中国科学: 地球科学 2013 年 第 43 卷 第 12 期: 1934 ~ 1942
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

非均匀介质孔隙流体参数地震散射波反演

印兴耀*, 宗兆云, 吴国忱

中国石油大学(华东)地球科学与技术学院, 青岛 266555
* E-mail: xyyin@upc.edu.cn; yin.xingyao@yahoo.com.cn

收稿日期: 2013-01-04; 接受日期: 2013-05-24; 网络版发表日期: 2013-11-26
国家重点基础研究发展计划(编号: 2013CB228604)、国家油气重大专项(编号: 2011ZX05030-004-002, 2011ZX05019-003, 2011ZX05009-003-004)和中石化重点实验室基金资助

摘要 弹性波逆散射是非均匀介质参数反演的有效途径. 本文从弹性波逆散射理论出发, 利用微扰理论和稳相法, 将非均匀介质参数视为背景介质与扰动介质参数的叠加, 建立了纵波散射系数和非均匀介质中背景介质与扰动介质孔隙流体参数, 剪切模量与密度间的直接关系. 进而发展了一种非均匀介质孔隙流体参数叠前地震贝叶斯反演方法. 该方法假设模型参数(扰动介质与背景介质孔隙流体参数, 剪切模量与密度的比值)服从柯西分布, 反演目标似然函数服从高斯分布, 并采用平滑初始模型约束提高反演稳定性. 模型和实际资料处理表明, 该反演方法能够稳定合理的直接从叠前地震资料中获取孔隙流体参数, 提供了一种高可靠性的非均匀介质流体描述方法.

关键词
非均匀介质
孔隙流体参数
地震散射
叠前地震反演

勘探与开发地震学中的地震反演包括: AVO 反演与声波/弹性波逆散射成像. 前者已成功应用于构造/岩性地震成像, 后者有益于非均匀介质流体描述. 在地震勘探中, 地震波振幅随偏移距的变化(AVO)含有丰富的弹性参数及物性参数信息. 常规的 AVO 分析是在水平层状介质假设条件下, 通过建立 Zoeppritz 方程或其近似方程(Zoeppritz 等, 1919; 刘福平等, 2010; 杨培杰等, 2008; 陈建江等, 2007), 描述地震波反射或透射系数与水平界面两侧地层弹性参数及入射角之间的定量关系, 进而利用叠前地震反演或 AVO 分析获得地层弹性参数信息(Buland 等, 2003; Smith 等, 1987; Zong 等, 2012a, 2012b). 在大多数情况下, 这种均匀水平层状假设是合理的. 然而, 当地下介质存在裂缝, 溶孔(如缝洞型碳酸盐岩储层)等非均质目标时, 地震波传播会产生散射(Burns 等, 2007; Kaslilar, 2007; Scarpetta 等, 2008), 从理论上讲, 由常规水平层状均匀介质假设建立的地震波反射特征方程不再满足非均匀介质参数反演的需求.

声波及弹性波逆散射(Weglein, 1993; Zhang 等, 2009a, 2009b)是实现非均匀介质参数反演的有效途径. 在地震波散射成像或反演中广泛采用 Born 或 Rytov 近似(Mora 等, 1987; Rajan 等, 1989; Stolt 等, 1985). 微扰法将非均匀介质分解为背景介质和微扰介质, 其中, 微扰作为二次信号源的激发, 可将散射问题转化为辐射问题, Miles(1960)在体积分方程的基础上, 采用 Born 近似求解得到 Rayleigh 散射的显示表达式; Hudson(1968, 1977)将其用于纵波尾波中的散射波和颗粒状介质的散射, 并给出了常见散射问题(弱非均匀介质, 薄片包体和粗糙界面等)的一阶近似表达式. Wu 等(1985)用不同点力和力矩的等效点源表示 Rayleigh

中文引用格式: 印兴耀, 宗兆云, 吴国忱. 非均匀介质孔隙流体参数地震散射波反演. 中国科学: 地球科学, 2013, 43: 1934–1942
英文引用格式: Yin X Y, Zong Z Y, Wu G C. Seismic wave scattering inversion for fluid factor of heterogeneous media. Science China: Earth Sciences, 2013, doi: 10.1007/s11430-013-4783-2

散射, 同时将一般弹性波散射划分为速度型和阻抗型, 并指出其不同散射特征. Beylkin 等(1990)研究发现, 对于 PP 波散射, 描述散射波振幅空间变化的函数(称为散射函数)与散射系数和与入射角有关的尺度因子有关. Liu 等(2000)研究了裂缝诱导的多次地震及弹性散射波边界元法模拟方法(Liu 等, 2001), 并利用各向异性随频率的变化特征探索了裂缝介质流体识别方法(Liu等, 2006). Shaw(2004)借助稳相法研究了各向异性介质地震波散射特征. 由Boit(1956, 1962)和Gassmann (1951)建立的孔隙弹性理论在储层流体识别中发挥了重要作用. Zong 等(2012b)对 Biot-Gassmann 方程进行重新推导, 基于多孔介质模型建立了孔隙流体参数与纵横波模量间直接关系. 地震波散射理论在非均匀介质地震波场模拟, 成像及地震波衰减解释理论等方面发挥了一定的作用, 然而利用该理论进行非均质储层流体识别的研究尚未在文献中见到报道. 本文利用弹性波散射一阶近似中的稳相法, 把非均匀介质作为背景介质的扰动, 借助孔隙流体参数与纵横波模量间直接关系, 建立了利用非均匀介质孔隙流体参数表示的地震纵波散射系数方程, 并利用该方程发展了一种基于贝叶斯理论的非均匀介质孔隙流体参数地震反演方法.

1　纵波散射系数和非均匀介质中孔隙流体参数、剪切模量与密度关系

在弱散射假设条件, 非均匀介质频率空间域弹性波散射波场 $\boldsymbol{u}^s$ 为(Červený, 2000)

$$\boldsymbol{u}^s(\boldsymbol{x}',\omega)=\int_V\Big(\omega^2\Delta\rho(\boldsymbol{x}^s)u_i^0(\boldsymbol{x}^s,\omega)G_{mi}^0(\boldsymbol{x}^s,\omega;\boldsymbol{x}')-\Delta c_{ijkl}(\boldsymbol{x}')\frac{\partial u_k^0(\boldsymbol{x}^s,\omega)}{\partial x_l}\frac{\partial G_{mi}^0(\boldsymbol{x}^s,\omega;\boldsymbol{x}')}{\partial x_j}\Big)\mathrm{d}\boldsymbol{x}^s,\quad(1)$$

其中, 若点 $\boldsymbol{x}'$处的弹性波场 $\boldsymbol{u}^s$ 由点源 $\boldsymbol{x}^s$ 激发, $\boldsymbol{u}^0$ 为均匀背景下弹性波位移波场, ω为圆频率, $\boldsymbol{u}_i^0()$ 和 $\boldsymbol{G}_{mi}^0()$ 为激发源和格林函数引起的弹性波场, $\boldsymbol{G}_{mi}^0(\boldsymbol{x}^s,\ \omega;\ \boldsymbol{x}')$ 表示点源 $\boldsymbol{x}^s$ 引起的在接收点 $\boldsymbol{x}'$的位移, $\Delta\rho=\rho-\rho_0$, ρ和 ρ_0 分别为非均匀介质和背景介质密度:

$$\Delta c_{ijkl}=\begin{bmatrix}\Delta M & \Delta M-2\Delta\mu & \Delta M-2\Delta\mu & 0 & 0 & 0\\ \Delta M-2\Delta\mu & \Delta M & \Delta M-2\Delta\mu & 0 & 0 & 0\\ \Delta M-2\Delta\mu & \Delta M-2\Delta\mu & \Delta M & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & \Delta\mu & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta\mu & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta\mu\end{bmatrix},$$

ΔM 和$\Delta\mu$ 分别为扰动介质纵波模量和横波模量. 在点 $\boldsymbol{x}'$处的弹性波场 $\boldsymbol{u}_{mi}(\boldsymbol{x}',\ \omega)$由点源 $\boldsymbol{x}^s$ 激发情况下:

$$u_{mi}(\boldsymbol{x}',\omega)=G_{mi}(\boldsymbol{x}^s,\omega;\boldsymbol{x}'),\quad(2)$$

并设点源的时谐格林函数为

$$\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r},\omega)=\frac{N_nN_i}{4\pi\rho_0\alpha_0^2}\frac{1}{\boldsymbol{r}}\mathrm{e}^{i\omega\boldsymbol{r}/\alpha_0},\quad(3)$$

其中, N_n 和 N_i 分别为点源和接收点方向, α_0 为背景介质纵波速度, $\boldsymbol{r}$ 为激发点到接收点的距离. 则将式(2)和(3)带入式(1)可得

$$\boldsymbol{u}^s(\boldsymbol{r},\omega)=N_mM_n\omega^2\int_V\mathrm{d}\boldsymbol{r}\Big[\big(\Delta\rho\delta_{ik}+\Delta c_{ijkl}s_j^ss_l\big)p_i^sp_k\Big]A(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{i\omega\varphi(\boldsymbol{r})},\quad(4)$$

其中, $\boldsymbol{s}$ 和 $\boldsymbol{s}^s$ 分别为入射波和散射波慢度向量, $\boldsymbol{p}$ 和 $\boldsymbol{p}^s$ 分别为入射波和散射波极化向量, N_m 为点源方向沿入射射线的投影, M_n 为接收点方向沿散射射线的投影. N_mM_n 表示点源和接收点辐射场的耦合. $\varphi(\boldsymbol{r})$表示由激发点到接收点的射线经散射后的相位, $A(\boldsymbol{r})$为振幅, 可表示为

$$A(\boldsymbol{r})=\frac{1}{\big(4\pi\rho_0\alpha_0^2\big)^2}\frac{1}{\boldsymbol{r}^2}.\quad(5)$$

由方程(4)和(5)知, 远离散射点的地方散射场的振幅变化很慢, 但相位变化较为剧烈. 可采用稳相法(Shaw 等, 2004)对 Born 积分方程(4)求解. 可得在端点 $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_0$ 处的纵波散射位移为

$$\boldsymbol{u}^s(\boldsymbol{r},\omega)=-N_mM_n\frac{1}{4\pi\rho_0\alpha_0^2\boldsymbol{r}_0}\Big(\frac{1}{4\rho_0\cos^2\theta}(\Delta\rho\delta_{ik}+\Delta c_{ijkl}s_j^ss_l)p_i^sp_k\big|_{\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_0}\Big)\mathrm{e}^{i\omega\varphi(\boldsymbol{r}_0)}.\quad(6)$$

联合方程(3)和(6)可得

$$\boldsymbol{u}^s(\boldsymbol{r},\omega)=-\frac{N_mM_n}{4\pi\rho_0\alpha_0^2\boldsymbol{r}_0}\mathrm{e}^{i\omega\varphi(\boldsymbol{r}_0)}R(\theta)=-G_{mn}(\boldsymbol{r},\omega)R(\theta),\quad(7)$$

式中, $R(\theta)$可定义为入射角为θ情况下的纵波散射系数, 即

$$R(\theta)=\frac{1}{4M_0\cos^2\theta}\Delta M-\frac{2\sin^2\theta}{M_0}\Delta\mu+\frac{1}{2\rho_0}\Big(1-\frac{1}{2\cos^2\theta}\Big)\Delta\rho.\quad(8)$$

Zong 等(2012b)从孔隙弹性理论出发, 重建孔隙流体参数与纵横波模量关系为

$$f_0 = M_0 - k_{dry}\mu_0, \tag{9}$$

其中, f_0 为背景介质孔隙流体参数, 具有明显的流体敏感指示作用, 又称流体因子, M_0 和 μ_0 分别为背景介质纵波模量和横波模量. k_{dry} 为干岩纵横波速度比(Russell 等, 2003).

对(9)式两边微分, 可得

$$\Delta M_0 = \Delta f_0 + k_{dry}\Delta\mu_0, \tag{10}$$

又,

$$\frac{1}{M_0} = \frac{1}{k_{sat}\mu_0} = \left(1 - \frac{k_{dry}}{k_{sat}}\right) \times \frac{1}{f_0}, \tag{11}$$

将等式(10)和(11)带入方程(8)可得

$$R(\theta) = a(\theta)\Delta f + b(\theta)\Delta\mu + c(\theta)\Delta\rho, \tag{12}$$

其中,

$$a(\theta) = \frac{\sec^2\theta}{4f_0}\left(1 - \frac{k_{dry}}{k_{sat}}\right),$$

$$b(\theta) = \frac{\left(k_{dry}\sec^2\theta - 8\sin^2\theta\right)}{4k_{sat}\mu_0},$$

$$c(\theta) = \frac{1}{2\rho_0}\left(1 - \frac{\sec^2\theta}{2}\right),$$

式中, k_{sat} 为饱和岩石纵横波速度比, 该方程建立了纵波散射系数和非均匀介质中背景介质与扰动介质孔隙流体参数、剪切模量与密度间的直接关系.

2 孔隙流体参数贝叶斯反演方法

利用方程(12), 在贝叶斯理论框架下, 设待反演的模型参数为扰动介质与背景介质孔隙流体参数, 剪切模量及密度之比, 假设该模型参数服从柯西分布, 似然函数服从高斯分布, 建立后验概率分布函数, 采用平滑初始模型约束和循环多次迭代提高反演稳定性.

对方程(12)进行整理可得

$$R(\theta) = A(\theta)\frac{\Delta f}{f_0} + B(\theta)\frac{\Delta\mu}{\mu_0} + C(\theta)\frac{\Delta\rho}{\rho_0}. \tag{13}$$

令 $L_f = \dfrac{\Delta f}{f_0}$, $L_\mu = \dfrac{\Delta\mu}{\mu_0}$, $L_\rho = \dfrac{\Delta\rho}{\rho_0}$, 方程(12)变为

$$R(\theta) = A(\theta)L_f + B(\theta)L_\mu + C(\theta)L_\rho. \tag{14}$$

偏移距个数为 M, 时间采样点个数为 N 情况下, 方程组(14)变为

$$\begin{bmatrix} \bar{R}_1 \\ \bar{R}_2 \\ \vdots \\ \bar{R}_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{A}_1 & \bar{B}_1 & \bar{C}_1 \\ \bar{A}_2 & \bar{B}_2 & \bar{C}_2 \\ & \cdots & \\ \bar{A}_M & \bar{B}_M & \bar{C}_M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{L}_f \\ \bar{L}_\mu \\ \bar{L}_\rho \end{bmatrix}, \tag{15}$$

其中, $\bar{R}_1 = \left[R_1^1 \quad \ldots \quad R_1^N\right]^{\mathrm{T}}$; $\bar{A}_1 = diag\left[A_1^1 \quad \ldots \quad A_1^N\right]$; $\bar{L}_f = \left[L_f^1 \quad \ldots \quad L_f^N\right]^{\mathrm{T}}$, T 表示矩阵的转置, 其他类推, 考虑子波影响(Downton 等, 2004), 则方程(15)可简记为

$$D_{NM\times 1} = G_{NM\times 3N} \cdot L_{3N\times 1}, \tag{16}$$

其中, G 为正演算子矩阵, L 为待反演参数.

假设似然函数从高斯分布(Buland 等, 2003), 待反演参数服从柯西分布(Downton 等, 2004), 则待反演参数后验概率分布为

$$p(\boldsymbol{L},\sigma_n \mid \boldsymbol{D}) \propto \prod_{i=1}^{M}\left[\frac{1}{1+\boldsymbol{L}_i^2/\sigma_m^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{D}-\boldsymbol{GL})^{\mathrm{T}}(\boldsymbol{D}-\boldsymbol{GL})}{2\sigma_n^2}\right], \tag{17}$$

其中, D 为叠前地震记录, σ_n^2 为噪音方差, σ_m^2 为待反演参数方差, M 为模型参数个数, n 为数据采样点个数, L_i 为第 i 个待反演模型参数.

方程(17)最大化后验概率分布目标函数为

$$F(\boldsymbol{L}) = (\boldsymbol{D}-\boldsymbol{GL})^{\mathrm{T}}(\boldsymbol{D}-\boldsymbol{GL}) + 2\sigma_n^2\sum_{i=1}^{M}\ln(1+\boldsymbol{L}_i^2/\sigma_m^2). \tag{18}$$

加入平滑初始模型约束并最小化目标函数可得

$$(\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{G} + \lambda_c\boldsymbol{Q} + \lambda_f\boldsymbol{P}_f^{\mathrm{T}}\boldsymbol{P}_f + \lambda_\mu\boldsymbol{P}_\mu^{\mathrm{T}}\boldsymbol{P}_\mu + \lambda_\rho\boldsymbol{P}_\rho^{\mathrm{T}}\boldsymbol{P}_\rho)\boldsymbol{L}$$
$$= (\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D} + \boldsymbol{P}_f^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\eta}_f + \boldsymbol{P}_\mu^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\eta}_\mu + \boldsymbol{P}_\rho^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\eta}_\rho), \tag{19}$$

其中, λ_i (i=f, μ, ρ) 分别为孔隙流体参数、剪切模量和密度约束系数, λ_c=$2\sigma_n^2/\sigma_m^2$ 为柯西约束项, Q=$diag\left[\dfrac{1}{(1+L_1^2/\sigma_m^2)^2}, \dfrac{1}{(1+L_2^2/\sigma_m^2)^2}, \ldots, \dfrac{1}{(1+L_M^2/\sigma_m^2)^2}\right]$ 为柯西项, P_i (i=f, μ, ρ)表示模型参数约束矩阵, η_i=$(L_0)_i$ (i=f, μ, ρ), L_0 为待反演参数平滑初始模型, 方程(19)简记为

$$\Psi = KL, \tag{20}$$

其中, $\Psi = G^{\mathrm{T}}D + P_f^{\mathrm{T}}\eta_f + P_\mu^{\mathrm{T}}\eta_\mu + P_\rho^{\mathrm{T}}\eta_\rho$, $K = G^{\mathrm{T}}G + \lambda_c Q + \lambda_f P_f^{\mathrm{T}}P_f + \lambda_\mu P_\mu^{\mathrm{T}}P_\mu + \lambda_\rho P_\rho^{\mathrm{T}}P_\rho$.

阻尼奇异值分解是一种求解地球物理反演问题比较精确的方法. 方程(20)中矩阵 K 进行 SVD 分解为

$$K = U\Lambda V^{\mathrm{T}}, \tag{21}$$

其中, Λ为对角阵, 其对角线元素为矩阵 K 的非零奇

异值, 即

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & \cdots & \sigma_{3N} \end{bmatrix}_{3N\times 3N}. \tag{22}$$

K 为大型稀疏矩阵, 其广义逆为

$$K_g^{+} = V\Lambda^{-1}U^{\mathrm{T}} = V\left[diag\left(\frac{1}{\sigma_{3N}}\right)\right]U^{\mathrm{T}}. \tag{23}$$

综合方程(20)和方程(23), 经简单数学推导可得

$$L^{est} = V\Lambda^{-1}U^{\mathrm{T}}\Psi, \tag{24}$$

其中, L^{est} 为待反演参数估计值.

由方程(24)可得初次迭代待反演参数 L_{f1}, $L_{\mu 1}$ 和 $L_{\rho 1}$. 以孔隙流体参数为例, 可将非均匀介质孔隙流体参数 f_1 初次迭代结果表示为

$$f_1 = L_{f1}f_0 + f_0 = f_0\left(1+L_{f1}\right), \tag{25}$$

其中, f_0 为背景介质孔隙流体参数, 实际中可选用平滑初始模型. 为提高反演精度, 可采用循环迭代策略, 即将上次反演结果作为下次迭代背景介质参数, 则第 t 次迭代后非均匀介质孔隙流体参数 f_t 为

$$f_t = f_0\prod_{i=1}^{t}(1+L_{fi})^i. \tag{26}$$

同理, 可得非均匀介质剪切模量和密度参数为

$$\mu_t = \mu_0\prod_{i=1}^{t}(1+L_{\mu i})^i, \tag{27}$$

$$\rho_t = \rho_0\prod_{i=1}^{t}(1+L_{\rho i})^i. \tag{28}$$

3　模型试算与实际资料处理

3.1　模型试算

为验证非均匀介质孔隙流体参数地震散射波反演可行性和稳定性, 本文采用实际单井模型进行验证. 图 1 中蓝色曲线为某工区通过实际测井资料计算并通过深时转换得到的时间域孔隙流体参数、剪切模量和密度曲线, 地震子波采用主频为 40 Hz 的雷克子波, 通过模型正演得到角度域叠前角度道集. 图 1 中绿色曲线为平滑初始模型, 粉色曲线为无噪音情况下第一次迭代反演结果, 图 2 为无噪音情况下进行五次迭代每次迭代后的反演结果, 由图 1 和图 2 可得,

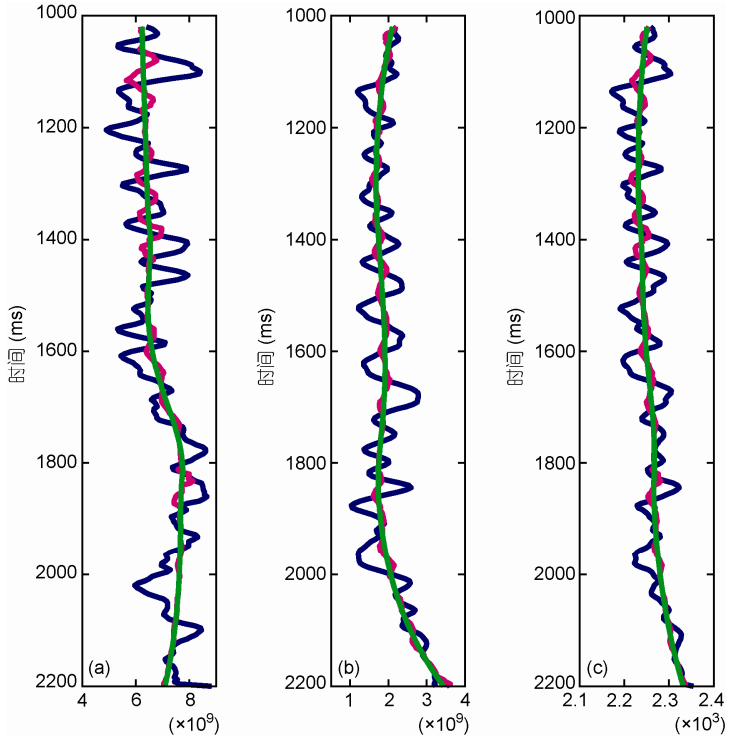

图 1　无噪音情况下实际模型(蓝色)、初始模型(绿色)和第一次迭代反演结果(粉色)

(a) 孔隙流体参数(N/m^2); (b) 剪切模量(N/m^2); (c) 密度(kg/m^3)

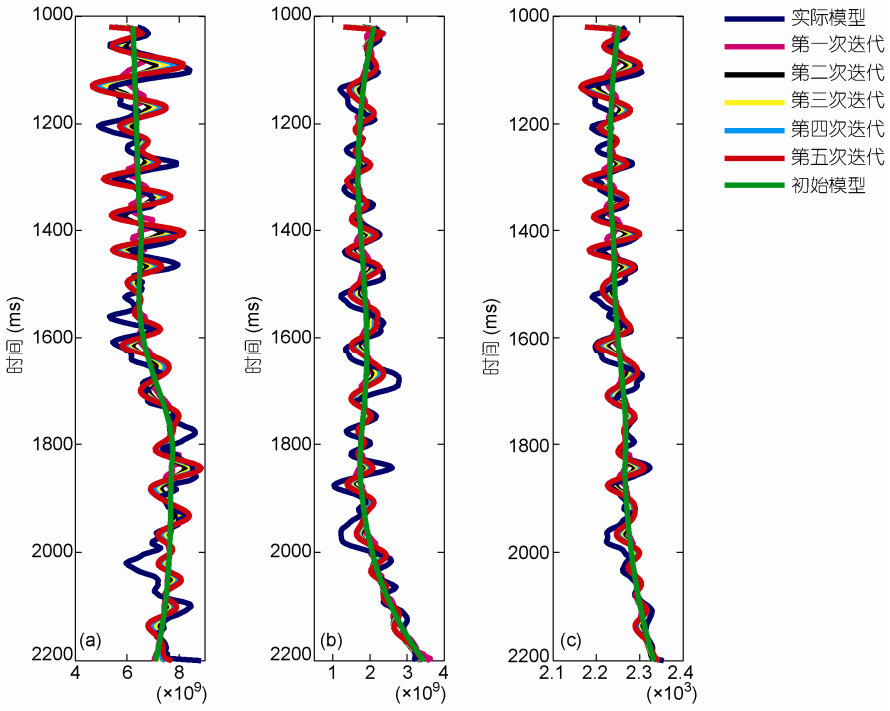

图 2　无噪音情况下实际模型、初始模型和五次迭代反演结果

(a) 孔隙流体参数(N/m^2); (b) 剪切模量(N/m^2); (c) 密度(kg/m^3)

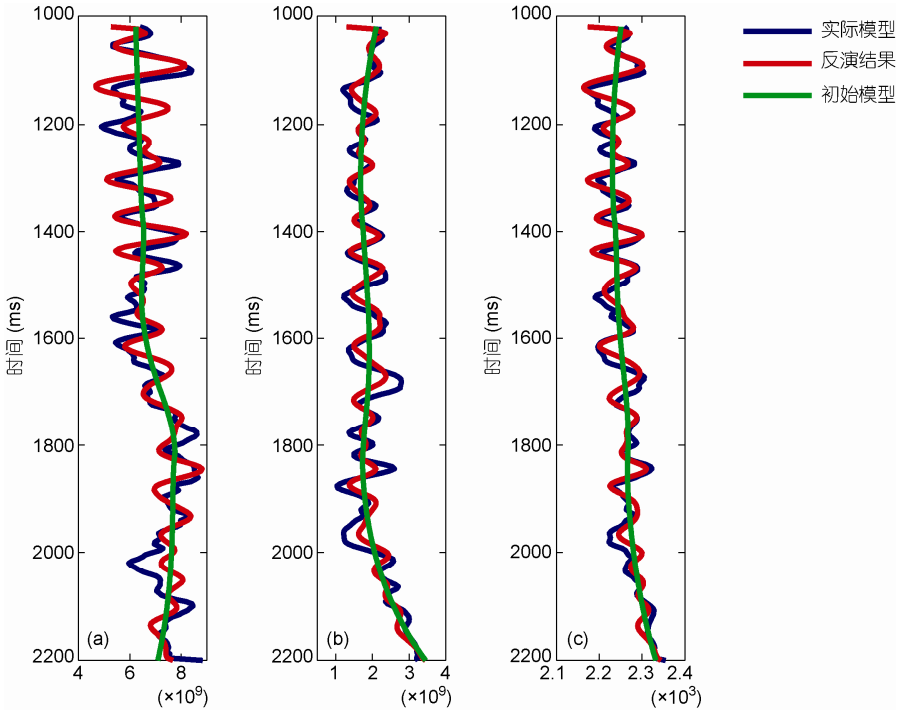

图 3　信噪比为 5:1 情况下实际模型、初始模型和反演结果

(a) 孔隙流体参数(N/m^2); (b) 剪切模量(N/m^2); (c) 密度(kg/m^3)

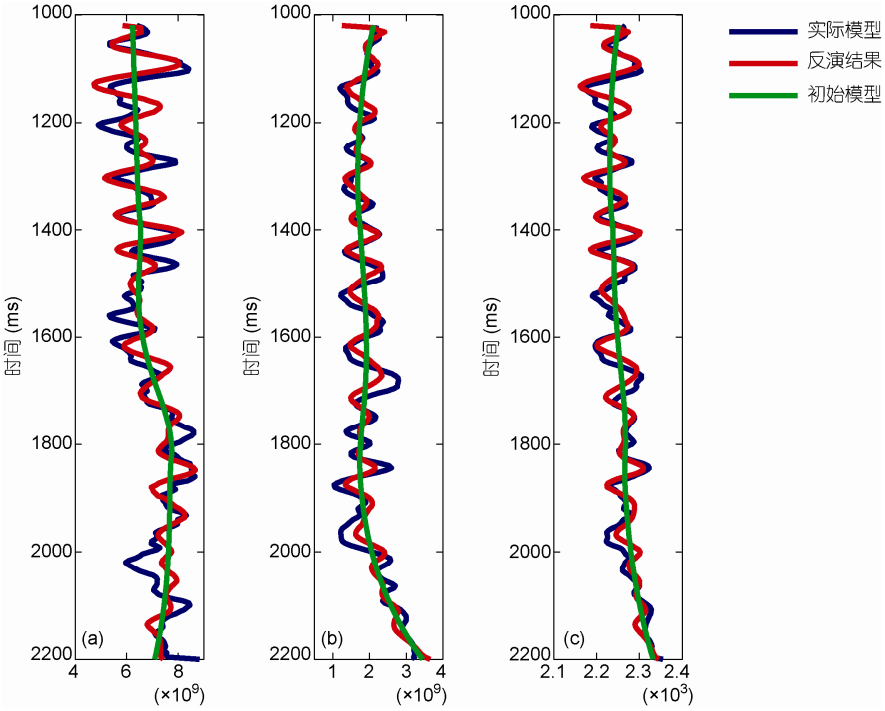

图 4　信噪比为 2:1 情况下实际模型、初始模型和反演结果

(a) 孔隙流体参数(N/m^2); (b) 剪切模量(N/m^2); (c) 密度(kg/m^3)

经五次迭代后，反演得到孔隙流体参数，剪切模量和密度曲线与实际模型吻合较好，平均相对误差(真实值与模型值的差相对真实值的变化)为 1.1%，说明了方法的有效性. 图 3 和图 4 分别是信噪比为 5:1 和 2:1 情况下的反演结果，分析可得，在加噪情况下，孔隙流体参数，剪切模量和密度经五次迭代反演结果仍与实际模型有较高的吻合度，平均误差在 2%以内，证明了方法的稳定性.

3.2　实际资料试处理

实际资料来自我国东部某勘探工区，反演试处理之前，需要进行地震数据保幅处理，包括精细的波前扩散补偿、反 Q 滤波、地表一致性处理、叠前去噪、去除多次波等，并假设处理后的层间多次波各向异性的影响可以忽略不计. 处理后过 A 和 B 井的不同角度部分叠加剖面如图 5 所示，其中，粉色箭头所指区域为油层发育位置，橘黄色为含油水层发育位置. 图 6 为平滑初始孔隙流体参数、剪切模量和密度参数剖面，可由测井曲线建模平滑获取，图 7 为采用本文发展的非均匀介质反演方法得到的孔隙流体参数、剪切模量和密度参数剖面，由图 7 可得，在油层发育位置，孔隙流体参数和密度呈现明显的低值异常显示，剪切模量无明显变化；在含油水层发育位置处孔隙流体参数低值异常不明显，密度和剪切模型无明显变化，该反演结果与实际钻遇结果吻合较好，验证了该方法在实际资料中的可行性和有效性.

4　讨论与认识

横向不连续，纵向重叠砂岩储层，缝洞型碳酸盐岩以及非常规页岩气地层等非均质性储层预测成为目前油气勘探的重要研究方向. 本文综合弹性波逆散射理论，孔隙弹性理论和贝叶斯反演理论发展了一种面向非均质储层的流体识别方法. 该方法结合微扰理论，介质分解理论和稳相法，建立了非均匀介质地震波散射系数与孔隙流体参数，剪切模量及密度的直接关系，奠定了地震反演理论基础；同时在贝叶斯反演框架下，利用平滑初始模型约束和多次循环迭代策略提高了反演稳定性. 模型测试表明该方法在信噪比比较低的情况下仍能得到合理的反演结果，实际资料试处理验证了该方法在实际生产中的可行性.

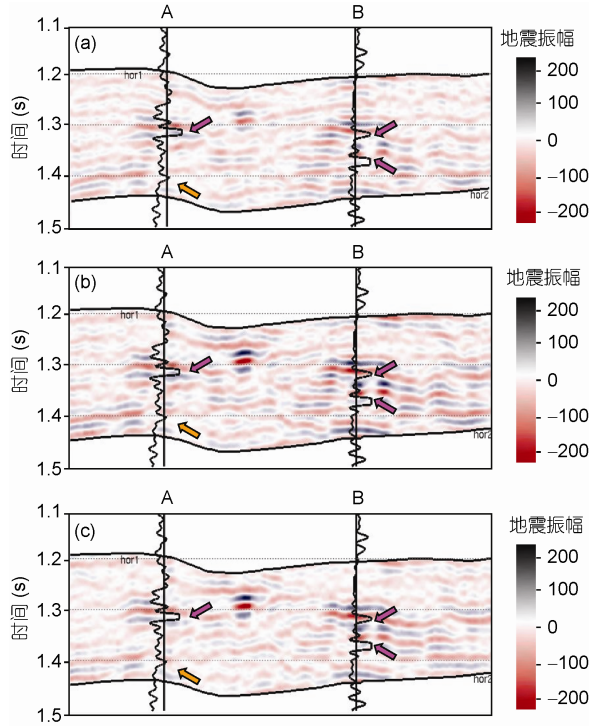

图 5　不同入射角度范围内部分叠加地震剖面

(a) 小角度; (b) 中角度; (c) 大角度

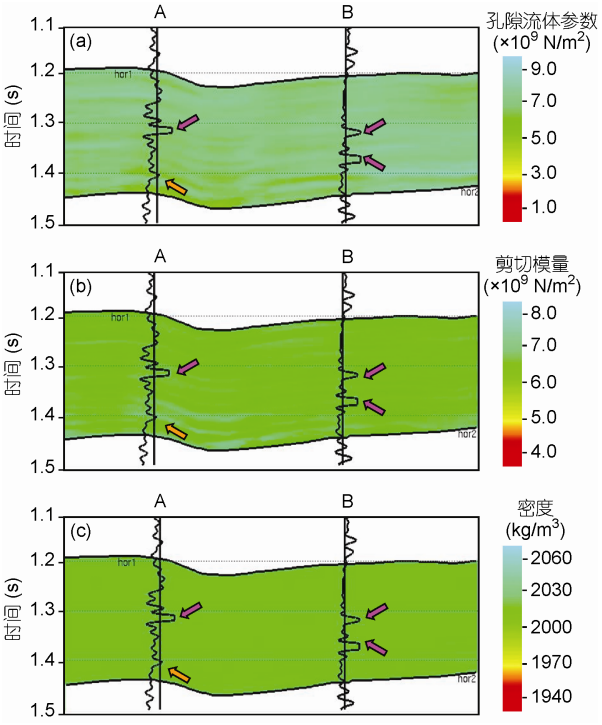

图 6　反演所需的平滑初始模型

(a) 孔隙流体参数; (b) 剪切模量; (c) 密度

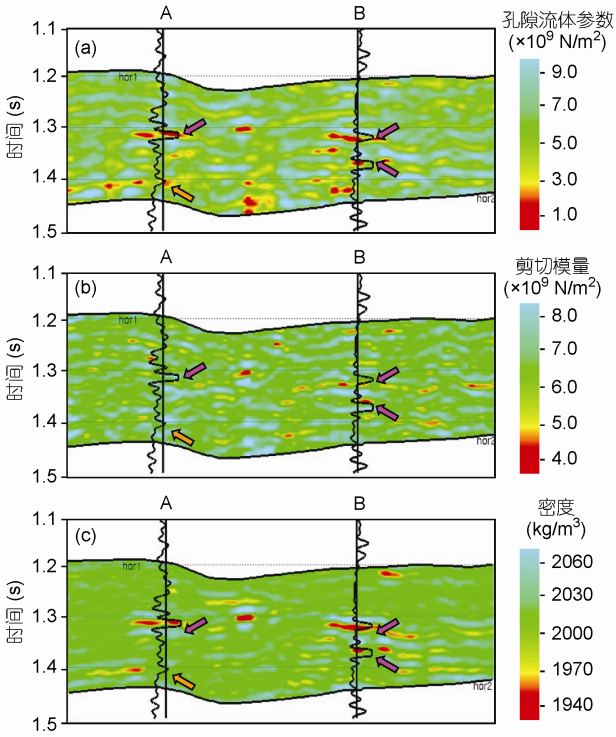

图 7　本文方法得到的反演结果

(a) 孔隙流体参数; (b) 剪切模量; (c) 密度

致谢　感谢澳大利亚联邦政府、西澳大利亚州政府、西北大陆架液化天然气合资公司各方的资助, 以及西澳能源联合研究中心的支持. 感谢审稿专家给予的宝贵建议.

参考文献

陈建江, 印兴耀. 2007. 基于贝叶斯理论的 AVO 三参数波形反演. 地球物理学报, 50: 1251–1260

刘福平, 孟宪军, 王玉梅, 等. 2010. 反演纵横波速度的 Jacobian 矩阵及精确计算方法. 中国科学: 地球科学, 40: 1608–1616

杨培杰, 印兴耀. 2008. 非线性二次规划贝叶斯叠前反演. 地球物理学报, 51: 1876–1882

Beylkin G, Burridge R. 1990. Linearized inverse scattering problems in acoustics and elasticity. Wave motion, 12: 15–52

Biot M. 1956. General solutions of the equations of elasticity and consolidation for a porous material. J appl Mech, 23: 91–96

Biot M. 1962. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. J Acoust Soc Am, 34: 1254–1264

Buland A, Omre H. 2003. Bayesian linearized AVO inversion. Geophysics, 68: 185–198

Burns D R, Willis M E, Toksoz M N, et al. 2007. Fracture properties from seismic scattering. The Leading Edge, 26: 1186–1196

Cervený V. 2000. Seismic Ray Theory. Cambridge: Cambridge University Press. 124

Downton J E, Lines L R. 2004. Three term AVO waveform inversion. Seg Tech Prog Exp Abs, 23: 215–218

Gassmann F. 1951. Uber die elastizitat poroser medien. Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zurich, 96: 1–23

Hudson J. 1968. The scattering of elastic waves by granular media. Q J Mech Appl Math, 21: 487–502

Hudson J. 1977. Scattered waves in the coda of P. J Geophys, 43: 8–18

Kaslilar A. 2007. Inverse scattering of surface waves: Imaging of near-surface heterogeneities. Geophys J Int, 171: 352–367

Liu E R, Chapman M, Zhang Z J, et al. 2006. Frequency-dependent anisotropy: Effects of multiple fracture sets on shear-wave polarizations. Wave motion, 44: 44–57

Liu E R, Queen J H, Zhang Z J, et al. 2000. Simulation of multiple scattering of seismic waves by spatially distributed inclusions. Sci China

E-Technol Sci, 43: 387–394

Liu E R, Zhang Z J. 2001. Numerical study of elastic wave scattering by cracks or inclusions using the boundary integral equation method. J of Comput Acoust, 9: 1039–1054

Miles J W. 1960. Scattering of elastic waves by small inhomogeneities. Geophysics, 25: 642–648

Mora P, Sarwar A K M, Smith D L. 1987. Nonlinear two-dimensional elastic inversion of multioffset seismic data. Geophysics, 52: 1211–1228

Rajan S D, Frisk G V. 1989. A comparison between the Born and Rytov approximations for the inverse backscattering problem. Geophysics, 54: 864–871

Russell B H, Hedlin K, Hilterman F J, et al. 2003. Fluid-property discrimination with AVO: A Biot-Gassmann perspective. Geophysics, 68: 29–39

Scarpetta E, Tibullo V. 2008. On the oblique penetration of elastic waves into a finite number of equally spaced periodic arrays of obstacles. Wave motion, 45: 518–539

Shaw R K, Sen M K. 2004. Born integral, stationary phase and linearized reflection coefficients in weak anisotropic media. Geophys J Int, 158: 225–238

Smith G C, Gidlow P M. 1987. Weighted stacking for rock property estimation and detection of gas. Geophys Prospect, 35: 993–1014

Stolt R H, Weglein A B, Abd Elhadi Y E. 1985. Migration and inversion of seismic data. Geophysics, 50: 2458–2472

Weglein A B, 1993. Nonlinear inverse scattering for multiple attenuation. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference Series. 158–160

Wu R S, Aki K. 1985. Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity. Geophysics, 50: 582–595

Zhang H, Weglein A B. 2009a. Direct nonlinear inversion of 1D acoustic media using inverse scattering subseries. Geophysics, 74: 29–39

Zhang H, Weglein A B. 2009b. Direct nonlinear inversion of multiparameter 1D elastic media using the inverse scattering series. Geophysics, 74: 15–27

Zoeppritz K, Geiger L, 1919. Erdbebenwellen VIII B, Uber Reflexion and durchgang seismischer wellen duch unstetigkeitsflachen. Gottinger Nachr, 1: 66–84

Zong Z Y, Yin X Y, Wu G C. 2012a. Elastic impedance variation with angle inversion for elastic parameters. J Geophys Eng, 9: 247

Zong Z Y, Yin X Y, Wu G C. 2012b. AVO inversion and poroelasticity with P- and S-wave moduli. Geophysics, 77: N29–N36