



# Verificação experimental do modelo de efetivo de Hudson-Crampin para meios anisotrópicos fissurados cujo o background apresenta anisotropia VTI

José J. S. de Figueiredo (Universidade Federal do Pará e INCT-GP), Bruce F. F. Chiba (Universidade Federal do Pará), Murillo J. S. Nascimento (Universidade Federal do Pará) & Carolina B. da Silva (Universidade Federal do Pará).

Copyright 2017, SBGf - Sociedade Brasileira de Geofísica.

This paper was prepared for presentation during the 15<sup>th</sup> International Congress of the Brazilian Geophysical Society held in Rio de Janeiro, Brazil, 31 July to 3 August, 2017.

Contents of this paper were reviewed by the Technical Committee of the 15<sup>th</sup> International Congress of the Brazilian Geophysical Society and do not necessarily represent any position of the SBGf, its officers or members. Electronic reproduction or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of the Brazilian Geophysical Society is prohibited.

## Resumo

**A modelagem física de meios fissurados/ fraturados utilizando experimentos laboratoriais em escala reduzida reduzida tem funcionado como uma excelente alternativa para a compreensão do efeito da anisotropia na caracterização do reservatório de hidrocarbonetos fissurado/fraturado. O objetivo principal deste trabalho foi verificar experimentalmente a previsão do modelo de meio efetivo para meios fissurados Hudson e Crampin. Para isso, foram realizadas medições ultrassônicas em amostras anisotrópicas sintéticas com diferentes densidade de fissuras distribuídas em quatro razões de aspectos. Dezesesseis amostras (quatro amostra para cada razão de aspecto) fissuradas e uma amostra de referência com anisotropia VTI e sem fissuras. As razões de aspectos variam entre Isso resulta em amostras com valores de razão de aspecto variando de 0.08 a 0.52. Todas as amostras fissuradas foram simuladas por espaços vazios na forma de discos numa matriz poro elástica com baixa anisotropia VTI homogênea feita com areia e cimento. Em relação às previsões de velocidade realizadas pelo modelos teórico, Crampin apresenta um melhor ajuste para  $V_P$  e  $V_S$  se propagando perpendicular ao plano de fissuras para as condições secas e saturadas. Estas previsões se tornam mais evidentes no caso em que a densidade de fissuras e razões de aspectos são baixas. A partir dos valores de velocidade, nossa comparação também foi realizada em termos dos parâmetros  $\varepsilon$ ,  $\gamma$  e  $\delta$ .**

## Introdução

Fissuras e fraturas em rochas na subsuperfície da Terra são fortes indicadores de de anisotropia sísmica. Além disso, muitos reservatórios de hidrocarbonetos estão situados em meios anisotrópicos fissurados e fraturados. Assim, a compreensão da propagação das ondas em tais meios é de extrema importância para poder extrair um máximo de informações dos dados sísmicos, o que tem motivado muitos estudos em sismologia sísmica e exploração sísmica de reservatórios de hidrocarbonetos [4]. Devido às complexidades geológicas freqüentemente atendidas por estruturas naturais de fissuras, as

conclusões confiáveis sobre as propriedades elásticas são geralmente difíceis de alcançar com precisão suficiente a partir de dados de campo.

Neste trabalho investigamos o modelo de meio efetivo para meios fissurados de Crampin [3] e Hudson [5] a partir de meios fissurados sintéticos. A pergunta que surge é: Por quê investigar um modelo que já foi estudado experimentalmente em inúmeros trabalhos Ass'ad et al. [1, 2], Rathore et al. [6]? A resposta é, neste trabalho abordamos assuntos que ainda não foram explorados no caso do modelo de Hudson. Dentre esses se destacam:

- 1) A matriz onde estão alocadas as fissuras é totalmente porosa (não contém resina na formação);
- 2) A matriz apresenta uma pequena anisotropia do tipo VTI no background;
- 3) Estamos usando uma amostragem de densidade de fissuras e razão de aspecto bastante considerável;
- 4) modelos de fissuras com razões de aspecto variando de 0.08 até 0.52 e densidade de fissura variando de 0.01 a 0.11.

Neste trabalho, foram realizadas medições ultrassônicas de ondas elásticas (P e S) em amostras anisotrópicas sintéticas com diferentes densidades de fissuras distribuídas em quatro razões de aspectos (0.08, 0.20, 0.32 e 0.52). Dezesesseis amostras (quatro amostra para cada razão de aspecto) fissuradas e uma amostra de referência (sem fissuras foram construídas. Todas as amostras fissuradas foram simuladas por espaços vazios na forma de discos numa matriz poroelástica (com baixa anisotropia VTI) homogênea feita com areia e cimento. Em relação às previsões de velocidade realizadas pelo modelos teórico, Crampin [3] apresentou um melhor ajuste para  $V_P$  e  $V_S$  se propagando perpendicular ao plano de fissuras para nas condições de secas e saturadas.

## Modelo de meio efetivo de Hudson/Crampin

Considere a distribuição de planos de fissuras (no formato penny-shaped) normal ao eixo  $X_3 = Z$  em um sólido isotrópico com cujo os parâmetros de Lamé são  $\lambda$  e  $\mu$  e cuja a densidade de fissuras é dada por

$$\varepsilon = N \frac{V_f}{V_m}, \quad (1)$$

no qual N é o número de fissura,  $V_f = \pi r^2 h$  é o volume de fissuras penny-shaped de raio r e altura (espessura) h e  $V_m$  é o volume do modelo no qual estão inseridas as fissuras. Hudson [5] mostrou que a expressão geral para constantes elásticas efetiva ( $C_{ij}$ ) aplicável para propagação de ondas elásticas (P e S) com comprimento de onda maior que as fissuras e distância entre as fissuras é dada por

$$C_{ij}^{eff} = C_{ij}^{iso} + C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(2)}, \quad (2)$$

no qual  $C_{ij}^{(1)}$  e  $C_{ij}^{(2)}$  são as correções de primeira e segunda ordem do meio isotrópico (ou anisotrópico) do meio isotrópico  $C_{ij}^{iso}$  sem fissuras. As matrizes  $C_{ij}^{(1)}$  e  $C_{ij}^{(2)}$  são

$$C_{ij}^{(1)} = -\frac{\varepsilon}{\mu} \begin{bmatrix} \lambda^2 & \lambda(\lambda+2\mu) & \lambda(\lambda+2\mu) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda+2\mu) & \lambda^2 & \lambda^2 & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(\lambda+2\mu) & \lambda^2 & (\lambda+2\mu)^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

e

$$C_{ij}^{(2)} = \frac{\varepsilon^2}{15} \begin{bmatrix} \frac{\lambda^2 q}{(\lambda+2\mu)} & \lambda q & \lambda q & 0 & 0 & 0 \\ \lambda q & \frac{\lambda^2 q}{(\lambda+2\mu)} & \frac{\lambda^2 q}{(\lambda+2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ \lambda q & \frac{\lambda^2 q}{(\lambda+2\mu)} & (\lambda+2\mu)q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & X & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

no qual  $q = 15\left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 + 28\left(\frac{\lambda}{\mu}\right) + 28$ ,  $X = 2\mu \frac{(3\lambda+8\mu)}{(\lambda+2\mu)}$  e  $D$  é matriz diagonal

$$D_{ij} = \begin{bmatrix} U_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & U_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & U_{33} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & U_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

no qual as quantidades  $U_{ij}$  depende das condições de saturação da fissura (fissura seca ou saturada por óleo e/ou água) e da razão de aspecto da fissura  $\alpha = c/a$  (espessura/diâmetro). No limite de longo comprimento de onda e baixa razão de aspecto  $\alpha$  ( $c \ll a$ ) para fissura preenchida por fluido com baixa incompressibilidade (weak filling) temos

$$U_{11} = \frac{4}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}\right)}{(1+K)}, \quad (6)$$

$$U_{33} = \frac{16}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{3\lambda+4\mu}\right)}{(1+M)}, \quad (7)$$

no qual  $K$  e  $M$  são representados por

$$K = \left[ \frac{\kappa' + 4/3\mu'}{\pi\alpha\mu} \right] \frac{(\lambda+2\mu)}{(\lambda+\mu)}, \quad (8)$$

$$M = \left[ \frac{\mu'}{\pi\alpha\mu} \right] \frac{(\lambda+2\mu)}{(3\lambda+4\mu)}, \quad (9)$$

(10)

no qual  $\kappa'$  and  $\mu'$  são os módulo de incompressibilidade e cisalhamento do fluido com baixa incompressibilidade. De acordo com Crampin [3], para preenchimento de fissuras feito por água, o  $\mu' = 0$  GPa e o  $\kappa' = \lambda = 2.25$  GPa. Dessa forma as equações (2.30) e (2.31) tornam-se

$$U_{11} = \frac{4}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}\right)}{\left(1 + \left[ \frac{\kappa'}{\pi\alpha\mu} \right] \frac{(\lambda+2\mu)}{(\lambda+\mu)}\right)}, \quad (11)$$

$$U_{33} = \frac{16}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{3\lambda+4\mu}\right)}. \quad (12)$$

No caso de fissuras secas  $\mu' = 0$  GPa e  $\kappa' = \lambda = 0$  GPa e consequentemente

$$U_{11} = \frac{4}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}\right)}, \quad (13)$$

$$U_{33} = \frac{16}{3} \frac{\left(\frac{\lambda+2\mu}{3\lambda+4\mu}\right)}. \quad (14)$$

A partir das equações (2.35) e (14) podemos notar que as matrizes  $C_{ij}^{(1)}$  e  $C_{ij}^{(2)}$  não dependem da razão de aspecto no caso da fissura seca. Essa premissa também será investigada nesse trabalho.

### Descrição experimental

A construção das amostras fissuradas assim como as medidas ultrassônicas foram realizadas no Laboratory of Petrophysics and Rock Physics-Dr. Om Prakash Verma (LPRP), na Universidade Federal do Pará (UFPA). Sob condições controladas, dezesseis amostras fissuradas e uma amostra de referência (sem fissuras) foram construídas. Essas amostras fissuradas forma divididas em 4 grupos de 4 amostras em cada grupo. Cada grupo possui uma razão de aspecto ( $\alpha$ ) de fissura e diferentes densidades de fissuras ( $\varepsilon$ ). A imagem de todas as amostras estão mostradas na Figura 1.

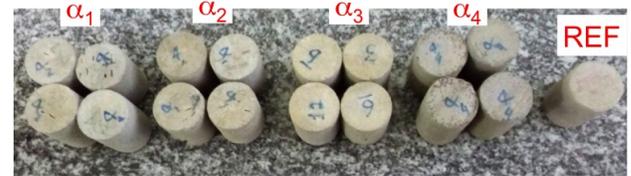


Figura 1: Fotografia de todas as amostras investigadas nesse trabalho.

A construção das amostras fissuradas foi baseada na técnica desenvolvida por Santos et al. [8]. A densidade de fissuras ( $\varepsilon$ ) para cada amostra foi estimada baseada na equação modificada a partir de Hudson [5]

$$\varepsilon = N \frac{\pi r^2 h}{V_m}, \quad (15)$$

no qual  $N$  é o número de fissuras,  $r$  é o raio e  $h$  é a altura (espessura) de cada fissura e  $V_m$  é o volume do modelo ou de cada plug.

A porosidade de fissura ou porosidade secundária ( $\phi_f$ ) foi determinada a partir de relação de Thomsen [9],

$$\phi_f = \frac{4}{3} \pi \varepsilon d, \quad (16)$$

no qual  $\varepsilon$  é a densidade de fissuras e  $d$  é a razão de aspecto das fissuras.

Os parâmetros físicos e geométricos das amostras são mostrados na Tabela 1 enquanto os parâmetros petrofísicos são na Tabela 2.

### Medidas ultrassônicas

As medidas ultrassônicas foram realizadas utilizando o Sistema Ultrassônico do LPRF com a técnica de

Tabela 1: Parâmetros físicos das amostras. Descrição: D = diâmetro da amostra; H = altura da amostra;  $m_{dry}$  = massa da amostra seca;  $m_{sat}$  = massa da amostra saturada com água; h = altura ou abertura das inclusões; N = número de inclusões.

Amostra	D (mm)	H (mm)	$m_{dry}$ (g)	$m_{sat}$ (g)	h (mm)	N
ISO	38.00					
$\alpha_1 \varepsilon_1$	38.00	53.10	116.14	124.23	0.50	36
$\alpha_1 \varepsilon_2$	38.00	53.00	116.11	123.13	0.50	54
$\alpha_1 \varepsilon_3$	38.00	53.90	117.69	125.72	0.50	72
$\alpha_1 \varepsilon_4$	38.00	51.10	115.27	128.37	0.50	90
$\alpha_2 \varepsilon_1$	38.00	55.50	120.33	130.75	1.25	18
$\alpha_2 \varepsilon_2$	38.00	54.10	116.76	128.18	1.25	30
$\alpha_2 \varepsilon_3$	38.00	55.70	118.21	129.47	1.25	66
$\alpha_2 \varepsilon_4$	38.00	52.50	110.37	121.13	1.25	96
$\alpha_3 \varepsilon_1$	38.00	52.50	117.61	123.95	2.00	18
$\alpha_3 \varepsilon_2$	38.00	51.31	111.98	118.15	2.00	36
$\alpha_3 \varepsilon_3$	38.00	51.83	112.14	118.65	2.00	54
$\alpha_3 \varepsilon_4$	38.00	50.81	108.03	114.37	2.00	72
$\alpha_4 \varepsilon_1$	38.00	61.15	131.40	141.72	3.75	36
$\alpha_4 \varepsilon_2$	38.00	60.60	127.34	137.69	3.75	48
$\alpha_4 \varepsilon_3$	38.00	61.00	126.31	136.85	3.75	60
$\alpha_4 \varepsilon_4$	38.00	61.60	125.64	135.86	3.75	72

transmissão de pulso [7]. A taxa de amostragem por canal para todas as medidas das formas de onda P foi 0,002 e para onda S foi de 0,01. A Figura 2 mostra uma imagem deste sistema ultrassônico. O sistema é formado por um receptor de pulso 5072PR e um pré-amplificador 5660B da Olympus, um osciloscópio USB de 50 MHz da Handscope, e dois transdutores de 1MHz (onda P) e 500 kHz (onda S) também da Olympus. A Figura 2 também mostra os transdutores de onda P e S. Os transdutores (fonte e receptor) foram dispostos em lados opostos das amostras, separados pelo comprimento da amostra medida na Tabela 1. Para assegurar que a propagação da onda estava na região desejada das amostras, os transdutores foram colocados no centro de qualquer lado. Isto foi feito para ambos os modos de propagação de ondas.

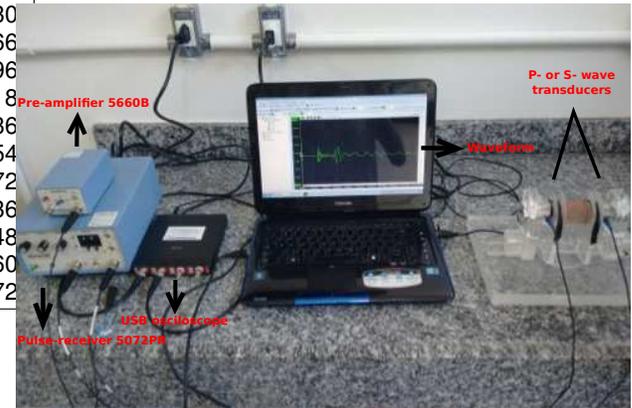


Figura 2: Configuração experimental para medidas de onda P e S.

Tabela 2: Parâmetros petrofísicos das amostras. Descrição dos parâmetros:  $\alpha$  = razão de aspecto;  $\phi_{eff}$  = porosidade efetiva;  $\varepsilon$  = densidade de fissura;  $\rho_{dry}$  = densidade da amostra seca.

Amostra	$\alpha$	$\phi_{eff}$	$\varepsilon$	$\rho_{dry}$ (g/cm <sup>3</sup> )
ISO				
$\alpha_1 \varepsilon_1$	0.08	0.1143	0.0092	1.93
$\alpha_1 \varepsilon_2$	0.08	0.1368	0.0138	1.93
$\alpha_1 \varepsilon_3$	0.08	0.168	0.0181	1.97
$\alpha_1 \varepsilon_4$	0.08	0.2260	0.0238	1.99
$\alpha_2 \varepsilon_1$	0.20	0.1655	0.0110	1.91
$\alpha_2 \varepsilon_2$	0.20	0.1761	0.0188	1.90
$\alpha_2 \varepsilon_3$	0.20	0.1807	0.0401	1.87
$\alpha_2 \varepsilon_4$	0.20	0.1882	0.0618	1.85
$\alpha_3 \varepsilon_1$	0.32	0.1065	0.0185	1.98
$\alpha_3 \varepsilon_2$	0.32	0.1060	0.0380	1.92
$\alpha_3 \varepsilon_3$	0.32	0.1107	0.0564	1.91
$\alpha_3 \varepsilon_4$	0.32	0.1100	0.0767	1.87
$\alpha_4 \varepsilon_1$	0.52	0.1488	0.0518	1.89
$\alpha_4 \varepsilon_2$	0.52	0.1506	0.0696	1.85
$\alpha_4 \varepsilon_3$	0.52	0.1524	0.0865	1.83
$\alpha_4 \varepsilon_4$	0.52	0.1463	0.1028	1.80

Em relação os registros da onda P, inicialmente, a direção de propagação da onda de compressão era perpendicular ao plano de fissuras, ou seja, ao plano XY (ver Figura 3a)). A partir daí, realizamos medições a cada 45° (Figura 3b)) ao longo do diâmetro das amostras até o ângulo de 90° (a polarização paralela ao plano de fissuras- Figura 3c)). No total, foram registrados três traços de onda P em cada amostra. Para a estimar as velocidades da onda P usamos a seguinte relação

$$V_P(\theta) = \frac{D}{t_P(\theta) - \Delta t_{atraso-P}}, \quad (17)$$

em que  $D$  é o diâmetro do plug em que a onda P propagou da fonte até o receptor,  $\Delta t_{atraso-P}$  é o tempo de atraso do transdutor de onda P, por último,  $t_P(\theta)$  é o tempo de transmissão da onda P com respeito ao eixo Z.

Para o registro de onda de cisalhamento, as medidas foram realizadas ao longo da direção Y, sendo a polarização inicial paralela às fissuras (direção X), no plano XZ (ver Figuras 3 (d) e 3 (e)). Realizamos medidas para as polarizações 0° e 90°. Dois traços de onda S foram registrados em cada amostra. Para a estimar as velocidades da onda S usamos um relação semelhante ao da onda P

$$V_S(\phi) = \frac{L_Y}{t_S(\phi) - \Delta t_{atraso-S}}, \quad (18)$$

em que  $L_Y$  é a distância de propagação de onda S,  $\Delta t_{atraso-S}$  é o tempo de atraso do transdutor de onda S,

por último,  $t_P(\phi)$  é o tempo de transmissão em função do ângulo com respeito ao eixo X para propagação de onda S.

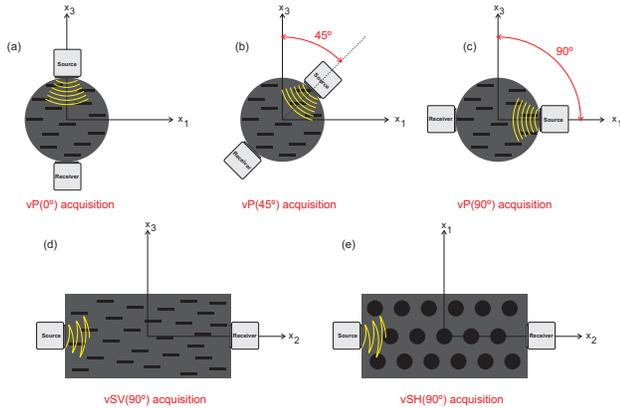


Figura 3: Esboço do experimento utilizado para registros sismograma das ondas P (a,b, c) e S (d,e). Note que ao medir  $V_P$ , a amostra permanece imóvel, e os transdutores gira em torno do eixo Y (com polarização fixa). Por outro lado, ao medir  $V_S$ , a amostra permanece imóvel enquanto as polarizações do transdutor rodam em torno do eixo Y.

## Resultados

Os resultados ultrassônicos são o tempo de trânsito das primeiras chegada relacionado ao sismogramas registrados. Os tempos de atrasos dos transdutores de onda P e S ( $0,14 \mu s$  e  $0,14 \mu s$ ) foram subtraídos dos tempos de trânsito. Utilizando os tempos corrigidos e a distância entre os transdutores, as velocidades das ondas foram calculadas utilizando as equações (17) e (18). A partir das velocidades estimadas determinamos as constantes do tensor de rigidez elástica, utilizamos a informação de densidade e as velocidades nas equações (2.11) a (2.15). Da mesma forma, os parâmetros de Thomsen podem ser determinados usando as equações (2.22) a (2.24) após determinar as constantes do tensor de rigidez elástica. Foram calculadas as velocidades de onda P e S, as constantes tensoras de rigidez elástica (C11, C33, C44, C66 e C13) e os parâmetros de Thomsen ( $\epsilon$ ,  $\gamma$  e  $\delta$ ) para todas as amostras fissuradas. Os erros devidos as medidas de comprimento fo de  $\pm 0,02$  cm e do tempo de picagem foi de  $\pm 0,04 \mu s$ .

As formas de onda P e S para ondas propagadas no modelo sem fissuras (amostra de referência) são mostradas nas Figuras 4a) e b). No caso da onda P, para a amostra de referência e para s demais amostras, as formas de ondas para a polarização da onda P são:  $\theta = 0^\circ$  (direção Z),  $\theta = 45^\circ$  em relação a direção Z para  $\theta = 90^\circ$  (direção X). No caso da onda da onda S sa polarizações são:  $\phi = 0^\circ$  ou polarização  $V_{SH}$  (direção X) e  $\phi = 90^\circ$  polarização  $V_{SV}$  (direção Z). Como pode ser observado para ambos os modos de propagação (P e S) existem uma pequena diferença entre os tempos de chegadas para cada polarização (para ambos os modos). Uma consequência desse efeito é pequena anisotropia de background, a qual é investigada neste trabalho.

Todas as formas de ondas P e S para amostras fissuradas

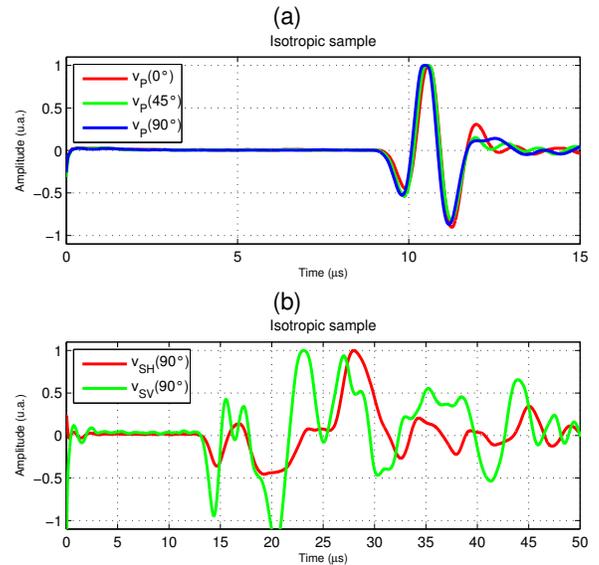


Figura 4: (a) Sismograma de onda P em função da mudança na polarização da onda P de  $0^\circ$  (direção Z),  $45^\circ$  em relação a direção Z para  $90^\circ$  (direção X) e (b) sismograma de onda S em função da mudança na polarização da onda S de  $\phi = 0^\circ$  ou polarização  $V_{SH}$  (direção X) e  $\phi = 90^\circ$  ou polarização  $V_{SV}$  (direção Z) para a amostra de referência REF.

secas dos grupos  $1(\alpha_1)$ ,  $2(\alpha_2)$ ,  $3(\alpha_3)$  e  $4(\alpha_4)$  não serão mostradas por questão de espaço. A Figuras 5 mostras as formas de onda S do grupo  $1(\alpha_1)$ . Observe que no caso da onda P, para todas as direções de propagação o tempo de primeira chegada é explicitamente visível. No caso da onda S, para ambas as direções de polarizações, X (paralela às fissuras) e Z (perpendicular às fissuras), existe uma superposição de modos de onda P no modo S. Esta superposição pode ser causada pelo efeito de dispersão resultante de curtos comprimentos de onda no domínio de alta frequência.

A partir dos tempos de chegada foram calculadas as velocidades das ondas P ( $0^\circ, 45^\circ$  e  $90^\circ$ ) e S ( $0^\circ, 90^\circ$ ). E a partir dos coeficientes elásticos obtidos a partir das previsões do modelo de Hudson [5], Crampin [3] também estimas as velocidades teóricas. A Figura ?? mostra as velocidades das ondas P e S medidas e prevista pelo modelo de Hudson [5], Crampin [3]. Os parâmetros de Thomsen ( $\epsilon$ ,  $\gamma$  e  $\delta$ ) foram estimados a partir das velocidades mostradas nas Figuras 6-10 e para as amostras correspondentes as todas razões de aspecto. Os parâmetros de Thomsen ( $\epsilon$ ,  $\gamma$  e  $\delta$ ) previstos e medidos não são mostrados na aqui também por questão de espaço.

## Conclusão

Neste trabalho, realizamos medidas ultrassônicas através de um modelo anisotrópico construído a partir de inclusões de discos vazios (penny-shaped) em um fundo anisotrópico. Quatro grupos de modelos anisotrópicos foram investigados para comparar com as respostas do modelo de Hudson/Crampin. Com base nos nossos resultados, as seguintes observações podem ser feitas:

1) Para velocidades de onda de compressão (VPz, VPx e VP45) predito pelo modelo modelo de Hudson/Crampin

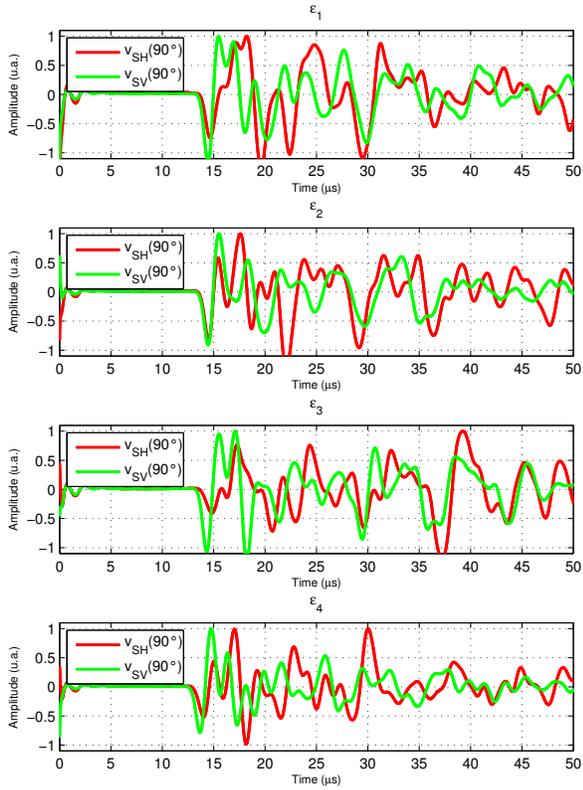


Figura 5: Sismograma de onda S em função da mudança na polarização da onda S de  $\phi = 0^\circ$  ou polarização  $V_{SH}$  (direção X) e  $\phi = 90^\circ$  ou polarização  $V_{SV}$  (direção Z) para a amostra de referência  $\alpha_1$ .

mostrou um bom ajuste para as velocidade  $VP_z$   $VP_4$  até uma razão de aspecto de 0.32. Uma subestimação quanto aos valores experimentais obtidos para ambas as densidades de fissura e para razão de aspecto acima 0.32 foi verificada para  $VP_x$ . 2) Para a onda de cisalhamento ( $VS_1$  e  $VS_2$ ) foram bem preditos pelo modelo de Hudson/Crampin para ambas as densidades de fissura e para razão de aspecto de até 0.32. 3) O aumento dos parâmetros anisotrópicos  $\epsilon$  e  $\gamma$  em função da densidade de fissura foi observada tanto para a predição do modelo de Hudson/Crampin quanto pelo valores experimentais nas condições de seca e saturada.

#### Acknowledgments

The authors would like to thank PET (ME)-GEOFÍSICA-UFPA, CNPq (grant number: 459063/2014-6) and PROPESP-UFPA for financial support.

#### Referências

- [1] Ass'ad, J., Tatham, R., and McDonald, J., 1992, A physical model study of microcrackinduced anisotropy: *GEOPHYSICS*, **57**, no. 12, 1562–1570.
- [2] Ass'ad, J. M., Tatham, R. H., Mcdonald, J. A., Kusky, T. M., and Jech, J., 1993, A Physical

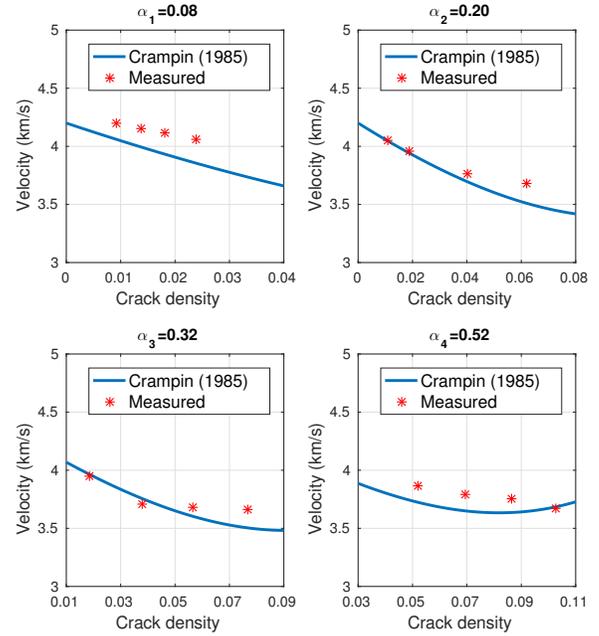


Figura 6: Velocidade da onda P perpendicular ao plano de fissuras ( $0^\circ$  -direção Z). Como pode ser observado as melhores previsões ocorrem para baixa densidade de fissura (menor que 6 %) independente da razão de aspecto.

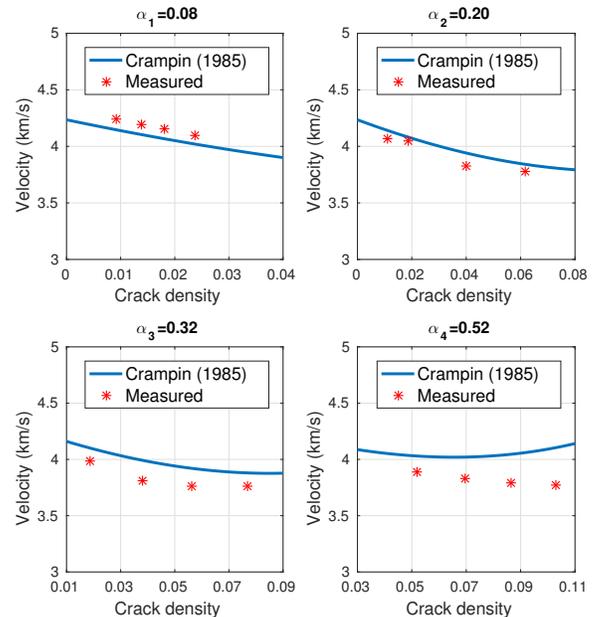


Figura 7: Velocidade da onda P diagonal ao plano de fissuras ( $45^\circ$  em relação a direção Z). Como pode ser observado as melhores previsões ocorrem para baixa densidade de fissura (menor que 6 %) para razão de aspecto de até 0.2.

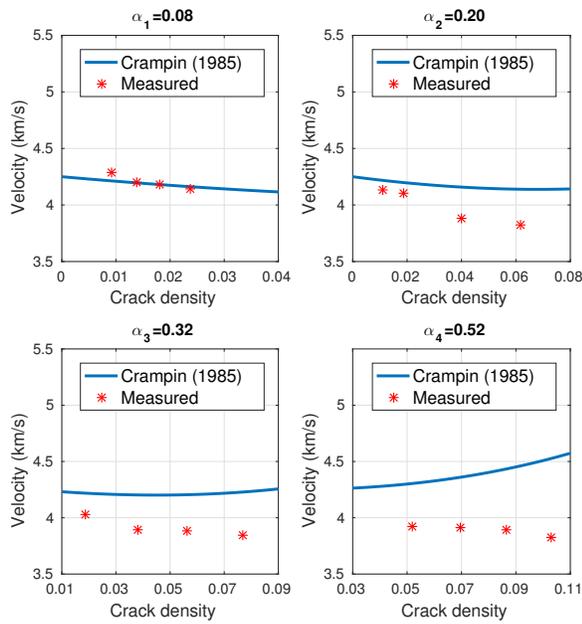


Figura 8: Velocidade da onda P paralela ao plano de fissuras ( 90° em relação a direção Z). Como pode ser observado as melhores previsões ocorrem para baixa densidade de fissura (menor que 6 %) pra razão de aspecto de 0.08.

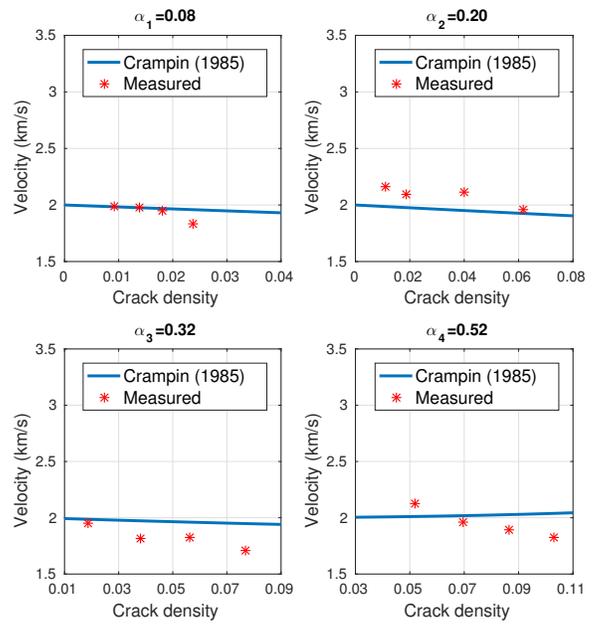


Figura 10: Velocidade da onda S perpendicular ao plano de fissuras ( 90° em relação a direção X). Como pode ser observado o comportamento experimental e teórico tem a mesma tendência para razões de aspectos de até 0.20.

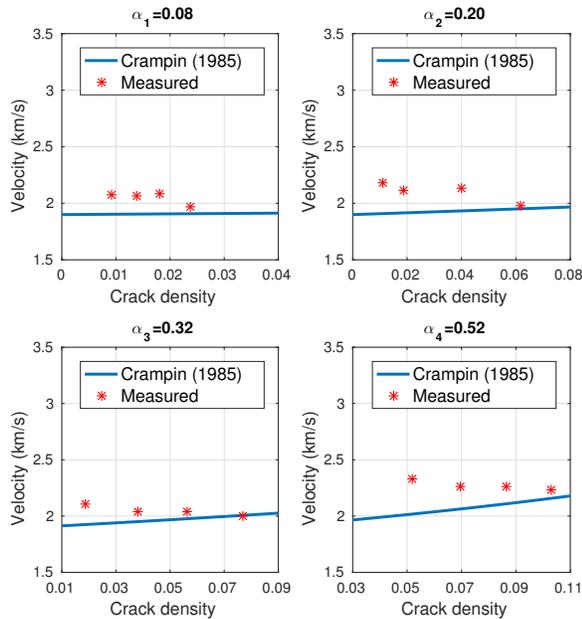


Figura 9: Velocidade da onda S paralela ao plano de fissuras ( 0° em relação a direção X). Como pode ser observado o comportamento experimental e teórico são opostos para todas as razões de aspectos.

[3] Crampin, S., 1984, Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids: *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **76**, no. 1, 135–145.

[4] Far, M., Liu, E., and Downton, J., 2015, Introduction to special section: Fractures: Interpretation, **3**, no. 3, STi–STi.

[5] Hudson, J. A., 1981, Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks: *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **64**, no. 1, 133–150.

[6] Rathore, J., Fjaer, E., Holt, R., and Renlie, L., 1995, P- and S-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry/1: *Geophysical Prospecting*, **43**, no. 6, 711–728.

[7] Santos, L. K., De Figueiredo, J. J. S., and Da Silva, C. B., 2016, A study of ultrasonic physical modeling of isotropic media based on dynamic similitude: *Ultrasonics*, **70**, 227–237.

[8] Santos, L. K., De Figueiredo, J. J. S., Macedo, D. L., and Da Silva, C. B., 2017, A new way to construct synthetic porous fractured medium: *Journal of Petroleum Science and Eng.*, **Manuscript under Revision**.

[9] Thomsen, L., 1995, Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rock1: *Geophysical Prospecting*, **43**, no. 6, 805–829.

Model Study of Scattering of Waves by Aligned Cracks: Comparison Between Experiment and Theory1: *Geophysical Prospecting*, **41**, no. 3, 323–339.