

# CORREÇÃO DOS EFEITOS DA DIVERGÊNCIA ESFÉRICA EM MEIOS ACÚSTICOS E ESTRATIFICADOS

F.A.P. da S. Neves e G. Luporini

IAG/USP - Departamento de Geofísica  
C.P. 9638, 01065-000, São Paulo, SP, Brasil

Entre as diversas correções dos fatores que influenciam as amplitudes dos dados sísmicos de reflexão, a correção da divergência esférica é uma simples etapa inicial no esquema convencional do processamento de dados sísmicos. Entretanto, em se trabalhando com verdadeira amplitude, uma compensação adequada para esse efeito se faz necessária, especificamente para identificação de anomalias de amplitude, como os *bright spots*, além de técnicas tais como análise de amplitude - versus - afastamento e de migração-inversão, que também requerem traços sísmicos em amplitude verdadeira. Implementou-se um algoritmo para um modelo da terra que consistia de camadas horizontais, homogêneas e isotrópicas e aplicou-se a teoria do raio para determinar a expressão do fator correção de amplitude em termos do ângulo inicial de incidência, afastamento entre fonte e receptor e profundidade do refletor. Aplicou-se este algoritmo em dados sintéticos acústicos 2-D gerados por traçado de raio, a fim de estimar qualitativamente e quantitativamente a ordem de grandeza dos erros cometidos em virtude da má correção dos efeitos do espalhamento geométrico.

**CORRECTION OF SPHERICAL DIVERGENCE EFFECTS IN ACOUSTIC LAYERED MEDIA** *Among the many corrections of the factors which influence the amplitudes of seismic reflection data, correction of spherical divergence is a mere primary step in a standard seismic data processing scheme. Nevertheless, in working with true amplitude, proper compensation for this effect is necessary, specifically for identification of amplitudes anomalies as bright spots; and others techniques as amplitude - versus - offset (A.V.O) analysis and migration - inversion, which requires true-amplitude seismic traces. It was implemented an algorithm for an earth model consisting of horizontal, homogeneous, isotropic layers, applying ray theory to determine an expression for amplitude correction factors in terms of initial incidence angle, source-receiver offset, and reflector depth. It was applied the algorithm on 2-D acoustic synthetic data generated by ray tracing, aiming to estimate qualitatively and quantitatively the magnitude of the error due to a miscorrection of the geometrical spreading effects.*

## INTRODUÇÃO

A partir da invenção dos computadores e da introdução do registro digital na aquisição de dados sísmicos, na década de 70, o processamento de dados sísmicos experimentou um grande avanço. Naquele momento inicial os objetivos das companhias de prospecção de petróleo eram basicamente estruturais, isto é, determinar a distribuição espacial dos refletores em profundidade, relegando a um plano secundário as amplitudes destes refletores.

Com o advento dos supercomputadores na última década, os objetivos das companhias de petróleo se ampliaram. Assim, o caráter sismoestratigráfico das camadas passou a ser almejado; posto que as informações sismoestratigráficas englobam parâmetros petrofísicos, tais como velocidade, densidade, razão de Poisson e porosidade, e o conhecimento da amplitude verdadeira dos refletores tornou-se fundamental.

A amplitude do pulso sísmico inicial injetado na terra é modificada por vários fenômenos naturais, instrumentais e por algumas etapas do processamento de dados. Dentre os fenômenos naturais abordar-se-á a divergência esférica ou espalhamento geométrico, que vem a reduzir a amplitude do pulso sísmico propagante pelo decaimento da densidade de energia.

A correção dos efeitos da divergência esférica é uma das etapas iniciais do processamento de dados sísmicos, sendo realizada logo após a demultiplexação. Anteriormente, esta correção era feita adotando-se uma única velocidade (constante) para todo o modelo. Atualmente, devido ao crescente interesse nas amplitudes dos refletores, utiliza-se um modelo de velocidade variável com a profundidade, definido a partir de uma função "velocidade", determinada a partir de dados de poços (perfis sônicos), quando existentes na bacia.

Este trabalho pretende avaliar o quão precisa deve ser esta função "velocidade" a ser usa-

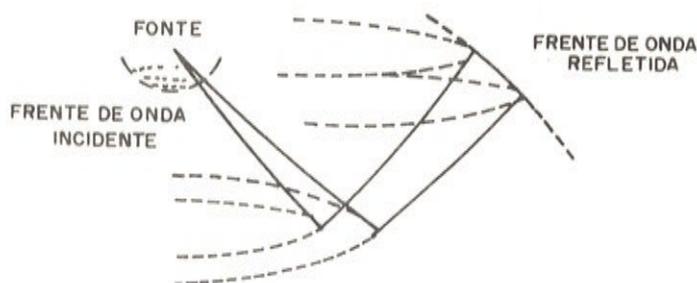


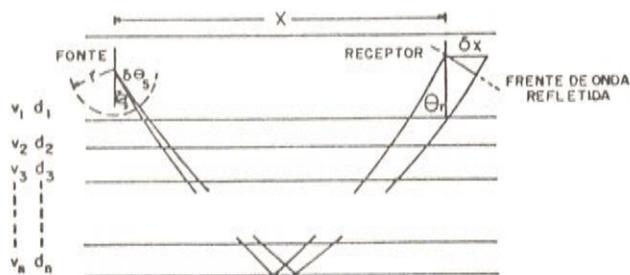
Figura 1. Razão das intensidades acústicas determinadas a partir da razão entre as áreas da superfície da frente de onda incidente e emergente.

*Acoustic intensity ratios determined from area ratios of incident and emerging wavefront.*

da na correção dos efeitos da divergência esférica, considerando-se a relação custo-benefício, quando aplicada em dados sintéticos para modelos estratificados. Recentemente, Tygel et al. (1992) abordaram a correção dos efeitos da divergência esférica em meio lateralmente heterogêneo, o que poderá constituir extensão deste trabalho.

## TEORIA

Considere-se uma fonte pontual, geradora de ondas acústicas esféricamente simétricas em uma terra, homogênea e isotrópica, ilustrada na Fig. 1. A energia liberada pela fonte, que flui inicialmente por uma pequena área da superfície da frente de onda incidente, é posteriormente distribuída por uma área muito maior na superfície da frente de onda refletida. As áreas em questão têm formas anelares e são delimitadas pelas trajetórias dos raios. Caso se assuma que durante a propagação da onda não há perda de energia por absorção ou por qualquer outro processo, pode-se determinar os efeitos da divergência esférica nas intensidades acústicas a partir da razão entre as áreas das superfícies da frente de onda incidente e emergente. Isto permite calcular os efeitos da amplitude de pressão na onda como uma função do tempo de reflexão.



**Figura 2.** Trajetórias dos raios para determinação dos fatores de divergência esférica.

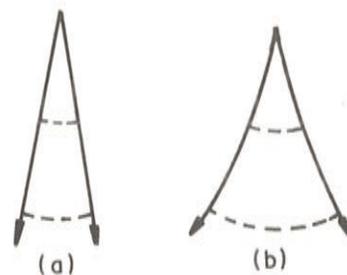
*Raypath geometry for determining spherical divergence factors.*

Em um meio perfeitamente acústico, homogêneo e isotrópico, a amplitude de pressão da onda é inversamente proporcional ao raio da frente de onda. Para um modelo real da terra, deve-se considerar que a velocidade de propagação da onda varia, pelo menos, com a profundidade. Dessa forma, as frentes de onda sofrem efeitos de refração e, com efeito, o conceito de espalhamento esférico simples (meios homogêneos) torna-se inadequado.

Construindo um esboço das trajetórias dos raios a partir da Lei de Snell, para um modelo composto por camadas plano-paralelas e horizontais, com velocidades intervalares crescentes com a profundidade, pode-se ilustrar os efeitos da refração nas trajetórias dos raios na Fig. 2.

Na Fig. 3b, onde a velocidade das camadas aumenta sistematicamente com a profundidade, fica claro que o efeito da refração é o de aumentar a divergência. Conseqüentemente, espera-se que a amplitude de pressão da onda incidente em meios estratificados seja menor do que para meios homogêneos (Fig. 3a).

Portanto, conclui-se que modelos de velocidade, que tendem a aumentar a divergência esférica durante a propagação da onda descendente, atuam de forma inversa na propagação ascendente da onda refletida.



**Figura 3.** Efeitos da divergência esférica em um meio (a) com velocidade constante e (b) com velocidade crescente com a profundidade.

*Effects of spherical divergence in a medium (a) with constant velocity and (b) with velocities increasing with depth.*

## FATORES DE DIVERGÊNCIA ESFÉRICA

Considere-se o modelo mostrado na Fig. 2, composto de camadas plano-paralelas horizontais, homogêneas e isotrópicas de espessura  $d_i$ , com velocidades constantes de propagação  $v_i$ , e de uma fonte situada na camada mais superior irradiando ondas acústicas harmônicas de intensidade uniforme em todas as direções. Considere-se a energia que flui por uma concha cônica, formada pela rotação das trajetórias dos raios em torno do eixo vertical, na qual a energia que flui inicialmente pela área  $A_r$  na superfície da esfera de raio  $r$  e posteriormente pela área anelar  $A_x$  na superfície da frente de onda refletida e que a intensidade acústica é definida como a razão da energia acústica que flui por unidade de área normal à direção do fluxo. Desta forma, a razão das intensidades acústicas das ondas incidentes  $I_x$  e refletidas  $I_r$  é igual ao inverso da razão das suas respectivas áreas,

$$\frac{I_x}{I_r} = \frac{A_r}{A_x} \quad (1)$$

Ainda com referência à Fig. 2 e às expressões das formas anelares das áreas envolvidas, tem-se que os valores dessas áreas são dados por (Newman, 1973),

$$A_r = 2\pi r^2 \delta\theta_s \sin \theta_s. \quad (2)$$

$$A_x = 2\pi x \delta x \cos \theta_r. \quad (3)$$

Substituindo as eqs. (2) e (3) na eq. (1), tem-se que:

$$\frac{I_x}{I_r} = \frac{r^2 \sin \theta_s \delta\theta_s}{x \cos \theta_r \delta x}, \quad (4)$$

onde  $r$  representa o raio da frente de onda expandido dentro da primeira camada. Sem perda de generalidade considere-se este raio  $r$  unitário; assim, poder-se-á ter como referência para o cálculo da intensidade unidades de distância ao centro da fonte. Na situação de fonte e receptor localizados na primeira camada (a mais superior) e de refletores plano-horizontais, tem-se  $\theta_s = \theta_r = \theta_1$ . No limite de  $\delta x$  tendendo a zero,  $\delta x$  tende a  $dx$ , vem:

$$\frac{I_x}{I_1} = \frac{\tan \theta_1 dx}{x dx}. \quad (5)$$

Caso ocorram ainda, fonte e receptor situados num mesmo nível qualquer, em um modelo lateralmente isotrópico, ter-se-á que :

$$D_{x,\theta} = \sqrt{\frac{I_1}{I_x}}, \quad (6)$$

logo

$$D_{x,\theta} = \sqrt{\frac{x}{\tan \theta_1} \frac{dx}{d\theta_1}}. \quad (7)$$

Para um meio estratificado, pode ser mostrado (Dobrin, 1981) que:

$$\frac{dx}{d\theta_1} = \frac{2 \cos \theta_1}{v_1} \int_0^x \frac{v(z) dz}{(1 - [p \cdot v(z)]^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (8)$$

onde  $p$  é o parâmetro do raio.

Substituindo a eq. (8) na eq. (7), tem-se:

$$D_{x,\theta} = \left[ \frac{2x \cos \theta_1}{v_1 \tan \theta_1} \int_0^x \frac{v(z) dz}{(1 - [p \cdot v(z)]^2)^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Para um modelo discreto de camadas plano horizontais com espessuras  $d_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, n$ ) e velocidades intervalares  $v_i$ , a integral da eq.(9) transforma-se em :

$$\int_0^x \frac{v(z) dz}{(1 - [p \cdot v(z)]^2)^{\frac{3}{2}}} \equiv \sum_{i=1}^n \frac{v_i d_i}{(1 - [p \cdot v_i]^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (10)$$

Substituindo a expressão para  $p$  na eq.(10), obtém-se :

$$D_{x,\theta} = \left( \frac{2x}{\tan^2 \theta_1} \sum_{i=1}^n \frac{d_i \sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Após algumas manipulações, mostradas no apêndice A, chega-se à expressão final:

$$D_{x,\theta} = \frac{(x^2 + 2x \sum_{i=1}^n d_i \tan^3 \theta_i)^{\frac{1}{2}}}{\tan \theta_1}. \quad (12)$$

O recíproco da eq.(12) é o fator apropriado para a correção da divergência esférica das reflexões geradas a partir da enésima camada, observadas em um afastamento  $x$  da fonte (Newman, 1973).

## APLICAÇÕES NUMÉRICAS

Visando comparar os efeitos da correção da divergência esférica nas amplitudes dos refletores, serão usados modelos de velocidade constante e variável com a profundidade (média-quadrática e intervalar exata) para afastamentos arbitrários.

## GERAÇÃO DOS DADOS SINTÉTICOS

Para a geração do sismograma sintético, usa-se o programa de traçado de raio desenvolvido por Červený et al. (1977), que modela numericamente o campo de ondas sísmicas na região de alta frequência, geradas por fonte pontual num meio lateralmente homogêneo.

A Fig. 4 mostra o modelo acústico adotado neste trabalho, composto de quatro camadas plano-

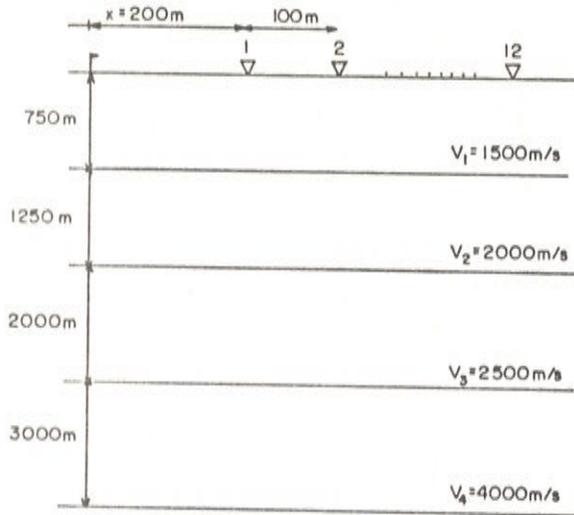


Figura 4. Modelo utilizado para a geração dos dados sintéticos por Traçado de Raio.

*Model used for generating synthetic data by Ray Tracing.*

paralelas, homogêneas e isotrópicas, com velocidades crescentes com a profundidade de 1500, 2000, 2500, 4000 m/s e respectivas espessuras de 750, 1250, 2000 e 3000 metros. Assume-se densidade constante neste modelo. O espaçamento entre os receptores foi de 100 metros e o afastamento próximo de 200 metros, com um total de 12 receptores à superfície.

A fonte geradora do pulso de Gabor estava posicionada em  $x = z = 0$ , sua assinatura e espectro de amplitude são mostrados nas Figs. 5 e 6, respectivamente.

O sismograma gerado por traçado de raio é mostrado na Fig. 7. Sobre este sismograma aplica-se o fator de correção da divergência esférica prescrito pela eq.(12). Inicialmente adota-se como velocidade de referência um modelo de velocidade constante de 2000 m/s. O resultado desta correção é mostrado na Fig. 8. A seguir adota-se, como modelo de velocidade, a velocidade média quadrática. A Fig. 9 mostra o sismograma da Fig. 7 corrigido com este modelo de velocidade. Com intuito de facilitar a comparação, mostram-se na Fig. 10 os traços correspondentes ao afastamento de 600 metros dos seguintes sismogra-

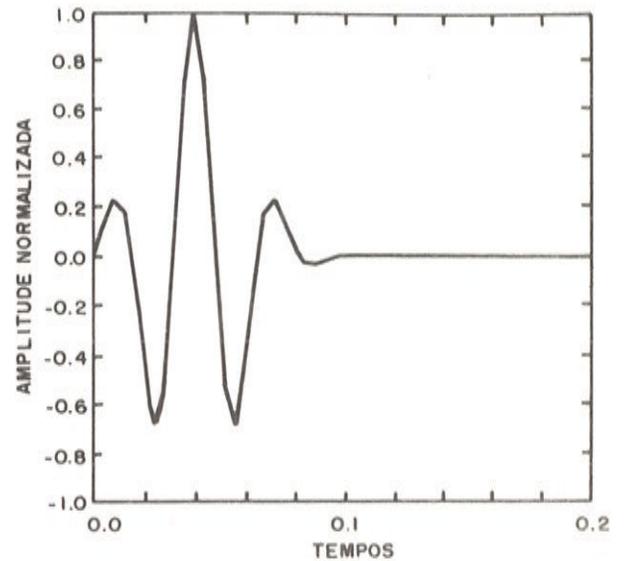


Figura 5. Assinatura da fonte (Pulso de Gabor).

*Source signature (Gabor Pulse).*

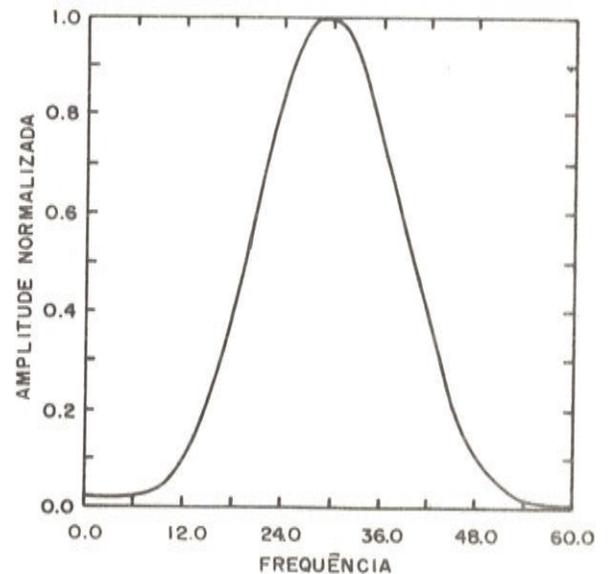


Figura 6. Espectro de amplitude do Pulso de Gabor.

*Gabor Pulse amplitude spectrum.*

**Tabela 1.** Diferença entre as amplitudes do pico central do pulso sísmico do traço (I), com os traços (II), (III) e (IV) da Fig. 10, para cada refletor.

*Amplitude differences between the central peak of the seismic wavelet of trace (I), and of traces (II), (III) and (IV) of Fig. 10, to each reflector.*

t(s)	TR(I)-TR(II)	TR(I)-TR(III)	TR(I)-TR(IV)
1.1	0.17	0.00	0.00
1.5	0.21	0.03	0.16
2.5	0.23	0.05	0.18

mas : corrigido com velocidade intervalar exata, sem correção, corrigido com velocidade média-quadrática e corrigido com velocidade constante de 2000 m/s.

Na Tabela 1 apresenta-se a diferença numérica das amplitudes do traço I na Fig. 10 com os traços (II), (III) e (IV), na mesma figura, para cada refletor.

## DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

Observa-se, a partir da Tabela 1 e dos sismogramas das Figs. 8, 9 e 10, que a correção obtida com o uso da velocidade média quadrática (Fig. 9) apresentou resultados melhores quanto à compensação dos efeitos do espalhamento geométrico, quando comparados com os obtidos com velocidade constante (Fig. 8). Observe que o último (mais inferior) refletor possui o maior contraste de velocidade, o que não foi indicado pela Fig. 8. Note, ainda na Fig. 8, que o primeiro refletor (superior) possui maior amplitude do que o último, o que é falso, visto que os contrastes de impedância acústica são de aproximadamente 0.14 e 0.23  $kg/m^2s$ , respectivamente.

Comparando-se os traços da Fig. 10, fica claro que a correção com velocidade média quadrática, traço (III), é a única que recupera a amplitude relativa entre os refletores; compare com o traço (I). A Tabela 1 mostra a diferença quantitativa das amplitudes do traço (I) com os traços (II, III e IV) da Fig. 10, para cada refletor isoladamente. Toma-se a diferença no pico central do pulso sísmico norma-

lizado para cada refletor, de modo que os valores da Tabela 1 possam ser considerados como porcentagem. Conclui-se que erros de quase 20% podem ocorrer nas amplitudes do traço sísmico devido a uma má correção dos efeitos da divergência esférica. Nota-se, em média, um aumento no tempo de processamento inferior a 10 % ao passar-se do modelo de velocidade de referência constante para o variável (média quadrática).

Dirigiu-se atenção para camadas plano-paralelas horizontais e isotrópicas, pois estas permitiram uma solução analítica simples para o cálculo do fator de correção de divergência esférica. Embora relativamente simples, este modelo é frequentemente utilizado nos esquemas convencionais de processamento de dados sísmicos.

Finalmente, deseja-se destacar que o objetivo deste trabalho foi o de mostrar que a correção dos efeitos da divergência esférica deve ser considerada como etapa crítica, principalmente no processamento de dados sísmicos em amplitude verdadeira, notoriamente em técnicas como análise de amplitude-versus-afastamento e migração-inversão antes do empilhamento.

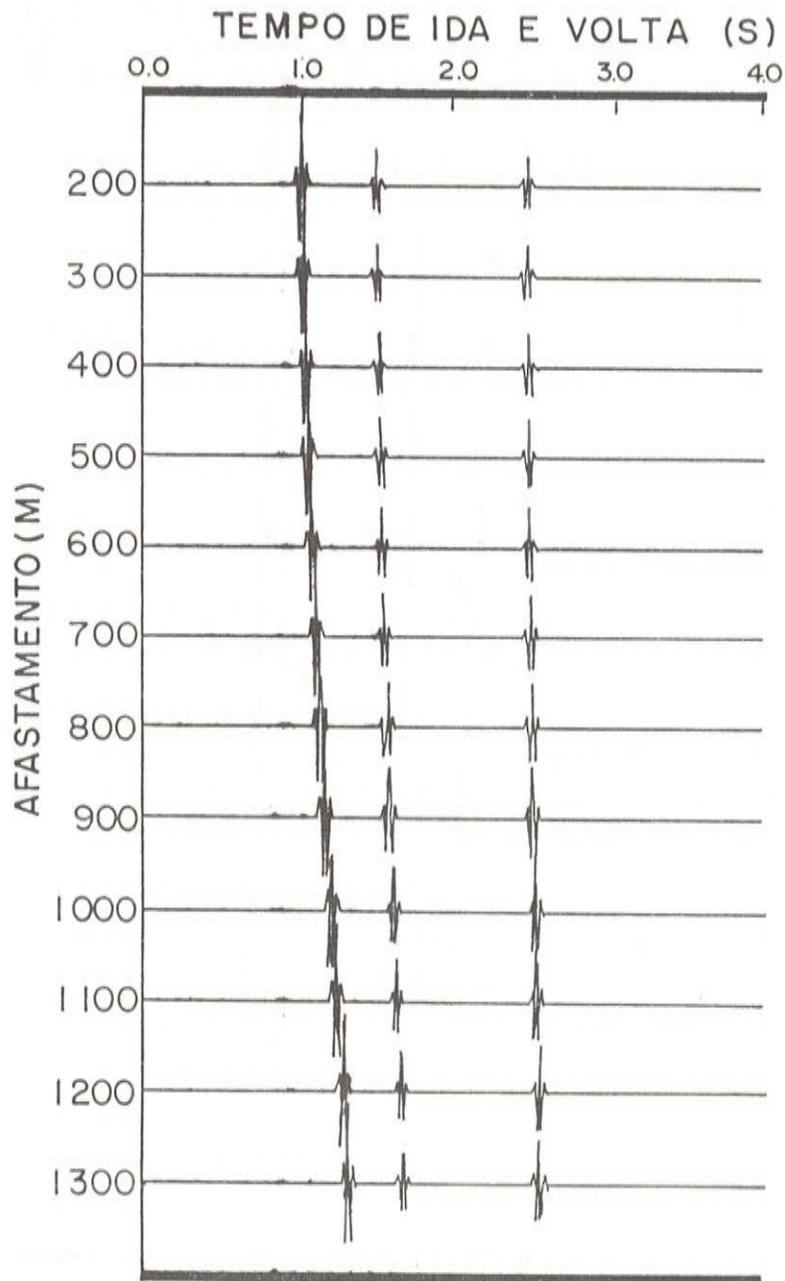


Figura 7. Sismograma sintético gerado por Traçado de Raio a partir do modelo da Fig. 4.  
*Synthetic seismogram generated by Ray Tracing from the model of Fig. 4.*

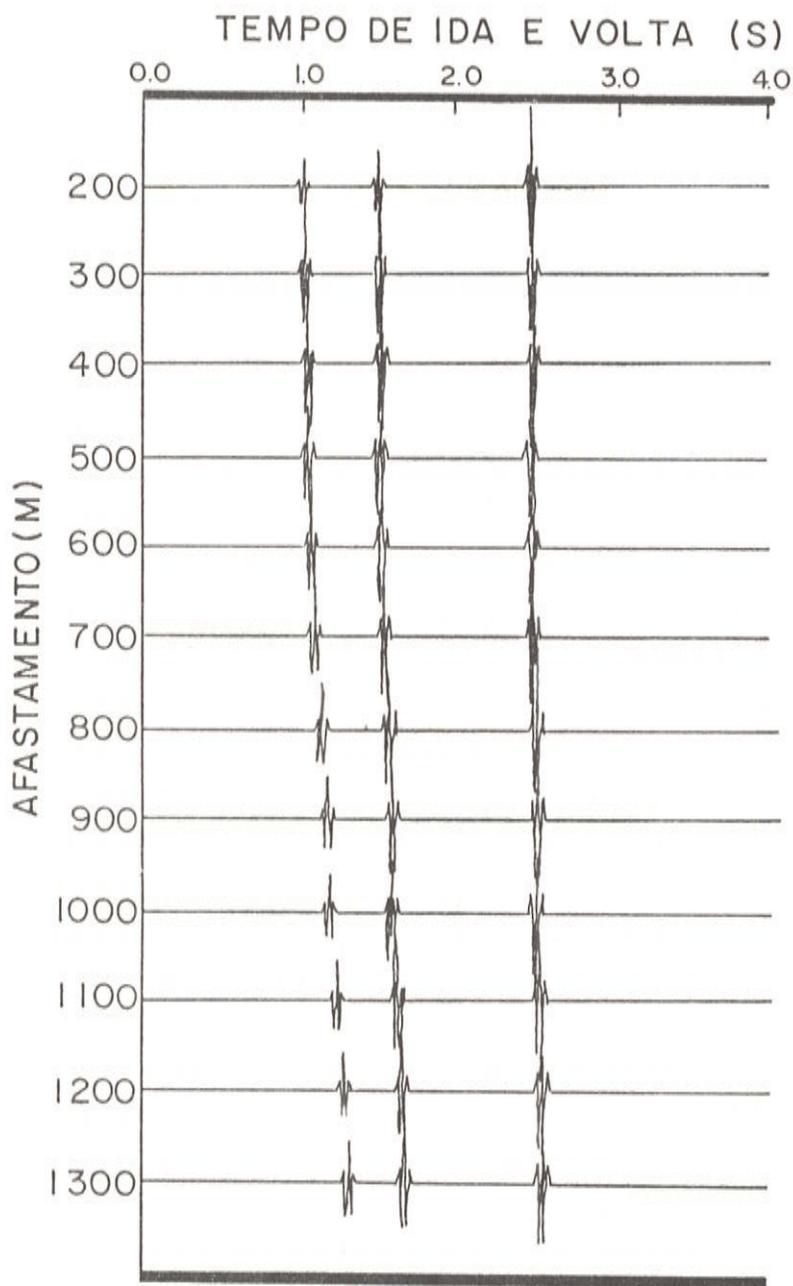


Figura 8. Correção dos efeitos da divergência esférica do sismograma da Fig. 7 usando-se velocidade constante de 2000m/s.

*Correction of spherical divergence effects of the seismogram of Fig. 7 using 2000m/s constant velocity.*

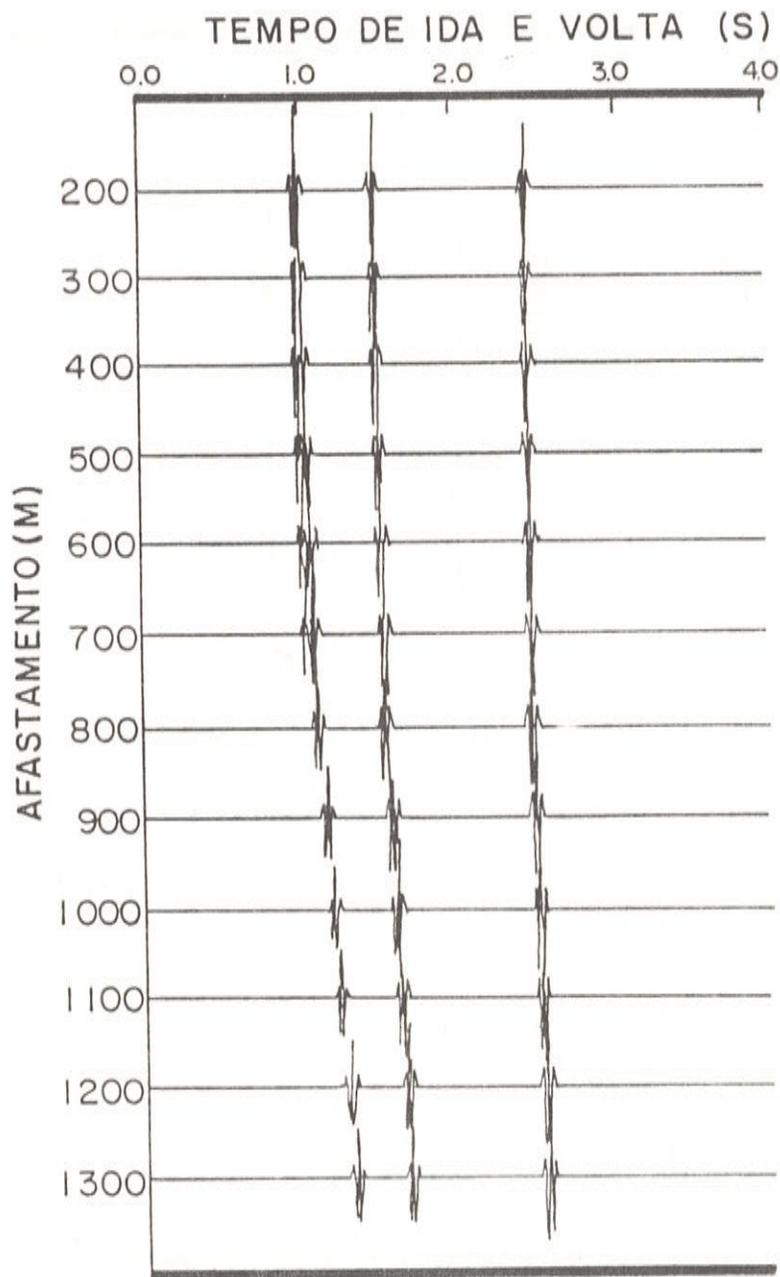
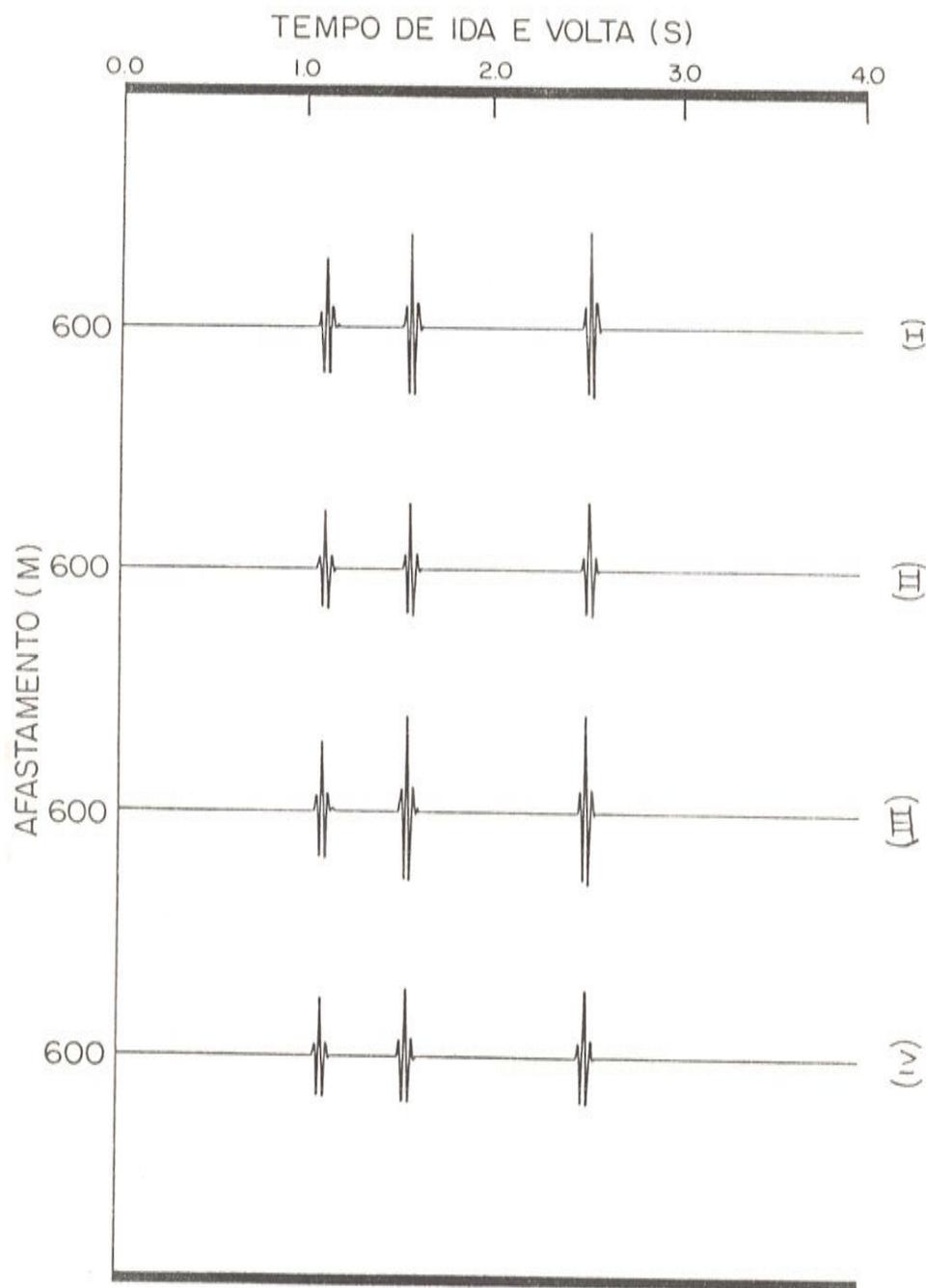


Figura 9. Correção dos efeitos da divergência esférica do sismograma da Fig. 7 usando-se velocidade média quadrática.

*Correction of spherical divergence effects of the seismogram of Fig. 7 using root-mean-square velocity.*



**Figura 10.** Comparação dos traços de afastamento 600m das Figs. 7, 9 e 8, traços (II), (III) e (IV), respectivamente. O traço (I) foi corrigido usando-se a velocidade intervalar exata.

*Comparison of 600 m offset traces of Figs. 7, 9 and 8, traces (II), (III) and (IV), respectively. Trace (I) was corrected by using exact interval velocity.*

## AGRADECIMENTOS

Agradecemos aos Professores do Depto. de Geofísica do IAG-USP, W. Shukowsky e A. Melfi, pelas sugestões apresentadas durante apresentação oral deste trabalho, e ao geofísico A. V. DeAnna Buono pela geração dos dados sintéticos.

## REFERÊNCIAS

ČERVENÝ, V., MOLOTKOV, I. A. and PSENCIK, I. (1977) Ray Method in Seismology. Charles University Press, Prague, 214pp.

DOBRIN, M. B. (1981) Introduction to Geophysical Prospecting, 3<sup>rd</sup> ed., McGraw-Hill Book Co., 630pp.

NEWMAN, P. (1973) Divergence Effects in a layered earth. Geophysics, 38: 481-488.

TYGEL, M., SCHLEICHER, J. and HUBRAL, P. (1992), Geometrical Spreading corrections of offset reflections in a laterally inhomogeneous earth, Geophysics, 57, 1054-1063.

## APÊNDICE A

Partindo da igualdade

$$-x^2 + x^2 = 0 \quad (1)$$

e chamando:

$$x = \frac{2 \sum d_i \cdot p \cdot v_i}{\cos \theta_i} \quad (2)$$

Substituindo a expressão para  $p \cdot v_i$ , por  $\sin \theta_i$  na eq. (2), fica:

$$x = 2 \sum d_i \tan \theta_i. \quad (3)$$

Inserindo a eq. (3) na igualdade (1), vem :

$$\begin{aligned} -x^2 + 2x \sum d_i \tan \theta_i &= \\ &= -x^2 + 2x \sum d_i \tan^3 \theta_i \cdot \left(\frac{\cos^2 \theta_i}{\sin^2 \theta_i}\right) \\ -x^2 + 2x \sum d_i \left[\frac{\tan^3 \theta_i}{\sin^2 \theta_i} - \tan^3 \theta_i\right] &= \\ &= -x^2 + 2x \sum d_i \left[\frac{\sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i} - \tan^3 \theta_i\right] \\ -x^2 - 2x \sum d_i \tan^3 \theta_i + 2x \sum d_i \left(\frac{\sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i}\right) &= 0 \\ x^2 + 2x \sum d_i \tan^3 \theta_i &= 2x \sum d_i \left(\frac{\sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i}\right). \quad (4) \end{aligned}$$

Dividindo ambos os lados da eq. (4) por  $\tan^2 \theta_1$  e tomando a raiz quadrada, tem-se:

$$\begin{aligned} D_{x, \theta_i} &= \frac{[x^2 + 2x \sum d_i \tan^3 \theta_i]^{\frac{1}{2}}}{\tan^2 \theta_1} \\ &= \left[\frac{2x}{\tan^2 \theta_1} \cdot \sum d_i \left(\frac{\sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i}\right)\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5) \end{aligned}$$

Portanto com a eq. (5) conclui-se a derivação da eq. (11).

Submetido em: 05-06-92

Revisado em: 15-11-92

Aceito em: 01-04-93

Editor associado: Marco A.B. Botelho