南海北部孤立子内波的一些特征和演变

蔡树群 甘子钧 龙小敏

(中国科学院南海海洋研究所, 广州 510301. E-mail: caisq@scsio.ac.cn)

摘要 根据1998年6月14日在南海北部的一次孤立子内波的实测资料, 分析它的可能源地, 并计算出其相速度、波长等一些特征参数; 基于对内波的垂直模态的分析, 探讨了该孤立子内波在传播过程中所产生的波致流的特点; 利用多因子作用下的规则化长波(RLW)方程数值模式, 以观测得到的环境参数作为初始条件, 模拟了该孤立子内波在南海北部陆架区的传播和演变.

关键词 孤立子内波 波致流 规则化长波方程 数值模拟

孤立子内波通常是由潮流在海脊、大陆架边缘和水下地形突变的底地形所激发产生的. 由于非线性和频散效应的平衡, 在传播过程中其形态和传播速度保持不变[1]. 孤立子内波场通常可能具有3种结构, 即单个孤立波、多个孤立波组成波包和多个波包组成波群. 孤立子内波的特征波长从几百米至几千公里, 波群的先锋孤立子内波必定是最大振幅波, 而后继的孤立子内波则波速较小.

在孤立子内波传播过程中所产生的扰动可导致海水强烈辐聚和突发性的强流(波致流), 往往会对海洋工程、石油钻井平台和海底石油管道造成严重的威胁. 1990年夏, 在东沙群岛附近的石油钻井机在孤立子内波经过时难以操作, 锚定的油罐箱在不到5 min内摇摆了110°[2].

南海北部是一个孤立子内波活动的多发海域, 该海区海洋环境相当复杂, 因受黑潮入侵和季风的影响, 水团性质主要受南海海盆水和黑潮水两大水系的支配, 流态格局多变, 涡旋众多[3], 海水垂直层化的季节变化显著, 更兼海底地形变化剧烈, 因此内潮现象也十分显著[4]. 近20年来, 在该海域曾有多次发现孤立子内波活动迹象的报道[2,5,6]; 根据卫星图片、ADCP(声学多普勒海流剖面仪)的流速剖面观测和历史温度数据的分析以及数值模拟结果, 初步研究表明[2, 7], 该海域的孤立子内波发源于东面距离此地约566 km外的吕宋海峡之中的巴坦和萨布唐岛之间的海槛峡道. 但是由于缺乏温度和盐度实测资料, 在研究中对于浮力频率及一些孤立子内波的传播特征参数的估计难免具有较大的误差 1). 结合卫星图片, Liu等人[8]也曾采用KdV方程数值模型对该海区的孤立子内波从深水向浅水传播时的演变(未考虑浅滩底地形效应)进行了一些初步的数值模拟研究, 但缺乏现场实测资料作基础.

1998年6月14日, 中国科学院南海海洋研究所"实验3号"科学考察船在东沙群岛南部海域附近(20°21.311′N; 116°50.633′E)的锚定观测中, 曾观测到强盛的内波活动, 并在孤立子内波通过时获取了一批相对比较完整的ADCP流速剖面及相应的CTD(温盐深仪)资料. 据此, 本文得以描述该孤立子内波的一些基本特征, 并通过建立多因子作用下的规则化长波(RLW)方程模型, 对该孤立子内波在南海北部大陆架的演变作初步的探讨.

1 观测得到的南海北部孤立子内波的一些基本特征

上述观测使用的船载ADCP垂向分辨率为4 m, 采样时间间隔30 s, 理论上可观测深度为150 m, 但资料分析表明130 m以上的资料比较可靠. 从图1可知, 该孤立子内波为单峰, 其通过观测点的周期 T 约为18.3 min; 资料分析表明, 该波属向下凹陷波, 它通过时的水平流速最大值 U_1 为2.097 m/s (约在10∶53∶15时刻)出现在58 m层附近, 然后往上层及下层峰值逐渐减弱; 流向角基本上均约为290°, 若以此角度从观测点画一直线至吕宋海峡, 恰好穿过吕宋岛及富加岛之间的海峡(图2), 该峡道存在有利于内潮激发而成孤立子内波的海槛. 由此推断, 该波可能源于此地, 而不太可能如Ebbesmeyer等人[2]所指出的形成于距此约200 km的巴坦和萨布唐岛之间的海槛. 该孤立子内波通过后, 流速分布迅速转变为通常的

1) AMPOLEX(ORIENT)INC. 南海17/22区块风、浪、流海洋工程设计参数的评审报告. 中国海洋石油南海东部公司, 1993

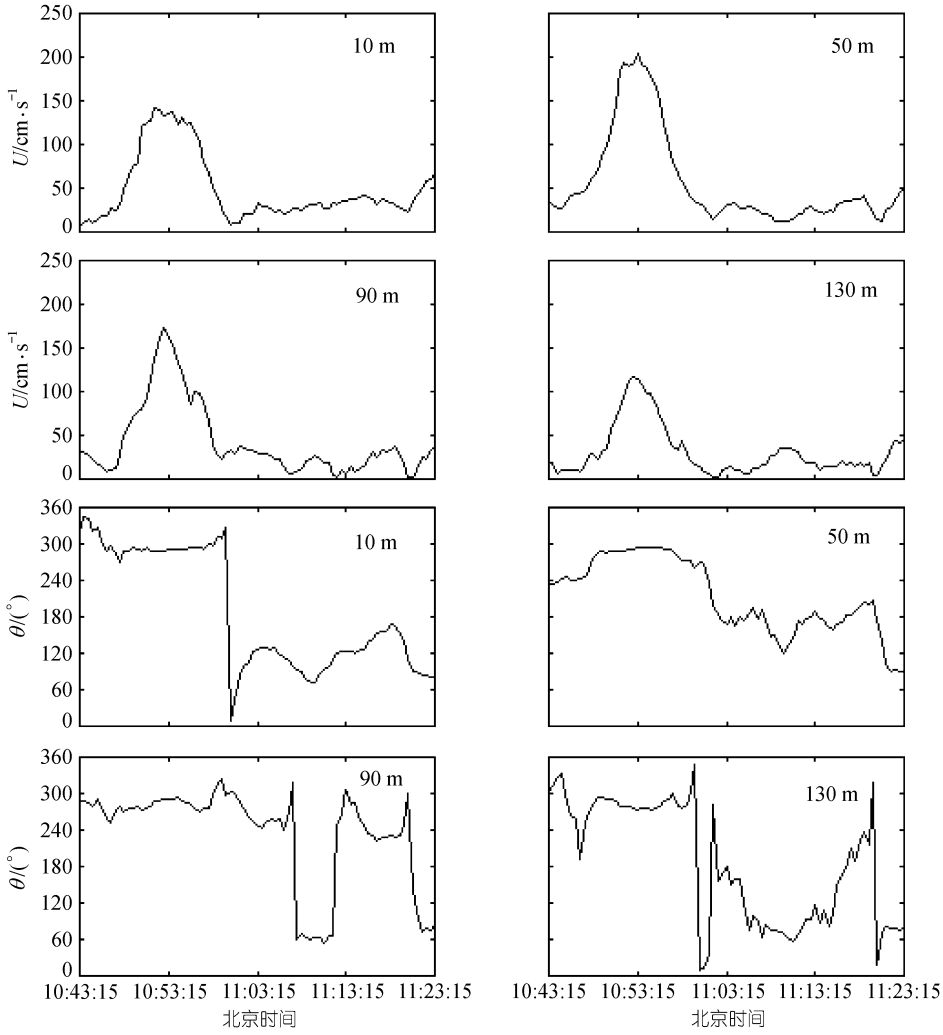

图 1 1998 年 6 月 14 日观测断面的水平流速随水深的分布

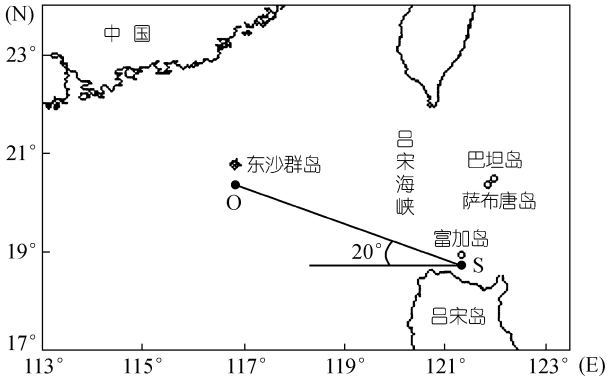

图 2 观测点示意图(O 为观测点, S 为源点)

潮流信号.

将观测点在6月15~22日未发生孤立子内波期间每 3 小时的 CTD 资料进行平均, 由此得到的平均温度、盐度分布作为孤立子内波场的背景环境参数, 进而可以求得其条件密度σ_t和浮力频率 N 的分布(图 3). 取密度变化梯度最大所在的深度作为上混合层的下界深度[9], 由此可以得到上混合层的厚度 $h_1 = 60$ m.

为确定孤立子内波的线性相速度 c 及相关的运动特征参数, 在平底和海面刚盖近似的假定下, 求解下列稳定层化海洋水平大尺度波动的垂直结构方程[10]:

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(\rho_0\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}z}\right)+\frac{N^2}{c^2}W=0, \tag{1}$$

$$W=0,\quad z=0, \tag{2}$$

$$W=0,\quad z=-H, \tag{3}$$

式中 W 表示在垂直坐标上水质点的垂直位移, z 轴

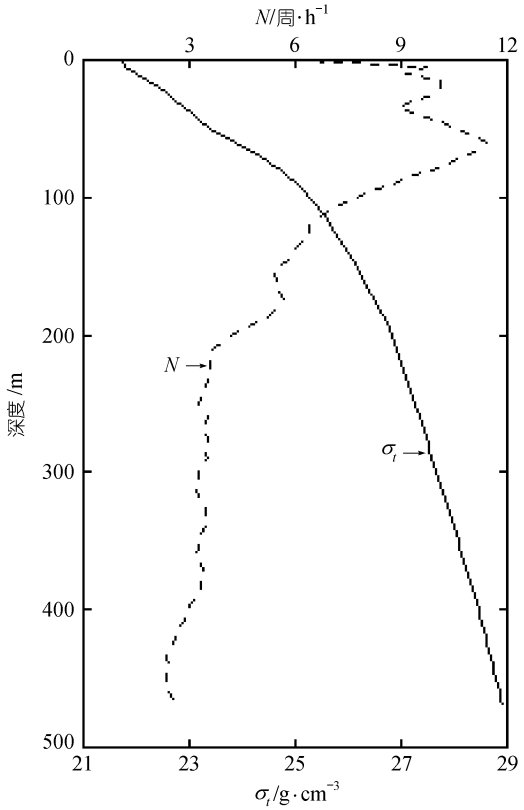

图 3 条件密度和浮力频率随水深的分布

原点位于静止海面, 以向上为正, $\rho_0(z)$表示在静力稳定平衡状态下的海水密度, H(= 472 m)为观测点水深. 对于连续层化的实际海洋来说, c 的本征值是一个以递减次序排列的数列 c_n, n = 0, 1, 2, 3, …, 而相应的本征函数则可表为 $W_n(z)$. 其中 c_1 和 $W_1(z)$即为第 1 阶斜压模的相速度及本征函数.

下面我们来试探观测得到的孤立子内波的解是否可以用第 1 阶模态的本征函数来近似. 对于一个充分发展的单峰孤立子内波, 它用第 1 阶模态来表征的二维解为 [1)]

$$U(x,z,t) = -\eta_0 V \frac{\mathrm{d}W_1(z)}{\mathrm{d}z}\mathrm{sech}^2\varphi, \tag{4}$$

$$w(x,z,t) = \frac{2\eta_0 V}{L} W_1(z)\,\mathrm{sec\,h}^2\varphi\tanh\varphi, \tag{5}$$

上式中 U 和 w 分别为水平和垂向流速, η_0 为振幅, 相位角 $\varphi = (x - Vt)/L$, V 为非线性相速度, L 为特征长度. 可见, U 与 $\frac{\mathrm{d}W_1(z)}{\mathrm{d}z}$ 成正比, w 与 $W_1(z)$成正比. 通过对方程式(1)~(3)的求解[11], 可以得到 c_1 = 1.36 m/s 及 $W_1(z)$和 $\frac{\mathrm{d}W_1(z)}{\mathrm{d}z}$ 的归一化分布. 将孤立子内波通过时实测得到的水平流速(扣除潮流信号后)和垂向流速也分别作归一化. 通过比较表明, 在 10∶51∶15 时刻测得的流场与模态计算得到的流场最为接近(图 4), 虽然两者在量值上有所差别, 但基本分布趋势是一致的.

考虑到在 10∶51∶15 与在 10∶53∶15 两个时刻的水平流速变化不大(图 1), 因此可用两层模式(可以反映第 1 阶斜压模态)的推论对孤立子内波的一些基本运动参数作出估计[12]:

$$U_1 = c_1\eta_0 / h_1, \tag{6}$$

$$U_2 = -c_1\eta_0 / h_2. \tag{7}$$

式中 h_1 和 h_2 分别为上、下层无扰动初始厚度, 且 h_1 = 60 m, $h_2 = H - h_1$ = 412 m, U_1 和 U_2 为上层和下层的最大水平流速. 从实测资料得 U_1 = 2.097 m/s, 由 (6)和(7)式知, η_0 = 92.8 m(振幅向下为正), U_2 = –0.31 m/s (这表明下层最大水平流速较小, 而流向与上层的相反. 注意, 孤立子内波通过观测点时的上层最大厚度应为 $h_1 + \eta_0$ = 152.8 m, 即 152.8 m 以下的水平流速与其下的流向相反, 这与图 4 中两层模式得到的 160 m 以下的水平流速与其下的流向相反的结果十分相近). 此外, 根据

$$V = c_1 + \alpha\eta_0 / 3, \tag{8}$$

$$L = (12\beta / \alpha\eta_0)^{1/2}, \tag{9}$$

式中 $\alpha = \frac{3c_1}{2h_1h_2}\left(\frac{\rho_2h_1^2 - \rho_1h_2^2}{\rho_2h_1 + \rho_1h_2}\right)$, $\beta = \frac{c_1h_1h_2}{6}\left(\frac{\rho_1h_1 + \rho_2h_2}{\rho_2h_1 + \rho_1h_2}\right)$, ρ_1和ρ_2为上、下层密度, 且由于 $c_1 = \left[\frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1h_2}{\rho_2h_1 + \rho_1h_2}\right]^{1/2}$ =1.36, 因而可以反求出$\Delta\rho$ = $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ = 0.0036, 进而求得非线性相速度 V = 2.25 m/s, 特征长度 L = 157.8 m 及波长λ = 2475 m.

必须指出, 在 10∶51∶15 时刻之后, 实测流场的垂向流速分布与模态计算值的差异越来越大(图略), 这主要是由于孤立子内波通过时水体的垂向层化结构改变较大, 因而用背景环境参数及线性化方程的模态分离来估算流场就不准确.

2 数值模拟

从上文中可见, 非线性系数α 可因底地形变化

1) Apel J R, Ostrovsky L A, Stepanyants Y A. Internal solitons in the ocean. Tech Rep MERCJRA0695, 1995

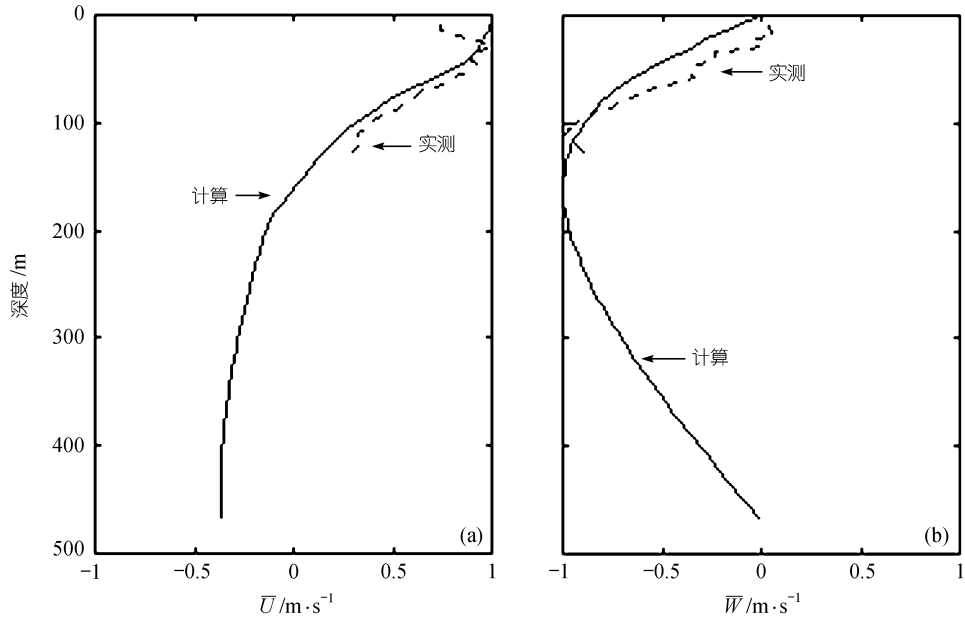

图 4 实测和计算流场的比较

(a) 归一化的水平流速 $\overline{U}$ 随水深的分布, (b) 归一化的垂向流速 $\overline{W}$ 随水深的分布

而趋于 0, 这时就必须考虑高阶非线性项的作用. 因此, 当实测得到的孤立子内波沿着 290°角向南海北部大陆架浅水区传播过程中, 由于受到非线性、耗散及底地形变化等因 2 子的影响, 是无法通过解析解加以描述的. 为了有效地抑制数值计算时所产生的短波增长的干扰, 本文采用 RLW 方程为数值模型[12, 13]. 在两层模式假定下, 考虑上述各因子作用下的关于界面跃层位移 η 的 KdV 方程为[8]

$$\eta_t + \mathrm{c}_1\eta_x + \alpha\eta\eta_x + \kappa\eta^2\eta_x + \beta\eta_{xxx} - \frac{1}{2}\mathrm{A}\eta_{xx} + \gamma\eta = 0, \tag{10}$$

其中, 高阶非线性系数 $\kappa = \frac{3c_1}{2h_1^2h_2^2}\left[\frac{7}{8}\left(\frac{\rho_2h_1^2-\rho_1h_2^2}{\rho_2h_1+\rho_1h_2}\right)^2 - \left(\frac{\rho_2h_1^3+\rho_1h_2^3}{\rho_2h_1+\rho_1h_2}\right)\right]$, A 为水平耗散系数; γ 为浅滩效应系数, 它具有 $O(-2\times10^{-5}$ m/s)量级, 且与地形变化梯度有关[14]; 为简便计, 在此取 $\gamma = v_0h_x/|h_x|_{\max}$, h_x 为地形沿 x 方向的变化梯度.

方程(10)的最低阶近似为

$$\eta_t + c_1\eta_x = 0. \tag{11}$$

将(11)式代入(10)式中的 β 项, 可得到 RLW 方程

$$\eta_t + c_1\eta_x + \alpha\eta\eta_x + \kappa\eta^2\eta_x - \frac{\beta\eta_{xxt}}{c_1} - \frac{1}{2}A\eta_{xx} + \nu\eta = 0. \tag{12}$$

对方程(12)采用二层三点的 Crank-Nicholson 格式进行差分, 则

$$\delta_t\left(1-\frac{\beta}{c_1}\delta_x^2\right)\eta_i^n + \frac{1}{2}(c_1+\alpha\eta_i^{n+1}+\kappa\eta_i^{n+1}\eta_i^{n+1})\delta_x\eta_i^{n+1} + \frac{1}{2}(c_1+\alpha\eta_i^n+\kappa\eta_i^n\eta_i^n)\delta_x\eta_i^n = \frac{1}{2}A\delta_x^2\eta_i^n - \gamma\eta_i^n, \tag{13}$$

其中各算子定义为: $\delta_x^2\eta_i^n = (\eta_{i+1}^n - 2\eta_i^n + \eta_{i-1}^n)/\Delta x^2$, $\delta_x\eta_i^n = (\eta_{n+1}^n - \eta_{i-1}^n)/(2\Delta x)$, $\delta_t\eta_i^n = (\mu_i^{n+1} - \eta_i^n)/\Delta t$, i 和 n 分别为空间和时间指标. 方程(13)可通过迭代算法求解. 可以证明, 该格式是无条件稳定的, 在时空上具有二阶精度.

在计算中, 空间和时间步长 Δx 和 Δt 分别取为 60 m 和 44.27 s, 以使得无量纲条件下的线性相速度为 1; 上层无扰动初始厚度 h_1 = 60 m. 除试验 E1 外, 计算底地形基本模拟实际地形(图 5), 计算距离为 216 km.

在计算域两端边界采用 Orlanski 辐射边界条件[15], 初始条件取为单孤立子解

$$\eta(x,t) = -\eta_0\,\mathrm{sech}^2[(x-Vt)/L] \tag{14}$$

在 t = 0 时的值, 而(13)和(14)式中的 α, β, η_0, V 和 L 等参数则均采用上节中的实测推算值. 数值试验的方案见表 1.

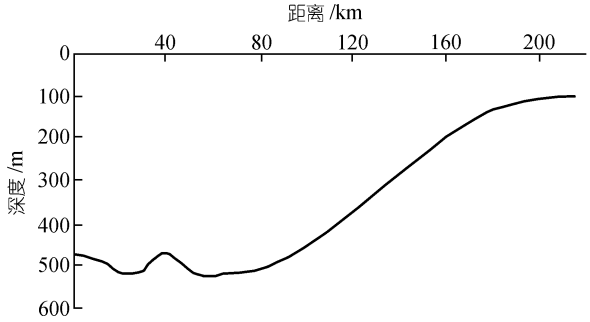

图 5　模拟计算海区的底地形

表 1　模式运行方案及其试验参数

E1	敏感性试验, 均匀水深, H = 472 m, $\gamma_0 = 0$, $A = 0$
E2	实际底地形, $\gamma_0 = 0$, $A = 0$
E3	实际底地形, $\gamma_0 = 0$, A =1 $m^2 \cdot s^{-1}$
E4	实际底地形, $\gamma_0 = -10^{-5} s^{-1}$, A = 1 $m^2 \cdot s^{-1}$

为简便起见, 在此仅给出距离坐标原点 144~216 km 间的一些时段的界面跃层位移分布(图 6).

敏感性试验 E1 的计算结果表明(图 6(a)), 模拟得到的孤立子内波基本上与解析解(14)式的结果十分接近, 两者的均方根误差小于 5%, 振幅误差小于 2%, 相速度误差小于 1%, 特征长度的误差稍大, 约为 8%. 因此, RLW 数值模型的模拟结果基本上是合理的.

在考虑实际地形的试验 E2 中(图 6(b)), 计算结果与试验 E1 的大为不同. 在α 小于 0 前, 孤立子内波基本上保持着向下凹陷波的形态; 约经过 28.16 h 后, 该波传播至临界深度附近(即上、下层的无扰动初始厚度近似相等, $H \approx 120$ m)时, α 开始从负数变为正数, 波形出现巨大变化, 向下凹陷波转变为向上抬升波, 使得上层水体变薄; 之后, 向上抬升波开始裂变为若干振幅依次递减的孤立子, 而先锋孤立子的振幅及相速度最大, 在接近右边界(约经过 33.20 h, 图 6(b)中第 5 时刻)时先锋孤立子的振幅接近 40 m.

试验 E3 是在 E2 的基础上加入耗散效应的, 此时(图 6(c)), 孤立子内波在传播过程中振幅(随之相速度)逐渐减小, 但仍保持着向下凹陷波的形态前进; 它到达临界深度附近的时间也稍长, 约历经 31.23 h, 此时波形同样出现变化, 转变为向上抬升波, 之后的情形基本上与试验 E2 的相同, 也与 Liu 等人[8]的结论一致. 由于考虑耗散效应, 在约经过 33.20 h(图 6(c)中第 5 时刻)时先锋孤立子的振幅仅为 22.1 m. 若按(6)式来估算, 此时的上层最大波致流速仅为 0.50 m/s, 这容易与当地的潮流(特别是内潮)混淆在一起, 单纯从实测流速资料中是难以发现它是一个衰减的孤立子内波的.

试验 E4 是在 E3 的基础上加入浅滩效应因子的, 该因子在上坡的地形中将促使波的振幅增大, 而下坡地形则相反. 因此, 对于考虑实际地形的模拟计算不能忽略这一因子的作用[14]. 图 6(d)表明, 孤立子内

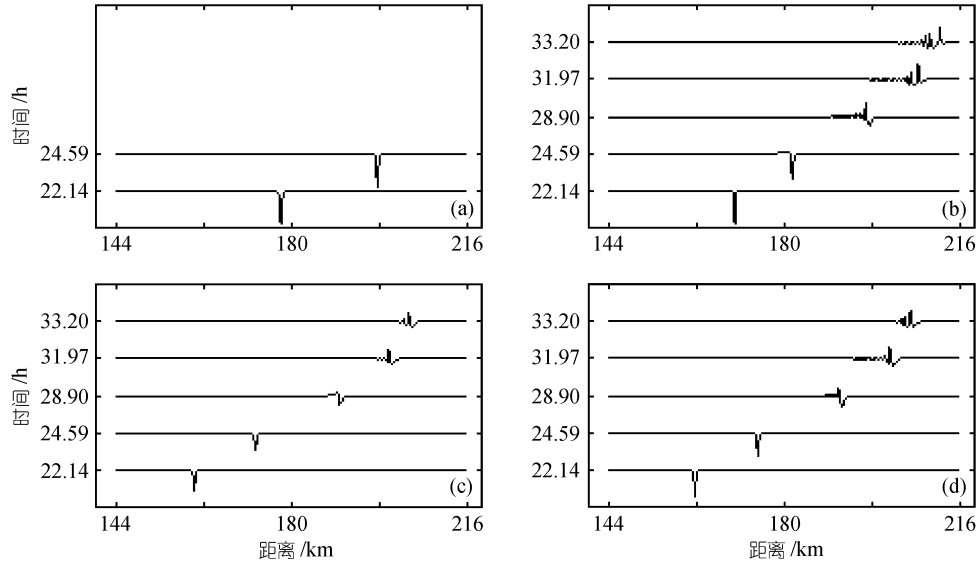

图 6　试验 E1~4 一些时段的界面跃层位移随距离的分布

波在传播过程的情形基本上与试验 E3 的相同, 不同的是它到达临界深度附近(波形开始出现显著变化)的时间约需经过 30.37 h, 且在约经过 33.20 h(图 6(d)中第 5 时刻)时先锋孤立子的振幅变为 27.6 m, 据此可以估算得此时相应的上层最大波致流速仅为 0.62 m/s, 显然, 这一量值也是难以单纯从实测的 ADCP 资料中断定为孤立子内波的. 实际上, 根据该航次有经验的科研人员的日记, 在 5~6 月份的锚定观测中经常能感觉到似乎有一些孤立子内波从船下经过, 但从那时记录的 ADCP 资料中可知相应的最大流速也仅为 O(0.60 m/s)的量级, 因此难以确定这是否为孤立子内波活动所引起.

试验 E2~E4 的结果表明, 耗散效应和底地形效应促使孤立子内波的振幅不致于无限度的增加或减小, 由于孤立子内波在深水向大陆架浅水传播的过程中, 波形可能发生骤变并裂化成若干振幅较小的孤立子尾波, 相应的波致流流速明显减弱, 因此在浅水区难以识别孤立子内波.

3 结论和讨论

根据实测资料分析表明, 1998 年 6 月 14 日“实验 3 号”船在东沙群岛南部海域观测得到的孤立子内波, 可能源自吕宋海峡中位于吕宋岛及富加岛之间的海峡, 这表明在东沙群岛附近频繁出现的孤立子内波显然不止源于吕宋海峡中的巴坦和萨布唐岛之间的海槛峡道[2].

对于连续层化的海洋, 孤立子内波的前锋通过时, 其相应的流场可以利用第 1 阶斜压模态的本征函数来近似计算, 但在此之后, 由于水体层化结构改变较大, 近似计算出来的流场可能不准确.

本文通过对观测得到的孤立子内波的相速度、波长等一些特征参数作出估算, 然后利用 RLW 数值模型对该孤立子内波向大陆架海域传播时的演变进行数值模拟. 结果表明, 考虑耗散效应和底地形效应是重要的, 孤立子内波在大陆架浅水区引起的波致流速明显减弱, 因此从浅水区的实测流速资料中是难以识别出孤立子内波的. 因此, 倘若具有两个分离的、位于深水海区的孤立子内波通过时的整个深度的 ADCP 及 CTD 测点资料, 则将有利于对数值模式中的耗散效应系数和底地形效应系数等因子的参数化作出校正.

致谢 方文东研究员和毛庆文助理研究员提供实测资料, 作者表示感谢. 本工作受国家自然科学基金(批准号: 40006003)和广东省自然科学基金(批准号: 990310)资助.

参 考 文 献

1 Osborne A R, Burch T L. Internal solitons in the Andaman Sea. Science, 1980, 208(5): 451~460
2 Ebbesmeyer C C, Coomes C A, Hamilton R C, et al. New observation on internal wave (solitons) in the South China Sea using an acoustic Doppler current profiler. In: Marine Technology Society 91 Proceedings. New Orleans, 1991. 165~175
3 Xu J P, Su J L, Qiu D Z. Hydrographic analysis on the intruding of Kuroshio water into the South China Sea. In: Proceedings of Symposium of Marine Sciences in Taiwan Strait and its Adjacent Waters. Beijing: China Ocean Press, 1995. 30~44
4 邱章, 徐锡祯, 龙小敏. 广东外海一观测点内潮特征的初步分析. 热带海洋, 1996, 15(4): 63~67
5 Fett R W, Rabe K. Satellite observation of internal wave refraction in the South China Sea. Geophys Res Lett, 1977, 4(5): 189~191
6 方文东, 陈荣裕, 毛庆文. 南海北部大陆坡区的突发性强流. 热带海洋, 2000, 19(1): 70~75
7 Bole J B, Ebbesmeyer C C, Romea R D. Soliton currents in the South China Sea: Measurements and theoretical modeling. In: The 1994 Offshore Technology Conference, Houston, Texas. 1994. 367~376
8 Liu A K, Chang Y S, Hsu M K, et al. Evolution of nonlinear internal waves in the east and south China Seas. J Geophys Res, 1998, 103(C4): 1613~1624
9 Foreman S J, Maskell K. Simulation of the mixed layer in a global ocean general circulation model. In: Nihoul J C J, ed. Small-scale turbulence and Mixing in the Ocean. New York: Elsevier Scientific Publishers B V, 1988. 109~122
10 Gill A E. Atmosphere-Ocean Dynamics. New York: Academic Press, 1982. 662
11 甘子钧, 蔡树群. 南海 Rossby 变形半径的地理及季节变化. 热带海洋学报, 2001, 20(1): 1~9
12 Pierini S. A model for the Alboran Sea internal solitary waves. J Phys Oceanogr, 1989, 19(6): 755~772
13 Eilbeck J C, McGuire G R. Numerical study of the regularized long-wave equation. Part Ⅱ: Interaction of solitary waves. J Comput Phys, 1977, 23(1): 63~73
14 Liu A K. Analysis of nonlinear internal waves in the New York Bight. J Geophys Res, 1988, 93(C10): 12317~12329
15 Orlanski I. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. J Comput Phys, 1976, 21(2): 251~269

(2001-01-03 收稿, 2001-05-08 收修改稿)