

Copyright 2004, Instituto Brasileiro de Petróleo e Gás - IBP

Este Trabalho Técnico Científico foi preparado para apresentação no 3º Congresso Brasileiro de P&D em Petróleo e Gás, a ser realizado no período de 2 a 5 de outubro de 2005, em Salvador. Este Trabalho Técnico Científico foi selecionado e/ou revisado pela Comissão Científica, para apresentação no Evento. O conteúdo do Trabalho, como apresentado, não foi revisado pelo IBP. Os organizadores não irão traduzir ou corrigir os textos recebidos. O material conforme, apresentado, não necessariamente reflete as opiniões do Instituto Brasileiro de Petróleo e Gás, Sócios e Representantes. É de conhecimento e aprovação do(s) autor(es) que este Trabalho será publicado nos Anais do 3º Congresso Brasileiro de P&D em Petróleo e Gás

MODELAGEM SÍSMICA SH VISCOELÁSTICA SIMULANDO MEIOS GEOLÓGICOS COM ANISOTROPIA

Roberto H. M. Dos Santos¹, Marco A. B. Botelho².

CPGG-UFBA, Salvador, Bahia, Brasil, [1rhms@cpgg.ufba.br](mailto:rhms@cpgg.ufba.br), [2botelho@cpgg.ufba.br](mailto:botelho@cpgg.ufba.br).

Resumo

Os sólidos elásticos e os fluidos viscoelásticos diferem em suas características de deformação. Os sólidos elásticos deformados retornam para seu estado de origem logo que as forças que atuam sobre eles são retiradas. Os fluidos viscosos não retornam à sua forma original após serem deformados. Entretanto, as tensões elásticas são diretamente relacionadas com a deformação; no caso, de um fluido viscoso, a tensão (exceto para componentes hidrostáticos) é relacionada com a velocidade de deformação. O comportamento de um material que apresenta ambas características, elástica e viscoelástica, é chamado de comportamento viscoelástico. Nesse trabalho nós iniciamos a análise dos efeitos de atenuação e propagação da onda SH em um meio viscoelástico anisotrópico. Nós comparamos os sismogramas gerados com a equação viscoelástica com sismogramas acústicos gerados usando o mesmo campo de velocidade.

Abstract

Elastic solids and viscoelastic fluids differ widely in their characteristics of deformation. The deformed solids elastically return to the not deformed state as soon as the applied loads are removed. Viscous fluids present no trend to return to their original configuration after the deformation. Moreover, the elastic tensions are directly related with the deformation; in the case of, in a viscous fluid, the tensions (except for the hydrostatic components) are related with the deformation speed. The behavior of a material that presents a combination of both characteristics, elastic and viscoelastic, is called viscoelastic behavior. In this work we initially analyze the effect of attenuation the propagation of SH wave in a anisotropic viscoelastic media. We compare the seismograms generated with the viscoelastic equation and with acoustic equation, using the same isotropic acoustic velocity field.

Introdução

Devido à dificuldade crescente em se descobrir novas e significantes reservas de hidrocarbonetos, é cada vez maior o interesse na caracterização de reservatórios de hidrocarbonetos com o objetivo de recuperar campos de óleo, obtendo-se como resultado final o aumento da produção. A caracterização do reservatório consiste em usar os métodos geofísicos para descrição detalhada da estrutura do ambiente de reservatório e dos fluxos de seus fluidos, é o conhecimento de como as propriedades das rochas dos reservatórios de hidrocarbonetos e seus fluidos influenciam na resposta geofísica, especialmente na propagação de ondas sísmicas. O processo de caracterização de reservatórios é baseado primordialmente nas informações obtidas de poços. Entretanto, no caso onde os dados são insuficientes para a caracterização, torna-se necessários outros meios para que esse processo seja mais completo e abrangente. O emprego de técnicas numéricas para efetuar a modelagem sísmica tem sido muito utilizado na prospecção sísmica onde, por meio de um procedimento direto, é possível simular a propagação de ondas e estudar todos os parâmetros que são necessários para a caracterização de reservatório. A modelagem direta de dados sísmicos representa papel fundamental neste processo de caracterização onde não há dados disponíveis, pois através deste procedimento podemos compreender qual a parcela de contribuição de cada um dos parâmetros petrofísicos na propagação de ondas sísmicas. O procedimento usado neste trabalho para a caracterização de reservatórios leva em consideração uma série de parâmetros tais como: mineralogia, propriedades das rochas (porosidade, saturação de óleo, água e gás, permeabilidade, compressibilidade),

dos fluidos (viscosidade, composição química, molhabilidade, compressibilidade) e dos fatores ambientais (pressão nos poros, tensões, temperatura), assim como das variações espaciais e temporais desses parâmetros. Historicamente, são relevantes as seguintes contribuições: Reshef e Hsiung (1988), que introduziu o uso de sismogramas sintéticos com operadores de diferenciáveis pseudospectral, onde considera um meio de pequena perda e modela a superfície livre chamado de método “zero-padding”. Neste trabalho usamos o método de diferenças finitas que usa as chamadas formulações homogêneas e heterogêneas para resolver a equação do movimento. No primeiro caso, o movimento em cada região homogênea é descrito por uma equação do movimento com parâmetros constantes acústicos. Para esse método, condições de contorno sobre as interfaces devem ser explicitamente satisfeitas. A formulação heterogênea incorpora implicitamente as condições de contorno para construir a representação de diferenças finitas usando a equação do movimento para meios heterogêneos. Este trabalho está baseado no trabalho de Carcione (2000).

Equação Dinâmica

Nesta seção nós derivamos as equações diferenciais descrevendo a propagação da onda em termos dos deslocamentos do material. A conservação do momento linear implica

$$\partial_j \sigma_{ij} + f_i = \rho \partial_{tt}^2 u_i \quad (1)$$

onde u_i são as componentes do vetor deslocamento, ρ é a densidade de massa f_i são as componentes da força por unidade de volume. Ω é limitado por uma superfície S , o volume integral da Equação 1 é o balanço entre a tração da superfície e S - obtido aplicando ao teorema do divergente e a força com o termo de inércia. A Equação 1 é conhecida como equação de Euler para a elasticidade, correspondendo a lei de Newton para movimento de partículas.

A substituição da lei de Hooke na Equação 1 resulta

$$\partial_j (c_{ijkl} \epsilon_{kl}) + f_i = \rho \partial_{tt}^2 u_i. \quad (2)$$

Para o uso da notação matricial curta, nós introduzimos a notação de Auld (Auld, 1990) para os operadores diferenciais. O operador gradiente simétrico tem sua representação matricial seguinte

$$\nabla = \begin{pmatrix} \partial_1 & 0 & 0 & 0 & \partial_3 & \partial_2 \\ 0 & \partial_2 & 0 & \partial_3 & 0 & \partial_1 \\ 0 & 0 & \partial_3 & \partial_2 & \partial_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

a relação deslocamento-deformação pode ser escrita como

$$\mathbf{e} = \nabla^T \cdot \mathbf{u}, \quad \mathbf{e}_I = \nabla_{Ij} u_j, \quad (4)$$

com

$$\mathbf{e} = (e_1, e_2, e_3, e_4, e_5, e_6)^T = (e_{11}, e_{22}, e_{33}, e_{23}, e_{13}, e_{12})^T \quad (5)$$

o divergente do tensor esforço pode ser expresso como

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} = \rho \partial_{tt}^2 \mathbf{u}, \quad (6)$$

onde

$$\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5, \sigma_6)^T = (\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{23}, \sigma_{13}, \sigma_{12})^T, \quad \mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3), \quad \mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3). \quad (7)$$

De forma similar, usando a notação matricial, a relação esforço - deformação

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C}_I \mathbf{e}_I, \quad \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{e}, \quad (8)$$

com a matriz elasticidade dada por

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{56} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

O estado de deformação zero corresponde ao equilíbrio estático com o mínimo de energia de deformação ($V = 0$). Por causa disso a energia deve crescer constantemente quando o meio é deformado, nós temos $c_{ij}e_ie_j > 0$. Matematicamente, essa expressão envolve componentes e_i não zerados que define uma função quadrática exata, que, por definição, impõem alguns contrastes nas constantes elásticas (condição de estabilidade, veja Auld (1990); isto é, todo determinante principal deve ser maior que zero,

$$c_{I(I)} > 0, \quad \det \begin{pmatrix} c_{I(I)} & c_{IJ} \\ c_{IJ} & c_{I(I)} \end{pmatrix} > 0, \quad (10)$$

Alternativamente, a densidade energia-deformação pode ser expressa em termos dos auto-valores da matriz $\mathbf{C}$, isto é, $\Lambda_i = 1, \dots, 6$, chamados auto-rigidez Kelvin (1856) que é, $2V = \Lambda_i (\mathbf{e}_i)^T \cdot \mathbf{e}_i$, onde $\mathbf{e}_i$ são os auto-vetores ou auto-deformações. É claro que uma energia de deformação positiva implica na condição $\Lambda_i > 0$, veja Pipkin (1976).

Combinando as equações (4), (6) e (8) resulta:

$$\nabla \cdot [\mathbf{C} \cdot (\nabla^T \cdot)] + \mathbf{f} = \rho \partial_{tt}^2 \mathbf{u}, \quad (11)$$

$$\Gamma \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{f} = \rho \partial_{tt}^2 \mathbf{u}, \quad (\Gamma \nabla_{ij} \cdot u_j + f_i = \rho \partial_{tt}^2 u_i), \quad (12)$$

onde

$$\Gamma \nabla = \nabla \cdot \mathbf{C} \cdot \nabla^T, \quad (\Gamma \nabla_{ij} = \nabla_{il} c_{lj} \nabla_{lj}). \quad (13)$$

É o operador diferencial da matriz simétrica 3x3 de Kelvin-Chistoffel.

Relação Esforço-deformação

Atenuação é uma característica associada com um estado de deformação do meio e, por isso, um pequeno número de parâmetros é suficientes para obtenção dos coeficientes de relaxação. Em meios isotrópicos, duas funções relaxação definem completamente as propriedades anelásticas. Finalmente para meios saturados, calcular a média de Backus é uma aproximação fisicamente boa para obter as componentes de relaxação de um meio transversalmente isotrópico. Duas leis constitutivas alternativas, não restringindo para meios saturados, como é a aproximação de Backus, relacionam ondas e deformação de modelos para processos anelásticos, usando na maioria seis funções de relaxação. Foi definido que a relação esforço deformação para um meio viscoelástico isoterma, pode ser escrito como:

$$\sigma_{ij}(x, y) = \Psi_{ijkl}(x, y) * \partial_t \epsilon_{kl}(x, t). \quad (14)$$

Usando a notação de Voigt, temos que:

$$\sigma = \Psi * \partial_t \epsilon. \quad (15)$$

Campo em tempo harmônico são representados pela parte real de:

$$[\cdot] \exp(i\omega t), \quad (16)$$

onde $[\cdot]$ representa um vetor complexo que só depende das coordenadas espaciais. Substituindo a dependência em tempo na relação de esforço deformação nós obtemos:

$$\sigma = \mathbf{P} \cdot \epsilon, \quad (\sigma_I = P_{IJ} \cdot e_J), \quad (17)$$

onde

$$P_{IJ} = \int_{-\infty}^{\infty} \partial_t M_{IJ}(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (18)$$

São os componentes da matriz $P(x, \omega)$. Para meios anelásticos, os componentes de P são complexos e dependentes da frequência. Note que a relação esforço-deformação anelástica discutida por Aud (1990) é um caso particular da equação 20. Aud introduz uma matriz η viscoelástica tal que $P(\omega) = C + i\omega\eta$, com C sendo a matriz limite elástico de baixa frequência. Essa equação é correspondente à relação esforço-deformação de Kelvin-Voigt

$$M(\omega) = M_R + i\omega\eta. \quad (19)$$

Como pode ser visto em Carcione (1995), nós podemos usar todos os módulos complexos, satisfazendo as seguintes condições:

1. Seja uma função Hermitiana de ω .
2. A parte real e imaginária seja muito maior que zero, quando a densidade de energia de deformação e da energia de dissipação são positivas.
3. Os limites de frequência alta e baixa são valores reais e coincidentes com os valores com os valores relaxados e não relaxados da função relaxação.
4. As partes real e imaginária são transformadas em parciais de Hilbert.
5. Seja analítica na camada de baixo plano complexo ω .

Para descrever as propriedades anelásticas do meio. Os mais simples modelos realísticos é o formado por um único elemento de Zener que descreve cada modalidade elástica da deformação (identificada pelo índice v), cujo módulo complexo (dimensões) pode ser expressado como

$$M_v(\omega) = \frac{\sqrt{Q_{0v}^2 + 1} - 1 + i\omega Q_{0v}\tau_0}{\sqrt{Q_{0v}^2 + 1} + 1 + i\omega Q_{0v}\tau_0}, \quad (20)$$

onde as parametrizações

$$Q_0 = \frac{2\tau_0}{\tau_\epsilon - \tau_\sigma}, \quad \tau_\epsilon = \frac{\tau_0}{Q_0}(\sqrt{Q_0^2 + 1} + 1) \quad \text{e} \quad \tau_\sigma = \frac{\tau_0}{Q_0}(\sqrt{Q_0^2 + 1} - 1), \quad (21)$$

são usadas. Nós veremos que dependendo da classe de simetria, o subscrito v vai de 1 a 6, na maioria. O fator de qualidade Q_v , associado com cada módulo, é igual a parte real de M_v dividida por sua parte imaginária. Em $\omega_0 = 1/\tau_0$, a curva $Q_v(\omega)$ tem seu valor mais baixo: $Q_v(\omega_0) = Q_{0v}$. O limite de alta frequência correspondente para o caso elástico, com M_v tendendo a 1. Outros módulos complexos também podem ser apropriados exceto (20), conforme a dependência desejada da atenuação da frequência.

Modelo de Zener

A viscoelasticidade linear pode ser introduzida convenientemente num ponto de vista unidimensional e através de uma discussão com modelos mecânicos que refletem a resposta de deformação de vários materiais viscoelásticos.

Os elementos mecânicos de tais modelos são: uma mola linear sem massa com constante elástica k , e um pistão viscoso cuja fricção simula uma viscosidade constante η . A força da mola σ está relacionada com seu alongamento ϵ .

Os modelos nos dão uma maior generalidade prescindindo dos efeitos dimensionais e considerando σ como um tensor e ϵ como uma deformação, tomando essas quantidades sobre uma base unitária.

Equação do movimento SH

Consideramos que o plano (x, z) é o plano simétrico de um meio monoclinico. Considerando o plano transversal implica que as únicas deformações não nulas são as componentes σ_{12} e σ_{23} . Segue alguns passos para obtenção da equação 3-D do movimento, a formulação do deslocamento da equação do movimento SH é dada por

i) equação de Euler

$$\partial_t v_2 = \rho^{-1} (\partial_1 \sigma_{12} + \partial_3 \sigma_{23} + f_2) \quad (22)$$

ii) a relação esforço-deformação

$$\sigma_4 = c_{44} e_4 + c_{46} e_6 + c_{44} \sum_{l=1}^{L_2} e_{23l}, \quad (23)$$

$$\sigma_6 = c_{46} e_4 + c_{66} e_6 + c_{66} \sum_{l=1}^{L_4} e_{12l}. \quad (24)$$

iii) equações em termos da variável de memória

$$\begin{aligned} \partial_t e_{23l} &= \varphi_{2l}(0) e_{23} - \frac{1}{t_{gl}^{(2)}} e_{23l}, & l &= 1, \dots, L_2 \\ \partial_t e_{13l} &= \varphi_{3l}(0) e_{13} - \frac{1}{t_{gl}^{(3)}} e_{13l}, & l &= 1, \dots, L_3 \end{aligned} \quad (25)$$

Para maiores detalhes sobre a equação da onda que descreve o comportamento da onda SH são encontradas em Carcione e Cavallini (1995).

Resultados

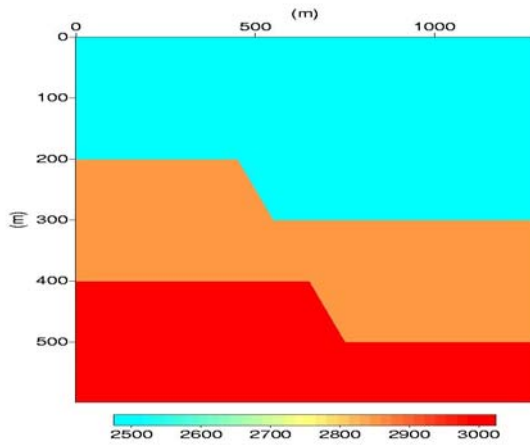


Figura 1: Modelo de velocidade com uma falha normal. As três camadas são anisotrópicas.

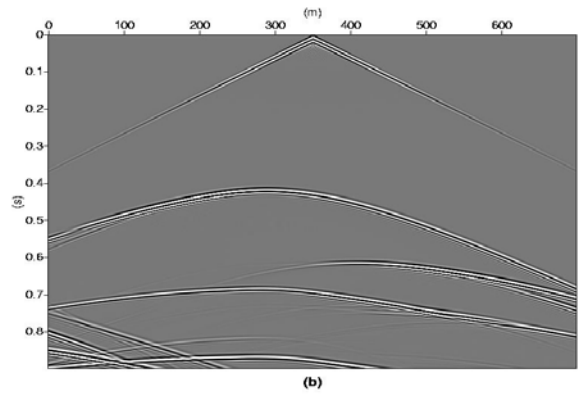


Figura 2: Sismograma sintético de modelagem viscoelástica anisotropia obtido por DF referente ao modelo da falha normal.

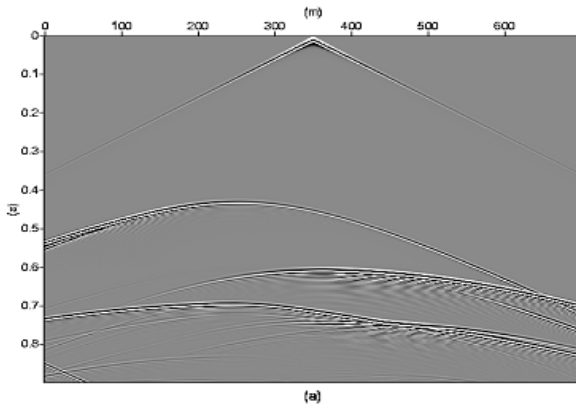


Figura 3: Sismograma sintético de modelagem acústica obtido por DF referente ao modelo da falha normal.

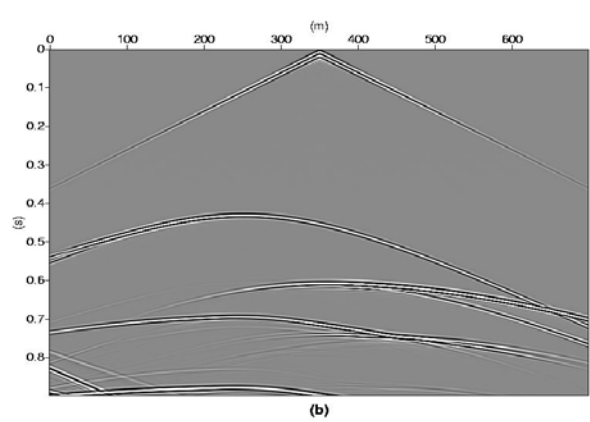


Figura 4: Sismograma sintético de modelagem viscoelástica sem anisotropia obtido por DF referente ao modelo da falha normal.

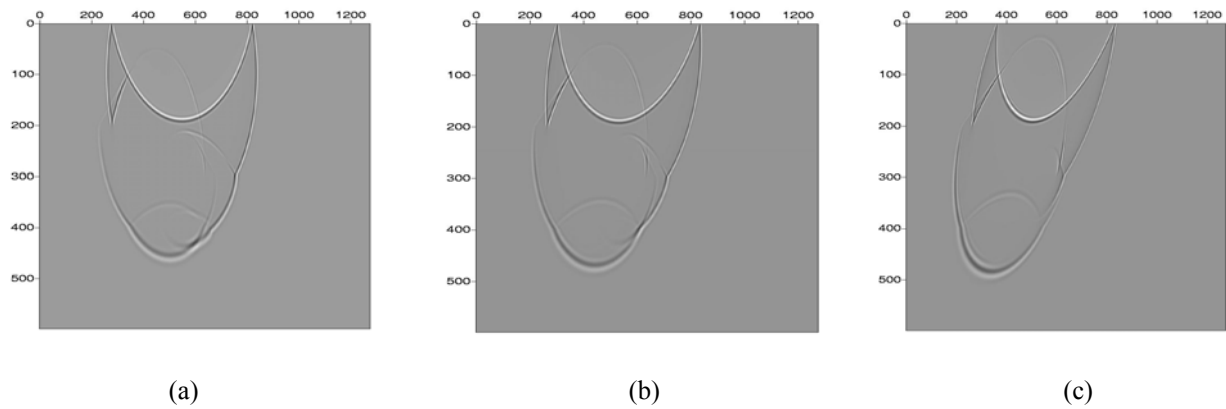


Figura 5: snepshots da propagação das ondas em 0.3 s. Onde em (a) o meio é viscoelástico sem anisotropia, em (b) o meio é viscoelástico com pouca anisotropia e em (c) o meio é viscoelástico anisotrópico.

conclusões

Muitas das aplicações de modelagem sísmica assumem que a subsuperfície do meio é acústico, e só em casos limites é considerado a geologia como elástica. Quando o objetivo é modelar uma estrutura geológica real, por exemplo reservatórios de hidrocarbonetos, essa suposição pode não ajustar bem os efeitos como a atenuação e dispersão que são fundamentais na posição e amplitude dos eventos sísmicos.

Este trabalho consiste em um esquema de modelagem que simula a resposta de um meio anisotrópico viscoelástico usando um modelo baseado no sólido linear estratificado. O modelo incorpora muitas das dissipações mecânicas presentes nas rochas, em particular as que apresentam relaxação. O tempo de relaxação é dado pelos parâmetros para modelar uma realística frequência, a qual é dependente do fator de qualidade e da velocidade da onda.

Os exemplos mostram que para a modelagem viscoelástica com anisotropia calculamos a resposta de uma interface separando regiões com diferentes atenuações características. Esse sistema usa um exemplo de uma malha para um modelo geológico de uma falha normal. A modelagem descreve exatamente a atenuação e a dispersão da onda direta e convertida SH. As características viscoelásticas da onda SH pode ser controlada independentemente por uma propriedade conhecida como relaxação no tempo.

Nós podemos observar que os sismogramas da onda acústica e o viscoelástico sem anisotropia são praticamente idênticos, o que garante que é totalmente viável o estudo da sub-superfície da Terra utilizando a equação da onda SH para meios mais realísticos.

Agradecimentos

Roberto H. M. Dos Santos agradece a CAPES pelo apoio financeiro. Ambos autores agradecem a prestimosa e desinteressada orientação de estudos recebida do Dr. José M. Carcione. Agradecemos ao apoio da PEGEÉSSE do Brasil a essa pesquisa, através do convênio UFBA/PGS/FAPEX.

Referências

- AULD, B. A., Acoustic fields and waves in solids: Vol I. Krieger Publ. Co., 1990.
- CARCIONE, J. M., Constitutive model and wave equation for linear, viscoelastic, anisotropic media: Geophysics, v. 60, p. 537-548, 1995.
- CARCIONE, J. M., Wave fields in real media. Handbook of geophysical exploration, 2000.
- KELVIN, LORD (THOMSON, W.), Elements of a mathematical theory of elasticity. Phil. Trans. R. Soc. London, v. 146, p. 481-498, 1856.
- PIPKIN, Constraints in linearly elastic materials. Journal of elasticity, v. 6, p. 179-193, 1976.
- RESHEF, M., K. D. E. M., HSIUNG, C., Tree dimensional elastic modeling by the Fourier method. Geophysics, v. 53, p. 1184-1193, 1988.