

# Padrões de polarização em meios anisotrópicos

**Rubervaldo M. Pereira\***

CPGF,CG,UFGA  
E-mail: rubenp@ufpa. Br

**João dos S. Protázio**

PPGME,CCEN, UFGA & ESMAC  
E-mail: protazio@ufpa.br

## Introdução

Com o desenvolvimento de técnicas de prospecção geofísica tais como: levantamentos multicomponentes e VSP (vertical seismic profile), informações de subsuperfície antes ignoradas pelos levantamentos tradicionais passaram a ser consideradas. Entre estas conquistas está a análise dos padrões de polarização das ondas espalhadas. Os padrões de polarização das ondas espalhadas em um levantamento sísmico possuem muitas informações sobre a estrutura das rochas na subsuperfície. É conhecido da literatura (Crampin, 1985; Winterstein & Meadows, 1991) que a birrefringência de ondas cisalhantes (ondas S) contém informações importantes sobre as orientações da distribuição de fraturas em um meio anisotrópico e com isso a direção de máxima tensão compressiva horizontal.

Protázio (1994) fez um estudo do efeito da anisotropia nos padrões de polarização do espalhamento de uma onda plana P, incidente, considerando modelos de subsuperfície isotrópico-isotrópico e isotrópico-anisotrópico (monoclínico) e levando em conta a variação do ângulo de incidência e do ângulo azimutal de espalhamento. No que se refere às reflexões, ele observou que as direções de polarização acompanham as direções das fases em virtude do semi-espaço incidente ser isotrópico, porém sofrem sutis alterações em suas energias principalmente a partir do ângulo crítico de incidência. Já no que diz respeito às ondas transmitidas é visível em ambos os modelos a presença de polarizações elípticas a partir do ângulo crítico de incidência.

Recentemente, Pereira (2004) apresentou um trabalho sobre a propagação de pulsos em meios anisotrópicos gerais, ou seja, para meios anisotrópicos sem planos de simetria. Partindo deste ponto, este trabalho tem por objetivo promover uma investigação sobre os efeitos provocados nos padrões de polarização, considerando-se experimentos em meios anisotrópicos sob variação: do ângulo de incidência; do ângulo azimutal de espalhamento; e do ângulo de mergulho do sistema de referência por onde a onda passa.

## A propagação de ondas planas

Para um meio perfeitamente elástico, linear e anisotrópico onde os parâmetros elásticos e as

densidades são constantes, a equação da onda é dada por:

$$\rho \ddot{w}_i = c_{ijkl} \partial_{lj} w_k, \quad (1)$$

sendo  $\rho$  a densidade e  $w_i$  o campo de onda. Uma solução para esta equação é encontrada na forma da onda plana abaixo

$$w_i = A n_i \exp[i\omega(s_k x_k - t)], \quad (2)$$

sendo  $A = [a_1 \ a_2 \ a_3]^t$  a amplitude da onda;  $n_i$  um vetor unitário especificando a sua direção de polarização;  $t$  o tempo;  $\omega$  a frequência circular e  $s_k$  o vetor de vagarosidade que determina a direção normal da frente de onda, sendo sua magnitude proporcional ao inverso da velocidade normal. A substituição de (2) em (1) gera o chamado sistema de equações de Christoffel e cuja forma é:

$$(\Gamma_{ik} - \rho \delta_{ik}) n_k = 0 \text{ ou } (\tilde{\Gamma}_{ik} - v^2 \delta_{ik}) n_k = 0 \quad (3)$$

sendo  $\Gamma_{ik} = c_{ijkl} s_l s_j$  ou  $\tilde{\Gamma}_{ik} = a_{ijkl} m_i m_j$ , conhecida como a matriz de Christoffel. Aqui,  $a_{ijkl} = c_{ijkl} / \rho$  e  $m_i$  é um vetor unitário na direção da vagarosidade  $s_k = m_k / v$ , sendo  $v$  a velocidade de fase. Para meios sem atenuação, os coeficientes da matriz de Christoffel são reais e o sistema linear homogêneo (3) constitui um problema de autovalor real cuja equação característica é dada por

$$\det(a_{ijkl} m_i m_j - v^2 \delta_{ij}) = 0 \quad (4)$$

sendo que para cada direção unitária  $m_i$ , a equação (4) produzirá três velocidades de fase  $v$ , em geral distintas, que podem ser ordenadas como  $v_T \leq v_S \leq v_P$ . Para cada velocidade  $v_Q$ ,  $Q = P, S$  e  $T$  em (4) haverá um correspondente autovetor real unitário  $n_{iQ}$ , conhecido como a polarização associada.

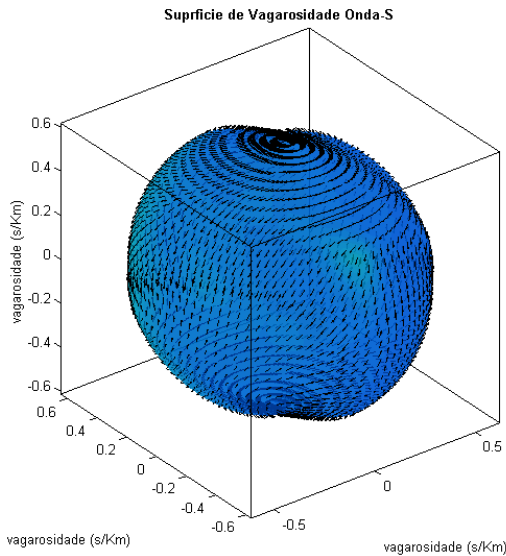
Se todas as três velocidades são diferentes, as polarizações correspondentes ficam determinadas ao longo de três direções mutuamente ortogonais. Isto significa que as três diferentes propagações de onda em um meio anisotrópico não diferem apenas pelas suas velocidades de fase  $v_Q$  mas também pela orientação de suas polarizações  $n_{iQ}$ , que fisicamente especificam as direções de deslocamento da partícula  $w_i$ . Este tipo de polarização é, portanto, chamada de

---

\* Bolsista CNPq-BRASIL

polarização linear.

No caso em que dois dos autovalores da matriz  $\Gamma_{ik}$  coincidam, chamado degeneração, as polarizações correspondentes às velocidades coincidentes ficam restritas a um plano de polarizações, ortogonal à terceira polarização determinada pela onda distinta. Quaisquer dois vetores, neste plano, que sejam mutuamente ortogonais, podem ser escolhidos como polarizações da onda associada. A direção  $m_i$  em que ocorre degeneração é chamada de direção singular. Segue abaixo figura mostrando a superfície de vagarosidade de uma onda S com vetores indicando a polarização.



**Figura 1** - Superfície de vagarosidade da onda S em um meio anisotrópico. Observa-se a presença dos vetores de polarização indicando a direção de deslocamento da partícula.

### O espalhamento de ondas planas

Considerando agora o campo de uma onda plana em um horizonte arbitrário  $x_3$  e orientado por um sistema de referência cartesiano tridimensional. Para cada componente horizontal  $\mathbf{s}_H = (s_1, s_2)^t$  fixa (Lei de Snell), a equação (4) determina uma equação de sexto grau em  $s_3$ , cujas seis raízes são separadas em dois blocos de três componentes cada um: um, o bloco ascendente, contendo as componentes  $\{s_{3P}^U, s_{3S}^U, s_{3T}^U\}$  e outro, o bloco descendente, contendo as componentes  $\{s_{3P}^D, s_{3S}^D, s_{3T}^D\}$ . Por outro lado, as polarizações também ficam divididas em dois blocos: um ascendente,  $\{\mathbf{n}_P^U, \mathbf{n}_S^U, \mathbf{n}_T^U\}$  e outro, descendente,  $\{\mathbf{n}_P^D, \mathbf{n}_S^D, \mathbf{n}_T^D\}$ . Assim em cada horizonte  $x_3$  o campo de onda total é dado por

$$\mathbf{w} = e^{-i\omega(t - (\mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H))} \mathbf{N}^D e^{i\omega x_3 S_3^D} \mathbf{d} + e^{-i\omega(t - (\mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H))} \mathbf{N}^U e^{i\omega x_3 S_3^U} \mathbf{u}, \quad (5)$$

sendo  $\mathbf{d}$  e  $\mathbf{u}$  vetores em que as componentes são as amplitudes das ondas descendentes e ascendentes;

$\mathbf{x}_H = (x_1, x_2)^t$  a componente horizontal do vetor posição;  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  o usual produto interno de vetores;  $\mathbf{N}^D$  e  $\mathbf{N}^U$  matrizes que guardam em suas colunas as informações das polarizações das ondas ascendentes e descendentes, respectivamente e  $\mathbf{S}_3^D$  e  $\mathbf{S}_3^U$  matrizes diagonais que guardam em suas diagonais as informações das componentes verticais das vagarosidades das ondas descendentes e ascendentes, respectivamente.

Por outro lado, o campo vertical de tração apresenta a forma:

$$\boldsymbol{\tau}_3 = e^{-i\omega(t - (\mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H))} \mathbf{Z}^D e^{i\omega x_3 S_3^D} \mathbf{d} + e^{-i\omega(t - (\mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H))} \mathbf{Z}^U e^{i\omega x_3 S_3^U} \mathbf{u}, \quad (6)$$

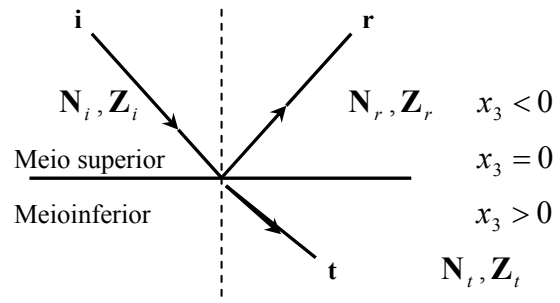
sendo  $\mathbf{Z}^D$  e  $\mathbf{Z}^U$  as matrizes de impedância descendente e ascendente, respectivamente, do meio (Gomes 1999).

Se por hipótese os campos  $\mathbf{w}$  e  $\boldsymbol{\tau}_3$  forem contínuos pode-se definir o campo como:

$$\mathbf{b}(x_3) = \begin{bmatrix} \mathbf{w} \\ \boldsymbol{\tau}_3 \end{bmatrix} = e^{-i\omega(t - (\mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H))} \begin{bmatrix} \mathbf{N}^D & \mathbf{N}^U \\ \mathbf{Z}^D & \mathbf{Z}^U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\omega x_3 S_3^D} & 0 \\ 0 & e^{i\omega x_3 S_3^U} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{d} \\ \mathbf{u} \end{bmatrix},$$

No caso de uma interface plana separando dois meios anisotrópicos conforme Figura 2 e na hipótese da continuidade do campo  $\mathbf{b}(x_3)$  em  $x_3 = 0$  podemos obter facilmente as amplitudes refletidas ( $\mathbf{r}$ ) e transmitidas ( $\mathbf{t}$ ) resolvendo o sistema matricial (Gomes, 1999)

$$\begin{cases} \mathbf{N}_i \mathbf{i} + \mathbf{N}_r \mathbf{r} = \mathbf{N}_t \mathbf{t} \\ \mathbf{Z}_i \mathbf{i} + \mathbf{Z}_r \mathbf{r} = \mathbf{Z}_t \mathbf{t} \end{cases} \quad (7)$$



**Figura 2** - Modelo esquemático do espalhamento de ondas em interface plana horizontal. Observam-se as amplitudes das ondas, as matrizes de impedância e polarização; incidente, refletida e transmitida, envolvidas no espalhamento da onda.

Já no caso de múltiplas camadas Pereira (2004) tem mostrado que o campo de onda na base de uma camada pode ser obtido a partir do campo no topo da camada pela equação

$$\mathbf{b}(x_3) = \mathbf{N} e^{i\omega h S_3} \mathbf{N}^{-1} \mathbf{b}(x_{30}), \quad (8)$$

sendo  $\mathbf{Q}(h) = \mathbf{N} e^{i\omega h S_3} \mathbf{N}^{-1}$  a matriz de propagação através da camada

### O espalhamento de pulsos através de meios anisotrópicos

Sejam, pois, dois meios elásticos anisotrópicos,

separados por uma interface horizontal plana  $x_3 = 0$ , com eixo  $x_3$  orientado positivamente para baixo. Neste caso, segundo Protázio (1994) o campo de onda incidente apresenta a forma:

$$\bar{\mathbf{w}}_i(\omega) = e^{-i\omega\tau} \mathbf{N}_i \mathbf{e}^{i\omega x_3 S_{3i}} \mathbf{i}(\omega), \quad (9)$$

sendo  $\tau = t - \langle \mathbf{s}_H, \mathbf{x}_H \rangle$ ,  $\mathbf{S}_{3i}$  a matriz das componentes verticais das vagarosidades incidentes e  $\mathbf{i}(\omega)$ , o vetor das amplitudes das ondas incidentes no domínio das frequências. Aplicando-se a transformada de Fourier, o campo incidente pode ser expresso, no domínio do tempo, como:

$$\mathbf{w}_i(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \mathbf{N}_i \mathbf{e}^{i\omega x_3 S_{3i}} \mathbf{i}(\omega) d\omega, \quad (10)$$

De forma análoga, o campo refletido, no domínio do tempo, é dado por:

$$\mathbf{w}_r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \mathbf{N}_r \mathbf{e}^{i\omega x_3 S_{3r}} \mathbf{R}(\omega) \mathbf{i}(\omega) d\omega, \quad (11)$$

e o transmitido por:

$$\mathbf{w}_t(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \mathbf{N}_t \mathbf{e}^{i\omega x_3 S_{3t}} \mathbf{T}(\omega) \mathbf{i}(\omega) d\omega. \quad (12)$$

### O sinal analítico dos pulsos espalhados

Seguindo, novamente, Protázio (1994) dado um sinal temporal  $f(\tau)$ , o sinal analítico a ele associado tem a forma  $f^{(A)}(\tau) = f(\tau) + if_H(\tau)$ , sendo  $f_H(\tau)$  a transformada de Hilbert do sinal, definida por:

$$f_H(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(t)}{t - \tau} d\tau. \quad (13)$$

Para a obtenção do sinal analítico do pulso refletido, considera-se aqui apenas o caso pós-crítico, pois todo o processo de espalhamento das ondas no caso pré-crítico é real. Assim o sinal analítico refletido através de uma interface, na sua forma mais geral é dado por:

$$\mathbf{w}_r(t) = \frac{1}{\pi} \mathbf{N}^U \mathbf{R} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \mathbf{e}^{i\omega x_3 \text{Re}(S_3^U)} \mathbf{e}^{\omega x_3 |\text{Im}(S_3^U)|} \mathbf{i}(\omega) d\omega, \quad (14)$$

sendo  $\mathbf{e}^{\omega x_3 |\text{Im}(S_3^U)|}$  o termo de decaimento com a profundidade.

Já o pulso analítico transmitido na sua forma mais geral é dado por:

$$\mathbf{w}_t(\tau) = \frac{1}{\pi} \mathbf{N}^D \mathbf{T} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \mathbf{e}^{i\omega x_3 \text{Re}(S_3^D)} \mathbf{e}^{-\omega x_3 |\text{Im}(S_3^D)|} \mathbf{i}(\omega) d\omega, \quad (15)$$

sendo  $\mathbf{e}^{-\omega x_3 |\text{Im}(S_3^D)|}$  o termo de decaimento com a profundidade.

### O espalhamento de pulsos através de estratificações

Considerandere uma estratificação com  $N$  camadas, limitada por um semi-espaco superior e por um semi-espaco inferior e seguindo o método iterativo, a matriz de propagação relacionando às interfaces superior e inferior é dada pelo produto das matrizes de

propagação de cada camada Protázio (1994), ou seja:

$$\mathbf{b}(x_{3b}) = \prod_{k=N}^1 \mathbf{Q}_k(h_k) \mathbf{b}(x_{3t}) \equiv \mathbf{Q} \mathbf{b}(x_{3t}) \quad (16)$$

sendo  $\mathbf{Q}_k(h_k)$  a matriz de propagação calculada em uma  $k$ -ésima camada de uma estratificação com espessura  $h_k$ .

Protázio (1994) mostrou que:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{t} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} = \mathbf{E}_{N+1,N} \mathbf{P}_N \mathbf{E}_{N,N-1} \cdots \mathbf{E}_{2,1} \mathbf{P}_1 \mathbf{E}_{1,0} \begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{r} \end{bmatrix} = \mathbf{E}^D \begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{r} \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$= \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{11}^D & \mathbf{E}_{12}^D \\ \mathbf{E}_{21}^D & \mathbf{E}_{22}^D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{r} \end{bmatrix}$$

sendo que cada  $\mathbf{E}_{k,k-1}$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots, N+1$  corresponde à uma matriz que controla o espalhamento na interface que separa as camadas  $k$  e  $k-1$  e cada  $\mathbf{P}_k$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots, N$  corresponde à matriz de propagação através da  $k$ -ésima camada. A matriz  $\mathbf{E}^D$  é denominada *matriz descendente de espalhamento* associada à estratificação pois, determina o espalhamento das ondas na interface inferior a partir do espalhamento na interface superior. A equação (17) pode ser reescrita como:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{11}^U & \mathbf{E}_{12}^U \\ \mathbf{E}_{21}^U & \mathbf{E}_{22}^U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{t} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (18)$$

sendo que  $\mathbf{E}^U = (\mathbf{E}^D)^{-1}$  corresponde à *matriz ascendente de espalhamento* associada à estratificação pois, determina o espalhamento das ondas na interface superior a partir do espalhamento na interface inferior. Assim, as soluções para os coeficientes  $\mathbf{r}$  e  $\mathbf{t}$  são obtidos e dados por

$$\mathbf{r} = \mathbf{E}_{21}^U (\mathbf{E}_{11}^U)^{-1} \mathbf{i} \quad (19)$$

$$\mathbf{t} = (\mathbf{E}_{11}^U)^{-1} \mathbf{i}.$$

Para o caso de uma camada simples, a matriz ascendente de espalhamento é dada por  $\mathbf{E}^U = \mathbf{E}_{0,1} \mathbf{P}_1^{-1} \mathbf{E}_{1,2}$ , obtendo assim o coeficiente de transmissão como:

$$\mathbf{t} = \mathbf{T}_{12} (\mathbf{I} - \mathbf{\Lambda}_1^D \mathbf{R}_{10} \mathbf{\Lambda}_1^U \mathbf{R}_{12})^{-1} \mathbf{\Lambda}_1^D \mathbf{T}_{01} \mathbf{i} \quad (20)$$

$$\equiv \mathbf{T}_{12} (\mathbf{I} - \mathbf{\Pi})^{-1} \mathbf{\Lambda}_1^D \mathbf{T}_{01} \mathbf{i},$$

sendo que os símbolos  $\mathbf{R}_{jk}$  e  $\mathbf{T}_{jk}$  representam as matrizes de reflexão e a transmissão da onda através da interface que separa os meios  $j$  e  $k$ , no meio  $k$ . Cada matriz  $\mathbf{\Lambda}_j^D = \mathbf{e}^{i\omega h_j S_3^D}$  e  $\mathbf{\Lambda}_j^U = \mathbf{e}^{i\omega h_j S_3^U}$  representa a matriz propagadora descendente e ascendente, respectivamente, na  $j$ -ésima camada.

A expressão acima traduz todo o processo de propagação da onda transmitida através da camada e o operador

$$(\mathbf{I} - \mathbf{\Pi})^{-1} = \mathbf{I} + \mathbf{\Pi} + \mathbf{\Pi}^2 + \mathbf{\Pi}^3 + \dots \quad (22)$$

constitui o chamado *operador de reverberação* (Protázio 1994) e cada um de seus termos é

responsável pela descrição de cada múltipla envolvida na propagação através da camada.

Seguindo o raciocínio anterior, o coeficiente  $\mathbf{r}$  pode ser calculado como:

$$\mathbf{r} = \left\{ \mathbf{R}_{01} + \mathbf{T}_{10} \mathbf{\Lambda}_1^U \mathbf{R}_{12} (\mathbf{I} - \mathbf{\Pi})^{-1} \mathbf{\Lambda}_1^D \mathbf{T}_{01} \right\} \mathbf{i}. \quad (23)$$

### Experimentos numéricos

Para mostrar a robustez do modelo apresentado experimentos numéricos na forma de sismogramas sintéticos de ondas planas e hodogramas são apresentados.

Os sismogramas são apresentados no domínio  $(t, s)$ , sendo  $s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2}$ , com  $s_1 = \sin \theta \cos \phi / \alpha$ ,  $s_2 = \sin \theta \sin \phi / \alpha$  e  $\alpha$ , a velocidade longitudinal do meio incidente projetada no plano sagital. A assinatura no tempo  $t$  do pulso incidente é dada pela função  $f(t) = \sin(\omega_c t)$ , sendo  $\omega_c = 25$  a frequência do pulso.

No primeiro experimento os sismogramas foram calculados para um modelo litológico de uma camada intercalada por dois semi-espacos usando-se uma camada isotrópica (arenito) intercalada por um semi-espaco isotrópico (argila) (Tabela 1). Os ângulos de incidência  $\theta$  foram calculados no intervalo  $[0, 90^\circ]$ , o ângulo na variação azimutal foi de  $\phi = 15^\circ$ .

Com relação aos sismogramas sintéticos (Figura 3) o que se observa é uma inversão na escala do tempo pelo fato do cálculo do tempo ser dependente da vagarosidade. Todos os sismogramas foram projetados no plano de incidência o que explica a ausência de evento refletido e transmitido na componente  $y$  no experimento isotrópico.

Quanto à reflexão observa-se nos sismogramas da Figura 3a um primeiro evento que corresponde à reflexão  $P$  no topo da camada. Verifica-se, também, a partir do ângulo crítico de propagação, a ocorrência do aumento da amplitude do pulso refletido. A segunda chegada que se estende até o valor crítico de  $s$  possui energia menor e representa a primeira reflexão  $PP$  na base da camada. Observa-se também o registro de reflexões múltiplas, com menor energia. O outro evento pós-crítico que é observado corresponde a uma convertida  $P$  da onda  $S$  na base da camada.

Quanto à transmissão na Figura 3b, há um primeiro evento que se estende até o valor crítico de  $s$  e que corresponde à primeira transmissão  $P$  na base da camada. Os demais eventos correspondem a transmissões convertidas e múltiplas como observados na reflexão.

Para o segundo experimento considerou-se somente uma interface plana separando um semi-espaco isotrópico (semi-espaco da tabela 1) e uma camada anisotrópica (conforme parâmetros elásticos da Tabela 2). Além dos sismogramas foram também calculados os hodogramas para 10 ângulos de incidência entre 0 e 90°.

Quanto à reflexão na Figura 4a o sismograma apresenta a onda  $P$  refletida na interface com

características como descritas no experimento anterior.

Já nos hodogramas da figura 5a observa-se que: são lineares; a variação da direção de propagação acompanha a direção de fase; e que a energia aumenta significativamente a partir do ângulo crítico.

Quanto à transmissão na Figura 4b o sismograma apresenta a onda transmitida  $P$  na interface com as características como descritas no experimento anterior.

Já os hodogramas (Figura 5b) apresentam polarização linear até o ponto crítico de incidência e a partir deste, polarização elíptica. Esta é uma característica marcante neste tipo de experimento e é ser fundamental na caracterização de reservatórios.

Litologia	Profund. (Km)	Dens. (g/cm <sup>3</sup> )	$\alpha$ (Km/s)	$\beta$ (Km/s)
Argila	0,5	2,35	3,3	1,7
Arenito	1,0	2,49	4,2	2,7
Argila	1,2	2,35	3,3	1,7

**Tabela 1.** Velocidades e densidades do modelo litológico de referência argila - arenito - argila. Sendo que  $\alpha$  é a velocidade da onda  $P$  e  $\beta$  é a velocidade da onda  $S$ .

$$C = \begin{pmatrix} 27.1180 & 4.7122 & 4.7584 & 0,0000 & -1.7758 & 0,0000 \\ & 43.3897 & 6.9151 & 0,0000 & -0.6359 & 0,0000 \\ & & 42.0204 & 0,0000 & -2.5262 & 0,0000 \\ & & & 17.8911 & 0,0000 & -0.9741 \\ & & & & 14.4721 & 0,0000 \\ & & & & & 14.5165 \end{pmatrix} \times 10^9 \text{N m}^{-2}$$

**Tabela 2** Parâmetros elásticos do meio anisotrópico.

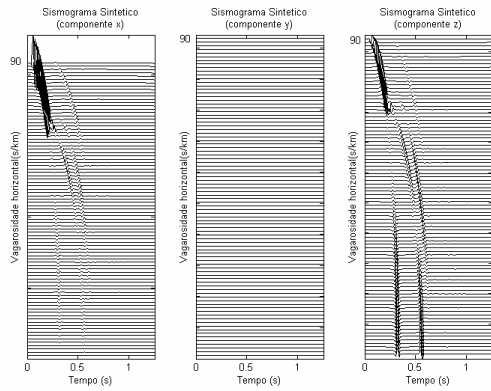
### Conclusão

As conclusões e potencialidades deste trabalho para a exploração sísmica são as seguintes:

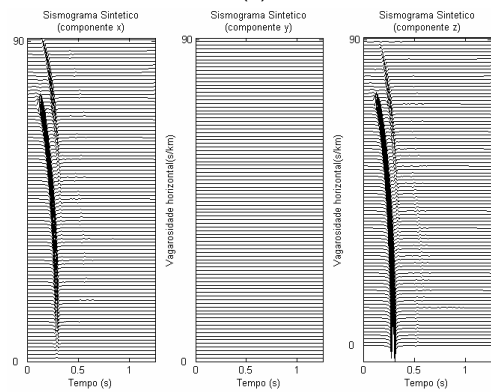
1. Foi apresentado um formalismo consistente para se modelar o espalhamento de ondas em meios anisotrópicos gerais através da obtenção explícita dos campos de deformação e tração como função das matrizes propagadoras, de polarização e impedância. Para com isto obter os coeficientes de reflexão e transmissão do espalhamento através de uma interface plana horizontal separando meios anisotrópicos e posteriormente generalizar para várias camadas. Ao formalismo acima descrito introduziu-se um sinal analítico para se estudar o espalhamento de pulsos em meios anisotrópicos gerais.

2. Para verificar a consistência do formalismo acima descrito foram apresentados experimentos numéricos na forma de sismogramas sintéticos de ondas planas e hodogramas para se estudar a reflexão e a transmissão de ondas  $P$  e convertidas  $S$  e  $T$  no topo e na base de uma camada anisotrópica (isotrópica fraturada) separada por dois semi-espacos isotrópicos. Esses experimentos confirmam a consistência da metodologia se comparado a estudos consagrados na literatura.

Assim, pretende-se usar este formalismo na caracterização de reservatórios.

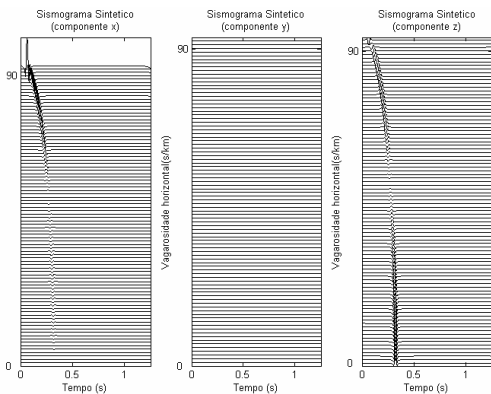


(a)

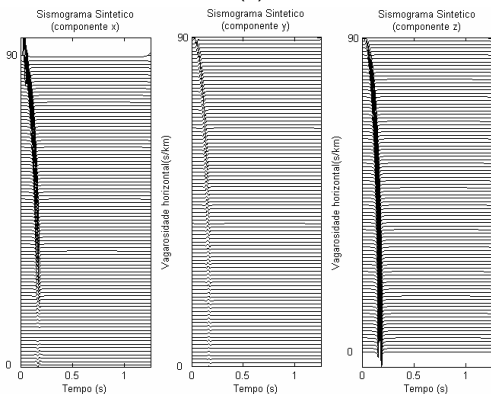


(b)

Figura 3- Experimento 1. sismogramas para reflexão (a) e transmissão (b) para modelo litológico isotrópico-isotrópico da tabela 1.

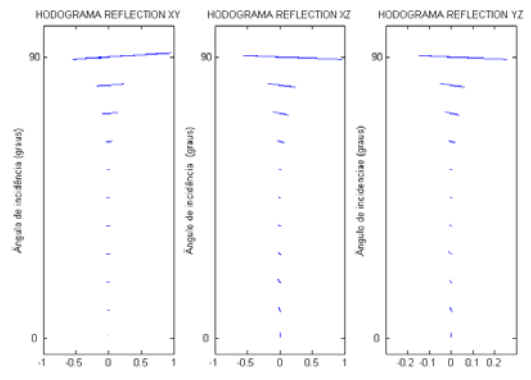


(a)

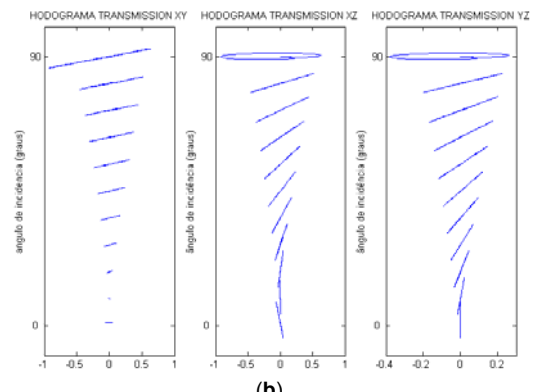


(b)

Figura 4- Experimento 2. Sismogramas para reflexão (a) e transmissão (b) para modelo litológico isotrópico-monoclinico.



(a)



(b)

Figura 5- Experimento 2. Hodogramas para reflexão (a) e transmissão (b) para modelo litológico isotrópico-monoclinico.

## Referências

- [1] Crampin, S. 1985. Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting. *Geophysics*, **50**(1): 142-152.
- [2] Gomes, E.N.S., 1999. *Refletividade de ondas P em meios anisotrópicos*. Belém, Universidade Federal do Pará, Centro de Ciências Exatas e Naturais, Departamento de Matemática, 102p. (Dissertação de Mestrado)
- [3] Pereira, R.M. 2004. *Propagação de pulsos em meios anisotrópicos*. Belém, Universidade Federal do Pará, Centro de Geociências, Pós-Graduação em Geofísica, 262p. (Dissertação de Mestrado)
- [4] Protázio, J.S. 1994. *Espalhamento elástico em meios anisotrópicos estratificados*. Belém, Universidade Federal do Pará, Centro de Geociências, Pós-Graduação em Geofísica, 262p. (Tese de Doutorado)
- [5] Winterstein D.F. & Meadows M. A.. Shear-wave polarizations and subsurface stress directions at Lost Hills field. *Geophysics*, **56** (1991), 1331-1348.