{p \text{ lenta}} = \frac{V_{p-f}}{\sqrt{T}}. \quad (2.16)$$

Na faixa das baixas frequências, ou frequências sísmicas, o meio não pode suportar a onda P lenta em virtude de o processo ser difusivo e o efeito da viscosidade ser dominante sobre os efeitos inerciais (Biot, 1956a). Além disso, a teoria de Biot para meios homogêneos, como ela foi introduzida (Biot, 1956, 1962), não é capaz de explicar a discrepância existente entre os valores preditos e os valores observados pela atenuação da onda P rápida (Gist, 1994). Essa diferença de valores está associada com a complexidade das estruturas presentes nos meios porosos das rochas, capazes de gerarem atenuação relacionada ao fluxo de fluidos em escala mesoscópica (White et al., 1975) ou microscópica (Mavko and Nur, 1979). A teoria da Poroelasticidade de Biot (Biot, 1962) apesar dessas limitações, fornece base teórica para que se possa calcular a atenuação da onda em escala mesoscópica através de soluções analíticas como o modelo de (White et al., 1975) ou diretamente através da modelagem numérica. Neste trabalho,

a modelagem numérica é utilizada para simular a propagação da onda elástica em um meio homogêneo, buscando identificar as duas ondas compressionais observadas por Biot. Para solução das equações de Biot (equações 2.7) é necessário a utilização de métodos matemáticos eficazes, como é o caso das diferenças finitas.

3. O MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS

O princípio deste método é transformar a resolução de uma equação diferencial em um sistema de equações algébricas, através da aproximação das derivadas por diferenças (Ruggiero, 1996). Para isto são utilizados os operadores de diferenças finitas que podem ser obtidos pelas combinações e truncamentos da série de Taylor; através de derivação de fórmulas de interpolação polinomial de Lagrange ou ainda fórmulas de interpolação polinomial de Newton (Mathews, 1992).

3.1 O TEOREMA DE TAYLOR

O teorema de Taylor é usado para encontrar aproximações das derivadas de uma função através da expansão em série de Taylor. Para descrição do teorema de Taylor, considere uma função $f \in C^{n+1} [a, b]$, (isso implica em uma função com derivadas contínuas, ou seja, derivadas com ordem 1, 2,... n+1). Se x_0 e $x = x_0 + h$ são pertencente a $[a, b]$

$$(x_0 + h) = \sum_{k=0}^n \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!} h^k + \frac{f^{(n+1)}(c)}{(n+1)!} h^{n+1}, \quad (3.1)$$

onde $c \in (x_0, x_0 + h)$. O primeiro termo da equação é um polinômio possuindo a função de aproximar a função $f(x)$, enquanto o segundo termo corresponde ao erro de truncamento, pode ser escrito apenas como $O(h^{n+1})$, assim,

$$O(h^{n+1}) = \frac{f^{(n+1)}(c)}{(n+1)!} h^{n+1}, \quad (3.2)$$

o operador de diferenças finitas se relaciona com as derivadas laterais da função, por exemplo, o operador de diferenças finitas progressivas para derivada primeira de ordem $O(h)$ é obtido através da expansão pela série de Taylor de $f(x+h)$, assumindo $f \in C^2[a, b]$ e $x, x+h \in [a, b]$:

$$f(x + h) = f(x) + f'(x)h + O(h^2), \quad (3.3)$$

onde $c \in (x, x+h)$, a equação 4.3 pode ser escrita da seguinte forma

$$f'(x) = \frac{f(x+h)-f(x)}{h} - \frac{f''(c)h}{2!}, \quad (3.4)$$

onde o erro de truncamento é $O(h)$ é:

$$O(h) = - \frac{f''(c)h}{2!}. \quad (3.5)$$

Ignorando-se o erro de truncamento, o operador progressivo para derivada primeira de ordem $O(h)$ é

$$f'(x) = \frac{f(x+h)-f(x)}{h}. \quad (3.6)$$

O operador de diferenças finitas central para derivada primeira de ordem $O(h^2)$, é obtido pela expansão em série de Taylor, através de $f(x+h)$ e $f(x-h)$.

$$f(x+h) = f(x) + f'(x)h + \frac{f''(x)h^2}{2!} + \frac{f'''(c_1)h^3}{3!}; \quad (3.7)$$

$$f(x-h) = f(x) - f'(x)h + \frac{f''(x)h^2}{2!} - \frac{f'''(c_2)h^3}{3!}. \quad (3.8)$$

Considerando $f \in C^3[a, b]$ e que $x-h, x$ e $x+h \in [a, b]$, onde $c_1, c_2 \in (x-h, x+h)$. Realizando uma subtração da equação 3.7 com a equação 3.8 tem-se:

$$f(x+h) - f(x-h) = 2f'(x)h + \frac{[f'''(c_1)+f'''(c_2)]h^3}{3!}. \quad (3.9)$$

A equação 3.9 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$f'(x) = \frac{f(x+h)-f(x-h)}{2h} - \frac{[f'''(c_1)+f'''(c_2)]h^2}{12}. \quad (3.10)$$

O termo do lado direito da equação 3.10 é o erro de truncamento, assim ignorando o erro, tem o operador de diferenças finitas central de primeira ordem $O(h^2)$:

$$f'(x) = \frac{f(x+h)-f(x-h)}{2h}. \quad (3.11)$$

4.2 A MODELAGEM SÍSMICA PELO MÉTODO DAS DIFERENÇAS FINITAS

A modelagem sísmica é utilizada para simular a propagação da onda em meios rochosos. Equações de movimento devem ser solucionadas no tempo específico do campo de onda para que se possa gerar um modelo correspondente com a realidade que se pretende modelar. Para solucionar as equações que governam o fenômeno de propagação da onda, pode ser utilizado os métodos numéricos. O método numérico das diferenças finitas tem sido amplamente utilizado para modelagem da onda (Levander, 1988; Virieux, 1984; 1986; Zhu e McMechan, 1991). Na geofísica principalmente as diferenças finitas é utilizada pela eficiência dos algoritmos implementados, uma vez que se torna possível obter formulações explícitas sem a necessidade de métodos mais complexos, como a resolução de sistemas algébricos ou inversão de matrizes. Entretanto, outros métodos também são utilizados para a modelagem da onda, cada um com suas limitações e vantagens. Uma boa descrição dos métodos numéricos para a modelagem da onda no que se refere ao tema geofísica aplicada, pode ser encontrado em Carcione et al. (2002)

No método das diferenças finitas é utilizada uma malha de pontos para discretização do campo de onda. Os operadores de diferenças finitas são responsáveis por calcular as derivadas em um determinado ponto da malha, a partir de médias ponderadas dos valores do campo em pontos vizinhos na malha (derivadas espaciais) e em instantes consecutivos no tempo (derivadas temporais). As ordens dos operadores de diferenças finitas ditam o número de pontos a serem envolvidos na malha. Para equações da onda formuladas em termos de velocidades e tensões, um esquema em malhas intercaladas deve ser utilizado.

Madariaga (1976) foi o primeiro a descrever para resolução das equações elásticas um esquema de resolução em diferenças finitas com malha intercalada. Esta solução foi utilizada para modelagem de uma fratura em expansão em um meio perfeitamente elástico. Virieux (1984, 1986) utilizou esta formulação para a modelagem

sísmica bidimensional. Levander (1988) aprimorou a formulação de Virieux (1984, 1986) para quarta ordem de precisão no espaço.

4. ATENUAÇÃO SÍSMICA

O estudo da atenuação sísmica pode ser utilizado para descrição da litologia e presença de fluidos em reservatório, uma grande importância tem sido dada ao seu conhecimento nas últimas décadas (Ricker, 1977; White, 1983; Mavko and Nur, 1979; Toksoz et al., 1979; Kneib and Shapiro, 1995; Carcione, 1995; Dvorkin et al., 1995; Johnson, 2001; Pride et al., 2004). Assuntos relacionados à dinâmica de propagação de ondas sísmicas em rochas parcialmente saturadas são categoricamente interpretados. Segundo Dasgupta and Clark. (1998) e Rapoport et al. (2004) os reservatórios de óleo e gás apresentam uma alta atenuação da onda sísmica, no domínio das baixas frequências (Chapman et al., 2006).

A onda sísmica ao se propagar no meio está condicionada a deformá-lo devido às propriedades elásticas presentes no material, alguns fatores como o espalhamento geométrico e a partição do raio também são responsáveis por diminuir a intensidade do sinal, ocasionando em uma diminuição da amplitude da onda em relação à distância. A atenuação pode ser muitas vezes entendida como a taxa de decaimento exponencial da amplitude da onda em relação à distância.

No método sísmico, muitas vezes o sistema Terra é tratado como um corpo puramente elástico, obedecendo à teoria fundamental da elasticidade. Isso proporciona uma análise conceitual mais simples, uma vez que a propagação da onda pode ser explicada pela equação geral da onda elástica. Desta forma, princípios básicos da física podem esclarecer os comportamentos ondulatórios referentes à perda de amplitude, como é o caso do espalhamento geométrico.

A subsuperfície terrestre, na prática, heterogênea e anisotrópica é bem diferente de um corpo sólido ideal. A onda ao se propagar em subsuperfície é deformada de acordo com as propriedades elásticas do meio, além de sofrer atenuação por materiais que contêm propriedades inelásticas e viscosas (Zhang, 2008). A atenuação referente à transformação da energia total da onda em calor pode ser denominada de atenuação intrínseca, ou inelástica, um processo devido às propriedades das rochas. Já as atenuações ditas elásticas são aquelas as quais não há transformação de energia em calor, como o espalhamento geométrico. Aqui nesta monografia, o termo atenuação é simplesmente usado com referência à atenuação intrínseca.

Além da atenuação, outro fenômeno importante ocorre causando variações na velocidade da onda. A dispersão é um processo onde existem mudanças no valor da velocidade em função da frequência. A dispersão é uma consequência natural da absorção do meio.

4.1 O FLUXO DE FLUIDO INDUZIDO PELA ONDA

Os fluidos presentes nos poros das rochas são responsáveis por grande parte da atenuação inelástica e dispersão através de um mecanismo denominado de fluxo de fluido induzido pela onda (*wave induced fluid flow*) (Tisato and Quintal, 2013). Neste processo a onda sísmica ao penetrar na seção poroelástica da rocha, induz pressões de fluido diferentes entre regiões com conformidades distintas. O gradiente de pressão resultante é responsável pelo escoamento do fluido (fluxo de fluido) que se desloca gerando fricções internas contra a matriz sólida, essas fricções são responsáveis pela perda de energia da onda através da dissipação viscosa. O fluxo de fluido ocorre para equilibrar as diferentes pressões devido às heterogeneidades do meio. Nas rochas parcialmente saturadas as regiões de compressibilidade diferentes são caracterizadas pelas diferenças de saturação do fluido acompanhadas ou não de heterogeneidades na matriz sólida.

O fluxo de fluido induzido pela onda é classificado de acordo com a escala de comprimento do gradiente de pressão, as relações estabelecidas durante a propagação da onda na seção poroelástica da rocha definirá a que tipo de classificação o fluxo de fluido pode ocorrer, existem hoje três mecanismos que levam à atenuação e dispersão.

O primeiro mecanismo ocorre na escala macroscópica e é denominado fluxo global, ou mecanismo de Biot. A onda, ao se propagar em uma rocha parcialmente saturada, criará gradientes de pressão entre seu pico e seu vale (escala do comprimento de onda). Para baixas frequências, nessa escala, o líquido fica preso à matriz sólida, de maneira que não existe movimento relativo entre o líquido nos poros e a matriz da rocha num meio homogêneo. Para altas frequências, o efeito da inércia produz um retardamento no movimento do líquido com relação à fase sólida, gerando assim uma defasagem entre estes dois componentes, (Figura 2). Os valores referentes à atenuação e dispersão para altas frequências podem ser quantificados através da Teoria de Biot da Poroelasticidade (Frenkel, 1944; Biot, 1956a, 1956b, 1962; Bourbié et al., 1987; Pride,

2005), podem ser expressos através de parâmetros macroscópicos como constantes de poroelasticidade, porosidade, permeabilidade e propriedades do fluido. O fluxo global não é capaz de explicar as atenuações ocorridas na faixa de baixas frequências, como frequências sísmicas.

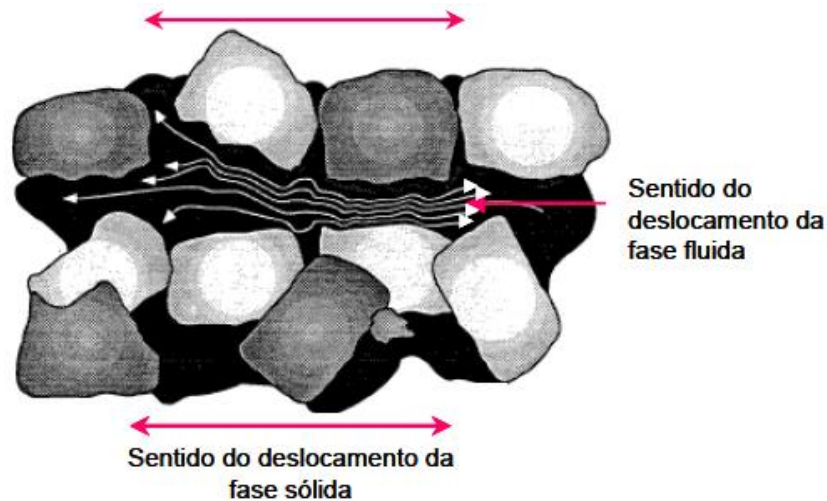


Figura 2: Fluxo global referente ao mecanismo de Biot (Retirado de: García, 2008)

O fluxo de fluido induzido pela onda pode ocorrer também em escala microscópica, através das heterogeneidades dos espaços porosos da rocha. Essas diferenças podem ser associadas à orientação e diferenças nos formatos dos grãos e poros. As regiões muito compressíveis (poros achatados, como os contatos entre os grãos) em contraste com outras mais rígidas (poros arredondados, comumente aproximados como poros esféricos) geram compressões distintas durante a propagação da onda, fazendo com que ocorra o fluxo de fluido na escala desses poros (Figura 3). Esse mecanismo é denominado de fluxo local (*Squirt Flow*), comumente importante para análises referentes a frequências ultrassônicas. Segundo a teoria do fluxo local (Mavko & Nur, 1979), se uma rocha contém somente poros arredondados, não haverá fluxo de fluido nessa escala quando a rocha está totalmente saturada.

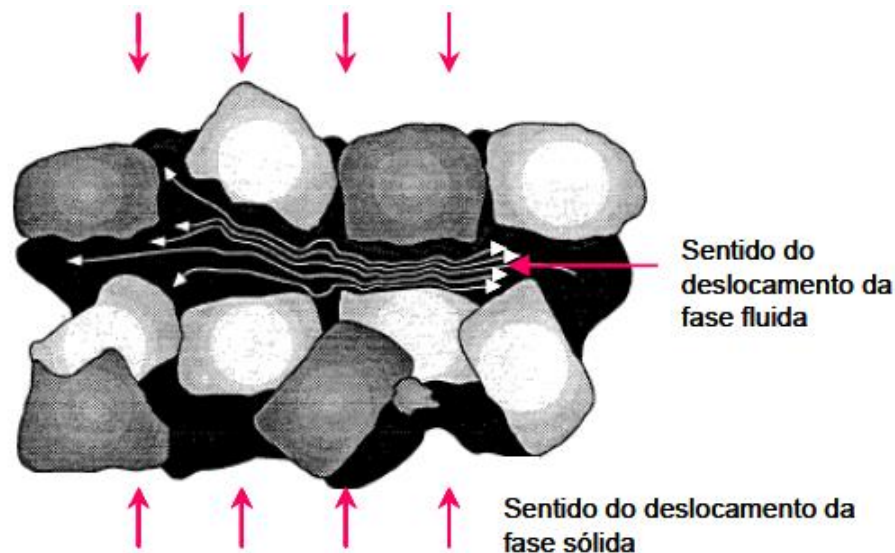


Figura 3: Fluxo local (Retirado de: García, 2008)

Outra classificação leva em consideração as heterogeneidades litológicas ou de saturação de fluidos. Ocorre em uma escala maior que o tamanho do poro da rocha e menor que o comprimento da onda, a chamada escala mesoscópica (White et al., 1975; Pride et al., 2004; Toms et al., 2006). O mecanismo de fluxo mesoscópico explica grande parte da atenuação inelástica ocorrida na faixa de frequência baixas (sísmica), como foi demonstrado por Tisato and Quintal (2013). A onda ao se propagar na rocha gera gradientes de pressões no fluido devido às heterogeneidades das partes adjacentes, podendo ser através da diferença dos minerais existentes, ou também pela própria saturação de fluido. O gradiente de pressão gerado proporciona um fluxo de fluido, responsável pela dissipação da energia da onda. Os modelos analíticos de atenuação mesoscópica se classificam principalmente em duas categorias (Pride et al., 2004) de variação no conteúdo do fluido (saturação parcial) e variação litológica. A Figura 4 ilustra as três escalas de heterogeneidades comentadas anteriormente.

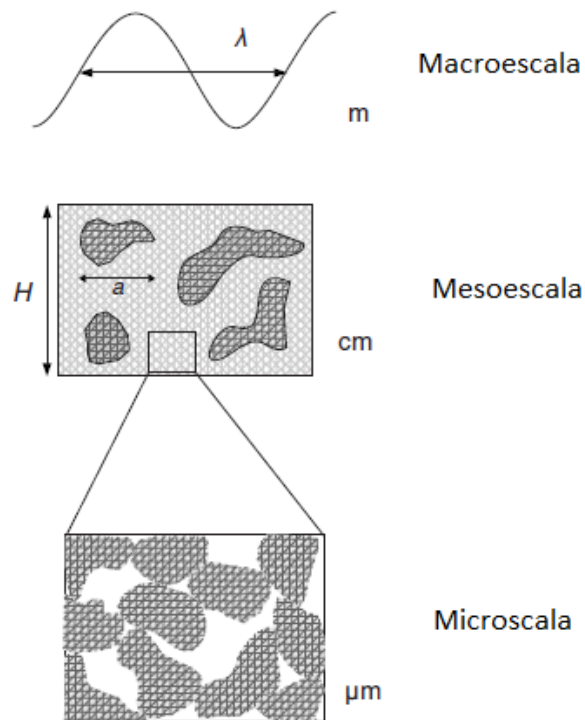


Figura 4: Escalas de heterogeneidades onde se desenvolve o fluxo de fluido induzido pela onda. A escala mesoscópica pode explicar as atenuações nas baixas frequências e ocorre na unidade centimétrica (Retirado de: Muller et al. 2010).

4.2. O FATOR DE QUALIDADE “Q”

Para a abordagem do método sísmico, convencionalmente o sistema Terra é referido como um corpo sólido e perfeitamente homogêneo. Assim, é possível descrever camadas somente através de dois parâmetros físicos, densidade (ρ) e velocidade (v). Na prática o comportamento de propagação da onda é diferente quando comparado a um meio sólido ideal, portanto é necessária uma abordagem que leve em consideração as propriedades petrofísicas das rochas.

Quando a onda sísmica sofre atenuação é possível descrever o comportamento deste fenômeno através de três parâmetros mensuráveis, densidade (ρ), velocidade (v) e o fator de qualidade Q (Q). Este fator é capaz de reunir através de um único parâmetro informações importantes sobre a rocha, como suas características litológicas, física e saturações de fluidos. Seu inverso é uma medida da atenuação sísmica.

A figura 5 ilustra os mecanismos de propagação de uma onda elástica em dois meios distintos. Em (a) o meio é um sólido ideal, representado apenas por ρ e v . Repare que o comportamento da onda ao passar pelo corpo não sofre alterações quanto as suas

propriedades físicas e geométricas, sem absorção pelo meio, o pulso tende a manter sua forma. Em (b) o meio é visco-elástico, onde o pulso sísmico ao passar, sofre atenuação, sendo representado pelos três parâmetros físicos (ρ , v , Q). Neste meio é possível observar a distorção na forma e amplitude do pulso.

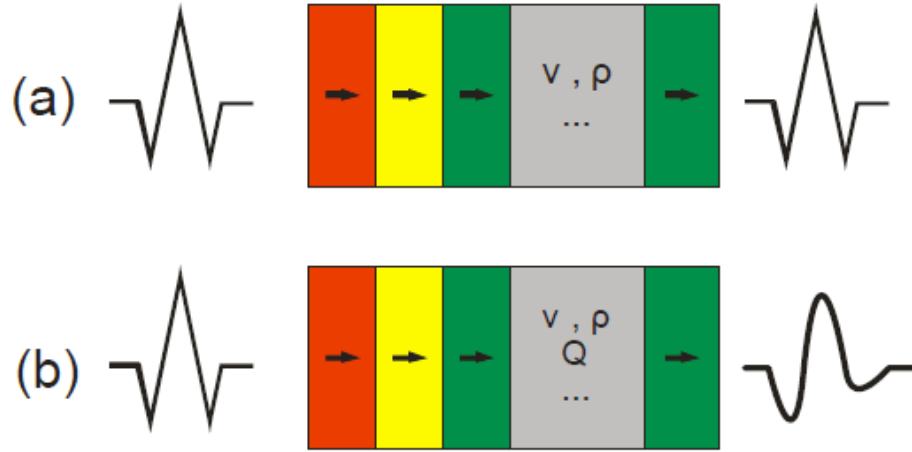


Figura 5: Comportamento da onda sísmica devido a ρ , v e Q . Em (a) um meio sem absorção. Em (b) Um meio absoritivo. (Retirado de: Nunes, 2010)

Existem várias definições matemáticas para o fator de qualidade Q . Nesta monografia é utilizada a seguinte definição (O'Connell and Budiansky, 1978):

$$Q = \frac{4\pi En_{ave}}{En_{dis}} \quad (4.1)$$

onde En_{ave} é a energia armazenada média durante um ciclo de propagação da onda e En_{dis} é a energia dissipada por ciclo.

4.3. ANÁLISE MESOSCÓPICA - O MODELO DE WHITE

Diversos autores têm estudado o comportamento do fluxo de fluido induzido pela onda na escala mesoscópica (White, 1975; White et al., 1975; Norris, 1993; Johnson, 2001; Pride and Berryman, 2003; Muller and Gurevich, 2004; Muller et al., 2010). White (1975) e White et al.(1975) foram os primeiros a descrever soluções analíticas para cálculo da atenuação e dispersão através de modelos poroelásticos. O modelo de White é baseado na teoria de Biot e consegue explicar as perdas de energias

sofridas pelo fluxo de fluido nas baixas frequências. White (1975) descreve em três dimensões (3-D) um modelo capaz de representar um meio parcialmente saturado por água com inclusões esféricas de gás. White et al. (1975) faz uma abordagem mais simples representando através de um modelo unidimensional (1-D) com alternâncias de saturações periódicas (gás e água). As diferenças de pressões de fluidos entre as duas regiões é a principal causa do fluxo de fluido mesoscópico. Essa aproximação para um meio mesoscópico saturado é conhecida como modelos de saturação *patchy* (*patchy saturation*) (figura 6). Dutta & Odé (1979 a, b) a partir do modelo de White demonstraram que o fluxo de fluido mesoscópico pode ser modelado pelas equações da poroelasticidade de Biot (Biot, 1962), através da variação espacial dos parâmetros petrofísicos para a propagação da onda em um meio poroso saturado. Diversos estudos teóricos foram capazes de estabelecer uma boa aproximação para o cálculo da atenuação através do modelo de White, tanto para inclusões geométricas e camadas periodicamente saturadas através da modelagem numérica (Johnson, 2001; Pride et al., 2004; Vogelaar et al., 2010).

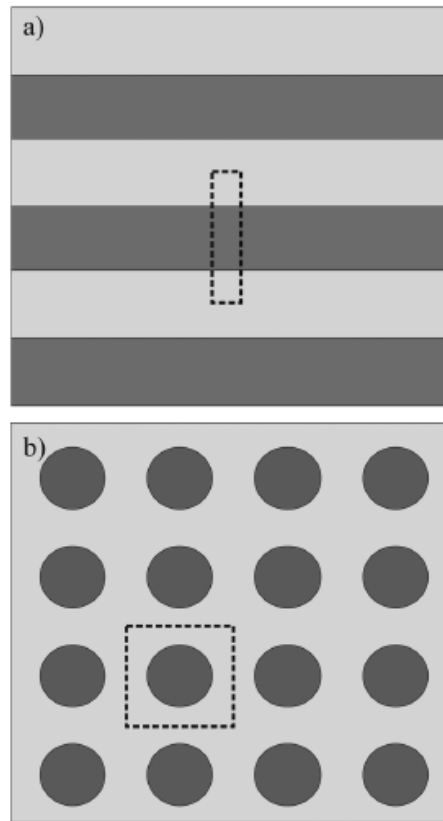


Figura 6 – Modelos de saturação. (a) Modelo unidimensional com alternância periódica (b) Modelo em 2-D com inclusões circulares. As áreas tracejadas representam as regiões com variação de fluido (*patchy saturation*) (retirado de: Quintal et al., 2011).

4.3.1 A solução analítica de White

A solução analítica para o modelo 1D de White para camadas periodicamente saturadas (figura 6a) será realizado na segunda parte deste trabalho. Esse cálculo para atenuação e dispersão da velocidade da onda pode ser descrito através das relações dos valores petrofísicos do meio. Cada camada está saturada com um tipo de fluido diferente (água e gás). A atenuação e dispersão da velocidade da onda estão associadas com o fluxo de fluido induzido, gerado pelas diferenças de pressões de fluidos nas camadas. A solução analítica aborda a determinação de diversos parâmetros para gerar o fator de qualidade Q dependente da frequência e a velocidade de fase V_p para um determinado conjunto de propriedades física das rochas. O fator de qualidade Q de acordo com o modelo de White pode ser definido conforme mostrada abaixo

$$Q = \frac{Re(E)}{Im(E)} \quad (4.2)$$

e a velocidade da onda P

$$V_p = \left(Re \left(\frac{1}{V} \right) \right)^{-1}, \quad (4.3)$$

onde E é o modulo complexo da onda P para propagações perpendiculares à superfície e V é a velocidade complexa da onda P

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (4.4)$$

Onde ρ é a densidade do meio poroso saturado. As descrições das equações complementares do modelo de White serão demonstradas conforme proposta por Quintal et al., (2009), onde para facilitar as análises, há um rearranjo das equações do modelo analítico de Carcione e Picotti (2006). Desta forma tenta-se facilitar a compreensão do controle dos parâmetros sobre a atenuação. Assim o módulo complexo E é o produto de um número real E_0 e um número complexo b

$$E = E_0 b, \quad (4.5)$$

onde

$$E_0 = \left(\frac{\rho_1}{E_{G1}} \frac{\rho_2}{E_{G2}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

e

$$b = (1 + (I_{1g1} + I_{2g2})^{-1})^{-1}. \quad (4.7)$$

Assim, obtém a equação:

$$Q = \frac{Re(b)}{Im(b)} \quad (4.8)$$

Os índices 1 e 2 representam os dois meios porosos, cada um saturado por um fluido. Para cada meio poroso têm-se $j = (1,2)$

$$g_j = \frac{K_{Ej}}{2E_0(r_2 - r_1)^2 \rho_j}, \quad (4.9)$$

$$I_j = \sqrt{i\omega s_j} \coth\left(\frac{\sqrt{i\omega s_j}}{2}\right), \quad (4.10)$$

e

$$s_j = \frac{\eta_j d_j^2}{K_{Ej} k_j} \quad (4.11)$$

Conforme discutido por Quintal et al. (2009), o fator de qualidade Q (equação 4.8) é escrito conforme dois grupos de parâmetros petrofísicos, “s” e “g” e a frequência angular ω ($=2\pi f$). O parâmetro geral s contém os parâmetros referentes ao fluido como viscosidade e permeabilidade e o parâmetro geral g se refere principalmente aos parâmetros elásticos e porosidade. A tabela 1 apresenta os símbolos usados para leitura dos parâmetros petrofísicos utilizados no modelo de White et al. (1975), os outros serão descritos a seguir

Tabela 1 – Parâmetros petrofísicos para cálculo da atenuação através do Modelo de White et al. (1975)

Símbolo	Parâmetro
Φ	Porosidade
K_b	Módulo bulk da matriz seca
μ_m	Módulo cisalhante da matriz seca
K_s	Módulo bulk do grão
μ_s	Módulo cisalhante do grão
K_f	Módulo bulk do fluido
η	Viscosidade
ρ_s	Densidade do grão
ρ_f	Densidade do fluido
κ	Permeabilidade

O parâmetro p representa a saturação parcial de cada fluido, se considerarmos a matriz sólida homogênea.

$$p = \frac{d}{d_1 + d_2} , \quad (4.12)$$

onde d_1 e d_2 representam a espessura das camadas. O módulo da velocidade da onda para a rocha saturada é

$$E_G = K_G + \frac{4}{3}\mu_m , \quad (4.13)$$

o módulo efetivo é

$$K_E = \frac{E_m M}{E_G} , \quad (4.14)$$

a razão da tensão de fluido da onda P rápida e a tensão total é

$$r = \frac{\alpha M}{E_G}, \quad (4.15)$$

o módulo de Gassmann é

$$K_G = K_b + \alpha^2 M. \quad (4.16)$$

Os parâmetros α e M são descritos na equação 2.8. O módulo da Onda P rápida para a rocha seca é

$$E_M = K_b + \frac{4}{3}\mu_m \quad (4.17)$$

O índice m se refere à matriz sólida da rocha seca, os índices s e f são referentes ao sólido e ao fluido respectivamente. A equação 4.13 fornece o módulo da onda P a baixas frequências onde o módulo bulk do fluido é medido de acordo com a lei de Gassmann-Wood e a equação 4.6 fornece o módulo da onda P para altas frequências de acordo com a lei de Gassmann-Hill (Mavko et al., 1998; Carcione and Picotti, 2006; Toms et al., 2006)

No modelo de White, a atenuação depende fortemente da frequência. Um dos objetivos do presente trabalho é desenvolver o cálculo para atenuação e dispersão da velocidade da onda P através do modelo de camadas periódicas alternadas de White, variando os parâmetros petrofísicos e espessura das camadas, para demonstrar a relação existente entre as várias propriedades físicas das rochas, a atenuação e dispersão.

5. METODOLOGIA

A solução analítica do modelo de White (White et al. 1975) e a modelagem poroelástica, foram feitas através do software Matlab da empresa *MathWorks*. A figura 7 sintetiza o processo de obtenção da solução numérica para um problema físico.

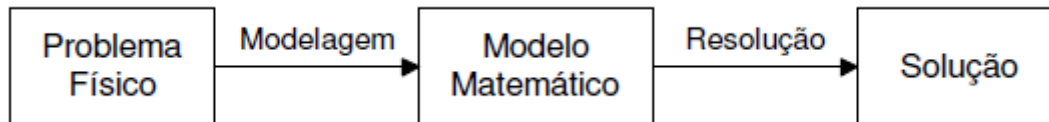


Figura 7 – fluxo para modelagem numérica

A modelagem numérica trata a simulação de soluções para problemas físicos. Através de um conjunto de equações, um problema físico pode ser representado computacionalmente é possível através desta análise observar o comportamento do fenômeno e inferir possíveis soluções para o problema. De acordo com a figura 7 é possível estabelecer as duas etapas que podem se consideradas de ligação entre o problema físico e a solução. A modelagem é a fase de obtenção do modelo matemático que descreve o comportamento do sistema físico a resolução é a fase de obtenção da solução através da aplicação do método numérico

Neste trabalho, será apresentada a modelagem numérica para propagação da onda em um meio poroso. O problema físico será descrito através das equações de Biot da Poroelasticidade (Biot, 1963) e quando solucionadas pelo método matemático das diferenças finitas, será possível observar o comportamento do meio à passagem da onda.

6. RESULTADOS

A partir dessa seção, será demonstrado os resultados obtidos através da modelagem poroelástica e da solução analítica de White et al. (1975) . Os resultados são apresentados com imagens capazes de ilustrar o problema físico em questão, como é o caso dos *snapshots* para a modelagem e também equações que são capazes de relacionar diversas propriedades poroelásticas do meio com os resultados obtidos.

6.1 A MODELAGEM POROELÁSTICA

As equações de Biot (equações 2.7) foram solucionadas através da formulação de Madariaga-Virieux para malhas intercaladas (Madariaga, 1976; Virieux, 1984, 1986). Todas as aproximações para as derivadas foram feitas através do operador de diferenças finitas com precisão de primeira ordem tanto em tempo como em espaço.

6.1.1 Diferenças finitas em malha intercalada

A modelagem da onda utilizada neste trabalho foi realizada através da malha intercalada com precisão de primeira ordem para as derivadas espaciais e temporais. A figura 8 ilustra os componentes do campo de onda distribuídas na malha intercalada para solução das equações de Biot (equações 2.7). Neste esquema os pontos da malha original são utilizados para aproximar derivadas em pontos da malha intermediária. Desta forma, os pontos da malha intercalada são utilizados da mesma maneira para aproximação das derivadas da malha original. Os operadores de diferenças finitas são os responsáveis por este processo, eles levam de uma forma geral, as derivadas da malha original para a malha intercalada e vice versa. De acordo com a figura 8 as componentes U_z, W_z , são avaliadas no ponto $(j\Delta z)$ e as componentes τ_{zz}, p_f no ponto $(j+ 1/2\Delta z)$, onde Δz é o incremento da malha vertical. $j = 1, 2, 3... N_z$, onde N_z é o número de pontos da malha.

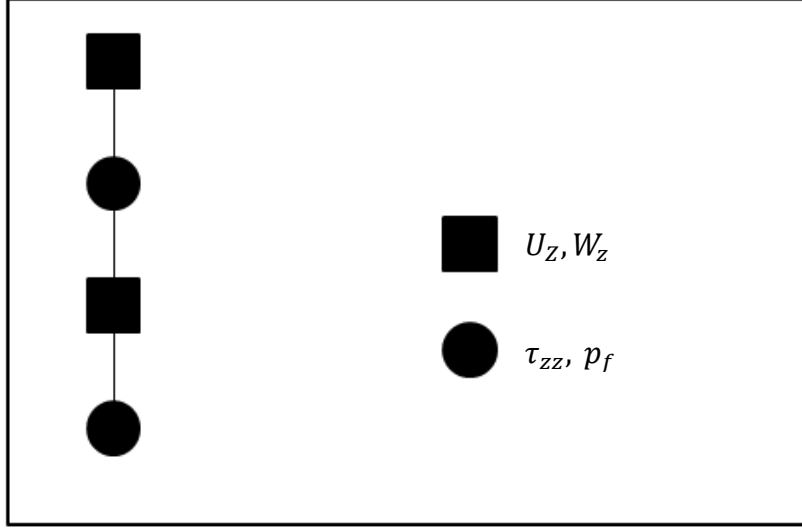


Figura 8 – Distribuição das componentes do campo de onda na malha intercalada

6.1.2 A FUNÇÃO FONTE

A função fonte é inserida no modelo para a simulação de uma fonte explosiva. Para isto, foi utilizada a primeira derivada de uma função gaussiana

$$F(t) = -2\pi t e^{-\pi(3tf_0)^2} \quad (6.1)$$

A simulação é feita através da adição da função $F(t)$ à componente normal de tensão (τ_{zz}) no ponto da malha em que está localizada a fonte. Nas simulações numéricas, a função é inserida em uma das extremidades do modelo.

6.1.3 O ALGORITMO

O algoritmo para a modelagem da onda em um meio poroso, foi implementado no programa Matlab (MathWorks). Os resultados da modelagem podem ser visualizados através de *snapshots* 1-D. Os valores de entrada para a modelagem são parâmetros petrofísicos encontrados na literatura, (Dutta, 1983; Dutta e Odé, 1983; Gregory, 1977; Jones, 1986; Norris, 1989; Zhu e McMechan, 1991). Estes parâmetros são: porosidade (Φ), permeabilidade (k), viscosidade (η), densidade da parte sólida (ρ_s),

densidade do fluido contido nos poros (ρ_f), velocidade da onda S (V_S), velocidade da onda P no sólido (V_{P-s}) e velocidade da onda P no fluido (V_{P-f}). Com a entrada desses valores outros parâmetros são determinados, como o módulo bulk do fluido (K_f) e o módulo bulk do sólido (K_s), conforme as equações a seguir:

$$\begin{aligned} K_s &= \rho_s V_{P-s}^2 - \frac{4}{3} \rho_s V_S^2 \\ K_f &= \rho_f V_{P-f}^2 \end{aligned} \quad (6.2)$$

A tortuosidade é determinada conforme a equação 2.11 onde r é um fator relacionado à geometria do arcabouço (Berryman, 1980). Neste trabalho, são considerados grãos esféricos, dessa forma, $r = 0,5$.

6.1.4 A ESTABILIDADE NUMÉRICA

Para manter a dispersão numérica da malha em um nível aceito, a seguinte condição é usada.

$$h = \frac{V_{min}}{5f_{max}}, \quad (6.3)$$

onde V_{min} é a menor velocidade utilizada como entrada para cálculo dos parâmetros, f_{max} a frequência máxima e h a amostragem espacial. Para a estabilidade numérica outra condição é utilizada:

$$\Delta t = \frac{h}{5V_{max}} \quad (6.4)$$

onde V_{max} é a velocidade máxima envolvida e Δt a amostragem temporal.

6.1.5 O MODELO HOMOGÊNEO

Os experimentos realizados neste trabalho foram feito em um meio homogêneo e isotrópico. Busca-se observar a onda P rápida e a onda P lenta predita pela Teoria de

Biot da Poroelasticidade (1962). Para o primeiro modelo apresentado, considere os dados de entrada fornecidos na tabela 2. Os outros experimentos se baseiam na variação de um destes parâmetros, como porosidade , viscosidade e permeabilidade

Tabela 2 – Valores dos parâmetros poroelásticos para a modelagem numérica, retirados de: Zhu, e McMechan., 1991

(V_{P-s})	2.7 Km/s
V_s	1.5 Km/s
(V_{P-f})	1.5 Km/s
ρ_s	2.4 g/cm^3
ρ_f	1.0 g/cm^3
Φ	20%
κ	400 md
η	0 cp

A frequência utilizada é de 10 Hz, Todos os resultados obtidos estão de acordo com os experimentos realizados por Zhu e McMechan (1991)

A figura 9 corresponde aos *snapshots* das componentes de velocidade do campo de onda Wz e Uz no tempo = 1.5 segundos para um modelo de 2000m. Todos os valores dos parâmetros utilizados estão listados na tabela 2. As ondas P rápida e lenta podem ser identificadas na figura respectivamente pelas letras P1 e P2. A componente do campo de onda de velocidade do fluido relativo ao sólido (Wz) ilustra com maior intensidade de amplitude a onda P lenta gerada pelo movimento de deslocamentos das partes fluidas e sólidas fora de fase. Na componente de velocidade da parte sólida (Uz) esta onda apresenta baixa intensidade. Já a onda P rápida (P1) apresenta comportamento oposto ao observado pela onda P lenta.

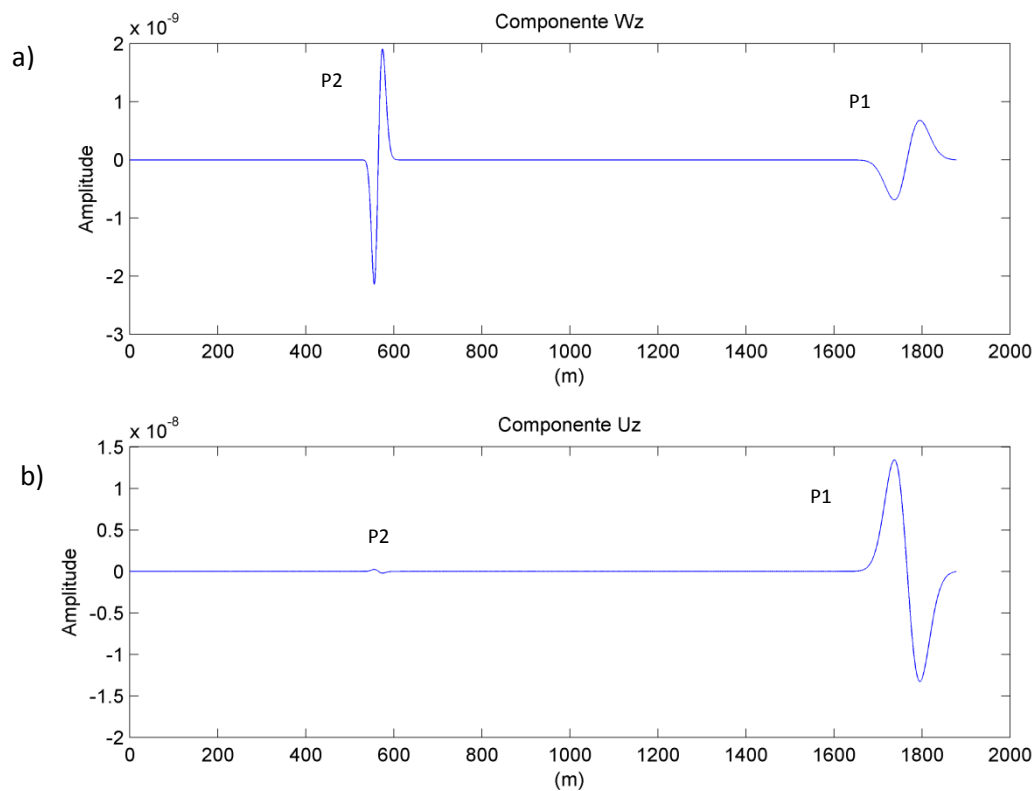


Figura 9 – *Snapshots* das componentes do campo de onda. a) Componente Wz. b) Componente Uz. A representada por P2 corresponde a onda P lenta e a onda P1, a onda P rápida.

A figura 10 representa o efeito da porosidade durante a propagação da onda. O modelo tem dimensão de 3000 m. Aumentando a porosidade a mobilidade do fluido presente no poro da rocha é bem maior, gerando uma maior intensidade da onda P lenta. Em porosidades baixas, menores que 0.10, por exemplo, o efeito é contrário, pois as fases fluidas e sólidas se movem praticamente em fase. Perceba como a porosidade influencia na velocidade da onda P lenta também. Aumentando a porosidade do meio, a onda P lenta percorre maiores espaços em um menor período de tempo.

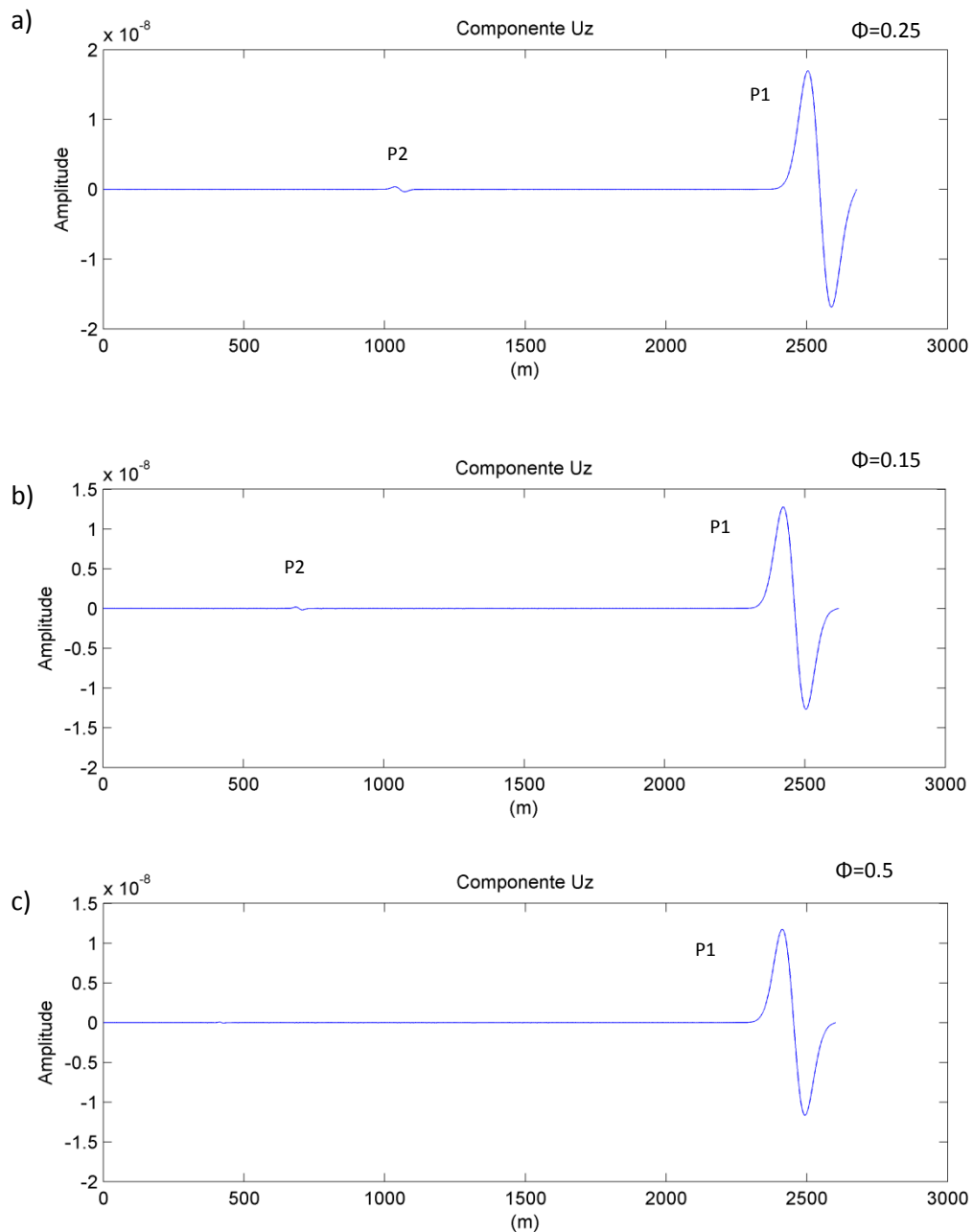


Figura 10 – Efeito da variação da porosidade na componente de velocidade da parte sólida U_z Em a) $\Phi=0.25$ b) $\Phi=0.15$. c) $\Phi=0.05$

A figura 11 ilustra o efeito da viscosidade durante a propagação da onda. Segundo Zhu e McMechen (1991) a visualização da onda P lenta só é possível a baixos valores de viscosidade do fluido. Portanto, para viscosidades maiores que $10^{-5} cP$ a onda P lenta não é observada. Para viscosidades da ordem de $10^{-2} cP$ como é o caso do gás a intensidade não pôde ser observada nas condições estabelecidas para o modelo ($f=10$ Hz)

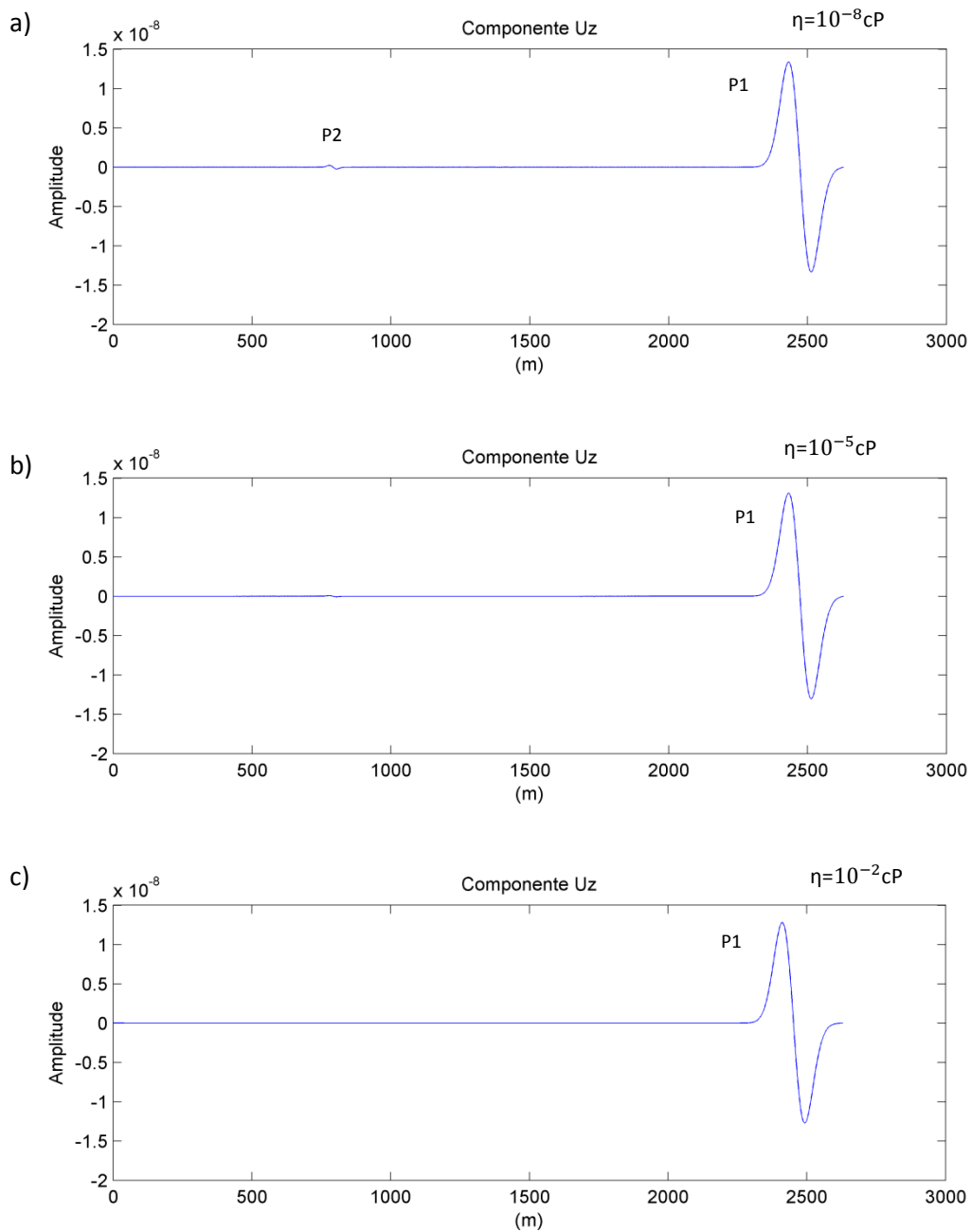


Figura 11 – Efeito da viscosidade na componente de velocidade U_z do campo de onda. Em a) $\eta=10^{-2} \text{ cP}$.
b) $\eta=10^{-5} \text{ cP}$ e c) $\eta=10^{-8} \text{ cP}$

A figura 12 ilustra o comportamento da variação da permeabilidade. Neste experimento, os valores dos parâmetros são iguais aos mostrados na tabela 2, entretanto a viscosidade é alterada para $\eta = 10^{-8} \text{ cP}$. Na figura 12 percebe-se que à medida que diminui a permeabilidade a intensidade da onda P lenta é diminuída também, sugerindo que os

movimentos fora de fase da parte s3lida e fluida aumentam com o aumento da permeabilidade e mesmo a viscosidade sendo muito baixa, ainda assim as for3as viscosas s3o dominantes.

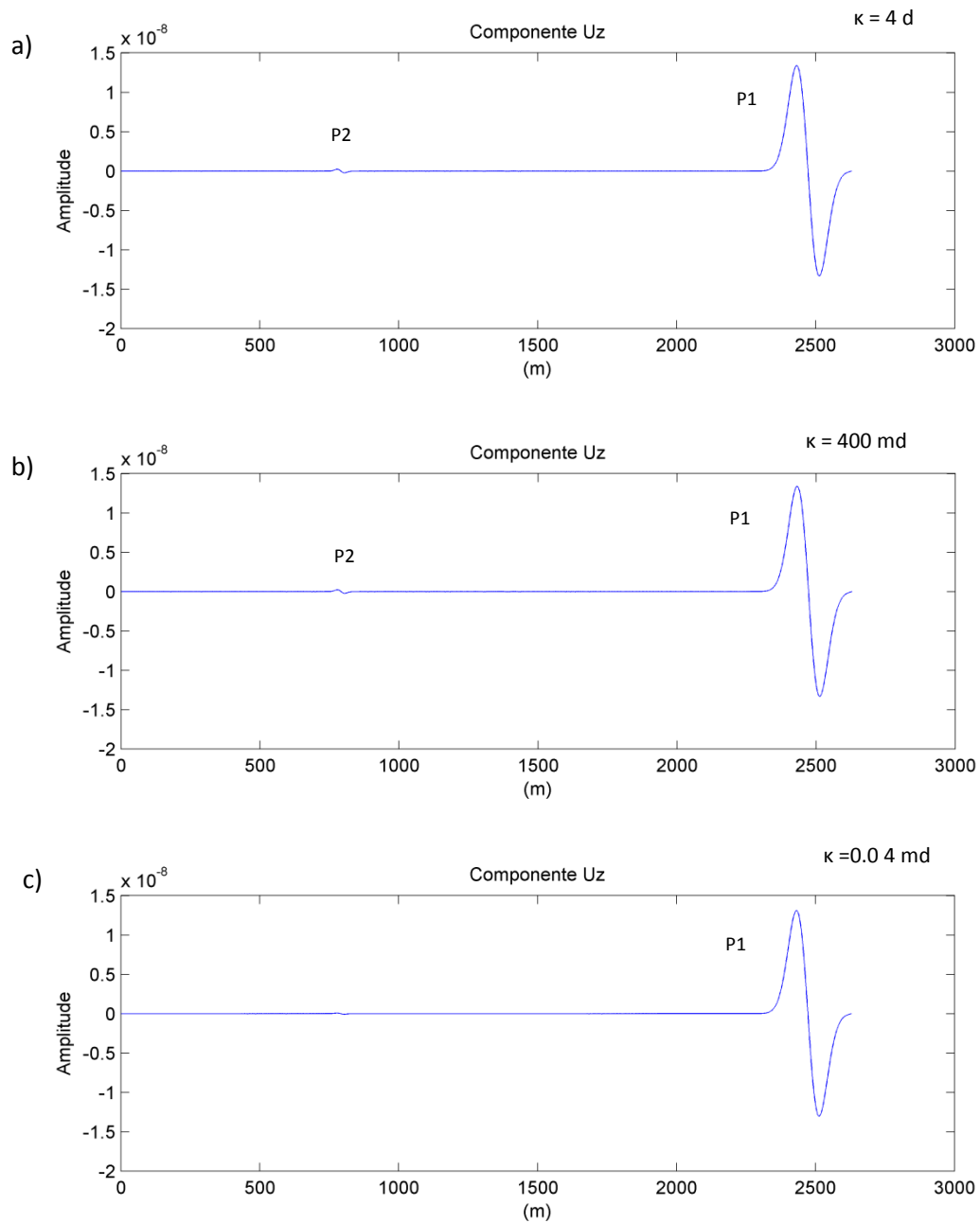


Figura 12 – Efeito da permeabilidade na componente U_z do campo de onda. Em a) $\kappa = 4 \text{ d}$. b) 400 md. c) 0.04 md

6.1.6 Discussão

Através das figuras 9 a 12 pôde ser ilustrada a importância dos parâmetros, porosidade, viscosidade e permeabilidade na propagação da onda. Estes parâmetros estão diretamente ligados com a amplitude da onda e variação da velocidade de propagação além da existência da segunda onda compressional, onda P lenta.

A teoria de Biot através dos experimentos realizados nesta seção pôde ser observada para frequências baixas ($f=10\text{Hz}$). Segundo a teoria de Biot o comportamento do meio saturado preenchido por fluido pode ser diferente para a variação da frequência utilizada, isto é, para frequências baixas o comportamento é diferente daquele esperado para frequências altas (frequências sônicas) (Biot, 1956a, b; Bourbié et al., 1987; Gurevich 1996). Essa diferença está relacionada através do parâmetro r (equação 6.5)

$$r = \frac{f}{f_c}, \quad (6.5)$$

onde f é a frequência dominante da fonte e f_c é a frequência característica de Biot.

$$f_c = \frac{\eta\Phi}{2\pi\kappa\rho_f} \quad (6.6)$$

Apesar dos parâmetros petrofísicos ilustrarem bem a variação da amplitude do sinal a baixas frequências, na realidade, a onda P lenta não é observada a frequências sísmicas, onde $r < 10^{-3}$ (Bourbié et al, 1987). Por outro lado, para altas frequências, onde $r > 1$ a onda P lenta é atenuada muito pouco e, além disso, tem papel fundamental no equilíbrio do campo de onda durante a propagação em um meio poroso saturado (Gurevich 1996).

6.2 O CÁLCULO DA ATENUAÇÃO ATRAVÉS DO MODELO DE WHITE

A solução analítica do modelo de White et al., (1975) é uma boa ferramenta para calcular a atenuação em um meio heterogêneo na escala mesoscópica. Neste modelo é levado em consideração principalmente a saturação dos fluidos na rocha e a espessura das camadas plano paralelas, além dos parâmetros petrofísicos do meio. Para demonstrar a variação da atenuação em meios parcialmente saturados, foram feitos alguns modelos com alternância de parâmetros petrofísicos e variação das espessuras das camadas saturadas. Esta abordagem se torna importante para demonstrar como os parâmetros petrofísicos e geométricos afetam a atenuação da onda. A geometria dos modelos é igual ao da figura 6. A

Carcione e Picotti (2006) demonstram uma análise completa das diferentes situações nas quais podem ocorrer heterogeneidade entre meios porosos onde os parâmetros poroelásticos e as propriedades dos fluidos variam. Nos modelos gerados neste trabalho somente alguns parâmetros sofreram variações. Considerando os dois meio similares, primeiro muda-se a porosidade (Φ), em seguida a permeabilidade (κ), posteriormente a viscosidade do meio 2 (η_2), e por último muda-se o tamanho das espessuras das camadas saturadas.

Dutta e Seriff (1979) e Carcione et al., (2003) demonstram a equação para cálculo da frequência de transição (f_m), isto é, a frequência na qual ocorre aproximadamente o pico de relaxamento quando as propriedades do meio são variadas.

$$f_m = \frac{8\kappa_1 K_{E1}}{\pi\eta_1 d_1^2} \quad (6.7)$$

Onde κ é a permeabilidade, K_E é o módulo efetivo, η é a viscosidade e d se refere à espessura da camada saturada. O subíndice 1 se refere ao primeiro meio saturado (água).

A equação 6.7 indica que o mecanismo de perda mesoscópica ocorre a frequências mais baixas à medida que se aumenta a viscosidade e diminui a permeabilidade. Essa equação é importante para ilustrar o comportamento dos gráficos a

seguir. A tabela 3 informa os valores dos parâmetros petrofísicos utilizados para solução dos problemas. O meio poroso é preenchido 80% com água e os outros 20% com gás.

Tabela 3 – Valores dos parâmetros petrofísicos retirado de: Quintal et al., 2009

Parâmetros	Arenito saturado com água	Arenito saturado com Gás
$K_s (GPa)$	37	37
$\mu_s (GPa)$	3.0	3.0
$\rho_s (kg/m^3)$	2650	2650
$K_f (GPa)$	2.4	0.022
$\rho_f (kg/m^3)$	1000	100

6.2.1 A ATENUAÇÃO COM VARIAÇÃO DA POROSIDADE

No primeiro caso dois meios porosos similares sofrem alteração da porosidade da matriz sólida (Φ). Considere um arenito com permeabilidade de 1 d e viscosidade de 1cP para o meio 1 (água) e 0.01 cP para o meio 2 (gás). Os valores utilizados para demonstrar a influência da porosidade na atenuação foram: 0.20, 0.25 e 0.30.

A figura 13 ilustra o comportamento do inverso do fator de qualidade (Q^{-1}) com variação da frequência e a dispersão para estes três valores.

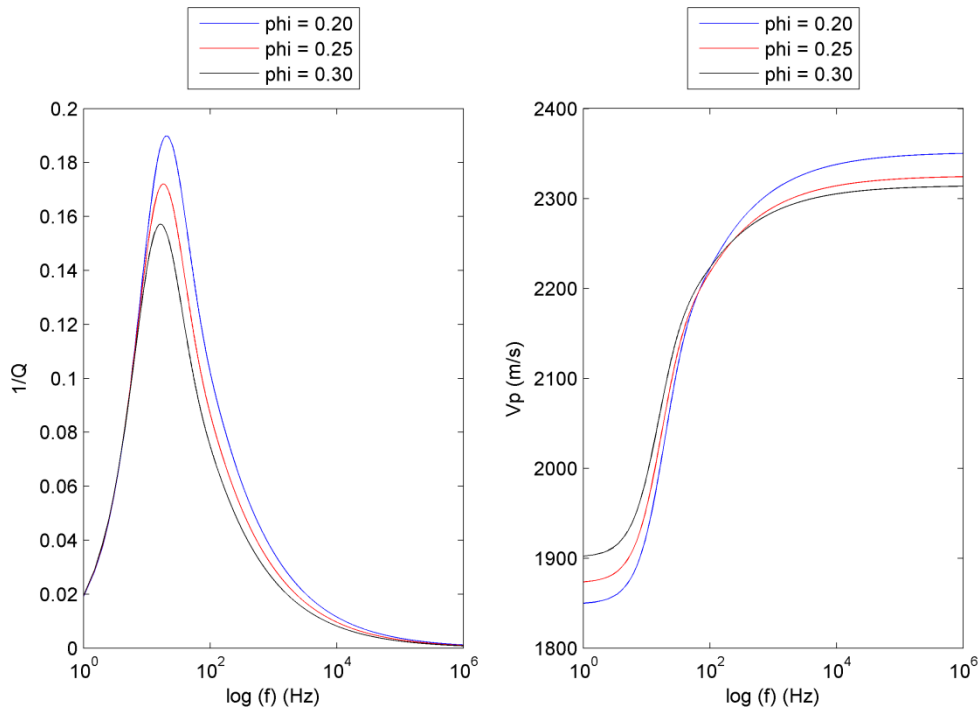


Figura 13 – Atenuação e dispersão com a variação da porosidade.

O pico de atenuação sofre queda quando se aumenta a porosidade do meio, além de aumentar a velocidade da onda P às baixas frequências.

6.2 2 A ATENUAÇÃO COM VARIAÇÃO DA PERMEABILIDADE

A permeabilidade e a viscosidade são características que demonstram a mobilidade do fluido no espaço poroso. Um aumento da permeabilidade (ou diminuição da viscosidade) resulta em uma maior mobilidade do fluido. Considere um arenito como no exemplo anterior com viscosidade de 1cP para o meio 1 (água) e 0.01 cP para o meio 2 (gás). Percebe-se que à medida que se aumenta a permeabilidade do meio, o pico de atenuação se desloca para as altas frequências, conforme demonstrado pela equação 6.7.

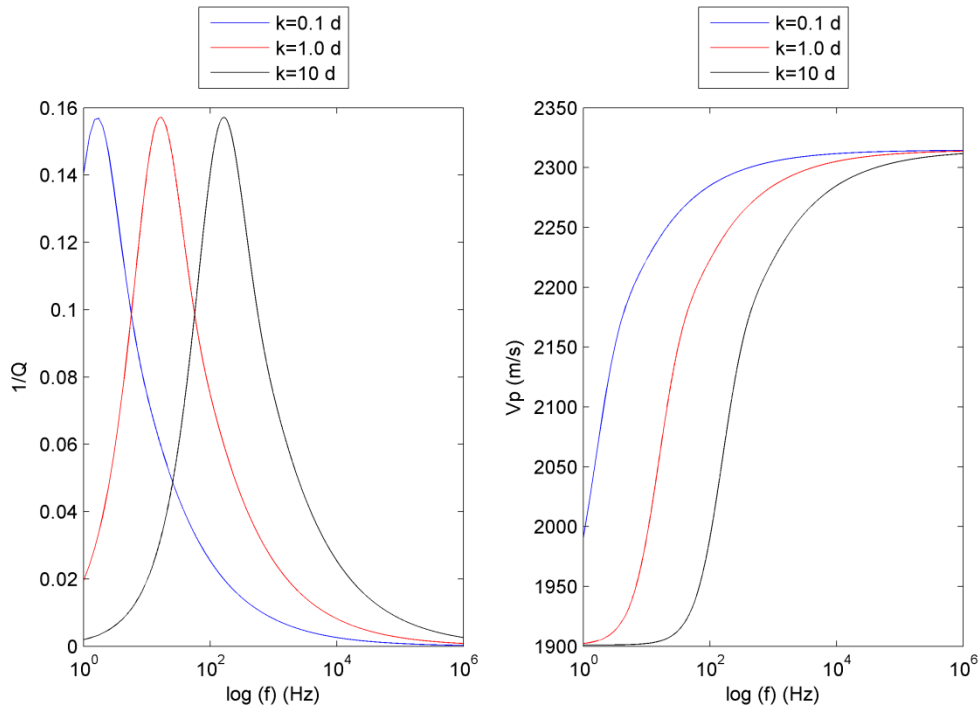


Figura 14– Atenuação e dispersão com a variação da permeabilidade

6.2.3 A ATENUAÇÃO COM VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE

Enquanto o aumento da permeabilidade da rocha faz com que o pico de atenuação se desloque em sentido às altas frequências, a viscosidade provoca a reação contrária. Aumentando-se o valor deste parâmetro para valores próximos a de óleo, o pico de relaxamento varia em direção às baixas frequências. Considere o meio 1 (água) com o valor de 1cP.

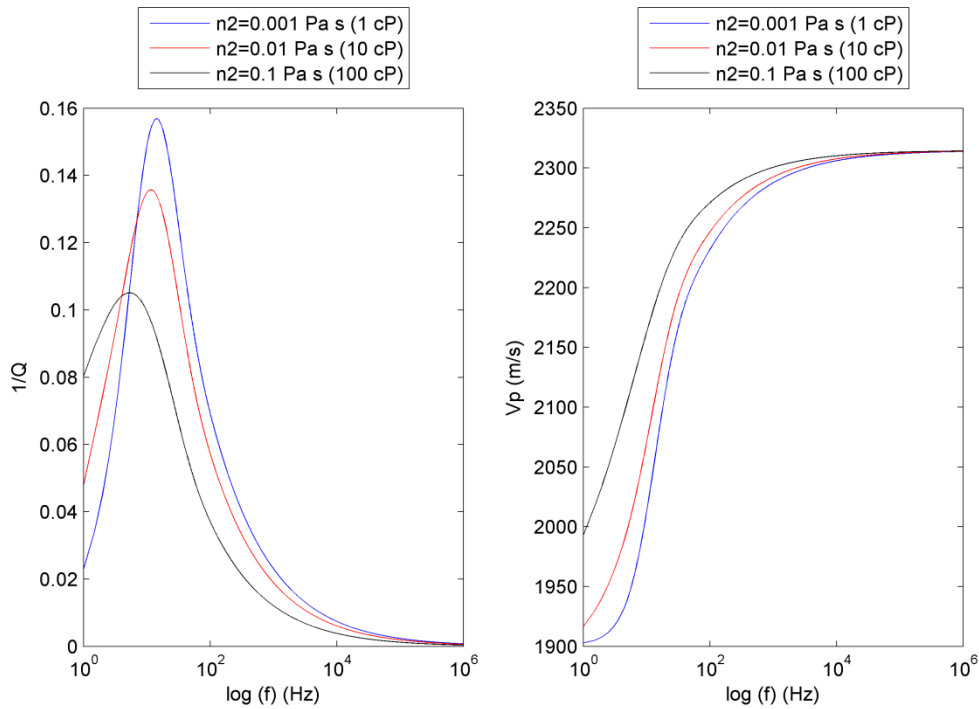


Figura 15 – Atenuação e dispersão com a variação da viscosidade

6.2.4 A ATENUAÇÃO COM VARIAÇÃO DAS ESPESSURAS DAS CAMADAS SATURADAS

Conforme dito pela equação 6.7, à medida que a espessura da camada 1 aumenta, o pico de relaxamento de desloca em direção às baixas frequências. A saturação de fluidos nas camadas segue o comportamento estabelecido pela equação 4.12. Na figura 16, percebe-se que o pico é máximo quando a saturação de gás diminui, isto é, quando a saturação de água no meio corresponde a 90 % de água e 10% de gás (curva preta). A tabela 4 ilustra o comportamento das saturações de fluidos conforme a variação das espessuras das camadas do meio 1 e do meio 2.

Tabela 4 – Saturação de fluido e espessura das camadas

Curva	d_1	d_2	Água (%)	Gás (%)
Azul	0.04	0.36	10	90
Vermelha	0.20	0.20	50	50
Preta	0.36	0.04	90	10

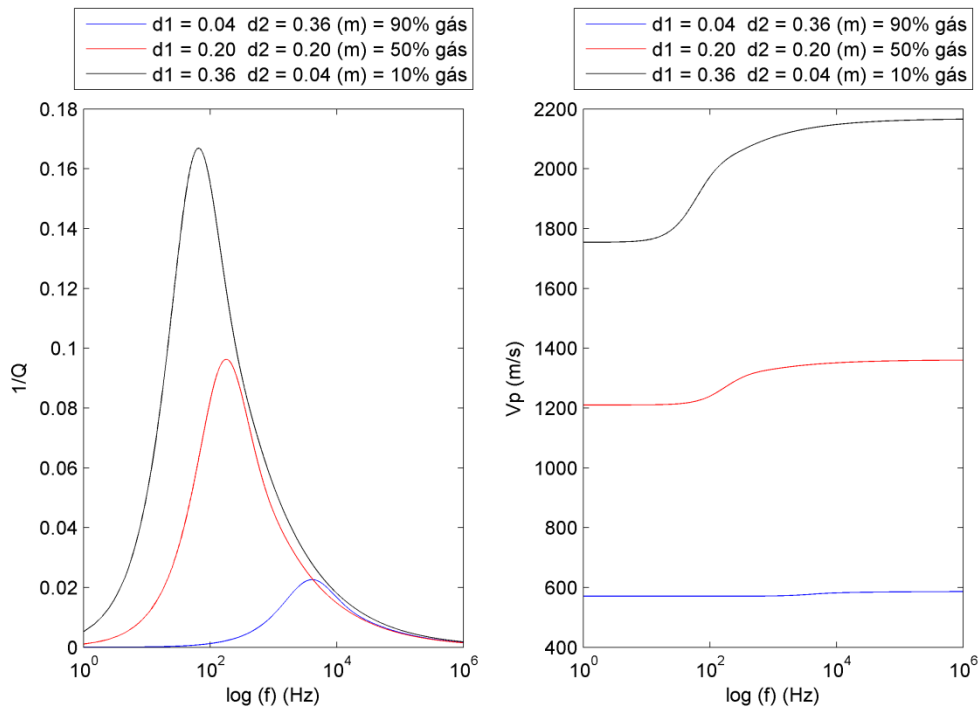


Figura 16 - Dispersão e atenuação com a variação da saturação de fluidos e espessura das camadas

6.2.5 RELEVÂNCIA PARA A EXPLORAÇÃO SÍSMICA

Carcione e Picotti, (2006) através da solução analítica do modelo de White (White et al., 1975), demonstram alguns casos com boa relevância pra exploração sísmica. Um caso típico que pode ser aqui citado é quando os sedimentos estão preenchidos totalmente ou parcialmente com hidratos de gás (Gei and Carcione, 2003).

A base da zona de estabilidade de hidratos de gás marca uma forte refletividade com polaridade invertida na seção sísmica, que normalmente são paralelos à superfície do mar, estes horizontes foram denominados BSR (*Bottom Simulating Reflector*). Abaixo do BSR, o sedimento está preenchido parcialmente com gás e provavelmente

com tamanhos de pacotes de gás capazes de induzirem o mecanismo de perda mesoscópica, uma vez que frequências baixas são observadas abaixo desses refletores. Além do mecanismo de Biot e perda mesoscópica, pode ocorrer ainda atenuação por espalhamento geométrico acima e abaixo do BSR, dependendo dos tamanhos dos pacotes preenchidos por gás. Na seção anterior, foi visto a variação da atenuação com mudança nos valores da camada saturada, quando a saturação de gás diminui, o pico de atenuação chega a grandes valores, além de se deslocar em sentido às baixas frequências, explicando assim a perda mesoscópica em frequências sísmicas. Levando em consideração a atenuação por espalhamento geométrico, Carcione e Picotti., 2006 fazem uma simples demonstração de como este tipo de atenuação pode não estar relacionado com o BSR. Para isto, considere a fórmula abaixo, que se refere ao pico da frequência de relaxamento para o espalhamento geométrico (Gurevich et al., 1997):

$$f_s = \frac{v_p}{2\pi h} \quad , \quad (6.8)$$

onde h é a média do tamanho das heterogeneidades no meio onde a onda se propaga e v_p , a média da velocidade de propagação da onda P. Utilizando $v_p = 2.7$ km/s (e.g., Carcione and Gei, 2004) e $h = 10$ cm, o pico da frequência é 4.3 kHz. Para termos o valor da frequência aproximado em 20 Hz, h deveria ser 20 m. Isto é um valor considerado muito alto para a zona de gás onde se localiza o BSR. Por isso, a causa mais provável é que quando o gás cimenta o sedimento, substituindo o fluido presente nos poros, a atenuação é menor em cima dos refletores, enquanto ocorre uma perda da frequência abaixo, causada pelo mecanismo de perda mesoscópica.

7. CONCLUSÕES

Foi utilizada neste trabalho uma metodologia para modelagem da propagação da onda elástica em um meio poroso saturado homogêneo, com o objetivo de demonstrar a segunda onda compressional resultante da teoria de Biot. Pelos experimentos gerados ficou claro a existência das ondas compressionais previstas pela teoria da Poroelasticidade de Biot: a onda P rápida, semelhante ao caso de propagação da onda em um meio sólido não poroso (onde as partes sólidas e fluidas se deslocam em fase), e a onda P lenta que ocorre exclusivamente devido à defasagem de deslocamentos entre as fases fluidas e sólidas durante a propagação da onda em um meio poroso saturado. Os parâmetros petrofísicos do meio como a viscosidade, permeabilidade e a porosidade estão diretamente relacionados com a variação de amplitude da onda P lenta.

A teoria de Biot (Biot, 1962) fornece base teórica para que seja possível realizar o cálculo da atenuação sísmica. O mecanismo atualmente mais aceito para explicar a atenuação da onda em meios porosos saturados nas frequências sísmicas é o fluxo de fluido induzido pela onda em escala mesoscópica, uma escala maior que o tamanho do poro e muito menor que o comprimento de onda. A solução analítica de White (White et al., 1975) surge como boa aproximação para calcular a atenuação devido ao fluxo de fluido e o inverso do fator de qualidade “Q” é o parâmetro que quantifica a atenuação (O’Connell and Budianski, 1978). Através dos experimentos observados neste trabalho é possível compreender como alguns parâmetros petrofísicos estão diretamente relacionados com a atenuação e dispersão da onda P rápida em frequências sísmicas.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Berryman, J. G and H. F. Wang, 2001. Dispersion in poroelastic systems: Physical Review E, vol 64, 011303
- Biot, M. A. 1956a. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range: Journal of the Acoustical Society of America, vol 28, p. 168-178.
- Biot, M. A. 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range: Journal of the Acoustical Society of America. vol 28, p. 179-191.
- Biot, M. A. 1962. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media: Journal of Applied Physics, vol 33, p. 1482-1498.
- Bourbié, T., O. Coussy, and B. Zinszner. 1987. Acoustics of porous media. Institut Français du Pétrole Publications, vol 334. Editions Technip, Paris.
- Carcione, J., Hermand, G., Ten Kroode, A., 2002, “Seismic modeling”, Geophysics, v. 67, pp. 1304.
- Carcione, J. M., H. B. Helle, and N. H. Pham, 2003, White’s model for wave propagation in partially saturated rocks: Comparison with poroelastic numerical experiments: Geophysics, 68, 1389–1398.
- Carcione, J. M. and S. Picotti, 2006. P-wave seismic attenuation by slow wave diffusion: Effects of inhomogeneous rock properties: Geophysics, vol 71, p 1-8.
- Carcione, J. M. 2007. Wave Fields in Real Media. Theory and numerical simulation of wave propagation in anisotropic, anelastic, porous and electromagnetic media,
- Dutta, N. C., and A. J. Seriff, 1979, On White’s model of attenuation in rocks with partial saturation: Geophysics, 44, 1806–1812.
- Dutta, N. C., and H. Odé, 1979a, Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation -White model-Part II: Results, Geophysics, vol 44, p 1777-1788.
- Dutta, N. C., and H. Odé, 1979b, Attenuation and dispersion of compressional waves in Fluid filled porous rocks with partial gas saturation -White model – Part II. Results, Geophysics, vol 44, p 1789-1805.
- Dvorkin, J., G. Mavko, and A. Nur, 1995. Squirt flow in fully saturated rocks: Geophysics, vol 60, p. 97-107.

- Frenkel, J. 1944. On the theory of seismic and seismoelectric phenomena in moist soil: *Journal of Physics – USSR*, vol 8, p.230-241.
- García, O. C. C. 2008. Modelagem sísmica em Arenitos: efeitos da dispersão da velocidade e do tipo de fluido. Tese de Doutorado. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Rio de Janeiro, Brasil
- Gei, D., and J. M. Carcione, 2003, Acoustic properties of sediments saturated with gas hydrate, free gas and water: *Geophysical Prospecting*, **51**, 141–157.
- Gist, G. A. 1994. Fluid effects on velocity and attenuation in sandstones, *J. Acoustic. Soc. Am.*, vol 96, p. 1158-1173.
- Gregory, A. R., 1977, Aspects of rock physics from laboratory and log data that are important to seismic interpretation in seismic stratigraphy – application to hydrocarbon exploration: *Am. Assn. Petr. Geol., Memoir* 26, 15-46.
- Gurevich, B., 1996, On: "Wave propagation in heterogeneous, porous media: A velocity-stress, finite-difference method" by Dai, Vafidis and Kanasewich (*Geophysics*, 60, 327-340): *Geophysics*, 61, 1230-1232.
- Hassanzadeh, S., 1991, Acoustic modeling in fluid-saturated porous media: *Geophysics*, 56, 424-435.
- Johnson, D. L. and Plona, T. J. 1982. Acoustic slow waves and the consolidation transition: *J. Acoust. Soc. Am*, vol 72, p. 556-565.
- Johnson, D. L. 2001. Theory of frequency dependent acoustics in patchy saturated porous media: *J. Acoust. Soc. Am*, vol 110, p.682-694.
- Jones, T. D., 1986, Pore fluids and frequency-dependency wave propagation: *Geophysics*, 51, 1939-1953.
- Kneib, G. and S. Shapiro. 1995. Viscoacoustic wave propagation in 2-D random media and separation of absorption and scattering attenuation: *Geophysics*, vol 60, p. 459-467.
- Madariaga, R., 1976, Dynamics of an expanding circular fault: *Bull. Seis. Soc. Am.*, 66, 639-666.
- Masson, Y. J., S. R. Pride, and K. T. Nihei. 2006. Finite difference modeling of Biot's poroelastic equations at seismic frequencies, *J. Geophysics*, vol 111, B10305,
- Mathews, J. H. 1992. Numerical methods for computing science, engineering, and mathematics: Prentice Hall, New Jersey.

- Mavko, G. and A. Nur. 1979. Wave attenuation in partially saturated rocks. *Geophysics*, vol 44, p.161-178.
- Mavko, G., T. Mukerji, and J. Dvorkin. 1998. *The rock physics handbook: Tools for seismic analysis in porous media*: Cambridge University Press.
- Müller, T. M., and B. Gurevich, 2004, One-dimensional random patchy saturation model for velocity and attenuation in porous rocks: *Geophysics*, vol 69, p 1166-1172,
- Müller. T. M., 2005. Wave induced fluid flow in random porous media: Attenuation and dispersion of elastic waves: *Journal of the Acoustical Society of America*, vol 117, p. 2732-2741.
- Muller, T, M., Gurevich, B., Lebedev, M. 2010. Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks - A review. *Geophysics*. Vol 75, p. 75-147
- Norris, A., 1989, Stoneley-wave attenuation and dispersion in permeable formations: *Geophysics*, 54, 330-341.
- Nunes. B. I. C. 2010. Estudo comparativo de abordagens de inversão do fator de qualidade Q. Tese de Mestrado. Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Rio Grande do Norte, Brasil
- O'Connell, R. J., and B. Budianski. 1978. Measures of dissipation in viscoelastic media: *Geophysical Research Letters*, vol 5, p 5-8.
- O'Doherty, R. F. and N. A. Anstey. 1971. Reflections on amplitudes: *Geophysical Prospecting*, vol 19, p. 430-458.
- Pride, S. R., 2003, Relationships between seismic and hydrological properties, in Y. Rubin and S. Hubbard eds., *Hydrogeophysics*, vol Springer. p 253–290.
- Pride, S. R., J. G. Berryman, and J. M. Harris. 2004. Seismic attenuation due to wave induced flow: *Journal of Geophysical Research*, vol 109, B01201
- Pride, S. R.. 2005. Relationships between seismic and hydrological properties: *Hydrogeophysics*, vol 50, p. 253-290
- Quintal, B., S. M. Schmalholz, and Y. Y. Podladchikov. 2009. Low-frequency reflections from a thin layer with high attenuation caused by interlayer flow. *Geophysics*, vol 74, p. n15-n23

- Quintal, B., H. Steeb, M. Frehner, and S. M. Schmalholz. 2011. Quasistatic finite-element modeling of seismic attenuation and dispersion due to wave-induced fluid flow in poroelastic media: *Journal of Geophysical Research*, vol 116, B01201,
- Richards, P. G. and W. Menke. 1983. The apparent attenuation of a scattering medium: *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol 73, p. 1005-1021.
- Ricker, N. 1977. *Transient waves in visco-elastic media*: Elsevier Scientific Pub. Co.
- Ruggiero, M. A. G.; Lopes, V. L. R. 1996. *Cálculo numérico: aspectos teóricos e computacionais*. São Paulo. Pearson Makron Books, vol 2
- Sams, M. S., J. P. Neep, M. H. Worthington, and M. S. King. 1997. The measurement of velocity dispersion and frequency-dependent intrinsic attenuation in sedimentary rocks: *Geophysics*, vol 62, p. 1456–1464.
- Sato, H. and M. C. Fehler. 1998. *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous earth*: Springer-Verlag New York, Inc..
- Tisato, N., and B. Quintal. 2013. Measurements of seismic attenuation and transient fluid pressure in partially saturated Berea sandstone: evidence of fluid flow on the mesoscopic scale: *Geophysical Journal International*, vol 195, p 342-351.
- Toksoz, M. N., D. H. Johnston, and A. T. Timur. 1979. Attenuation seismic waves in dry and saturated rocks-I laboratory measurements: *Geophysics*, vol 44, p. 681-690.
- Toms, J., T. M. Mueller, R. Ciz, and B. Gurevich. 2006. Comparative review of theoretical models for elastic wave attenuation and dispersion in partially saturated rocks: *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol 26, p. 548-565.
- Virieux, J., _ 1984, SH-wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method: *Geophysics*. 49. 1933-1957.
- Vogelaar, B., D. Smeulders, and J. Harris. 2010. Exact expression for the effective acoustics of patchy saturated rocks, *Geophysics*, vol 75, p. N87-N96,
- White, J. E., 1975, Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation: *Geophysics*, vol. 40, p 224-232.
- White, J. E., N. G. Mikhaylova, and F. M. Lyakhovitskiy, 1975, Low-frequency seismic waves in fluid saturated layered rocks: *Izvestija Academy of Sciences USSR, Physics of the Solid Earth*, vol 11, p 654-659.

- White, J. E. 1983. Underground sound application of seismic waves: Elsevier Science Publishing Company Inc.
- Zhu, X., and G. A. McMechan. 1991. Numerical simulation of seismic responses of poroelastic reservoirs using Biot theory, *Geophysics*, vol 56, p. 328-339,