

分层海洋介质中声线轨迹的改进算法

李洪生, 王惠刚

(西北工业大学航海学院, 西安 710072)

摘要: 在用声线模型计算水声传播的过程中, 海面和海底的存在使得声线的计算变得复杂。对于分层海洋介质, 且海底是平面的情况, 文中将海洋介质按照声速剖面对称的规律分别向上向下无限扩展, 先在假设的扩展了的海洋环境中来计算声线轨迹, 再将海深以外的声线按照某种规律换算到海深范围之内即可, 在提高计算效率的同时还保证了结果的准确性。

关键词: 声线轨迹; 分层海洋介质; 声速剖面

中图分类号: TM76

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2008)-02-0177-04

Improved algorithms of ray tracings in stratified ocean

LI Hong-sheng, WANG Hui-gang

(Northwestern Polytechnic University, Xi an 710072, China)

Abstract: Ray model is one of the conventional sound propagation models in the water, but the interactive effect of ocean surface and bottom on ray model will make the computation very complicated. For stratified ocean with plane bottom, sea can be expanded upward and downward to keep the sound-speed profile symmetrical, and the virtual ray traces are computed under this ideal environment, then the virtual ray traces out of the sea depth are transformed into the true ray traces within the sea depth according to some rules. This method improves the computational efficiency with the same result as before.

Key words: Ray tracing; Stratified ocean; Sound-speed profile

1 引 言

目前, 国内外利用计算机进行水声场建模主要发展了五种模型: 射线理论模型、简正波模型、多途扩展模型、快速场模型、抛物线方程模型。不同的模型分别适用于不同的频率范围、环境距离变化的特征以及海底的声学特征等。其中应用最广泛的就是简正波模型和射线理论模型, 相对比较而言, 简正波模型虽然较精确, 但理论和实际计算非常复杂, 对于工程应用来说, 射线理论模型数学形式简单、物理意义清晰, 是一种更合适的选择。

在经典射线声学的范畴内, 对声场的描述是由

声线来传递能量的。接收点的声能是由所有到达声线叠加的结果, 每一条声线都有一定的到达时间和相位, 每根声线管携带的能量守恒, 声线强度和声线管的截面积有关。基于此, 射线理论有两个基本方程, 一个是确定声线轨迹的程函方程, 一个是确定声线强度的强度方程^[1]。

常用的求取声线轨迹的方法是用特征法求解程函方程, 把声线方程写成四个一阶微分方程, 再用龙格-库塔算法解这个微分方程组, 得到声线轨迹。

2 用特征法计算声线轨迹

用柱坐标系对海洋中的点进行定位, r 代表水平的距离, z 代表深度, 这时声线方程可以写成为:

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{c(r, z)} \frac{dr}{ds} \right) = - \frac{1}{c^2(r, z)} \nabla c(r, z) \quad (1)$$

其中, $r=r(z)$, $z=z(z)$, 都是弧长 s 的函数, $c(r, z)$ 代

表随距离和深度变化的声速。为了计算的需要,引入 ρ, ζ 两个变量, 将方程简化为四个一阶微分方程的形式^[1]。

$$\begin{aligned} \frac{dr}{ds} &= \varphi(s), \quad \frac{d\rho}{ds} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial c}{\partial r}, \\ \frac{dr}{ds} &= \varphi_\zeta(s), \quad \frac{d\zeta}{ds} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial c}{\partial z} \end{aligned} \quad (2)$$

对于分层海洋介质来说, $\frac{\partial c}{\partial r} = 0$ 。给定初始条件, 解这个一阶的微分方程组, 就能计算出声线轨迹。为了提高效率, 一般采用龙格-库塔方法来计算, 这就是常用的求解声线轨迹的方法。但是需要注意的是, 以上分析没有考虑到海面和海底对声线轨迹的影响, 在一个有边界的海洋声道里, 我们还需要考虑声线在海面和海底的反射问题。在对声线方程进行积分的每一步(步长事先确定), 我们要判断声线是否到达边界, 如果到达边界, 数值积分过程要重新开始。如何适当的选取步长, 使得恰好在边界上中止积分过程也是个复杂的问题^[2]。也就是说, 整个计算过程需要进行多少个步长的计算就需要进行多少次微分方程组的求解, 程序计算量大, 如果步长选取不当, 还会影响计算的精度。本改进方法就是针对这个问题提出的, 对于分层海洋介质, 且海底是平面的情况下, 采用了一种将海洋介质按照声速剖面对称的规律分别向上向下无限扩展的方法。先在假设的扩展海洋环境中来计算声线轨迹, 再将海深以外的声线按照某种规律换算到海深范围之内即可。该方法只需进行一次微分方程组的求解, 大大的减少了计算量, 同时也省去了步长选取不当可能带来的麻烦。

3 改进方法

在分层海洋介质中, 我们做一个这样的假设, 将海洋介质按照海深的大小为一个单元层分别向上向下无限的扩展, 每两个相邻的单元层的声速剖面是以这两个单元层的分界线对称的。图 1 所表示的是在一个海深为 1000 码的负梯度环境中将海洋介质按照此种对称方法进行扩展的情况。为了绘图的方便, 只是分别画出了向上向下扩展了两层的情况。图中, 实线部分为真实的海深范围内的声速剖面, 虚线部分为扩展部分的声速剖面。图 2 所表示的是在图 1 的声速剖面环境中, 声源深度为 500 码处时, 分别考虑了向上向下的两根声线的声线轨迹情况。由于将海洋介质按声速剖面对称的形式向上下两个方向进行了无限扩展, 海洋介质变得没有上下界, 计算时不用再考虑声线是否与界面接触的问题, 解一次

线性微分方程组就能够求出在这种扩展的情况下的声线轨迹(如图 2 中虚线的部分)。又因为各个单元层声速剖面的这种特殊的对称形式, 根据 Snell 定律可以很容易的理解, 扩展的海洋介质中的声线与真实的海深范围内的声线在深度上一定存在着某种对称或者平移的关系。我们按照这种关系将海深范围以外的声线换算到海深范围之内就可以得到真实的声线轨迹(图 2 中的实线部分)。这个关系可以简单的推导出来, 那就是:

$$z = \begin{cases} z_n - b & a \text{ 是奇数} \\ b & a \text{ 是偶数} \end{cases} \quad (3)$$

其中, z_n 是海洋介质的实际海深, 设 x 是在海洋介质向上下两个方向扩展的情况下声线上任意一点的深度, x 有可能小于 0, 也有可能大于 z_n , a 是 $|x|/z_n$ 的商, 是整数, b 是 $|x|/z_n$ 的余数, z 是换算之后的实际深度。此公式同时适用于向上扩展和向下扩展两种情况。

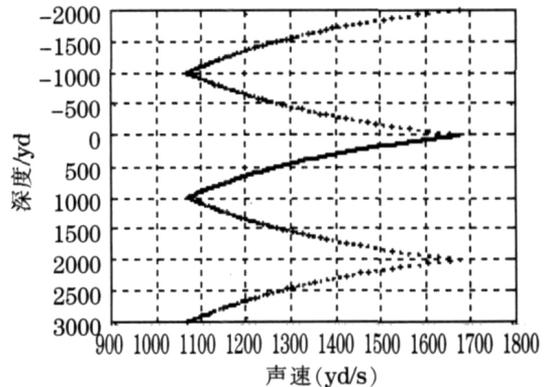


图 1 声速剖面(实线为真实情况,虚线为扩展情况)

Fig.1 Sound speed profile (the real line represents the real environment, the broken line represents the expanded environment)

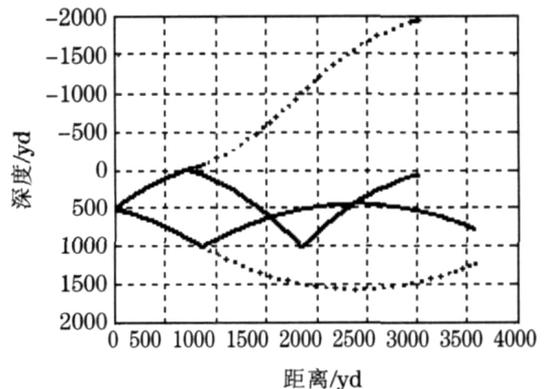


图 2 声线轨迹(实线为真实情况,虚线为扩展情况)

Fig.2 The ray traces (the real line represents the real environment, the broken line represents the expanded environment)

4 实际应用

用这种改进方法计算分层海洋介质中的声线轨

迹, 主要分为两步: (1) 在假设的海洋介质按照声速剖面对称的规律向上向下无限扩展的情况下, 用特征法计算声线轨迹, 只需要解一个四元一次微分方程组即可, 不需考虑海面海底的接触问题。(2) 按照式(3)的转换规律, 将实际海深以外的声线换算到海深范围之内, 并画出声线轨迹。下面以 Munk 声速剖面为例来简要的说明该方法的应用过程。

Munk 声速剖面标准分布的数学表达式为:

$$c(z) = c_0 \{ 1 + \varepsilon [e^{-\eta} - (1 - \eta)] \} \quad (4)$$

其中, $\eta = \frac{2(z - z_0)}{B}$; z_0 为声速极小值的位置; B 为波导宽度; c_0 为极小声速值; ε 为偏离极小值的量级^[3]。

由式(2)可以看出, 用特征法计算声线轨迹需要解这个四元一次微分方程组, 而要解这个微分方程组就要先知道式中 c , $\frac{\partial c}{\partial z}$, $\frac{\partial c}{\partial r}$ 的数学表达式。在没有假设海洋介质向上向下无限扩展的情况下, 它们的表达式可以由式(4)简单的求出来。但由于该方法是在假设海洋介质扩展的情况下, 所以计算会复杂一些。整个计算过程可以分成以下三步:

(1) 在假设扩展的情况下, 相邻的两个单元层的声速剖面是以分界线镜像对称的, 对于任意的深度 x ($- < x <$) 处的声速 c 就是由式(3)所求出的对应深度 z ($0 < z < z_n$) 处的声速, 而深度 z 处的声速可由式(4)求出。

(2) 对于 $\frac{\partial c}{\partial z}$ 的计算也要考虑扩展带来的影响, 由式(4)可知, 要求出 $\frac{\partial c}{\partial z}$, 只需求出 $\frac{\partial \eta}{\partial z}$ 即可。根据式(3)可以得到这样的结论: 在 $x > 0$ 的情况下, 如果 a 是偶数, 则 $\frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{2}{B}$, 如果 a 是奇数, 则 $\frac{\partial \eta}{\partial z} = -\frac{2}{B}$; 在 $x < 0$ 的情况下, 如果 a 是偶数, 则 $\frac{\partial \eta}{\partial z} = -\frac{2}{B}$, 如果 a 是奇数, 则 $\frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{2}{B}$ 。知道了 $\frac{\partial \eta}{\partial z}$ 就可以求出 $\frac{\partial c}{\partial z}$ 的表达式:

$$\frac{\partial c}{\partial z} = c_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial \eta}{\partial z} \cdot [1 - \exp(-\eta)] \quad (5)$$

由于本文是在分层海洋介质中研究声线轨迹, 所以声速与水平距离无关, 即 $\frac{\partial c}{\partial r} = 0$ 。至此 c , $\frac{\partial c}{\partial z}$, $\frac{\partial c}{\partial r}$ 的数学表达式都已经求出, 解式(2)这个微分方程组就能计算出在海洋介质扩展情况下的声线轨迹。

(3) 将海深范围以外的声线轨迹按照式(3)转换到海深范围之内就得到了真实情况下的声线轨迹。

对于其它形式的声速剖面分布也可以用类似的

方法进行计算, 在此不重复叙述。为了使声线看起来更加连续, 在计算过程中可以采用一些简单的几何方法把声线与界面的接触点的坐标求出来, 这样做还有一个好处就是可以为计算界面反射损失做好准备。

在实际应用中, 很多情况下并不知道声速剖面的具体的函数表达式, 只是知道一些实测的各个深度上对应的声速值, 在这种情况下, 该方法同样是适用的, 唯一的不同就是在求解声速对深度的导数时, 连续时的微分用离散时的差分所代替。

5 仿真结果

本节分别在两种声速剖面的情况下用该方法对声线轨迹进行计算, 并与文献中标准的声线轨迹进行比较, 结果证明该方法是可行的。

算例一^[4]:

声速剖面如图 3 所示, 海面处的声速为 , 海底的声速为 1480m/s, 海深为 1530m/s, 海深为 1000m 声源位置在海面, 计算了俯仰角分别为 2°、4°、6°、8°、10°、12°、14°、16°、18°、20° 这十根声线的声线轨迹, 图 4 为仿真结果。

算例二^[5]:

声速剖面如图 5 所示,

$$c(z) = c_0 / \sqrt{1 - 2\gamma z / c_0}$$

其中, $c_0 = 1677.3319 \text{yd/s}$, $\gamma = -1.2286762$, 海深为 200yd, 声源位置为 66.7yd, 声源发射角度为 -25 到 0°; 图 6 为仿真结果。

算例三:

声速剖面与算例二完全相同, 海深为 1000yd, 声源位置为 1000yd, 声源发射角度为 -60 到 -20°; 图 7 为仿真结果。

三个算例的初始条件与所引文献完全相同, 仿真的结果与文献中的结果也完全相同, 证明了该方法的正确性。同时, 由于相比原来的方法减少了很多计算量, 所以提高了计算效率。

在声线图中, 每一条声线的程函的都是一样的, 但由于它们所走过的路径各不相同, 所以每一条声线结束点所对应的水平距离是不完全相同的。

6 结 论

传统的用特征法计算声线轨迹每进行一个步长的计算就要判断声线是否与界面相接触, 如果发生了接触, 微分方程要重新赋初值, 因此, 整个计算过程需要进行多少个步长的计算就需要进行多少次微

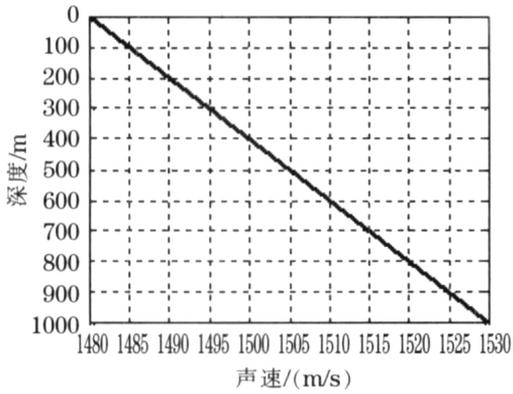


图3 算例一的声速剖面

Fig.3 Sound speed profile of example 1

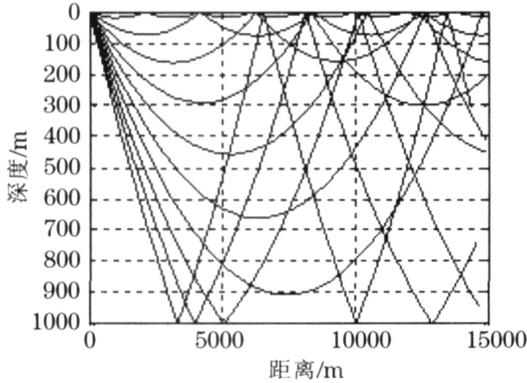


图4 算例一的声线轨迹仿真结果

Fig.4 The ray traces of example 1

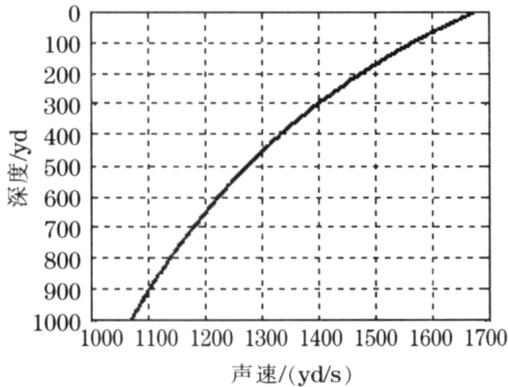


图5 算例二和算例三的声速剖面

Fig.5 Sound speed profile of examples 2 and 3

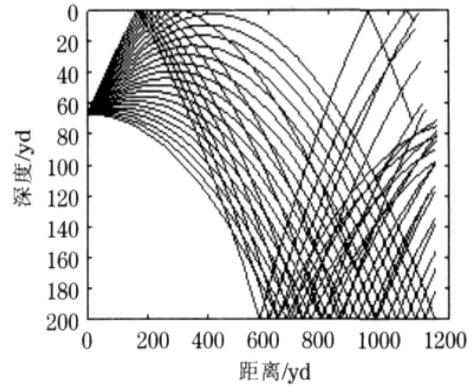


图6 算例二的声线轨迹仿真结果

Fig.6 The ray traces of example 2

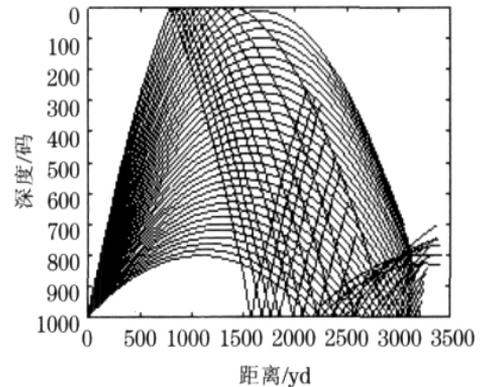


图7 算例三的声线轨迹仿真结果

Fig.7 The ray traces of example 3

化的情况下推导的,对于斜坡或不平整的海底并不适用,但对于声速随距离变化的情况同样适用,只需要对原有算法进行局部改动即可。

参 考 文 献

[1] 梁婷,周延,张效民,等.我国典型海底的声场传播仿真研究[J].计算机仿真.2006,23(2):10-13.
LIANG Ting, ZHOU Yan, ZHANG Xiaomin, et al. Simulation of underwater acoustic propagation over typical ocean bottom in china[J]. Computer Simulation. 2006, 23 (2): 10-13.

[2] 周延.水声通信信道射线模型的研究[D].西北工业大学硕士学位论文.2003年2月.
ZHOU Yan. The mathematical modeling of the underwater acoustic channel using the ray-theory model[D]. Northwestern Polytechnical University. 2003. 2.

[3] 刘伯胜,雷家煜.水声学原理[M].哈尔滨.哈尔滨工程大学出版社.1997,139-140.
LIU Bosheng, LEI Jiayu. Principles of underwater sound [M]. Harbin: Harbin Engineering University Press. 1997, 3. 139-140.

[4] 唐俊峰.基于射线声学理论的三维声场计算研究[D].哈尔滨工程大学工学.2003.
TANG Junfeng. Research on three dimensional acoustic field computing based on ray theory[D]. Harbin Engineering University. 2003.

[5] Michael B. Porter, Home P. Bucker. Gaussian beam tracing for computing ocean acoustic fields[J]. J. Acoust. Soc. Am., 1987, 82(4): 1349-1359.

分方程的求解,程序比较复杂,计算效率不高。而且如何适当的选取步长,使得恰好在边界上中止积分过程也是个复杂的问题。本方法是对用特征法计算声线轨迹算法的一种改进,采用了一种将海洋介质按照声速剖面对称的规律分别向上向下无限扩展的方法,先在假设的扩展了的海洋环境中来计算声线轨迹,再将海深以外的声线按照某种规律换算到海深范围之内即可。由于省去了判断的过程,只需要解一次微分方程组就能够计算出声线轨迹,提高了计算效率,仿真结果证明了该方法是正确有效的。本方法是在假设海底是平面且声速不随水平距离变