

微地震测井记录子波提取方法及应用

张 栋*^① 徐雷良^② 贾静敏^② 姜子强^② 任宏沁^②

(^①毕节学院,贵州毕节 551700; ^②胜利石油管理局地球物理勘探开发公司,山东东营 257000)

张栋,徐雷良,贾静敏,姜子强,任宏沁. 微地震测井记录子波提取方法及应用. 石油地球物理勘探, 2012, 47(4): 519~523

摘要 本文提出的微地震测井记录子波提取法,综合考虑了直流分量和截断效应的影响,比常规的最小二乘法能够获得更为精确的子波。据此提取的近地表子波形态可以更好地反映近地表地层的激发岩性,就是说,通过微地震测井资料提取的子波可实现对近地表激发条件的监控和选择。此法在胜利油田东部探区的实际应用中取得了较好的效果。

关键词 微地震测井 子波 子波提取 激发频率

中图分类号:P631 文献标识码:A

1 引言

微地震测井是地震勘探中一项基础工作,尤其在近地表结构调查、激发因素选取等地震勘探环节中起着十分重要的作用。以往微地震测井初至解释法,主要应用微测井初至波查找近地表高速层,选择最佳激发位置,对于如何应用微地震测井资料提高地震资料的主频、频带的拓宽却研究甚少。

基于上述原因,本文对微地震测井记录子波提取法进行了研究,以近地表子波形态、振幅等变化反映近地表不同地层的激发效果。

地震子波^[1]是地震记录褶积模型的一个分量,确切地说,地震子波就是由震源激发的地震能量通过复杂的地下路径传播到接收器所记录下来的质点位移(陆上检波器)或压力(海上检波器)的远场时间域响应。子波的正确提取^[2]直接关系到地震反褶积处理的成败,对研究地震波激发条件的选择和空间传播规律同样至关重要。

地震记录是地层的反射系数与子波的褶积。要从地震记录中反演出地层信息,必须要有精度较高的子波。因此,子波的提取必须充分利用已有的各种资料和相关信息,综合考虑其特点和各种影响因素,建立相对稳定的空变子波剖面。

2 微地震测井子波提取的原理

2.1 微地震测井地震子波的提取方法

地震子波是一个波动,应具有直流分量为零或近似为零的特点,然而由于前期处理、计算方法以及其他因素的影响,由褶积模型直接反演得到的子波往往不能很好地满足这一条件,因此在反演时应对子波的直流分量加以限制^[3~5]。此外,不同相位子波的起始时间是不同的。如零相位子波是对称的双边信号,在 $t=0$ 前后都有信号;而最小相位子波则是单边信号,仅在 $t=0$ 之后有信号。对同一段地震记录,当子波不同时,能够产生影响的反射系数段也不同。因此,应对由于子波起始时间不同而造成的截断误差加以考虑。

设地震记录 $x(t)$ 的起止时间为 $[t_1, t_2]$,子波 $w(t)$ 的起止时间为 $[-p, q]$ 。由于子波的时延特性,反射系数 $r(t)$ 不仅在 $[t_1, t_2]$ 内对 $x(t)$ 起作用,而且在时间 $[t_1 - p, t_2 + q]$ 内的部分都会对 $x(t)$ 产生贡献。因此,考虑截断效应的影响,在提取 $[t_1, t_2]$ 这一时窗内的地震子波时,应使用 $[t_1 - p, t_2 + q]$ 时间段的反射系数序列。特殊情况下,如当子波为最小相位时, $p=0$,而 $q>0$;当子波为零相位时, $p=q>0$ 。

* 贵州省毕节市毕节学院,551700. Email:168711285@qq.com

本文于2011年6月8日收到,最终修改稿于2012年4月27日收到。

根据子波直流分量为零的情况,子波应满足 $\sum_{t=-p}^q \omega(t) = 0$; 而根据褶积模型又要求地震记录、反射系数和子波之间应满足 $x(t) = \sum_{\tau=-p}^q \omega(\tau)r(t-\tau)$ 。实际应用时应使上式等号两边的平方误差最小,即

$$\sum_{t=t_1}^{t_2} \left[x(t) - \sum_{\tau=-p}^q \omega(\tau)r(t-\tau) \right]^2 \rightarrow \min \quad (1)$$

鉴于以上考虑,可根据拉格朗日乘子法建立以下条件极值问题的目标函数

$$E = \sum_{t=t_0}^{t_s} \left[x(t) - \sum_{\tau=-p}^q \omega(\tau)r(t-\tau) \right]^2 + 2\lambda \sum_{t=-p}^q \omega(t) \xrightarrow{\omega, \lambda} \min \quad (2)$$

式中 λ 为拉格朗日乘子; t_s 为 $[t_1, t_2]$ 间的时间; 由 $\frac{\partial E}{\partial \omega} = 0$ 和 $\frac{\partial E}{\partial \lambda} = 0$ 求解式(2), 可得

$$\sum_{\tau=-p}^q \omega(\tau) \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-\tau)r(t-j) = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-j)x(t) - \lambda \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \lambda} = \sum_{t=-p}^q \omega(t) = 0 \quad (4)$$

令

$$R_{rr}(\tau-j) = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-\tau)r(t-j)$$

表示反射系数的自相关性。令

$$R_{rx}(j) = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-j)x(t)$$

表示反射系数与地震道的互相关性。则式(3)变为

$$\sum_{\tau=-p}^q R_{rr}(\tau-j)\omega(\tau) = R_{rx}(j) - \lambda \quad (5)$$

$$j = -p, -p+1, \dots, q$$

式(5)可写成矩阵形式

$$\begin{pmatrix} R_{rr}(0) & R_{rr}(1) & \cdots & R_{rr}(q-p) \\ R_{rr}(0) & R_{rr}(0) & \cdots & R_{rr}(q-p-1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ R_{rr}(0) & R_{rr}(1) & \cdots & R_{rr}(0) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \omega(-p) \\ \omega(1-p) \\ \vdots \\ \omega(q) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{rx}(-p) \\ R_{rx}(1-p) \\ \vdots \\ R_{rx}(q) \end{pmatrix} - \lambda \mathbf{I} \quad (6)$$

其中 $\mathbf{I} = (1, 1, \dots, 1)^T$, 为 $p+q$ 维列向量。对于任意 $\tau = i$ 和 j , 有 $R_{rr}(i-j) = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-i)r(t-j)$ 位于矩阵的第 $1+p$ 行, $1+p$ 列, 若用矩阵 $\mathbf{r}^T \mathbf{r}$ 表示, 则

$$(\mathbf{r}^T \mathbf{r})_{i+\epsilon, j+\epsilon} = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-i)r(t-j)$$

同理, 若用 $\mathbf{r}^T \mathbf{x}$ 表示反射系数与地震道的互相关, 则

$$(\mathbf{r}^T \mathbf{x})_{i+\epsilon} = \sum_{t=t_0}^{t_s} r(t-i)x(t)$$

其中 $\epsilon = 1+p$ 。此时式(6)可变为

$$(\mathbf{r}^T \mathbf{r}) \mathbf{w} = \mathbf{r}^T \mathbf{x} - \lambda \mathbf{I}$$

进而求得

$$\mathbf{w} = (\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} (\mathbf{r}^T \mathbf{x} - \lambda \mathbf{I}) \quad (7)$$

由式(4)可知 $\sum_{t=-p}^q \omega(t) = 0$, 即有 $\mathbf{Lw} = 0$, 其中 $\mathbf{L} = (1, 1, \dots, 1)$, 为 $p+q$ 行向量。式(7)两边都乘以 \mathbf{L} , 则有

$$\mathbf{Lw} = \mathbf{L}(\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} (\mathbf{r}^T \mathbf{x} - \lambda \mathbf{I}) = \mathbf{L}(\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} (\mathbf{r}^T \mathbf{x}) - \lambda \mathbf{L}(\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} \mathbf{I} = 0$$

则

$$\lambda = \frac{\mathbf{L}(\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} (\mathbf{r}^T \mathbf{x})}{\mathbf{L}(\mathbf{r}^T \mathbf{r})^{-1} \mathbf{I}} \quad (8)$$

式中: $\mathbf{I} = (1, 1, \dots, 1)^T$, $\mathbf{L} = (1, 1, \dots, 1)$ 分别为 $(n \times 1)$ 的列向量和 $(1 \times n)$ 的行向量。

常规意义下最小二乘法子波求取的目标函数为

$$\sum_{t=t_1}^{t_2} \left[x(t) - \sum_{\tau=-p}^q \omega(\tau)\bar{r}(t-\tau) \right]^2 \rightarrow \min \quad (9)$$

求得的结果为

$$\mathbf{w} = (\bar{\mathbf{r}}^T \bar{\mathbf{r}})^{-1} (\bar{\mathbf{r}}^T \mathbf{x}) \quad (10)$$

与式(2)相比, 式(9)没有考虑直流分量条件的约束, 因此式(10)不同于式(7); 同时式(10)中的反射系数向量 $\bar{\mathbf{r}} = \bar{r}(t)$ 的值也并不总是等于反射系数的真值, 而是

$$\bar{r}(t) = \begin{cases} r(t) & t_1 \leq t \leq t_2 \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (11)$$

式中: $r(t)$ 为反射系数的真值。特殊地, 当满足 $\lambda = 0$ (此时无直流约束), 且 $[t_1, t_2] \rightarrow (-\infty, +\infty)$, 此时 $\bar{r}(t) \rightarrow r(t)$, 式(7)才退化为式(10)。由式(8)和式(11)可知, 通常情况下, $\lambda \neq 0$, $\bar{r}(t)$ 也不等于 $r(t)$ 。

由此可见, 本文提出的反演方法综合考虑了直流分量和截断效应的影响, 比常规的最小二乘法能

够得到更为精确的结果。利用该方法可以更精确地求取微测井地震子波。

2.2 微地震测井子波剖面的求取方法

为保证应用微地震测井资料反演子波的准确性,首先需要设计一个匹配算子,对子波振幅谱进行映射处理,并将处理结果作为该道子波的振幅谱。算子应使得微地震测井模拟振幅谱的映射结果与反演提取子波的振幅谱相同。

即对所有道表现为

$$W_1(f) = L[W_0(f)] \quad (12)$$

算子 L 应满足

$$L[W_1^w(t)] = W_{inv}^w(f) \quad (13)$$

式中: $W_0(f)$ 为各道模拟的振幅谱; $W_1(f)$ 为 $W_0(f)$ 映射后的像, $W_1^w(f)$ 为微地震测井模拟振幅谱映射后的像; $W_{inv}^w(f)$ 为微地震测井提取子波的振幅谱。显然,对于同一口井中的各地震道,需要求得多个算子 L_i 。实际应用时,将每一个算子 L_i 都按式(12)作用到每一道上,得到 $W_{1,i}(f)$,然后根据地震道和井口之间的距离关系进行加权平均,得到各道的 $W_1(f)$,即

$$W_1^i(f) = \frac{\sum_i [a_i^i W_{1,i}(f)]}{\sum_i a_i^i}$$

其中

$$a_i^i = \frac{1}{|D_i - D_j|} \quad (14)$$

式中: D_i 为井口的道号; D_j 为其余各地震道的道号。根据上述方法,在同一口微地震测井时,使用相同的相位谱和空变的振幅谱,可建立空变子波剖面^[6]。

3 近地表地震子波的应用

图 1 为 A 试验点微测井井下道与相应井深的岩性对比图。从微地震测井岩性取心资料上看, A 试验点岩性纵向变化比较大, 0~3m 为粗砂, 3~10m 为含泥细砂, 10~13m 为粉砂质黏土, 13~19m 为含生物贝壳泥砂, 19~30m 为粉砂泥砂互层。

从双井微测井井下道与岩性对比来看,岩性与波组特征关系较为明显(图 1)。图 2 为 A 试验点微测井井旁道与岩性对比图。从双井微测井井旁道原始记录来看,相比井下道,岩性与波组特征对比不明显。

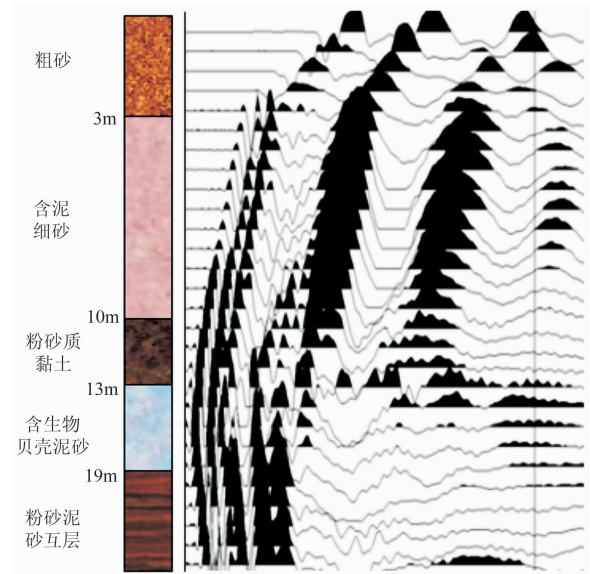


图 1 A 试验点微测井井下道与相应井深的岩性对比图

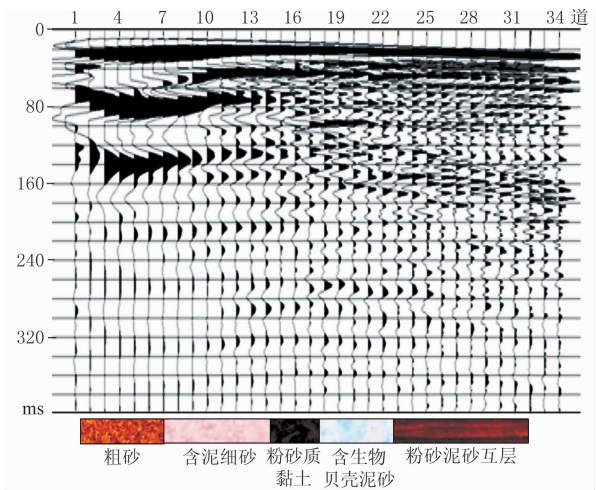


图 2 A 试验点微测井井旁道与相应井深的岩性对比图

图 3 为 A 试验点不同激发岩性对应的子波特性图。通过微地震测井记录子波提取方法提取了井旁道不同激发井深的子波进行分析,从图 3 中看出在 10~13m 井深的粉砂质黏土中激发,具备较好的子波特征形态。图 4 为 A 试验点各岩性段对应的激发子波波形成对比图;图 5 为该试验点提取的空变子波剖面图;图 6 为该试验点提取子波频率变化示意图。

从上述微地震测井记录子波分析结果预计在粉砂质黏土中激发效果最好,含泥细砂和粉砂泥砂互层中激发效果次之。从不同岩性中激发单炮的原始记录和 80~160Hz 滤波后显示来看(图 7~图 8),在含粉砂质黏土中激发效果最好,含泥细砂和粉砂泥砂互层中激发的效果次之。

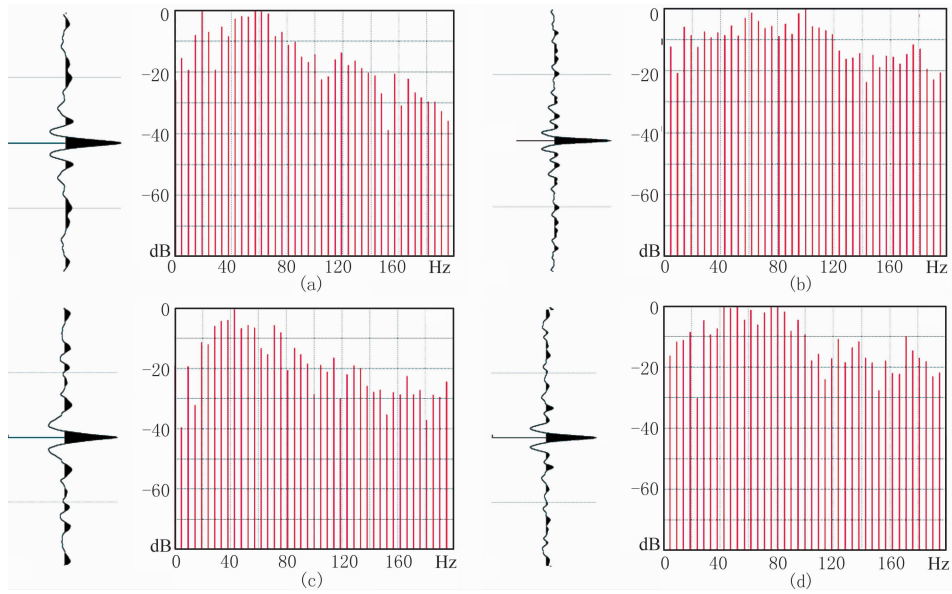


图3 A 试验点不同激发岩性对应的子波特性图

(a)含泥细砂；(b)粉砂质黏土；(c)含生物贝壳泥砂；(d)粉砂泥砂互层

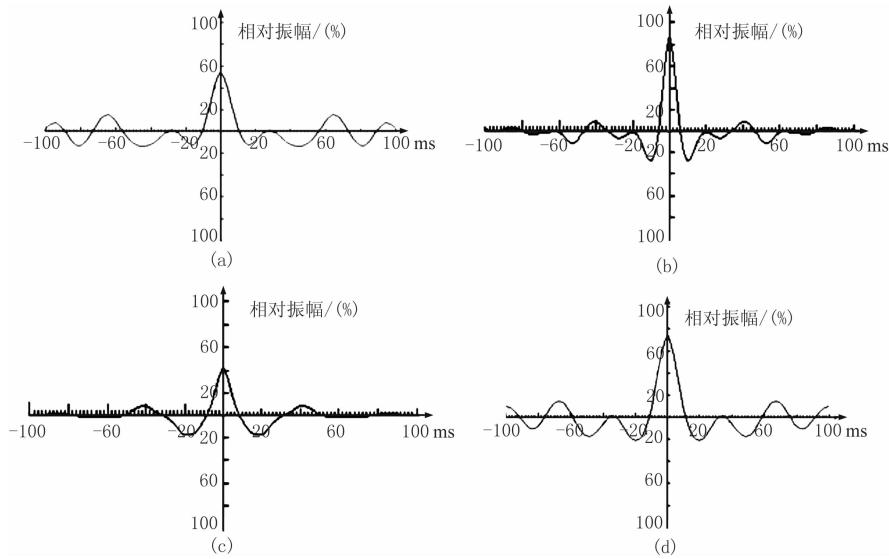


图4 不同岩性中激发子波波形对比分析图

(a)含泥细砂；(b)粉砂质黏土；(c)含生物贝壳泥砂；(d)粉砂泥砂互层

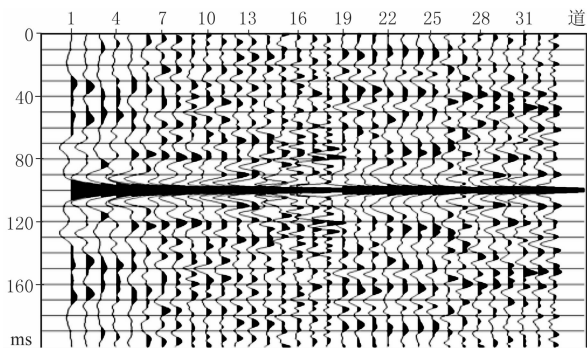


图5 A 试验点微地震测井空变子波提取剖面

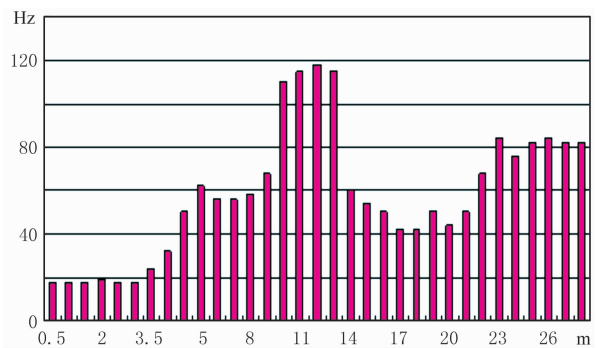


图6 A 试验点微测井子波频率变化示意图

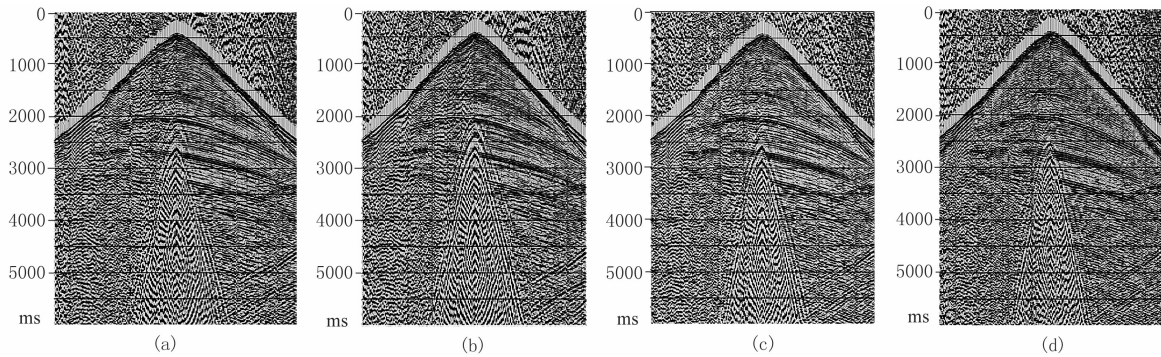


图 7 A 试验点不同岩性中激发单炮对比图

(a) 含泥细砂; (b) 粉砂质黏土; (c) 含生物贝壳泥砂; (d) 粉砂泥砂互层

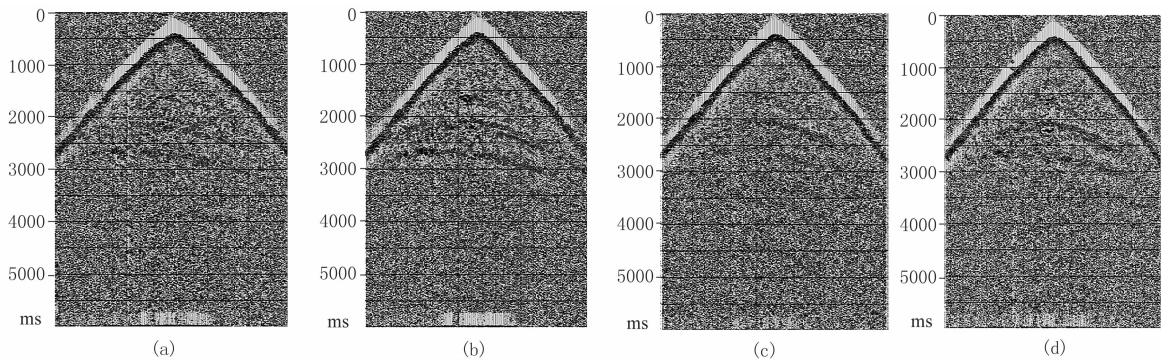


图 8 不同激发单炮(80~160Hz)滤波后对比图

(a) 含泥细砂; (b) 粉砂质黏土; (c) 含生物贝壳泥砂; (d) 粉砂泥砂互层

4 结论与建议

(1) 本文提出的反演方法综合考虑了直流分量和截断效应的影响,比常规的最小二乘法能够得到更为精确的结果。利用该方法可以更为精确地提取微测井地震子波。

(2) 通过微地震测井地震子波的提取可以对近地表激发条件进行有效的监控和优选,避免了仅依靠初至波解释无法对激发频率、频宽做出准确判断的缺陷,有效地提高了微地震测井丰富的近地表地震信息的利用率及优选激发井深的精度。此法在胜利油田东部探区的实际应用中取得了较好效果。

(3) 建议在近地表岩性变化较快的地区加强微地震测井的采样密度,进一步提高纵向最佳激发区域的精度。

参 考 文 献

[1] 云美厚,丁伟. 地震子波频率浅析. 石油物探, 2005, 44(6):578~581

Yun Meihou, Ding Wei. Analysis of seismic wavelet frequency. *GPP*, 2005, 44(6):578~581

[2] 杨培杰,印兴耀. 地震子波提取方法综述. 石油地球物理勘探, 2008, 43(1):123~128

Yang Peijie, Yin Xingyao. Summary of seismic wavelet pick-up. *OGP*, 2008, 43(1):123~128

[3] 查中圻. 提取子波的一种算法. 石油地球物理勘探, 1981, 16(4):27~36

[4] 张广智,刘洪,印兴耀. 井旁道地震子波精细提取方法. 石油地球物理勘探, 2005, 40(2): 158~162

Zhang Guangzhi, Liu Hong, Yin Xingyao. Method for fine picking up seismic wavelet at uphole trace. *OGP*, 2005, 40(2): 158~162

[5] 冯晷,刘财,杨宝俊等. 分时窗提取地震子波及在合成地震记录中的应用. 地球物理学进展, 2001, 17(1): 71~77

Feng Xuan, Liu Cai, Yang Baojun et al. The extractive method of seismic wavelet in different time window and the application in synthetic seismogram. *Progress in Geophysics*, 2001, 17(1): 71~77

[6] 夏洪瑞,周开明,黄桥等. 波阻抗反演技术中空变子波的求取. 石油物探, 2002, 41(4): 470~474

Xia Hongrui, Zhou Kaiming, Huang Qiao et al. Calculation of spatial-variant wavelet in acoustic impedance inversion. *GPP*, 2002, 41(4): 470~474

(本文编辑:金文昱)