UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E ENGENHARIA DE PETRÓLEO

José Jadsom Sampaio de Figueiredo

Modelagem física de meios fraturados anisotrópicos e estudo da birrefringência sísmica em função dos parâmetros anisotrópicos

CAMPINAS
2012

Este exemplar corresponde à redação final da Tese de Doutorado defendida por **José Jadsom Sampaio de Figueiredo** e aprovada pela Comissão Julgadora em **05/03/2012**.

Orientador: Prof. Dr. Joerg Dietrich Wilhelm Schleicher

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E ENGENHARIA DE PETRÓLEO

Modelagem física de meios fraturados anisotrópicos e estudo da birrefringência sísmica em função dos parâmetros anisotrópicos

José Jadsom Sampaio de Figueiredo
Orientador: Prof. Dr. Joerg Dietrich Wilhelm Schleicher

Curso: Ciências e Engenharia de Petróleo
Área de Concentração: Reservatórios e Gestão

Tese de doutorado apresentada à Comissão de Pós-Graduação em Ciências e Engenharia de Petróleo da Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Ciências e Engenharia de Petróleo.

Campinas, 2012
SP-Brasil

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

F469m

Figueiredo, José Jadsom Sampaio de
Modelagem física de meios fraturados anisotrópicos e estudo da birrefringência sísmica em função dos parâmetros anisotrópicos / José Jadsom Sampaio de Figueiredo. --Campinas, SP: [s.n.], 2012.

Orientador: Joerg Dietrich Wilhelm Schleicher.
Tese de Doutorado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências.

1. Modelagem física. 2. Ondas ultrassonicas. 3. Atenuação. 4. Anisotropia. 5. Ondas elásticas - Propagação. I. Schleicher, Joerg Dietrich Wilhelm. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências. III. Título.

Título em Inglês: Physical modeling of anisotropic fractured media and study of seismic splitting as a function of the anisotropic parameters
Palavras-chave em Inglês: Physical modeling, Ultrasonic waves, Attenuation, Anisotropy, Elastic waves - Measurament
Área de concentração: Reservatórios e Gestão
Titulação: Doutor em Ciências e Engenharia de Petróleo
Banca examinadora: Reynam da Cruz Pestana, Jessé Carvalho Costa, Aderson Farias do Nascimento, Rodrigo de Souza Portugal
Data da defesa: 05-03-2012
Programa de Pós Graduação: Engenharia Mecânica

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
CIÊNCIAS E ENGENHARIA DE PETRÓLEO

TESE DE DOUTORADO

Modelagem física de meios fraturados anisotrópicos e estudo da birrefringência sísmica em função dos parâmetros anisotrópicos

Autor: JOSÉ JADSOM SAMPAIO DE FIGUEIREDO
Orientador: Prof. Dr. JOERG DIETRICH WILHELM SCHLEICHER

A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta tese:

Prof. Dr. JOERG DIETRICH WILHELM SCHLEICHER, Presidente
DEP/FEM/UNICAMP

Prof. Dr. REYNAM DA CRUZ PESTANA
IF/UFBA

Prof. Dr. JESSÉ CARVALHO COSTA
IG/UFPA

Prof. DR. ADERSON FARIAS DO NASCIMENTO
CCE/UFRN

DR. RODRIGO DE SOUZA PORTUGAL
Schlumberger/Rio de Janeiro

Campinas, 05 de março de 2012

Dedico esta tese aos meus pais, Célia Maria e Bosco Bernardo e a Titia Alice Sampaio e a minha adorável namorada Sami Yokoo.

" Honra teu pai e tua mãe, para que sejas feliz e tenhas longa vida sobre a terra."
Efe 6:2-3

“ You can do anything you set your mind to”

Unknown author

“It’s not the strongest species that survive, nor the most intelligent, but the one most responsive to change”

Charles Darwin

“The difference between what the most and the least learned people know is inexpressibly trivial in relation to that which is unknown.”

Albert Eisntein

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Jörg Schleicher por ter orientado-me atenciosamente nesta tese, pelos seu esforço e paciência na realização deste trabalho. Muito obrigado Professor.

Professora Dra. Amelia Novais e Professor Dr. Jessé Costa pelos conselhos e suporte sempre que possível.

Professor Dr. Rodrigo Portugal pela disponibilidade e ajuda sempre que foi possível e pela sugestão do projeto sobre modelagem física.

Agradeço ao Laboratório de Geofísica Computacional (LGC) por toda a infra-estrutura e apoio para o desenvolvimento deste trabalho. Em especial agradeço a Dona Fátima, Alber Tabone e João Renato pelo suporte fornecido sempre que precisei.

Gostaria de agradecer também aos colaboradores e além disso, grandes amigos: Lucas Freitas, Daniel Leal Macedo, Tiago Coimbra, Francisco de Oliveira, Paulo Marcondes, Estevão Esmi. As boas discussões e coloraborações foram muito importantes nesse trabalho. A todos vocês muito obrigado.

Aos outros colegas e amigos do LGC: Artur, Henrique e Jorge pelos bons momentos de frutíferas discussões sobre geofísica.

Agradeço aos meus amigos Gustavo Bressan, Carlos Paier, Daniel Lanza, Maureen Lagos, Leo Boy e Neto Leão pelo apoio e amizade durante a caminhada do doutorado.

Agradeço especialmente a minha família, meu pai Bosco Bernardo e minha mãe Célia Maria, meus irmãos Julio Andersom e Jaqueline, minha Tia Alice Sampaio, e aos primo José Moreira, Milton Aquino e Rogérlio Alencar pelo apoio contínuo durante todo esse período.

Saibam que foram muito importantes nessa caminhada.

Agradeço especialmente a minha adorável namorada Sami Yokoo pela paciência, carinho e dedicação nos momentos difíceis desse trabalho. Muitíssimo obrigado Sami.

Agradeço ao CNPQ pela bolsa de doutorado sanduíche e a CAPES pela bolsa de doutorado. Agradeço ainda à UNICAMP, em especial aos funcionários da CPG-CEP, em especial, Sônia Auxiliadora e Michelle Cristina pelo apoio sempre que precisei.

Obrigado Deus por dar-me força e esperança nos momentos mais difíceis da minha vida.

Acknowledgements

I would like to thank Dr. Robert Stewart, my dissertation co-advisor at University of Houston, for his advice and continuous support during the graduate exchange program at Allied Geophysical Laboratories (AGL).

I would like to thank all University of Houston staff for their help when needed.

I am very grateful to the Brazilian agencies CNPQ (contract # 201461/2009-9) and CAPES for the scholarships and AGL sponsors for providing financial support for this work.

I would like to thank Dr. Robert Wiley, Dr. Nikolay Dyaur and Mr. Anoop William for their advices, collaborations and assistance with experiments.

I am grateful to Dr. Leon Thomsen and Dr. Evgeny Chesnokov for their expertise and advices.

I would like to thank my colleagues and collaborators at AGl, Mr. Bode Omoboya, Mr. Emin Pacal, Dr.Mehdi Eftekhari, Ms. Tania Mukherjee, Dr.Mehdi Eftekhari and Soumya Roy for their help, support and useful comments. Guys, thank you so much.

I would like to thank Mr. Ricardo Rosa from Petrobras-Houston for his support when I arrived in Houston.

I would like to thank my Brazilian friends in Houston: Jessica da Silveira, Tiago da Silveira, Marcelo Garrido e Soane Mota for their help at moments I really needed.

Resumo

Figueiredo, José Jadsom Sampaio de, Modelagem física de meios fraturados anisotrópicos e estudo da birrefringência sísmica em função dos parâmetros anisotrópicos. Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2012. 199 p. Tese de Doutorado.

Meios anisotrópicos fissurados ou fraturados têm sido amplamente investigados em muitos estudos teóricos e experimentais. Neste trabalho, realizamos uma série de medidas ultrassônicas objetivando investigar o comportamento de diferentes meios artificialmente anisotrópicos. Três questões foram abordadas: (1) estudo da birrefringência da onda S em função da frequência da fonte, (2) estimativa das direções de fraturas através de ondas elásticas e (3) o estudo do excesso de complacência em meio transversalmente isotrópico com a inclusão de fissuras. No primeiro caso, o efeito da frequência da fonte na estimativa dos parâmetros elásticos (o parâmetro γ de Thomsen e a atenuação de ondas cisalhantes) foi estudado em três modelos anisotrópicos contendo inclusões (pequenos discos de borrachas) em uma matriz sólida de resina epóxi e densidade de fissuras variando de 0 para 6,2 %. Dois dos três modelos fissurados tem 10 camadas enquanto o outro tem 17. Medidas de birrefringência das onda S têm mostrado que efeitos de dispersão são mais proeminentes em modelos em que a razão entre o comprimento de onda sísmica e a abertura da fissura é 1,6 - 1,64 do que para outros modelos em que essa razão está variando entre 2,72 - 2,85. O modelo com grandes fissuras deu uma magnitude de atenuação três vezes maior em comparação com outro modelo que tinha pequenas inclusões. Os resultados para estes modelos indicam que o espalhamento elástico, as atenuações intrínseca e de espalhamento (Q_{in}^{-1} e Q_e^{-1}), a dispersão de velocidade e o tamanho das fissuras interferem diretamente na birrefringência das ondas de cisalhamento (S) de uma forma dependente da frequência da fonte. Em outra abordagem, estimamos a orientação preferencial das fissuras de um meio fraturados com base nos correlogramas cruzados das ondas S e análise dos parâmetros de Thomsen. Para este fim, realizamos medidas ultrassônicas das ondas P e S em um experimento de modelagem física com um modelo artificialmente anisotrópico, permeado de fissuras. O modelo é formado por uma matriz sólida consistente de resina epóxi e de pequenas tiras de borrachas usadas para simular micro-fraturas com baixo módulo de cisalhamento. Este modelo anisotrópico tem três regiões com três orientações diferentes de fraturas. Usamos a análise de correlação cruzada entre as polarizações S_1 e S_2 e de ondas P e S para calcular os parâmetros anisotrópicos γ e ε. Com a integração dos resultados das correlações cruzadas e da análise dos parâmetros anisotrópicos, fomos capazes de estimar a orientação das fissuras no nosso modelo multi-direcional. O parâmetro γ apresentou uma excelente concordância com à análise de correlação cruzada e, além disso, forneceu informações adicionais sobre a orientação das fissuras que os correlogramas cruzados não conseguiram resolver. Por último, calculamos velocidades ultrassônicas sobre placas sintéticas de plexiglas empilhadas em frequências baixa (90/120 kHz, longo comprimento de onda), intermediária (431/480 kHz, comprimento de onda intermediário) e alta (840 kHz, curto comprimento de onda). As placas foram prensadas usando um equipamento de tensão normal uniaxial. Estas medidas foram repetidas sob diferentes pressões uniaxiais para dois casos: (1) sem inclusões e (2) com inclusões de pequenos discos de borrachas sintéticas (simulando fraturas) entre as placas. O cálculo dos parâmetros de anisotropia e das complacências normal e de cisalhamento (relativo à fratura) utilizando abordagem linear mostram variações perceptíveis entre os dois experimentos. A anisotropia e a complacência diminuem à medida que a pressão de sobrecarga é aumentada. Isto indica que anisotropia é causada pelo excesso de complacência do meio. Em ambiente de alta frequência, as fraturas com e sem inclusões parecem ser menos complacente do que em frequências mais baixas. Além disso, independentemente da inclusão de fissuras, os parâmetros anisotrópicos e as complacências normal e cisalhantes, mostraram-se fortemente dependente da frequência da fonte.

Palavras-chave: Modelagem física, Ondas ultrassônicas, Atenuação, Anisotropia, Ondas elásticas-Propagação.

Abstract

Figueiredo, José Jadsom Sampaio de, Physical modeling of anisotropic fractured media and study of seismic splitting as a function of the anisotropic parameters. Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2012. 199 p. Tese de Doutorado.

Anisotropic cracked media have been widely investigated in many theoretical and experimental studies. In this work, we have performed ultrasonic surveys to investigate the behavior of different artificially anisotropic media. Three questions were addressed here: (1) study of the S-wave splitting as a function of source frequency, (2) estimation of the fracture directions using elastic waves and (3) investigation of compliance excess in transversally isotropic media with crack inclusions. Firstly, we studied the effect of source frequency on the estimation of elastic parameters (the Thomsen parameter γ and shear-wave attenuation) in four anisotropic models containing cracks simulated by penny-shaped rubber inclusions in a solid epoxy resin matrix with crack density that ranges from 0 to 6.2 %. Two of the three cracked models have 10 layers and the last one has 17 layers. Our S-wave splitting measurements have shown that scattering effects are more prominent in models where the ratio of seismic wavelength to crack aperture ranges from 1.6 to 1.64 than in other models where this ratio varies from 2.72 to 2.85. The model with large cracks gave a magnitude of attenuation three times higher as compared with another model that had small inclusions. The results for these models indicate that elastic scattering, intrinsic and scattering attenuation (Q_{in}^{-1} and Q_s^{-1} respectively), velocity dispersion and crack size interfere directly in shear-wave splitting in a source-frequency dependent manner. In another approach we investigated the estimation of preferential fracture orientation of a cracked medium based on a combined analysis of S-wave-seismogram cross-correlations together with Thomsen parameter estimates. For this purpose, we analyzed ultrasonic measurements of elastic (P and S) waves in a physical-modeling experiment with an artificially anisotropic cracked model relying on a solid matrix consisting of epoxy-resin, and small rubber-strip pieces simulating weakly-filled cracks. This anisotropic cracked model has three regions with three different fracture orientations. We used rotation of S_1 and S_2 polarizations for a cross-correlation analysis of the orientations, and P and S-wave measurements to evaluate the anisotropic parameters γ and ε. Integrating the results from cross-correlation with the anisotropic parameters analysis, we were able to estimate the fracture orientation in the anisotropic cracked model. The anisotropy parameter γ showed good agreement with the cross-correlation analysis and, beyond that, provided additional information about the crack orientation that cross-correlation alone did not resolve. Finally, we the dependence of evaluated ultrasonic velocities on hydrostatic pressure in a stack of synthetic material (plexiglass), at low (90/120 kHz, long wavelength range), intermediate (431 kHz, intermediate wavelength range) and high (840 kHz, short wavelength range) frequencies. Plates were pressed together with uniaxial normal stress. These measurements were repeated under different uniaxial pressures for two cases: 1- Without circular rubber inclusions between synthetic fractures and 2- With circular rubber inclusions between fractures. Calculation of anisotropy parameters and normal and shear interface (fracture) compliances using linear calculus show reasonable variations. Anisotropy and compliances decrease as overburden pressure increases suggesting that anisotropy is caused by compliances. At higher frequencies, synthetic fractures seem to be stiffer than at lower frequencies. Also, the anisotropic parameters and fracture compliances showed to be strongly dependent on the source frequency.

Keywords: Physical modeling, Ultrasonic waves, Attenuation, Anisotropy, Elastic waves-Measurement.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

1 Introdução

Na subsuperfície da terra, a anisotropia efetiva de uma região pode estar associada à estratificação de camadas rochosas com espessura menor do que o comprimento de onda do campo de ondas sísmico, ou pela orientação de fissuras e fraturas. Meios anisotrópicos induzidos por fissuras ou fraturas orientadas têm despertado grande interesse na indústria petrolífera assim como na área acadêmica. No caso de reservatórios fraturados, obter o conhecimento das orientações e densidades das fraturas é imprescindível para otimizar a explotação e a produção de óleo (Nelson, 2001). Regiões fraturadas que apresentam orientação preferencial induzem variações nas velocidades dependente da direção de propagação, dessa forma, ondas sísmicas elásticas podem ser usadas como forte ferramenta para determinar essas orientações (Sayers, 2007). Devido a necessidade de entender melhor os reservatórios fraturados, investigações relacionadas a meios anisotrópicos têm recebido cada vez mais atenção por parte da indústria petrolífera (Wild, 2011).

A redução de incertezas na explotação de óleo ou gás em reservatórios do tipo fraturado, está diretamente relacionado no conhecimento das características físicas das fraturas tais como: densidade, tamanhos e orientações (Shaw, 2005). A modelagem númerica e física da propagação de ondas sísmica, "modelagem direta ou inversa" de meios fraturados, permite estimar a influência destas características de fissuras ou fraturas de forma mais confiável. No entanto, devido a complexidade exibida por meios fraturados anisotrópicos, a caracterização desse tipo de meio nem sempre é possível. Felizmente devido a propriedade de birrefringência da onda S, ou seja, a decomposição em duas componentes, uma lenta e outra rápida (Crampin, 1981; Douma e Helbig, 1987; Winterstein, 1992) certas interpretações de meios fraturados são geralmente alcançadas. A magnitude dessa birrefringência em meio fraturado pode fornecer informações sobre o grau de fraturamento ou densidade de fraturas ou fissuras do meio (Hudson, 1981). Todavia, devido a vários problemas presentes na interpretação da onda S, nem sempre o seu uso é possível. A Figura 1.1 mostra uma ilustração do fenômeno de birrefringência em um meio que apresenta camadas transversalmente isotrópica com eixo de simetria na horizontal, também chamado de meio TIH.

A medida desse grau de birrefringência a partir de levantamentos sísmicos convencionais nem sempre é fácil. Dependendo do tipo de anisotropia do meio, a identificação das duas polarizações torna-se muito difícil de ser detectada visualmente em seções sísmicas (Sil et al., 2010). Por exemplo, a Figura 1.2 mostra um meio que apresenta um anisotropia muito complexa. Na parte superior da figura, a anisotropia é do tipo ortorrômbica enquanto na parte de baixo uma anisotropia do tipo monoclínica. Acredita-se que esses tipos de anisotropia sejam as mais difíceis de serem caracterizadas completamente através da ferramentas sísmicas atuais (Tsvankin, 2001).

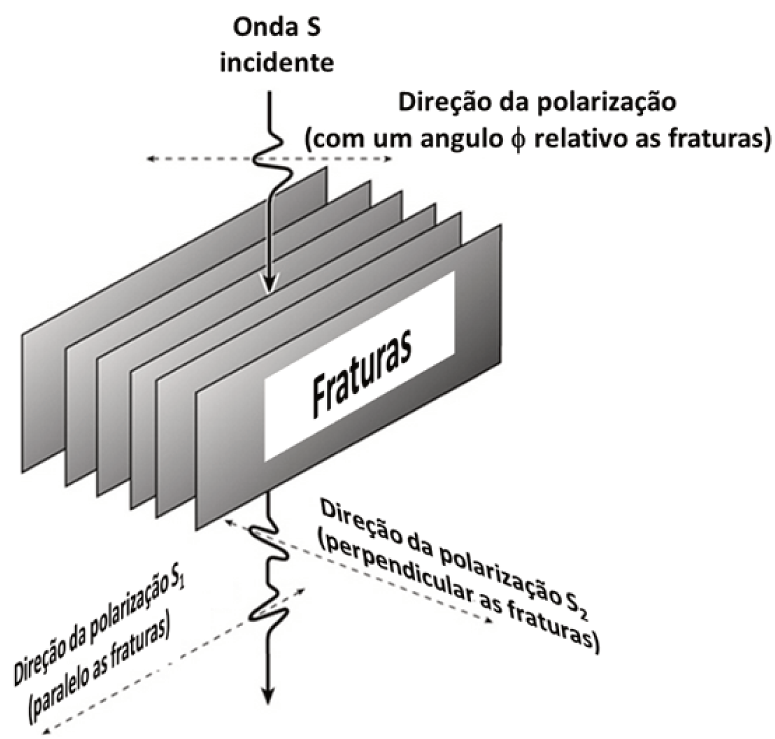


Figura 1.1: Ilustração pictórica de meio anisotrópico do tipo transversalmente isotrópico com eixo de simetria na horizontal (TIH). Nesse caso, o grau de maior rigidez do meio ocorre na direção do *strike* das fraturas e dessa forma a polarização nessa direção é mais rápida.

Geralmente meios anisotrópicos são difíceis de serem caracterizados completamente. Por exemplo, meios ortorrômbicos e monoclínicos ou até mesmo meios menos complexos como transversalmente isotrópicos (TI), tem motivado várias pesquisas no âmbito acadêmico. No entanto, devido a complexidade dos meios, várias propriedades continuam incompreendidas até o momento. Dessa forma, a modelagem sísmica aparece como uma ótima ferramenta para ajudar entender melhor os meios anisotrópicos.

1.1 Motivação

Existem basicamente três maneiras para se gerar dados sísmicos na comunidade de geofísica de exploração. A primeira delas é o levantamento de dados sísmicos em campo, o que se convenciona chamar etapa da aquisição sísmica. Neste caso, tem-se um conhecimento relativamente baixo sobre as estruturas geológicas em subsuperfície, e deseja-se justamente aumentar tal conhecimento por meio da análise e interpretação dos dados sísmicos. As outras duas maneiras, ambas gerações de dados sintéticos, são chamadas modelagem numérica e a modelagem física, onde se tem, a priori, o conhecimento do modelo geológico, ou pelo menos se supõe um forte conjunto de premissas.

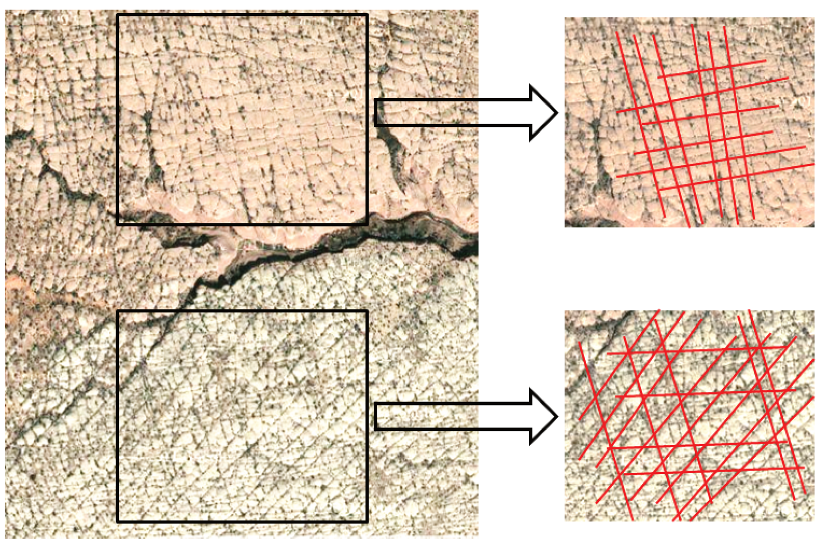


Figura 1.2: Simetria ortorrômbica (parte de cima) e monoclínica (parte de baixo) em um arenito fraturado. Esta estrutura geológica está situado no Arches National Monument, Utha, USA.

A modelagem numérica pressupõe um modelo geológico vinculado a premissas mais básicas sobre o tipo de propagação de ondas. Neste caso, pode-se trabalhar com modelos para meios acústicos, elásticos, viscoelásticos, poroelásticos e até mesmo sismo-elétricos (Carcione et al., 2002; Vavryčuk, 2008; Nakagawa e Schoenberg, 2007; Schakel et al., 2011). Além disso, deve-se fornecer dados numéricos sobre os parâmetros que configuram o meio de acordo com o modelo escolhido, de modo que ao final o modelo seja o mais realista possível. Uma vez escolhido o modelo, deve-se definir também o método numérico que simulará a propagação de ondas. Neste caso igualmente existe uma grande variedade de opções, tais como: traçamento de raios ou diferenças, elementos e volumes finitos entre outros (Carcione et al., 2002; Virieux et al., 2011).

Devido a problemas de dispersão númerica que podem ser encontrados na modelagem de fissuras e fraturas (Coates e Schoenberg, 1995; Zhang, 2005), geralmente o que é feito na modelagem numérica é a substituição das fissuras e fraturas por um meio efetivo no qual o efeito individual de fraturas ou fissuras não podem ser modelados (Saenger e Shapiro, 2002). Na modelagem física esse problema não é encontrado, tendo em vista que as fissuras e fraturas podem ser simuladas fisicamente por materiais que apresentam um módulo de cisalhamento muito baixo (por exemplo discos borracha) com diferentes características físicas (Assad et al., 1993, 1996). Fissuras e fraturas também podem ser representados por espaços vazios (Stewart et al., 2011) em uma matriz sólida assim como uma matriz porosa (Rathore et al., 1995; Tillotson et al., 2011a).

A modelagem física de dados sísmicos é um método de simulação mais fiel a um levantamento sísmico. Primeiramente simula-se uma estrutura geológica por meio de um modelo físico de pequena escala, através de uma criteriosa montagem física de estruturas e corpos geológicos, usando-se materiais sintéticos, cujas propriedades elásticas são previamente conhecidas. Em seguida, simula-se o experimento sísmico com a emissão de sinais acústicos de alta frequência, tais como ultrassom ou com lasers ultrassônicos que objetivam simular o campo de ondas espalhado.

Um bom modelador sísmico, seja físico ou computacional, é uma ferramenta necessária e importante a todas as etapas do estudo sísmico (Carcione et al., 2002). Por exemplo, a partir de informações preliminares, na fase da aquisição sísmica um modelador computacional pode ser empregado para se configurar adequadamente o experimento sísmico em conformidade com a geologia local, proporcionando uma melhor iluminação dos alvos de interesse. Na fase do processamento, tal modelador pode ser usado para validar e ajustar os métodos empregados durante esta etapa e, por fim, durante a interpretação dos dados, ele pode ser usado para confrontar diferentes hipóteses sobre o modelo geológico a partir da diferença observada entre os dados simulados e os dados sísmicos existentes. Dentre os métodos de geração de dados sísmicos a modelagem física de dados sísmicos é o que fornece a maior confiabilidade de resultados, pois é capaz de simular com mais eficácia a complexidade dos efeitos do espalhamento do campo de ondas. Por este motivo, os resultados deste tipo de simulação têm impacto positivo na comunidade geofísica acadêmica e industrial, pois metodologias complexas de tratamento de dados podem ser testadas em dados realísticos produzidos pela modelagem física sísmica.

1.2 Tipos de similitudes físicas

De uma forma geral, o efeito de escala de um fenômeno específico (no nosso caso geológico) aumenta de acordo com a seguinte razão de escala ou fator de escala (Hughes, 1993; Heller, 2011)

$$\Lambda = \frac{L_C}{L_M} \tag{1.1}$$

onde L_C é comprimento característico no campo e L_M é o comprimento correspondente no modelo. O inverso da equação (1.1) é definido por $1 : \Lambda$. Tamanho do modelo, tempo e o custo de construção aumenta com o aumento de Λ^{-1}, Λ^{-2} e Λ^{-3} (Buckingham, 1914; Kline, 1986; Heller, 2011). Em outras palavras, o parâmetro Λ está relacionada ao critério de similaridade mecânica chamado de similaridade geométrica. Além desse tipo de similaridade, outras duas se destacam no âmbito da modelagem física. O segundo tipo de similaridade chamado de similaridade cinemática, implica na similaridade do movimento das partículas (velocidade e aceleração) entre o modelo e a estrutura geológica. O terceiro tipo de similaridade que inclui as duas anteriores, é chamado de similaridade dinâmica. Esse tipo de similaridade implica que as forças atuantes sobre o modelo são as mesmas que na estrutura geológica de interesse.

Detalhando melhor o que foi descrito anteriormente, a Figura 1.3 mostra de uma forma ilustrativa de como é realizada a mudança de escala através da modelagem física sísmica. Uma estrutura geológica tipo anti-clinal é tomada como exemplo. No campo esse tipo de estrutura pode apresentar tamanhos da ordem de km ou centenas de metros. Devido as limitações física de espaço e econômica, o tamanho reduzido desse tipo de estrutura passa a ser da ordem de centímetros ou poucos metros. Dessa forma, quais parâmetros precisamos ajustar, caso tenhamos interesse de investigar esse tipo de modelo através da modelagem física? A resposta é, a frequência e consequentemente o comprimento de onda dominante no modelo.

Como sabemos, frequência dominante de um meio estar diretamente relacionado a velocidade desse meio. Dessa maneira, para um caso acústico, as velocidades (V_P) no modelo e no campo são

$$V_M = \lambda_M f_M \quad (1.2)$$

$$V_C = \lambda_C f_C \quad (1.3)$$

onde λ_M e λ_C são os comprimentos de ondas no modelo e no campo, enquanto f_M e f_C são as frequências sísmicas dominantes no modelo e no campo. A partir das equações (1.2) e (1.3) encontramos que o fator de similaridade cinemática entre o modelo e o campo é dado por

$$\Xi = \frac{V_C}{V_M} = \frac{\lambda_M f_M}{\lambda_C f_C} \quad (1.4)$$

levando em conta que as velocidades acústicas entre o modelo e campo podem ser muito próximas ou as vezes iguais, a partir da equação (1.4) temos

$$f_M \sim \frac{\lambda_C f_C}{\lambda_M} \quad (1.5)$$

onde a frequência sísmica dominante no campo pode varia entre 5 - 200 Hz e comprimento de onda pode variar entre 20 - 400 m. O comprimento de onda dominante no modelo geralmente variam entre 0,1 - 10 cm. Em ordens de grandezas, os parâmetros f_C, λ_C e λ_M são

$$f_M = \begin{cases} f_C \sim 10^a \text{ Hz} & \text{onde } a = 1 \text{ ou } a = 2; \\ \lambda_C \sim 10^b \text{ m} & \text{onde } b = 1 \text{ ou } b = 2; \\ \lambda_M \sim 10^{-2+c} \text{ m} & \text{onde } c = 0 \text{ ou } c = 1. \end{cases} \quad (1.6)$$

Dessa forma, podemos escrever a equação (1.5) em termos das ordem de grandeza da equação (1.6)

$$f_M \sim 10^{[a+b-c+2]} \text{ Hz} \quad (1.7)$$

na qual para o caso do modelo, os seguintes intervalos frequência são dado por

$$f_M = \begin{cases} \sim 10^4 \text{ Hz} \ \sim \text{kHz} & \text{se } a=1, b=1 \text{ e } c=0; \\ \sim 10^5 \text{ Hz} \ \sim \text{kHz} & \text{se } a=2, b=2 \text{ e } c=1; \\ \sim 10^6 \text{ Hz} \ \sim \text{MHz} & \text{se } a=2, b=2 \text{ e } c=0. \end{cases} \tag{1.8}$$

Tomando-se em conta que as frequências dominantes dos transdutores ultrassônicos usados em laboratórios de modelagem variam entre 60 kHz a 5 MHz, temos que o primeiro caso da equação (1.8), ou seja, $\sim 10^4$ Hz pode ser descartado. Dessa forma temos que, no campo (*field*) onde a frequência é da ordem de dezenas de Hz, no laboratório essa frequência é da ordem de centenas de kHz ou MHz. Com isso podemos afirmar que o processo de modelagem física acontece através de um escalamento para cima (*uspcaling*) na escala da distância e um escalamento para baixo (*downscaling*) na frequência. Vale salientar que para o caso de modelagem de meios elásticos levando-se em conta a similaridade para a propagação da onda S, além do fator de escala Ξ outro parâmetro relacionado com a razão $\frac{V_P}{V_S}$ também devem ser levado em conta. Esse caso de similaridade as vezes é muito difícil de ser alcançado, pois nem sempre é fácil encontrar materiais com razões de Poisson similares as apresentadas no campo.

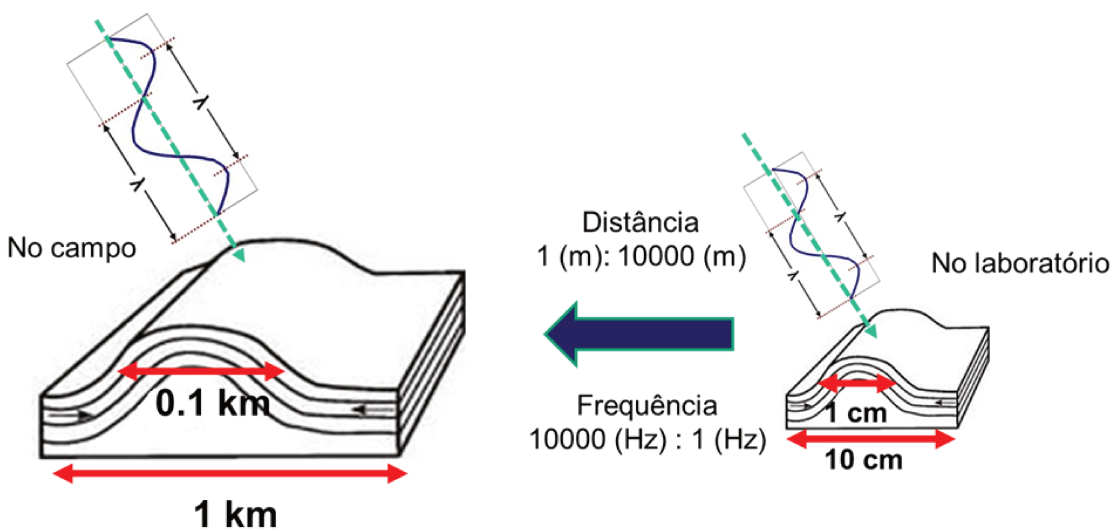


Figura 1.3: A modelagem sísmica resulta no *uspcaling* da distância e *downscaling* da frequência do laboratório em relação ao campo.

1.3 Algumas aplicações de modelagem física

O uso da modelagem física para o melhoramento de modelagem sísmica, alguns experimentos realizados no *Allied Geophysical Laboratories*(AGL) são bastante conhecidos e se destacam pela sua contribuição a modelagem sísmica. Por exemplo, uma aplicação de modelagem física aplicada no processo de migração sísmica foi realizado por French (1974) e Gardner et al. (1974). Eles mostraram através de experimentos físicos que para obter um melhor imageamento de áreas geológicas complexas, o processamento 3D é necessário. Eles observaram também que em um dado sísmico quando migrado somente em duas dimensões, estruturas complexas são geralmente distorcidas e informações provenientes de mergulhos cruzados (*cross-dip*) não são reveladas adequadamente. No caso de modelagem de meios anisotrópicos induzidos por fissuras alinhadas (*penny shape cracks*), Assad et al. (1992, 1993, 1996) e Rathore et al. (1995) estabeleceram experimentalmente uma relação entre a densidade de fissuras (Hudson, 1981) e o parâmetro anisotrópico γ (Thomsen, 1986). A magnitude da birrefringência da onda cisalhante S foi usada como principal informação para determinar esta relação.

Além desses experimentos, outras abordagens realizadas por Melia e Carlson (1984), Hsu e Schoenberg (1993) e Wei (2004), realizadas em outros centros de estudo, ficaram famosas por sua enorme , contribuição ao entendimento de propagação de ondas em meios anisotrópicos. Atualmente tecnologias que até então, não se pensava que poderiam ser aplicadas à modelagem sísmica de meios anisotrópicos ganham destaque hoje pela sua utilidade e inovação. Com o uso de tomografia computadorizada (TC), Tillotson et al. (2011b,a) mostraram que é possível estimar tamanhos e formatos de fissuras no interior de rochas sintéticas (observar na Figura 1.4a). Essa estimativa é importante para ajudar na interpretação dos dados ultrassônicos. Usando a técnica de gravura a laser (*laser-etched*), Stewart et al. (2011) investigaram meios fraturados através de campos efetivos e espalhados em ambientes de baixas e altas frequências (observar Figura 1.4b). Neste caso vale salientar, que neste modelo é produzidos por estas técnicas tão robustas, é possível investigar a influência individual de fraturas.

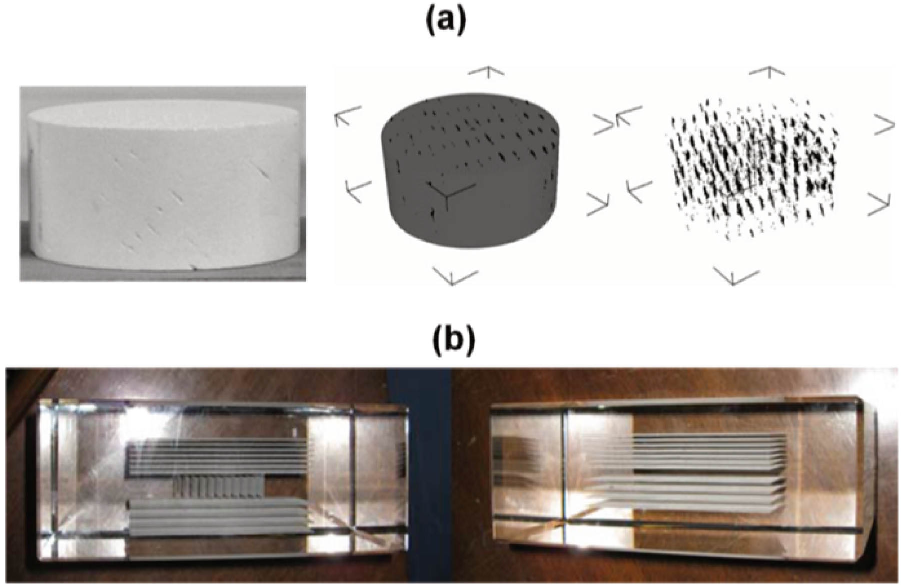


Figura 1.4: (a) Mostra de rocha sintética e sua tomografia computadorizada (TC) a qual possibilita estimar o tamanhos das fissuras no formato de discos bem como a distribuição das mesmas. Estas figuras estão mostradas em Tillotson et al. (2011b,a). (b) Bloco de vidro com o gravura de micro fraturas através do uso da técnica de *laser-etched* (Stewart et al., 2011).

1.4 Objetivos e disposição dos capítulos da tese

Nesse trabalho realizamos uma série de experimentos físicos objetivando contribuir com a modelagem física de meios fraturados anisotrópicos. Os objetivos deste trabalho delineou-se na investigação de meios anisotrópicos artificiais através dos parâmetros anisotrópicos, a análise de correlogramas de perfis de ondas S, e o estudo das complacências normal e horizontal em ambientes de pressão controladas. Realizamos uma série de medidas ultrassônicas objetivando investigar o comportamento dos diferentes meios, usando fontes de ondas P (compressionais) e ondas S (cisalhantes) com diferentes frequências dominantes. O efeito da frequência da fonte na estimativa dos parâmetros elásticos (o parâmetro γ de Thomsen e atenuação de ondas cisalhantes) foi estudado em três modelos anisotrópicos contendo inclusões na forma de pequenos discos de borrachas em uma matriz sólida de resina epóxi.

Outros modelo contendo fissuras no formato de tiras foi construído com o objetivo de investigar a partir de medidas ultrassônicas as estimativas das diferentes direções exibidas pelas fraturas no modelo. A análise feita nesse trabalho, além de poder ser vastamente utilizada na sísmica de reflexão ou dados oriundos de tomografia de poços, também possui aplicabilidade na interpretação de ensaios não-destrutivos(usando ultrassom) feitos na engenharia civil.

Esta tese, além desse capítulo introdutório, contém seis capítulos e cinco apêndices. No Capítulo 2, apresentamos uma revisão de alguns conceitos da teoria de elasticidade enfatizando algumas definições matemáticas que foram usadas para quantificar a anisotropia em termos dos parâmetros de Thomsen (1986) assim como em função das complacências (Schoenberg, 1980, 1983; Schoenberg e Douma, 1988).

No Capítulo 3, descreveremos a instrumentação usada para realizar aquisições sísmicas em escala reduzida, assim como a preparação da amostras anisotrópicas que foram construídas nas instalações do AGL. Na sequência, no Capítulo 4, mostraremos os principais resultados e discussões a respeito dos modelos anisotrópicos que apresentam fissuras em formato de discos (*penny-shape cracks*). No Capítulo 5, apresentaremos os resultados e discussões sobre outro modelo anisotrópico que apresenta fissuras em formato de tiras alongadas (*strip-cracks*). No Capítulo 6, mostramos os resultados e discussões de outro modelo anisotrópico fissura e fraturado. Finalmente, o Capítulo 7 apresenta conclusões, implicações e perspectivas dos resultados obtidos usando a modelagem física sísmica.

2 Fundamentação teórica

Um meio é considerado isotrópico quando as medidas dos seus parâmetros físicos independem da direção da medida. Caso contrário, quando essas medidas apresentam valores diferentes de acordo com a direção em que foi realizada a medida, esse meio apresenta um comportamento anisotrópico. Devido essa variação de valores com relação à direção, meios anisotrópicos ao contrário dos meios isotrópicos, requerem um número maior de parâmetros para serem caracterizados e compreendidos com mais detalhes. No campo da geofísica, assim como na geologia, o comportamento anisotrópico pode ser induzido pelas seguintes situações:

- Anisotropia intrínseca devido a orientação preferencial dos grãos dos minerais depositados nas rochas.
- Empilhamento de camadas finas rochosas (camadas isotrópicas ou não) no qual o comprimento de onda é maior que a espessura de cada camada.
- Formação de microfissuras em matriz rochosa isotrópica.
- Aplicação de tensão não hidrostático (ou *tensão* diferencial).

Nesse trabalho foram modelados algumas configurações geológicas em escala reduzida na qual objetivou-se reproduzir as características físicas exibidas por alguns tipos de meios anisotrópicos. No entanto, para se produzir um modelo físico de forma mais aproximada da geologia é necessário que este seja descrito e entendido matematicamente antes de sua construção. Obviamente esta tarefa, no geral não é fácil de ser realizada. Porém, o que procura-se fazer é efetuar uma série de procedimentos físicos os quais tornam os modelos mais próximos à realidade.

Neste Capítulo, iremos introduzir algumas definições matemáticas usadas nessa tese. Inicialmente, faremos uma breve discussão sobre teoria de elasticidade em regime linear e a partir das matrizes de coeficientes elásticos onde chegaremos as definições de complacências baseado na teoria do escorregamento linear (*Linear-Slip Theory*) de Schoenberg (1980) assim como os parâmetros anisotrópico de Thomsen (1986).

2.1 Breve introdução à teoria da elasticidade

Quando um corpo é submetido a uma força externa, depedendo de fatores físicos intrínsecos do material, um processo de extensão ou contração são as respostas a essa força. De acordo com a literatura (Landau e Lifshitz, 1970; Sadd, 2004; Lurie, 2005), essa força é denominada de tensão, enquanto extensão ou contração é conhecida como deformação. A tensão pode ser decomposta em duas componentes: uma normal e a outra paralela (também conhecida como cisalhante) à superfície do corpo. A Figura 2.1 mostra uma representação dessas componentes em um corpo cúbico.

As componentes das tensões que estão mostradas na Figura 2.1 e o tensor tensão o qual é representado na forma matricial por

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \sigma_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}, \tag{2.1}$$

o tensor σ_{ij} é um tensor de segunda ordem simétrico, ou seja, $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ e, consequentemente, apenas 6 componentes desse tensor são independentes.

Um procedimento semelhante também pode ser aplicado para caracterizar a deformação, onde sua representação matricial é denotada por

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}. \tag{2.2}$$

Novamente usando as propriedades de simetria desse tensor temos que $\varepsilon_{kl} = \varepsilon_{lk}$ e apenas 6 componentes são independentes.

O tensor representado pela matriz (2.1) se relaciona com o tensor de deformação (2.2) através de um outro tensor chamado de tensor de módulo de elasticidade ou tensor de rigidez elástica. Matematicamente essa relação é dada por

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \tag{2.3}$$

na qual C_{ijkl} é um tensor de quarta ordem e obedece as seguintes simetrias: $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk}$.

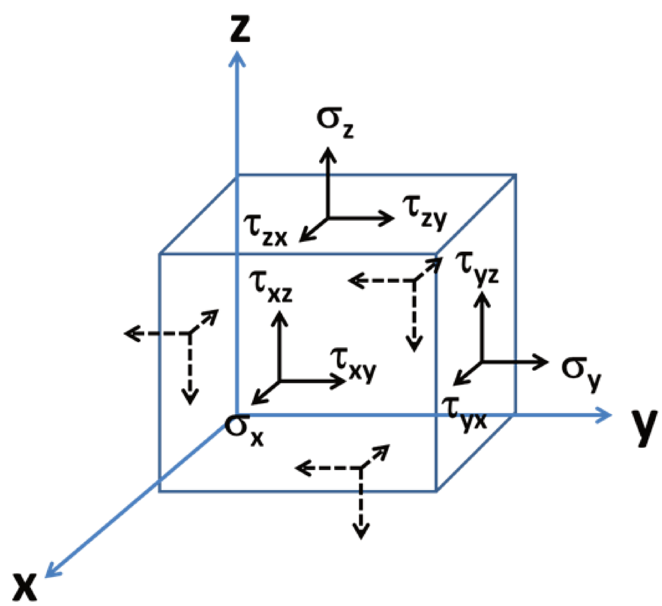


Figura 2.1: Representação das componentes normal e cisalhantes do tensor de tensões.

Usando a notação compacta de Voigt sem perda de generalidades(Thomsen, 1986; Schoenberg e Douma, 1988), os índices ij e kl podem ser substituídos pelo os índices α e β tal que, a equação (2.3) torna-se

$$\sigma_{\alpha} = C_{\alpha\beta}\varepsilon_{\beta}. \tag{2.4}$$

Vale pena salientar que essa forma compacta só é possível devido as propriedades de simetrias desses três tensores. No caso das mudanças dos índices de ij para α ou β são dadas por

$$11 \to 1 \tag{2.5}$$

$$22 \to 2 \tag{2.6}$$

$$33 \to 3 \tag{2.7}$$

$$32 = 23 \to 4 \tag{2.8}$$

$$31 = 13 \to 5 \tag{2.9}$$

$$12 = 21 \to 6 \tag{2.10}$$

e dessa forma as matrizes de tensão e deformação se tornam

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} \tag{2.11}$$

e

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{31} \\ 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix}. \tag{2.12}$$

As diferentes formas matriciais de C_{ij} serão mostradas nas próximas seções ao longo deste capítulo. O inverso do tensor $C_{\alpha\beta}$ existe e é conhecido como tensor das complacências ($S_{\alpha\beta}$). Essa grandeza indica o quanto o material geológico está inconsolidado. Matematicamente a complacência é denotada por

$$S_{\alpha\beta} = C_{\alpha\beta}^{-1}, \tag{2.13}$$

onde em função dos parâmetros tensão e deformação, o tensor $S_{\alpha\beta}$ também pode ser escrito por

$$\varepsilon_{\beta} = S_{\alpha\beta}\sigma_{\alpha}. \tag{2.14}$$

Uma análise implícita dos coeficientes elásticos $C_{\alpha\beta}$ e $S_{\alpha\beta}$ serão a base do nosso estudo na série de aplicações a meios anisotrópicos efetivos resultantes de fissuras e fraturas.

2.2 Coeficientes elásticos e classes de simetria

De uma forma geral o $C_{\alpha\beta}$ pode ser representado matricialmente por

$$C_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{15} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{25} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{35} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{45} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{55} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{65} \end{bmatrix} \tag{2.15}$$

na qual $C_{\alpha\beta}$ é simétrico em relação a diagonal principal. Essa simetria nos leva a perceber que o número máximo de elementos independentes são 21 elementos. De acordo com Ebrom e Sheriff (1192) cada de tipo de simetria determina um tipo de anisotropia. Por exemplo no caso de anisotropia mais simples (cúbica) há apenas três componentes independentes. No entanto, caso mais complexo, o meio anisotrópico do tipo triclínico apresenta 21 componentes independentes. Do ponto de vista da geofísica, este meio é quase impossível de ser compreendido a partir do processamento sísmico atual. Na Figura 2.2 são mostrados possíveis tipos de simetria os quais podem estar presentes em subsuperfície.

O meio isotrópico é meio mais simples que existe na natureza. Pois nesse caso a velocidade de propagação de ondas cisalhantes (do tipo S) e ondas longitudinais (do tipo P) independem da direção de propagação. O tensor de módulo de elasticidade para um meio isotrópico possui apenas duas componentes independentes. Matricialmente $C^{(ISO)}$ é representado por

$$C^{(ISO)} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \tag{2.16}$$

e neste caso $C_{12} = C_{11} - 2C_{44}$. Também podemos escrever esta matriz em termos dos parâmetros elásticos de Lamé (λ e μ). Na maioria das vezes μ é chamado de módulo de cisalhamento e λ não tem um nome específico atribuído. Os parâmetros de Lamé no caso do meio isotrópico são relacionados com $C_{\alpha\beta}$ de acordo com as seguintes equações:

$$C_{12} = \lambda = \rho(V_P^2 - 2V_S^2) \tag{2.17}$$

$$C_{11} = \lambda + 2\mu = \rho V_P^2 \tag{2.18}$$

$$C_{44} = \mu = \rho V_S^2, \tag{2.19}$$

em que ρ é densidade do meio, V_S é a velocidade da onda cisalhante e V_P é velocidade da compressional.

No entanto, a matriz (2.16) só consegue caracterizar meios que não apresentam nenhum tipo de anisotropia, ou seja, apenas meios em que a velocidade não depende da direção de propagação. Para meios em que existe essa dependência, ou seja, os meios anisotrópicos, um número maior de coeficientes elásticos é necessário para caracterizá-los. Para isso vamos falar de alguns tipos de anisotropia mais predominantes na superfície da terra, os quais também serão os mais abordados nessa tese.

2.2.1 Tipos de anisotropia

Nesta seção, ressaltaremos basicamente sobre quatro tipos de anisotropia os quais foram mais estudados neste trabalho. Falaremos desde o mais simples, meio anisotrópico com eixo de simetria na vertical (TIV), até o mais complexo, o monoclínico. Embora não tenhamos construído o modelo propriamente triclínico, alguns resultados obtidos para o modelo de plexiglas empilhada que são mostrados no Capítulo 6, mostram um comportamento anômalo do TIV, assemelhando-se a um meio do tipo "quase" monoclínico (Bakulin et al., 2000).

2.2.1.1 Anisotropia de sistemas tipo TIV

O meio TIV é o meio anisotrópico mais simples que existe na subsuperfície (Thomsen, 1986). Muitas vezes esse meio é chamado simplesmente transversalmente isotrópico (TI) ou meio com simetria hexagonal (Figura 2.2). Neste caso de anisotropia, a matriz $C_{\alpha\beta}$ apresenta apenas cinco componentes independentes. Em termos dos módulos de elasticidade, o meio TIV é representado por

$$C^{(TIV)} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{11}-2C_{66} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{11}-2C_{66} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \tag{2.20}$$

e neste caso $C_{12} = C_{11} - 2C_{66}$. Em termos das velocidades do meio, os 5 elementos da matriz $C^{(TIV)}$ são dados por,

$$C_{11} = \rho V_{P1}^2 \tag{2.21}$$

$$C_{33} = \rho V_{P3}^2 \tag{2.22}$$

$$C_{44} = \rho V_{S2}^2 \tag{2.23}$$

$$C_{66} = \rho V_{S1}^2 \tag{2.24}$$

$$C_{13} = \left[\frac{\left(4\rho V_{P13_{45^\circ}}^2 - C_{11} - C_{33} - 2C_{44}\right)^2 - (C_{11} - C_{33})^2}{4}\right]^{\frac{1}{2}} - C_{44} \tag{2.25}$$

neste caso os eixos X_1 e X_2 (ou X e Y) são os eixos perpendiculares ao eixo de simetria do meio TIV (eixo X_3 ou Z). Dessa forma V_{P1}^2, V_{P3}^2 e V_{P45}^2 são as velocidades de propagação das ondas compressionais nas direções perpendicular, paralelo e 45° ao eixo de simetria vertical. Já as ondas cisalhantes V_{S1}^2 e V_{S2}^2 representam as polarizações rápida e lenta nas direções X_2 e X_3.

A Figura 2.3 mostra uma ilustração de camadas transversalmente isotrópicas com o eixo de simetria na vertical. Neste caso, para que o efeito anisotrópico seja efetivo, a razão de comprimento de onda sísmico por número de camadas deve ser pelo menos sete (Melia e Carlson, 1984; Marion et al., 1994).

Do ponto de vista de propagação de ondas em meios anisotrópicos do tipo TI, a Figura 2.4 mostra o vetor velocidade de grupo em meio anisotrópico homogêneo apontando na mesma direção da fonte enquanto à velocidade de fase o vetor é ortogonal a frente de onda. Desde que o meio é anisotrópico a frente, de onda não é esférica (Thomsen, 1986; Tsvankin, 2001), os vetores relacionados às velocidade de grupo e de fase são diferentes, comportamento este, diferente do exibido pelo meio isotrópico onde as direções coincidem.

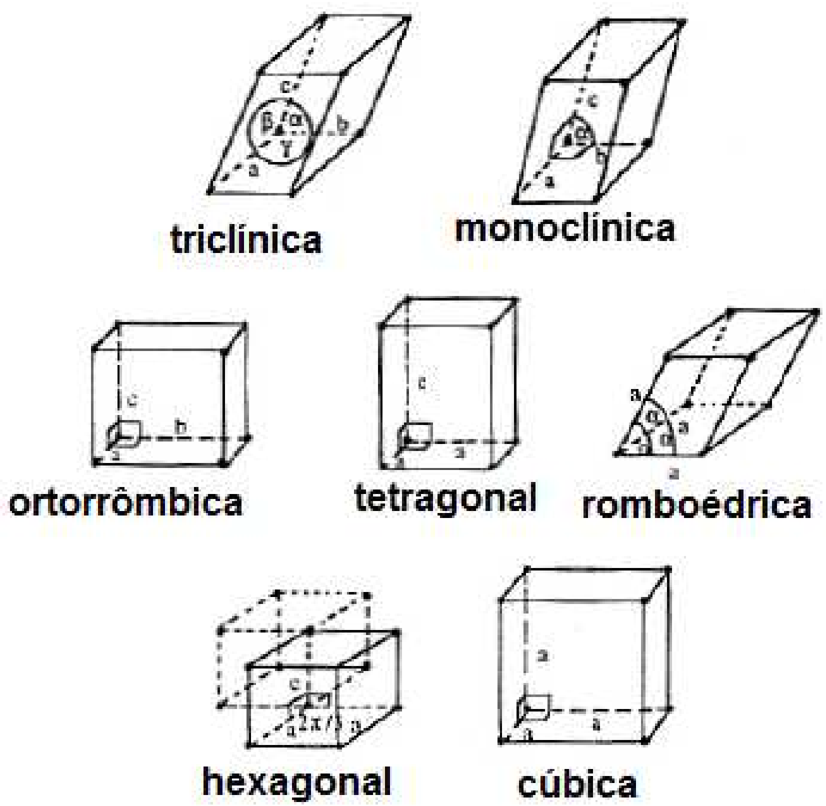


Figura 2.2: Os tipos mais comuns de simetria que pode levar a diferentes tipos de anisotropia.

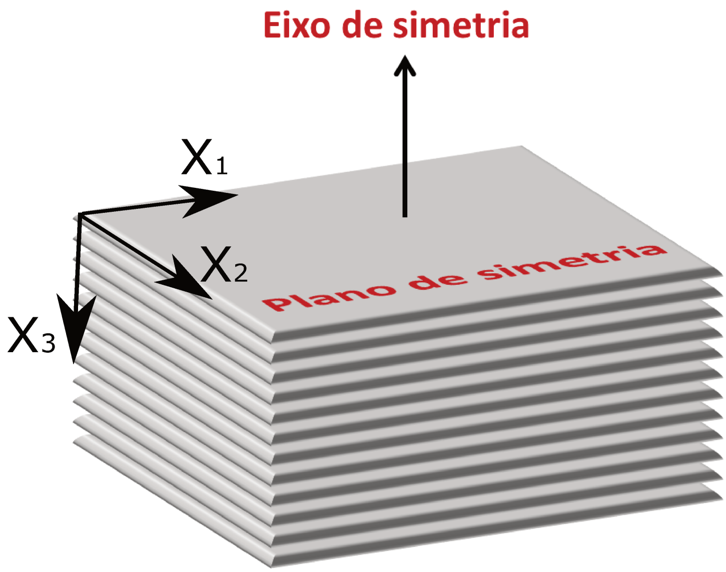


Figura 2.3: Ilustração de um meio anisotrópico do tipo TIV (Transversalmente Isotrópico com Eixo de Simetria Vertical.)

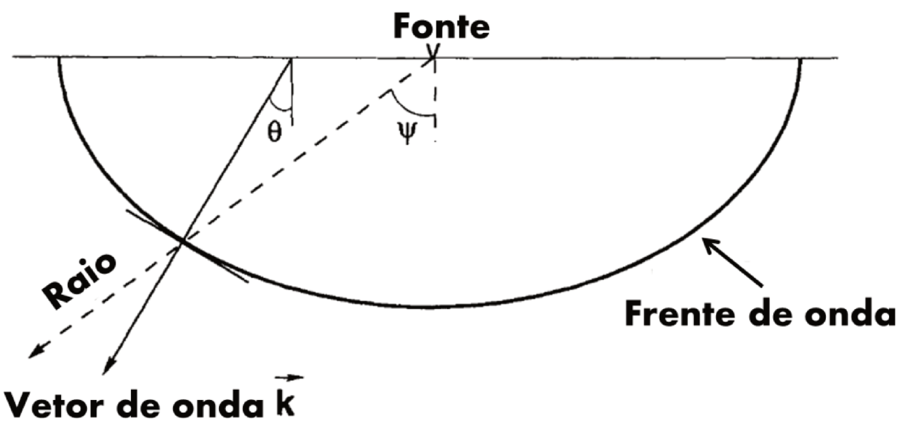


Figura 2.4: Ilustração esquemática da velocidade de grupo (raio saindo da fonte com angulo ϕ) e o correspondente velocidade de fase perpendicular a frente de onda.

De acordo com Musgrave (1970) e Thomsen (1986), as expressões exatas para as velocidades de fase em função do ângulo de fase (normal à direção da frente de onda), para um meio TI são,

$$
\begin{aligned}
V_P(\theta) &= \alpha_0^2\left[1+\varepsilon \mathrm{sen}^2(\theta)+D(\theta)\right] &(2.26)\\
V_{SV}(\theta) &= V_{S2}(\theta)=\beta_0^2\left[1+\frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2}[\varepsilon \mathrm{sen}^2(\theta)-D(\theta)]\right] &(2.27)\\
V_{SH}(\theta) &= V_{S1}(\theta)=\beta_0^2\left[1+2\gamma \mathrm{sen}^2(\theta)\right]\ , &(2.28)
\end{aligned}
$$

com

$$
D(\theta)=\frac{1}{2}\left(1-\frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2}\right)\left\{\left[1+\frac{4\delta}{\left(1-\frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2}\right)^2}\mathrm{sen}^2(\theta)\cos^2(\theta)+\frac{4\left(1-\frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2}+\varepsilon\right)\varepsilon}{\left(1-\frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2}\right)^2}\mathrm{sen}^4(\theta)\right]^{\frac{1}{2}}-1\right\} \tag{2.29}
$$

onde γ, ε e δ são os parâmetros de Thomsen (1986) os quais estão relacionados com os coeficientes elásticos como

$$
\begin{aligned}
\gamma &= \frac{C_{66}-C_{44}}{2C_{44}} &(2.30)\\
\varepsilon &= \frac{C_{11}-C_{33}}{2C_{33}} &(2.31)\\
\delta &= \frac{(C_{13}-C_{44})^2-(C_{33}-C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33}-C_{44})}. &(2.32)
\end{aligned}
$$

Assumindo que a direção X_3 ou Z ($\theta = 0$) é paralela ao eixo de simetria (ver Figura 2.3), temos que para $\theta = 0$ ou seja, a propagação na direção vertical as velocidade P e S são

$$
\begin{aligned}
V_P(0°) &= \alpha_0=\sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}} &(2.33)\\
V_S(0°) &= \beta_0=\sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} &(2.34)
\end{aligned}
$$

onde podemos perceber que V_{S0} é velocidade da onda cisalhante se propagando perpendicular ao plano das fraturas ou no caso da Figura 2.3, perpendicular ao plano de acamadamento, enquanto V_{P0} a velocidade da onda compressional também se propagando perpendicular ao plano do acamamento. De acordo com Backus (1965); Berryman (1979); Thomsen (1986) podemos calcular a velocidade de grupo em função da velocidade de fase a partir de

$$V^2[\psi(\theta)] = v^2(\theta) + \left(\frac{dv}{d\theta}\right)^2, \tag{2.35}$$

onde θ é o ângulo de fase, enquanto $\psi(\theta)$ é o ângulo de raio ou de grupo. As respectivas equações de grupo para o conjunto das equações (2.26 a 2.28) também podem ser definidas a partir da equação(2.35).

A medida ultrassônica de velocidade de fase e de grupo sempre motivou uma série de questionamentos a respeito de qual dessas velocidades são realmente medidas em experimentos de física de rocha ou modelagem física. De acordo com Dellinger e Vernik (1994), a medida da velocidade de grupo é muito difícil de ser feita. No caso de experimentos de transmissão, levando-se em conta que o tamanho do transdutor é apenas um pouco menor que o tamanho da amostra, a velocidade de fase é a velocidade medida e pode ser usada para calcular os coeficientes elásticos assim como os parâmetros anisotrópicos.

2.2.2 Anisotropia de sistemas do tipo TIH

Como podemos perceber pela Figura 2.5, um meio transversalmente isotrópico com eixo de simetria na horizontal (TIH) é um meio TIV rotacionado de 90^0 em torno do eixo X_1 ou X_2. Esse tipo de anisotropia também chamado de anisotropia polar (Thomsen, 2001), apresenta o fenômeno de birrefringência da onda cisalhante (S) ou divisão nas polarizações paralela ao plano das fraturas ($S^{\|}$) e perpendicular ao plano das fraturas ($S^{\perp}$).

Da mesma forma que o meio TIV, o meio TIH também apresenta apenas cinco componentes independentes na matriz $C_{\alpha\beta}$, no qual matematicamente é correspondente a

$$C^{(TIH)} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{33} & C_{33}-2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{33}-2C_{44} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \tag{2.36}$$

e neste caso $C_{13} = C_{33} - 2C_{44}$. Em termos das velocidades do meio, os 5 elementos da matriz $C^{(TIH)}$ também podem ser escrito da mesma forma como representado nas equações (2.21) a (2.25). Porém neste caso, os coeficientes $C_{33} = C_{22} > C_{11}$ pois a propagação da onda P é muito mais rápida na direção X_3 e X_2 (ou eixos Z e Y) do que na direção X_1 (ou eixo X), neste caso perpendicular ao plano de simetria. O mesmo acontece para onda S no qual agora $C_{66} = C_{55} > C_{44}$. Alternativamente, usando os parâmetros de Thomsen (equações 2.30 a 2.32) como foram definidos para um meio TIV e de acordo com Ruger e Tsvankin (1997) podemos escrever os parâmetros de Thomsen para um meio TIH como

$$\gamma^{(h)} = \frac{-\gamma}{1+2\gamma} \tag{2.37}$$

$$\varepsilon^{(h)} = \frac{-\varepsilon}{1+2\varepsilon} \tag{2.38}$$

$$\delta^{(h)} = \frac{\delta - 2\varepsilon\left(1+\frac{\varepsilon}{f}\right)}{(1+2f)\left(1+2\frac{\varepsilon}{\sigma}\right)}. \tag{2.39}$$

onde $f = 1 - \left(\frac{V_{S_0}}{V_{P_0}}\right)^2$ e V_{S_0} e V_{P_0} são as velocidades medidas ao longo do eixo de simetria vertical X_1.

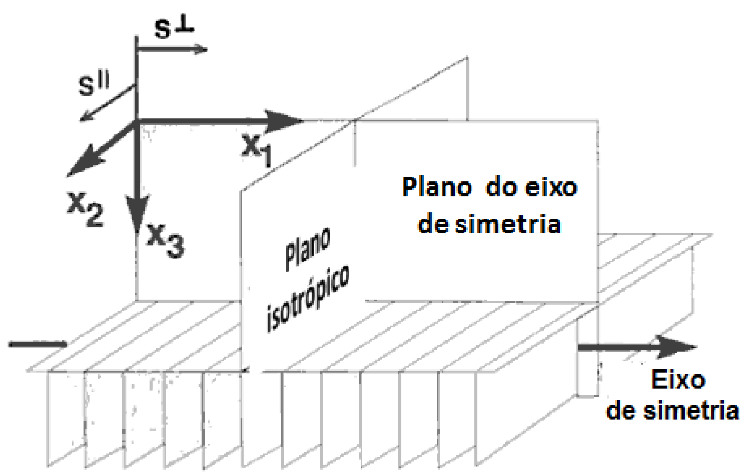


Figura 2.5: Ilustração de um meio transversalmente isotrópico com o eixo de simetria horizontal (TIH) Figura foi modificada a partir de Ruger e Tsvankin (1997).

2.2.3 Anisotropia de um sistema ortorrômbico

O meio ortorrômbico pode ser compreendido com a composição entre um meio com simetria TIV e um meio com simetria TIH. Na Figura 2.6 temos uma ilustração pictórica de um meio ortorrômbico. Como podemos observar esse tipo de meio ortorrômbico apresenta dois planos de simetrias $[X_1, X_3]$ ou [X,Z] e $[X_2, X_3]$ ou [Y,Z]. Existem outros tipos de meios ortorrômbico que exibe um terceiro plano de simetria constituído por $[X_2, X_1]$ ou [X,Y].

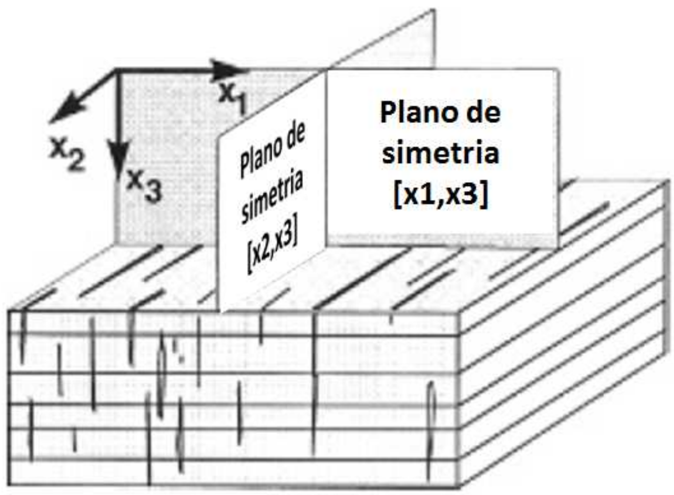


Figura 2.6: Ilustração de um modelo ortorrômbico formado por fissuras ou fraturas (orientadas paralelamente) imersas em um modelo formado por camadas de espessuras finas e empilhadas verticalmente.

Em termos dos coeficientes elásticos, o meio ortorrômbico apresenta nove componentes independentes as quais são representadas matricialmente por,

$$C^{(ORT)} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \tag{2.40}$$

onde C_{12}, C_{13} e C_{23} estão relacionados a propagação das ondas compressionais ao longo das direções diagonais dos planos de simetrias $[X_1, X_2]$, $[X_1, X_3]$ e $[X_2, X_3]$. Geralmente o cálculo dessas componentes diagonais é difícil de ser efetuado, no entanto, uma maneira de calculá-las é partir das seguintes equações,

$$C_{12} = \left[\frac{\left(4\rho V_{P12_{45^\circ}}^2 - C_{11} - C_{22} - 2C_{66}\right)^2 - (C_{11} - C_{22})^2}{4}\right]^{\frac{1}{2}} - C_{66} \tag{2.41}$$

$$C_{13} = \left[\frac{\left(4\rho V_{P13_{45^\circ}}^2 - C_{11} - C_{33} - 2C_{55}\right)^2 - (C_{11} - C_{33})^2}{4}\right]^{\frac{1}{2}} - C_{55} \tag{2.42}$$

$$C_{23} = \left[\frac{\left(4\rho V_{P23_{45^\circ}}^2 - C_{22} - C_{33} - 2C_{44}\right)^2 - (C_{22} - C_{33})^2}{4}\right]^{\frac{1}{2}} - C_{44}\ , \tag{2.43}$$

onde $V_{P12_{45^\circ}}$, $V_{P13_{45^\circ}}$ e $V_{P23_{45^\circ}}$ são as velocidades da quase-onda P nos ângulo de 45° da diagonal de cada plano de simetria.

Estendendo a notação de Thomsen para o meio ortorrômbico e usando os parâmetros que são definidos similarmente para os meio TI, temos que parâmetros anisotrópicos para o plano de simetria $[X_2, X_3]$ é dado por (Tsvankin, 1997)

$$\gamma^{(1)} = \frac{C_{66} - C_{55}}{2C_{55}} \tag{2.44}$$

$$\varepsilon^{(1)} = \frac{C_{22} - C_{33}}{2C_{33}} \tag{2.45}$$

$$\delta^{(1)} = \frac{(C_{23} - C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}. \tag{2.46}$$

para $[X_1, X_3]$ são

$$\gamma^{(2)} = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}} \tag{2.47}$$

$$\varepsilon^{(2)} = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} \tag{2.48}$$

$$\delta^{(2)} = \frac{(C_{13} - C_{55})^2 - (C_{33} - C_{55})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{55})}. \tag{2.49}$$

e finalmente para $[X_1, X_2]$ temos

$$\gamma^{(3)} = \frac{C_{44} - C_{55}}{2C_{44}} \tag{2.50}$$

$$\varepsilon^{(3)} = \frac{C_{11} - C_{22}}{2C_{22}} \tag{2.51}$$

$$\delta^{(3)} = \frac{(C_{12} - C_{66})^2 - (C_{33} - C_{66})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{66})}. \tag{2.52}$$

onde os sobrescritos (1), (2) e (3) indicam os eixos perpendiculares aos respectivos planos de simetria.

Os nove parâmetros exibidos nas equações (2.44) a (2.46), (2.47) a (2.49) e (2.50) a (2.52) são suficientes para descrever qualquer sistema ortorrômbico.

O próximo tópico será sobre um meio anisotrópico mais complexo que o ortorrômbico, o meio monoclínico.

2.2.4 Anisotropia de um sistema monoclínico

A partir de medidas sísmicas, o meio monoclínico é o que apresenta o menor grau de simetria (Musgrave, 1970; Helbig, 1994). A Figura 2.7 mostra uma ilustração pictórica de um tipo de meio monoclínico.

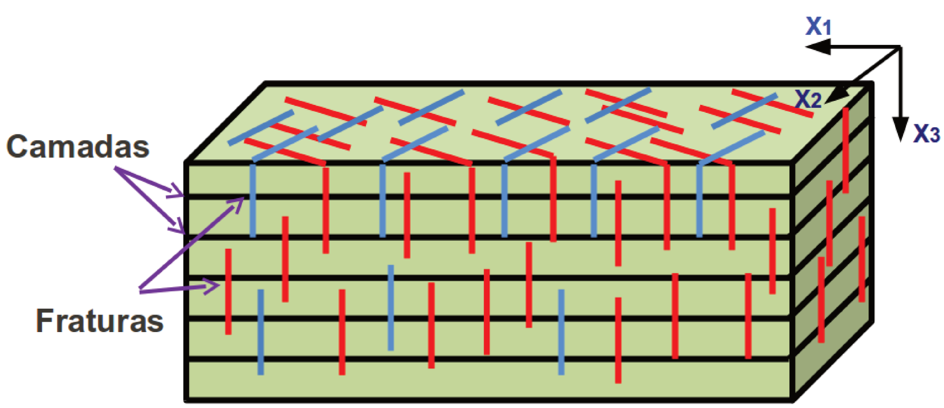


Figura 2.7: Ilustração de um modelo formado por acamamento horizontal (camadas dispostas perpendicular ao eixo X_3) e um conjunto de fraturas imersas no acamamento. No meio monoclínico os ângulos entre os dois conjuntos de fraturas é diferente de 90° .

O meio monoclínico apresenta treze componentes independentes no tensor de elasticidade $C_{\alpha\beta}$. Matricialmente o tensor de elasticidade do meio monoclínico pode ser representado por (Tsvankin, 2001)

$$C^{(MON)} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & C_{36} \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{45} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{45} & C_{55} & 0 \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \tag{2.53}$$

onde essa matriz está relacionada ao plano de simetria ortogonal ao eixo X_3.

Devido á complexidade desse tipo de meio, esforços estão sendo realizados objetivando entender melhor esse tipo de meio. Na literatura, estudos relacionados a meios monoclínicos, se destacam os trabalhos realizados por Grechka et al. (2000) e Bakulin et al. (2000). Como está mostrado em Grechka et al. (2000), além dos nove parâmetros exigidos para caracterizar o meio ortorrômbico, o meio monoclínico precisa de mais três parâmetros anisotrópicos adimensionais chamados $\zeta^{(1)}$, $\zeta^{(2)}$ e $\zeta^{(3)}$ [1].

2.3 Modelamento de fraturas

Segundo (Liu et al., 2000) fraturas podem ser modeladas de três maneiras. A primeira delas é usando a condição empírica de escorregamento linear proposto por Schoenberg (1980). A segunda possibilidade, a simulação é feita através de uma distrubuição planar de pequenas fissuras no plano de acamamento (ou áreas de escorregamento (Schoenberg, 1980)) ou como distribuição planar de pequenas imperfeições em contato (Schoenberg e Douma, 1988). Uma terceira possibilidade de modelagem é imaginar fraturas como superfícies planas separadas por uma fina camada contínua de fluído viscoso ou material que exibe um módulo de cisalhamento menor do que rocha matriz ou rocha hospedeira. A Figura 2.8 mostra as três abordagem de modelagem de fissuras explanadas anteriormente.

Como mencionado anteriormente, a teoria do escorregamento linear (Schoenberg, 1980) foi usada e continua sendo ressaltada atualmente quando o assunto é relacionado a fraturas ou fissuras. Na nossa abordagem não estamos lidando com terceira situação

[1] Mais detalhes sobre esse parâmetros estão descritos em Grechka et al. (2000) e Bakulin et al. (2000)

de modelagem de fissuras. No nosso estudo, o primeiro e o segundo caso de exemplo de fraturas foram abordados como referência para modelar as nossas fraturas (sintéticas).

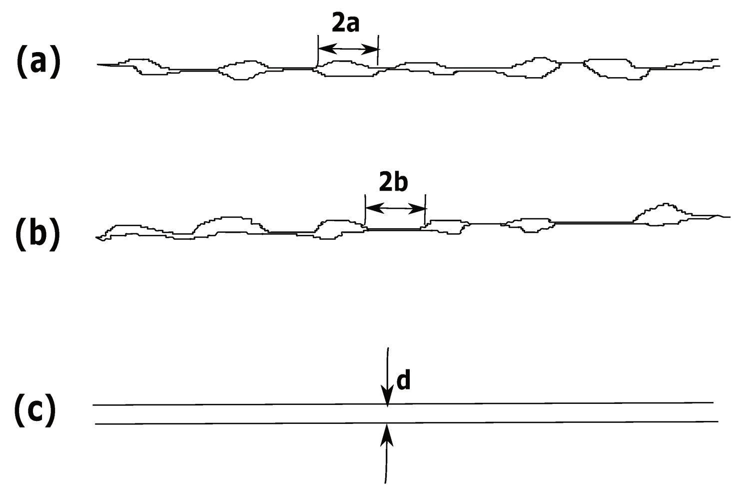


Figura 2.8: Ilustração esquemática de três tipos de meios fraturados. (a) Distribuição de pequena fraturas ou escorregadores; (b) distribuição planar de pequenos contatos e (c) finas camadas de material sólidos com o preenchimento de materiais de baixo módulo de cisalhamento. Esta figura foi baseada na ilustração mostrada em Liu et al. (2000).

2.3.1 Teoria do escorregamento linear (TEL)

A teoria do escorregamento elástico pressupõe basicamente que o campo de deslocamento $\vec{u}$ é descontínuo ao longo da superfície separando dois meios elásticos. No entanto, para que essa condição seja satisfeita, a tração $\vec{t}$ entre esse dois meios deve ser contínua em cada ponto da superfície de contato. Matematicamente essa relação é dada por (Kachanov, 1992),

$$\vec{u_i} = B_{ij}\vec{t_j} \tag{2.54}$$

onde $\vec{t_j}$ é a j-ésima componente do vetor de tração e B_{ij} [2] é a matriz de complacência da fratura. No caso mais simples B_{ij} pode ser representada em termos das complacências normal B_N e tangencial B_T, ou seja,

$$B_{ij} = B_N\vec{n_i}\vec{n_j} + B_T(\delta_{ij} - \vec{n_i}\vec{n_j}) \tag{2.55}$$

[2] Existem várias anotações para complacência, no entanto nesta seção usaremos a letra B para representar a complacência dimensional (unidade de deslocamento/unidade de pressão) assim como está sugerido em Sayers (1998, 2002). A letra S geralmente é usada para representar a complacência da rocha isotrópica (Schoenberg e Sayers, 1995).

onde $\vec{n_i}$ é a i-ésima componente do vetor $\vec{n}$, normal as fraturas. Também é assumido que a complacência tangencial B_T seja independente da direção da tração de cisalhamento que ocorre dentro do plano das fraturas. Se levarmos em conta o mesmo sistema de referência que temos adotado em todas as figuras representativas dos meios anisotrópicos mostrados anteriormente, ou seja, X_1, X_2, X_3 onde X_3 é tomado como sendo o eixo vertical, podemos reescrever a equação (2.55) como

$$u_3 = B_N t_3 \tag{2.56}$$

$$u_\lambda = B_T t_\lambda \tag{2.57}$$

onde o índice $\lambda = 1, 2$, representa as duas componentes de cisalhamentos tangentes ao plano das fraturas.

Para o meio fraturado transversalmente isotrópico, ou seja, o caso anisotrópico mais simétrico, a matriz de complacência é invariante com respeito a rotação sobre o eixo X_3. Matricialmente, para o meio TI, B_{ij} assume a seguinte forma

$$B_{ij} = \begin{bmatrix} B_N & 0 & 0 \\ 0 & B_T & 0 \\ 0 & 0 & B_T \end{bmatrix} \tag{2.58}$$

onde neste caso o meio (rocha) arcabouço (*background*), onde as fraturas ou fissuras estão imersas, pode ser isotrópicas ou transversalmente isotrópica (TI). Os únicos requisitos a serem satisfeitos são: (1) $B_T \geq 4B_N/3 \geq 0$ (para o meio isotrópico) e $B_T, B_N > 0$ (para o meio TI).

Os coeficientes B_N e B_T geralmente são inscritos em função das complacências efetivas Z 's de todo o modelo. Os Z's têm as dimensão de $\frac{1}{tens\tilde{a}o}$. Neste caso, para calcular B_N e B_T é necessário dividir os Z's pela espessura total do modelo (l) na direção X_3, ou seja, à direção de sobrecarga.

2.3.2 Tensor de complacência para sólido fissurados

De acordo com Sayers e Kachanov (1995), a complacência elástica de um meio fraturado pode ser escrita por,

$$S_{ijkl} = S^0_{ijkl} + \Delta S_{ijkl} \tag{2.59}$$

onde S^0_{ijkl} é complacência elástica da rocha sem fissuras e S_{ijkl} com a presença de fissuras o excesso de complacência é denotado por

$$\Delta S_{ijkl} = \frac{1}{4}(\delta_{ik}\alpha_{jl} + \delta_{il}\alpha_{jk} + \delta_{jk}\alpha_{il} + \delta_{jl}\alpha_{ik}) + \beta_{ijkl} \tag{2.60}$$

onde α_{ij} e β_{ijkl} são tensores de segunda e quarta ordem definidos por

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{V}\sum_r B_T^{(r)} n_i^{(r)} n_j^{(r)} A^{(r)} \tag{2.61}$$

$$\beta_{ijkl} = \frac{1}{V}\sum_r \left(B_T^{(r)} - B_T^{(r)}\right) n_i^{(r)} n_j^{(r)} n_k^{(r)} n_l^{(r)} A^{(r)} \tag{2.62}$$

e nesse caso $B_N^{(r)}$ e $B_T^{(r)}$ são as complacências normal e de cisalhamento da r-ésima fratura no volume V, $n^{(r)}$ é a i-ésima componente normal às fraturas e $A^{(r)}$ são as áreas das fraturas. A complacência $B_N^{(r)}$ caracteriza o deslocamento normal às fraturas produzido pela tração normal enquanto $B_T^{(r)}$ caracteriza o deslocamento tangencial as fraturas produzido pela tração de cisalhamento aplicada à fissura.

A equação (2.60) constitui uma relação geral para descrever a complacência efetiva em função das complacências normal e tangencial ($B_N^{(r)}$ e $B_T^{(r)}$) as superfícies das fraturas. Caso restrito de complacências aplicados a meios do tipo TIV (Hsu e Schoenberg, 1993; Schoenberg e Douma, 1988) será abordadas no Capítulo 6.

No próximo capítulo discutiremos sobre a preparação de amostras anisotrópicas, assim como a instrumentação necessária para realizar experimentos de modelagem física.

2.3.3 Diferentes formulações para a estimativa da razão de aspecto e densidade das fissuras

Meios fraturados ou fissurados em estruturas geológicas tipo folhelhos (shales) apresentam uma porosidade muito alta mas a permeabilidade é muito baixa. Usualmente o que é feito para aumentar essa permeabilidade, é o uso de injeção de fluídos. Essa técnica é chamado de fraturamento hidráulico (*hidraulic fracturing*). Dessa forma, estimar a densidade de fissura ou fraturas assim como a razão de aspecto[3] pode ajudar reduzir riscos operacionais desse fraturamento secudário. Segundo Sayers e Kachanov

[3]Razão de aspecto é um parâmetro adimensional dado pela razão entre a dimensão maior de uma fratura ou fissura(comprimento) pela a espessura (ou abertura).

(1995), sobre certas condições, a permeabilidade de um reservatório fraturado é definido por

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{V} \sum_r g^{(r)} n_i^{(r)} n_j^{(r)} A^{(r)} \tag{2.63}$$

onde $g^{(r)}$ é a transmissividade da r-ésima fratura no volume V e $A^{(r)}$ são as áreas das fraturas.

Além da transmissividade, a densidade de fissuras e a razão de aspecto são outros parâmetros importantes para caracterizar reservatórios fraturados. No caso de fissuras de formatos de discos em um arcabouço anisotrópico com módulo de Young E e razão de Poisson ν a partir de Hudson (1981), temos que

$$B_N = \frac{16(1-\nu^2)a}{3\pi E(1+K)}, \tag{2.64}$$

$$B_T = \frac{32(1-\nu^2)a}{3\pi E(2-\nu)(1+M)} \tag{2.65}$$

onde

$$M = \frac{4}{\pi}\left(\frac{i\omega\eta_f a}{\mu c}\right)\frac{(1-\nu)}{(2-\nu)} \tag{2.66}$$

$$K = \frac{2a}{\pi c}\frac{\kappa_f}{\mu}(1-\nu) \tag{2.67}$$

onde c/a é a razão de aspecto das fissuras, κ_f e η_f indicam o módulos de volume e o de viscosidade do fluido, respectivamente; ω é a frequência angular da onda e μ é o módulo de cisalhamento. A quantidade M leva em conta o efeito da viscosidade do fluido na complacência cisalhante ou tangencial das fissuras, enquanto a quantidade K leva em conta o efeito do módulo de volume (*bulk* do arcabouço) na complacência normal as fissuras. Usando as equações (2.64) e (2.65) é possível a razões de aspecto das fraturas indiretamente a partir das complacências normal e de cisalhamento.

Outra expressão estabelecida por Tod (2001, 2002) levando em conta os efeitos de pressões, oferece a possibilidade de estimar a razão de aspecto de fissuras a partir de

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{2(1-\gamma)}{\pi\mu}(\sigma_{ij} n_i n_j + p) \tag{2.68}$$

onde μ é o módulo de cisalhamento, ν é a razão de Poisson, α_0 é a razão de aspecto inicial, σ_{ij} é a tensão aplicada e p é a pressão de poro da rocha. A equação (2.68) às vezes é definida em função de tensão crítica ou tensão de fechamento da fissura (σ_c) por

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + \frac{\sigma_{ij} n_i n_j + p}{\sigma_c} \right) \tag{2.69}$$

onde

$$\sigma_c = \frac{\pi \mu}{2(1-\gamma)} \alpha_0. \tag{2.70}$$

Para a estimativa de densidade de fissura a partir dos parâmetros elásticos, Schoenberg e Douma (1988) propuseram as seguintes relações no caso de fissuras "secas", ou preenchidas com fluídos com baixo módulo de volume

$$E_N = \frac{16}{3[3-2\gamma_b]} e, \tag{2.71}$$

$$E_T = \frac{16}{3\gamma_b[1-\gamma_b]} e. \tag{2.72}$$

onde e é densidade de fissuras, γ_b é o parâmetro anisotrópico da onda S, E_N e E_T são as complacências normal e de cisalhamento adimensionais definidos por Hsu e Schoenberg (1993)

$$E_N \equiv (\lambda + 2\mu) Z_N = \frac{2C_{66}}{C_{33} - C_{13}} - 1, \tag{2.73}$$

$$E_N \equiv \mu Z_T = \frac{C_{66}}{C_{44}} - 1 \tag{2.74}$$

onde Z's são as complacências efetivas de todo o modelo.

Existem outras abordagens para estimar densidade de fissuras, por exemplo Liu et al. (2000) para caso de fissuras preenchidas por fluido viscoso, no entanto a nossa abordagem é limitada apenas a abordagem de Schoenberg e Douma (1988) para fissuras vazias.

Como podemos perceber, um termo comum em todas as expressões mostradas acima é a razão de Poisson. Ou seja, a razão entre as velocidades V_P e V_S. Isso mostra mais um vez que para a carateriazação de um meio fraturado, é importante que uma abordagem elástica seja levada em conta. Isso naturalmente pode ser alcançado com medidas ultrassônicas das ondas P e S.

3 Modelagem física aplicada a sísmica

Podemos definir modelagem física como a capacidade de simular os aspectos físicos de um cenário natural (de larga escala) em escala reduzida. Neste tipo de abordagem, o principal objetivo é reproduzir o comportamento das propriedades físicas (geométricas, dinâmicas e cinemáticas) exibidas pelo modelo em escala real (Buckingham, 1914; Kline, 1986). No cenário da sísmica, mais especificamente na geofísica de petróleo, as propriedades elásticas dos modelos físicos reproduzidos no laboratório, devem possuir a máxima fidelidade possível daquelas exibidas pelas estruturas geológicas na subsuperfície. Dessa forma, para realizar uma simulação mais realista possível, duas premissas básicas devem ser satisfeitas: (1) matéria-prima adequada para a construção dos modelos e (2) métodos de medidas robustos.

3.1 Preparação de amostras anisotrópicas

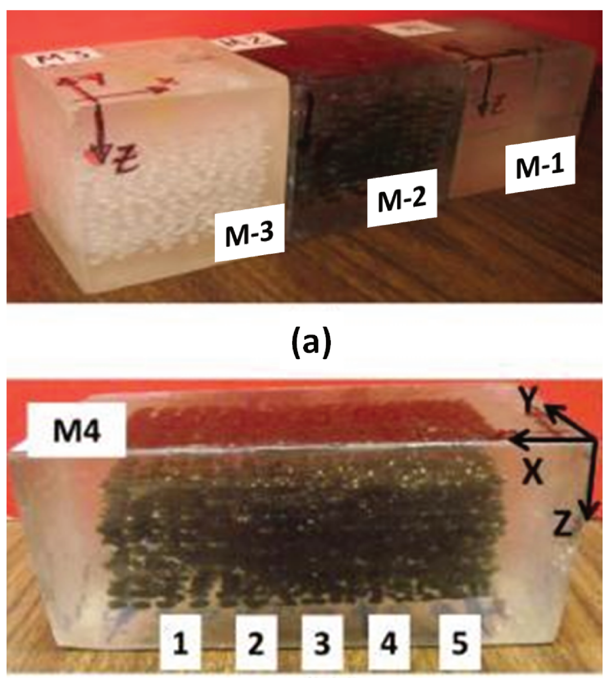
3.1.1 Meios TIV e TIH

Para simulação de meios fissurados controlados, seis modelos foram construídos. Para simular rocha sólida usamos resina epóxi enquanto para simular as fissuras foram usados pequenos discos ou tiras de borracha. Na Figura 3.1(a) são mostrados o modelo isotrópico M1 (modelo de referência) formado apenas por resina epóxi; modelo M2 formado por grandes fissuras e modelo M3 formado com pequenas fissuras. Na Figura 3.1(b) é mostrada a fotografia do modelo M4 que possui três regiões com fissuras de tamanhos diferentes, mas com a mesma espessura. Em todos os modelos as densidades são diferentes.

A Figura 3.2 mostra a fotografia de um modelo fortemente anisotrópico formado por placas de vidro empilhadas e intercaladas com as inclusões de pequenos discos de borracha. Ambos foram imersos em uma matriz de resina epóxi. O propósito da construção desse modelo foi estudar o efeito de diferentes comprimentos de ondas em um meio que apresenta anisotropia muito forte, e para determinada faixa de frequência, o comprimento de onda pode ser do maior que o tamanho do modelo.

Na Figura 3.3 podemos observar a fotografia de outro modelo sintético que apresenta fissuras com o formato alongado. Este tipo de fissura foi simulado usando pequenos pedaços de borrachas na forma de cubos. A densidade da fissura no modelo é aproximadamente a mesma ($4,5$ %) para todas as três regiões que apresentam direção de alinhamento diferentes.

Alguns resultados obtidos para modelos M1, M2, M3 e M4 foram publicados em resumos expandidos (ver Apêndice E) e submetidos para revistas (ver Capítulo 4). Já para o modelo M6, os resultados são mostrados no Capítulo 5, os quais também foram submetidos para revista. As caractrísticas físicas dos modelos M-1, M-2, M-3, M-4, M-5 a M-6 no Apêndice (A)



(b)

Figura 3.1: Fotografias de modelo sintético formado por resina epóxi e borrachas redondas simulando fraturas.

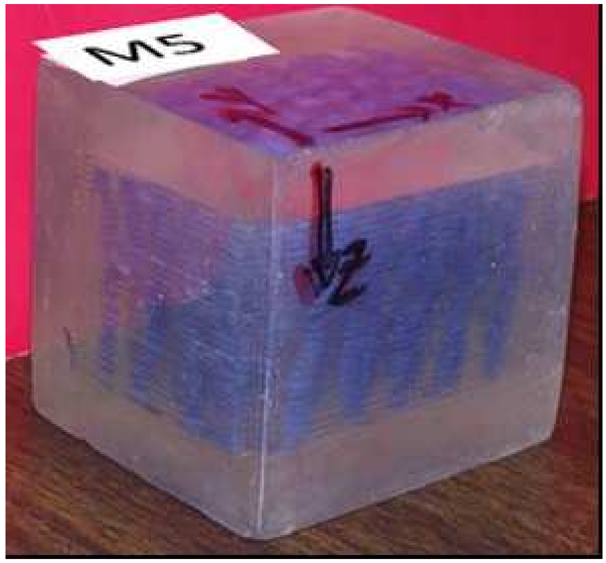


Figura 3.2: Fotografia de um modelo anisotrópico sintético formado por fraturas (lâminas de vidro), fissuras (pequenos discos de borrachas arredondadas) e resina epóxi.

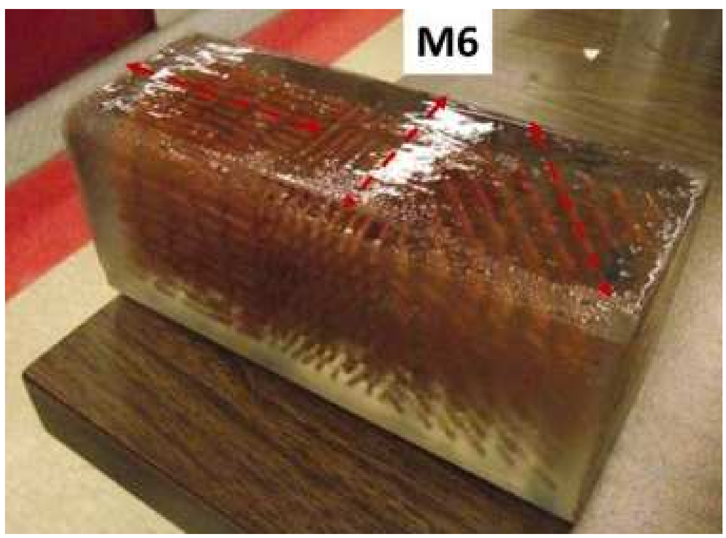


Figura 3.3: Fotografia de um modelo anisotrópico sintético formado por fissuras (pequenas tiras de borrachas) alinhadas em diferentes direções.

3.1.2 Meio ortorrômbico acamadado

Com o objetivo de estudar um meio anisotrópico ortorrômbico (ver exemplo desse meio na Figura 3.4) realizamos uma série de medidas de ondas P e S em diferentes direções do modelo. Para estudar o meio ortorrômbico acamadado (ver Figura 3.5a) sobre pressão, desenvolvemos um equipamento para exercer uma carga de pressão uniaxial controlada, além de dispositivos para permitir medidas das ondas cisalhantes com diferentes polarizações. Na Figura 3.5(b) são mostradas as duas placas de alumínio que foram projetadas especialmente para distribuir a pressão vertical de uma forma homogênea sobre todo o modelo. A configuração geométrica das placas permite que os registros das ondas P e S sejam realizadas em todas as direções (X, Y, Z e 45^0). Nesse caso, por questões de similaridade ao sistema cartesiano, adotaremos que nos nossos modelos $X = X_1$, $Y = X_2$ e $Z = X_3$.

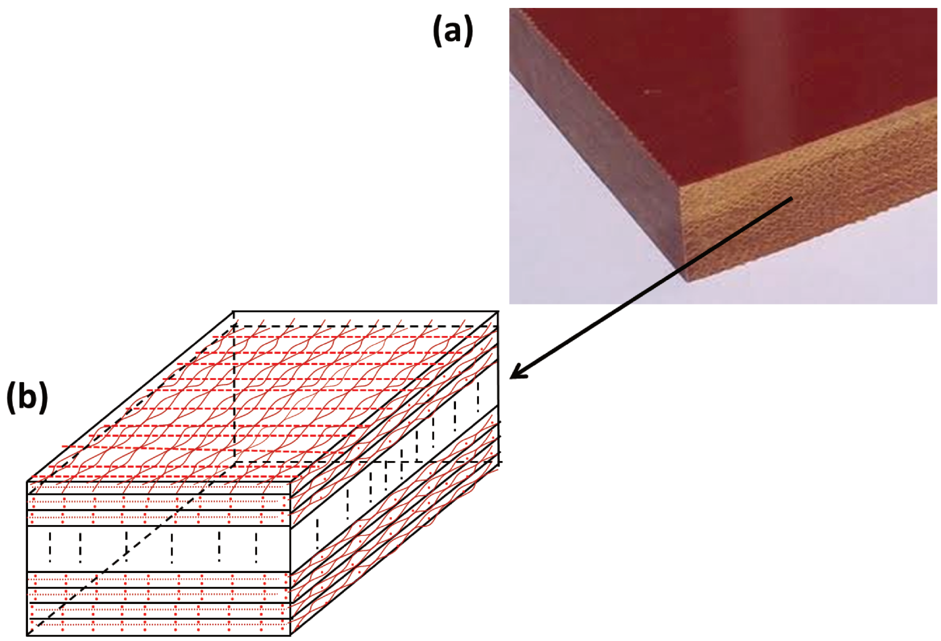


Figura 3.4: Fenolite CE composto de camadas de tecidos ligados com resina fenolítica. Este tipo de material sintético é comumente usado para simular um meio anisotrópico com simetria ortorrômbica.

Como pode ser visto no Apêndice C, foi observado que esse meio ortorrômbico acamadado imposto sobre regime de pressão uniaxial pode apresentar um comportamento anisotrópico anômalo. E o caráter ortorrômbico pode assemelhar-se ao comportamento anisotrópico exibido por um meio do tipo *TIV*.

3.1.3 Modelo TIH com injeção de fluídos

A Figura 3.6 mostra a foto de um modelo fraturado que foi construído com base de placas de policarbonato inseridas em uma matriz sólida de resina epóxi.O sistema de

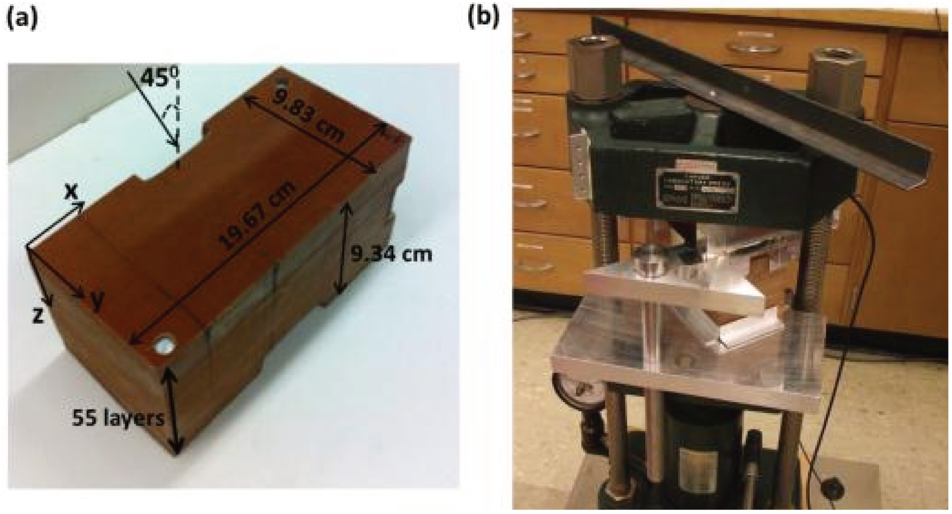


Figura 3.5: Modelo ortorrômbico formado por 55 camadas de placas finas de fenolite. (b) Modelo ortorrômbico sob pressão hidrostática.

injeção de fluídos (ar, água e óleo) foi feito através do uso de mangueiras de plástico, tubos metálicos e seringas de plástico. Todas as placas inseridas no modelo foram lixadas com o objetivo de produzir porosidade entre as placas. A conectividade geral entre todas as placas foi alcançada após furá-las na mesma direção.

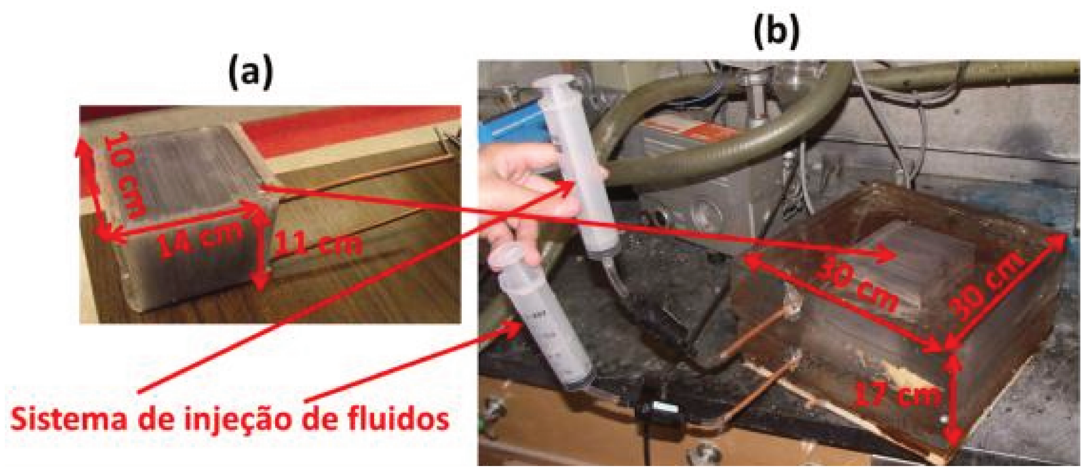


Figura 3.6: (a) Modelo de injeção de fluídos em meio anisotrópico do tipo TIH. Fraturas são simuladas usando placas retangulares de policarbonato empilhadas horizontalmente. (b) Seringas e mangueiras de plástico além de tubos de cobres formam o sistema de injeção de fluído.

Com esse modelo pretendeu-se realizar os seguintes estudos:

- Efeitos nas complacências com injeção de ar ou outros tipo de fluído.
- Variação da amplitude com o afastamento (do inglês *AVO*) e variação da amplitude com o ângulo de incidência (do inglês *AVA*) em meio fraturado tipo TIH.
- Lapso no tempo (*Time-lapse*) em meio anisotrópico.
- Efeito da frequência na determinação de parâmetros elásticos.
- Abordagem do comportamento de medidas de longo afastamento no meio anisotrópico tipo TIH.

Experimentos realizados por Maultzsch et al. (2003) e Tillotson et al. (2011b,a) têm mostrado que meios fissurados porosos saturados com diferentes tipos de fluídos exibem birrefrigência dependente do tipo de fluido. Isso confirma algumas predições teóricas feitas por Sayers (2002); Galvin et al. (2007). No entanto, outras abordagens experimentais serão aplicadas e novos resultados são esperadas.

3.1.4 Modelo TIV acamadado com inclusões de fissuras

Fissuras presentes em rochas sedimentares quando submetidas a tensão de confinamento ou efeito de pressão de fluido, provocam distorções na orientação assim como em seu formato. Dessa maneira, mudança na distribuição das fissuras devido à variação da pressão resulta em mudanças nas propriedades elásticas das rochas.

Com o objetivo de estudar o efeito da pressão uniaxial na mudança em razão do aspecto (*aspect ratio*) das fissuras, nós desenvolvemos um experimento usando modelo acamadado constituídos de placas de plexiglas empilhadas e intercaladas com a inclusões de pequenas borrachas com formato arredondado. Nesse caso, o plexiglas foi usado para simular a rocha sólida (ou arcabouço) e os discos de borrachas foram usados para simular fissuras. Na Figura 3.7 temos o modelo sintético formado por placas de plexiglas (espessuras 1.5 mm) sobre pressão (ver Figura 3.7b). O mesmo modelo com inclusões dos discos de borracha (ver Figura 3.7c) também pode ser observado na Figura 3.7d sobre uma sobrecarga uniaxial.

A Figura 3.8 mostra a variação do diâmetro e consequentemente da espessura em função da pressão uniaxial aplicada. Essas fotografias serviram de referência para calcularmos o valor dos diâmetros das inclusões com função da tensão uniaxial aplicada.

Como as superfície das placas possuem um atrito mínimo, assumimos que a varição dos diâmetros é uniforme para as inclusões em cada camada. Isso também pode ser observado na Figura 3.8.

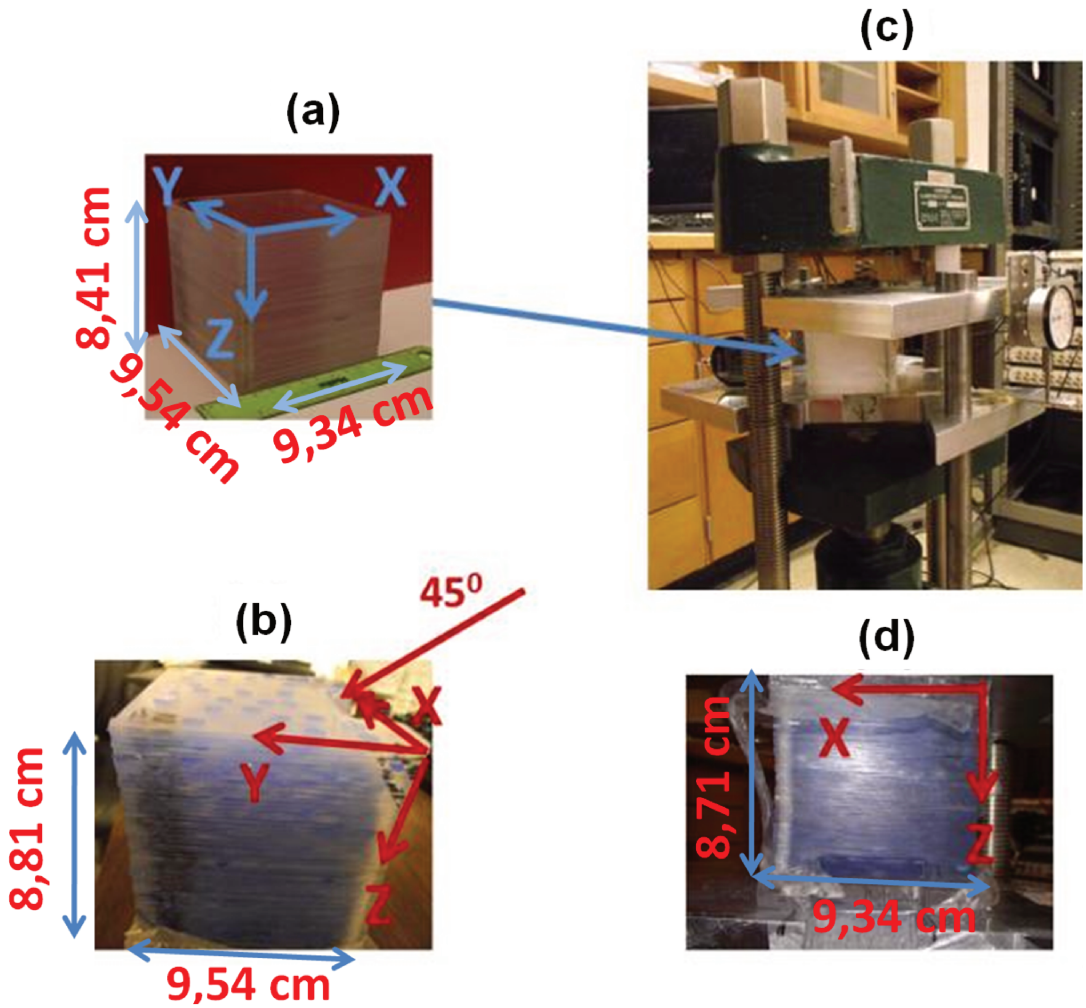


Figura 3.7: (a) Modelo anisotrópico sintético formado por placas finas de plexiglas. (b) Modelo de plexiglas com inclusões de borrachas pequenas para simular modelo anisotrópico fraturado com fissuras. (c) Equipamento de pressão estática e gages para medir a deformação. (d) Modelo com inclusões de borrachas sob pressão.

O modelo anisotrópico mostrado na Figura 3.7 consiste em um modelo físico diferente dos demais mostrados anteriormente. Nesse caso, estamos analisando a influência da inclusão de fissuras (anisotropia secundária) em um modelo elástico cujo o *background* é anisotrópico. No Capítulo 6 temos uma análise dos resultados obtidos a partir de medidas ultrassônicas por modo de transmissão. Observações importantes à respeito da razão de aspecto de meios fissurados como funções dos parâmetros elásticos assim como da densidade em função foram realizadas. Basicamente, esse trabalho investigou a relação dos nossos resultados experimentais com formulações desenvolvidas por Schoenberg e Douma (1988), Hudson (2000); Hudson et al. (2001), Tod (2001); Tod e Hudson (2001) descreveram teoricamente o comportamento dinâmico da densidade das fissuras como função da pressão de sobrecarga e de fluído, razão de Poisson, módulo de cisalhamento e módulo de Young (ver Capítulo 2).

3.1.4.1 Cálculo da razão de aspecto através da medida experimental

Para calcular a relação entre a razão de aspecto e densidade das fissuras em função da tensão uniaxial usamos os valores do módulo de Young calculados no Apêndice (B). Além disso, os seguintes procedimentos também foram tomados:

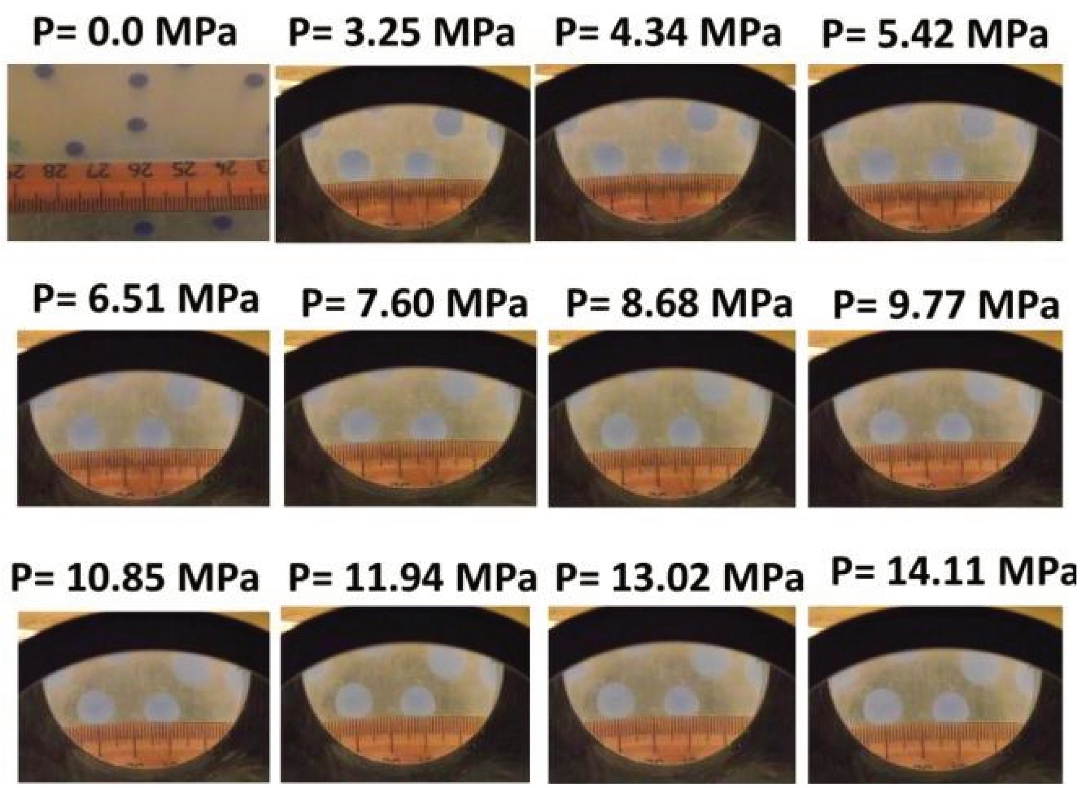


Figura 3.8: Variação do diâmetro e espessura da borracha para diferentes magnitudes de pressões aplicadas.

1 - Medida dos diâmetros das borrachas através de transferência de escala.

2 - Medidas da espessura para cada valor de tensão aplicada usando o módulo de elasticidade calculado a partir da equação (B.5).

O primeiro passo deu-se a partir da medida mostrada na escala da Figura 3.8. Usando a relação entre o tamanho da inclusão na fotografia e o tamanho de 1 cm na nossa escala (medido através de um paquímetro). Usando regra de três foi possível calcular o diâmetro das inclusões. O segundo passo, como mencionado anteriormente, foi realizado baseando na equação (B.5), onde tomamos $E_{bor} = 0.016$ GPa ou $E_{bor} = 16$ MPa. Usando os respectivos valores da tensão aplicada nesse experimento calculamos a deformação das inclusões para cada valor da tensão baseado na equação abaixo,

$$\sigma_z = E_{bor}\varepsilon_{bor}$$

ou

$$\varepsilon_{bor} = \frac{\sigma_z}{E_{bor}}.$$

No entanto, como $\varepsilon_{bor} = \frac{h'}{h_0}$ e $h_0 = 0,57$ mm temos que a variação da espessura das inclusões em função da pressão uniaxial é dada por

$$\frac{h'}{h_0} = \frac{\sigma_z}{E_{bor}},$$

ou

$$h' = h_0\frac{\sigma_z}{E_{bor}},$$

em que a variação da espessura em função da tensão é representado por

$$h(\sigma) = 0.57 - h'(\sigma). \tag{3.1}$$

Como é conhecido, a razão de aspecto (α) de uma inclusão com formato de disco é definido como sendo a razão entre o menor pelo maior comprimento. Dessa maneira, no nosso caso α é descrito por

$$\alpha(\sigma) = \frac{h(\sigma)}{L(\sigma)} \tag{3.2}$$

na qual $L(\alpha)$ é o comprimento da inclusão, ou no nosso caso é o diâmetro dos discos de borrachas do modelo mostrado na Figura 3.7c. Usando os valores da equação (3.2) calculamos a razão de aspecto em função da tensão a qual é mostrada graficamente na Figura 3.9. Como podemos perceber a razão de aspecto decresce rapidamente com o aumento da sobrecarga vertical. Este comportamento a priori é esperado tendo em vista que pressão diferencial não está sendo levada em conta. Comportamento semelhante a esse também pode ser observado na Figura 3.10a. No caso da densidade, como o volume do modelo decresce muito mais que o volume individual das fissuras, um comportamento quase linear é observado a partir da pressão de 9 MPa. Acreditamos que a partir desse ponto, a maior parte do ar dentro do modelo é expulso e praticamente é ocupado pela fissuras. A Figura 3.10b mostra o gráfico da relação da densidade de fissuras pela razão de aspecto. Um comportamento aproximadamente linear pode ser notado, para baixos valores de razão de aspecto assim como da densidade das fissuras.

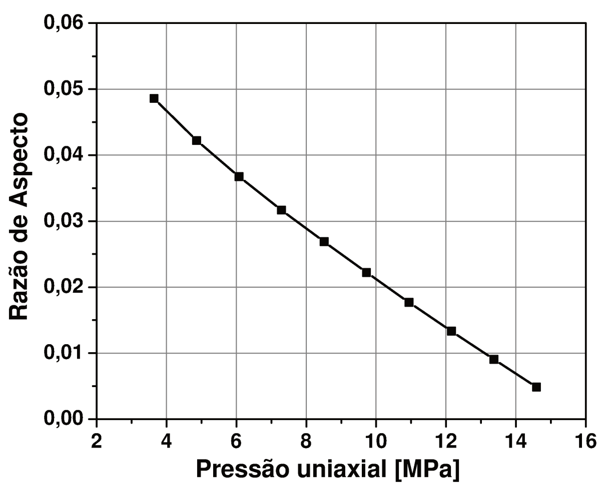


Figura 3.9: Razão de aspecto em função da tensão uniaxial. Essa relação foi obtida a partir da razão da espessura pelo comprimento (diâmetros das inclusões).

No Capítulo 6 será mostrado uma abordagem para estimar a partir parâmetros elásticos uma relação que melhor se ajusta a estes dados experimentais. Vale salientar que esses parâmetros serão calculados a partir de expressões matemáticas bem estabelecida usando velocidades ultrassônicas de ondas P e S obtidas. Mais detalhes sobre o registro de dado sísmico por medidas ultrassônicas, assim como configuração experimental usado para esse objetivo podem ser vistos na próxima seção.

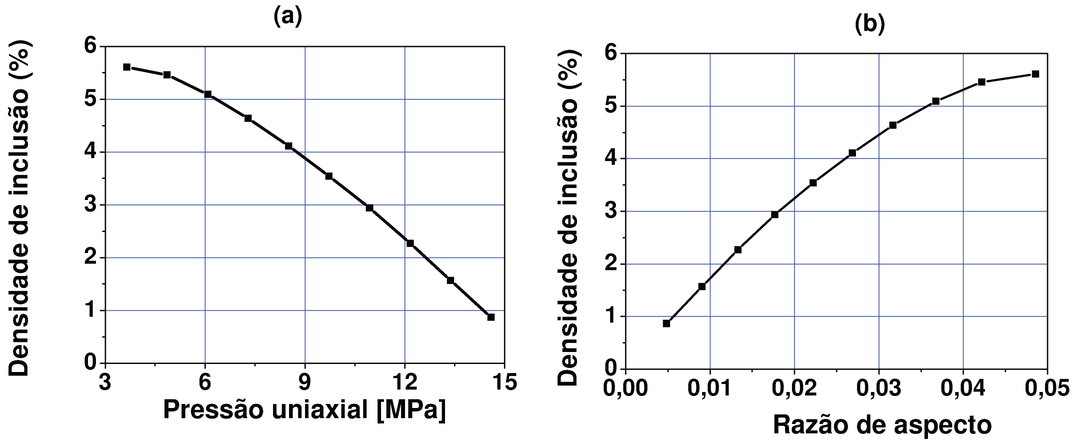


Figura 3.10: (a) Relação experimental entre as densidades das fissuras e o *tensão* uniaxial. (b) Relação experimental entre as densidades das fissuras e a razão de aspecto.

3.2 Instrumentação de modelagem física sísmica

A instrumentação relacionada à modelagem física é constituída basicamente por um sistema de geração e recepção de ondas sísmicas (fontes e receptores) e um sistema de condicionamento de sinal, digitalização e controle de movimentos de fontes e receptores.

3.2.1 Transdutores

A obtenção de dados sísmicos usando modelagem física depende basicamente dos tipos de fonte e receptor usados, assim como da configuração sísmica que se deseja simular. O tipo de configuração a ser simulado pode ser obtido com o movimentos da(s) fonte(s) e do(s) receptor(es) de tal forma que seja obtido o dado na configuração desejada. Na Figura 3.11 temos basicamente os tipos de fontes ou transdutores[1] mais usados em modelagem física sísmica.

Devido a isotropia do padrão de radiação entre 0^0 e 180^0 graus, transdutores do tipo esférico e do tipo pino são geralmente recomendados para simular dados para análises de *AVO* e *AVA*. Transdutores do tipo contato que geralmente apresentam um padrão de radiação com isotropia menor que 90^0 são geralmente usados para obter dados de transmissão e afastamento zero(*pulso-eco*). A Figura 3.12 mostra os espectros de frequências dos transdutores tipo contato usados para obter os resultados mostrados nesse trabalho.

[1]Transdutores ultrassônicos são dispositivos que transformam pulsos elétricos em pulsos acústicos e vibrações mecânicas em pulsos elétricos.

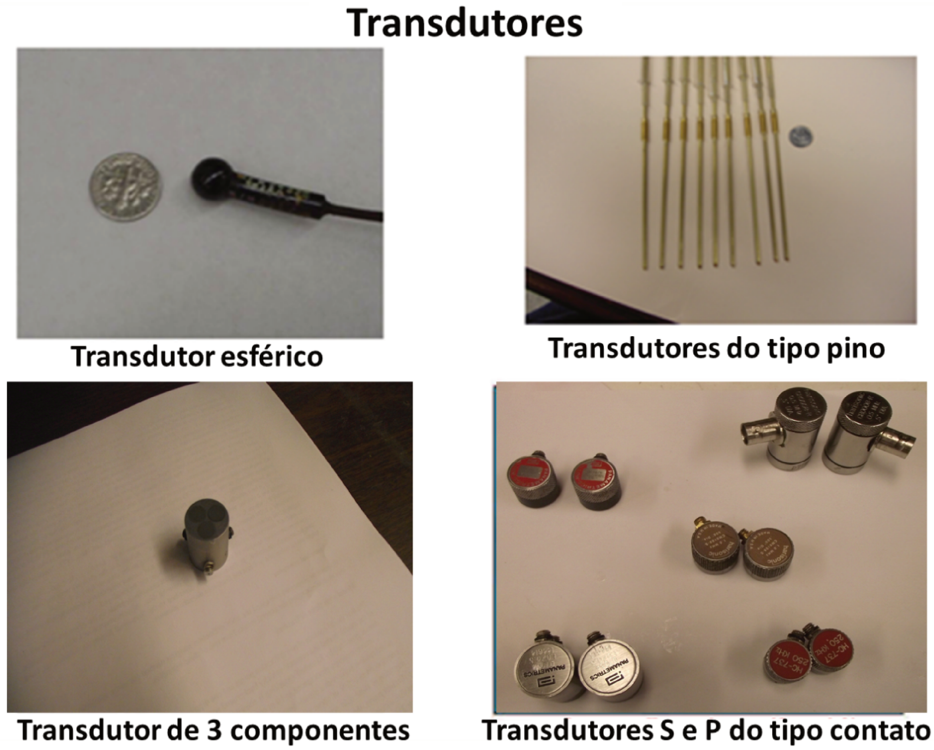


Figura 3.11: Fotografias de vários transdutores com diferentes frequências dominantes. Estas fotografias são cortesias do Dr. Robert Stewart (*Photos courtesy of Dr. Robert Stewart*).

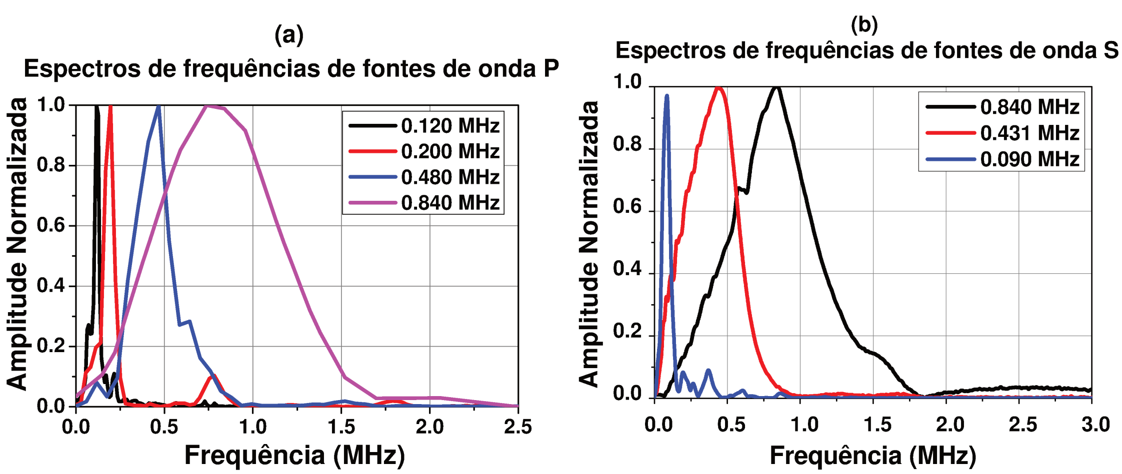


Figura 3.12: Espectros de frequências dos transdutores do tipo (a) compressional (onda P) e (b) cisalhante (onda S).

Embora não sejam mostrados a frequência dominante dos transdutores esféricos são 300 kHz enquanto que dos transdutores do tipo pino, são em geral de banda larga de frequências.

A Figura 3.13 mostra o digrama esquemático do sistema ultrassônico que pode ser usado para obter registros sísmicos através do modo de transmissão ou *pulso-eco*. Nesse caso como não é exigido o movimento da fonte ou do receptor, o sistema LABVIEW[2] realiza apenas a aquisição e digitalização do dado sísmico. Como a taxa de amostragem dos *drivers* de aquisição do *AGL* é 10 MHz, este sistema permite uma precisão na picagem no tempo de trânsito em torno de $\pm\ 0,1\ \mu$s de precisão.

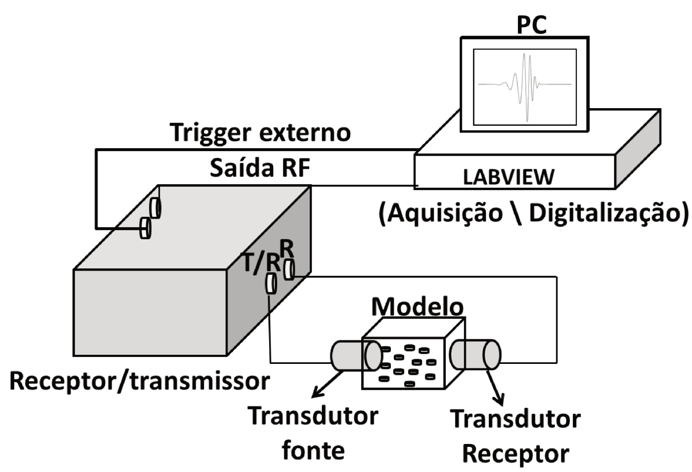


Figura 3.13: Diagrama esquemático do arranjo experimental usado para medir velocidades P e S nos modelos sintéticos anisotrópicos.

3.2.2 Aquisição do dado sísmico

Mudança na polarização da onda S pode ser alcançada usando um equipamento que foi desenvolvido pelo Dr. Nikolay Nyaur e que está mostrado no Capítulo 4. No entanto, para simular aquisições sísmicas reais, o AGL na Universidade de Houston conta com dois sistemas de modelagem física. Um deles é geralmente usado para simulações de aquisições marinhas (*tank system*) enquanto e o outro é usado para simular aquisições terrestres (*land system*). Na Figura 3.14 temos a fotografia do *land system* e na Figura 3.15 temos a fotografia do *tank system*.

[2]LABVIEW Laboratory Virtual Instrumentation Engineering WorKbench.

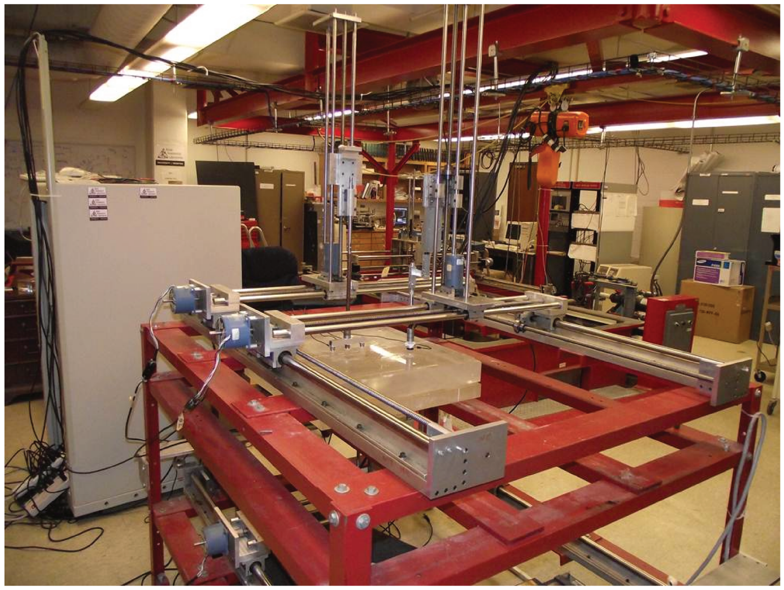


Figura 3.14: Fotografia do sistema de modelagem física usado para simulação terrestre (*land system*). Esta fotografia é uma cortesia do Dr. Robert Stewart (*Photo courtesy of Dr. Robert Stewart.*)

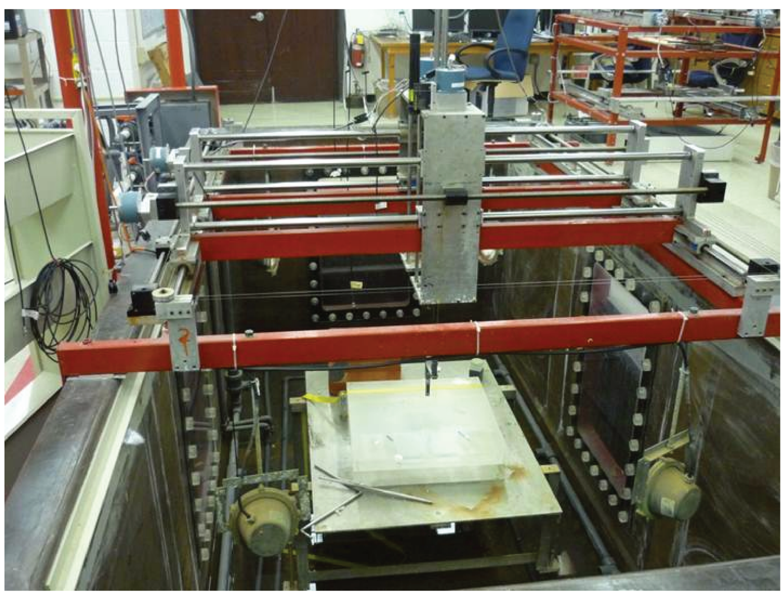


Figura 3.15: Fotografia do sistema de modelagem física usado para simulação marinha e terrestre (*tank system*). Esta fotografia é uma cortesia do Dr. Robert Stewart (*Photo courtesy of Dr. Robert Stewart*).

Uma visualização esquemática de como está organizado uma montagem experimental para aquisição de dados sísmicos sintéticos pode ser observado na Figura 3.16. Basicamente, uma onda ultrassônica emitida por um transdutor (fonte) se propaga através do modelo (rochas e fluidos sintéticos) onde é refletida e em seguida coletada por um segundo transdutor (receptor). Este pulso refletido é convertido em um sinal elétrico, o qual é amplificado e filtrado por um pré-amplificador ultrassônico 5660B da *Panametrics*, e depois é adquirido por um condicionador de sinal (*Pulse/Receiver*) 5072 PR também da *Panametrics*. Além de proporcionar o condicionamento de sinal, o *Pulse/Receiver* serve como fonte de alimentação (entrada elétrica) para o transdutor fonte. Os transdutores (fonte e receptor) são apoiados sobre guias lineares. Através destas guias estes transdutores podem se deslocar no sistema de coordenadas cartesiano X, Y e Z, através de motores de passo controlados via computador. Os controles destes motores são realizados através de uma placa PCI6220 da *National Intruments* (NI) juntamente com seus controladores (*drivers*) de alimentação.

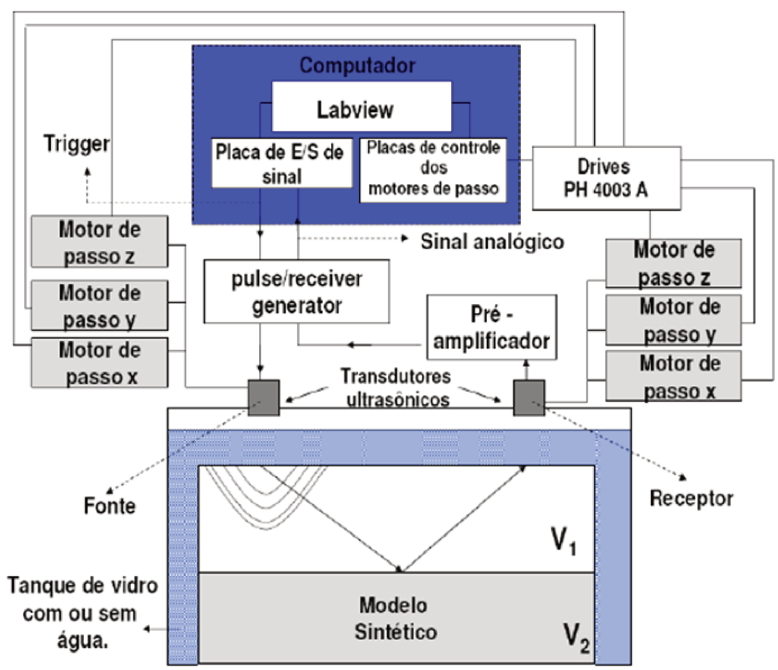


Figura 3.16: Diagrama esquemático da montagem experimental para realização da modelagem física sísmica. Cada transdutor é montado sobre guias lineares ligados a três motores de passo. Cada motor de passo está relacionado ao um grau de liberdade (direções X, Y ou Z). A aquisição do sinal é feita por um segundo transdutor que também possui os três graus de liberdade (direções X, Y ou Z). O controle de aquisição de dados e movimentos de passos é realizado através do LABVIEW via computador.

Para simular condições reais que existem no campo, ou seja, frequências da ordem de Hz, a dimensão espacial e temporal foram reamostradas usando um fator de escala de 1 : 10000. Com isso, o tempo de microssegundos passar a ser mostrado em segundo enquanto a dimensão espacial que está em milímetros passar a ser em metros (*upscaling*). No entanto, a frequência do transdutor que geralmente é da ordem de MHz sofre uma redução de escala de 10000 : 1 (*downscaling*).

Dependendo da complexidade do modelo anisotrópico (ver Figura 3.3), aquisição (simulação) do tipo multicomponente é usada para diminuir as incerteza relacionadas as direções das fraturas em subsuperfície. A Figura 3.17 mostra o diagrama esquemático que é utilizado para adquirir dados do tipo multicomponentes.

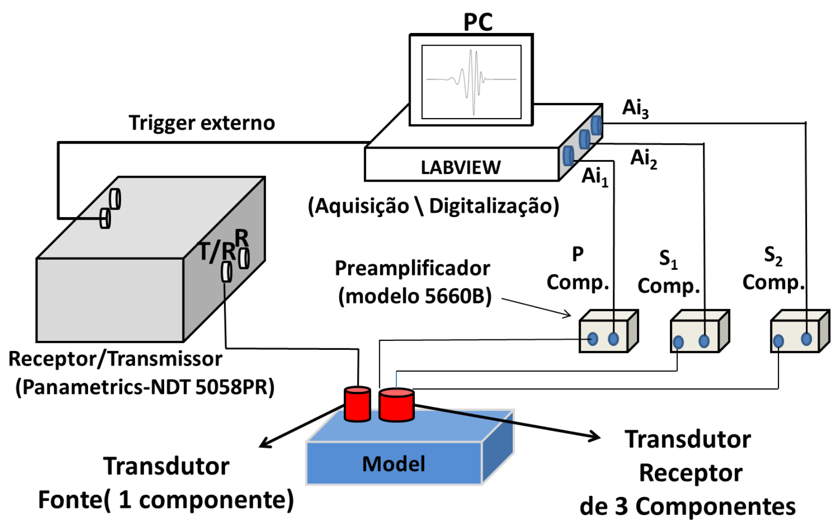


Figura 3.17: Diagrama esquemático que é utilizado para adquirir dados sísmicos multicomponentes.

Nesse momento no AGL só é possível simular dados de multicomponentes apenas para faixa de alta frequência (1 MHz). Pois, devido restrição de tamanho, construir transdutores para multicomponente em baixa frequência é inviável. Os tipos de fontes e receptores para esse tipo de aquisição foram mostrados na Figura 3.11. O uso dos registros sísmicos das componentes tipo S_H e S_V, dependem da convenção inicial que é tomado em relação ao sistema de coordenadas do modelo que deseja-se investigar. No entanto, para onda do tipo P exibe apenas um tipo polarização (Crampin, 1984), esta é a mesma para qualquer sistema de referência.

4 Birrefringência da onda S nos modelos M1, M2, M3 e M4

Como mencionado no Capítulo 1, devido as dificuldades de simular meios fraturados através de modelagem numérica, o uso de modelagem física aplicada à sísmica tem ganhado cada vez mais atenção por parte da comunidade de geofísica do petróleo. Neste Capítulo, mostraremos alguns resultados obtidos para vários modelos anisotrópicos os quais foram descritos previamente no Capítulo 3. Como veremos nas próximas seções os resultados obtidos e analisados neste trabalho fornecem informações importantes à respeito de meios anisotrópicos fraturados e fissurados com diferentes características físicas e geométricas.

Para calcular as velocidades que serão mostradas a seguir, selecionamos os tempo de primeiras chegadas para ondas compressionais e cisalhantes. Todos os transdutores (fontes e receptores) têm um tempo de atraso intrínseco devido ao tempo de saída do cristal da fonte até a chegada no outro cristal do receptor. Colocando os transdutores juntos, com um material acoplante[1] registramos a forma de onda de cada transdutor e em seguida calculamos o tempo de atraso de cada transdutor.

Para a estimar as velocidades das ondas compressionais usamos a seguinte relação

$$V_P = \frac{L}{t - \Delta t_{atraso_P}}, \tag{4.1}$$

em que L é comprimento do modelo em que a onda P se propagou da fonte até o receptor, Δt_{atraso_P} é o tempo de atraso do transdutor (observar as assinaturas mostradas na Figura 3.12b e, por último, t é o tempo de propagação através do comprimento L. No caso de medidas de afastamento nulo ou *pulse-eco* esse comprimento é $2L$.

[1]No nosso caso usamos mel para fazer o bom contato entre os transdutores e o modelo.

Para a estimativa das velocidades das ondas cisalhantes usamos uma relação semelhante que foi usada para onda P, no entanto agora temos,

$$V_{S_1} = \frac{L}{t - \Delta t_{atrasos_S}} \tag{4.2}$$

$$V_{S_2} = \frac{L}{t - \Delta t_{atrasos_S}} \tag{4.3}$$

na qual agora $\Delta t_{atrasos_S}$ é o tempo de atraso do transdutor de onda S. As relações (4.2) e (4.3) são utilizadas tanto no caso do meio anisotrópico, onde temos as velocidades $V_{S_1} \neq V_{S_2}$, e no caso isotrópico onde temos apenas uma relação associada a V_S.

No artigo a seguir, discutiremos um série de resultados sobre birrefringência da onda S assim como estimativa de da atenuação para as ondas S_1 e S_2 em função da frequências de fontes 0.90, 0.431 e 0.840 kHz.

submitted to *Geophys. J. Int.*

Shear-wave anisotropy from aligned inclusions: Ultrasonic frequency and attenuation properties

J. J. S. de Figueiredo[1], R. R. Stewart[2], J. Schleicher[1 3], N. Dayur[2], B. Omoboya [2], R. Wiley[2] and A. William [2]

[1] *CEP/UNICAMP, Dept. of Petroleum Engineering, Campinas (SP), Brazil. E-mail: jadsomjose@gmail.com*

[2] *Allied Geophysical Laboratory, University of Houston, Houston (TX), USA. E-mail: rrstewart@uh.edu nidyaur@gmail.com, bodeomoboya@googlemail.com, r5wiley@earthlink.net and anoop.wi@gmail.com*

[3] *IMECC/UNICAMP, Dept. of Applied Mathematics, Campinas (SP), Brazil & National Institute of Petroleum Geophysics (INCT-GP), Brazil. E-mail: js@ime.unicamp.br*

SUMMARY

Anisotropic cracked media have been widely investigated in many theoretical and experimental studies. In this work, we have performed ultrasonic surveys to investigate the effect of source frequency on the estimation of elastic parameters (the Thomsen parameter γ and shear-wave attenuation) of fractured anisotropic media. Under controlled conditions, we prepared anisotropic models containing penny-shaped rubber inclusions in a solid epoxy resin matrix with crack density that ranges from 0 to 6.2 %. Two of the three cracked models have 10 layers and the last one has 17 layers. The number of uniform rubber inclusions per layer was from 0 up to 100. S-wave splitting measurements have shown that scattering effects are more prominent in models where the seismic wavelength to crack aperture ratio ranges from 1.6 to 1.64 than in other models where the ratio varied from 2.72 to 2.85. The model with large cracks gave a magnitude of attenuation 3 times higher compared with another model that had small inclusions. These results indicate that elastic scattering, intrinsic and scattering attenuation (Q_{in}^{-1} and Q_s^{-1} respectively), velocity dispersion and crack size interfere directly in shear-wave splitting in a source-frequency dependent manner.

Key words: Shear-wave anisotropy, frequency analysis, crack media attenuation

1 INTRODUCTION

Wave propagation in anisotropic cracked and fractured media has motived many studies in seismic exploration of hydrocarbons reservoirs. Because of the geologic complexities exhibited by anisotropic media, reliable conclusions about elastic properties are usually difficult to achieve with accuracy from field data. On the other hand, laboratory measurements have been shown to be a useful tool for modeling conditions present in the field, helping to reduce uncertainty about elastic parameters in numerical methods.

Numerical simulation of cracked media can be computationally and mathematically expensive and intense (Hudson 1981; Crampin 1981; Hudson et al. 2001). Furthermore, when scattering effects are taken into account, these costs become even more significant (Willis 1964; Mal 1970; Yang & Turner 2003, 2005). Moreover, some of the assumptions made in numerical modeling may be oversimplified, constraining, or even questionable. Some difficulties of anisotropic modeling can be overcome using experimental scaled physical modeling.

Assad et al. (1992, 1996), Wei (2004) and Wei et al. (2007) established an experimental relationship between crack density and shear velocity based on theoretical predictions by Hudson (1981). Melia & Carison (1984) carried out a series of experiments in anisotropic samples to investigate P-wave dispersion in anisotropic layered media as a function of the concentration of different layered materials as well as the thickness of the layers. Based on the same approach, Marion et al. (1994) and Rio et al. (1996) showed the influence of short and long wavelengths in stratified media as well as wave velocity dispersion and multiple scattering.

Other sets of experimental observations performed by Rathore et al. (1995) and Peacock et al. (1994) demonstrated the feasibility of the ultrasonic approach to investigate artificially cracked porous media. Using experimental data obtained by Rathore et al. (1995), the theoretical predictions of Thomsen (1995) for aligned cracks in porous rock received strong support. More recently, experiments by Tillotson et al. (2011) have suggested the possible use of shear-wave data to discriminate fluids on the basis of viscosity variations.

In anisotropic cracked media, the frequency response is influenced by the size of the heterogeneities. However, quantification of this influence is still desirable. To better understand the influence of frequency on cracked materials, we conducted a series of experiments aimed at extending previous approaches by using a shear-wave source with different frequencies: low frequency (LF = 90 kHz), intermediate frequency (IF = 431 kHz) and high frequency (HF = 840 kHz). We carried out experiments on a reference model without inclusions and three other models with different inclusion sizes, thereby simulating different crack densities. In this arrangement, shear-wave splitting was observed with different magnitudes as a function of frequency. Our results show that effects associated with intrinsic (Q^{-1}) and scattering (Q_s^{-1}) attenuation (Johnston & Toksoz 1981; Gorich & Muller 1987; Tselentis 1998) interfere directly with shear-wave splitting, which in turn is related to crack density. Furthermore, we observed that the anisotropic parameter γ (Thomsen 1986) varies with frequency and crack size. For these purposes, we quantified attenuation using the frequency shift method (Quan & Harris 1997).

2 EXPERIMENTAL PROCEDURE

The construction of the cracked samples as well as the ultrasonic measurements were carried out at the Allied Geophysical Laboratories (AGL) at the University of Houston, Texas.

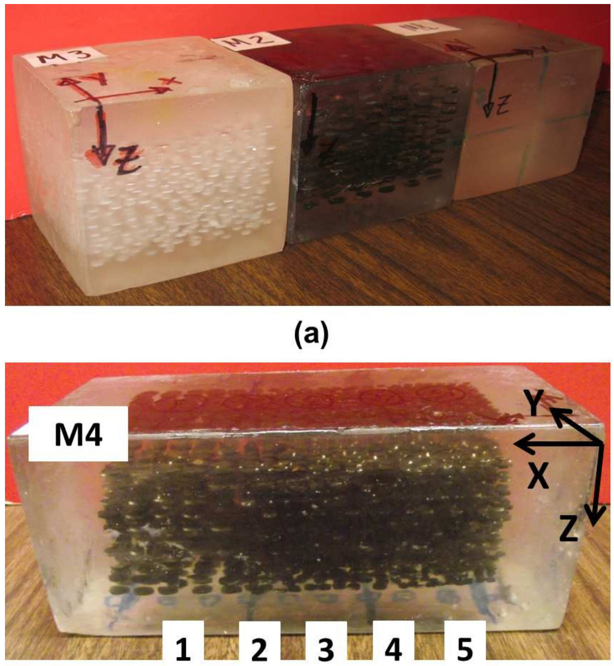
2.1 Model preparation

Under controlled conditions, we constructed three cracked models (M2, M3, and M4) with different crack densities and one uncracked model (M1) for reference. Pictures of all models are shown in Figure 1. Model M4 has five different positions used for measurement. The same distance between layers (0.5 cm for M2 and M4 and 0.25 cm for M3) was ensured by using the same volume of epoxy resin poured for each layer. Each layer with inclusions was added to the model and air was extracted using a vacuum pump to avoid inhomogeneities in the epoxy resin. The crack density ε in the cracked models was determined by

$$\varepsilon = \frac{N\pi r^2 h}{V} , \tag{1}$$

where N is total number of inclusions, r is their radius, h is the inclusion's thickness (crack aperture), and, finally, V is the total model volume. Equation (1) is a modification of the relation of Hudson (1981) for crack density estimation.

The ratio of compressional wave velocity between solid epoxy and neoprene was around 1.5 and for solid epoxy and silicone rubber was about 2.25. The S-wave velocity in rubber was difficult to determine because of the low shear modulus of this material. The parameters of the included rubber cracks in each model are displayed in Table 1.



(a)

(b)

Figure 1. (a) From right to left: Photograph of the reference model M1 (uncracked) and cracked models M2, M3; (b) model M4. Also shown are the orientations of the coordinate systems. All wave measurements were made in the *Y* direction.

2.2 Ultrasonic measurements

Over these models, we carried out ultrasonic measurements using the Ultrasonic Research System at AGL with the pulse transmission technique. The sampling rate per channel for all experiments was 10 MHz. Figure 2a shows a device developed for recording S-wave seismograms. The source and receiver transducers were arranged on opposing sides of the model, separated by measuring length (see

Model	Crack density (%)	Measuring length (cm)	Number of layers	Diameter (cm)	Aperture (cm)	Cracks per layer	Aspect ratio
M1	Isotropic	7.31 ± 0.02	0	-	-	0	0
M2	4.5	7.29 ± 0.02	10	0.7	0.091	36	0.13
M3	3.8	7.32 ± 0.02	17	0.4	0.051	90	0.12
M4-1	6.0	7.64 ± 0.02	10	0.7	0.091	30	0.13
M4-3	5.2	7.74 ± 0.02	10	0.44	0.091	80	0.20
M4-5	5.2	7.74 ± 0.02	10	0.32	0.091	100	0.28

Table 1. Physical parameters of models M1, M2, M3 and M4

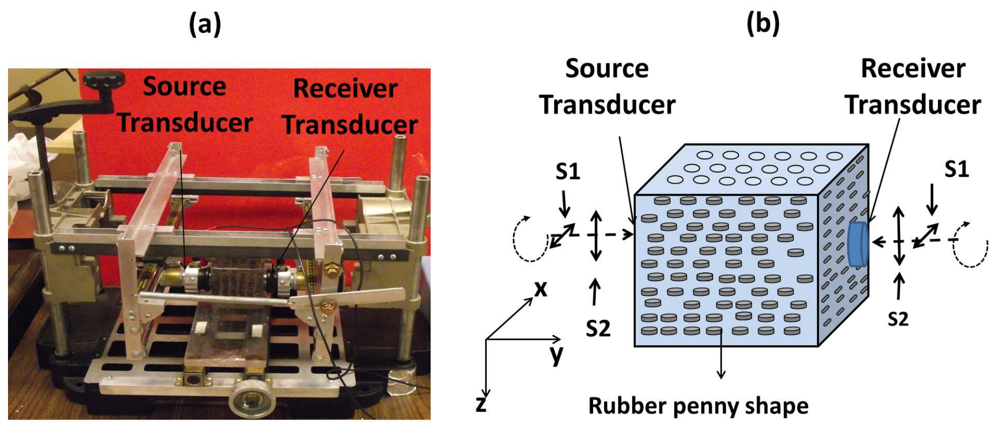


Figure 2. (a) Device developed for S-wave polarization rotation and velocity measurements. (b) Sketch of experiment used for seismogram records.

Table 1). The initial shear-wave polarization was parallel to the cracks. Changes in polarization were achieved by rotating both transducers by 10 degrees at a time until polarization was again parallel (i.e., 0 to 180 degrees) to the XZ plane (see Figure 2b). In total, 19 traces were recorded in each seismic section with 20fold stack to eliminate ambient noise. The polarizations of 0 and 180 degrees correspond to the fast S-wave (S1) and 90 degrees corresponds to the slow S-wave (S2).

Figure 3a and b shows the S-wave signature sources and Fourier amplitude spectra of the three sources used to obtain the data shown in this paper. We performed a Gaussian non-linear fit to each frequency distribution, which is depicted in Figure 3c. We used this fit to obtain the centroid frequency as well the variance of frequency content. This information is required for the attenuation estimation using the frequency shift method (Quan & Harris 1997). The delay time in all S-wave transducers was 2.7 μs (see Figure 3a). For velocity calculation, the delay time was subtracted from the observed arrival time. The accuracy of time picking was ± 0.1 μs, which allows to determine the wave velocities with an accuracy of $\pm 0.3\%$.

3 EXPERIMENTAL RESULTS

In this section, we discuss our experimental results for S-wave splitting in three cracked models and one uncracked model, including a frequency-domain attenuation analysis in the three different frequency ranges (LF, MF and HF).

3.1 Shear wave seismograms

We observed shear-wave splitting for all frequencies in models M2 and M3. The magnitude of this birefringence also appears to depend on the frequency of the source. Figures 4, 5 and 6 show the

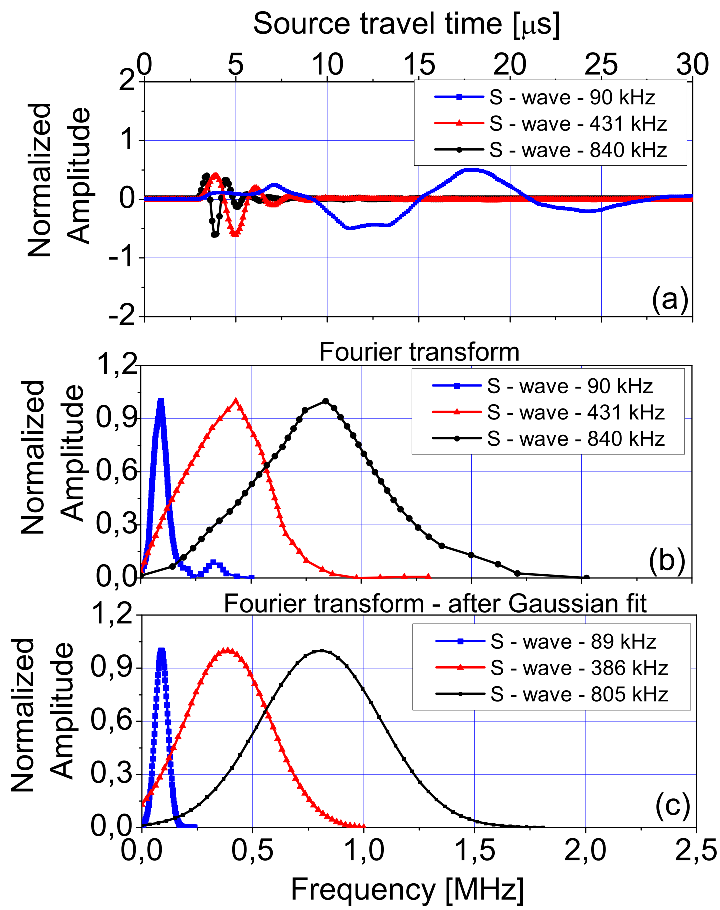


Figure 3. The time domain, S-wave source signatures of the three transducers: LF = 90 kHz, IF = 430 kHz and HF = 840 kHz. (b) Fourier transform of each signature trace. (c) Fourier transform after Gaussian nonlinear fit. Here the dominant frequencies have become 89 kHz, 386 kHz and 805 kHz.

seismograms recorded in models M1, M2 and M3 for low, intermediate and high frequency sources, respectively. As expected, the isotropic model (M1) shows uniform first arrivals for all polarizations and all recording frequencies, not separating fast (S1, 0^0 and 180^0) and slow (S2, 90^0) S-waves.

In model M2, the splitting observed between the fast and slow shear waves was 6.9 μs for LF data (Figure 4) and 1.7 μs for IF data (Figure 5). In model M3 (with a higher density of smaller cracks), the values of splitting were smaller. We found 3.9 μs and 1.5 μs for LF and IF data, respectively (see Figures 4 and 5). In the case of the high frequency measurement, model M2 (see Figure 6) shows inconsistent fast and slow shear wave arrivals, which probably can be attributed to the pulse wavelength being of the same order as the size of the crack aperture. We will elaborate on this in a later section. Similarly, due to the small ratio between wavelength and crack aperture, the model M3 for HF source presents a splitting of 0.8 μs.

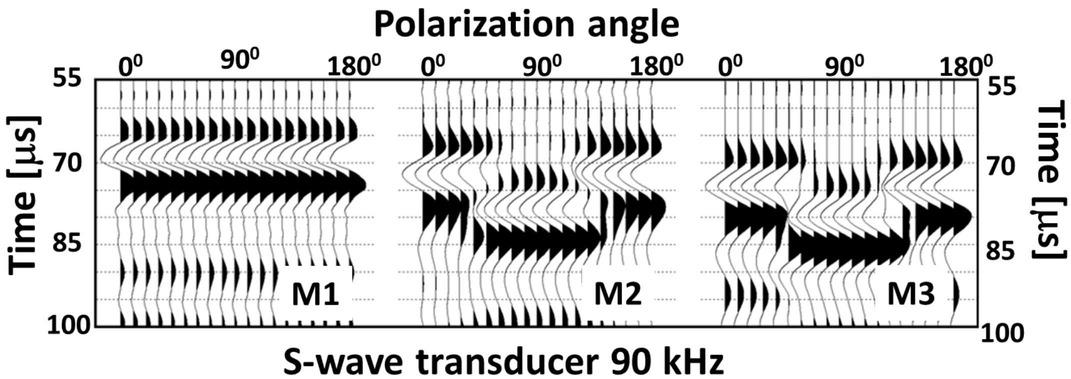


Figure 4. S-wave seismograms as a function of change in polarization from 0^0 to 180^0 for models M1 (isotropic), M2 and M3 in the LF range.

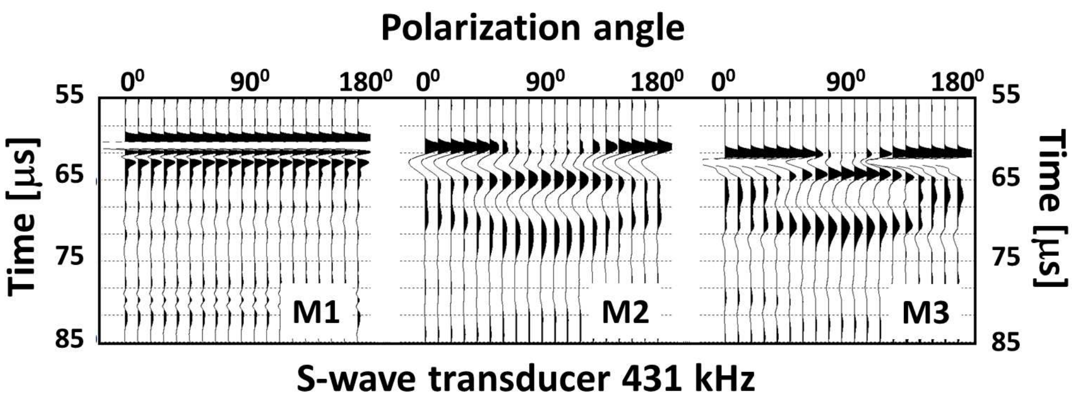


Figure 5. S-wave seismograms as a function of change in polarization from 0^0 to 180^0 for models M1 (isotropic), M2 and M3 in the IF range.

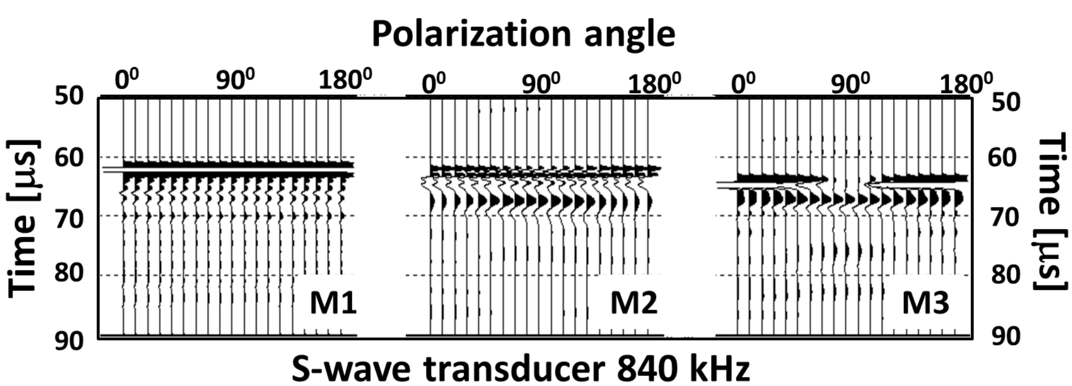


Figure 6. S-wave seismograms as a function of change in polarization from 0^0 to 180^0 for models M1 (isotropic), M2 and M3 in the HF range.

Source frequency:	90 kHz		431 kHz		840 kHz	
Model	$\frac{\lambda_{S1}}{a}$	$\frac{\lambda_{S2}}{a}$	$\frac{\lambda_{S1}}{a}$	$\frac{\lambda_{S2}}{a}$	$\frac{\lambda_{S1}}{a}$	$\frac{\lambda_{S2}}{a}$
M2	14.89	13.33	3.16	2.88	1.64	1.60
M3	26.31	24.68	5.54	5.231	2.85	2.72

Table 2. Seismic wavelength λ to crack aperture a ratio for polarizations S1 and S2.

3.2 Frequency analysis

Figure 7 shows the Fourier spectra of the seismograms and their respective Gaussian non-linear fit spectra for model M1. We observe that in this isotropic epoxy resin, the HF waves are the most strongly attenuated ones. Their dominant frequency is shifted from 840 kHz (source frequency) to 519 kHz (frequency response), while the shift for IF is from 431 kHz to 317 kHz and the one for LF is 90 kHz to 88 kHz.

The corresponding results for models M2 are depicted in Figure 8. In this model, the ratio of wavelength to crack aperture ranges from 1.60 (HF) to 14.89 (LF) and hence effects associated with scattering or diffraction as well as effective media are expected to be seen at the same time (Matsushima et al. 2011; Gibson et al. 2000; Marion et al. 1994).

In the HF response (see Figure 8c), we observe two independent peaks for both the S1 and S2 waves. The reason is that the high-frequency contributions of the wavefield travel unaffected in the homogeneous medium between the cracks, giving rise to an unperturbed first arrival of the observed wavefield (see Figure 6). Low-frequency contributions propagate as if in an effective medium, almost unperturbed from the individual cracks, because the crack size is much smaller than the wavelength. On the other hand, intermediate frequency with wavelengths of the order of the size of the scatterers suffer from the strongest attenuation and scattering. Thus, these effects result in two peaks at either side of the original source spectrum. Note that Figures 8a and b do not exhibit the second peak, indicating that the high frequencies that suffer very little attenuation are not present in these wavefields. This is evidenced in Table 2, which presents the ratio between crack aperture and seismic wavelength for S1 and S2 waves in models M2 and M3 in the LF, IF, and HF range.

Two other observations are worth noting in Figure 8c. (1) There is a strong shift of dominant frequency as compared to the source. This shift is stronger for the S1 polarization (from 840 khz to 172 khz) than for S2 (from 840 khz to from 219 khz). (2) The second peak is much more pronounced for the S2 polarization than for S1.

The strong frequency shift for both polarizations may be explained by the fact that the inclusion

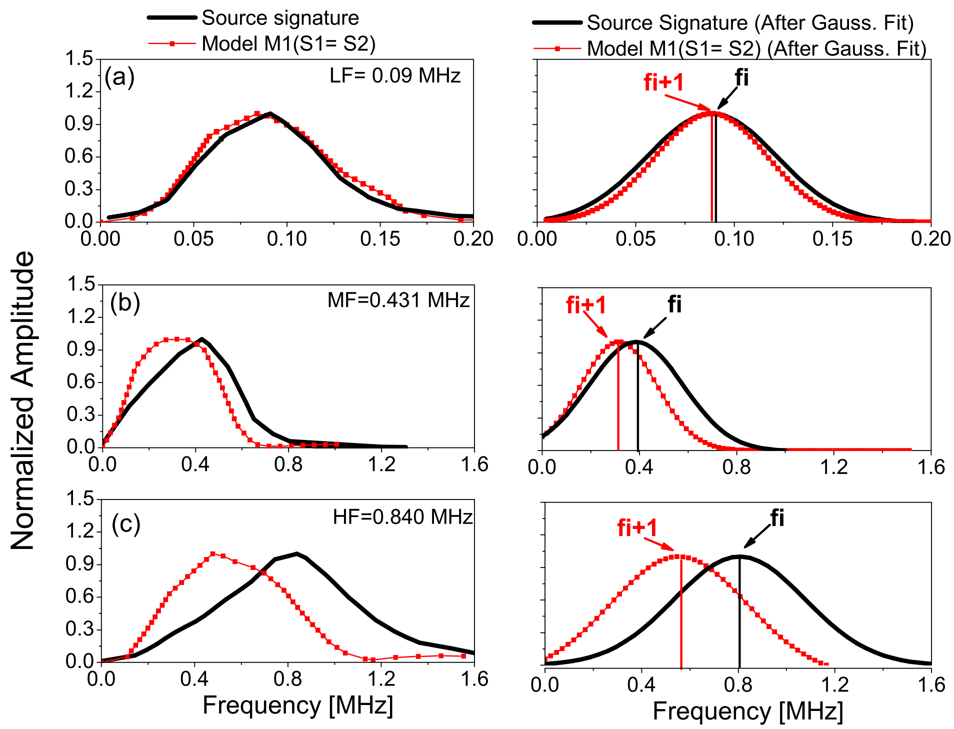


Figure 7. Fourier spectra for model M1 using S-wave sources (a) LW, (b) IF and (c) HF environments.

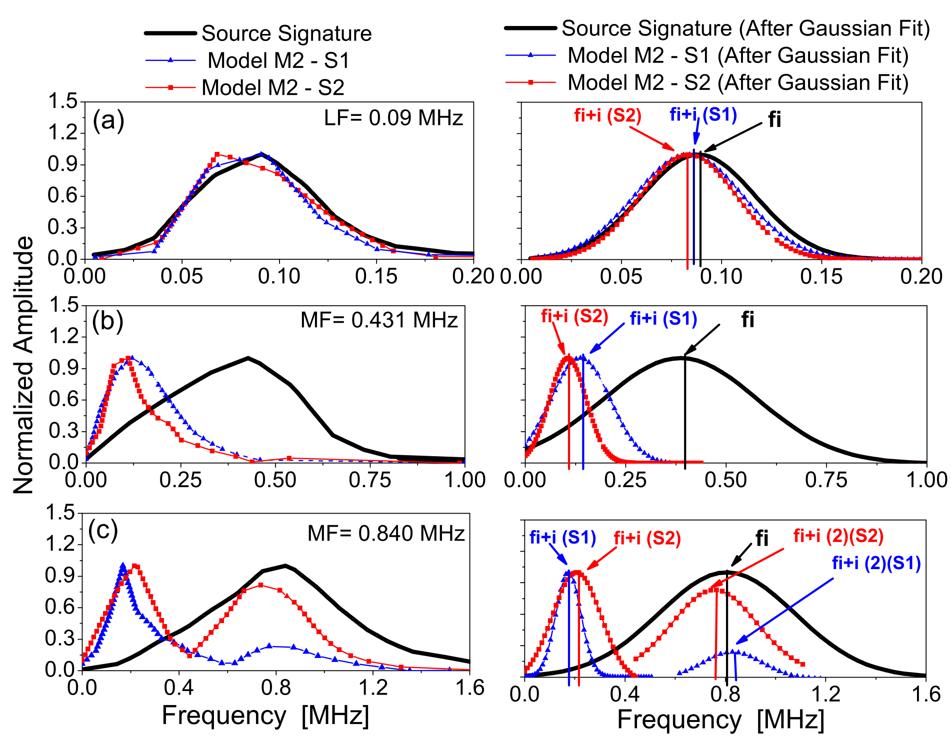


Figure 8. Fourier spectra for model M2 using S-wave sources (a) LW, (b) IF and (c) HF environments.

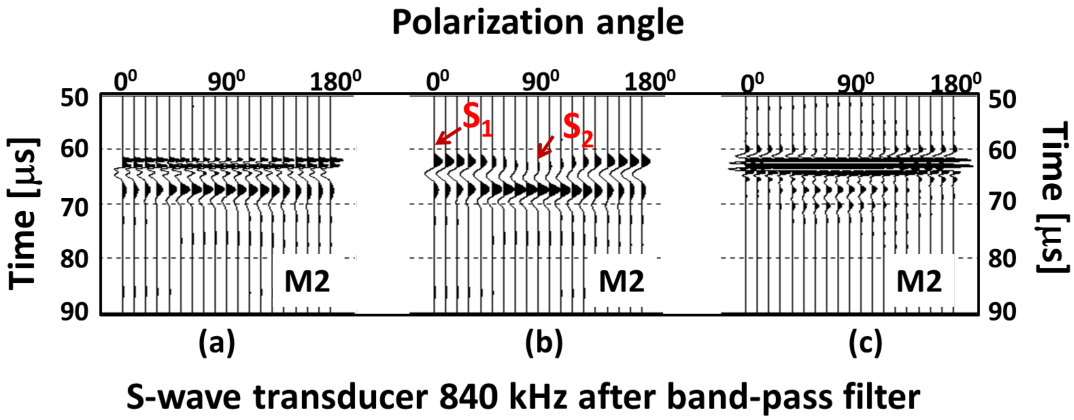


Figure 9. (a) S-wave seismogram for model M2 (b) The same data after application of band-pass filter 10-50-350-400 kHz (S-wave splitting is 1.4 μs). (c) High-frequency section after subtraction of (b) from (a).

lengths are greater than the source's dominant wavelength, which increases the scattering-related attenuation (see Table 2). The fact that the second peak is much stronger for the S1 than for the S2 polarization indicates that scattering is dominant when the polarization is parallel to the crack, but that attenuation becomes more important when the polarization is perpendicular to the cracks. Strong shifts of the dominant frequencies of the S1 and S2-wave polarizations also can be noted for IF (see Figure 8b).

For a better understanding of the two separate peaks, we applied a band-pass filter of 10-50-350-400 kHz to the HF data of model M2. The result is depicted in Figure 9b. The part of the seismogram associated with acoustic scattering or diffraction due to HF is shown in Figure 9c. Note that after filtering, shear-wave splitting with a magnitude of 1.4 μs becomes visible (Figure 9b), which could not be observed before. This corroborates our interpretation that the low-frequency part of the wavefield behaves as if traveling in an effective anisotropic medium. On the other hand, the seismic section associated with the peaks at 750 kHz and 820 kHz can be observed in the Figure 9c. No shear-wave splitting is visible, indicating that the high-frequency part of the wavefield behaves as if traveling in an isotropic medium.

In model M3, none of the frequency ranges produces a second peak (see Figure 10), because the cracks are too small and too densely distributed to allow for unperturbed wave propagation in the homogeneous background model. However, as can be noted, in this model the shift in frequency associated with the perpendicular polarization (S2) is more prominent than for S1. As mentioned before, the pulse wavelength to crack aperture ratio for M3 ranges from 1.2 to 2.3, and the wavelengths are not much smaller than the crack size. This explains why there is less unscattered wave propagation and less unperturbed energy as compared to model M2.

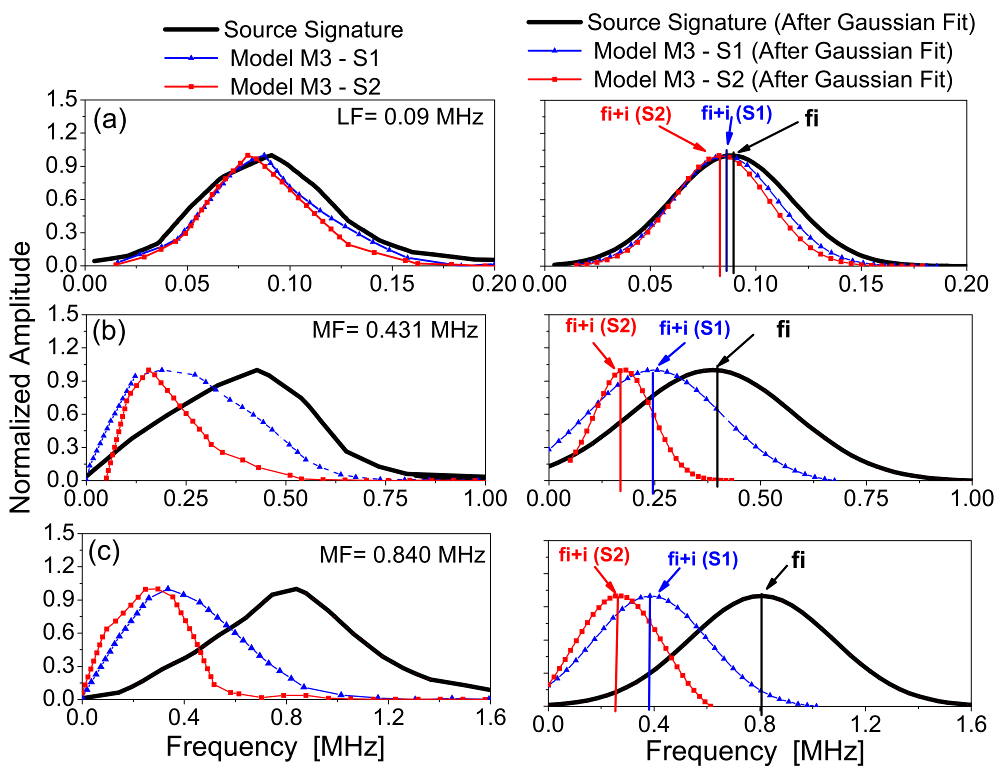


Figure 10. Fourier transform spectra for model M3 using S-wave sources (a) LW, (b) IF and (c) HF environments.

3.3 Velocity results

Figure 11 depicts the velocities V_{S1} of the fast shear-wave and V_{S2} of the slow-shear-wave as functions of source transducer frequency. The dispersion effect is more prominent for model M2. It can be noted that in all cracked models the S2 wave is more dispersive.

From these velocity values, we can also calculate Thomsen's anisotropy parameter γ from the relationship

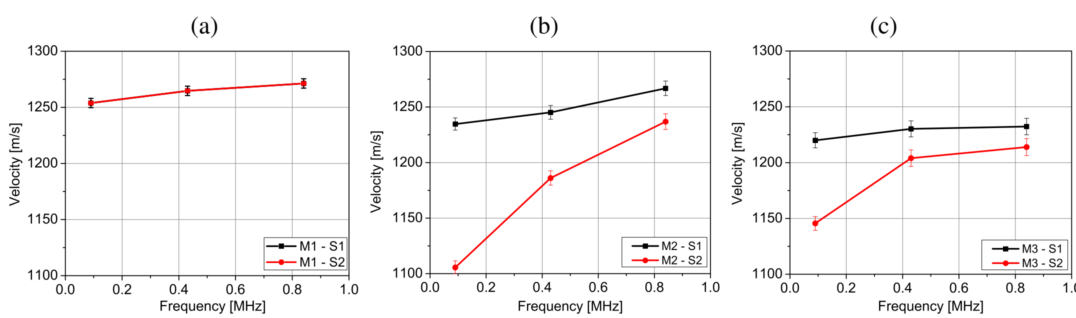


Figure 11. Velocity plots for models M1 (a), M2 (b) and M3 (c) as a function of frequency. The dispersion curves shows the polarization S2 to be more influenced by frequency in model M2.

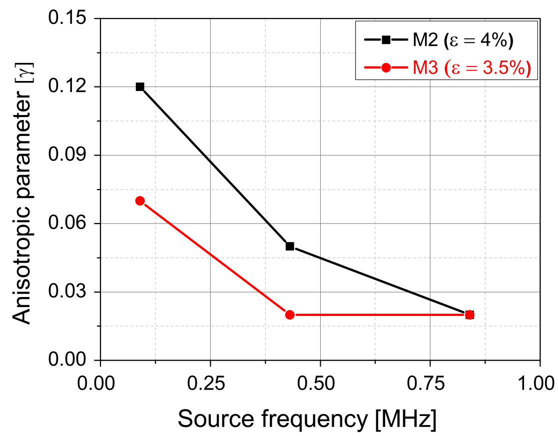


Figure 12. Anisotropy parameter γ calculated from equation (2).

$$\gamma = \frac{1}{2}\left(\frac{V_{S1}^2}{V_{S2}^2} - 1\right). \tag{2}$$

Figure 12 shows the anisotropy parameter γ for models M2 and M3. The graph shows that γ decreases with increasing source frequency. For both cracked models, splitting is more pronounced at the lowest frequency (90 kHz) used in this study. As expected from the anisotropic theories for cracked media (Hudson 1981; Crampin 1984), the value of $\gamma = 12.2\%$ in model M2, which has a higher crack density than model M3, is higher than $\gamma = 7.2\%$ in model M3.

However, at the highest frequency, the value of $\gamma = 3.0\%$ in model M2 is smaller than the one for M3, $\gamma = 4.2\%$. This evidence shows how the scattering effect can lead to contradictions to the anisotropic theories. From Figure 12, we can infer a relationship between anisotropy and seismic frequency (or wavelength) relative to crack size. At long wavelengths (LF), the effective anisotropy is higher (see 2). We conclude from these velocity results that the magnitude of shear-wave splitting depends on source frequency, dispersion, crack size and density, and scattering attenuation. The magnitude of the latter will be discussed below.

3.4 Model M4

The above observations are confirmed from the results in model M4. Figure 13 shows the velocity of shear-waves (S1 and S2) obtained for model M4. In this model, all cracks have the same aperture (0.091 cm), but three different aspect ratios (0.13, 0.20 and 0.28). The physical information of this model is contained also in Table 1. To separately interpret the S1 and S2 waves in the HF seismograms, we applied again the 10-50-350-400 kHz band-pass filter.

As shown in Figure 13, S-wave splitting does not show a strong dependency on the physical crack parameters. In Figure 13a and b, where long wavelengths are dominant, the anisotropic parameter

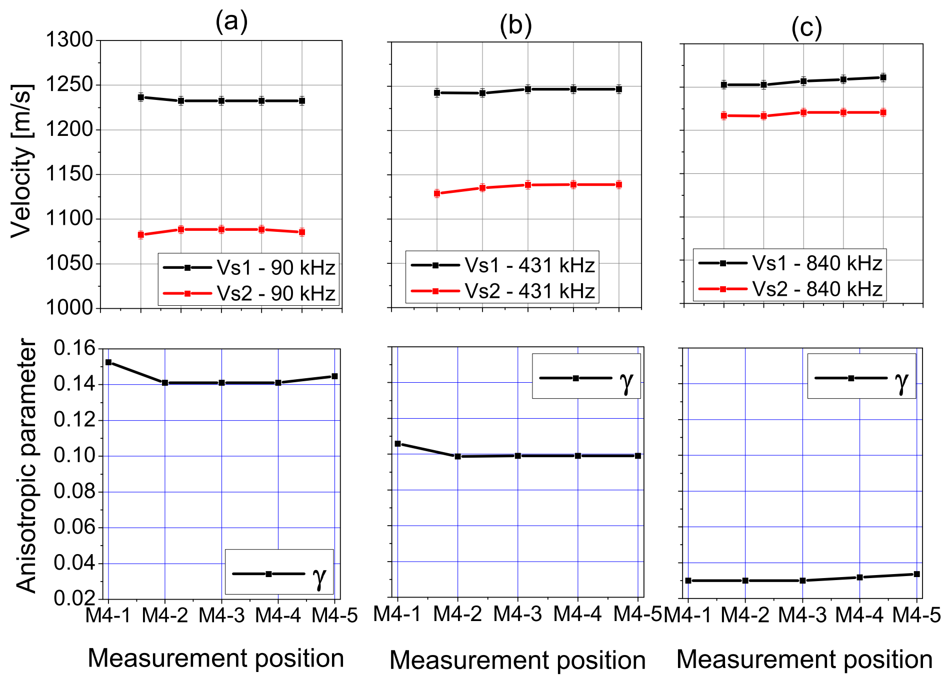


Figure 13. Velocities for five different points in model M4 and the respective anisotropic parameter γ associated with these velocities for S-wave source transducers: (a) LF, (b) IF, and (c) HF ranges.

slightly decreases with reduced crack density and individual crack length. On the other hand, for high frequency (see Figure 13c), a decrease in crack density and crack size leads to a slight increase in magnitude of the anisotropy parameter γ. Thus, we conclude that for high frequencies the crack size is slightly more influential than for low frequencies.

Table 3 summarizes the above results. It shows the velocity values of S1 and S2 waves in models M1, M2, M3, and M4 together with the relevant physical crack parameters diameter, aperture, and density. We see that a simultaneous decrease in diameter, aperture, and density, from model M2 to M3, led to decreasing S1 and HF S2 velocities, while only LF and IF S2 velocities increased as expected. On the other hand, from the measuring points M4-1, M4-3, and M4-5, we see that the velocities are practically insensitive to the crack diameter. Slight velocity variations seem to be correlated with the decreasing crack density. Comparing the values for M2 with those for M4-1, we see no sensitivity of LF and IF S1 velocities to crack density, while S2 velocities consistently decrease with increasing density. From the observed dependencies of the shear-wave velocities on the physical crack parameters, we conclude that the crack aperture is the most important parameter for shear-wave splitting, followed by crack density. The crack diameter seems to have the least influence.

Source frequency (kHz)				90		431		840	
Model	Crack parameters			Shear-wave velocities					
	Diameter (cm)	Aperture (cm)	Density (%)	$V(S_1)$ (m/s)	$V(S_2)$ (m/s)	$V(S_1)$ (m/s)	$V(S_2)$ (m/s)	$V(S_1)$ (m/s)	$V(S_2)$ (m/s)
M1	-	-	-	1254	1254	1264	1264	1271	1271
M2	0.7	0.091	4.5	1235	1106	1245	1186	1267	1237
M3	0.4	0.051	3.8	1220	1146	1230	1204	1232	1214
M4-1	0.7	0.091	6.0	1237	1082	1243	1129	1253	1217
M4-3	0.44	0.091	5.2	1232	1088	1247	1139	1257	1221
M4-5	0.32	0.091	5.2	1233	1086	1247	1139	1261	1221

Table 3. Velocity values for models M1, M2, M3, and M4 and relations with crack diameter and crack aperture.

3.5 Shear-wave attenuation measurement

There are many difficulties that are encountered in the laboratory and field to accurately measure an attenuation value. Effects related to the near-field, spherical divergence, boundaries, reflectors, coupling and scattering are factors that change the amplitude of a seismic trace. To avoid these effects, we used a method that basically depends on the frequency shift observed in the direct-arrival measurements at two different spacings. This method, which does not require any amplitude ratio approach (like, e.g., the spectral ratio), was established by Quan & Harris (1997). The application of this method requires two wave traces registered at two different positions.

We applied this method using a source-signature trace and the first arrival from the pulse-transmission experiment. The experimental setup is depicted schematically in Figure 14. The frequency shift between the two events determines the Q factor from (Matsushima et al. 2011)

$$Q = \frac{\sigma_s^2 \pi \Delta t}{\Delta f} \;, \tag{3}$$

where Δt is the traveltime difference between two different recordings as depicted in Figure 14, $\Delta f = (f_s - f_m)$ is the difference in centroid frequency between the source and the model-trace pulse (as depicted in Figure 14) after Gaussian non-linear fit and σ_s^2 is the variance of the source frequency. Table 4 shows the centroid frequencies and respective variances of sources in the different frequency ranges, as well as the centroid frequencies of models M1, M2, M3 for polarizations S1 and S2.

Using the values from Table 4 and the first arrival traveltimes of the S1 and S2 waves in the seismic profiles shown in Figures 4, 5, and 6, we calculate the quality factor from equation (3). The resulting values for Q are presented in Table 5. Figure 15 shows a graphical representation of the corresponding attenuation values (Q^{-1}), together with error bars estimated from the neighboring traces. We see that in

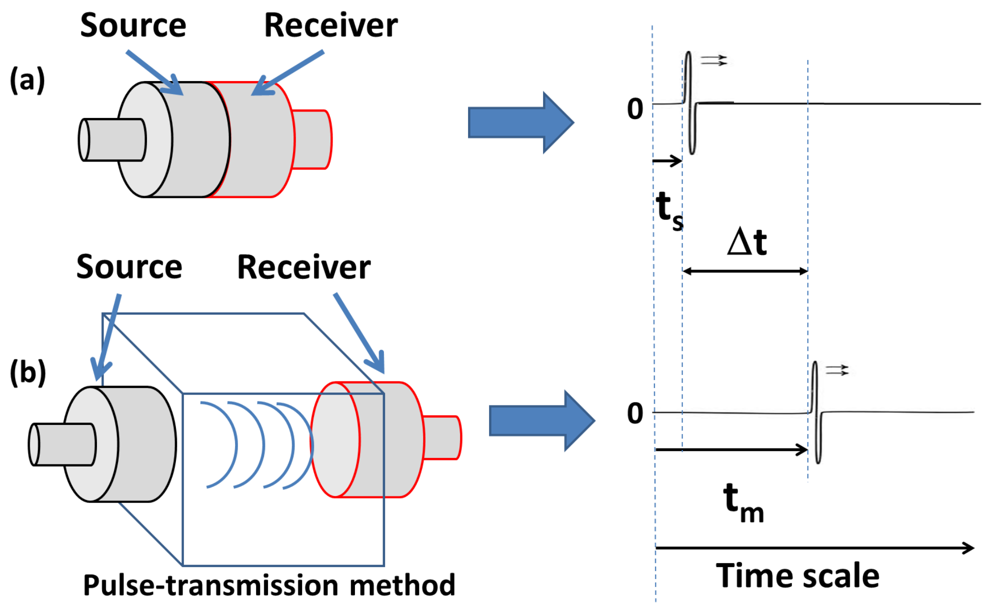


Figure 14. Schematic representation of two recording with different source/receiver spacing. (a) Signature source trace and (b) pulse-transmission trace.

all models the attenuation increases with increasing frequency, and for low to intermediate frequencies, the increase in the cracked models M2 and M3 is stronger than in the isotropic model M1. In models M3, the behaviour of the two polarizations is not significantly different, but differs distinctly from that in model M1. In model M2, the S2 wave is significantly stronger attenuated than the S1 wave.

Next, we calculated the scattering attenuation using the approach of Brown & Seifert (1997) and Tselentis (1998). For this purpose, we subtract the intrinsic attenuation Q_{in}^{-1} in model M1 (model without inclusions) from the total attenuation Q^{-1} for models M2 and M3, i.e.,

Source frequency (kHz)		90		431		840	
Centroid frequency f_s (kHz)		88.4		386		805	
Variance σ_s (kHz)		38.5		193		271	
Model-trace	Model	S1	S2	S1	S2	S1	S2
centroid	M1	87.5	87.5	317	317	552	552
frequency f_m	M2	84.3	83.2	137	106	172	206.5
(kHz)	M3	85.4	83.5	249	176	386	266

Table 4. Source centroid frequencies f_s and respective variances σ_s, as well as model-trace centroid frequencies f_m of models M1, M2, M3 for polarizations S1 and S2.

Source frequency (kHz)			90		431		840	
Model	Crack diameter (cm)	Crack aperture (cm)	$Q(S_1)$	$Q(S_2)$	$Q(S_1)$	$Q(S_2)$	$Q(S_1)$	$Q(S_2)$
M1	0	0	294.93	294.93	99.94	99.94	53.94	53.94
M2	0.7	0.091	67.52	59.63	27.69	27.14	21.20	23.20
M3	0.4	0.051	93.57	61.08	51.71	35.81	32.97	27.35

Table 5. Quality factor estimates for models M1, M2 and M3.

$$Q_s^{-1} = Q^{-1} - Q_{in}^{-1} \tag{4}$$

Figure 16 shows that the so-obtained scattering attenuation Q_s^{-1} for both (fast and slow) polarizations increases with increasing source frequency from LF to IF in both models M2 and M3. While the scattering attenuation continues to increase for S1 from IF to HF, it remains approximately constant for S2 in model M3 or even slightly decreases in model M2. This latter behaviour is consistent with our previous interpretation that for very high frequencies, there are waves that propagate in the space between the cracks in the isotropic background medium.

All our above observations indicate that the S2 wave is more strongly influenced by cracks in the medium when the propagation is closer to the effective-medium condition, i.e. for low and intermediate frequencies.

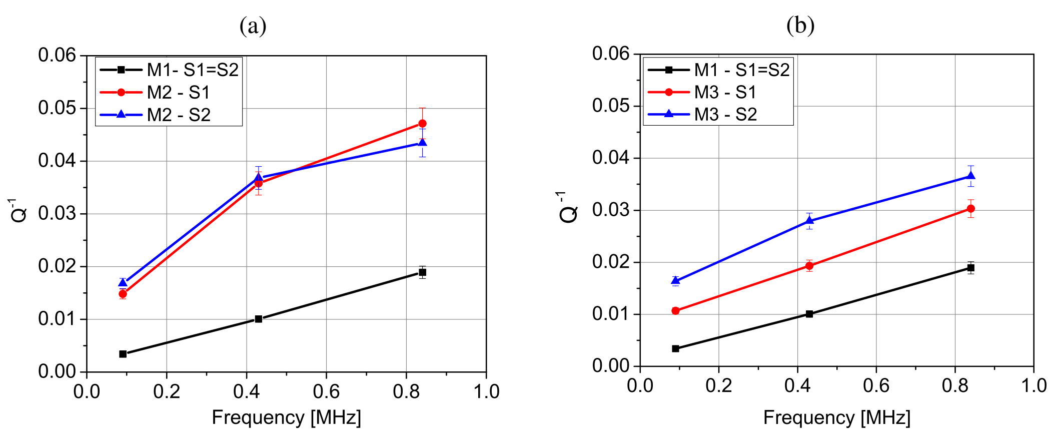


Figure 15. Total attenuation Q^{-1}. (a) Comparison of attenuation in models M1 and M2. (b) Comparison of attenuation in models M1 and M3.

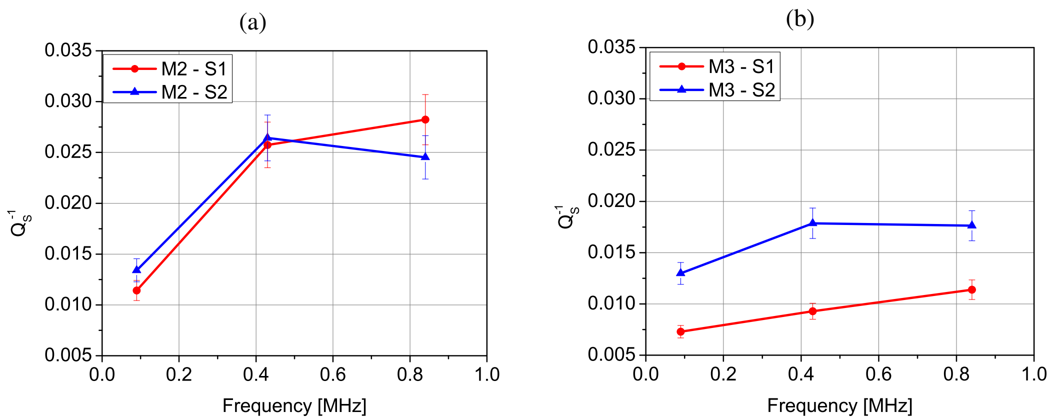


Figure 16. Scattering attenuation Q_s^{-1} for models M2 (a) and M3 (b) for the shear-wave polarizations S1 and S2.

4 CONCLUSIONS

This experimental study has investigated the influence of frequency in anisotropic media containing aligned penny-shaped cracks. The results show that S-wave splitting directly depends on the source frequency as well as crack size and density. In the low-frequency range, splitting was more conspicuous in all cracked models than at higher frequencies. In the high-frequency range, the magnitude of S-wave splitting decreases drastically. Low-pass filtering of high-frequency data turned out to be helpful to make a small shear-wave splitting visible. This splitting was higher for larger cracks with smaller density.

We observed the dispersive effect of cracked media to be higher for the S2 than the S1 polarization. It predominates when the crack length is smaller or of the same order as the wavelengths used in the investigation. Moreover, the lower the source frequency was, the more pronounced were the observed dispersive effects.

Contrary to the typical behaviour of shear-wave splitting, the S1 wave seems to be more influenced by scattering than S2 when the crack size is larger than the wavelength. If this statement can be confirmed by future experiments, the crack aperture may be less relevant than the individual crack size in the HF range. An additional experiment with constant crack density and aperture but varying crack size in the high-frequency range also showed an increasing anisotropy parameter with decreasing crack size.

From our experiments, we can establish an order of importance of different physical crack parameters for shear-wave propagation. The results show that the crack aperture is the most relevant parameter, followed by crack density. Crack size seems to have the least influence on shear-wave velocities. Even in the low-frequency case, where the S-wave propagation behaves like in an effective medium, the anisotropic parameter γ does not strongly depend on the crack size.

5 ACKNOWLEDGEMENTS

This work was made possible by the Allied Geophysics Laboratories financial support. The authors are grateful to Dr. Leon Thomsen and Dr. Evgeny Chesnokov for their expertise and advice. The first author wishes to thank CAPES and CNPq from Brazil for his scholarship (contract # 201461/2009-9). Also, we are grateful to Petrobras and the sponsors of the *Wave Inversion Technology (WIT) Consortium*.

REFERENCES

Assad, J. M., Tatham, R. H., & Mcdonald, J. A., 1992. A physical model study of microcrack-induced anisotropy, *Geophysics*, **57**, 1562.

Assad, J. M., Mcdonald, J. A., Tatham, R. H., & Kusky, T. M., 1996. Elastic wave propagation in a medium containing oriented inclusions with a changing aspect ratio: A physical model study, *Geophysical Journal International*, **125**(1), 163–172.

Brown, R. L. & Seifert, D., 1997. Velocity dispersion: A tool for characterizing reservoir rocks, *Geophysics*, **62**, 477.

Crampin, S., 1981. A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media, *Wave Motion*, **3**(4), 343–391.

Crampin, S., 1984. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **76**(1), 135–145.

Gibson, R. L., Theophanis, S., & Toksoz, M. N., 2000. Physical and numerical modeling of tuning and diffraction in azimuthally anisotropic media, *Geophysics*, **65**, 1613.

Gorich, U. & Muller, G., 1987. Apparent and intrinsic Q: the one–dimensional case, *J. Geophys.*, **61**, 46–54.

Hudson, J. A., 1981. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **64**(1), 133–150.

Hudson, J. A., Pointer, T., & Liu, E., 2001. Effectiv-medium theories for fluid-saturated materials with aligned cracks, *Geophysical Prospecting*, **49**(5), 509–522.

Johnston, D. H. & Toksoz, M. N., 1981. *Seismic Wave Attenuation*, vol. 1 of **Society of Exploration Geophysicist**.

Mal, A. K., 1970. Interaction of elastic waves with a penny-shaped crack, *International Journal of Engineering Science*, **8**(5), 381–388.

Marion, D., Mukerji, T., & Mavko, G., 1994. Scale effects on velocity dispersion: From ray to effective medium theories in stratified media, *Geophysics*, **59**, 1613.

Matsushima, J., Suzuki, M., Kato, Y., & Rokugawa, S., 2011. Estimation of ultrasonic scattering attenuation in partially frozen brines using magnetic resonance images, *Geophysics*, **76**, T13.

Melia, P. J. & Carison, R. L., 1984. An experimental test of p-wave anisotropy in stratified media, *Geophysics*, **49**, 374.

Peacock, S., McCann, C., Sothcott, J., & Astin, T. R., 1994. Seismic velocities in fractured rocks: an experimental verification of hudson's theory, *Geophysical Prospecting*, **42**(1), 27–80.

Quan, Y. & Harris, J. M., 1997. Seismic attenuation tomography using the frequency shift method, *Geophysics*, **62**, 895.

Rathore, J. S., Fjaer, E., Holt, R. M., & Renlie, L., 1995. P- and S- wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry, *Geophysical Prospecting*, **43**(6), 711–728.

Rio, P., Murkeji, T., Mavko, G., & Marion, D., 1996. Velocity dispersion and upscaling in a laboratory-simulated VSP, *Geophysics*, **61**, 584.

Thomsen, L., 1986. Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, **51**, 1954.

Thomsen, L., 1995. Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rock1, *Geophysical Prospecting*, **43**(6), 805–829.

Tillotson, P., Chapman, M., Best, A. I., Sothcott, J., McCann, C., Shangxu, W., & Li, X., 2011. Observations of fluid - dependent shear - wave splitting in synthetic porous rocks with aligned penny - shaped fractures, *Geophysical Prospecting*, **59**(1), 111–119.

Tselentis, G., 1998. Intrinsic and scattering seismic attenuation in w. greece, *Pure and Applied Geophysics*, **153**, 703–712.

Wei, J., 2004. A physical model study of different crack densities, *Journal of Geophysics and Engineering*, **1**, 70–76.

Wei, J., Di, B., & Li, X., 2007. Effects of fracture scale length and aperture on seismic waves: An experimental study, pp. 169–173.

Willis, J. R., 1964. Anisotropic elastic inclusion problem, *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, **17**(2), 157 –174.

Yang, L. & Turner, J. A., 2003. Elastic wave propagation and scattering in solids with uniaxially aligned cracks, *The Journal of the Acoustical Society of America*, **114**, 591.

Yang, L. & Turner, J. A., 2005. Wave attenuations in solids with perfectly aligned cracks, *Acoustics Research Letters Online*, **6**, 99.

5 Estimativa de direções de fraturas no modelo M6

5.1 Modelo M6- diferentes direções de fraturas

Como foi mostrado nos resultados do artigo listado anteriormente, os modelos M1, M2 , M3 e M4 ver Figura 3.1) foram analisados, e algumas conclusões a respeito do efeito da anisotropia destes modelos foram obtidas. No entanto para os modelos M5 (Figura 3.2) e M6 (Figura 3.3) também foram coletados uma série de registros sísmicos.

Novamente medidas usando diferentes faixas de frequências foram realizadas. A Figura 5.1 mostra dois painéis sísmicos de onda S se propagando no modelo M6 (Figura 3.3).

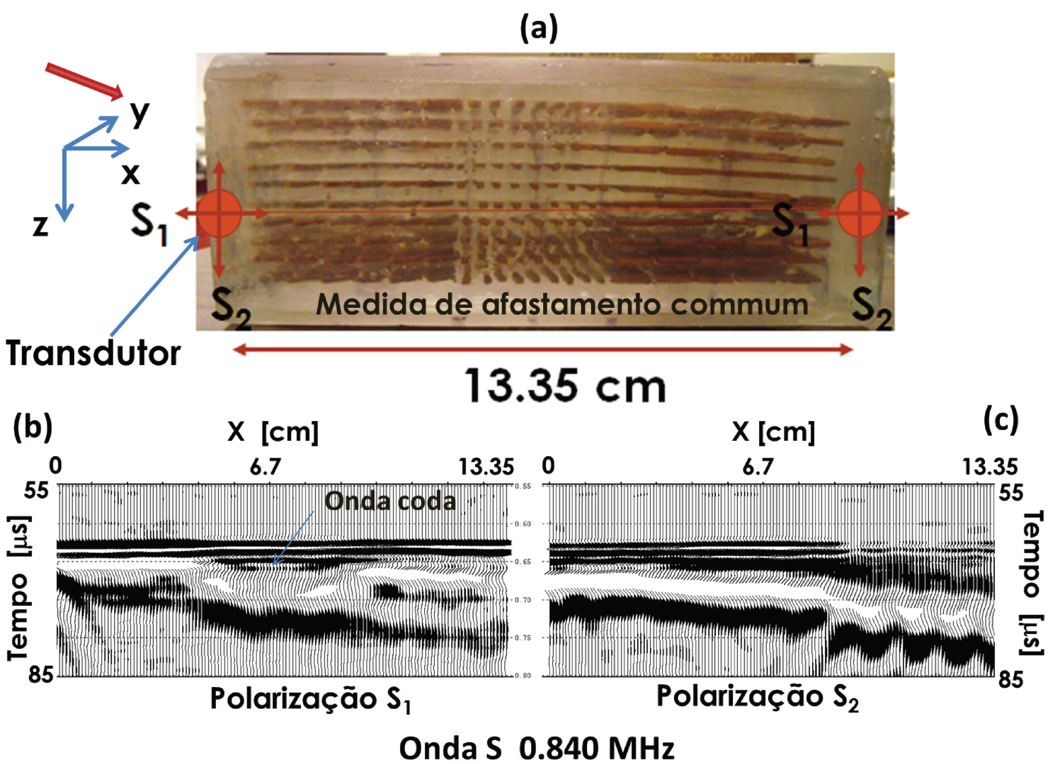


Figura 5.1: (a) Modelo M6 sob investigação da onda S. Nesse caso a direção de propagação é dada na direção Y. Os perfis de afastamento comum por modo de transmissão para as polarizações S_1 e S_2 são mostrados em (b) e (c)

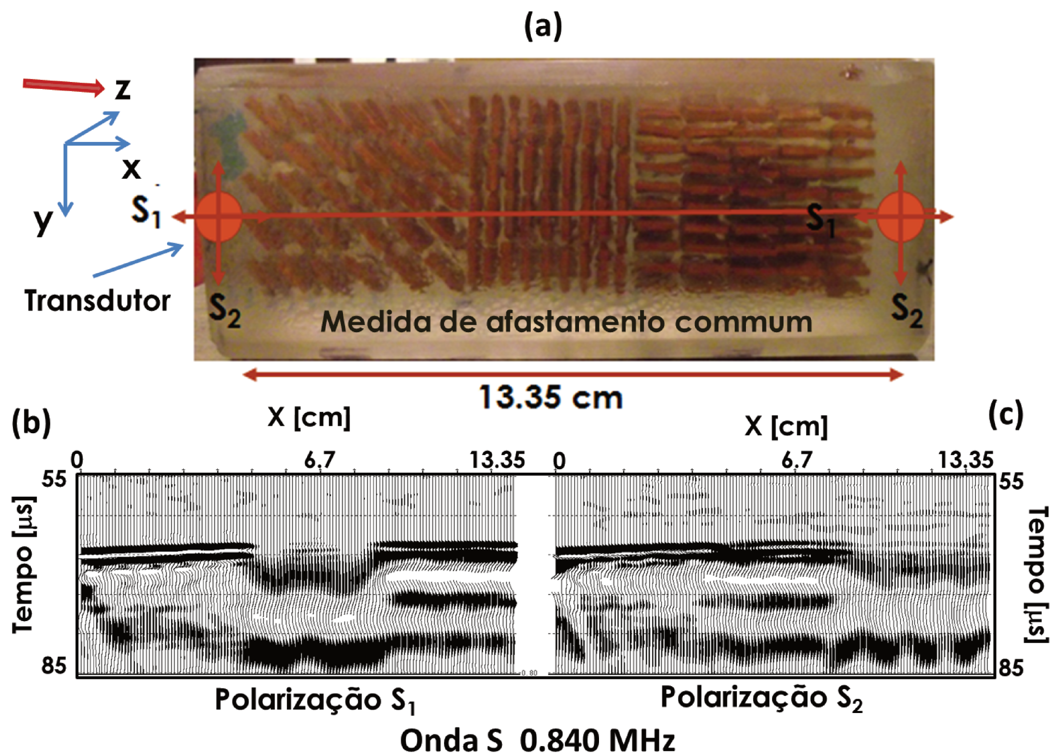


Figura 5.2: (a) Modelo M6 sob investigação da onda S. Nesse caso a direção de propagação é dada na direção Z. Os perfis de afastamento comum por modo de transmissão para as polarizações S_1 e S_2 são mostrados em (b) e (c).

Esses dados sísmicos são provenientes de um registro do tipo afastamento comum por transmissão ao longo da direção X. O passo entre cada traço foi 1.5 mm (o valor do afastamento) e um total de 89 traços foram registrados. Esse modelo que exibe fissuras dispostas espacialmente em diferentes direções, induz resposta distinta de acordo com a direção e propagação da polarização da onda S. Devido esse comportamento, surgiu o interesse de investigá-lo usando aquisições do tipo multicomponente. E como pode ser visto no perfil sísmico mostrado na Figura 5.1b, a onda S_1 (ou S_H) é pouco sensível a mudanças de orientações das fissuras. E como podemos perceber, isso acontece principalmente quando a polarização é paralela a direção em que as fraturas estão dispostas. Apesar de nenhuma mudança significativa ter sido notada no tempo da primeira chegada, a presença da "onda coda" pode ser verificada na região 2, onde as fissuras exibem uma disposição do tipo TIH paralela a direção de propagação. O perfil sísmico mostrado na Figura 5.1b apresenta um comportamento semelhante ao mostrado na Figura 5.1a. Isso significa que as polarização S_2 (ou S_V) também não pode ser conclusiva para determinar as direções das fraturas quando estas apresentam um comportamento TIV ao plano das polarizações. Com ressalva a região 2 onde a polarização S_2 apresenta o mesmo comportamento da polarização S_1.

A Figura 5.2 mostra dois painéis sísmicos de onda S propagando-se na direção Z. Através destes sismogramas é possível perceber que devido a propriedade de birrefringência da onda S é possível encontrar diferentes orientações de fraturas. Esse fenômeno também é observado para a onda S_1 quando esta muda da região 1 para 2 (45^0 para 0^0) e da região 2 para 3 (0^0 para 90^0). No entanto para mudanças de orientações das fraturas de 45^0 para 0^0 com respeito a polarização S_2 (ver Figura 5.2c) nenhuma mudança significativa foi percebida no sismograma. Pode tomar que nesse caso um fenômeno de "degenerescência"pode acontecer para essa configuração espacial das fissuras o qual também foi observado para direção Y (ver Figura 5.1(b) e (c)). Isso mostra quanto é difícil estimar direções de fissuras apenas a partir de uma análise visual do sismograma.

Como pode-se observar na Figura 5.3 nenhuma variação notória em relação a primeira chegada é observada para a propagação da onda P. Apesar das velocidade da onda P apresentarem valores diferentes para diferente direção de propagação (indicando a anisotropia do meio) nenhuma percepção a respeito das direções das fraturas é observado para este tipo de onda propagante. Sobre investigação teórica, Gomes et al. (2002) usando ondas dos tipos quase-P (qP) e convertidas, observou que não é possível à identificação das direções das fraturas quando a direção de propagação é paralela ao plano de acamadamente.

Os resultados obtidos para o modelo M6 confirmam o quanto é importante a aquisição de multicomponentes para caracterização de meios fraturados. Principalmente quando as fissuras apresentam diferentes direções espaciais na sub-superfície da terra. Outras análises embora não confirmadas neste experimento no regime de alta frequência, indicam que é possível estimar diferentes direções de fraturas baseado no espalhamento do campo de onda direto e ondas do tipo coda para ondas do tipo P (Willis et al., 2006; Burns et al., 2007; Stewart et al., 2011; Blum et al., 2011).

A seguir, resultados realizados ainda para o modelo M6 são mostrados no artigo que foi submetido recentemente para *Journal of Geophysical Research*. No entanto, os resultados mostrados a seguir se referem à medidas ultrassônicas realizadas na faixa de baixa frequência. Ou seja, nesse regime o comprimento de onda é maior que o tamanho individual das fissuras onde o meio efetivo predomina. Além da análise feita para birrefringência da onda S, análise de correlogramas cruzados foram feitas para auxiliar as análises dos parâmetros anisotrópicos.

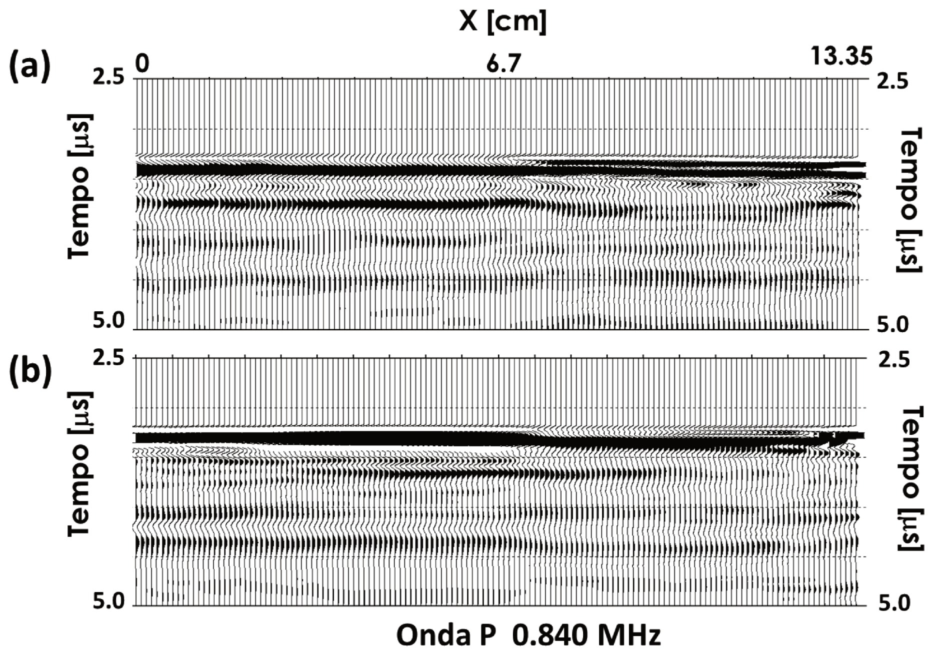


Figura 5.3: Configuração de afastamento comum por modo de transmissão na direção X. (a) e (b) correspondem aos sismogramas de onda P se propagando nas direções Y e Z.

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. ???, XXXX, DOI:10.1029/,

Estimating fracture orientation from elastic-wave propagation: An ultrasonic experimental approach

J. J. S. de Figueiredo,[1] J. Schleicher,[2] R. R. Stewart[3] and N. Dyaur[4]

[1]CEP/UNICAMP, Dept. of Petroleum Engineering, Campinas (SP), Brazil. E-mail: jadsomjose@gmail.com

[2]IMECC/UNICAMP, Dept. of Applied Mathematics, Campinas (SP), Brazil & National Institute of Petroleum Geophysics (INCT-GP), Brazil. E-mail: js@ime.unicamp.br

[3]Allied Geophysical Laboratories, University of Houston, Houston (TX), USA. E-mail: rrstewart@uh.edu

[4]Allied Geophysical Laboratories, University of Houston, Houston (TX), USA. E-mail:nidyaur@gmail.com

Abstract.

Elastic-wave propagation in fractured and cracked media depends on the dominant spatial orientation of the discontinuities. Consequently, compressional and shear-wave velocities can give valuable information about the orientation of the cracks. The main goal of this work is to estimate the preferential fracture orientation based on an analysis of cross-correlated S-wave seismograms and Thomsen parameters. For this purpose, we analysed ultrasonic measurements of elastic (P and S) waves in a physical-modeling experiment with an artificially anisotropic cracked model. The solid matrix of the model consisted of epoxy-resin; small rubber strips simulate cracks with a compliant fill. The anisotropic cracked model has three regions each with a different fracture orientation. We used rotation of the S-wave polarizations for a cross-correlation analysis of the orientations, and P- and S-wave measurements to evaluate the weak anisotropic parameters γ and ε. The shear and compressional wave sources have a dominant frequency of 90 kHz and 120 kHz. These frequencies correspond to long wavelengths compared to the crack aperture, ensuring effective-media behavior. Integrating the results from cross-correlation with anisotropic parameters analysis, we were able to estimate fracture orientation in our anisotropic cracked physical model. The γ parameter has shown good agreement with the cross-correlation analysis and, beyond that, provided additional information about the crack orientation that cross-correlation alone did not fully resolve. Moreover, our results

show that the shear waves are much more strongly influenced by, and thus contain more information about, crack orientation than compressional waves.

1. Introduction

Knowledge about the fracture or crack orientation in a reservoir is important in optimization fluid production [*Nelson*, 2001]. Knowing the preferential fracture orientation, it may be possible to orient the drilling in the direction transverse to the fractures [*Pearson et al.*, 1996]. Because of the importance of hydraulic fracturing and drilling, considerable efforts, has been made to develop methodologies that allow to determine the predominant crack orientation from seismic data in anisotropic media [*Gillespie et al.*, 1993]. According to *Wild* [2011], new technologies and tools are still required.

One method is to use in this respect is seismic amplitude variation with offset (AVO) analysis. Apart from its well-established use in predictions and distinguishes fluid types and reservoir properties [*Ostrander*, 1984], the 3D-3C AVO technique has been employed to determine the azimuthal fracture orientation and distribution in complex fractured reservoirs [*Ramos and Davis*, 1997]. More recently, several authors [*Eftekharifar and Sayers*, 2011a, b; *Far*, 2011] have investigated AVO inversion theoretically to find fracture parameters. Inversion theory and the seismic resolution matrix were used as the main tools in those investigations.

A rather general approach tries to solve a broad range of hard-fracture anisotropic-media problems using multicomponent data [*Mueller*, 1991; *Stewart*, 1991; *Stewart et al.*, 2002; *Michelena et al.*, 2001; *Simmons*, 2009]. However, due to difficulties in acquiring accurate information about S-wave polarizations, misinterpretation of S-wave splitting effects can occur in converted wave (P- to -S) data. Although some difficulties remain, *Sil et al.* [2010] were able to observe S-wave splitting in multicomponent node data obtained from a reflection-seismic marine data. They attribute the azimuthal anisotropy near the sea-bottom to the presence of microcracks and grain-boundary orientation due to low stress.

Hudson [1981] and *Crampin* [1985] discussed the theoretical role of S-wave splitting as a strong indicator of crack density when the effective-media condition is satisfied. These theoretical predictions motivated a series of laboratory experiments [*Assad et al.*, 1992, 1996; *Wei*, 2004]. However, few experiments on fractured media have been reported in the literature. *Sayers* [1988a, b] investigated the influence of non-hydrostatic compressive stress on the orientation of microcracks and grain-boundaries in anisotropic fractured rock. In the static condition, where the effect of stress is not taken into account, *Blum et al.* [2011] performed a theoretical and experimental study about the scattering effect induced by crack inclusions. In that study, the planar crack distribution plays a distinguished role in the elastic wave scattering. Using high-frequency ultrasonic experiments, *Stewart et al.* [2011] have suggested that it may be possible to estimate the fracture set orientation from coda waves in horizontally transversely isotropic (HTI) fractured media.

In this work, we propose a methodology to estimate fracture orientation in ultrasonic datasets. By means of physical modeling, we investigate the influence of different fracture-set orientations on elastic wave propagation. The model consisted of a solid matrix made of epoxy-resin and small cylindrical rubber-strip pieces to intended simulate weakly-filled cracks. The anisotropic cracked model has three regions each with a different fracture-set orientation. Using a cross-correlation analysis of S-wave seismograms, we analyze the estimation of the main fracture orientation in different regions of the model. In addition, using ultrasonic P and S-wave velocities, we evaluate the anisotropic parameters γ and ε

[*Thomsen*, 1986]. These parameters can help to estimate the orientation of the artificial rubber inclusions in a solid matrix of epoxy resin.

Of course, in practice the fracture orientation at subsurface is unknown. Thus, in our interpretation, we also considered fracture orientation as an implicit parameter. Nonetheless, as a constrain to our interpretation, we considered parameters such as the size of the inclusions and the crack density as known. This allowed to focus our attention on the crack orientation. We expect this physical-model-data analysis to provide a framework for the analysis of field data (e.g., 3C component data) or ultrasonic core data from anisotropic fractured regions.

2. Sample preparation and ultrasonic setup

Under controlled conditions, we constructed a cracked model M consisting of three regions with the same crack densities but different crack-set orientations. The same distance between layers (0.5 cm) was ensured by using the same volume of epoxy resin poured for each layer. After the addition of each layer with inclusions to the model, we extracted the air using a vacuum pump to avoid inhomogeneities in the epoxy resin. For reference we constructed an uncracked isotropic model R. The construction of the cracked and reference models as well as the ultrasonic measurements were carried out at the Allied Geophysical Laboratories (AGL) at the University of Houston, Texas. The cracked model M is shown in Figure 1. It has five different measurement positions (labeled M-1 to M-5) where the ultrasonic transducers were placed.

The crack density ϵ_c in the model was estimated according to the *Hudson* [1981] formula,

$$\epsilon_c = \frac{NV_c}{V} = \frac{Nlh^2}{V} \ , \tag{1}$$

where N is the number of cracks, V_c is the volume of a single crack, and V is the volume of the model. For our strip-shaped cracks, $V_c = lh^2$, where l is the crack length and h is the crack aperture. The ratio between the compressional wave velocities of solid epoxy and neoprene rubber was around 1.5. The S-wave velocity in rubber was more difficult to determine with accuracy because of the low shear modulus of this material. The geometrical parameters of the included rubber-strip cracks in model M are displayed in Table 1.

2.1. Ultrasonic measurement setup

Over these models, we performed ultrasonic measurements using the Ultrasonic Research System at AGL with the pulse transmission technique. The ultrasonic measurement system includes a pulser/receiver 5077PR, a digital oscilloscope, low-noise preamplifiers and P and S-wave transducers with central frequencies at 120 kHz and 90 kHz, respectively. The sampling rate per channel for all experiments was 10 MHz. There is a delay of 2.7 μs for the S-wave transducers and of 2.9 μs for the P-wave transducers. For the velocity computations, the scaled delay time was subtracted from the observed arrival time. The time-picking accuracy was $\pm 0.2\mu$s, which yields an error in the estimated velocities of about ± 4 m/s.

The device used to record the polarized S-wave seismograms is the same as used by *de Figueiredo et al.* [2011]. The source and receiver transducers were arranged on opposing sides of the model, separated by the measuring length (see Table 1). The initial shear-wave polarization was parallel to the X-direction (Figure 1) for both recordings in the Z and Y directions. To achieve changes in polarization, we rotated both (source and receiver) transducers 18 times, by 10 degrees at a time, until polarization was again parallel (i.e., 0 to 180 degrees) to the XY or XZ plane. Each of the 19 traces that were recorded in each seismic section was acquired with a 20-fold stack to eliminate ambient noise.

3. Experimental results and discussions

In this section, we discuss our experimental results. We analyze and compare the P and S-wave velocities and the amount of shear-wave splitting in cracked model M and uncracked model R. Beyond a conventional cross-correlation analysis performed on all S-wave seismograms, we also analyze the anisotropic Thomsen parameters ε and γ to support our results. We carried out all our analyses reported below under the assumption that we did not know how the cracks are spatially arranged in the model.

3.1. Compressional-wave analysis

Our first analysis regards the compressional anisotropic parameter ε. Figure 2 shows the compressional waveforms recorded with a pair of P-wave transducers parallel to the interfaces of models R and M. In both parts (a) and (b) of Figure 2, the first waveform arriving at the receiver is the one for the isotropic reference model R, indicating that the presence of cracks in model M reduces the wave speed, irrespective of their actual orientation. For the P-wave propagation in the Z direction (Figure 2a), all other waveforms arrive with approximately the same delay with respect to the isotropic one. For propagation in the Y direction (Figure 2b), slightly different arrival times between the different positions M-1 to M-5 are noticeable.

The major differences between the five waveforms corresponding to the five regions M-1 to M-5 of model M are in their codas. These differences are stronger for propagation in the Y direction (Figure 2b) than in the Z direction (Figure 2a). These coda-wave differences are the principal evidence that there are inclusions or heterogeneities in the path of compressional wave propagation. However, the differences between waveforms in the five regions are not significant enough to supply information about the orientation of the inclusions.

Using the picked first-arrival times of the waveforms depicted in Figure 2 together with the propagation lengths in the Z and Y directions in model M (see Table 1), we determined the P-wave velocities V_{pz} and V_{py} for propagation along these directions. Figure 3a shows these velocities as functions of the model regions M-1 to M-5. Observe that in all regions the velocity V_{pz} is almost the same from M-1 to M-5. On the other hand, velocity V_{py} significantly increases in regions M-3 to M-5 as compared to M-1 and M-2. The largest difference between V_{pz} and V_{py} occurs for region M-3, where the bedding plane is perpendicular to the X direction.

Although no significant differences between the two velocities are observed at positions M-1 and M-2, there is a significant decrease in these velocities as compared to the isotropic reference model R. As observed before, all P-wave velocities in model M are smaller than the corresponding isotropic velocity in model R. Because both models (cracked and uncracked) were made with the same resin-epoxy, we can infer that the velocity differences are due to the heterogeneities (inclusions).

As an auxiliary parameter to describe crack distribution using the P-wave velocity, we use the *Thomsen* [1986] parameter derived directly from the orthogonal elements of the stiffness matrix (C_{ij}) associated to P-wave velocities (V_z and V_y). In our case, the ε parameter associated with the YZ plane is given by

$$\varepsilon_{yz} = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} = \frac{V_{py}^2 - V_{pz}^2}{2V_{pz}^2} \ . \qquad (2)$$

Figure 3b shows the values of this parameter as a function of the cracked model regions. We see that ε assumes low values for regions M-1 and M-2, strongly increases from M-2 to M-3, and decreases again from M-3 through M-5. This evidences that the fracture orientation directly affects the parameter ε. However, no detailed information, particularly with respect to a quantitative estimate of the crack orientations, can be extracted from the anisotropic parameter ε, which it is associated to compressional wave propagation. At best, a possible interpretation allows to divide the ε curve into three different parts, infering three different sets of crack orientation.

3.2. S-wave seismograms

As a next step, we analyse the S-wave velocities for transmission through the models, using cross-correlated S-wave seismograms and an evaluation of the shear anisotropic parameter γ. As for the P waves, we also measured transmitted S-waves in model M at the positions M-1 to M-5 and in the isotropic reference model R. For all recorded seismograms, the initial polarization was parallel to the X direction, denoted as 0°.

Figure 4 shows the recorded S-wave transmission seismograms for propagation in the Z direction as a function of the angle of S-wave polarization. The seismogram recorded in model R shows uniform first arrivals for all rotations of the polarization angle. The seismograms recorded at M-1 and M-3 show a visible shear wave splitting of 3.2 μs between the fast (S1) and slow (S2) components. Because of previous theoretical [*Crampin*, 1985; *Thomsen*, 1986] and experimental work [*Assad et al.*, 1992, 1996; *Assad*, 2005; *Tillotson et al.*, 2012] on shear-wave splitting, we can infer from the record at M-1 that the crack distribution of this region shows an orientation of 0°, i.e., it is parallel to the X axis. The seismograms recorded at M-4 and M-5 still show a minor splitting. However, it is hard to quantify from the seismograms only. At first sight, the seismograms at M-2 do not seem to show a visible splitting and no conclusion about fracture orientation can be extracted directly from these seismograms.

The corresponding S-wave transmission seismograms for propagation in the Y direction are depicted in Figure 5. The seismograms recorded at M-1, M-4 and M-5 show a visible shear wave splitting of 3.2 μs, 1.2 μs and 1.4 μs, respectively, between the fast (S1) and slow (S2) components. At first sight, the seismograms recorded at M-2 and M-3 do not seem to show shear-wave splitting.

The intermediate behavior of the seismograms at measuring points M-2 and M-4 suggests that they may be lying in transition zones between the crack orientations that are predominant at M-1, M-3, and M-5. To test this hypothesis, we merged (summed) the seismograms from M-1 and M-3 and from M-3 and M-5. The summed seismograms are included in both Figures 4 and 5. For propagation in the Z direction, the similarities of seismograms M-2 with M-1+M-3 and of M-4 with M-3+M-5 are easily observed in Figure 4. However in the case of propagation in the Y direction (Figures 5) there is a visible difference between M-2 and M-1+M-3. This means that for S-wave propagation in the Z direction, the hypothesis of a transition zone is confirmed by superposition for both points M-2 and M-4, while for propagation in the Y direction, it is confirmed only for M-4.

3.3. Cross-correlation panels

Cross-correlated $S1(t)$ and $S2(t)$ polarizations can be used to estimate the shear-wave parameters polarization, θ, and time delay, δt [*Kennett*, 2002]. These parameters are related with crack distribution (δt) [*Hudson*, 1981; *Thomsen*, 1986] and crack orientation (θ) [*Crampin*, 1985].

The cross-correlation analysis between two seismic traces shows how these traces are correlated in time [*Yilmaz*, 2001]. In our approach, we cross-correlate the waveforms of the S-wave seismograms (Figures 4 and 5). The basic idea of the cross-correlation operation relies on considering two traces $S(\theta, t)$ and $H(\theta, t)$ that are assumed to represent two orthogonal shear waves [$S1(t)$ and $S2(t)$] with the same time function, but separated in time by a delay δt. In terms of the two fundamental shear waves $S1(t)$ and $S2(t)$, the traces $S(\theta, t)$ and $H(\theta, t)$ can be represented by [*Kennett*, 2002]

$$\begin{aligned} S(\theta, t) &= S1(t)\cos(\theta) - S2(t + \delta t)\sin(\theta) \ , \\ H(\theta, t) &= S1(t)\sin(\theta) + S2(t + \delta t)\cos(\theta) \ . \end{aligned} \tag{3}$$

According to its definition [see, e.g., *Yilmaz*, 2001], the cross-correlation function between the two traces represented by Equation (3) can be written as

$$R(\theta, \delta t) = \sum_{i=1}^{n} S(\theta, t_i) H(\theta, t_i + \delta t). \tag{4}$$

where n is the window length (time window) of the operation.

It is implicit in Equation (4) that the maximum absolute value of the cross-correlated traces will occur when the time delay δt equals the true delay between the two $S1(t)$ and $S2(t)$ polarizations. Thus, by correlating all possible pairs of traces of the seismograms, one can estimate both the splitting parameters θ and δt [*Kennett*, 2002].

Figure 6 shows six cross-correlation panels associated with the S-wave profiles of Figure 4. Each correlogram is obtained by correlating each trace with the first one. This procedure implies that the trial polarization $\mathrm{S}^{\|}$ is 0°. Correspondingly, we can test a trial polarization $S^{\parallel}$ of 10° by correlating all traces with the second one, and so forth. The time window used in the correlation was the total recording time.

Panel (a) of Figure 6 shows the correlogram for the reference model R. In this figure, all waveforms are equally well correlated and there is no lag between the waveforms for all rotation angles, indicating lack of shear-wave splitting and, thus, isotropy. Panel (b) at M-1 shows the highest correlation and the largest lag of -3.2 μs at 90°, indicating an orientation of the crack set at an angle of 0° with the X axis. Panel (c) at M-2 also shows the highest correlation at 90°, with no clear distribution of the lag, making it impossible to conclude anything about the crack orientation. The correlation peak occurs at a slight lag of 0.6 μs. At position M-3 (panel d), the lag function is inverted from panel (b), with a local correlation maximum at 90° and 3.3 μs. From this analysis, the fracture orientation at M-3 can be inferred to be at an angle of 90° with the X axis. Panel (e) at M-4 is again hard to interpret, because there are no well-defined coherence maxima. Maximum lag of 1.6 μs occurs at about 90°, which is not rotated by 90° with respect to the minimum lag of 0 μs at 30°. Finally, panel (f) exhibits minimum and maximum lags of 0 μs and 1.8 μs at 45° and 135°, respectively, indicating an orientation of the crack set at 45° with respect to the X axis. The clear results at positions M-1, M-3, and M-5 allow to guess that regions M-2 and M-4 are transition zones between the neighboring differently oriented cracks sets. This can be corroborated by the addition of the corresponding seismograms as discussed above (see Figure 4).

Figure 7 shows the corresponding six cross-correlation panels associated to the S-wave profiles of Figure 5. Again, each correlogram is obtained by correlation of each trace with the first one (trial polarization $S^{\parallel}$ is 0°).

Panel (a) repeats the one of Figure 6a as a reference. In panel (b), the correlogram at M-1 shows the highest correlation and the largest lag of -3.2 μs at 90°, indicating an orientation of the crack set at an angle of 0° with the X axis. This is the same conclusion as obtained from M-1(Z) (see Figure 6b). Panel (c) at M-2 also shows the highest correlation at 90°, with small lag of -0.6 μs, making it impossible to conclude anything about the crack orientation. At position M-3 (panel d), all waveforms are equally well correlated and there is no lag between the waveforms for rotation angles 0° to 140°. The behavior shows some similarities with the reference model correlogram (panel a). From this analysis, no fracture orientation can be inferred at M-3. Panel (e) at M-4 is again hard to interpret, because there are no well-defined coherence maxima. Maximum lag of 0.2 μs occurs at about 170°. However two small coherence anomalies can be noted at 90° with time lags of -1.2 μs and 1.2 μs. Finally, panel (f) exhibits a maximum lag of 1.4 μs at 90° and a minimum lag of 0.0 μs at 0°, indicating an orientation of the crack set at 0° with respect to the X axis. For this case of propagation in the Y direction, it is not immediately clear from the results at positions M-1, M-3, and M-5 to guess that regions M-2 and M-4 are transition zones between the neighboring differently oriented crack sets. Thus, from these correlograms obtained for S-wave propagation in the Y direction, it is not always possible to draw a conclusion about the fracture orientation.

Together, the evaluations of S-wave propagation in the Y and Z directions strongly support the statement that cross-correlation analysis is a good technique to estimate the fracture orientation, but problems related to misvalued time lags in some regions can sometimes difficult its application in regions showing different crack set alignments. In fact, the cross-correlation analysis did work well in the case of S-wave propagation perpendicular to the bedding planes, but did not work well in the case where the propagation was parallel to the bedding planes. In the next section we show how an analysis of the S-wave anisotropic parameter γ can help to improve the results.

3.4. Velocity and anisotropic parameter γ

Using the picked first-arrival traveltime of the waveforms depicted in Figure 4 together with the lengths of models R and M in the Z direction (see Table 1), we evaluated the shear-wave velocities $V_{S^{\parallel}}$ and $V_{S^{\perp}}$ for different trial polarizations for model M. For all velocities the first trial polarization $\mathrm{S}^{\parallel}$ (i.e., the reference trace for correlation) is always the first trace and $\mathrm{S}^{\perp}$ is the tenth trace corresponding to polarization perpendicular to the X direction.

Figure 8a shows the resulting trial shear-wave velocities at region M-1 as functions of rotation angle of the S-wave transducer polarization. Note that $V_{S^{\parallel}}$ decreases from 0° to 90° while $V_{S^{\perp}}$ increases from 0° to 90° and at 45° $V_{S^{\parallel}} = V_{S^{\perp}}$. Figure 8b exhibit much weaker velocity changes of $V_{S^{\parallel}}$ and $V_{S^{\perp}}$ when compared with Figure 8a, but the same tendency can be observed. For region M-3 $V_{S^{\parallel}}$ increases from 0° to 90° while $V_{S^{\perp}}$ decreases from 0° to 90° and at 45° the $V_{S^{\parallel}} = V_{S^{\perp}}$. This shows a symmetric behavior between regions M-1 and M-3. Together, these observations allow the interpretation that at M-1, cracks are oriented parallel to the X axis, and at M-3 parallel to the Y axis. At M-2, the strong reduction of the wave velocity suggests that cracks are present, but the weak splitting indicates that no orientation is predominant. This is again in agreement with the interpretation of a transition zone.

As depicted in Figure 8d, the velocities $V_{S^{\perp}}$ at M-4 always decrease from 0° to 90° while $V_{S^{\perp}}$ decrease from 0° to 30° and increases from 30° to 90°. The coincident velocities

$V_{S\|} = V_{S\perp}$ occur at an angle of 68°. At M-5, the $V_{S\perp}$ slight increases from 0° to 40° and decreases from 40° to 90° while the $VS^{\|}$ decreases from 0° to 40° and increases from 40° to 90°. Again, coincident velocities $V_{S\|} = V_{S\perp}$ occur at 68°. Since the highest difference occurs at an angle of 40°, we can infer that crack orientation at M-5 is at that angle to the X direction. Again, the inconclusive results at M-4 indicate that this is a transition zone under the influence of different crack orientations.

This information is even more easily visualized using the the anisotropy parameter γ [*Thomsen*, 1986]. Figure 9 depicts the corresponding γ curves extracted from the velocities of Figure 8. The estimation was based on the equation

$$\gamma = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}} = \frac{1}{2}\left(\frac{V_{S1}^2}{V_{S2}^2} - 1\right) , \tag{5}$$

where $C_{66} = \rho V_{S1}$ and $C_{44} = \rho V_{S2}$ are elastic coefficients and ρ the model density. In our case, this density is always constant. Using the methodology of trials polarizations detailed above, we used Equation (5) to calculate the γ parameters (for ten trials) from the relationship

$$\gamma_{ij_z} = \frac{1}{2}\left(\frac{V_{S_i^{\|}}^2}{V_{S_j^{\perp}}^2} - 1\right) , \tag{6}$$

where the subscript i runs from $i = 1$ corresponding to 0° until $i = 10$ for 90° and j covers the range from 90° to 180°. An increase of i and j by one corresponds to an increase in angle by 10°.

The γ corresponding to the trial polarizations at M-1 and M-3 exhibit symmetric anisotropy behaviour (Figures 9a and c) with a large amplitude. This is a strong indication that there are predominant crack orientations in the regions at M-1 and M-3 and that they are perpendicular to each other. The zero crossing of the γ curves should occur where the propagation direction is at 45° to the predominant crack orientation, with positive γ when the cracks are aligned with the polarization. Thus, the γ curves at M-1 and M-3 indicate crack orientation parallel to the X and Y directions, respectively.

The γ curve at M-5 (Figure 9e) already has a lesser amplitude, making its interpretation slightly more difficult. The fact that $\gamma = 0$ at 68°, and the minimum γ of -0.041 at 41° are not at 45° to each other difficults the interpretation. The minimum at 41° indicates a crack orientation approximately in the diagonal direction, while from the zero at 68°, one would conclude an orientation at about 25° to the X direction.

The lower amplitudes of the γ curves at M-2 and M-4 (Figures 9b and d) are a strong indicator that no crack orientation is dominant in these regions. If we insist on an interpretation of these curves along the lines of the other three points, we find an orientation of 0° at M-2 and 30° at M-4.

The corresponding analysis of the velocities and γ for the propagation in the Y direction is carried out in Figures 10 and 11. Again, using the picked first-arrival times of the waveforms shown Figure 5 and the model lengths in the Y direction (see Table 1), we evaluated the shear-wave trial velocities ($V_{S\parallel}$ and $V_{S\perp}$) for S-wave propagating now in the Y direction.

Figure 10a shows the resulting trial shear-wave velocities at M-1 as functions of rotation angle of the S-wave transducer polarization. Note that $V_{S\parallel}$ decreases from 0° to 90° while $V_{S\perp}$ increases from 0° to 90° and at 45° $V_{S\parallel} = V_{S\perp}$. This behavior is identical to the one at M-1 for S-wave propagation in the Z direction (Figure 8a). This shows that region M-1 for Y and Z S-wave propagation directions have the same angle of crack orientation with respect to the X axis. Again, Figure 10b shows slightly changing velocities $V_{S\parallel}$ and $V_{S\perp}$.

At M-3 (see Figure 10c) $V_{S^{\parallel}}$ is practically identical to $V_{S^{\perp}}$ from 0° to 90°. At both points, both velocities are significantly reduced from the isotropic velocity.

As depicted in Figure 10d and e the velocities $V_{S^{\perp}}$ at M-4 and M-5 always increase from 0° to 90° while $VS^{\parallel}$ decreases from 0° to 90° and at 45° $V_{S^{\parallel}} = V_{S^{\perp}}$. However, the splitting is less in M-4 than M-5. Thus, generally speaking, the results obtained for S-wave propagation in the Y direction do not allow the extraction of conclusive information about the fracture orientation in the regions at M-2 to M-5.

Figure 11 depicts the corresponding γ curves extracted from these velocity values as a function of changing rotation angle of the S-wave transducer polarization. The γ curve of M-1 (Figure 11a) exhibits the same behavior of that in Figure 9a, thus allowing for the same conclusion. From Figure 11c we can infer that wave propagation is not anisotropic at M-3. The cylindrical cracks are aligned along the propagation direction so that they influence any arbitrarily polarized S wave in the same way. In the remaining panels of Figure 11 (for points M-2, M-4, and M-5) the splitting effect is less prominent than at M-1, making the interpretation more difficult. In all three panels, the zero crossing is at about 45°, which would point towards crack alignment along the X axis. However, the low amplitude of the γ curves indicates that no prominent direction prevails. Of course, this interpretation is correct only for points M-2 and M-4. At M-5, the true orientation is at 45° with the X axis. Apparently, in this situation, propagation in the Y direction is insufficiently sensitive to the crack alignment to allow for a reliable interpretation.

4. Conclusions

The experimental study presented in this paper uses an idealized fractured system exhibiting distributions of crack sets oriented in different directions. We have shown that integrating results from the cross-correlation technique with an anisotropic parameter analysis, we were capable of estimating the fracture orientation in an anisotropic cracked model.

We used the cross-correlation of the S-wave seismograms to identify minima and maxima of shear-wave splitting as a function of source polarization. The anisotropic parameter γ has shown good agreement with the cross-correlation analysis and helped to interpret its results. The splitting extrema correctly identified the true crack orientations and allowed to detect transition zones where no single orientation was dominant. In our experiments, the analysis allowed to extract reliable values of shear-wave splitting from shear-wave seismograms, when the S-wave propagation direction was perpendicular to the bedding planes. For propagation parallel to the bedding, interpretation was more difficult.

In our physical-modeling experiments, S-wave propagation proved to be more strongly affected than P-wave propagation by the presence of cracks. Thus, S-wave data contain more information for anisotropic cracked media investigation. While the crack orientation had some influence on the P-wave parameter ε, we could not estimate any quantitative information about the crack set orientation.

Substantial progress has been made in recent years in developing techniques capable of estimating the crack distribution and density. Still, the determination of the crack set orientation is a very demanding, difficult-to-explore task in fractured environments. Consequently, even though it plays a crucial role in the exploration of fractured reservoirs, crack orientation at subsurface still remains poorly understood. Experimental physical-modeling work, like the one explored in this study, has proven to be a valuable tool providing information to improve our knowledge and to gain more insight into the complex elastic behavior of anisotropic cracked media.

Acknowledgments. This work was made possible by the Allied Geophysics Laboratories financial support. The authors are grateful to Dr. Bob Wiley for his expertise and advice. We would also like to thank Mr. Anoop William and Mr. Emra Pacal for their technical support. The first author wishes to thank CAPES and CNPq from Brazil for his scholarship (contract # 201461/2009-9). Also, we are grateful to Petrobras and the sponsors of the *Wave Inversion Technology (WIT) Consortium*.

References

Assad, J. M., The effect of orthorhombic anisotropy and its implication for oil recovery and reservoir exploitation, *Geophysical Prospecting*, *53*, 121–129, 2005.

Assad, J. M., R. H. Tatham, and J. A. McDonald, A physical model study of microcrack-induced anisotropy, *Geophysics*, *57*, 1562–1570, 1992.

Assad, J. M., J. A. McDonald, R. H. Tatham, and T. M. Kusky, Elastic wave propagation in a medium containing oriented inclusions with a changing aspect ratio: A physical model study, *Geophysical Journal International*, *125*(1), 163–172, 1996.

Blum, T. E., R. Snieder, K. van Wijk, and M. E. Willis, Theory and laboratory experiments of elastic wave scattering by dry planar fractures, *Journal of Geophysical Research*, *116*, 11 PP., doi:201110.1029/2011JB008295, 2011.

Crampin, S., Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting, *Geophysics*, *50*, 142–152, 1985.

de Figueiredo, J. J. S., N. Dyaur, O. Omoboya, R. Wiley, A. William, J. Schleicher, and R. R. Stewart, Influence of source frequency on shear wave splitting - an experimental approach, in *73rd EAGE Conference & Exhibition*, pp. 1–4, 2011.

Eftekharifar, M., and C. M. Sayers, Seismic characterization of fractured reservoirs: Inversion for fracture parameters illustrated using synthetic AVOA data, in *SEG Expanded Abstracts 30*, pp. 370–374, doi:10.1190/1.3627973, 2011a.

Eftekharifar, M., and C. M. Sayers, Seismic characterization of fractured reservoirs: A resolution matrix approach, in *SEG Expanded Abstracts 30*, pp. 1953–1957, doi: 10.1190/1.3627589, 2011b.

Far, M. E., Seismic characterization of naturally fractured reservoirs, Ph.D. thesis, University of Houston, 2011.

Gillespie, P., C. Howard, J. Walsh, and J. Watterson, Measurement and characterisation of spatial distributions of fractures, *Tectonophysics*, *226*(1-4), 113–141, doi:10.1016/0040-1951(93)90114-Y, 1993.

Hudson, J. A., Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, *64*(1), 133–150, doi: 10.1111/j.1365-246X.1981.tb02662.x, 1981.

Kennett, B. L. N., *The Seismic Wavefield: Interpretation of seismograms on regional and global scales*, Cambridge University Press, 2002.

Michelena, R. J., M. S. Donati, A. A. Valenciano, and C. D. A., Using multicomponent seismic for reservoir characterization in venezuela, *The Leading Edge*, *20*(9), 1036–1041, doi:10.1190/1.1487309, 2001.

Mueller, M. C., Prediction of lateral variability in fracture intensity using multi-component shearwave surface seismic as a precursor to horizontal drilling in the austin chalk, *Geophysical Journal International*, *107*(3), 409–415, doi:10.1111/j.1365-246X.1991.tb01402.x, 1991.

Nelson, R. A., *Title Details Citation Geologic Analysis of Naturally Fractured Reservoirs*, second ed., Elsevier, 2001.

Ostrander, W. J., Plane-wave reflection coefficients for gas sands at nonnormal angles of incidence, *Geophysics*, *49*(10), 1637–1648, doi:10.1190/1.1441571, 1984.

Pearson, C., M. Clonts, and N. Vaughn, Use of longitudinally fractured horizontal wells in a Multi-Zone sandstone formation, in *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, pp. 1–10, Society of Petroleum Engineers, doi:10.2118/36454-MS, 1996.

Ramos, A. C. B., and T. L. Davis, 3-D AVO analysis and modeling applied to fracture detection in coalbed methane reservoirs, *Geophysics*, *62*(6), 1683–1695, doi:10.1190/1.1444268, 1997.

Sayers, C. M., Inversion of ultrasonic wave velocity measurements to obtain the microcrack orientation distribution function in rocks, *Ultrasonics*, *26*, 73–77, 1988a.

Sayers, C. M., Stress-induced ultrasonic wave velocity anisotropy in fractured rock, *Ultrasonics*, *26*, 311–317, 1988b.

Sil, S., R. P. Srivastava, and M. K. Sen, Observation of shearwave splitting in the multi-component node data from atlantis field, gulf of mexico, *Geophysical Prospecting*, *58*(6), 953–964, doi:10.1111/j.1365-2478.2010.00871.x, 2010.

Simmons, J. L., Converted-wave splitting estimation and compensation, *Geophysics*, *74*(1), D37–D48, doi:10.1190/1.3036009, 2009.

Stewart, R. R., Rapid map and inversion of P-SV waves, *Geophysics*, *56*(6), 859–862, doi:10.1190/1.1443103, 1991.

Stewart, R. R., J. E. Gaiser, R. J. Brown, and D. C. Lawton, Converted-wave seismic exploration: Methods, *Geophysics*, *67*(5), 1348–1363, doi:10.1190/1.1512781, 2002.

Stewart, R. R., N. Dyaur, O. Omoboya, J. J. S. de Figueiredo, S. Sil, and M. E. Willis, Physical modeling of anisotropic domains: Ultrasonic imaging of laser-etched fractures in glass, in *SEG Expanded Abstracts, San Antonio*, pp. 2865–2869, 2011.

Thomsen, L., Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, *51*(10), 1954–1966, 1986.

Tillotson, P., J. Sothcott, A. I. Best, M. Chapman, and X.-Y. Li, Experimental verification of the fracture density and shear-wave splitting relationship using synthetic silica cemented sandstones with a controlled fracture geometry, *Geophysical Prospecting*, pp. 1–10, 2012.

Wei, J., A physical model study of different crack densities, *Jounal of Geophysics and Engineering*, *1*, 70–76, 2004.

Wild, P., Practical applications of seismic anisotropy, *First Break*, *29*, 117–124, 2011.

Yilmaz, Ö., *Seismic data analysis: processing, inversion, and interpretation of seismic data*, vol. II, second ed., Society of Exploration Geophysicists, 2001.

Model	Crack density (%)	Measuring length model (cm) L_Z	L_Y	Number of layers	Cracks per layer	Crack length(cm)	Crack aperture(cm)
R	Isotropic	7.51 ± 0.02	7.62 ± 0.02	0	0	-	-
M-1	4.5	7.56 ± 0.02	7.89 ± 0.02	10	36	0.8	0.2
M-3	4.5	7.56 ± 0.02	7.89 ± 0.02	10	36	0.8	0.2
M-5	4.5	7.59 ± 0.02	7.81 ± 0.02	10	36	0.8	0.2

Table 1. Geometrical parameters of reference model R and cracked model M.

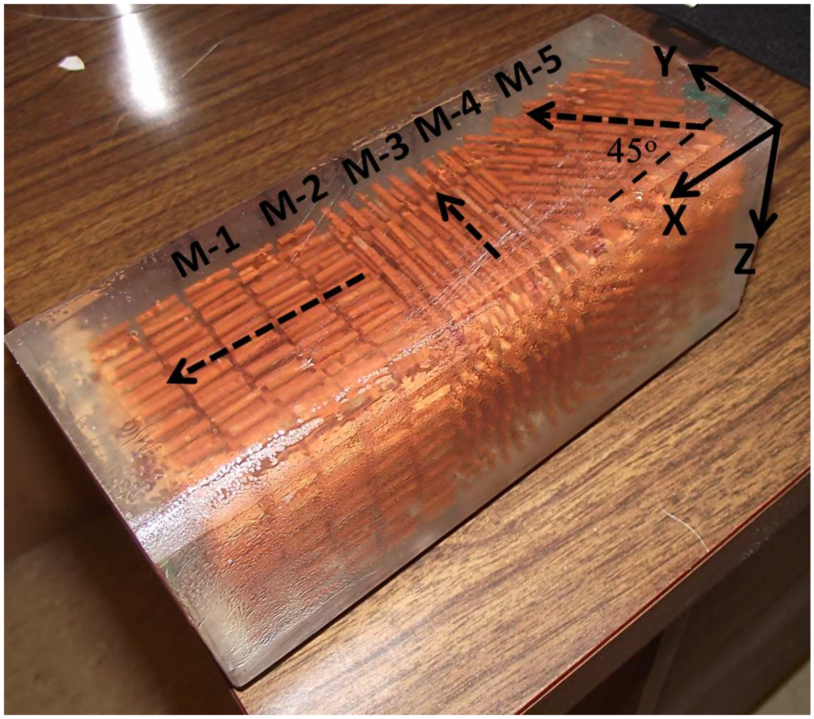


Figure 1. Photograph of the fractured model showing three regions with the same crack density but with three different set orientations.

(a) (b)

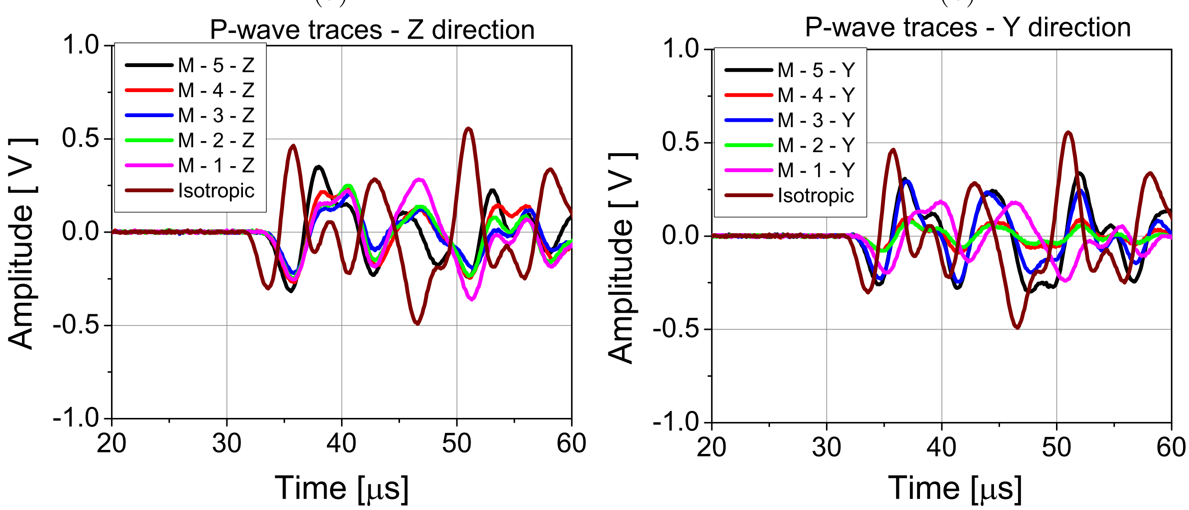


Figure 2. Compressional waveform acquired with a pair of P-wave transducers aligned at (a) Z and (b) Y directions.

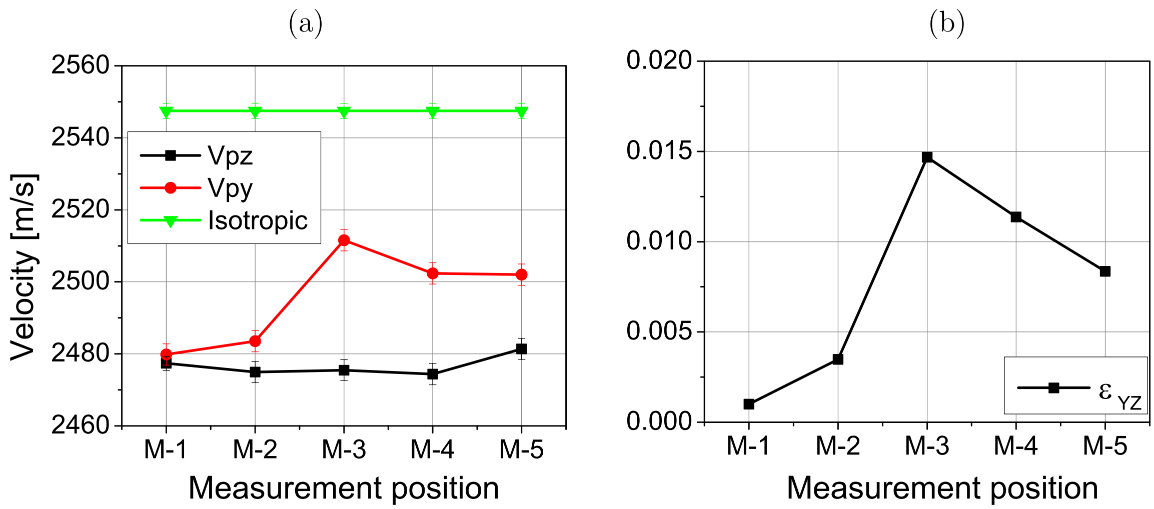


Figure 3. Compressional velocities data in direction Y and Z (b) Anisotropic parameter ε calculated from equation (2).

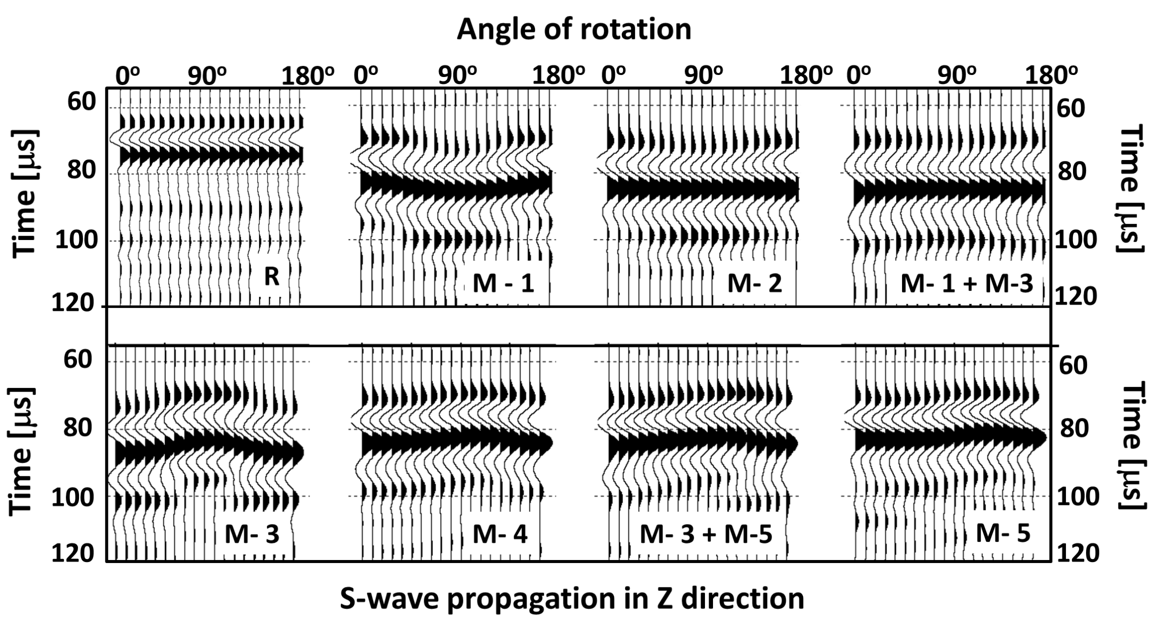


Figure 4. S-wave seismograms as a function of change in polarization from 0^0 to 180^0 for models R (isotropic) and M (cracked). The S-wave propagation occurred in Z direction.

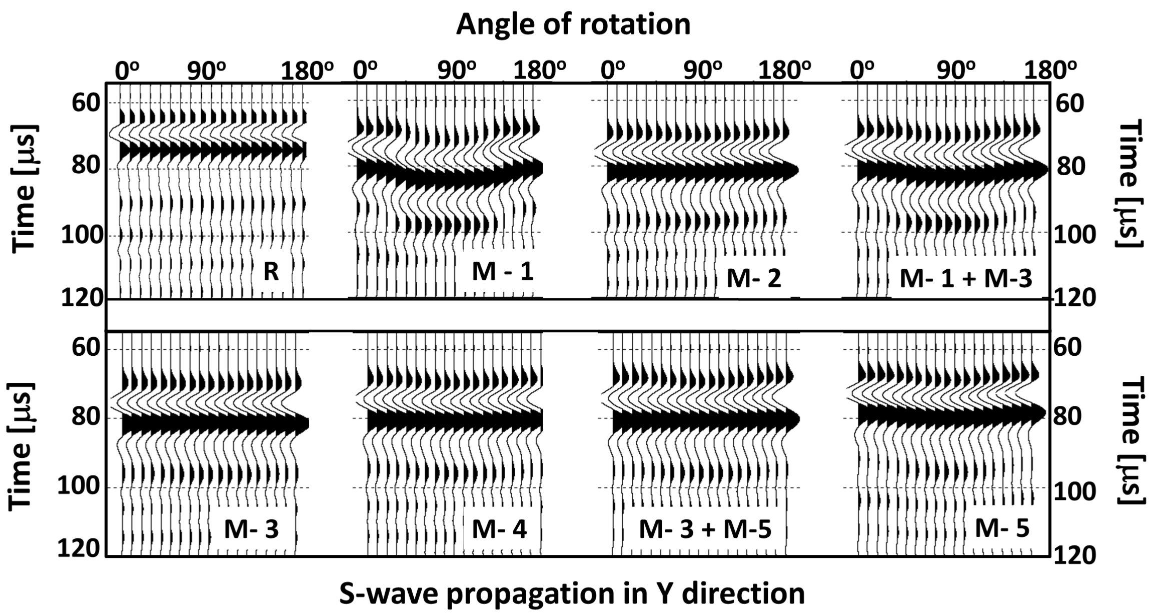


Figure 5. S-wave seismograms as a function of change in polarization from 0^0 to 180^0 for models R (isotropic) and M (cracked). The S-wave propagation occurred in Y direction.

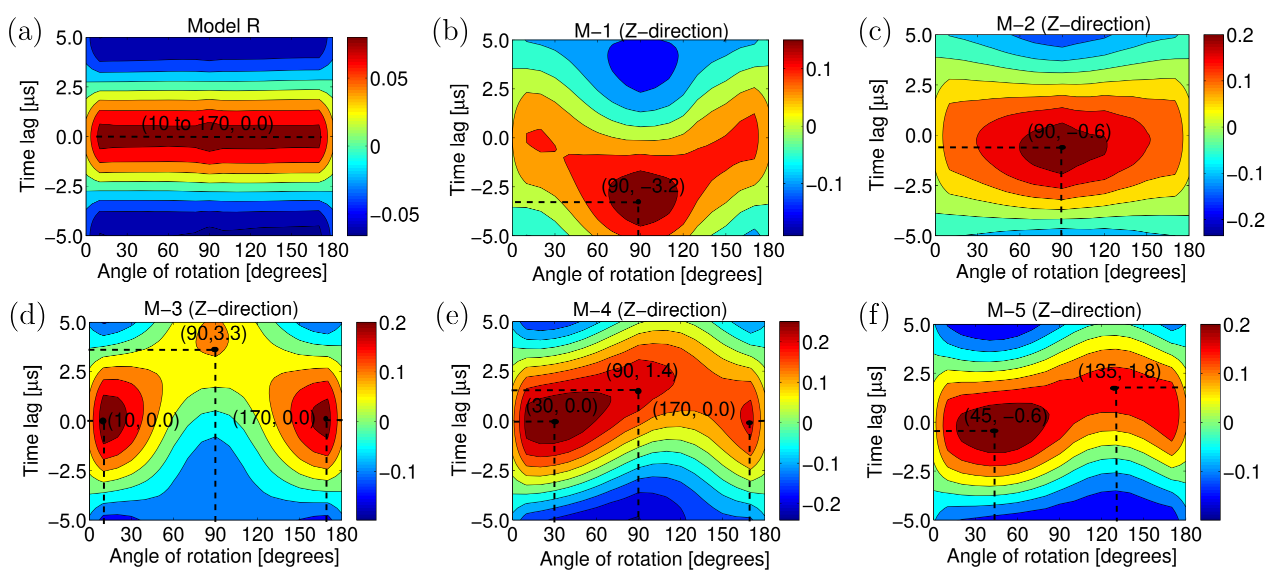


Figure 6. S-wave cross-correlograms evaluated from seismograms of Figure 4. Isotropic model R (a), and cracked model M at positions M-1 (b), M-2 (c), M-3 (d), M-4 (e), and M-5 (f).

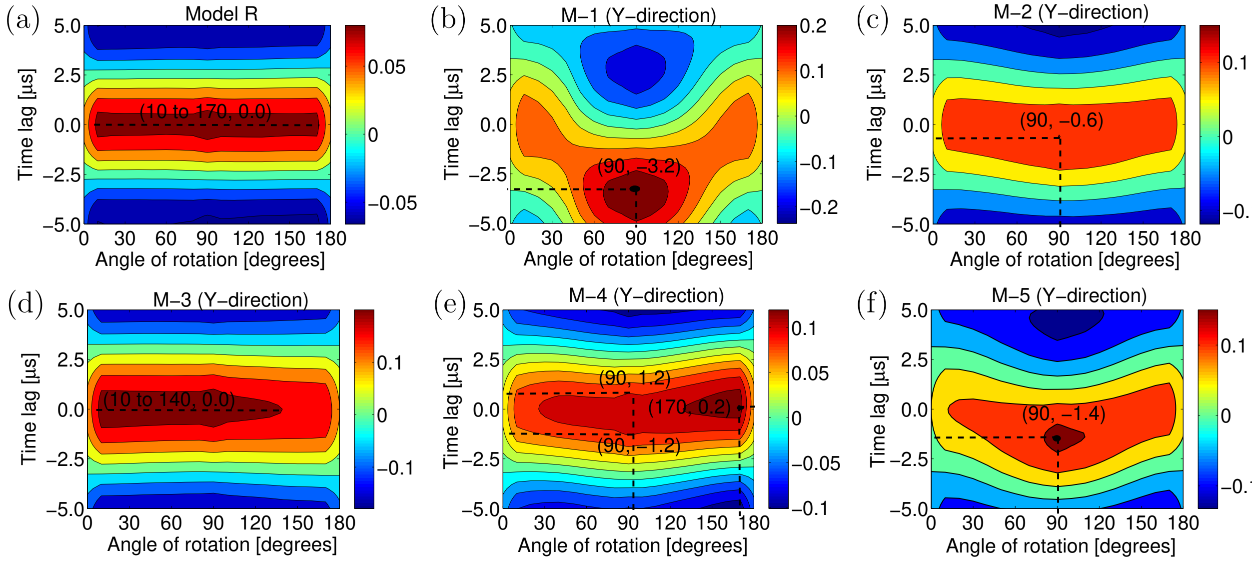


Figure 7. S-wave cross-correlograms evaluated from seismograms of Figure 5. Isotropic model R (a), and cracked model M at positions M-1 (b), M-2 (c), M-3 (d), M-4 (e), and M-5 (f).

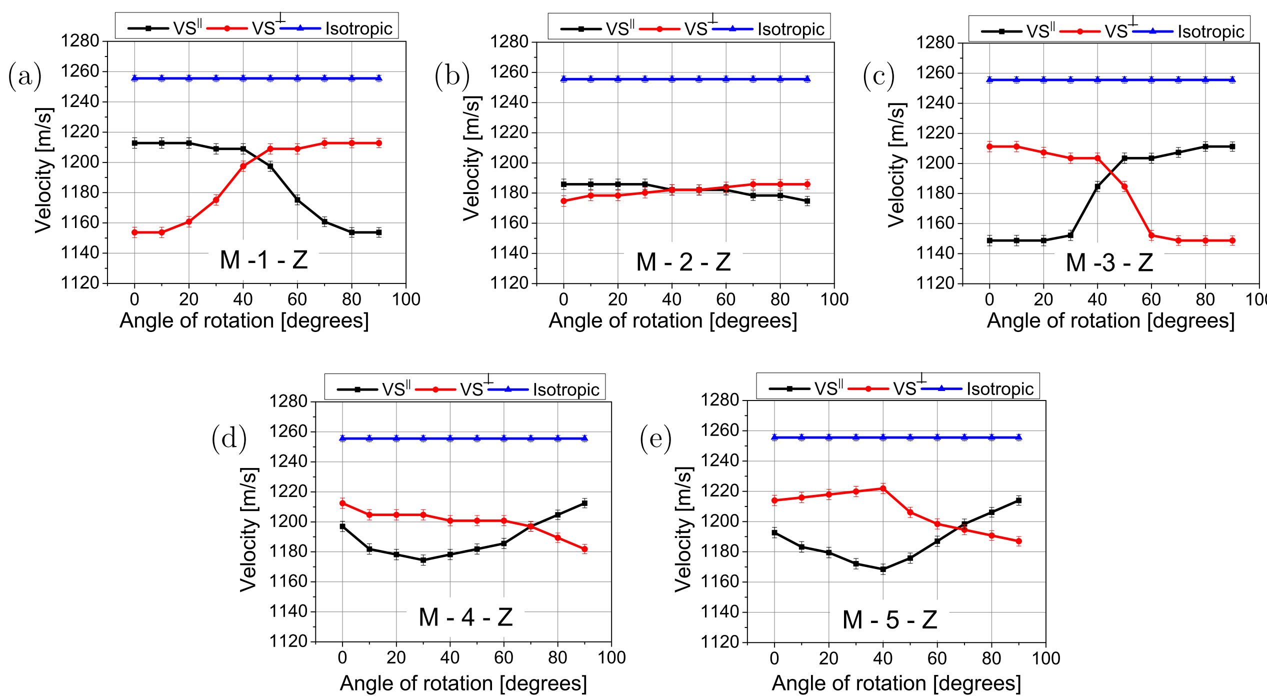


Figure 8. Velocity plots for trial S-wave polarizations S$^{\parallel}$ parallel to X and S$^{\perp}$ parallel to Y at positions M-1 (a), M-2 (b), M-3 (c), M-4 (d), and M-5 (e). The trial S$^{\parallel}$ was rotated until 90° from X direction and S$^{\perp}$ was rotated 180° from Y direction, in the step of 10°, both counterclockwise.

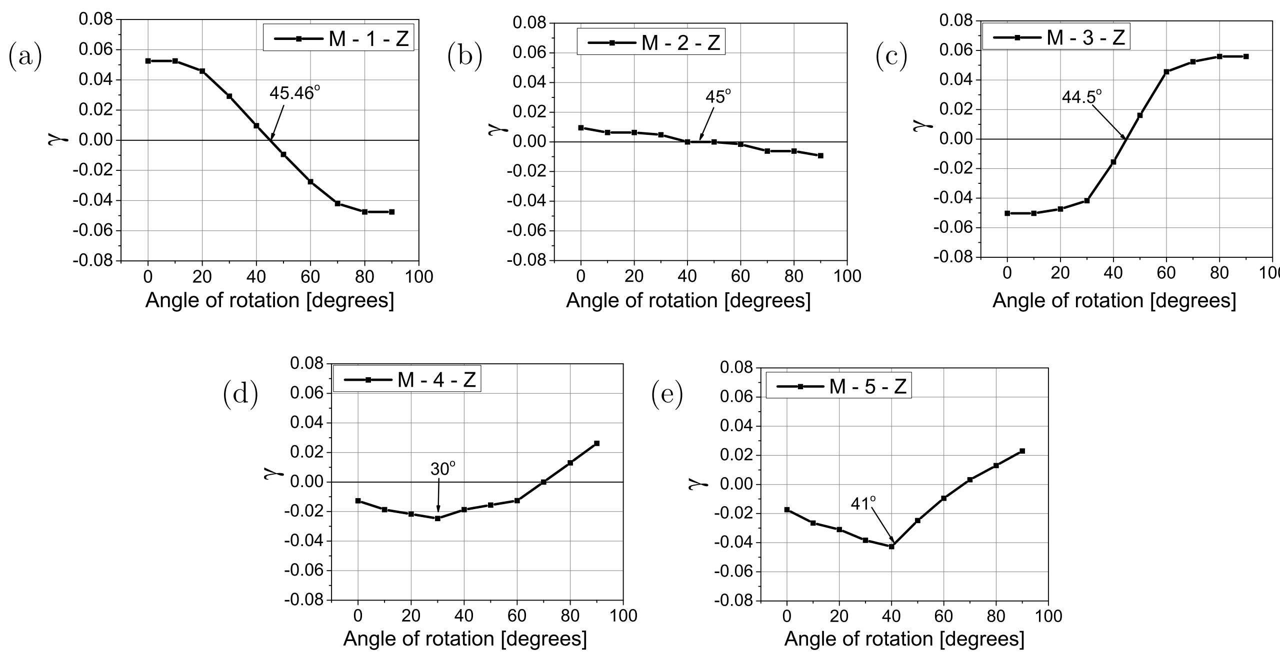


Figure 9. Anisotropy parameter γ calculated from equation (6) at positions M-1 (a), M-2 (b), M-3 (c), M-4 (d), and M-5 (e) for S -wave propagating in Y direction.

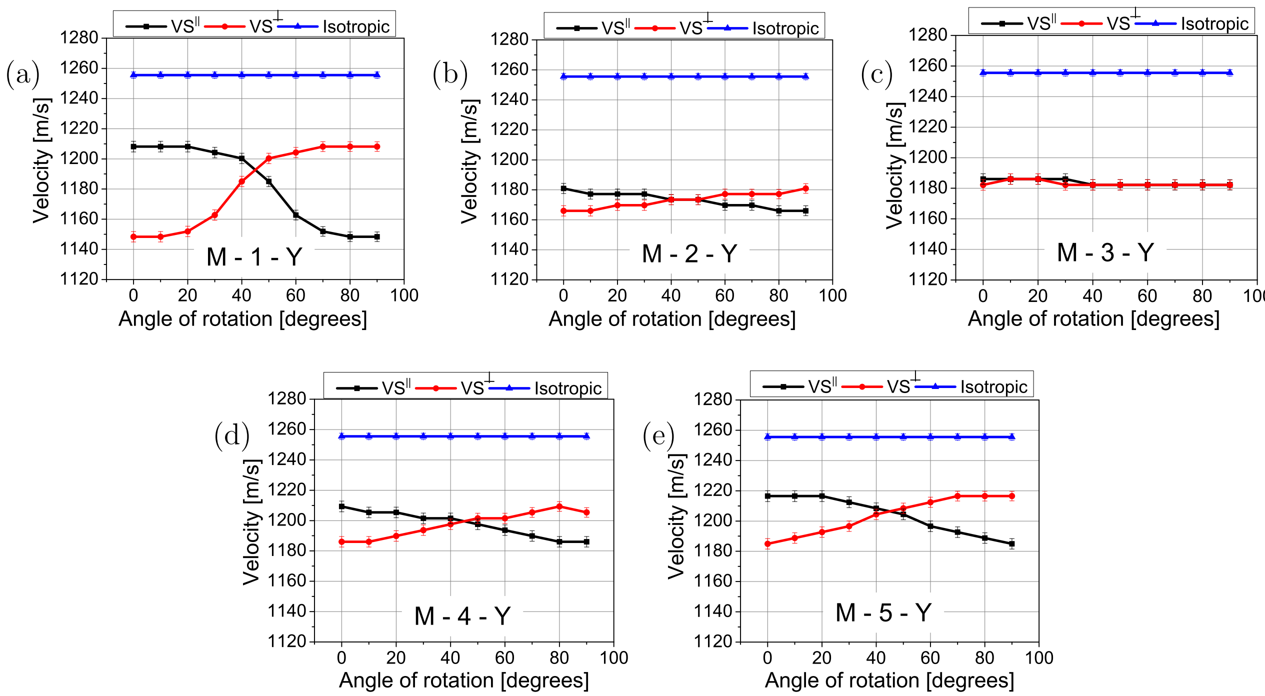


Figure 10. Velocity plots for trial S-wave polarizations $S^{\parallel}$ parallel and $S^{\perp}$ parallel at positions M-1 (a), M-2 (b), M-3 (c), M-4 (d), and M-5 (e). The trial $S^{\parallel}$ was rotated until 90° from X direction and $S^{\perp}$ was rotated until 180° from Z direction, in the step of 10°, both counterclockwise.

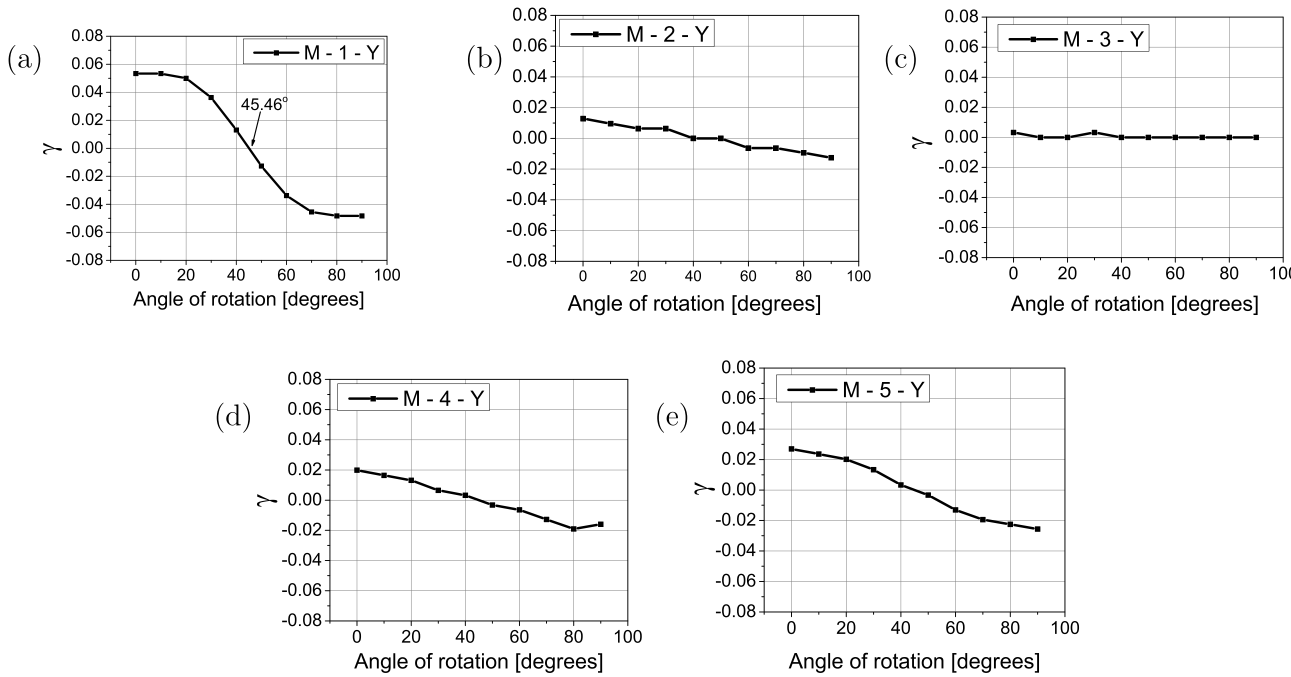


Figure 11. Anisotropy parameter γ calculated from equation $\gamma_{ij_y} = \frac{1}{2}\left(\frac{V^2_{S_i^{\parallel}}}{V^2_{S_j^{\perp}}} - 1\right)$ at positions M-1 (a), M-2 (b), M-3 (c), M-4 (d), and M-5 (e) for S -wave propagating in Y direction.

6 Efeito da pressão uniaxial nos parâmetros elásticos

6.1 Modelo VTI com fissuras inclusas

A Figura 6.1 mostra uma ilustração esquemática das direções de propagação das velocidades compressionais e cisalhantes, assim como as direções das polarizações da onda S, em modelo do tipo TIV (ou como mostrado na Figura 3.7(a)). Neste caso, como as placas de plexiglas foram empilhadas na direção Z, as polarizações da onda S se propagando naquela direção são iguais, ou seja, as polarizações na direção Y (S_{ZY}) e na direção X S_{ZX}) apresentam a mesma velocidade. No caso em que a onda S se propaga na direção Y, as polarizações nas direções X (onda S rápida) e Z (onda S lenta) apresentam valores distintos. Para o modelo mostrado na Figura 3.7(a) as velocidade foram medidas em diferentes intervalos de frequências. A partir dessas medidas, procuramos entender como meios que apresenta simetrias do tipo transversalmente isotrópico reagem em ambientes de pressão uniaxial. Esse estudo também foi realizado, usando as diferentes faixas de frequências dominantes usando fontes mostradas no Capítulo 3 (Figura 3.12).

As Figura 6.2 mostra um sismograma da birrefringência da onda S (S_1 e S_2) para o meio constituído apenas camadas TI (placas de plexiglas). Como podemos perceber a magnitude da birrefringência diminui com o aumento da tensão de sobrecarga aplicada.

Após colocar as inclusões das microfissuras no meio TI pode-se perceber pela Figura 6.3 que a birrefringência inicialmente aumenta drasticamente. Contudo, quando a tensão é aumentada, a birrefringência volta a exibir valores semelhantes aqueles vistos no meio contendo apenas plexiglas (ver Figura 6.2).

Usando sismogramas semelhantes aos exibidos nas Figuras 6.2 e 6.3 calculamos as velocidades V_P e V_S, a partir das primeiras chegadas. Estas velocidades assim como outros parâmetros serão exibidas a seguir.

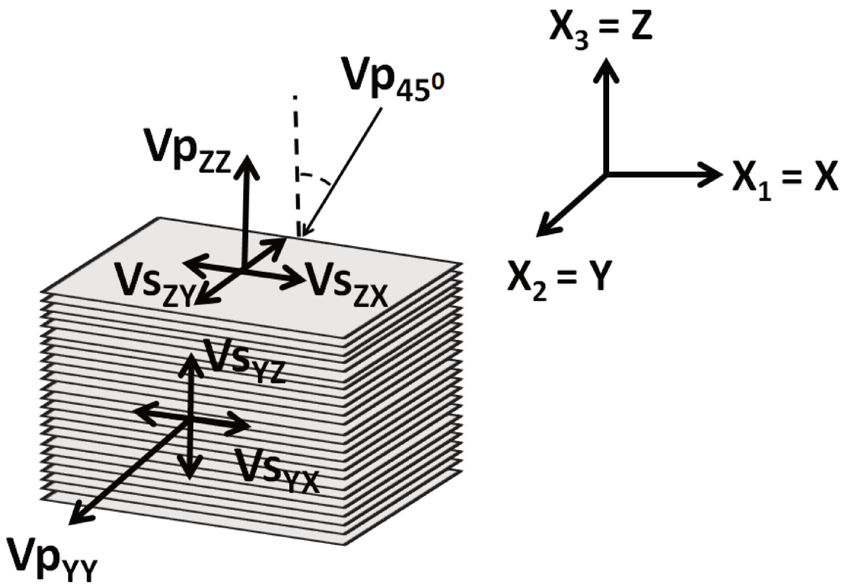


Figura 6.1: Ilustração esquemática das ondas compressional e cisalhantes em um modelo anisotrópico do tipo TIV.

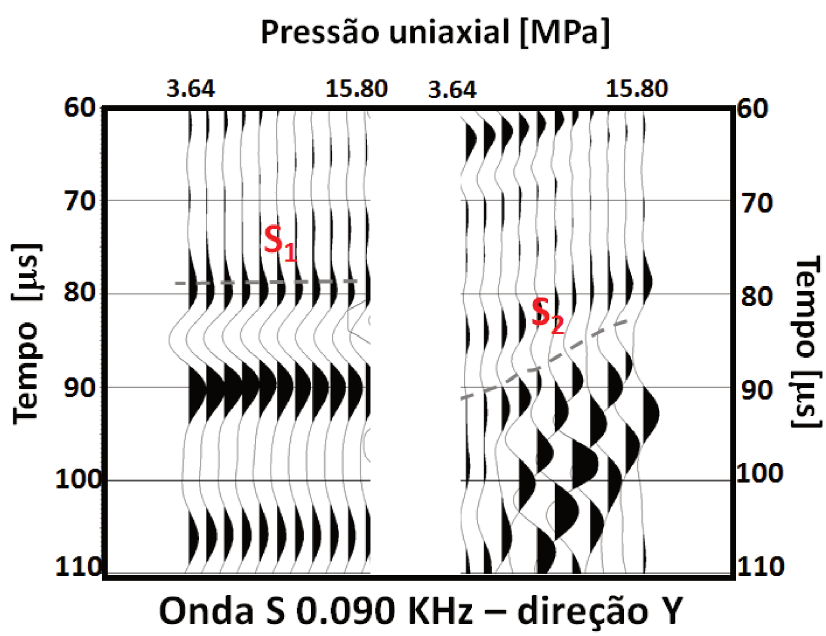


Figura 6.2: Traços sísmicos correspondentes as ondas S_1 e S_2 em função do tensão uniaxial. Este perfil corresponde a frequência de 0.090 Khz para medidas no modelo constituído de placas de plexiglas empilhadas.

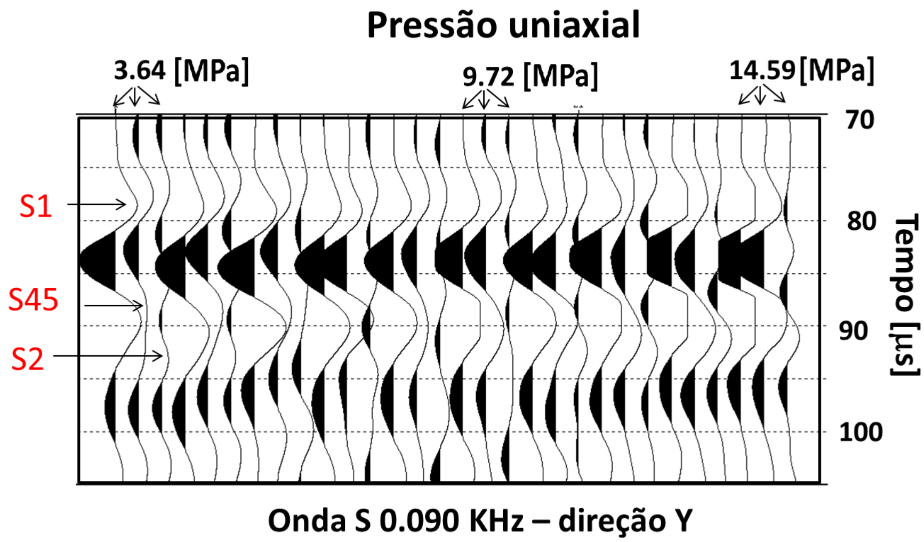


Figura 6.3: Traços sísmicos de onda S1 e S2 em função do tensão uniaxial. Este perfil corresponde a frequência de 0.090 Khz para sistema constituído apenas de placas de plexiglas empilhadas com a inclusão de pequenos discos de borrachas.

6.1.1 Medidas das velocidades

A Figura 6.4 mostra as velocidades das ondas compressionais nas direções Z, Y e velocidade em bloco isotrópico de plexiglas (ou de referência, também chamado de *bulk*). O comportamento dos campos de velocidades para diferente frequências estava sob investigação. A partir das velocidades calculadas, estimamos as complacências e os parâmetros anisotrópicos usando relações lineares em função da pressão aplicada e frequência da fonte usada.

A Figura 6.5 mostra as velocidades cisalhantes nas direções Z, Y e de um bloco isotrópico de plexiglas para diferentes frequências. Como pode-se observar, a magnitude da birrefringência da onda S na direção Y apresenta-se como sendo função da frequência da fonte usada, assim como da pressão aplicada.

Como podemos observar nas Figuras 6.6 e 6.7, as velocidade nestes casos apresentam valores distintos aos apresentados nas Figuras 6.4 e 6.5. Essas discrepâncias se mostram mais evidentes no regime de baixa pressão e baixa frequência. No entanto, quando a tensão é aumentada, os valores das velocidades tornam-se similares aos das velocidades exibidas pelo meio formado apenas por plexiglas. Podemos observar que no regime de alta magnitude de tensão, a razão de aspecto dos discos de borrachas decrescem drasticamente e as propriedades do meio constituído apenas de plexiglas torna-se mais evidente.

6.1.2 Cálculos das razões de Poisson

A Figura 6.8 mostra as diferentes razões de Poisson em função da pressão para diferentes frequências, tal que:

- ν_{zz} é a razão de Poisson entre a velocidade da onda P e S ambas se propagando na vertical;

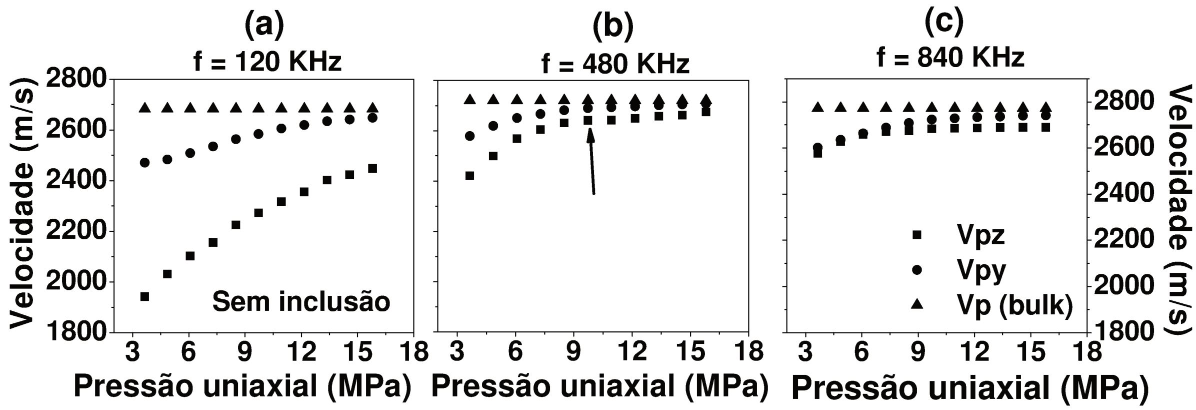


Figura 6.4: Velocidades compressionais para modelo formado por placas plexiglas empilhadas. As medidas foram obtidas usando fontes de (a) baixa, (b) média e (c) alta frequências.

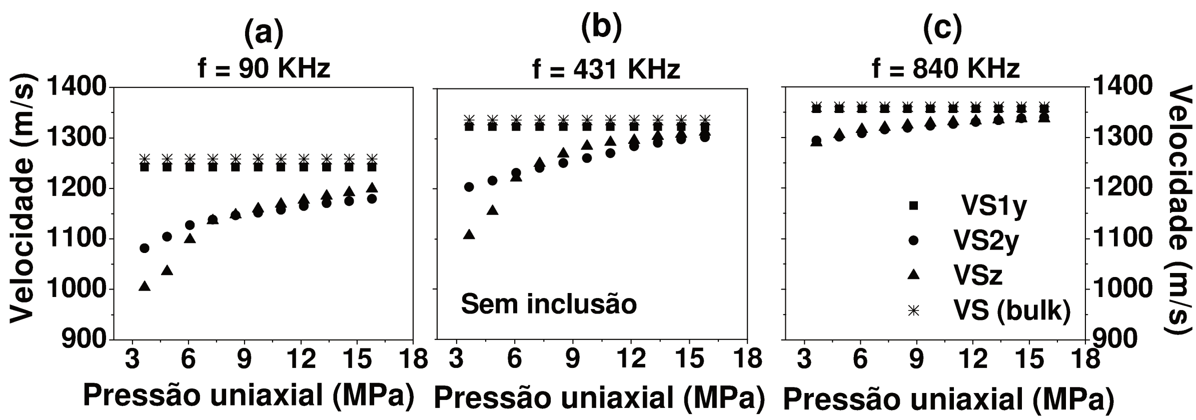


Figura 6.5: Velocidades cisalhantes para modelo formado por placas plexiglas empilhadas.As medidas foram obtidas usando fontes de (a) baixa, (b) média e (c) alta frequências.

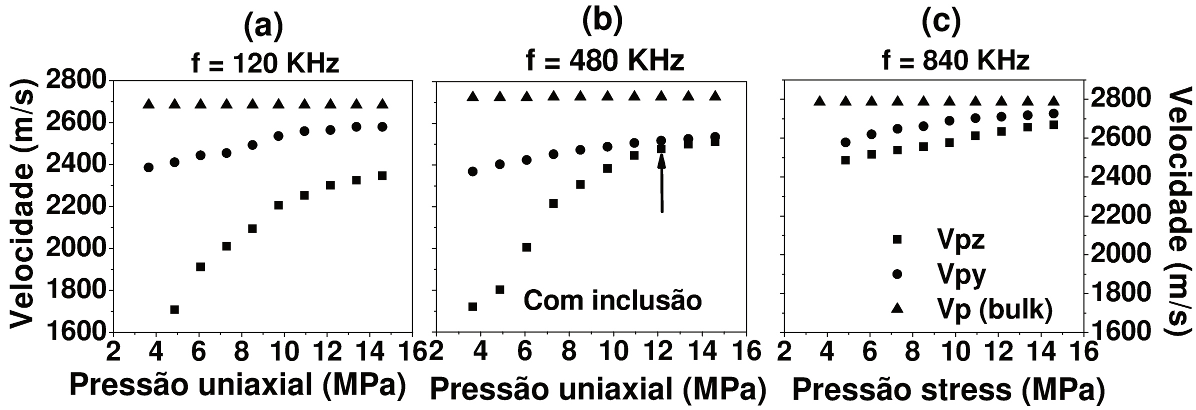


Figura 6.6: Velocidades compressionais para modelo formado por placas plexiglas empilhadas com a inclusão de microfissuras (borrachas). As medidas foram obtidas usando fontes de (a) baixa, (b) média e (c) alta frequências.

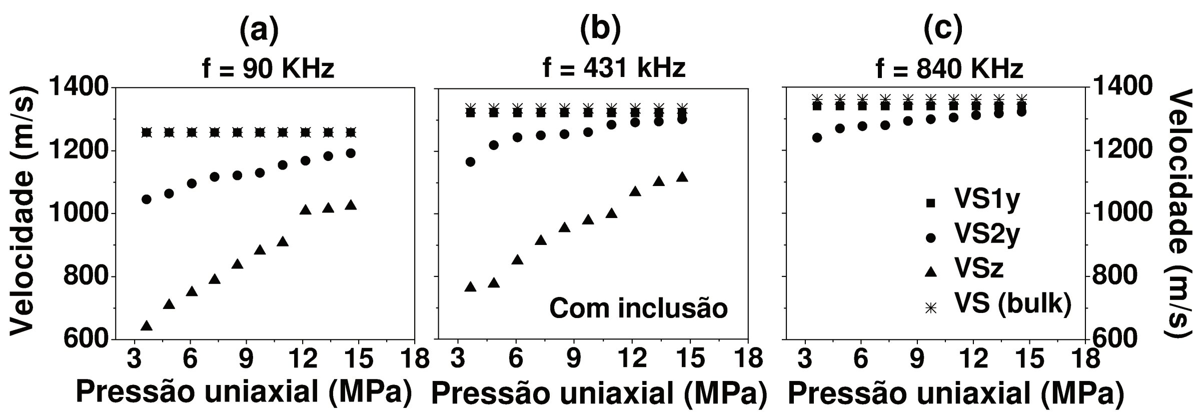


Figura 6.7: Velocidades cisalhantes para modelo formado por placas plexiglas empilhadas com a inclusão de microfissuras(borrachas). As medidas foram obtidas usando fontes de (a) baixa, (b) média e (c) alta frequências.

- ν_{yS_1} é a razão de Poisson entre a velocidade da onda P e S ambas se propagando na direção Y e a polarização da onda S na direção X, ou seja, $S_1 = S_{YX}$;

- ν_{yS_2} é a razão de Poisson entre a velocidade da onda P e S ambas se propagando na direção Y e a polarização da onda S na direção Z, ou seja, $S_2 = S_{YZ}$;

- ν_{bulk} é a razão de Poisson no meio isotrópico formado pelo bloco de plexiglas.

Como podemos observar Figura 6.8 para as razões de Poisson relacionadas aos registros obtidos com as fontes 431 e 480 kHz e 840 kHz, a partir de 9 MPa os valores razões passam a apresentar valores similares entre si, independentemente da frequência usada. No regime de baixa frequência, as razões de Poisson apresentam valores diferentes principalmente na direção de propagação Z (para P e S) e a polarização S_2 na direção de propagação Y. Isso leva-nos a concluir que a razão de Poisson é dependente da frequência no regime de baixa magnitude de tensão uniaxial.

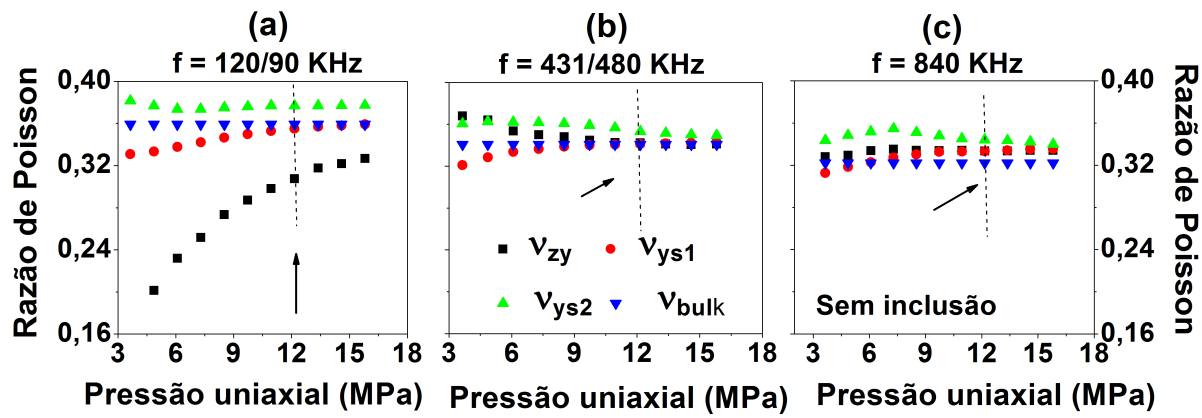


Figura 6.8: Razões de Poisson para meio cosntituído apenas de placas de plexiglas empilhadas. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

A Figura 6.9 mostra as razões de Poisson no caso do modelo formado de placas de plexiglas com inclusões. Como podemos observar neste caso, apenas as razões do meio isotrópico e ν_{yS_2} parecem não depender estritamente da frequência da fonte. Já as outras razões, devido a adição de inclusões secundárias induziu discrepâncias das razões de Poisson em relação à frequência utilizada. Esse resultado é importante, tendo em vista que mostra a sensibilidade da razão de Poisson ao tipo de preenchimento do meio.

Como pode ser observado em Dvorkin (2008), os valores de razão de Poisson aqui apresentados são comparáveis aos valores de rochas sedimentares tipo arenito. Isso é mais uma comprovação que modelos físicos sintéticos podem exibir propriedades elásticas semelhantes aquelas observadas na subsuperfície da terra. Mais estudos estão sendo conduzidos nesse modelo e esperamos obter mais resultados frutíferos para investigação de meios fraturados.

6.1.3 Análise das constantes elásticas

A Figura 6.10 mostra o crescimento do parâmetro C_{11} em função do aumento da pressão de sobrecarga. No caso do modelo com inclusões, esse aumento é mais evidente. A Figura 6.11 também mostra o crescimento do parâmetro C_{33} em função do aumento da pressão de sobrecarga. A maior amplitude de variação de C_{33} comparado com a de C_{11} evidência o fato do parâmetro C_{33} descrever fisicamente as propriedades na direção Z que são mais influenciadas pelo aumento da pressão uniaxial. No caso do modelo com inclusões esse aumento é mais evidente.

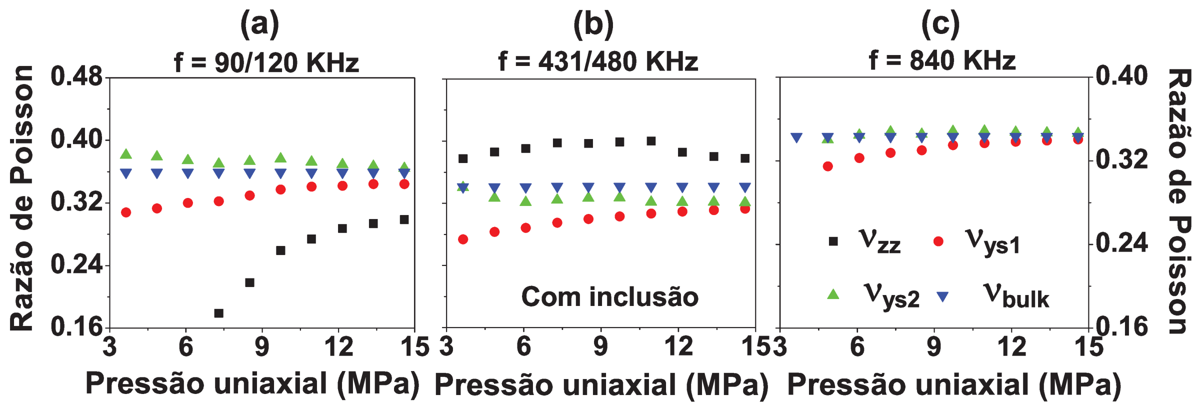


Figura 6.9: Razões de Poisson para meio cosntituído apenas de placas de plexiglas empilhadas com a inclusãos de microfissuras. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

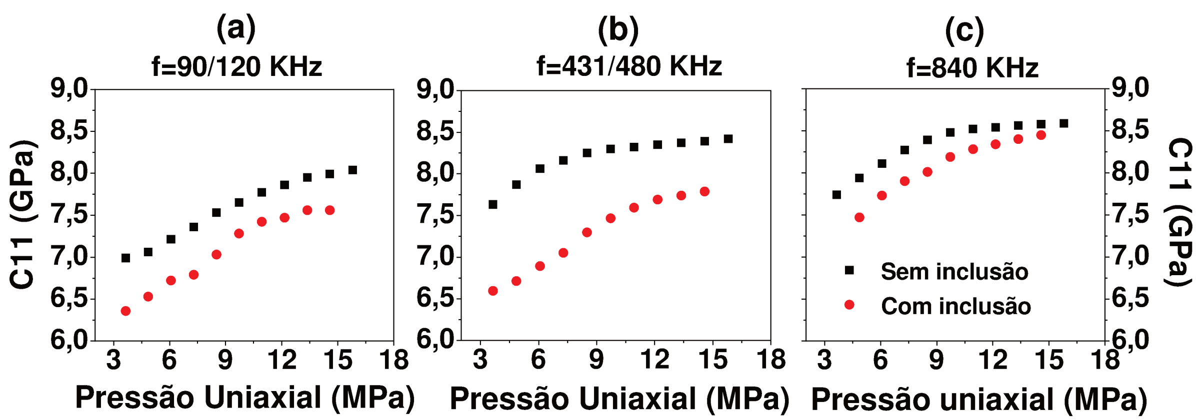


Figura 6.10: Gráficos do parâmetro elástico C_{11} em função do tensão uniaxial na direção Z. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

Como podemos perceber nas Figuras 6.12 e 6.13, devido ao efeito de birrefringência da onda S , os valores de C_{44} (S_2) e C_{66} (S_1) apresentam-se distintos principalmente no caso de baixa frequência e baixo valor da pressão hidrostática aplicada.

Como podemos observar na Figure 6.13 o parâmetro C_{66} apresenta pequenas variações em função da pressão uniaxial aplicada. Esse tendência reflete o mesmo comportamento que exibido pela V_{S_1} para todas as frequências das fontes cisalhantes.

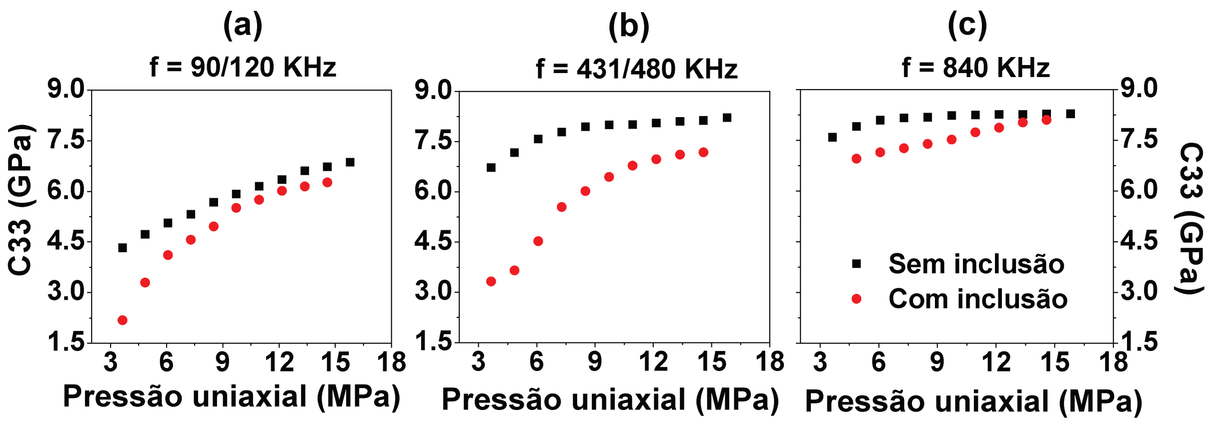


Figura 6.11: Gráficos do parâmetro elástico C_{33} em função do tensão uniaxial na direção Z. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

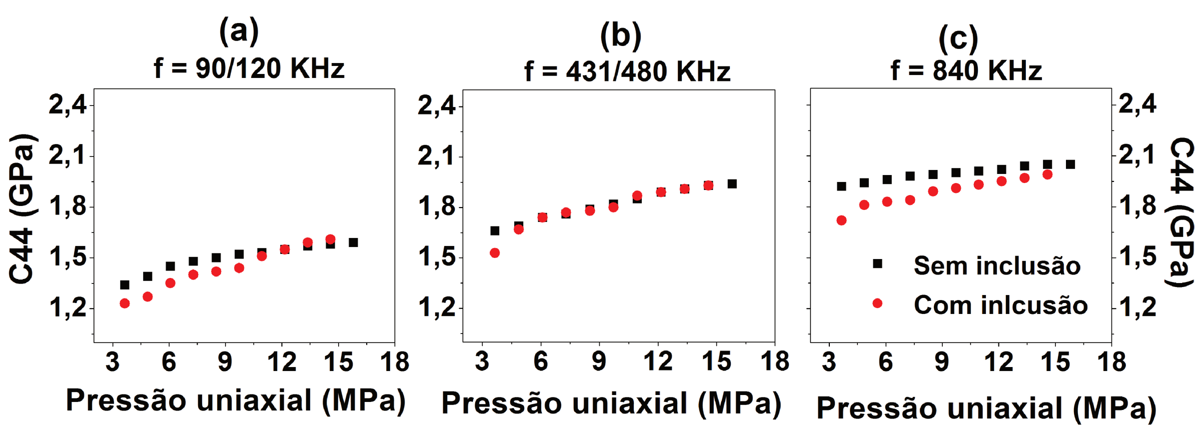


Figura 6.12: Gráficos do parâmetro elástico C_{44} em função do tensão uniaxial na direção Z. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

O parâmetro elástico C_{13}, o qual foi calculado usando a teoria do escorregamento linear (Schoenberg, 1980), é dado por

$$C_{13} = C_{66}\left[\sqrt{1 + (C_{11} - 2C_{66})\frac{C_{33}}{C_{66}^2}} - 1\right], \tag{6.1}$$

desde que as condições $C_{13} > 0$ e $(C_{11} - C_{13}) \geq 2C_{66}$ sejam satisfeitas. Como pode ser observado nas Figuras 6.14 e 6.15, principalmente para regime de baixa frequência onde domina o comportamento efetivo do meio, estas condições são satisfatoriamente atendidas.

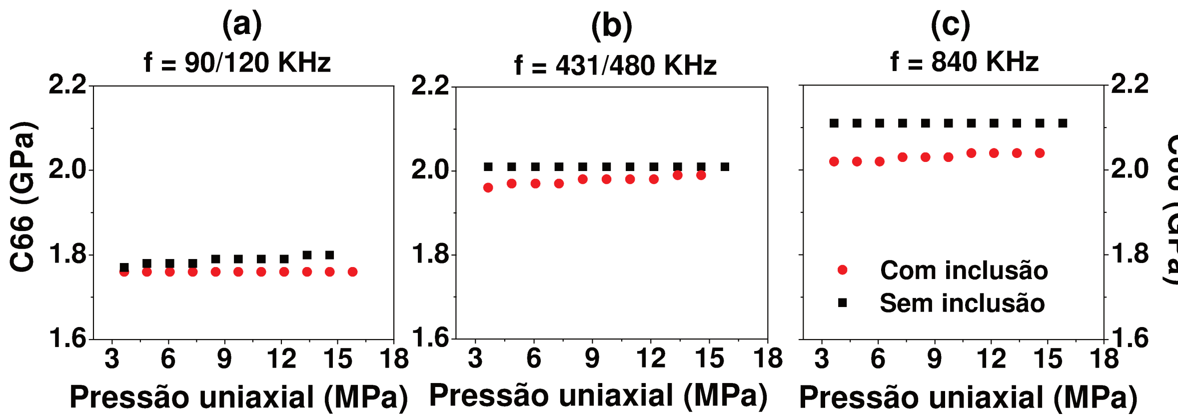


Figura 6.13: Gráficos do parâmetro elástico C_{66} em função do tensão uniaxial na direção Z. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

6.1.4 Efeito da tensão uniaxial na anisotropia

A Figura 6.16 mostra a relação entre o parâmetro de Thomsen (1986) γ e a pressão de sobrecarga. A expressão matemática usada para estimar o parâmetro γ é dado por:

$$\gamma^{(y)} = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}}, \tag{6.2}$$

em que $\gamma^{(y)}$ é o parâmetro de birrefringência (Thomsen, 1986) da onda S na direção Y.

Como podemos perceber, γ mostra uma diminuição na sua magnitude de acordo com a tensão uniaxial aplicada. Essa diminuição é mais notória no regime de alta frequência. Outro fator importante que pode ser observado, no caso de meio efetivo (baixa frequência), é a proximidade dos valores dos γ's (com e sem inclusão) para o caso do aumento da magnitude da pressão uniaxial.

A Figura 6.17 mostra a relação entre o parâmetro de Thomsen (1986) ε e a pressão de sobrecarga. Esse parâmetro apresenta um comportamento semelhante ao apresentado pelo parâmetro γ. O parâmetro ε é definido por

$$\varepsilon^{(zy)} = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}}, \tag{6.3}$$

em que $\varepsilon^{(zy)}$ é o parâmetro de anisotropia Thomsen (1986) da onda P em relação as direções Z e Y.

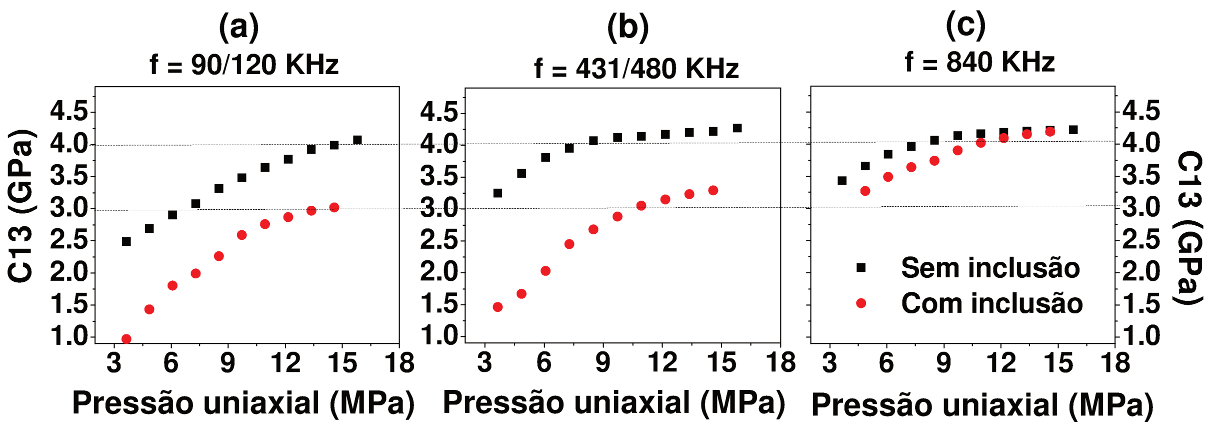


Figura 6.14: Gráficos do parâmetro elástico C_{13} em função do tensão uniaxial na direção Z. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

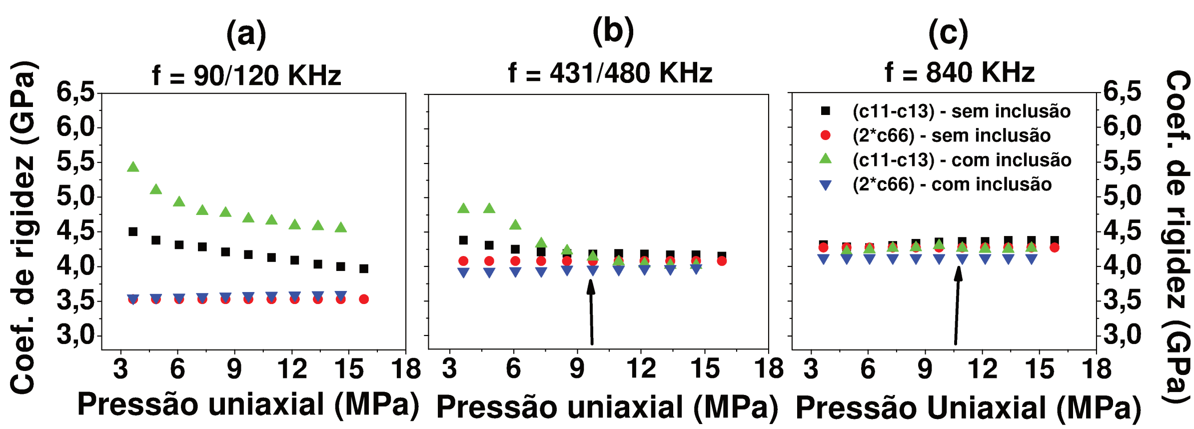


Figura 6.15: Gráficos de diferentes relações entre os coficientes elásticos mostrados anteriormente. Os gráficos (a), (b) e (c) são referentes às baixa, média e alta frequências.

Como podemos perceber na Figura 6.17, o parâmetro ε também mostra-se fortemente dependente da pressão uniaxial e da frequência da fonte. No regime de baixa frequência os ε's (sem e com inclusão) apresentam valores similares a partir da pressão de 11 MPa. Ou seja, assim com parâmetro γ, o parâmetro ε não consegue distinguir o efeito de adição de inclusões (discos de borrachas). No regime de frequência intermediária e alta frequência o

ε's (sem e com inclusão) apresentam valores similares (e muito próximo de zero também) para o caso de altas pressões aplicadas (10 MPa para frequência intermediária e 8,5 MPa para alta frequência).

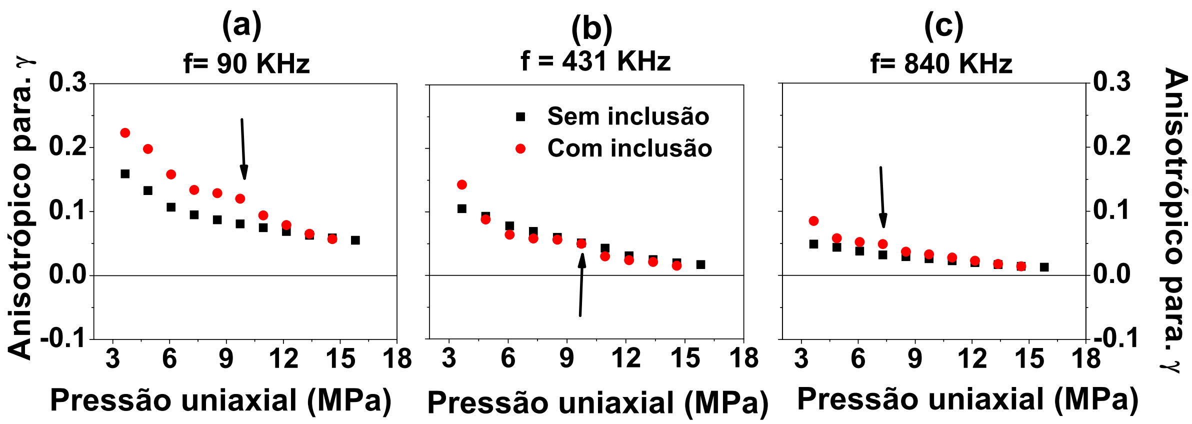


Figura 6.16: Parâmetro de Thomsen γ calculado a partir das velocidades mostradas na Figuras 6.5 e 6.7. Observa-se que a magnitude de γ depende da magnitude da pressão aplicada e da frequência utilizada.

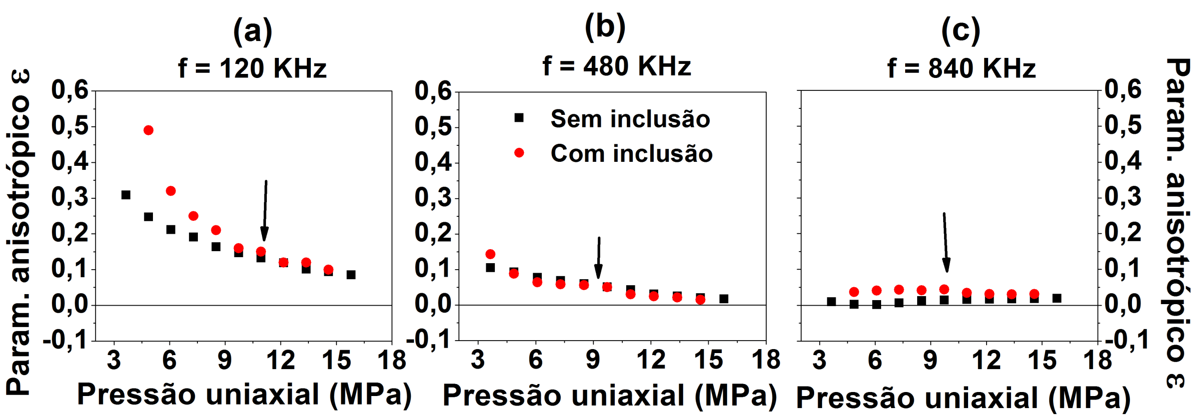


Figura 6.17: Parâmetro de Thomsen ε calculado a partir das velocidades mostradas na Figuras 6.4 e 6.6. Observa-se que a magnitude de ε depende da magnitude da pressão aplicada e da frequência utilizada.

A Figura 6.18 mostra a relação entre o parâmetro de Thomsen (1986) δ e a pressão de sobrecarga. Como podemos observar esse parâmetro que é uma relação entre as velocidades V_p's e V_s's pode apresentar valores positivos ou negativos. A expressão matemática usada para estimar δ é dado por:

$$\delta^{(zy)} = \frac{(C_{13} - C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}, \tag{6.4}$$

em que $\delta^{(zy)}$ é o parâmetro de anisotropia de Thomsen (1986) que relaciona a propagação das ondas P e S nas direções Z e Y e 45°.

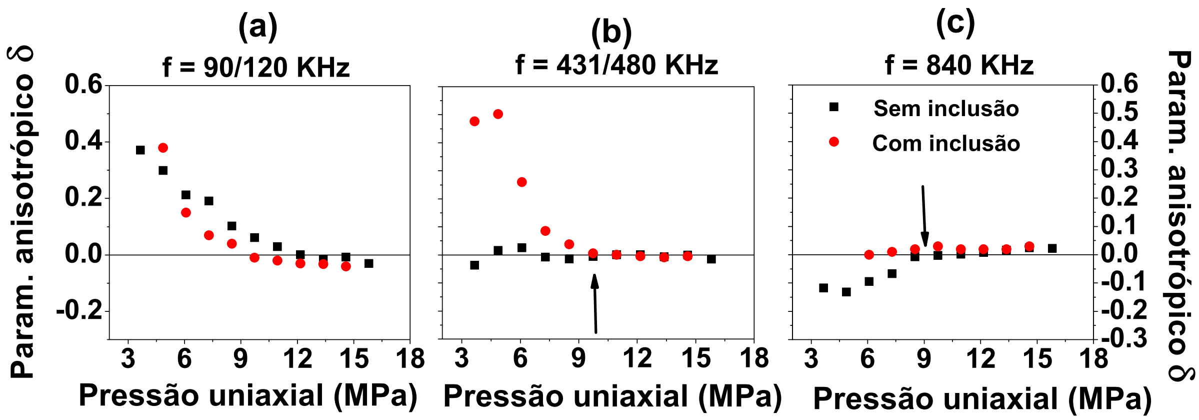


Figura 6.18: Parâmetro de Thomsen δ calculado a partir das velocidades V_p's e V_s's mostradas na Figuras 6.4, 6.6, 6.5 e 6.7. Observa-se que a magnitude de δ depende da magnitude da pressão aplicada e da frequência utilizada.

Como pode ser observado na Figura 6.18 o comportamento dos δ's para média e alta frequência apresenta um comportamento anômalo. Acreditamos que essa anomalia pode estar relacionada com a não satisfação do comportamento efetivo ou propriamente ao comportamento intrínseco do parâmetro δ.

6.1.5 Análise das complacências

Para ambas as complacências (normal e tangencial) mostradas nas Figuras 6.19 e 6.20 usamos as seguintes expressões matemáticas mostradas em Hsu e Schoenberg (1993)

$$E_N = \frac{2C_{66}}{C_{33} - C_{13}} - 1 \tag{6.5}$$

e

$$E_T = \frac{C_{66}}{C_{44}} - 1 \tag{6.6}$$

onde E_N e E_T são as complacências normal e tangencial para os meios constituídos apenas de plexiglas (ver Figura 6.19) e plexiglas mais inclusão de fissura secundária (ver Figura 6.20).

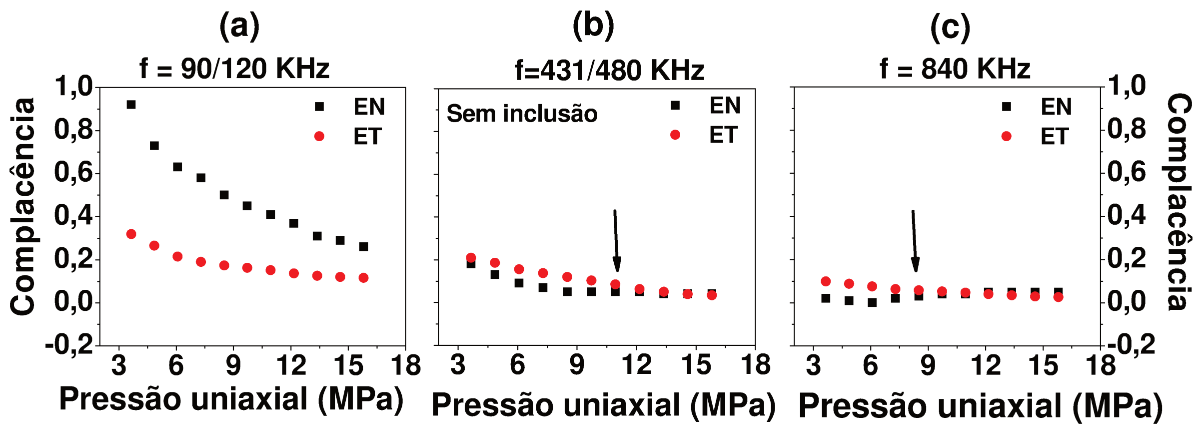


Figura 6.19: Complacências normal (quadrados em preto) e tangencial (círculos em vermelho) para o sistema constituído apenas de placas de plexiglas empilhadas. Os gráficos são referentes aos registros realizados em ambientes de (a) baixa, (b) média e (c) alta frequências.

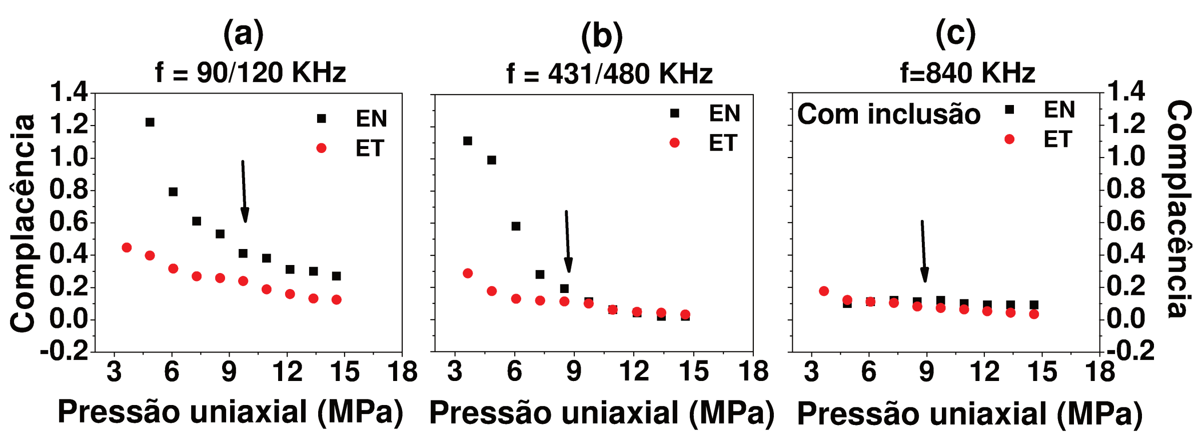


Figura 6.20: Complacências normal (quadrados em preto) e tangencial (círculos em vermelho) para o sistema constituído de placas de plexiglas empilhadas com inclusão de microfissuras arredondadas (discos de borrachas). Os gráficos são referentes aos registros realizados em ambientes de (a) baixa,(b) média e (c) alta frequências.

Como podemos perceber as complacências mostram-se dependentes principalmente da frequência das fontes. No entanto no caso de alta frequência onde a condição de meio efetivo não é satisfeita, a compliância E_N apresenta um valor extremamente baixo.

Consequentemente, a condição de escorregamento linear (Schoenberg, 1980) não pode ser aplicada, tendo em vista que a condição $(C_{11} - C_{13}) \geq 2C_{66}$ não está sendo satisfeita (ver Figura 6.15(c)). Além disso, para faixas de média e alta frequência em regime de sobrecarga além de 9 MPa, $E_N = E_T$.

6.1.6 Comparação entre a densidade de fissuras calculada e estimada

Um tipo de abordagem usada para estimar a densidade de fissuras foi feita a partir de Schoenberg e Douma (1988). Eles mostraram que a partir das densidades de fissuras (e) e do parâmetro anisotrópico γ é possível estimar as complacências E_N e E_T a partir das relações

$$E_N = \frac{4}{3\gamma[1-\gamma]}e \tag{6.7}$$

e

$$E_T = \frac{16}{3\gamma[3-2\gamma]}e. \tag{6.8}$$

Usando os valores das complacências mostradas na Figura 6.20 e os valores de γ mostrado na Figura 6.16 estimamos a densidade de fraturas e em seguida comparamos com calculado experimentalmente a partir do modelo. O resultado dessa comparação com dado experimental pode ser visualizado na Figura 6.21a.

Como pode ser observado, na Figura 6.21b o erro diminui com o aumento da pressão uniaxial. E esse erro começa a diminuir a partir da pressão de 9 MPa. Mostrando que os nosso resultado experimental apresenta uma boa concordância com as relações lineares de complacências proposta por Schoenberg e Douma (1988).

Referente aos resultados mostrados neste capítuli o artigo mostrado no Apêndice D foi submetido para *Geophysical Prospecting*. Alguns dos resultados mostrado naquele artigo já foram descritos neste capítulo. No entanto, outras análises assim como outros resultados não mostrados nesta tese, complementam algumas discussões levantadas para esse modelo anisotrópico composto de placas de plexiglas empilhadas e com a inclusão de discos borrachas.

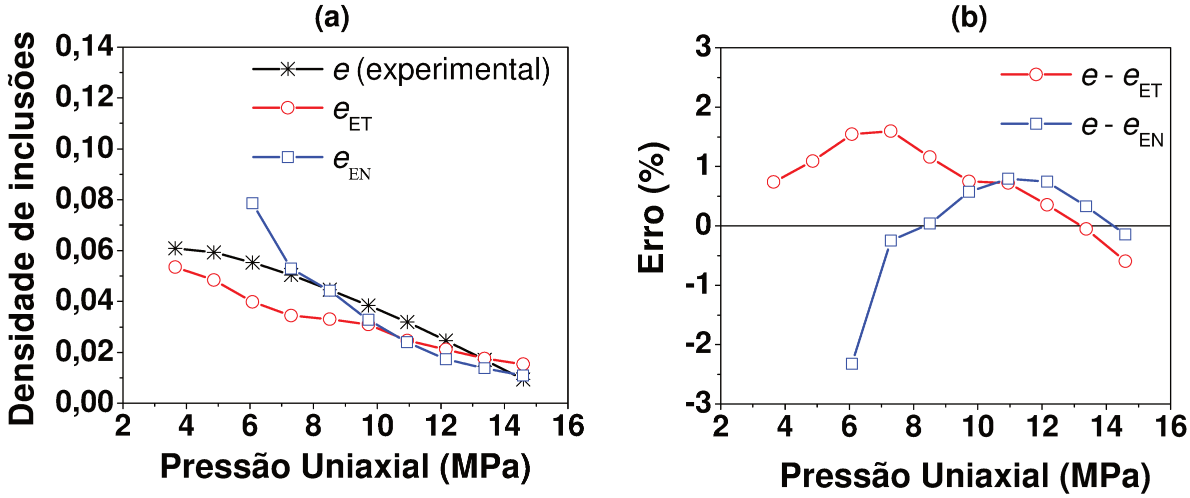


Figura 6.21: (a) Comparação entre a densidade fissura (medida experimentalmente) e as estimadas a partir das equações (6.7) e (6.8). (b) Erros entre os valores estimados e valor encontrado experimentalmente.

6.2 Discussões abrangendo aspectos gerais

Alguns aspectos importantes gerais à respeito do resultados experimentais mostrados nesta seção merecem ser ressaltados:

1- No ambiente, de baixa frequência as velocidades de propagação na direção Z (P e S) apresentaram valores bem distintos nos casos de ausência e presença de inclusões. No entanto, o comportamento dos parâmetros anisotrópicos γ e ε mostraram valores muito similares em ambiente de alta pressão uniaxial, ou seja: $\gamma_{si} \approx \gamma_{ci}$ e $\varepsilon_{si} \approx \varepsilon_{ci}$ (si significa sem inclusão enquanto ci significa com inclusão). Esse interessante comportamento leva-nos a perceber que mesmo após a inclusão de fissuras em um meio que apresenta anisotropia do tipo transversalmente isotrópico, um comportamento linear prevalece.

2- Um comportamento linear também pode ser observado para as complacências (E_N e E_T) as quais também valores similares no caso de alta pressão uniaxial aplicada. Embora estes apresentem valores bem distintos para caso de sobrecarga uniaxial é menor.

3- Algum resposta física relacionada ao intervalo de pressão uniaxial entre 9 e 10 MPa foi observado para os resultados obtidos principalmente no regime de frequências baixa e intermediária. Acreditamos que essa pequena mudanças observadas em alguns gráficos seja devido ao ponto que os espaços vazios entre as imperfeições das camadas (placas) são reduzido, e assim o quantidade de ar existente dentro do modelo é expulsa do modelo.

4- De todas as frequências usadas para investigação dos meios com e sem fissuras, a alta frequência foi a que menos descreveu o comportamento real da anisotropia daqueles meios. Nesse ambiente independente da magnitude da pressão aplicada, os parâmetros anisotrópicos γ e ε assim como as complacências (E_N e E_T) mostram sempre valores similares para os casos da presença e ausência de fissuras. Ou seja, nesse ambiente conclusões à respeito do comportamento anisotrópico não podem ser mesuráveis com precisão.

5- A estimativa da densidade de fissura pode ser obtida tanto a partir das complacências (E_N e E_T) usando as relações matemáticas Sequações (6.5) e (6.6) propostas por Schoenberg e Douma (1988). No entanto, como foi mostrado na Figura 6.21, o melhor ajuste com o valor experimental aconteceu para a complacência tangencial (E_T). Pela sua relação com a onda S, E_T é mais sensível a distensão tangencial das inclusões entre as camadas. Em outras palavras , esse tipo de complacência apresenta-se mais sensível a distribuição efetiva das fissuras dentro do modelo.

7 Conclusões e perspectivas

Nesse trabalho diversas conclusões a respeito de meios anisotrópicos fraturados foram obtidos baseadas em uma abordagem experimental com ambientes controlados. Procurando ser fiel às estruturas geológicas que exibem comportamento anisotrópico, construímos modelos anisotrópicos com diferentes simetrias em escala reduzida. Esses modelos por sua vez foram projetados e construídos nas instalações existentes no AGL. Através do moderno sistema de aquisição sísmica ultrassônica coletamos uma série de dados sísmicos os quais foram analisados em diversos aspectos.

Embora nos últimos anos, um progresso substancial tenha sido feito no desenvolvimento de técnicas capazes de estimar a distribuição de densidades de fissuras, a estimativa exata ou aproximada das orientação de fissuras ou fraturas continua sendo almejada. Embora a estimativa de orientações de fissuras tenha um papel fundamental no caso da exploração de reservatórios fraturado, os pressupostos principais usados para determinar as distribuições das fissuras na subsuperfície, ainda continuam pouco compreendidos. Nesse caso, experimentos ultrassônicos realizados neste estudo mostraram o quão a modelagem física torna-se uma ferramenta valiosa capaz de proporcionar um aumento do nosso conhecimento a respeito de meios anisotrópicos fraturados sob a investigação de ondas elásticas.

No primeiro estudo experimental investigamos a influência da frequência das fontes em meios anisotrópicos contendo disco de borrachas alinhados. Os resultados mostraram que a birrefringência da onda S é fortemente dependente da frequência da fonte em relação ao tamanho e as densidades das fissuras. Na faixa de baixa frequência, ambiente onde o meio efetivo domina, foi mostrado o quanto a magnitude da birrefringência foi mais evidente do que resultados obtidos para frequências mais altas. Para comprimentos de onda muito pequeno em relação ao tamanho das fissuras a magnitude da birrefringência diminui drasticamente. Essa birrefringência também foi maior para o caso em que as fissuras eram maiores e de menor densidade. Com o uso do filtro de baixa frequência no dado de alta frequência o surgimento de uma birrefringência de pequena magnitude foi observada. No entanto esse valor não se comparou com a birrefringência encontrada para baixa frequência. Dessa maneira a sugestão de filtragem, como feito por Assad et al. (1992) em sismogramas de alta frequência, não foi possível recuperar os sismogramas relacionados a baixa frequência.

Também no estudo realizado para os modelo M2, M3 e M4, o efeito de dispersão mostrou-se mais efetivo para a polarização S_2 do que a S_1. Esse efeito dispersivo também foi predominante no regime em que o comprimento da fissura é menor ou da mesma ordem que os comprimentos de onda utilizados na investigação. Além disso, quanto menor a frequência da fonte, mais acentuado foi o efeito dispersivo. Ao contrário do comportamento esperado para birrefringência da onda S, a polarização S_1 parece ser mais influenciada pelo efeito de espalhamento do que a S_2 no regime em que o tamanho da fissura é maior do que o comprimento de onda. A partir dessa verificação experimental dos nosso resultados, em ambientes de alta frequência, o parâmetro de abertura da fissura pode ser menos relevante do que o tamanho individual da fissura. Experimentos realizados no modelo M4, o qual apresentava densidade e abertura das fissuras constante, também mostrou que em ambiente de alta frequência o parâmetro de anisotropia γ aumentou no caso em que o tamanho da fissura diminuiu.

Nesse mesmo trabalho, a partir das nossa medidas ultrassônicas fomos capazes de estabelecer uma ordem de importância dos possíveis parâmetros físicos em relação à propagação de ondas cisalhantes. No caso de baixa frequência, os resultados mostraram que a espessura (abertura) da fissura é o parâmetro mais relevante, seguido pela densidade de fissuras. Já o tamanho da fissura pareceu ter a menor influência nas velocidades das ondas cisalhantes. Mesmo no caso de baixa frequência, onde o meio se comporta como um meio efetivo, o parâmetro anisotrópico γ não dependeu fortemente do tamanho da fissura. Porém em ambiente de alta frequência, a influência do tamanho da fissura mostrou ser mais efetiva.

O segundo estudo experimental apresentado nesta tese baseou-se em um modelo fraturado exibindo um conjunto de distribuição de fissuras com diferentes orientações. Através da integração da técnica de relação cruzada com a análise dos parâmetros anisotrópicos, fomos capazes de estimar a orientação de fissuras naquele modelo apenas no caso em que a propagação da onda S se deu perpendicular ao plano de acamamento das fissuras. Os valores de mínimos e máximos da birrefringência das ondas cisalhantes em função da polarização fonte identificou corretamente as orientações das fissuras, e permitiu a detecção das zonas de transição onde não existe uma única orientação. A análise de correlação cruzada permitiu extrair de maneira confiável os valores de birrefringência que foi observada pela análise do parâmetro γ. Além disso, os nossos resultados também mostraram que a onda S é mais capaz do que a onda P no caso de estimativa de orientação de fissuras.

Para estimativa de distribuição e orientação de grupo de fissuras, a modelagem física sísmica mostra-se como uma importante ferramenta para investigar esses tipos de meios. Dessa maneira, novas investigações unificando a correlação cruzada e análise de parâmetros anisotrópicos merecem ser realizadas em outros modelos anisotrópicos sintéticos com ângulos de orientações diferindo-se de 0°, 45° e 90°.

Os outros resultados obtidos através dos experimentos de meios anisotrópicos fraturados e fissurados possibilitaram investigar a influência de parâmetros físicos (razão de aspecto, espessura e densidade) na birrefringência da onda S, assim como efeito de espalhamentos devido as altas frequências. Modelos transversalmente isotrópico fissurados submetidos a uma tensão uniaxial foram medidos com diferentes faixas de comprimentos de ondas. Efeitos nos parâmetros anisotrópicos de Thomsen assim como nas complacências normal e tangencial foram analisados.

Com o desenvolvimento de um novo aparato experimental, realizamos uma série de medidas ultrassônicas em ambientes de alta pressão que nos proporcionou entender melhor um meio ortorrômbico acamadado em ambiente de sobrecarga estática. Ainda usando este equipamento, estudamos um meio TIV sintético (constituído de placas de plexiglas empilhadas) que, a priori, exibia um anisotropia do tipo TI devido ao acamamento de finas camadas isotrópicas. Objetivando modificar as características desse modelo, cujas propriedades já são estabelecidas na literatura, intercalamos entre as placas de plexiglas pequenos disco de borrachas as quais exibem um módulo de cisalhamento muito baixo quando comparado ao arcabouço (meio encaixante tipo TI). As medições ultrassônicas das ondas P e S neste terceiro experimento determinou uma gama de resultados relacionados a anisotropia e o excesso de complacência das fraturas. Estas medidas foram repetidas sob diferentes pressões nos dois casos: fraturas acamadadas e fraturas acamadadas. Nosso resultados mostraram que mesmo no caso em que do modelo de fraturas + fissuras acamadadas mostraram um excesso de complacência para baixas pressões, com aumento da pressão de sobrecarga esse excesso foi reduzido de tal forma que os valores das complacências e os parâmetros anisotrópicos se tornaram semelhantes aos exibidos apenas pelo modelo formado por placas de plexiglas empilhadas sem as inclusões. Isso mostrou que nesse caso não é possível distinguir um meio formado por micro ou macro fissuras em ambientes de alta pressão, mesmo que as complacências iniciais fossem diferentes. No entanto, isso só foi verificado no caso de meio efetivo, ou seja, grandes comprimentos de ondas comparado com a espessura individual das fissuras.

Além dessas três abordagens citadas e descritas ao longo da tese, outros trabalhos foram publicados e estão sendo submetidos em relação a meios fraturados usando a técnica de gravura de fissura por laser. Investigações do comportamento de difrações em domínios do tempo e profundidade foram publicados para meios isotrópicos.

7.1 Investigações futuras

Embora estes resultados tenham sido analisados para a maioria dos registros ultrassônicos coletados no AGL, novas análises precisam ser efetuadas para as diferentes frequências de fonte (baixa, intermediária e alta frequência) que foram usadas na investigação dos modelos fissurados mostrados nos capítulos anteriores. Além das análises realizadas, pretendemos também efetuar uma modelagem inversa dos parâmetros anisotrópicos (γ, ε e δ) obtidos usando os valores experimentais.

Outra continuação desse trabalho que pode ser feito a longo prazo, seria a construção de mais modelos no AGL. Para isto, pretendemos construir outras amostras com fissuras apresentando variações de tamanhos e densidade de fissuras fixa e a outra abordagem seria fixar o tamanho e variar a densidade. Dessa forma, poderemos analisar com mais detalhes a influência de cada característica física das fissuras na propagação de ondas sísmica com diferentes frequências dominantes.

Sobre o modelo anisotrópico apresentando fraturas multidirecionais, novos modelos podem ser feitos contendo outras direções preferências diferentes de 0, 45 e 90°. Além disso, novas análises podem ser realizadas usando outras técnicas para estimar direções de fraturas para dados de transmissão e reflexão. No modelo TIV formado por “placas de plexiglas” e “placas de plexiglas mais inclusões de discos de borrachas”, análises sobre a estimativa da razão de aspecto a partir dos parâmetros elásticos também pode ser realizada. Da mesma forma, a inversão dos parâmetros anisotrópicos pode ser efetuada com o objetivo de obter os pulsos ultrassônicos para cada pressão uniaxial aplicada em cada intervalo de frequência ultrassônica.

8 Referências Bibliográficas

Referências Bibliográficas

ASSAD, J. M. The effect of orthorhombic anisotropy and its implication for oil recovery and reservoir exploitation. **Geophysical Prospecting**, v. 53, n. 1, p.121–129, 2005.

ASSAD, J. M.; MCDONALD, J. A.; TATHAM, R. H. et al. Elastic wave propagation in a medium containing oriented inclusions with a changing aspect ratio: A physical model study. **Geophysical Journal International**, v. 125, n. 1, p.163–172, 1996.

ASSAD, J. M.; TATHAM, R. H.; MCDONALD, J. A. A physical model study of microcrack-induced anisotropy. **Geophysics**, v. 57, n. 12, p.1562–1570, 1992.

ASSAD, J. M.; TATHAM, R. H.; MCDONALD, J. A. et al. A physical model study of scattering of waves by aligned cracks: Comparison between experiment and theory1. **Geophysical Prospecting**, v. 41, n. 3, p.323–339, 1993.

BACKUS, G. E. Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, p.3429–3439, 1965.

BAKULIN, A.; GRECHKA, V.; TSVANKIN, I. Estimation of fracture parameters from reflection seismic data. Part III: Fractured models with monoclinic symmetry. **Geophysics**, v. 65, p.1818–1830, 2000.

BERRYMAN, J. G. Long-wave elastic anisotropy in transversely isotropic media. **Geophysics**, v. 44, p.896–917, 1979.

BLUM, T. E.; SNIEDER, R.; VAN WIJK, K. et al. Theory and laboratory experiments of elastic wave scattering by dry planar fractures. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, p.1–11, 2011.

BROWN, R. J.; LAWTON, D. C.; CHEADLE, S. P. Scaled physical modelling of anisotropic wave propagation: multioffset profiles over an orthorhombic medium. **Geophysical Journal International**, v. 107, n. 3, p.693–702, 1991.

BUCKINGHAM, E. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. **Physics Review**, v. 4, p.345–376, 1914.

BURNS, D. R.; WILLIS, M. E.; TOKSOZ, M. N. et al. Fracture properties from seismic scattering. **The Leading Edge**, v. 26, n. 9, p.1186–1191, 2007.

CARCIONE, J. M.; HERMAN, G. C.; TEN KROODE, A. P. E. Seismic modeling. **Geophysics**, v. 67, n. 4, p.1304–1325, 2002.

CHEADLE, S. P.; BROWN, R. J.; LAWTON, D. C. Orthorhombic anisotropy: A physical seismic modeling study. **Geophysics**, v. 56, n. 10, p.1603–1613, 1991.

COATES, R. T.; SCHOENBERG, M. Finite-difference modeling of faults and fractures. **Geophysics**, v. 60, p.1514–1526, 1995.

CRAMPIN, S. A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media. **Wave Motion**, v. 3, n. 4, p.343–391, 1981.

———,. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, v. 76, n. 1, p.135–145, 1984.

DELLINGER, J.; VERNIK, L. Do traveltimes in pulse-transmission experiments yield anisotropic group or phase velocities? **Geophysics**, v. 59, p.1774–1779, 1994.

DOUMA, J.; HELBIG, K. What can the polarisation of shear waves tell us? **First Break**, v. 5, n. 3, p.95–104, 1987.

DVORKIN, J. P. Can gas sand have a large poissonâs ratio? **Geophysics**, v. 73, n. 2, p.E51–E57, 2008.

EBROM, D. A.; SHERIFF, R. E., Anisotropy and reservoir development, in sheriff, r. e: SEG, Tulsa. Reservoir Geophysics, 1192.

FRENCH, W. S. Two-dimensional and three-dimensional migration of model-experiment reflection profiles. **Geophysics**, v. 39, n. 3, p.265–277, 1974.

GALVIN, R. J.; GUREVICH, B.; SAYERS, C. M. Fluid-dependent shear-wave splitting in a poroelastic medium with conjugate fracture sets. **Geophysical Prospecting**, v. 55, n. 3, p.333–343, 2007.

GARDNER, G. H. F.; FRENCH, W. S.; MATZUK, T. Elements of migration and velocity analysis. **Geophysics**, v. 39, n. 6, p.811–825, 1974.

GOMES, E. N. S.; COSTA, J. C.; DOS SANTOS PROTÁZIO, J. et al. Estimation of fractures orientation from qp reflectivity using multiazimuthal avo analysis. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 20, n. 3, p.163–170, 2002.

GRECHKA, V.; CONTRERAS, P.; TSVANKIN, I. Inversion of normal moveout for monoclinic media. **Geophysical Prospecting**, v. 48, p.577–602, 2000.

HELBIG, K., Foundations of anisotropy for exploration seismics: Ed. Pergamon. Handbook of Geophysical Exploration, 1994.

HELLER, V. Scale effects in physical hydraulic engineering models. **Journal of Hydraulic Research**, v. 49, n. 3, p.293–306, 2011.

HSU, C.-J.; SCHOENBERG, M. Elastic waves through a simulated fractured medium. **Geophysics**, v. 58, n. 7, p.964–977, 1993.

HUDSON, J. A. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, v. 64, n. 1, p.133–150, 1981.

———,. The effect of fluid pressure on wave speeds in a cracked solid. **Geophysical Journal International**, v. 143, n. 2, p.302–310, 2000.

HUDSON, J. A.; POINTER, T.; LIU, E. Effective-medium theories for fluid-saturated materials with aligned cracks. **Geophysical Prospecting**, v. 49, n. 5, p.509–522, 2001.

HUGHES, S. A., Physical models and laboratory tecnhiques in coastal engineering: World Scientific, 1993.

KACHANOV, M. Effective elastic properties of cracked solids; critical review of some basic concepts. **Appl. Mech. Rev**, v. 45, n. 8, p.304–335, 1992.

KLINE, J. S., Similitude and approximation theory: Springer-Verlag, 1986.

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M., Theory of elasticity: Pergmon Press, 1970.

LIU, E.; HUDSON, J. A.; POINTER, T. Equivalent medium representation of fractured rock. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. B2, p.2981–3000, 2000.

LURIE, A. I., Theory of elasticity: Springer, 2005.

MAH, M.; SCHMITT, D. R. Experimental determination of the elastic coefficients of an orthorhombic material. **Geophysics**, v. 66, n. 4, p.1217–1225, 2001.

MARION, D.; MUKERJI, T.; MAVKO, G. Scale effects on velocity dispersion: From ray to effective medium theories in stratified media. **Geophysics**, v. 59, n. 10, p.1613–1619, 1994.

MAULTZSCH, S.; CHAPMAN, M.; LIU, E. et al. Modelling frequency-dependent seismic anisotropy in fluid-saturated rock with aligned fractures: implication of fracture size estimation from anisotropic measurements. **Geophysical Prospecting**, v. 51, n. 5, p.381–392, 2003.

MELIA, P. J.; CARLSON, R. L. An experimental test of P-wave anisotropy in stratified media. **Geophysics**, v. 49, n. 4, p.374–378, 1984.

MUSGRAVE, M. J. P., Crystal acoustics: Holden-Day, 1970.

NAKAGAWA, S.; SCHOENBERG, M. A. Poroelastic modeling of seismic boundary conditions across a fracture. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 122, p.831–847, 2007.

NELSON, R. A., Geologic analysis of naturally fractured reservoirs, second ed.: Elsevier, 2001.

PILKEY, W. D., Formulas for stress, strain, and structural matrices: Jonh Wiley & Sons, 2003.

RATHORE, J. S.; FJAER, E.; HOLT, R. M. et al. P- and S-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry. **Geophysical Prospecting**, v. 43, n. 6, p.711–728, 1995.

RUGER, A.; TSVANKIN, I. Using AVO for fracture detection: Analytic basis and practical solutions. **The Leading Edge**, v. 16, n. 10, p.1429–1433, 1997.

SADD, M. H., Elasticity: Theory, applications, and numerics, 1 ed.: Elsevier, 2004.

SAENGER, E. H. N.; SHAPIRO, S. A. Effective velocities in fractured media: a numerical study using the rotated staggered finite-difference grid. **Geophysical Prospecting**, v. 50, p.183–194, 2002.

SAYERS, C. M. Misalignment of the orientation of fractures and the principal axes for p and s waves in rocks containing multiple non-orthogonal fracture sets. **Geophysical Journal International**, v. 133, n. 2, p.459–466, 1998.

———,. Fluid-dependent shear-wave splitting in fractured media. **Geophysical Prospecting**, v. 50, p.393–401, 2002.

———,. Introduction to special section: Fractures. p., 1102–1105, 2007.

SAYERS, C. M.; KACHANOV, M. Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. B3, p.4149–4156, 1995.

SCHAKEL, M. D.; SMEULDERS, D. M. J.; SLOB, E. C. et al. Seismoelectric interface response: Experimental results and forward model. **Geophysics**, v. 76, n. 4, p.N29–N36, 2011.

SCHOENBERG, M. Elastic wave behavior across linear slip interfaces. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 68, n. 5, p.1516–1521, 1980.

———,. Reflection of elastic waves from periodically stratified media with interfacial slip. **Geophysical Prospecting**, v. 31, n. 2, p.265–292, 1983.

SCHOENBERG, M.; DOUMA, J. Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks1. **Geophysical Prospecting**, v. 36, n. 6, p.571–590, 1988.

SCHOENBERG, M.; SAYERS, C. M. Seismic anisotropy of fractured rock. **Geophysics**, v. 60, n. 1, p.204, 1995.

SHAW, R. P., Understanding the micro to macro behaviour of rock-fluid systems: The Geological Society of London, 2005.

SIL, S.; SRIVASTAVA, R. P.; SEN, M. K. Observation of shear-wave splitting in the multicomponent node data from atlantis field, Gulf of mexico. **Geophysical Prospecting**, v. 58, n. 6, p.953–964, 2010.

STEWART, R. R.; DYAUR, N.; OMOBOYA, B. et al., 2011, ,: p.2865–2869.

THOMSEN, L. Weak elastic anisotropy. **Geophysics**, v. 51, n. 10, p.1954–1966, 1986.

———,. Seismic anisotropy. **Geophysics**, v. 66, n. 1, p.40, 2001.

TILLOTSON, P.; CHAPMAN, M.; BEST, A. I. et al. Observations of fluid-dependent shear-wave splitting in synthetic porous rocks with aligned penny-shaped fractures. **Geophysical Prospecting**, v. 59, n. 1, p.111–119, 2011a.

TILLOTSON, P.; SOTHCOTT, J.; BEST, A. I. et al. Experimental verification of the fracture density and shear-wave splitting relationship using synthetic silica cemented sandstones with a controlled fracture geometry. p., 1–10, 2011b.

TOD, S. R. The effects on seismic waves of interconnected nearly aligned cracks. **Geophysical Journal International**, v. 146, n. 1, p.249–263, 2001.

———,. The effects of stress and fluid pressure on the anisotropy of interconnected cracks. **Geophysical Journal International**, v. 149, n. 1, p.149–156, 2002.

TOD, S. R.; HUDSON, J. A. Continuity conditions for a fault consisting of obliquely aligned cracks. **Geophysical Journal International**, v. 144, n. 3, p.679–684, 2001.

TSVANKIN, I. Anisotropic parameters and p-wave velocity for orthorhombic media. **Geophysics**, v. 62, n. 4, p.1292, 1997.

———,, Seismic signatures and analysis of reflection data in anisotropic media: Ed. Pergamon, **29**, 2001.

VAVRYcUK, V. Real ray tracing in anisotropic viscoelastic media. **Geophysical Journal International**, v. 175, p.617–626, 2008.

VIRIEUX, J.; CALANDRA, H.; PLESSIX, R.-É. A review of the spectral, pseudo-spectral, finite-difference and finite-element modelling techniques for geophysical imaging. **Geophysical Prospecting**, v. 59, p.794–813, 2011.

WEI, J. A physical model study of different crack densities. **Journal of Geophysics and Engineering**, v. 1, n. 1, p.70–76, 2004.

WILD, P. Practical applications of seismic anisotropy. **First Break**, v. 29, p.117–124, 2011.

WILLIS, M. E.; BURNS, D. R.; RAO, R. et al. Spatial orientation and distribution of reservoir fractures from scattered seismic energy. **Geophysics**, v. 71, n. 5, p.O43–O51, 2006.

WINTERSTEIN, D. How shear-wave properties relate to rock fractures: Simple cases. p., 21–28, 1992.

ZHANG, J. Elastic wave modeling in fractured media with an explicit approach. **Geophysics**, v. 70, p.T75–T85, 2005.

A

Parâmetros físicos dos modelos fissurados e fraturados

A.1 Modelos M-1, M-2, M-3 e M-4

Nesta seção são mostrados os parâmetros físicos dos modelos M-1, M-2, M-3 e M-4. Estes são formados de uma matriz sólida de resina epóxi (modelo M-1) e matriz sólida de resina epóxi com inclusões de discos de borrachas (modelos M2, M3 e M4, ver a Figura 3.1). A Tabela A.1 mostra as características desses modelos.

Model	Dens. de fissuras(%)	Compr. usado na medida (cm)	Num. de camadas	Diâm. das fissuras (cm)	Aber. das fissuras (cm)	Fissuras por camada
M1	Isotropico	7.31 ± 0.02	0	-	-	
M2	4.5	7.29 ± 0.02	10	0.7	0.091	36
M3	3.8	7.32 ± 0.02	17	0.4	0.051	90
M4-1	6.0	7.64 ± 0.02	10	0.7	0.091	30
M4-3	5.2	7.74 ± 0.02	10	0.44	0.091	80
M4-5	5.2	7.74 ± 0.02	10	0.32	0.091	100

Tabela A.1: Parâmetros físicos das inclusões e da matriz sólida de resina epóxi para os modelos M1, M2, M3 and M4.

A.2 Modelo M-5

Embora nenhuma análise tenha sido realizada nos dados obtidos para modelo M-5 (ver Figura 3.2), a Tabela A.2 mostra as características das inclusões presente nesse modelo. O tamanho total desse modelo é 8 cm x 7.28 cm x 7.5 cm.

Modelo M-5	Densidade	Comprimentos			Número	
		L_X (cm)	L_Y (cm)	L_Z (cm)	de camadas	
Fissuras (%)	3.1	0.44 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.05 ± 0.001	31	25
Fraturas (%)	21	7.05 ± 0.02	5.08 ± 0.02	0.10 ± 0.01	1	26

Tabela A.2: Parâmetros físicos do modelo fraturado e fissurado M-5.

A.3 Modelo M-6

A Tabela A.3 mostra os parâmetros físicos do modelo M6 que foi mostrado Figura 3.3. Esse modelo apresenta um tamanho total de aproximadamente 12 cm x 7.8 cm x 7.5 cm.

Modelo	Densidade de fissuras (%)	Compr. usado na medida (cm) L_Z	L_Y	Fissuras por camada	Comp. das fissuras(cm)	Aber. das fissuras(cm)
M5-1	4.5	7.56 ± 0.02	7.89 ± 0.02	36	0.8	0.2
M5-3	4.5	7.56 ± 0.02	7.89 ± 0.02	36	0.8	0.2
M5-5	4.5	7.59 ± 0.02	7.81 ± 0.02	36	0.8	0.2

Tabela A.3: Parâmetros físicos do modelo fraturado M-6. O número de camadas no modelo foram 10 camadas para todas as regiões.

B

Cálculo do módulo de elasticidade

Baseado nas curvas de tensão **versus** deformação, mostrados na Figura B.1, calculamos o módulo de Young do modelo constituído de apenas de plexiglas e do modelo plexiglas+borrachas. No caso do modelo constituído apenas com placas de plexiglas empilhadas temos que o módulo de Young equivalente é denotado por $E^z_{eqv_{plex}}$. Usando a lei de Hooke no qual é considerada apenas a influência da tensão uniaxial temos

$$\sigma_z = E^z_{eqv_{plex}} \varepsilon_z, \tag{B.1}$$

onde ε_z é a deformação no eixo vertical. Medidas experimentais mostraram que o valor da deformação nos eixos horizontais são muito pequenos e nesse caso podemos assumir que $\varepsilon_z \gg \varepsilon_{x,y}$.

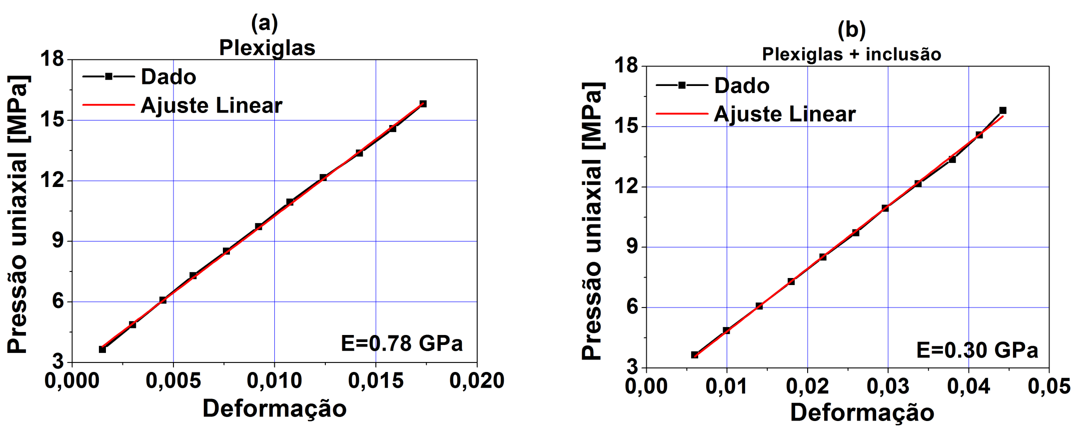


Figura B.1: Curvas de tensão versus deformação do modelo constituído apenas por (a) placas de plexiglas empilhadas (b) e placas de plexiglas empilhadas mais intercaladas com inclusões de pequenos discos de borrachas.

Através de um ajuste linear mostrado na Figura B.1a temos que o módulo de Young para o conjunto constituído das 55 placas de plexiglas é $E^z_{eqv_{plex}} = 0.78$ GPa. No entanto, considerando que após a atuação da tensão aplicada as placas voltam para condição inicial, tendo em vista que estamos trabalhando no regime elástico, podemos considerar esse modelo como um conjunto de osciladores harmônicos em série, o qual pode ser representado matematicamente por

$$\frac{1}{E^z_{eqv_{plex}}} = \frac{N_{pla}}{E_{plex}}. \tag{B.2}$$

onde N_{pla} é o número total de placas empilhadas e E_{plex} é o módulo de elasticidade do material plexiglas. Substituindo os valores de $E^z_{eqv_{plex}}$ e N_{pla} e na equação (B.2) temos que $E_{plex} = 42.9$ GPa. Esse valor para E_{plex} condiz ao valor encontrado em Pilkey (2003, pag. 188).

Fazendo um ajuste linear na curva mostrado na Figura B.1b encontramos que o sistema constituído de plexiglas+inclusão (borracha) apresenta um módulo de elasticidade, $E^z_{eqv_{plex+bor}} = 0.30$. No entanto, como o modelo formado por plexiglas+borrachas também assume uma disposição em série de multi-osciladores harmônicos, a relação matemática para módulo de elasticidade do conjunto plexiglas+borrachas pode ser descrito por

$$\frac{1}{E^z_{eqv_{plex+bor}}} = \frac{1}{E^z_{eqv_{plex}}} + \frac{1}{E^z_{eqv_{bor}}}, \tag{B.3}$$

onde nesse caso substituindo os respectivos valores de $E^z_{eqv_{plex+bor}}$ e $E^z_{eqv_{plex}}$ na equação (B.3) temos que $E^z_{eqv_{bor}} = 0.506$ GPa. Vale salientar que esse módulo de elasticidade denota a magnitude do módulo de elasticidade do total de inclusões em cada camada, que nesse caso foram 30 discos de borrachas. Devido à disposição paralela das inclusões em cada camada, temos que o módulo de elasticidade para o tipo de borracha (E_{bor}) usada nesse experimento é dado por

$$E^z_{eqv_{bor}} = N_{bor} E_{bor} \tag{B.4}$$

$$E_{bor} = \frac{E^z_{eqv_{bor}}}{N_{bor}}, \tag{B.5}$$

onde N_{bor} é o número de inclusões por camada. Como $N_{bor} = 30$, temos que equação (B.5) nos fornece $E_{bor} = 0.016$ GPa. Esse valor também condiz com módulo de elasticidade da borracha mostrado em Pilkey (2003, pag. 188).

C

Meio ortorrômbico acamadado

Devido as fascinantes e complexas propriedades exibidas por meios do tipo ortorrômbico, uma série de experimentos de modelagem física foram realizados em um passado recente. Dentre estes, se destacaram experimentos feitos por Cheadle et al. (1991) o qual foi calculado pela primeira vez a matriz completa dos coeficientes elásticos para meio ortorrômbico formado por um bloco de fenolite. Mah e Schmitt (2001), também determinou experimentalmente os coeficientes elásticos de um meio ortorrômbico formado por bloco de fenolite usando diferente metodologias. Além desses, Brown et al. (1991) calculou experimentalmente velocidade de grupo e de fase para meios ortorrômbicos. Mais recente Assad (2005) realizou experimentos com meios ortorrômbicos a fim de encontrar interpretações para o comportamento de reservatórios do tipo anisotrópico fraturado.

No resumo expandido em anexo são mostrado diferentes resultados referentes ao modelo ortorrômbico acamadado imposto a uma sobrecarga uniaxial. Medidas de velocidades de ondas P e S foram realizadas e os coeficientes elásticos foram calculados. Fontes de baixas frequências foram usadas para garantir a condição de meio efetivo.

Uniaxial stress and ultrasonic anisotropy in a layered orthorhombic medium

Bode Omoboya (University of Houston), J.J.S de Figueiredo (Unicamp-Brazil and University of Houston), Nikolay Dyaur (University of Houston) and Robert R. Stewart (University of Houston)*

Summary

Studies of orthorhombic anisotropy are becoming progressively essential, especially as many sedimentary rocks are considered to have orthorhombic symmetry. To study the effect of stress in a layered orthorhombic medium, a physical modeling study using intrinsically orthorhombic phenolic boards was conducted. The experiment was designed to simulate sedimentary reservoir rocks deposited in layers with inherent orthotropic symmetry and under the influence of stress due to overlying sediments. The study also explores which geologic phenomena dominate the contortion of anisotropy under different stress tenure. The phenolic boards were coupled together with the help of a pressure device and uniaxial stress was gradually increased while time arrival and velocity measurements were repeated. Results show maximum increase in compressional and shear wave velocities ranging from 4% to 10% in different directions as a function of increasing uniaxial stress. P and S wave dependent stiffness coefficients generally increased with stress. Anisotropic parameters (extension of Thomsen's parameters for orthorhombic symmetry) generally diminished or remained constant with increasing pressure and changes ranged from 0% to 33%. We observed anisotropic behavior a priori to both orthorhombic and VTI symmetries in different principal axes of the model. Polar anisotropy behavior is due primarily to layering or stratification and tends to increase with pressure. Certain anisotropic parameters however unveil inherent orthotropic symmetry of the composite model.

Introduction

A combination of parallel vertical fractures due to regional stress and a background horizontal layering would combine to form orthorhombic symmetry. Due to fact that these two geologic phenomena (horizontal layering/stratification and regional stress) are widespread, orthorhombic symmetry may be a truly realistic anisotropic earth model for reservoir characterization. This paper considers the effect of simulated overburden pressure on phase velocity, stiffness coefficients and anisotropic parameters in a layered orthorhombic medium. The layered medium consists of 55 1.5mm thick phenolic slabs or boards coupled together with a pressure apparatus. Figure 1 is a snapshot of the composite model showing all dimensions and principal directions. Phenolic CE is an industrial laminate with intrinsic orthorhombic symmetry.

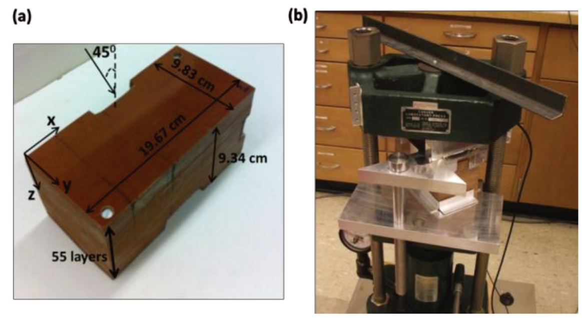


Figure 1: Snapshot of physical model and experimental setup, (a) Phenolic model showing all principal directions (b) AGL designed pressure apparatus with phenolic model embedded

Scaled ultrasonic seismic measurements were taken in radial, sagittal and traverse directions on all block faces, travel times were picked directly from a digital oscilloscope and inverted for compressional and shear wave velocities as well as anisotropic parameters. Uniaxial stress was gradually increased and all measurements were repeated. The experiment was designed to simulate earth-like intrinsically anisotropic rocks buried in layers and so under the influence of pressure from overburden sediments. Previous measurements by Pervukhina and Dewhurst (2008) showed the relationship between anisotropic parameters and mean effective stress in transversely isotropic shale core samples. In this experiment, we extend a similar approach to a physical model of orthotropic symmetry. In a seismic physical modeling experiment, an attempt is made at estimating the seismic response of a geologic model by measuring the reflected or transmitted wave field over the scaled model (Ebrom and McDonald, 1994). The scaling is on travel time and consequently wavelength but all other wave attributes such as velocity remain intact. In physical modeling, it is assumed with a fair degree of accuracy that the physics of elastic wave propagation in the physical model is the same as the real world. This could be explained by infinitesimal strain elastic wave theory (Ebrom and McDonald, 1994). The main objectives of this experiment are as follows:

1) To explore the effect of stress on anisotropy in an inherently anisotropic medium.
2) To explore which physical phenomena (horizontal layering/stratification or vertical fractures) dominates the character of anisotropy as uniaxial stress increases. Our results show anisotropic behavior ascribable to both orthorhombic symmetry and VTI symmetry due to

layering. Anisotropic behavior attributable to polar anisotropy tends to increase with increasing uniaxial stress

Experimental Set-up

The 55 phenolic boards were bound together by an AGL fabricated pressure device connected to pressure and strain gauges. Figure 2 is a schematic of the experimental setup. The principal axes of the composite model are labelled X, Y and Z; with Z being the direction perpendicular to layering (or sedimentation/stratification in a real earth case). The Z direction is also the direction of much interest to exploration geophysics. In comparison to other orthorhombic anisotropy publications, (some publications label principal axes as 1, 2 and 3 axes) X=1, Y=2 and Z=3. The thickness of the phenolic boards ranged from 1.4 mm to 1.7 mm. Before the commencement of travel time measurements, density measurements were taken and a strain test was conducted mainly to test the elastic strength of the composite model. Figure 3 shows a stress strain curve for the model. Uniaxial stress was increased from 0.05MPa to 0.5MPa; in all, 7 sets of measurements were taken. 100 kHz compressional and shear transducers were used to ensure seismic wavelength was at least 10 times the thickness of each phenolic sheet

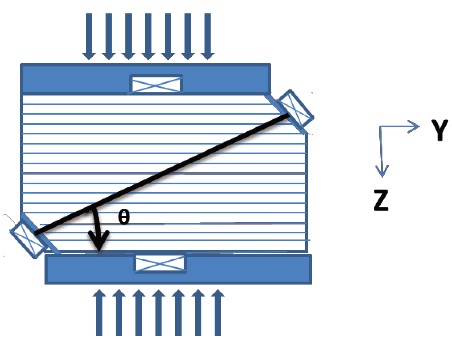


Figure 2: Schematic of experimental setup showing direction of application of stress and position of ultrasonic transducers. **θ** is the phase (wavefront) angle and it differs in different axes because the composite model is a cuboid (45^0 in ZY, 25.4^0 in ZX and 26.6^0 in XY)

The wavelength of compressional wave was measured at ~30 mm (thickness of phenolic board ~1.5 mm). In all measurements (both compressional and shear wave), $\lambda \gg H$ (λ is seismic wavelength and H is thickness of phenolic board). This was to ensure an effective seismic response from the whole model rather than scattering between layers. The source and receiver transducers were placed on opposing sides for a pulse transmission measurement. The direction of polarization of the shear transducer was varied from 0^0 to 180^0 and measurements were taken every 10^0 interval. In each case, 0^0 was shear polarization parallel to bedding plane and 90^0 was polarization perpendicular to bedding plane. Compressional and shear wave arrivals were picked directly from seismograms produced by the AGL scaled ultrasonic system with accuracy of ± 0.1μs. In this experiment, travel time measurements were inverted for phase velocities, this is because the transducers are relatively wide compared to the thickness of the model being measured (Dellinger and Vernik, 1994) .The diameter of the transducers used (both compressional and shear) is 4cm. Transducer response has also been well studied for directivity and delay time. Time arrival measurements were taken in 3 principal axes, Z (3), X (1) and Y (2). Diagonal phase velocity measurements were also taken at 45^0 in ZY axes and at two other oblique angles; 25.4^0 in ZX and 26.6^0 in XY, this is due to the fact that the composite model is a cuboid (Figure 1a). The dimension of the model is; 19.67 cm X 9.83 cm X 9.34 cm. As a result, angle dependent velocities were used across ZX and XY axes to obtain diagonal stiffness coefficients (C_{12} and C_{23}). Signal scaling factor is 1:10000. All model construction as well as ultrasonic measurements were carried out at the Allied Geophysical Laboratories (AGL) at the University of Houston.

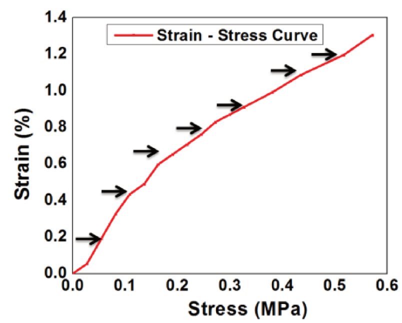


Figure 3: Stress-Strain curve for layered phenolic. Black arrows indicate chosen values for velocity and anisotropy measurements

Phase Velocity Measurements

Figure 4 shows compressional wave velocities as a function of uniaxial stress (overburden pressure) in all measured directions. Not surprisingly, P wave velocity increased with pressure in all directions. This is due to a gradual closure of space between layers in the model. P-Wave velocity in the Z direction is significantly lower than in X and Y direction due to laminate finishing of the phenolic model used. Diagonal P-Wave measurements also show an overall increase with stress. Figure 4a shows phase velocities in ZX (25.4^0), ZY (45^0) and XY (26.6^0) as it varies with stress.

Shear wave splitting was observed and recorded in all principal direction during the course of the experiment.

Uniaxial stress and anisotropy

Fast and slow shear wave arrivals were picked and inverted stiffness coefficients and anisotropic parameters. Figure 5 displays a scaled shear wave seismogram as a function of polarization angle (0^0 to 180^0 every 10^0) in 3 different stress systems (0.16MPa, 0.33MPa and 0.52MPa). Signal scaling factor is 1:10000. Notice the decrease in arrival time for both fast (S1) and slow (S2) shear waves as stress increases. Figure 6 is a plot of fast and slow shear wave velocities as uniaxial stress increases.

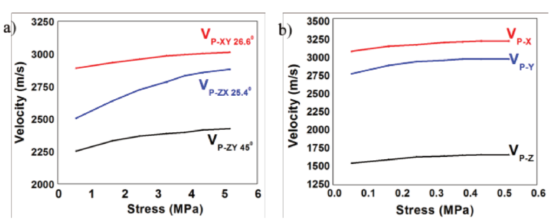


Figure 4: Compressional wave velocities as function of uniaxial stress in all measured directions. (P-wave velocity uncertainty is ± 0.15%)

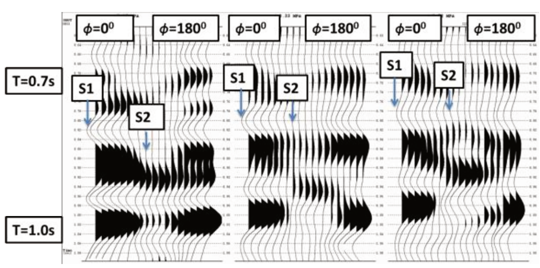


Figure 5: Shear wave seismogram, as a function of shear wave polarization (ϕ) in different stress regime (from left 0.16MPa, 0.33MPa and 0.52MPa)

It can be observed from Figure 6 that velocities of fast and slow shear waves largely increase with uniaxial stress. Also, the delay between fast and slow shear waves tends to generally diminish in all planes of measurement. However, in the Z direction, delay between fast and slow shear waves approaches a minimum; this is diagnostic of polar anisotropy (VTI). In a polar anisotropy (specifically VTI symmetry) case, $V_{s1(Z)} = V_{s2(Z)}$ because only one axis of symmetry exists.

Stiffness Coefficients

Elastic constants were derived from density and velocity measurements. P wave dependent stiffness coefficients were computed using the following equation,

$$C_{11} = \rho Vp(x)^2 \quad (1)$$

Coefficients C_{22} and C_{33} were computed using similar equations according to their corresponding principal axes. Conversely, shear wave dependent elastic constants were calculated using Tsvankin (1997) extension of Thomsen's equation for orthorhombic models. In this case, it manifests as an averaging of fast and slow shear wave velocities across adjacent axes according to the following equation,

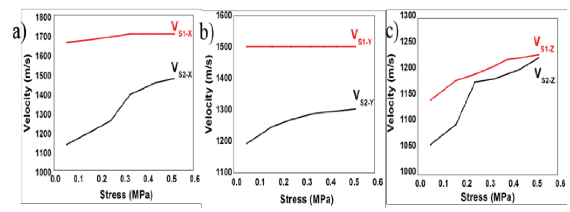


Figure 6: Fast and slow shear wave velocities in X (1), Y (2) and Z (3) direction as a function of uniaxial stress. (S-wave velocity uncertainty is ± 0.3%)

$$C_{44} = \rho\left(\frac{V_{s2(y)} + V_{s2(z)}}{2}\right)^2 \quad (2)$$

We also calculated C_{55} and C_{66} using similar approximations. Diagonal stiffness coefficients however were computed using a polar anisotropy assumption in each block face (or principal axis). Unambiguously VTI assumption in ZX and ZY axes and HTI in XY plane. Bearing in mind that we do not have exact 45^0 angles in some diagonal measurements, we have used an angle dependent form of Thomsen's (1986) equation and this eventually collapses to the more common diagonal elastic constant equations at 45^0 angles,

$$C_{13} = \left[\frac{A-B}{4\sin^2\theta\cos^2\theta}\right]^{0.5} - C_{44} \quad (3)$$

Where,

$$A = [2\rho Vp_{zx}^2 - (C_{11} + C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} + C_{44})\cos^2\theta\,]^2 \quad (3a)$$

$$B = [(C_{11} - C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} - C_{44})\cos^2\theta\,]^2 \quad (3b)$$

The equation generally decomposes to the following when $\theta = 45^0$,

$$C_{13} = \left[\frac{\left(4Vp45(zx)^2 - C_{11} - C_{33} - 2C_{44}\right)^2 - (C_{11} - C_{33})^2}{4}\right]^{0.5} - C_{44} \quad (4)$$

Similar assumptions were used to calculate C_{23} *and* C_{12} (HTI approximation was used for C_{12}). Figure 7 shows compressional and shear wave dependent as well as diagonal stiffness coefficients as a function of uniaxial stress. Once again C_{33} is low (Figure 7a) in comparison to the rest due to the nature of the phenolic material being used.

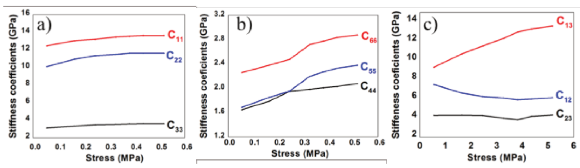


Figure 7: Stiffness coefficients as a function of uniaxial stress

Generally, within the limit of this experiment, all stiffness coefficients tend to increase with uniaxial stress (except C_{12} *and* C_{23} that tend to remain constant). Diagonal elastic constants (specifically C_{12} *and* C_{23}) remain largely constant with changing stress but C_{13} increases significantly with stress. This may be due to an unknown preferred orientation within the wave fabric of the phenolic model.

Anisotropic Parameters

In order to quantify the anisotropy in our measurements, anisotropic parameters γ *and* ε were computed using the same extension of Thomsen's parameter (Tsvankin, 1997). The equations are listed as the following,

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2}\left(\frac{V_{px}-V_{pz}}{V_{pz}}\right) = \varepsilon^1 \quad (5)$$

$$\gamma_x = \frac{1}{2}\left(\frac{Vs1(x)^2}{Vs2(x)^2} - 1\right) = \gamma^1 \quad (6)$$

Some earlier publications on orthorhombic anisotropy expressed these equations as ε^1 *and* γ^1. Figure 8 shows compressional (ε) and shear wave (γ) anisotropies as a function of uniaxial stress. Anisotropic parameter ε (Figure 8a) tends to remain constant in the limit of the experiment. The reason for the difference in ε_{yx} value is once more due to the nature of the composite phenolic material in the Z (or 3) direction. There is a large difference in compressional wave velocity in X or Y direction compared to Z which explains the large values of ε_{xz} *and* ε_{yz} compared to ε_{yx}. Anisotropic parameter γ (Figure 8b) largely diminishes with increasing stress. In the Z direction (γ_z) it tends towards zero at higher stress states. This is once again diagnostic of VTI symmetry. In a VTI polar anisotropy case, $\gamma_z = 0$

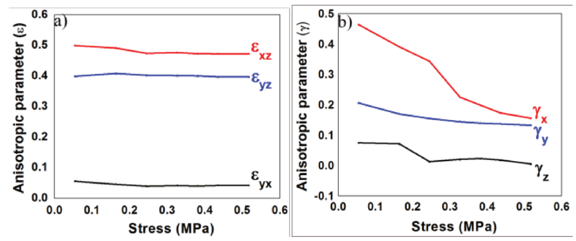


Figure 8: Anisotropic parameter ε (Compressional wave anisotropy) and γ (shear wave anisotropy) as a function of uniaxial stress

Conclusion

This experimental study has investigated changes in anisotropic parameters and stiffness coefficients in an orthorhombic medium as function of uniaxial stress. Results show that polar anisotropy (specifically VTI) symmetry appear to dominate the character of anisotropy in the Z (or 3) direction as uniaxial stress increases. This is particularly significant because this direction represents the direction normal to stratification and the plane of most interest to exploration geophysics. However, the orthotropic nature of the composite is revealed in other directions.

Acknowledgements

This physical modeling project was made possible by the financial support of Allied Geophysical Laboratories, University of Houston. The authors are grateful to Dr. Leon Thomsen and Dr. Evgeny Chesnokov for expert advice; Dr. Robert Wiley and Anoop William are also thanked for their help during the experiment

EDITED REFERENCES

Note: This reference list is a copy-edited version of the reference list submitted by the author. Reference lists for the 2011 SEG Technical Program Expanded Abstracts have been copy edited so that references provided with the online metadata for each paper will achieve a high degree of linking to cited sources that appear on the Web.

REFERENCES

Cheadle, S., J. Brown, and D. Lawton, 1991, Orthorhombic anisotropy: A physical seismic modeling study: Geophysics, **56**, 1603–1613, doi:10.1190/1.1442971.

Dellinger, J., and L. Vernik, 1994, Do traveltimes in pulse-transmission experiments yield anisotropic group or phase velocities?: Geophysics, **59**, 1774–1779, doi:10.1190/1.1443564.

Ebrom, D., J. A. McDonald, 1994, Seismic physical modeling: SEG Geophysics Reprint Series.

Pervukhina, M., D. Dewhurst, B. Gurevich, U. Kuila, T. Siggins, M. Raven, and H. M. N. Bolås, 2008, Stress-dependent elastic properties of shales: Measurement and modeling: The Leading Edge, **27**, 772–779, doi:10.1190/1.2944164.

Thomsen, L., 1986, Weak elastic anisotropy: Geophysics, **51**, 1954–1966, doi:10.1190/1.1442051.

Tsvankin, I., 1997, Anisotropic parameters and P-wave velocity for orthorhombic media: Geophysics, **62**, 1292–1309, doi:10.1190/1.1444231.

D

Efeito de excesso de complacência em meio TVI modificado

Esse apêndice corresponde ao artigo submetido para *Geophysical Prospecting*. Este trabalho é um complemento dos resultados mostrados no Capítulo 6. Nele são encontrados todas as complacências além de outro resultados mostrando a relação de meio efetivo que pode ser visto no regime de baixa frequência.

Measurements of Anisotropy and Fracture Compliances in Synthetic Fractured Media

Mehdi E. Far[1], J. J. S. de Figueiredo [2], De-Hua Han [3], Robert R. Stewart [4], John P. Castagna [5] and Nikolay Dyaur [6]

[1] Formerly University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Rock Physics Lab, Houston, Texas. Currently Lumina Geophysical LLC. Houston Texas. E-mail: mehdi.eftekhari@luminageo.com.

[2] CEP/UNICAMP, Department of Petroleum Engineering, Campinas-SP, Brazil and University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Allied Geophysical Laboratory, Houston, Texas. E-mail: jadsomjose@gmail.com.

[3] University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Rock Physics Lab, Houston, Texas, U.S.A. E-mail: dhan@uh.edu.

[4] University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Allied Geophysical Laboratory, Houston, Texas. E-mail: rrstewar@central.uh.edu.

[5] University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Houston, Texas. E-mail: jpcastagna@uh.edu.

[6] University of Houston, Department of Earth and Atmospheric Sciences, Houston, Texas. E-mail:nidyaur@gmail.com.

Abstract

Ultrasonic velocities were measured on a stack of synthetic material (plexiglass), at low (90/120 kHz, long wavelength range) and high (480 kHz, short wavelength range) frequencies. Plates were pressed together with uniaxial normal stress. These measurements were repeated under different uniaxial pressures for two cases: 1- Without circular rubber inclusions between synthetic fractures and 2- With circular rubber inclusions between fractures. Calculation of anisotropy parameters and also normal and shear interface (fracture) compliances using linear calculus show reasonable variations. Anisotropy and compliances decreases as overburden pressure increases suggesting that anisotropy is caused by compliances. At higher frequencies, synthetic fractures seem to be stiffer than at lower frequencies. For the long and short wavelength ranges, similar variations were observed for anisotropy parameters and fracture compliances.

V_S measurements in different directions show that for the case without rubber inclusions there is a good approximation of VTI medium whereas for the case with inclusions there is a significant difference between V_S travelling in directions parallel and perpendicular to the plates.

Introduction

A key step in the seismic modeling of fractured media is the choice of fracture compliance values. Laboratory and field measurements of individual fracture compliance are extremely scarce; therefore values are usually chosen based on theoretical arguments and are always highly speculative. However, the theoretical arguments seem to yield estimates which are in rough accord with field data. Given the idealizations that are necessary, of particular interest in these studies is the ratio of compliances, B_N/ B_T.

Consider the case of an open circular crack modeled as an oblate spheroid with radius a and vanishingly small aspect ratio in a homogeneous isotropic background medium with Poisson's ratio v and Young's modulus E. In the long-wavelength limit, in which the size of the cracks are assumed to be small compared to the wavelength, the specific normal and shear compliance are given by (Sayers and Kachanov, 1995):

$$B_N = \frac{16a}{3\pi E}(1-\nu^2) \qquad (1)$$

and

$$B_T = \frac{32a}{3\pi E}\frac{(1-\nu^2)}{(2-\nu)}; \qquad (2)$$

therefore, one gets

$$\frac{B_N}{B_T} = 1 - \frac{\nu}{2}. \qquad (3)$$

Asperity deformation models based on Hertz-Mindlin theory are usually used for modeling of normal and shear compliances of the fractures. Xu and King (1992) showed that asperity deformation is usually two orders of magnitude lower than the deformation of the void space between two fracture faces. This is consistent with Nagy's (1992) model which is based on the volumetric nature of the asperities entrapped between rough surfaces (Sayers, 2010).

Baik and Thompson (1984) gave the effective normal compliance B_N for Hertz-Mindlin model as:

$$B_N = \frac{4\pi a^2 cN}{3(1-\nu)}\left[2\nu\frac{\varepsilon_{11}{}^T}{\sigma_{33}} + (1-\nu)\frac{\varepsilon_{33}{}^T}{\sigma_{33}}\right] \qquad (4)$$

where υ is the isotropic background medium's Poisson's ratio, N is the number density of the ellipsoidal voids, σ_{33} is applied stress acting in the x_3 direction and $\varepsilon_{11}{}^T$ and $\varepsilon_{33}{}^T$ are the equivalent inclusion strains obtained by Baik and Thompson (1984) using the solution of Eshelby (1957). It is assumed in the derivation of the above equation that interactions between voids can be neglected (Sayers, 2010). Nagy (1992) derived the shear compliance B_T and Sayers (2010) published these equations after correcting for several misprints as follows:

$$B_T = \frac{4\pi a^2 cN}{3\mu\gamma} \qquad (5)$$

where

$$\gamma = \frac{1}{4\pi(1-\nu)}\left[(2-\nu)I + \frac{c^2}{a^2-c^2}(4\pi - 3I)\right] \qquad (6)$$

and

$$I = \frac{2\pi a^2 c}{(a^2-c^2)^{3/2}}\left[\cos^{-1}\frac{c}{a} - \frac{c}{a}\left(1-\frac{c^2}{a^2}\right)^{1/2}\right]. \qquad (7).$$

Experimental Fracture Compliance Data

Worthington (2008) collected the recent published measurements of fracture compliances (figure 1 and table 1). The horizontal axis values in figure 1 are only order-of-magnitude estimates of the average length of the fractures in each experiment. The figure indicates that compliance increases with fracture size. However, all that can be said with confidence is that values obtained from the log data and small-scale cross-hole experiments (points 3, 4, and 5) are approximately an order of magnitude larger than the laboratory data (points 1 and 2) (Worthington, 2008). There are no normal compliance estimates for fractures with lengths from a few meters to tens of meters. Experimental data therefore, provide little guidance on how fracture compliance might vary over the range of fracture sizes that are likely to have a significant influence on reservoir permeability. Point 6 is an estimate of shear compliance of a major fracture zone in the Southern North Sea (Worthington, 2008). Compliance measurements of the experimental data obtained in the present work, as will be shown later, are indicated by the red (with rubber inclusion) and green (without rubber inclusions) bars. Note that the direction of arrows shows the compliance variations as sure increases from 3 MPa to about 14 MPa (tip of arrow).

Table 1: Compilation of normal, (Z_N) and shear (Z_T) fracture compliance data (Worthington, 2008).

	Z_n (m Pa^{-1})	Z_t (m Pa^{-1})	Experiment type	Reference
1.	0.7–2.2×10^{-14}	1.3–4.4×10^{-14}	Laboratory	Lubbe et al. (2008)
2.	0.05–4.7×10^{-13}	0.01–1.6×10^{-14}	Laboratory	Pyrak-Nolte et al. (1990)
3.	0.83–3.8×10^{-13}		VSP	Hardin et al. (1987)
4.	0.25–3.5×10^{-12}		Borehole sonic log	Lubbe and Worthington (2006)
5.	2.0×10^{-12}		Crosshole: λ = 0.1 m	Myer et al. (1995)
6.		1.0×10^{-9} VSP	VSP	Worthington and Hudson (2000)

Theoretical Background

Consider an isotropic medium with parallel linear slip interfaces. A linear slip interface is defined as a model of long fractures (*i.e.*, fracture length much greater than wavelength) for which it is assumed that the displacement discontinuity vector across the interface is a linear function of the stress traction vector on the interface (e.g., Schoenberg, 1980). If there is rotational symmetry around normal to horizontal fractures (x_3), one can write (Schoenberg, 1980):

$$\begin{bmatrix} \Delta u_1 \\ \Delta u_2 \\ \Delta u_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_T & 0 & 0 \\ 0 & B_T & 0 \\ 0 & 0 & B_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{33} \end{bmatrix}. \qquad (8)$$

where non-negative B_T and B_N are specific compliances and have dimension length/stress. Following Schoenberg and Douma (1983), the five independent elastic moduli of the TI medium that is equivalent, in the long wavelength limit, to an isotropic background in which is embedded a set of long and high parallel fractures that behave as linear slip interfaces (Hsu and Schoenberg, 1993).

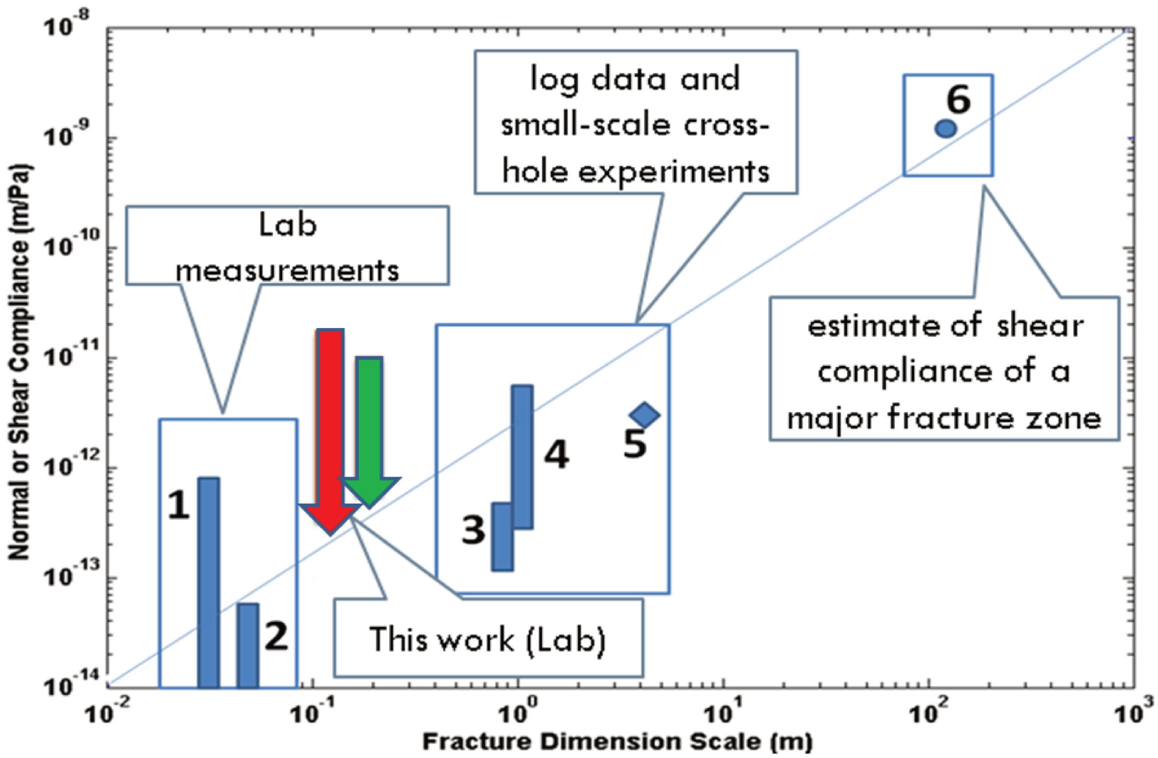


Figure 1: Compilation of laboratory and field estimates of dynamic fracture compliance. Modified from Worthington (2008). Red (with rubber inclusion) and green (without rubber inclusions) bars show the range of variations for compliance measurements in this work. Note that the direction of arrows shows the compliance variations as pressure increases from 3 MPa to about 14 MPa (tip of arrow).

Fracture parameters used to describe this TI medium are the total tangential compliance per unit width (i.e., the sum of the B_T, of all fractures in width l in the x_3 direction, divided by l, called Z_T), and the total normal compliance per unit width (i.e., the sum of the B_N, of all fractures in width l divided by l, called Z_N). l is the length of the set of fractures, which means that the calculation of Z_N and Z_T is independent of the actual interval used as long as that interval is > l. As such, the Z's have dimension l/stress. In other words Z_N and Z_T are effective (summed) normal and shear compliance of several fractures with dimension of 1/stress.

It follows from linear calculus of finely layered media (Schoenberg and Muir, 1989; Hsu and Schoenberg, 1993) that normalized dimensionless shear and normal compliances can be obtained from:

$$E_T = \mu Z_T = \frac{C_{66}}{C_{44}} - 1 \qquad (9)$$

$$E_N = (\lambda + 2\mu) Z_N = \frac{2C_{66}}{C_{33} - C_{13}} - 1 \qquad (10)$$

where E_T and E_N are non-negative dimensionless fracture compliances that express the ratios of compliance in the fractures to the corresponding compliance in the unfractured medium.

Since

$$C_{11}C_{33} - C_{13}{}^2 = 2C_{66}(C_{33} + C_{13}) \qquad (11)$$

and

$$V_{P\parallel}{}^2 = C_{11}/\rho, \quad V_{P\perp}{}^2 = C_{33}/\rho, \quad V_{S\perp}{}^2 = C_{44}/\rho, \quad V_{S\parallel}{}^2 = C_{66}/\rho, \qquad (12)$$

the vertical and horizontal measurements of shear and compressional velocities can be used to compute normal and shear compliances (after correcting for misprints in Hsu and Schoenberg, 1993):

$$E_T = \mu Z_T = \frac{V_{S\parallel}{}^2}{V_{S\perp}{}^2} - 1 \qquad (13)$$

$$E_N = (\lambda + 2\mu) Z_N = \frac{2}{(V_{P\perp}{}^2 / V_{S\parallel}{}^2) + 1 - \sqrt{1 + (V_{P\parallel}{}^2 - 2V_{S\parallel}{}^2) V_{P\perp}{}^2 / V_{S\parallel}{}^4}} - 1. \qquad (14)$$

where $Z = (\sum_{r=1}^{N} B^{(r)}) / l$

where B's are specific compliances of the interfaces (fractures) with dimension of length/stress, Z is the effective compliance of the stack of plates, with dimension of 1/stress, l is the average width of the fractures and N is the number of the fractures in the considered interval. l is much smaller than the wavelength.

Lab Measurements

In order to investigate the effect of different pressure (3-14 MPa) and frequency (central source frequencies of 90 kHz for S-wave and 120 kHz for P-wave as lower frequency range and central source frequency of 480 kHz for both P- and S-waves as high frequency range) on the compliance of fractures, ultrasonic velocities were measured (de Figueiredo et al., unpublished, 2011; Stewart et al., 2011) on a block composed of plexiglass plates with thickness of 1.34 mm, length of 96.64 mm and width of 95.47 mm (figure 2). Construction of plexiglass model as well as ultrasonic measurements were carried out at the Allied Geophysical Laboratories (AGL), at University of Houston. Two buffers of 11.7 mm thickness were used at the top and bottom of the stack (figure 2) to help distribute static uniaxial normal stress and also to protect thin plexiglass plates under pressure (Omoboya et al, 2011). Also two aluminum plates were used to distribute stress and protect transducers. Two strain gauges were used to measure changes in width and height of stack under different pressures. Directions X, Y and Z as referred in the text below are shown in figure 2. It should be mentioned that synthetic fractures considered in this section are fundamentally different from those seen in the field. These experimental synthetic fractures are not only long, but wide (unlike in the field), so that the VTI approximation is plausible, if not actually realized (Leon Thomsen, personal communication).

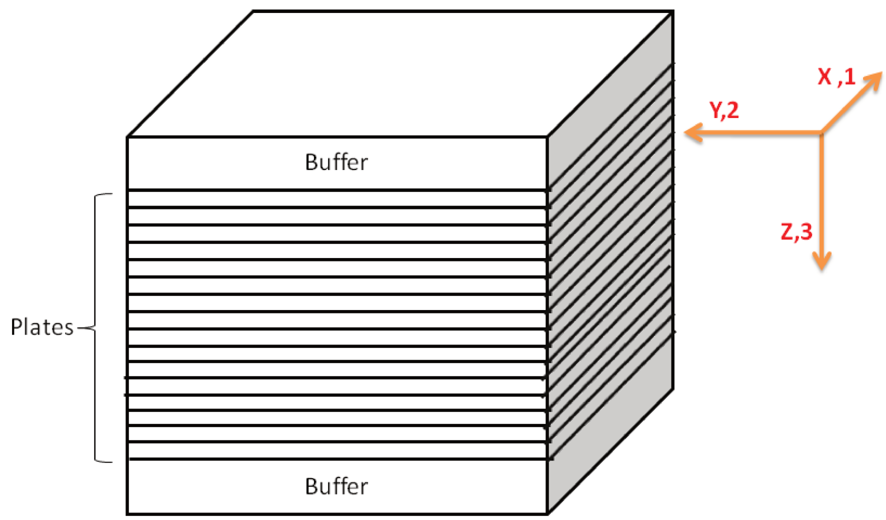


Figure 2: Schematic representation of the model block with coordinate axes shown on the right.

Two cases were tested; 1- without rubber inclusions between plates and 2- with rubber inclusions. The rubber chips were cut using hole puncher which helped in creating uniformly sized chips. The rubber inclusions were chosen to simulate the weakly filled cracks. However the effect of frequency cannot be generalized directly to real rock because the porous nature of the rocks is not replicated well in this experiment. All measurements are shown in following figures. Direction Y and Z are defined as in figure 2.

Lab Measurements without Rubber Inclusions (90/120 kHz)

Figures 3 to 9 show measurement results with 90/120 kHz frequencies, without rubber inclusions. Figure 3 shows computed wavelengths for V_P and V_S, as a function of uniaxial stress in different directions. Figures 4, 5, 6, 7, 8 and 9 show V_P, V_S, anisotropy, effective compliance, fracture specific compliance and normal to shear compliance ratio variations with applied normal stress, respectively.

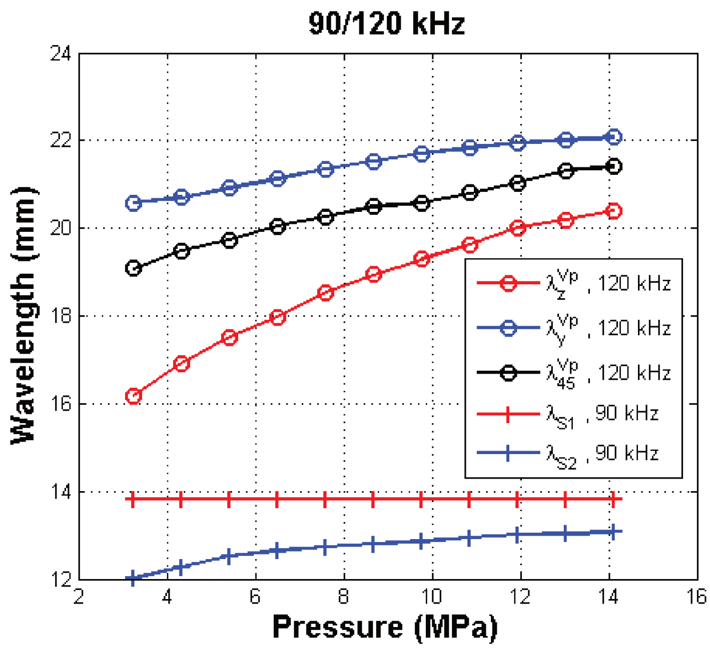


Figure 3: Computed wavelengths for case without rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz. Wavelengths satisfy the assumption of having an effective medium.

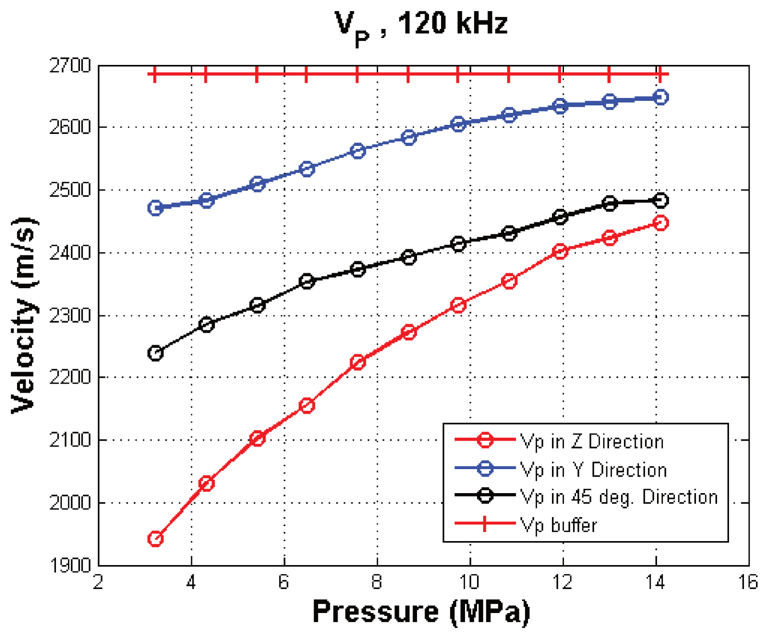


Figure 4: P-wave velocities for case without rubber inclusions at frequency 120 kHz.

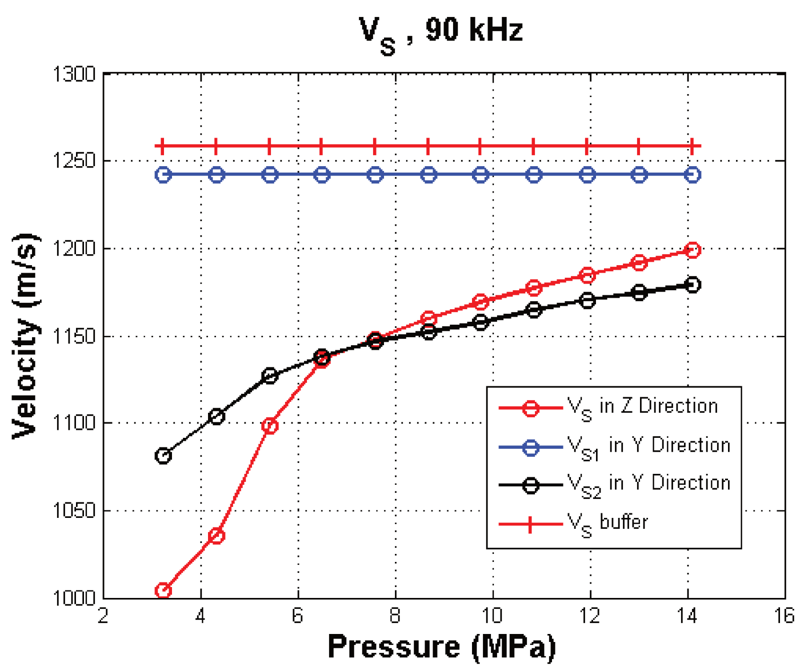


Figure 5: S-wave velocities for case without rubber inclusions at frequency 90 kHz.

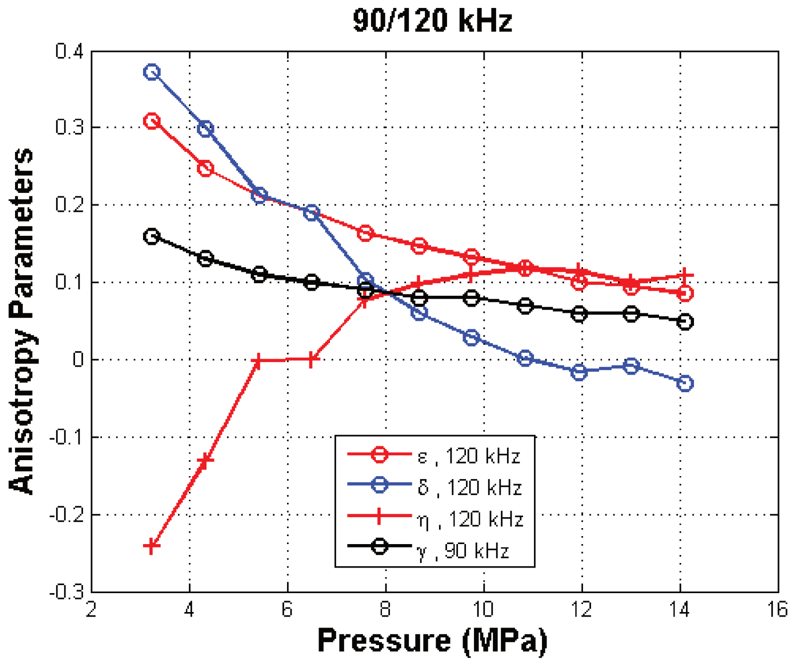


Figure 6: Anisotropy parameters for case without rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

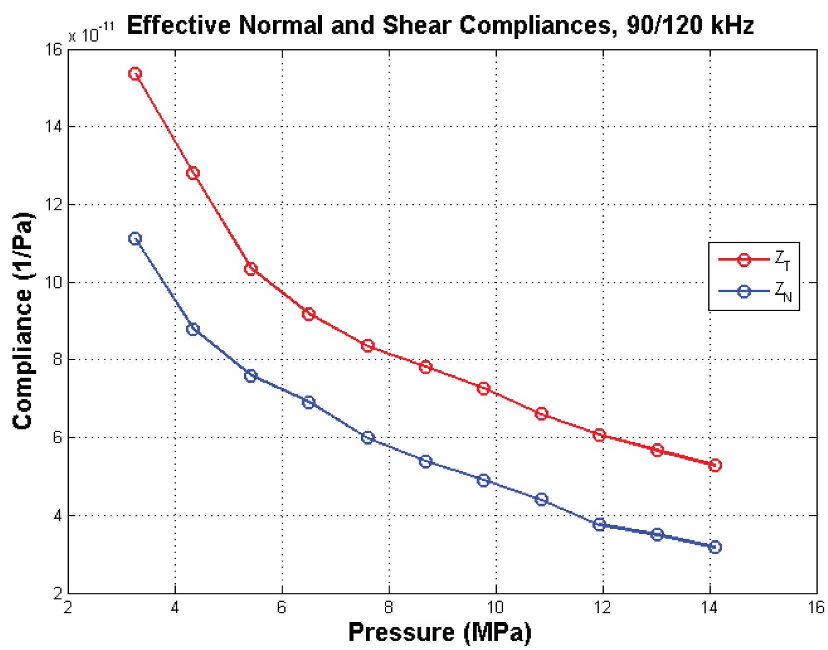


Figure 7: Effective compliances for case without rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

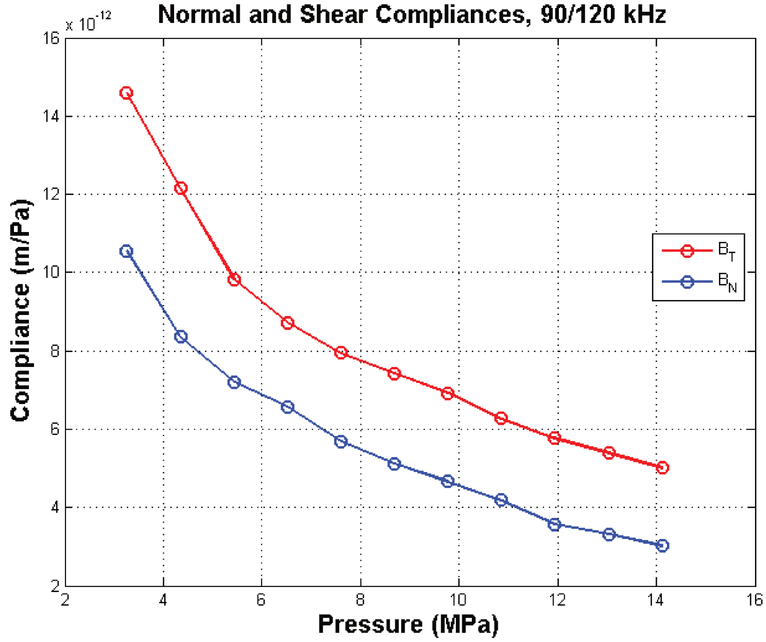


Figure 8: Fracture specific compliances for case without rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

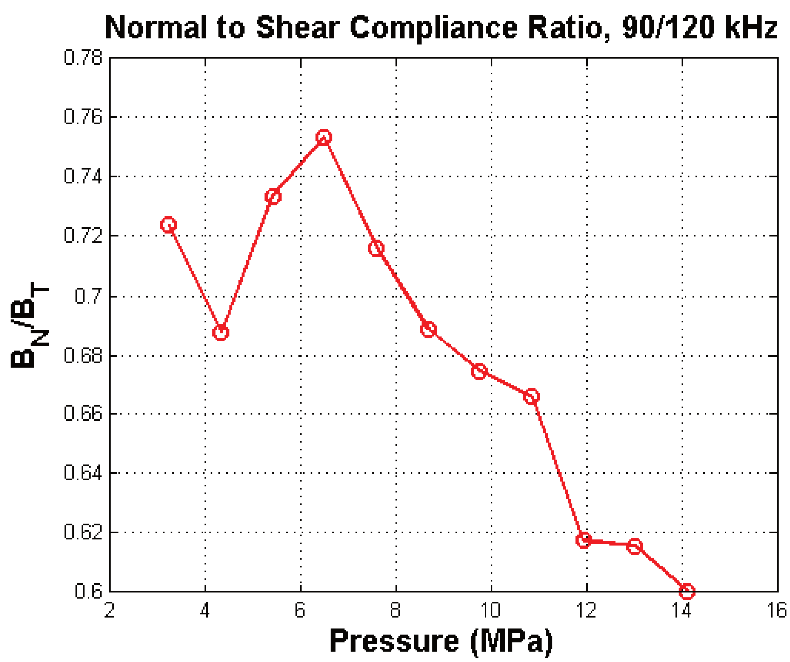


Figure 9: Compliance ratios for case without rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

Lab Measurements without Rubber Inclusions (480 kHz)

Figures 10 to 16 show measurement results with 480 kHz frequencies, without rubber inclusions. Figure 10 shows computed wavelengths for V_P and V_S, as a function of uniaxial stress in different directions. Figures 11, 12, 13, 14, 15 and 16 show V_P, V_S, anisotropy, effective compliance, fracture specific compliance and normal to shear compliance ratio variations with applied normal stress, respectively.

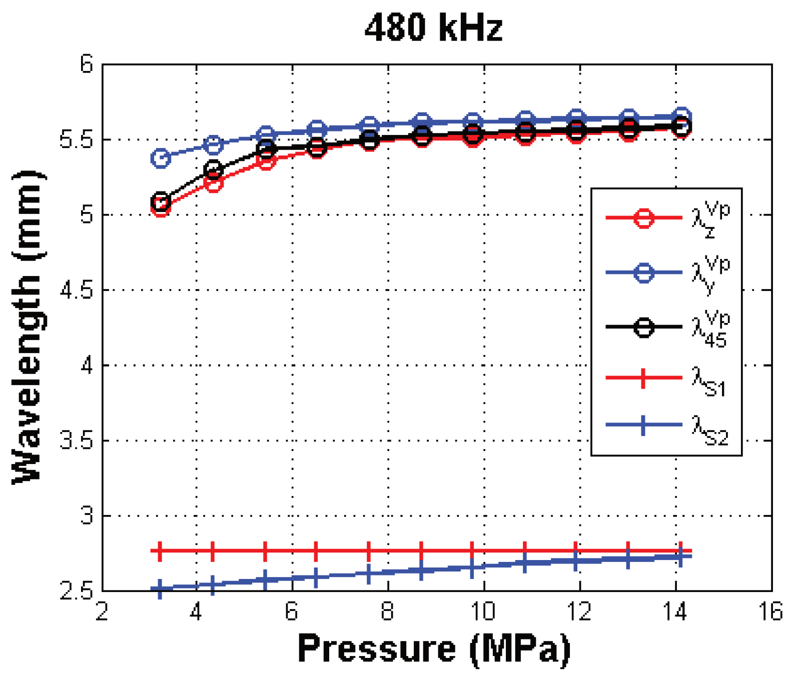


Figure 10: Computed wavelengths for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz. Wavelengths for this frequency do not satisfy the assumption of having an effective medium (for V_{S1} and V_{S2}).

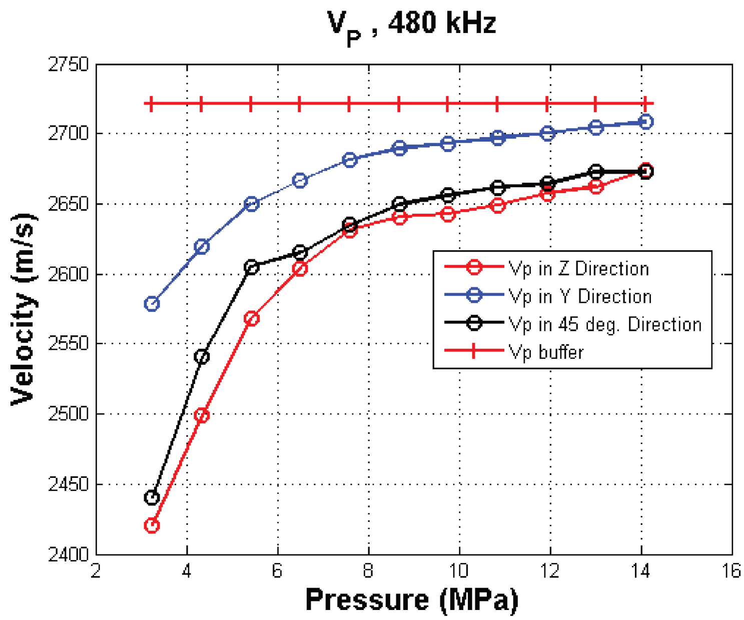


Figure 11: P-wave velocities for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

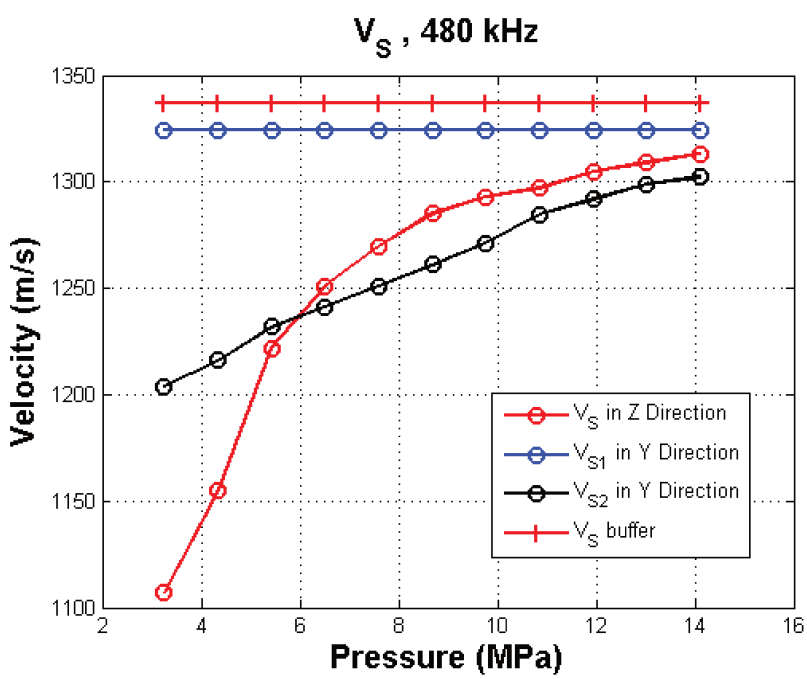


Figure 12: S-wave velocities for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

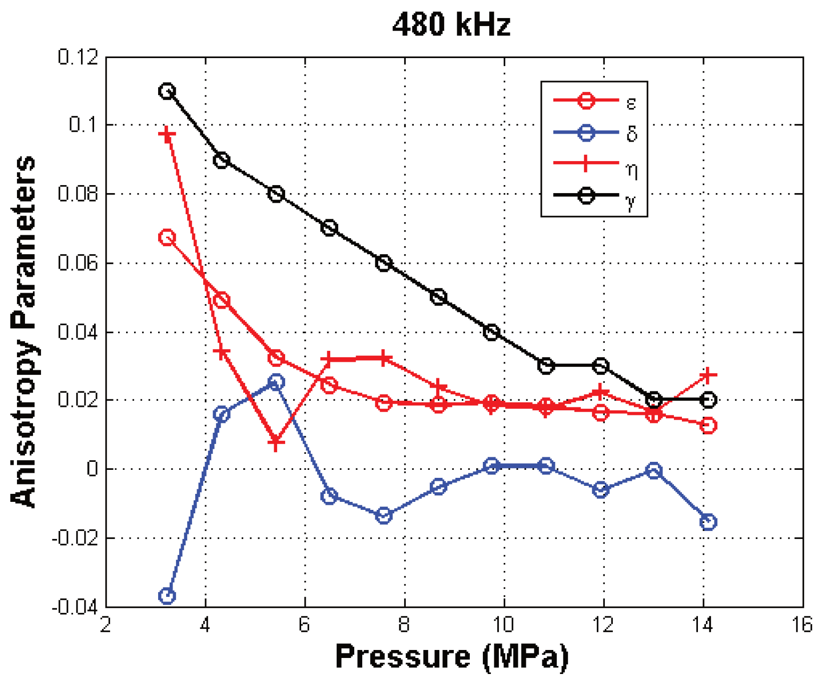


Figure 13: Anisotropy parameters for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

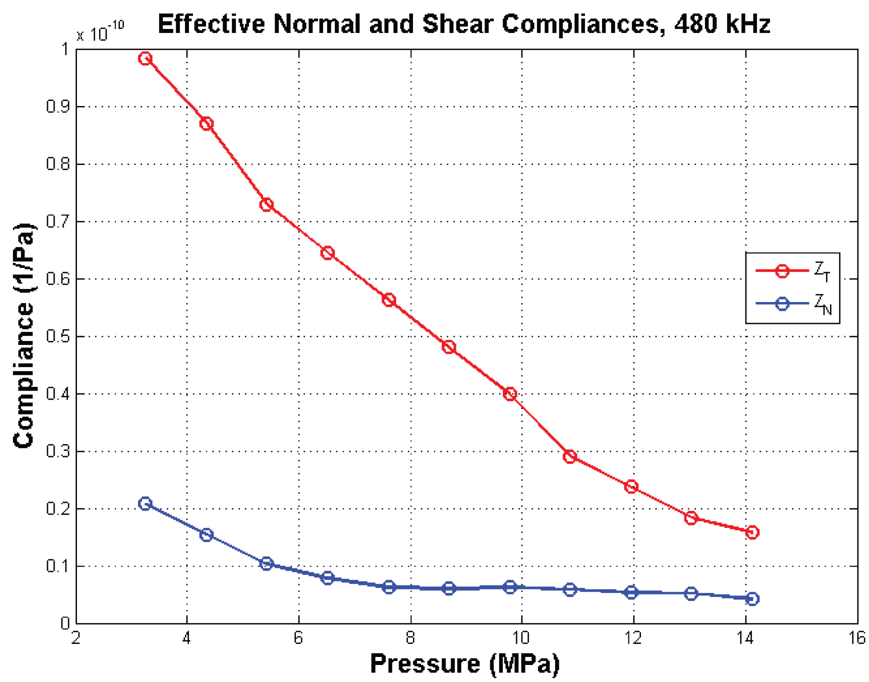


Figure 14: Effective compliances for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

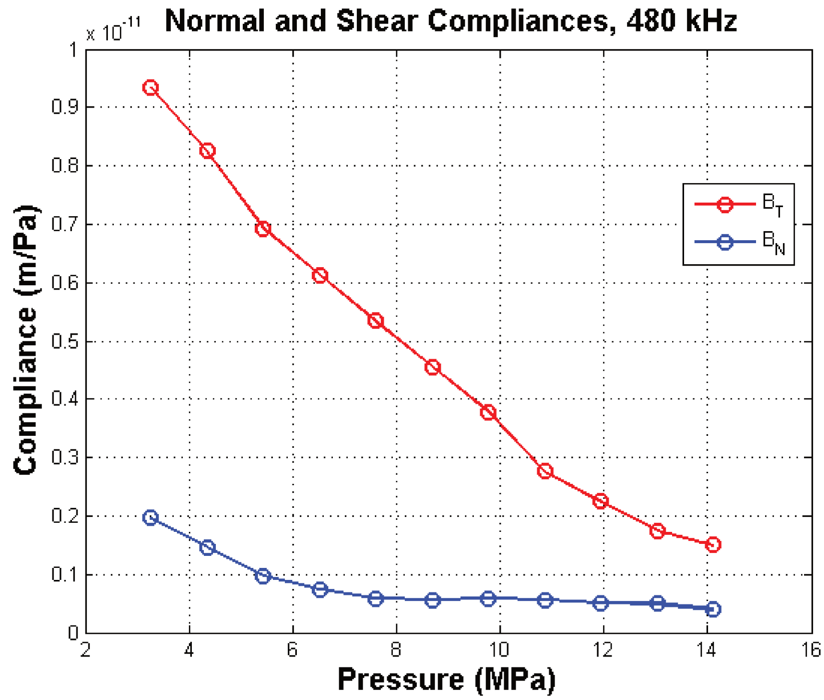


Figure 15: Fracture specific compliances for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

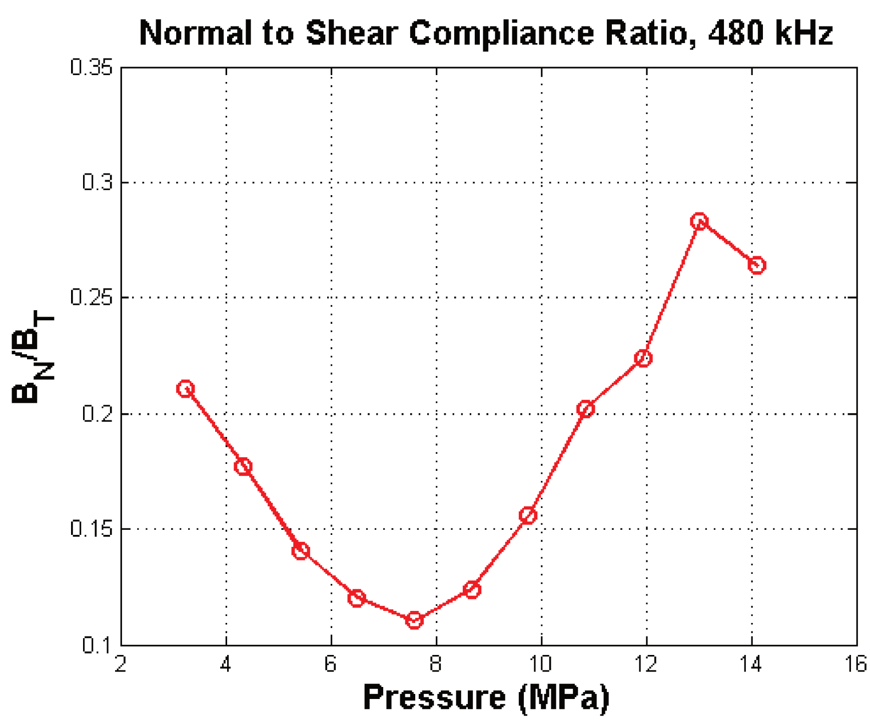


Figure 16: Compliance ratios for case without rubber inclusions at frequency 480 kHz.

Lab Measurements with Rubber Inclusions

In order to investigate the effect of inclusions on wave propagation and also compliances experiments were repeated by placing circular rubber inclusions between plates, simulating soft asperities. Figure 17 shows the block with inclusions before applying any pressure. Since the model was not as stable as the case without inclusions, maximum pressure applied on the model was 13 MPa in this case. Figure 18 shows the change in diameter of inclusions under no pressure and maximum pressure. Figure 19 shows inclusion diameters as a function of pressure.

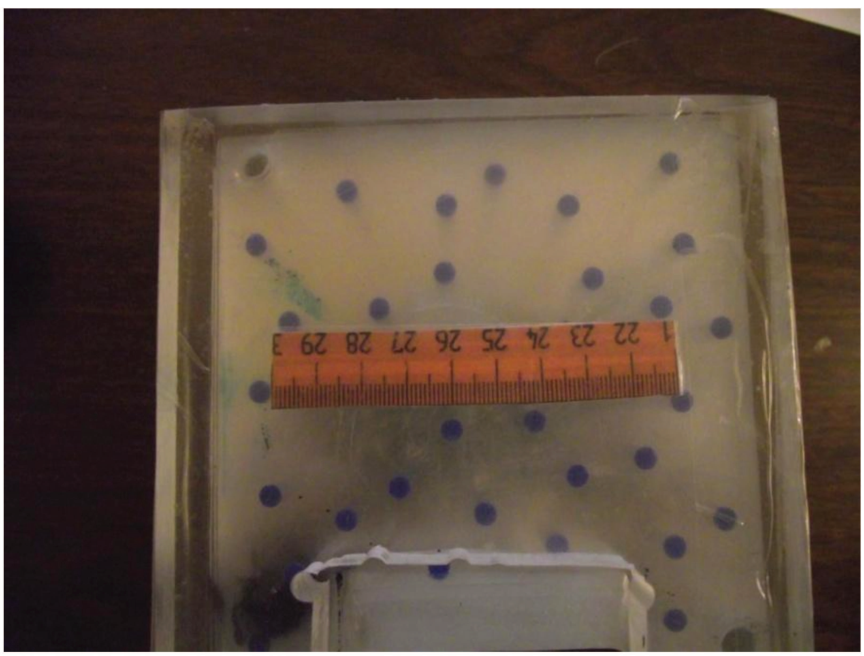


Figure 17: initial state of model with no pressure effect.

Figure 18: Diameter of inclusions under no pressure (left) and 13 MPa pressure (right).

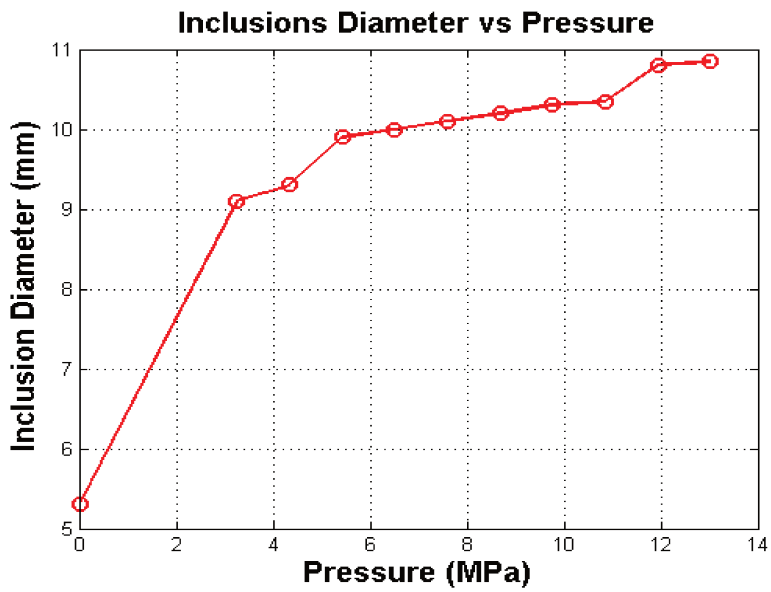


Figure 19: Inclusion diameters as a function of pressure.

Lab Measurements with Rubber Inclusions (90/120 kHz)

Figures 20 to 26 show measurement results with 90/120 kHz frequencies, with rubber inclusions. Figure 10 shows computed wavelengths for V_P and V_S, as a function of uniaxial stress in different directions. Figures 21, 22, 23, 24, 25 and 26 show V_P, V_S, anisotropy, effective compliance, fracture specific compliance and normal to shear compliance ratio variations with applied normal stress, respectively.

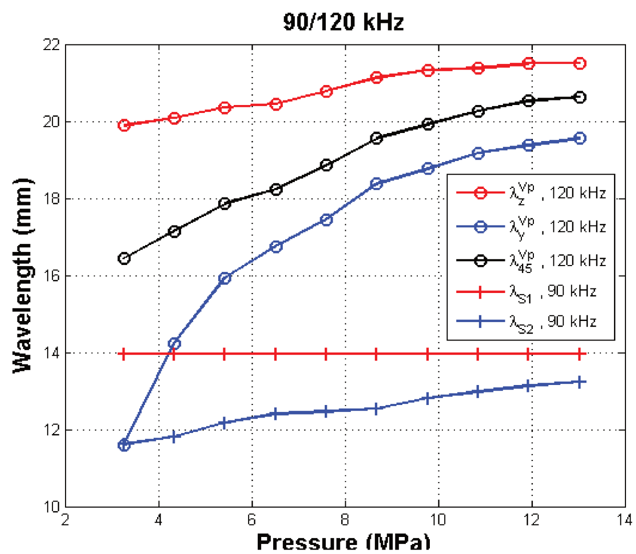


Figure 20: Computed wavelengths for case with rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

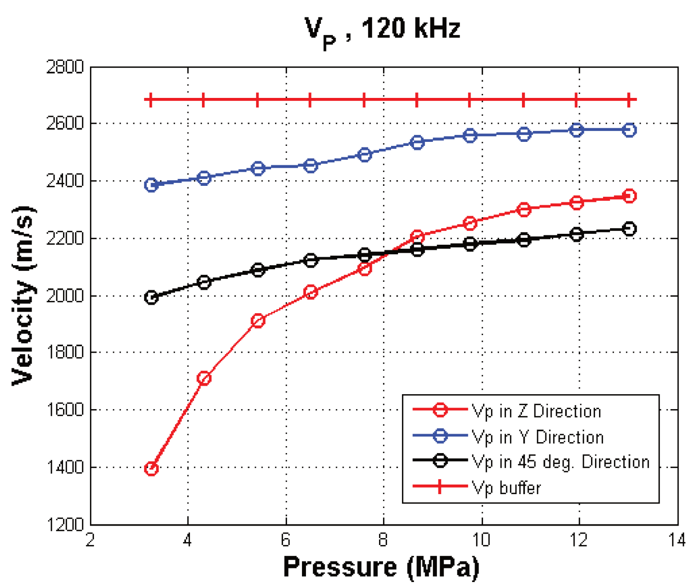


Figure 21: P-wave velocities for case with rubber inclusions at frequency 120 kHz.

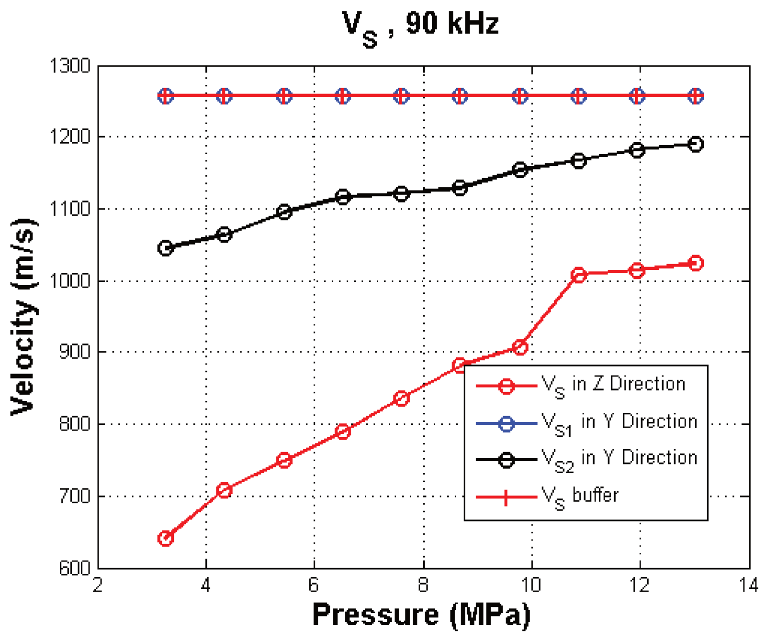


Figure 22: S-wave velocities for case with rubber inclusions at frequency 90 kHz.

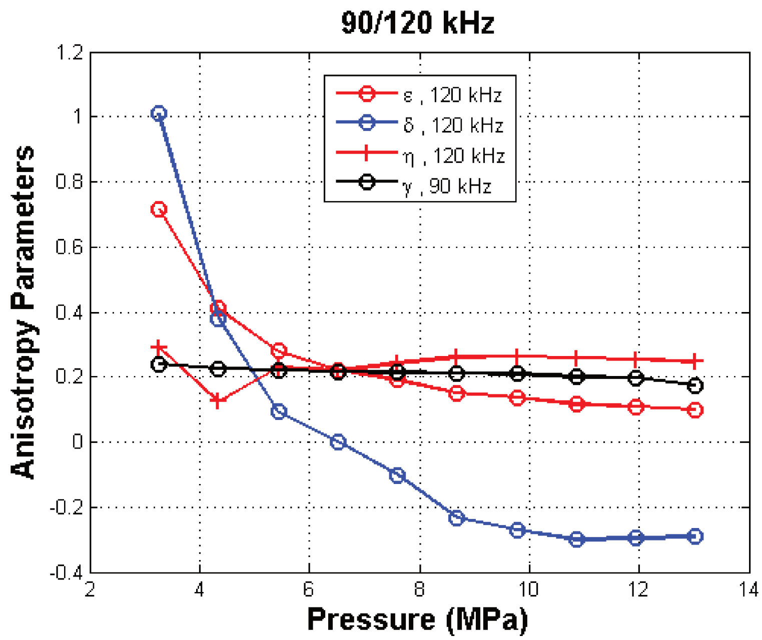


Figure 23: Anisotropy parameters for case with rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

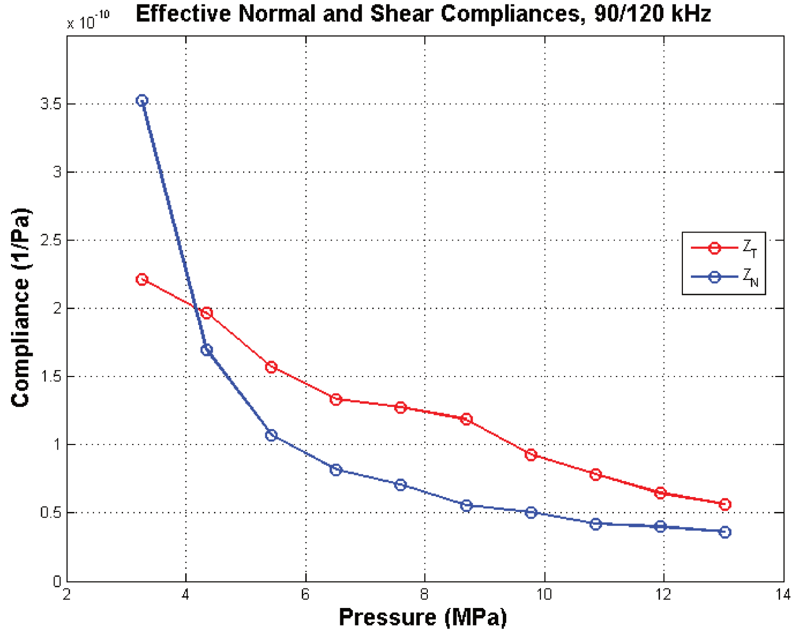


Figure 24: Effective compliances for case with rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

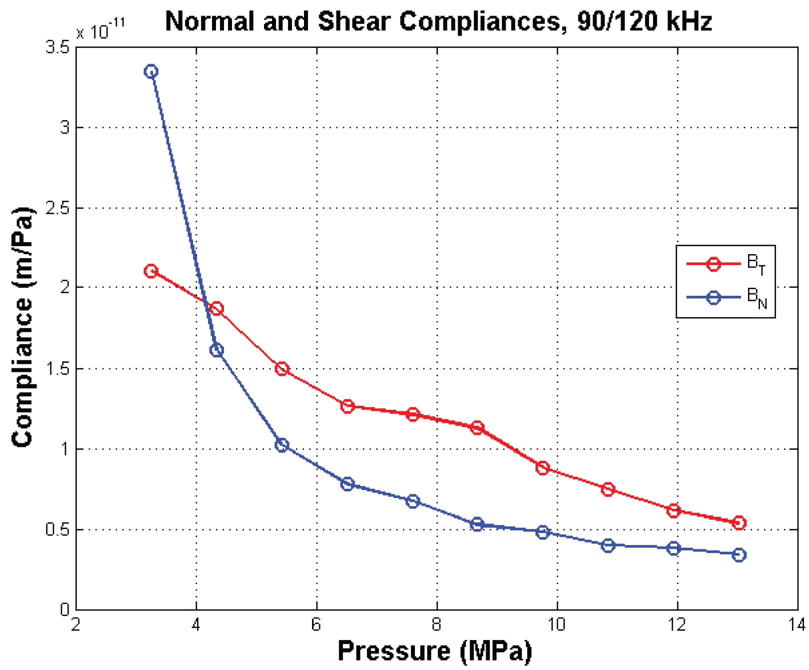


Figure 25: Fracture specific compliances for case with rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

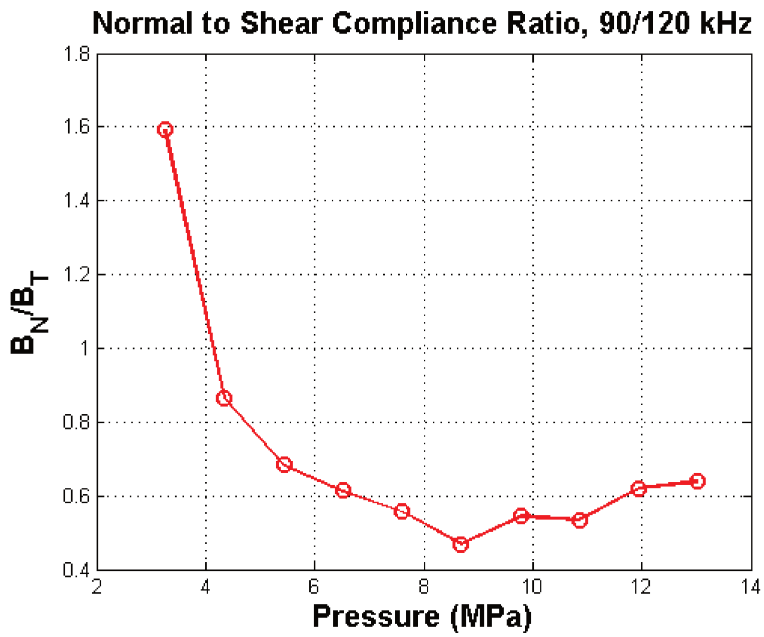


Figure 26: Compliance ratios for case with rubber inclusions at frequency 90 / 120 kHz.

Lab Measurements with Rubber Inclusions (480 kHz)

Figures 27 to 33 show measurement results with 480 kHz frequencies, with rubber inclusions. Figure 27 shows computed wavelengths for V_P and V_S, as a function of uniaxial stress in different directions. Figures 28, 29, 30, 31, 32 and 33 show V_P, V_S, anisotropy, effective compliance, fracture specific compliance and normal to shear compliance ratio variations with applied normal stress, respectively.

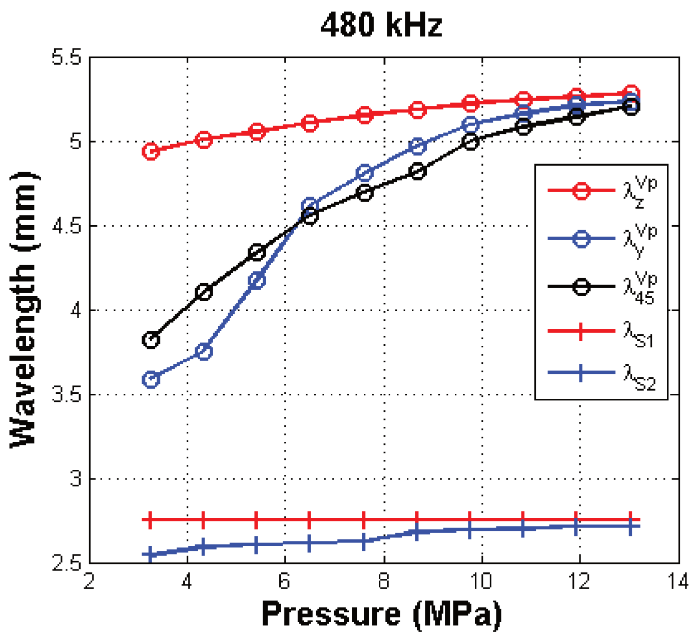


Figure 27: Computed wavelengths for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

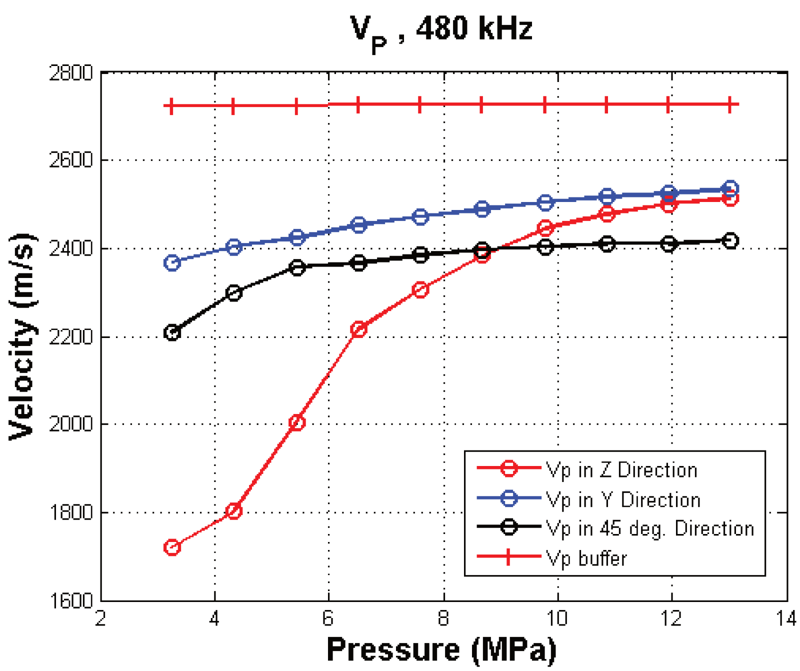


Figure 28: P-wave velocities for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

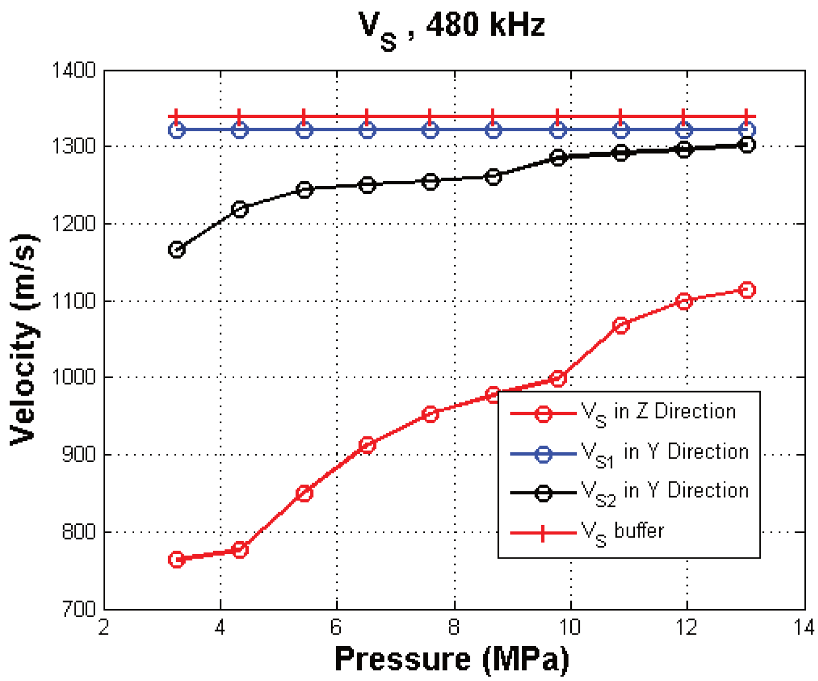


Figure 29: S-wave velocities for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

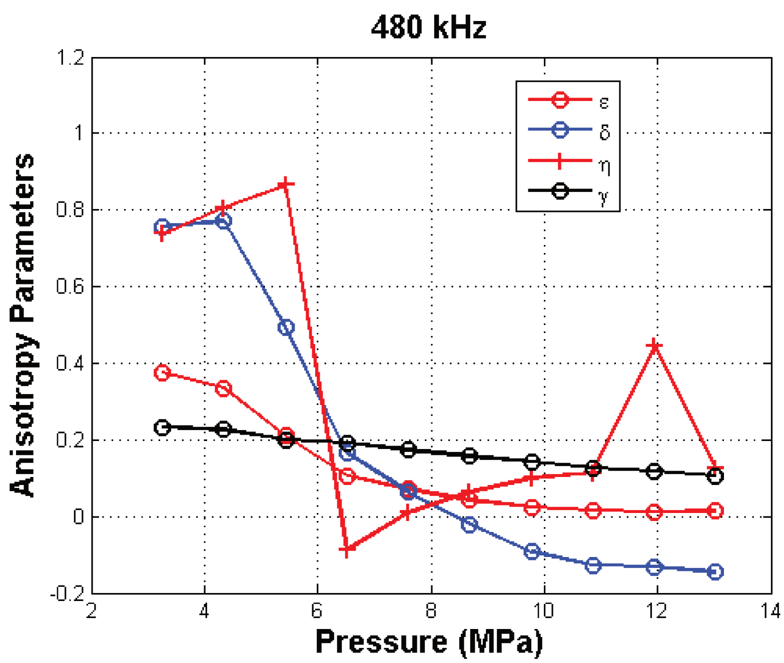


Figure 30: Anisotropy parameters for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

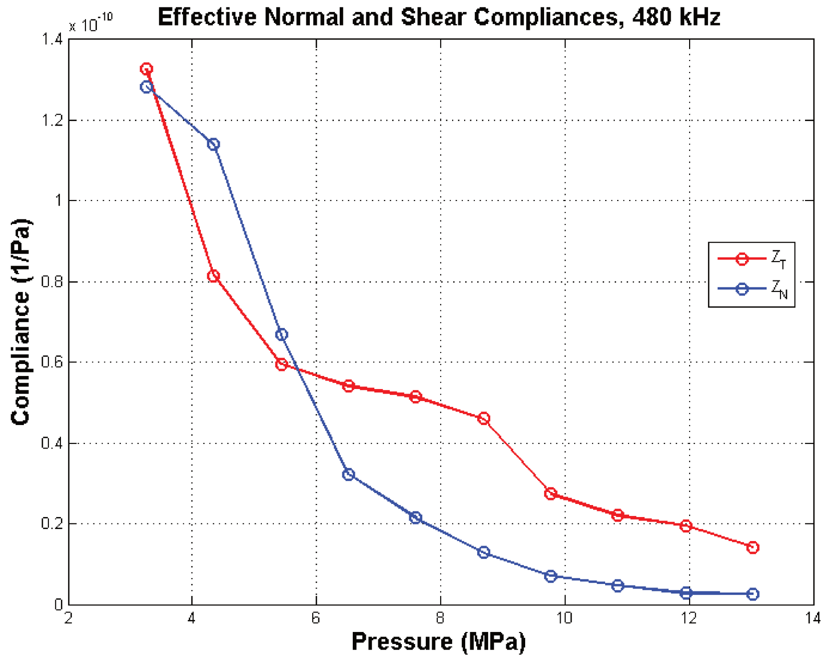


Figure 31: Effective compliances for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

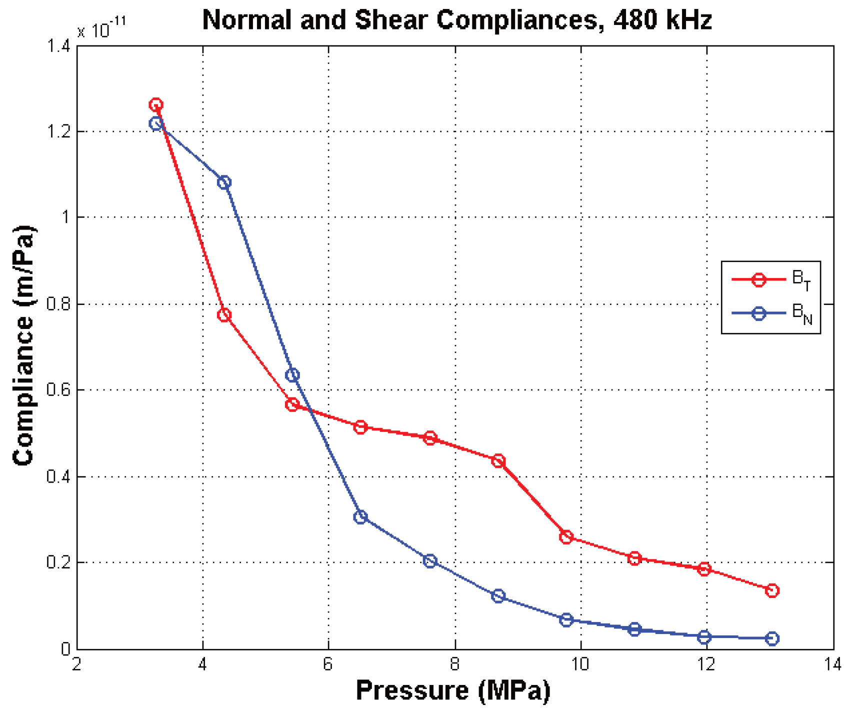


Figure 32: Fracture specific compliances for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

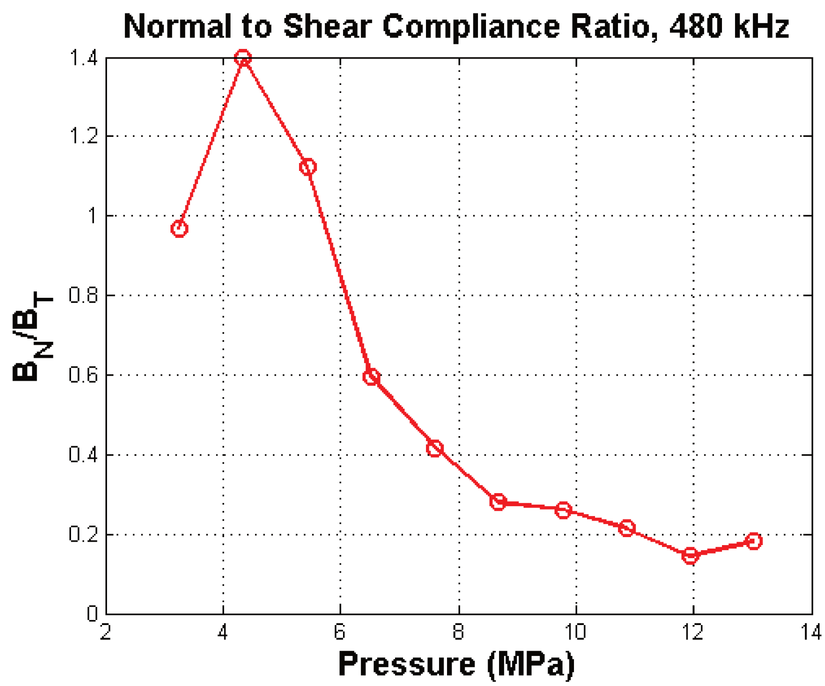


Figure 33: Compliance ratios for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

Conclusions

V_S measurements in different directions show that for the case without rubber inclusions we have a good approximation of VTI medium whereas for the case with inclusions there is a significant difference between V_S travelling in Z direction (Figure 2) and V_S travelling in Y direction with polarization perpendicular to the bedding (plates). This could be due to the coupling of the normal and shear compliances (see for example Bakulin et al., 2000) where one set of aligned and so-called micro-corrugated fractures can lead to monoclinic symmetry. Thus, although compliance values computed using linear calculations for VTI media yield reasonable values, these calculations for VTI media may not be applicable for the case with rubber inclusions.

Anisotropy parameters decrease with increasing pressure as expected. Compliance values computed with low frequency (90/120 kHz) measurements are higher than those computed with high frequency (480 kHz) measurements (figures 34 and 35). This is because of the longer wavelength of the low frequency waves which experience more planes of weakness (plates) as the wave propagates. Ratios of normal to shear compliances show a general decrease with increasing pressure.

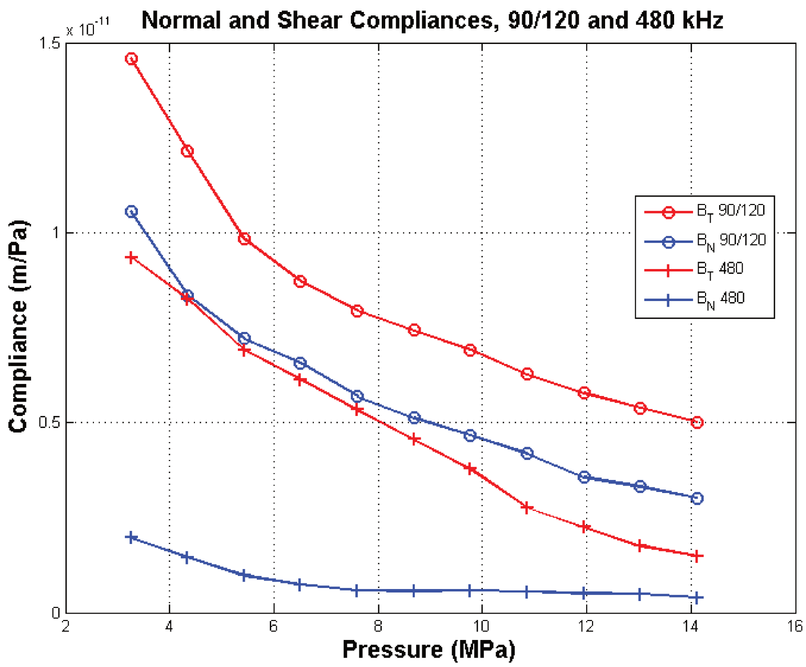


Figure 34: Fracture compliances for case without rubber inclusions at frequencies 90/120 and 480 kHz.

Acknowledgements

We thank the sponsors of Fluid and DHI consortium and also sponsors of Allied Geophysical Labs (AGL) for financial support. We are grateful to the AGL staff, Mr. Anoop William, Mr. Emin Pacal and Dr. Robert Wiley for assistance with the experiments.

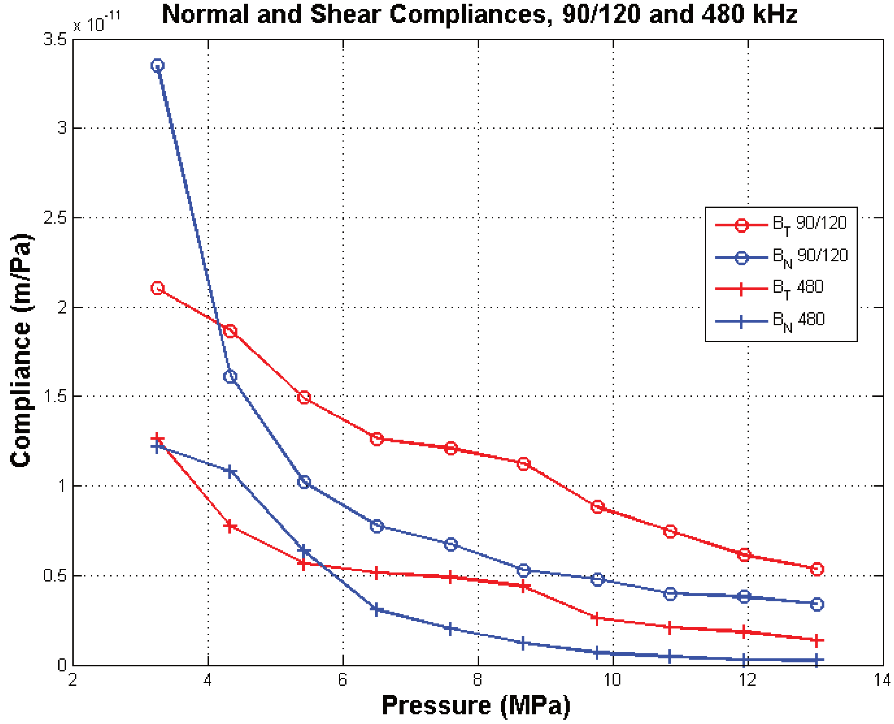


Figure 35: Fracture compliances for case with rubber inclusions at frequency 480 kHz.

References

Baik, J.M. and R.B. Thompson, 1984, Ultrasonic scattering from imperfect interfaces. Journal of Nondestructive Evaluation **4**, 177–197.

Bakulin, A., Grechka, V., and Tsvankin, I., 2000, Estimation of fracture parameters from reflection seismic data. Part III: Fractured models with monoclinic symmetry. Geophysics **65**, 1818-1830.

Eshelby. J.D., 1957, The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. Proceedings of the Royal Society of London **241**, 376-396.

Hsu, C.J. and M. Schoenberg, 1993, Elastic waves through a simulated fractured medium. Geophysics **58**, 964-977.

Nagy, P.B., 1992, Ultrasonic classification of imperfect interfaces. Journal of Nondestructive Evaluation **11**, 127–139.

Omoboya, B., de Figueiredo, J.J.S., Dyaur, N. and Stewart, R.R. , 2011, Uniaxial stress and ultrasonic anisotropy in a layered orthorhombic medium. SEG Technical Program Expanded Abstracts, San Antonio, USA, vol. 30, 2145–2149, doi:10.1190/1.3627634.

Sayers, C. M., 2010, Geophysics under Stress: Geomechanical Applications of Seismic and Borehole Acoustic waves. SEG 2010 Distinguished Instructor Short Course.

Sayers, C. M., and M. Kachanov, 1995, Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks: Journal of Geophysical Research B **100**, 4149–4156.

Schoenberg, M., 1980, Elastic wave behavior across linear slip interfaces. Journal of the Acoustical Society of America **68**, 1516–1521.

Schoenberg, M. and J. Douma, 1988, Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks. Geophysical Prospecting **36**, 571-590.

Schoenberg, M. and F. Muir, 1989, **A** calculus for finely layered anisotropic media**.** Geophysics **54,** 581-589.

Stewart, R.R., Dyaur, N., Omoboya, B., de Figueiredo, J.J.S., Willis, M. and Sil, S. , 2011, Physical modeling o anisotropic domains: Ultrasonic imaging of laser-etched fractures in glass. SEG Technical Program Expanded Abstracts, San Antonio, USA, vol. 30, 2865–2869, doi:10.1190/1.3627790.

Worthington, M.H., 2008, Interpreting seismic anisotropy in fractured reservoirs. First Break **26**, 57-63.

Xu, S. and M.S. King, 1992, Modeling the elastic and hydraulic properties of fractured rocks. Marine and Petroleum Geology **9**, 2, 155-166.

E Lista de publicações

E.1 Resumos expandidos publicados

J. J. S. de Figueiredo, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas, S. Green, A. Novais and J. Schleicher, Diffraction imaging point of common-offset gather- GPR data example, 81th Ann. Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophysicist, Expanded Abstracts (2011).

Bode Omoboya, J.J.S. de Figueiredo, Nikolay Dyaur, and Robert R. Stewart, Uniaxial stress and ultrasonic anisotropy in a layered orthorhombic medium, 81th Ann. Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophysicist, Expanded Abstracts (2011).

Stewart, R. R., Dyaur, N., Omoboya, B., de Figueiredo J. J. S., Willis, M., and Sil, S., Physical modeling of anisotropic domains: Ultrasonic imaging of laser-etched fractures in glass, 81th Ann. Internat. Mtg. Houston. Soc. Expl. Geophysicist, Expanded Abstracts (2011).

J.J.S. de Figueiredo, Robert R. Stewart, Nikolay Dyaur, O. Omoboya, Robert Wiley, Anoop William and J. Schleicher, Frequency dependence of elastic and attenuation properties of cracked media: Ultrasonic modeling studied, 12th International Congress of the Brazilian Geophysical, Expanded Abstracts (2011).

J. J. S. de Figueiredo, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas,S. Green, A. Novais and J. Schleicher, Diffraction imaging point of common-offset gather - GPR data example, 12th International Congress of the Brazilian Geophysical, Expanded Abstracts (2011).

J. J. S. de Figueiredo, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas, A. Novais and J. Schleicher, Diffraction imaging based on the diffraction operator, Expanded , 73rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC (2011).

Bode Omoboya, J.J.S. de Figueiredo, Nikolay Dyaur, and Robert R. Stewart, Effect of overburden pressure on anisotropic parameters in a layered orthorhombic medium, Expanded abstract, 73rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE (2011).

J.J.S. de Figueiredo, Nikolay Dyaur, O. Omoboya, Robert Wiley, Anoop William, J. Schleicher and Robert R. Stewart, Influence of frequency on shear wave splitting: An experimental approach, Expanded abstract, 73rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC (2011).

D. L. Macedo, J. J. S. de Figueiredo, and R. S. Portugal, Velocity analysis on CMP sections based on the smearing paradigm, 79th Ann. Internat. Mtg. Houston. Soc. Expl. Geophysicist, Expanded Abstracts (2009).

D. L. Macedo, J. J. S. de Figueiredo, and R. S. Portugal, Velocity analysis on CMP sections based on the smearing paradigm, 11th International Congress of the Brazilian Geophysical, Expanded Abstracts (2009).

E.2 Relatórios científicos

J.J.S. de Figueiredo, Robert R. Stewart, J. Schleicher, Nikolay Dyaur, O. Omoboya, Robert Wiley and Anoop William, Shear-wave anisotropy from aligned inclusions: Ultrasonic frequency and attenuation properties, 15th Annual WIT Meeting, 2012.

J. J. S. de Figueiredo, J. Scheleicher, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas, A. Novais, S. Green and P. Sussner, Automatic detection and imaging of diffraction points using pattern recognition, 15th Annual WIT Meeting, 2012.

Tiago A. Coimbra, J. J. S. de Figueiredo A. Novais and J. Schleicher, Migration velocity analysis with diffraction events using residual moveout,15th Annual WIT Meeting, 2012.

J. J. S. de Figueiredo, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas, A. Novais and J. Schleicher, Diffraction imaging based on the diffraction operator, 14th Annual WIT Meeting, 2011.

D. L. Macedo, J. J. S. de Figueiredo, R. S. Portugal and J. Scleicher Velocity analysis on CMP sections based on the smearing paradigm, 12th Annual WIT Meeting, 2009.

E.3 Artigos submetidos para revistas internacionais

J.J.S. de Figueiredo, J. Schleicher, R.R. Stewart and N. Dyaur, Fracture caracterization from elastic waves: A ultrasonic experimental approach, Journal Geophysical Research, Submitted (2012).

J.J.S. de Figueiredo, Robert R. Stewart, J. Schleicher, Nikolay Dyaur, O. Omoboya, Robert Wiley and Anoop William, Shear-wave anisotropy from aligned inclusions: Ultrasonic frequency and attenuation properties, Journal Geophysics International, Submitted 2011.

J. J. S. de Figueiredo, F. Oliveira, E. Esmi, L. Freitas, J. Schleicher, A. Novais, P. Sussner and S. Green, Automatic detection and imaging of diffraction points, Geophysical Prospecting, Submitted 2011.

Mehdi E. Far, J. J. S. de Figueiredo, De-Hua Han, Robert R. Stewart, John P. Castagna and Nikolay Dyaur, Measurements of Anisotropy and Fracture Compliances in Synthetic Fractured Media, Geophysical Prospecting, Submitted 2012.

E.4 Resumos expandidos submetidos

P. E. P. Marcondes, J.J.S. de Figueiredo, J. Schleicher, N. Dyaur R.R. Stewart, Lithostatic stress driving changes on fracture aspect ratio - Ultrasonic experiment and results, 74rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC, Accepted (2012).

Tiago A. Coimbra, J.J.S. de Figueiredo, J. Schleicher and Amélia Novais, Poststack depth migration velocity analysis using residual diffraction moveout, 74rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC, Accepted (2012).

J.J.S. de Figueiredo, Jörg Schleicher, R.R. Stewart and N. Dyaur, Fracture caracterization from elastic waves: A ultrasonic experimental approach, 74rd EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC, Accepted (2012).