

引用格式: 刘佳琪, 郭永超, 朴胜春. 海洋涡旋地震成像的时域有限差分仿真[J]. 声学技术, 2022, 41(3): 426-431. [LIU Jiaqi, GUO Yongchao, PIAO Shengchun. Ocean eddy imaging based on time domain finite difference[J]. Technical Acoustics, 2022, 41(3): 426-431.] DOI: 10.16300/j.cnki.1000-3630.2022.03.017

海洋涡旋地震成像的时域有限差分仿真

刘佳琪^{1,2,3}, 郭永超^{1,2,3}, 朴胜春^{1,2,3}

(1. 哈尔滨工程大学水声技术重点实验室, 黑龙江哈尔滨 150001; 2. 海洋信息获取与安全工信部重点实验室(哈尔滨工程大学), 工业和信息化部, 黑龙江哈尔滨 150001; 3. 哈尔滨工程大学水声工程学院, 黑龙江哈尔滨 150001)

摘要: 传统的水声建模方法只考虑水中声波的折射影响, 忽略了水层间的声反射, 因此不能对反射波地震勘探的海水分层结构成像结果进行分析。文章首先建立了基于时域有限差分的低频宽带脉冲信号传输预报模型, 该模型考虑海水分层结构的声反射影响, 通过数值求解波动方程计算低频宽带脉冲信号近距离传播过程中的时域波形; 其次将某次海上多道地震测量的水文条件作为输入环境参数, 计算了近海面地震勘探接收阵所接收的气枪低频脉冲信号时域波形; 最后按照反射波地震勘探处理流程, 对接收阵信号在共反射点进行相干累加和地震成像, 所得到的海水分层结构成像结果与海上多道测量成像结果符合较好。仿真结果验证了水层声反射对海水分层结构反射波地震成像的影响。

关键词: 时域有限差分; 中尺度涡旋; 地震海洋成像; 反射地震波勘探

中图分类号: O427.1

文献标志码: A

文章编号: 1000-3630(2022)-03-0426-06

Ocean eddy imaging based on time domain finite difference

LIU Jiaqi^{1,2,3}, GUO Yongchao^{1,2,3}, PIAO Shengchun^{1,2,3}

(1. Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China; 2. Key Laboratory of Marine Information Acquisition and Security (Harbin Engineering University), Ministry of Industry and Information Technology, Harbin 150001, Heilongjiang, China; 3. College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China)

Abstract: The traditional underwater acoustic modeling methods only consider the influence of the refraction of sound waves in the water and ignore the acoustic reflection between the water layers, therefore the imaging results of seawater layered structure in the reflection seismology cannot be analyzed. A sound propagation model of low-frequency broadband pulse based on time-domain finite-difference is established in this paper. This model takes the acoustic reflection effects of the seawater layered structure into account, and the time-domain waveform of the low-frequency broadband signal in the process of short-distance propagation is calculated by numerically solving the wave equation. Then, by considering the hydrological conditions of a maritime multi-channel seismic survey as the input environmental parameters, the air-gun signal waveforms received by the near sea-surface receiving arrays in seismic exploration are simulated. Finally, according to the processing procedure of reflection seismology, the received array signals at the co-reflection points are sorted for coherent accumulation and seismic imaging. The obtained imaging result of seawater layered structure is in good agreement with that of the marine multi-channel survey, which validates the effect of the acoustic reflection of water layer on seismic imaging of the reflection waves of seawater layered structure.

Key words: finite difference time domain; mesoscale eddy; seismic imaging; reflection seismology

0 引言

2003 年, Holbrook 等^[1]从海上地震成像剖面中提取出了水平分层的温度分布, 自此海洋地震反射技术作为重要的海洋现象观测手段被引入到海洋

动力学研究中, 用于研究海洋动力学现象及其过程, 国内有学者将其称为地震海洋学^[2]。相比于利用抛弃式温度测量仪(Expendable Bathy Thermograph, XBT)获取水文数据, 该方法具有更好的时空分辨率, 为热盐侵入锋、内波和涡旋研究提供了新的手段。

海水地震成像剖面可以反映水团的内部结构, 呈现出与地质成像类似的分层结构。海洋中广泛存在的动力学现象导致了空间水平方向的不连续声反射。为了仿真中尺度涡旋在海域声信号的传播过程, 可选择一种直接求解波动方程的数值方法进行

收稿日期: 2022-01-10; 修回日期: 2022-02-06

基金项目: 深海下会聚区物理机理与声场特性研究(12174048)资助项目。

作者简介: 刘佳琪(1993—), 女, 山东聊城人, 博士研究生, 研究方向为海洋声传播。

通信作者: 朴胜春, E-mail: piaoshengchun@hrbeu.edu.cn

反射声场的研究。时域有限差分(Time-Domain Finite Difference, TDFD)作为一种数值求解方法,首先被 Yee^[3]于 1966 年开发并应用于电磁波相关领域,在接下来的十几年里用于求解麦克斯韦(Maxwell)方程电磁散射问题,到 80 年代后期才被引入空气声学^[4]和 underwater 散射声场^[5],90 年代水声学家提出此方法同样适用于求解海洋的标准楔形海底的声传播过程^[6]。时域有限差分方法^[7]作为计算海洋声场的新方法,更适合刻画有传播损失的海底的声传播问题。时域有限差分方法能用于直接求解瞬时声压,反映复杂海域的声波传播特征,具有计算速度快,占用内存小等优点。

本文首先建立了水中宽带脉冲声传播的时域有限差分计算模型,该模型不同于通常的水声传播模型,考虑了声波在水团结构之间的反射;其次针对 GO project 的海上地震勘探实验的水文环境,仿真计算了雷克子波气枪声源发射脉冲信号在水团结构之间的反射过程,获取实验海域不同水层间反射信号的多途到达结构;最后利用时间结构进行叠前偏移的地震成像。仿真获得的成像结果与海上实验数据的成像结果呈现的水团结构相符合,初步检验了本算法在海洋地震成像仿真计算方面应用的可行性。

1 基本原理

1.1 深海低频声场的时域有限差分理论

在过去的几十年里,学者们提出了许多用于分析水声中的传播特性的计算方法,例如简正波法^[8]和抛物方程方法^[9]。为了解决时域的声传播问题也提出了一系列的数值算法:有限差分方法和有限元算法。有限差分方法求解声波在分层海洋环境的传播基于两个基本方程:运动方程和形变方程。运动方程和形变方程的表达式分别如式(1)和式(2):

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \alpha V_x \right) \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \alpha V_z \right) \end{cases} \quad (2)$$

其中: P 为声压, V_x 、 V_z 分别为 x 和 z 方向上的质点振速分量, κ 为体积模量, ρ 为密度, t 为时间。在方程式(2)右侧的第 2 部分,考虑了介质吸收系数 α 引起的声衰减。将式(2)代入式(1),得到:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \frac{\kappa}{\rho} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right) - \frac{\alpha}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (3)$$

采用泰勒(Taylor)级数进行时间和空间网格离散:

$$\begin{cases} P(t \pm \frac{\Delta t}{2}) = P(t) \pm \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{8} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \pm \frac{\Delta t^3}{24} \frac{\partial^3 P}{\partial t^3} + \frac{\Delta t^4}{96} \frac{\partial^4 P}{\partial t^4} + O(\Delta t^5) \\ P(t \pm \frac{\Delta t}{2}) = P(t) \pm \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{8} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \pm \frac{\Delta t^3}{24} \frac{\partial^3 P}{\partial t^3} + \frac{\Delta t^4}{96} \frac{\partial^4 P}{\partial t^4} + O(\Delta t^5) \\ P(x \pm \frac{\Delta x}{2}) = P(x) \pm \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{8} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \pm \frac{\Delta x^3}{24} \frac{\partial^3 P}{\partial x^3} + \frac{\Delta x^4}{96} \frac{\partial^4 P}{\partial x^4} + O(\Delta x^5) \\ P(x \pm \frac{3\Delta x}{2}) = P(x) \pm \frac{3\Delta x}{2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{9\Delta x^2}{8} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \pm \frac{27\Delta x^3}{24} \frac{\partial^3 P}{\partial x^3} + \frac{81\Delta x^4}{96} \frac{\partial^4 P}{\partial x^4} + O(\Delta x^5) \end{cases} \quad (4)$$

得到中心四阶的 Crank-Nicolson 离散空间网格为

$$\frac{\partial P}{\partial x} \approx \frac{P(x - \frac{3\Delta x}{2}) - P(x - \frac{\Delta x}{2})}{24\Delta x} + \frac{9(P(x + \frac{\Delta x}{2}) - P(x - \frac{\Delta x}{2}))}{8\Delta x} \quad (5)$$

二阶中心差分格式离散时间网格为

$$\frac{\partial P}{\partial t} \approx \frac{P(t + \frac{\Delta t}{2}) - P(t - \frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} \quad (6)$$

在空间上采用有限差分的交错网格进行数值离散^[10],将 ρ_x 、 V_x 、 ρ_z 和 V_z 以及 $1/\kappa = \rho c^2$ 放在同一个计算网格上,声压场在计算过程中采取与质点振速不同的时间差分步长。时域有限差分方法空间上的网格划分如图 1 所示。声压的第一个计算时间为 $n\Delta t$ 其中 $n=0$,那么由声压场推算得到的质点振速场的时间为 $(n+1/2)\Delta t$,下一个时刻的声压 $(n+1)\Delta t$

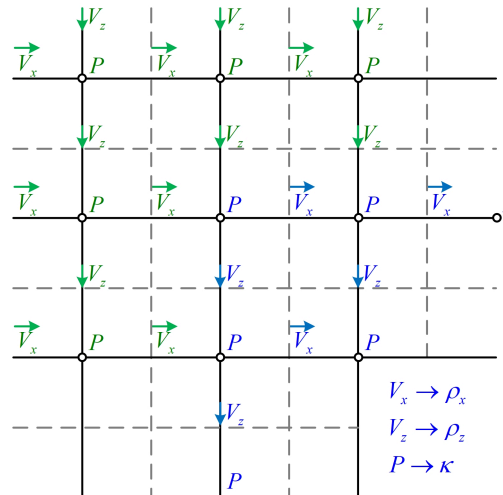


图 1 时域有限差分方法空间上的网格划分
Fig.1 Spatial mesh division of TDFD method

不仅与 $(n\Delta t)$ 的声压有关也与 $(n+1/2)\Delta t$ 的质点振速有关, 此方法考虑了水平、垂直方向的声速和密度变化, 能够更好地求解复杂海域环境的声学问题。

此外还应关注边界条件的设置, 选择在海底和两侧边界位置添加完美匹配层^[11], 吸收反射到水中的能量和无穷远场的辐射近似。完美匹配层位置的两个基本方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{\kappa} \left\{ \frac{1}{\epsilon_x} \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{1}{\epsilon_z} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right\} \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho \epsilon_x} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \alpha V_x \right), \frac{\partial V_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho \epsilon_z} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \alpha V_z \right) \end{cases} \quad (7)$$

其中: $\epsilon_x = 1 + \sigma_x / (j\omega)$, $\epsilon_z = 1 + \sigma_z / (j\omega)$, σ 为不同方向的应力张量, 在时间上利用梯形积分近似为 $\int_0^{n\Delta t} \sigma_x S_x dt$

$$\approx \frac{1}{2} \Delta t \sigma_x S_x^0 + \Delta t \sum_{i=1}^{n-1} \sigma_x S_x^i + \frac{1}{2} \Delta t \sigma_x S_x^n, \quad S_x = \left(1 + \frac{\sigma_x}{j\omega} \right)^{-1} \frac{\partial P}{\partial x}$$

假设 $t=0$ 时 $S_x^0=0$, 在时间步长 n 的结果可表示为

$$\begin{cases} S_x^n = \left(1 + \frac{1}{2} \Delta t \sigma_x \right)^{-1} \left(\frac{\partial P^n}{\partial x} - \Delta t Q_x^{n-1} \right) \\ Q_x^n = Q_x^{n-1} + \sigma_x S_x^n \end{cases} \quad (8)$$

1.2 地震反射成像理论

地震海洋学中常用拖曳气枪阵列的发射信号作为声源, 可激发气泡脉动被很好压制的低频声能, 并被数千千米的水听器阵列接收。由于分层海水介质中的声阻抗变化, 各层界面处也会发生声反射现象, 声源和接收阵列之间的时间延迟取决于到达不同阵元的声线路径。声源和各阵元在海底的反射点近似地分布在气枪的海底虚源与阵元的连线和海底交界的位置。如图 2(a)中, 当仅关注某一反射位置 R , 存在若干声源(O)和密集排列的阵元(O')都在此位置(R)出现反射, 此位置即被称为共反射点(Common Midpoint, CMP)。由于一次反射波不存在剩余时差, 利用共反射点叠加后, 能量增强, 而多次反射波由于存在剩余时差, 叠加后能量相对减弱, 累加在共反射点位置的所有能量, 可获得较高信噪比的一次反射波, 图 2(b)展示了共反射点反射波形成和一次反射波的时距曲线。

在深度 z 反射的信号到达接收位置的时延 t_x 和随远离声源的距离 x 的关系表示为

$$t_x^2 = \frac{x^2}{c_s^2} + \frac{4z^2}{c_s^2} \quad (9)$$

其中: c_s 为假定的恒定叠加声速, 约为 $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, t_x 被称为信号双程时间(Two Way Travel Time, TWTT); 反射深度为 $z=c_s t_x / 2$, 双程时间随着声源到接收器的距离的增加而增加, 随着共反射点位置的变化, 反射信号时距曲线形成双曲形状。首先,

在每个共反射位置进行正常时差校正, 则图 2(b)中的时距图中反射信号双曲线的曲率将被校正, 修正的时间为 $\Delta t = t_x - 2z/c_s$, 时差校正为获取反射位置和声速分布奠定基础。此外, 需要去除的还有浅层水体中从气枪激发直接被水听器阵列接收到的气泡脉动。最后, 叠加过程每隔 10 m 选取一个共反射点进行抽道集, 合成地震成像剖面图。

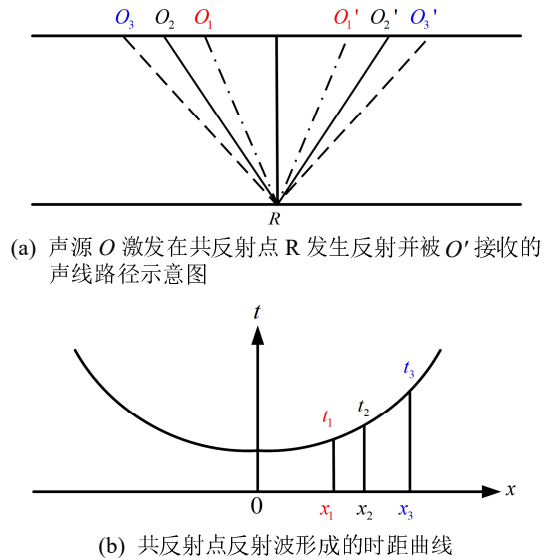


图 2 一个共反射点位置的一组源和接收器路径。
Fig.2 A set of source to receiver paths corresponding to a co-reflection point location

2 实验与仿真

2008 年在大西洋开展了多道地震勘探的实验, 在实验过程中每间隔 37.5 m 发射一次气枪信号, 接收水平阵的阵元数为 192, 阵元间距为 12.5 m , 采样率为 10 kHz 。接收信号需要 5 Hz 的高通滤波器去除海面波浪带来的影响, 地震图像采用标准处理算法, 利用 Seismic Unix 进行速度分析、动校正和共反射点叠前时间偏移处理。巡航路线及实验海域如图 3 所示, 红色直线为实验海域装载气枪和拖曳阵的实验船行进轨迹。XBT 测量的声速分布如图 4 所示, 获得的地震成像结果如图 5 所示。

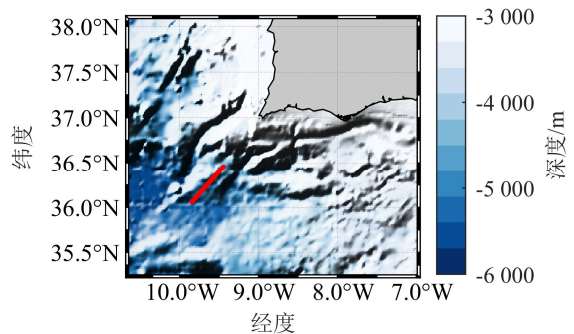


图 3 实验海域和巡航路线图
Fig.3 Experimental sea area and shipping route

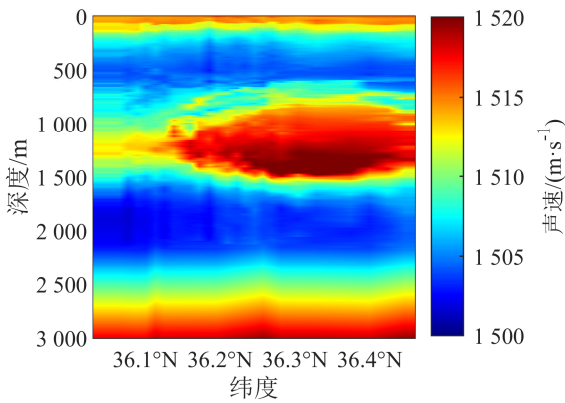


图 4 XBT 测量的声速剖面
Fig.4 Sound speed profile measured by XBT

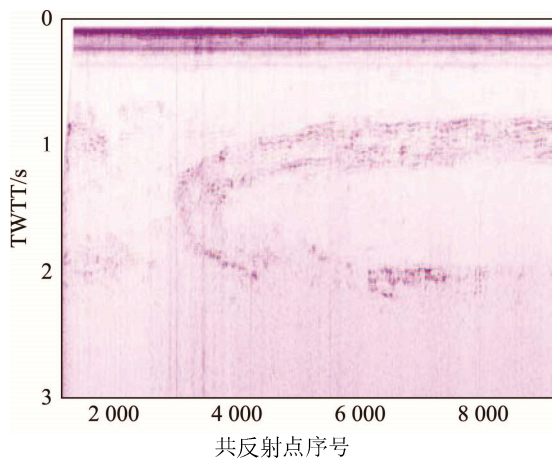


图 5 零偏移地震成像结果
Fig.5 Seismic imaging profile with zero offset

采用地震反射成像技术，滤除气枪信号的气泡脉动波、消除海底地层反射和噪声，保留真实的反射系数，校准几何扩散和偏移时间，得到的成像图 5 中能够观测到与 XBT 测量一致的中尺度涡结构。

利用有限差分方法根据巡航实验过程中的 XBT 测量数据，对整个研究区域的接收信号进行仿真建模。图 6 为距离声源 84 m 位置处阵元接收信号，在 1.3 s 处的信号(右上方为前 1.3 s 接收信号的

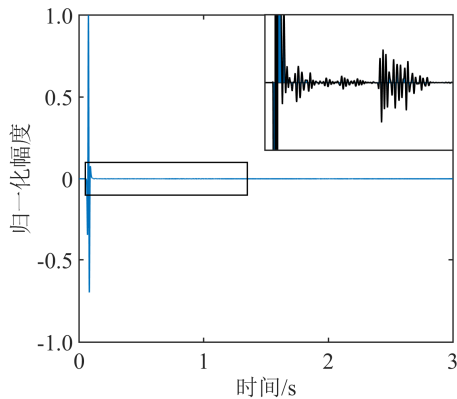


图 6 声源附近接收到的时域波形
Fig.6 Time-domain waveform received near the sound source

放大图)可观测到除直达波外的层间反射结构，在 1 s 位置处，涡旋的上边缘存在较大的温度梯度，垂直方向上阻抗差最大，因此存在高反射信号成分。

共炮点表征的是一次气枪爆炸被水听器接收的、声源位置相同的一系列反射路径。仿真的共炮点接收信号如图 7 所示，气枪位于水下 8 m，接收水听器阵位于水下 10 m 处。水听器阵分布在距离声源 84 m~2.47 km。该范围内海深超过 4 km，为消除海底反射信号的影响，仅截取 TWT 为 3 s 的部分。能够从图 7 中明显看到最主要能量成分为时距图中的直达波，其次为 1 s 位置由于反射形成的多道明暗间隔的双曲线结构。对所有位置气枪激发的声信号进行仿真，采用同样的地震成像流程得到仿真接收信号的成像结果，如图 8 所示。

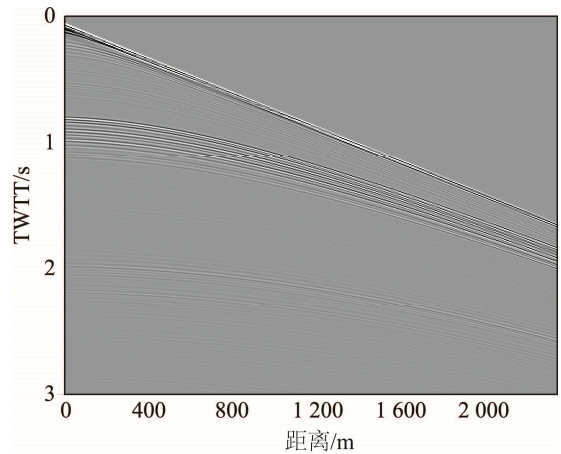


图 7 单次气枪信号激发的水平阵接收信号仿真
Fig.7 Simulation of horizontal array receiving signal corresponding to a single air-gun excitation

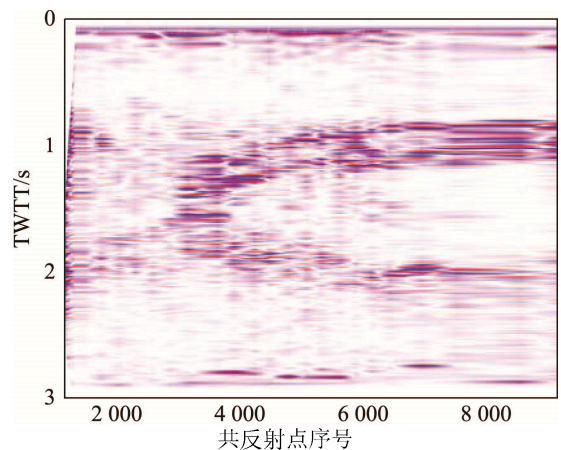


图 8 利用 TDFD 仿真获取的地震成像结果
Fig.8 Seismic imaging profile obtained from TDFD simulation data

地震成像时压制了多次反射波，海水的层间一次反射波得到相对加强。仿真结果也证明了，分层的海水中存在着不可忽视的反射声场。

图 9 给出了涡旋中心位置共反射点信号叠加后的结果，在涡旋的上下边缘处叠加信号的能量最强，阻抗梯度最大。由于投放的 XBT 水平方向的测量限制，声学仿真得到了涡旋结构的成像剖面，但没有实验数据得到结果的反射结构清晰，遗漏掉了水平方向的细节成分。后续我们将讨论如何利用接收到的地震信号获取声速的精细分布，进一步构建高分辨的成像结果。

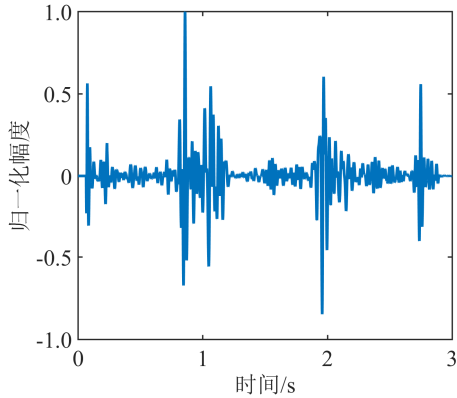
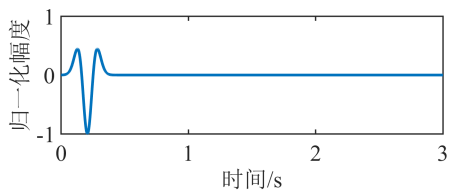


图 9 第 6 000 个共反射点处的叠加信号
Fig.9 Accumulated signal at the 6 000th co-reflection point location

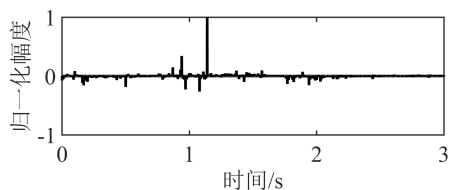
3 分析与讨论

海水中各层的反射系数随着海水深度变化，体现在地震剖面图上条纹的强弱各不相同。可对接收信号进行解卷积得到反射系数，再进一步转换为相对的声速扰动，合并测量的背景声速和相对声速扰动初步获得随深度变化的声速分布。

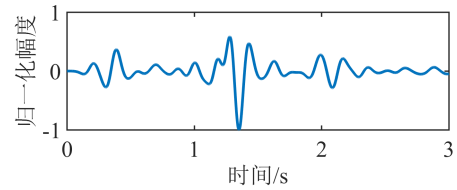
以其中一个接收器为例，理想的雷克子波信号形式如图 10(a)所示，利用该位置的 XBT 温度数据可计算得到近似的反射系数，在该位置除了声传播距离导致的衰减，还存在水层间的反射，水平分层的反射系数随时间的变化如图 10(b)所示。理想的



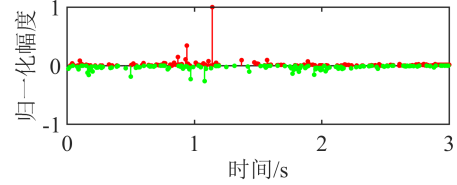
(a) 模拟气枪激发的低频雷克子波信号



(b) 水平分层的反射系数随时间的变化



(c) 近距离阵元接收的时域波形



(d) 反卷积运算后的水平分层反射系数

图 10 利用雷克子波和层反射系数获取接收信号，对接收信号反卷积计算反射系数

Fig.10 Received signals obtained from Ricker wavelets and layered reflection coefficients and the reflection coefficients obtained by deconvolution of the received signals

接收信号为发射信号和反射系数的卷积形式，如图 10(c)所示。对接收信号的最小平方反卷积运算可获得水平分层的反射系数，如图 10(d)所示，其中红色表示正反射系数、绿色代表负反射系数。

最小平方反卷积基于无噪声干扰的最小相位接收信号，因此在应用于实际信号时应进行低通滤波处理。对比图 10(b)和 10(d)反射系数存在较好的一致性。在海水中密度变化较小的情况下，利用双程时间和深度的关系最终可反演得到的随深度分布的声速结构如图 11 所示。

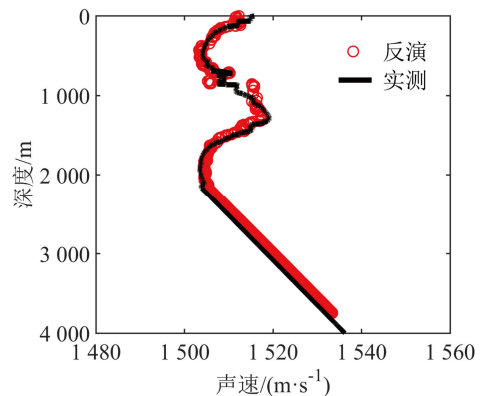


图 11 利用仿真接收信号反演获取的声速剖面
Fig.11 Sound velocity profile from simulated receiving signal inversion

4 结论

本文建立了基于时域有限差分的波动方程数值求解方法，采用该方法仿真计算了 2008 年在大西洋进行的多道地震勘探实验中接收到的低频宽

带脉冲信号。仿真计算过程结合了温盐空间分布的测量数据和实验测线的地形起伏, 计算了气枪发射信号到达水平接收阵列时各阵元接收信号的时域波形。在此基础上, 参照地震勘探技术中的地震反射波法, 将获取的时域信号进行叠前时间偏移, 抽取并累加共反射位置的接收信号时域波形, 按共反射点位置排序后滤波, 最终获得海水中水体分层结构的成像结果。仿真计算的海上地震成像剖面图呈现出与多道地震勘探实验接收阵接收信号成像类似的中尺度涡分层结构。

海水中水平分层的结构间存在声阻抗差, 而传统水声传播模型忽略了水层间的微弱声反射现象。本文采用的声传播时域建模预报方法, 不仅包含水层间的折射现象, 也考虑了水层带来的声反射影响, 是一种能够模拟水层分层结构多次反射影响的声传播预报数值方法。

本文验证了层间声反射对基于反射波法地震成像技术的影响, 也可为后续水体结构地震波反射成像结果的解释和成像新方法的研究提供有效的手段。

参 考 文 献

- [1] HOLBROOK W S, PÁRAMO P, PEARSE S, et al. Thermohaline fine structure in an oceanographic front from seismic reflection profiling[J]. *Science*, 2003, **301**(5634): 821-824.
- [2] 宋海斌, 董崇志, 陈林, 等. 用反射地震方法研究物理海洋—地震海洋学简介[J]. *地球物理学进展*, 2008, **23**(4): 1156-1164.
- [3] SONG Haibin, DONG Chongzhi, CHEN Lin, et al. Reflection seismic methods for studying physical oceanography: introduction of seismic oceanography[J]. *Progress in Geophysics*, 2008, **23**(4): 1156-1164.
- [4] YEE K E. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, **14**(3): 302-307.
- [5] IJIMA F, TSUCHIYA T, ENDOH N. Analysis of characteristics of underwater sound propagation in the ocean by a finite difference time domain method[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2000, **39**(Part 1, No. 5B): 3200-3204.
- [6] YUAN X, BORUP D, WISKIN J W, et al. Formulation and validation of Berenger's PML absorbing boundary for the FDTD simulation of acoustic scattering[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1997, **44**(4): 816-822.
- [7] JENSEN F B, FERLA C M. Numerical solutions of range-dependent benchmark problems in ocean acoustics[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1990, **87**(4): 1499-1510.
- [8] THORBECKE J W, DRAGANOV D. Finite-difference modeling experiments for seismic interferometry[J]. *GEOPHYSICS*, 2011, **76**(6): H1-H18.
- [9] WORZEL J L, EWING M, PEKERIS C L. *Propagation of Sound in the Ocean*[M]. Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1948.
- [10] TAPPERT F D. Parabolic equation method in underwater acoustics[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1974, **55**(S1): S34.
- [11] JEAN V. P-SV wave propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite-difference method[J]. *GEOPHYSICS*, 1986, **51**(4): 889-901.
- [12] DROSSAERT F H, GIANNOPOULOS A. A nonsplit complex frequency-shifted PML based on recursive integration for FDTD modeling of elastic waves[J]. *GEOPHYSICS*, 2007, **72**(2): T9-T17.