

内孤立波沿缓坡地形传播特性的实验研究*

杜辉 魏岗[†] 张原铭 徐小辉

(解放军理工大学气象海洋学院, 南京 211101)

(2012年7月20日收到; 2012年9月20日收到修改稿)

以南中国海东北部海域底部缓坡地形为背景, 在大型重力式分层流水槽中模拟了内孤立波沿缓坡地形传播过程中的浅化、破碎、分裂等现象, 利用分层染色标识方法和多点组合探头阵列技术对内孤立波沿缓坡地形演化特征进行了定性分析和定量测量. 实验表明: 浅化效应使内孤立波传播速度减小, 对大振幅内孤立波具有抑制作用, 对小振幅波具有放大效应; 浅化效应可导致内孤立波的剪切失稳及破碎, 还可导致大振幅内孤立波的分裂. 利用 Miles 稳定性理论可定性描述内孤立波沿缓坡地形传播时发生不稳定状态的位置, 实验结果与理论分析相符合.

关键词: 分层流, 缓坡地形, 内孤立波, 不稳定性

PACS: 47.55.Hd, 92.05.Hj, 47.35.Fg, 47.20.Ft

DOI: 10.7498/aps.62.064704

1 引言

海洋内孤立波是密度层化海水内部的一种特殊波动, 其在近海沿岸以及海峡周围大振幅波动的动力学特征一直是人们关注的问题. 内孤立波在向浅海区域传播过程中, 非线性效应和频散效应决定了波形变化, 前者使波形变陡甚至导致波的破碎, 后者使波形变得平坦. 在地形变化复杂的浅海区域, 内孤立波受到地形的影响, 会呈现变形、不稳定以及破碎等特征. 一方面, 内孤立波浅化对海洋沉积物的混合具有重要影响; 另一方面, 浅化造成的内波破碎会导致水质点速度增大, 形成对海洋工程结构物和水下作战平台安全的威胁. 南海北部海域地形复杂且密度垂向层化特征明显, 尤其是东北部海域大振幅内孤立波频发并沿着陆架陆坡地形向东沙群岛方向传播, 由此对该区域海洋经济和海上军事活动形成不可忽视的影响^[1].

KdV 型方程是描述弱非线性弱频散内孤立波的基本模型, eKdV 方程是描述大振幅内孤立波的有效模型之一^[2], 变系数 eKdV 方程可应用于地形等环境因素变化时内孤立波演化特征的研究^[3], 结合射线理论的 KdV 模型和基于 RLW 方程的二

维内孤立波传播模型等已被用于实际海洋中内孤立波传播特性的研究^[4,5]. 此外, KP 方程和二维代数内孤立波模型已被用于内孤立波三维传播特性的描述^[6,7]. 在内孤立波破碎与混合等的数值研究方面, Lombard 和 Riley^[8] 的研究表明内孤立波破碎是对流不稳定和剪切不稳定共同作用的结果; Garrett^[9] 指出海洋中大部分的流动剪切是近惯性运动所致, 进而对混合有着重要的贡献; Legg 和 Adcroft^[10] 则研究了内波在临界状态下凹凸海底地形的反射、剪切不稳定以及由此导致的混合; Shrira 等^[11] 分析了内波的浅化效应与剪切流之间的共振相互作用引起的破碎.

实验模拟是认识大振幅内波变形、破碎、混合等复杂过程的可靠手段. Kao 等^[12] 关于内孤立波在两层流体中沿斜坡演化的实验研究, 证实了界面强剪切流动是导致流动不稳定直至内波破碎的主要原因; Helfrich 和 Melville^[13] 实验验证了内孤立波破碎与其极性转变有着重要的关联; Wallace 和 Wilkinson^[14] 实验描述了周期性内波沿斜坡的爬坡及其翻滚回流导致的破碎现象; Helfrich^[15] 实验获得了内孤立波在两层流体斜坡上传播过程中的破碎与湍斑的发生位置, 估算了第一模态波从破碎点转到垂向混合的能量损失; Chen 等^[16]

* 国家自然科学基金(批准号: 11072267)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2008AA09Z316)和解放军理工大学预研基金(批准号: KYLY-ZLXY1202)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: weigangweigang12@163.com

实验描述了内孤立波在陡坡上的破碎与分裂特征. 此外, Fructus 等 [17] 还建立了三层流体中 Richardson 数与内孤立波演化的实验关系, 获得了不同参数范围对内孤立波变形、破碎和混合的影响规律. 上述试验主要采用单点密度扰动测量, 所用分层流水槽横截面狭窄, 由此限制了对大规模密度扰动场的实时准确测量与分析, 目前对于内孤立波在缓坡地形上演化的三维物理图像仍不十分清楚.

自 20 世纪 90 年代, 大量卫星遥感图像证实了由南海东南部吕宋海峡产生的内孤立波多以向西北方向传播为主, 它们传播到陆架陆坡海域后受地形影响发生各种海洋动力学过程, 如浅化效应、变形、分裂、破碎、混合以及波能转化与耗散等. 然而, 受到南海内孤立波激发随机性以及南海海域跃层结构多变等因素的影响, 对实际海洋动力学过程的认识十分困难 [1].

鉴于上述, 本文以南中国海东北部附近的缓坡陆架架地形为背景, 在大型分层流水槽中对内孤立波在缓坡地形上的传播演化特征进行了实验研究, 采用染色液标识方法与内波动态定量测量相结合的试验手段, 以期深入揭示内孤立波在缓坡地形上的演化规律.

2 实验装置与测量技术

实验在解放军理工大学大型重力式分层流

试验水槽 [18] 中进行, 水槽主尺度为 1200 cm × 120 cm × 100 cm (长 × 宽 × 高). 图 1 为实验原理示意, 在试验水槽两端分别安装有旋转百叶门内波造波机和消波装置 [19]. 内孤立波造波采用了重力塌陷式造波原理, 可在任意跃层位置产生下凹型或上凸型内孤立波; 内波消波采用了三角楔形装置, 可根据跃层位置与内波振幅大小调节楔角角度, 以获得最佳消波效果; 将长 400 cm, 宽 115 cm 平板 (材料密度略大于盐水) 按一定的倾斜角放入水槽中以满足不同缓坡地形的要求. 采用“双桶”原理制取分层水环境 [19]. 图 2 为实验获得的典型流体分层结构, 其上层为淡水, 下层为盐水, 由于淡水/盐水相互参混, 上下层间形成自然的连续密度分布, 厚度范围在 3—5 cm, 该分布近似于海洋中的密度跃层结构. 图中纵坐标为深度, 横坐标分别为密度和浮频率. 内孤立波沿缓坡地形的演化特征由染色界面的扰动显示, 并由高分辨摄录系统记录, 密度剖面 and 内孤立波要素的测量由多通道内波动态测量系统完成.

取正 x 轴从左至右沿水槽长度方向, 正 z 轴从上至下沿铅垂方向, 坐标原点 $O(0,0)$ 位于斜坡顶端上方的自由水平面处. H 为总深度, h_1, ρ_1 和 h_2, ρ_2 分别为上下流体层的厚度和密度, h 为斜坡顶部距跃层距离, ε 为斜坡地形斜率, λ, a 和 c 分别为内孤立波波长、波幅和传播速度, η_0 和 L_0 分别为方势阱扰动造波模型中的势阱深度和势阱宽度 [20].

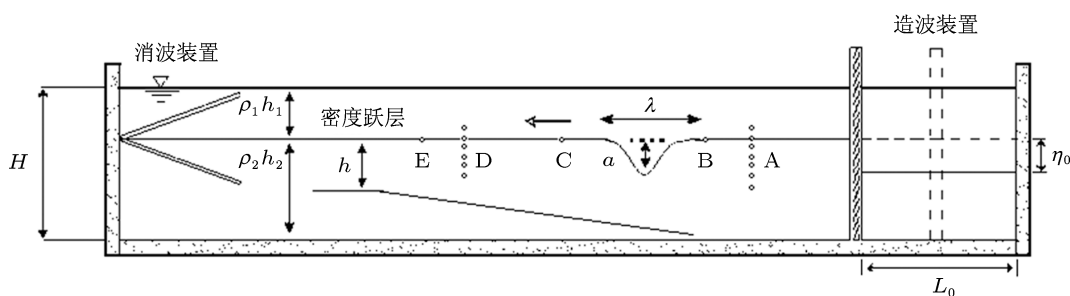


图 1 实验原理示意图

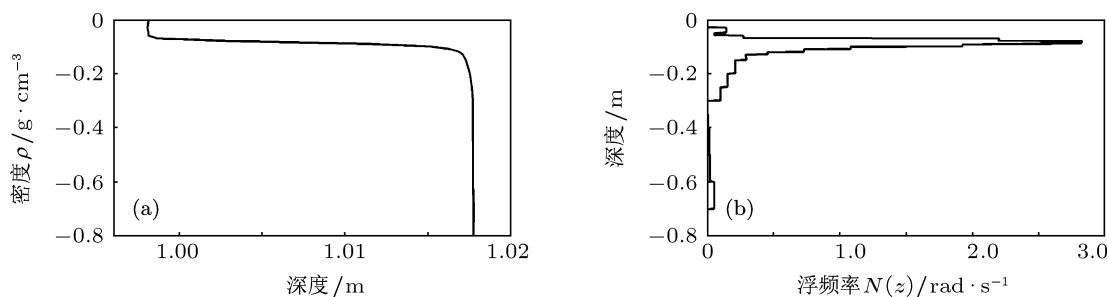


图 2 具有密度跃层分布的流体分层结构 (a) 密度 ρ 分布; (b) 浮力频率 $N(z)$ 分布

为了测量内孤立波在缓坡地形坡面上的演化结构, 在图 1 中 A(515, -10), B(415, -10), (C215, -10), D(111, -10) 和 E(46, -10) (单位: cm) 位置布置了电导率探头阵列, 其中位置 A 垂向排列 7 只探头, 间距为 2 cm, 用于测量未扰内孤立波结构; 位置 D 垂向排列 6 只探头, 间距为 3 cm, 用于测量内孤立波变形结构; 位置 B, C 和 E 各布置 1 只探头, 利用它们与位置 A 和 D 对应深度的探头可测量内孤立波在演化过程中的传播速度 c . 具体为: 记录相邻两探头间距离 Δx 和扰动峰值之间的相关时间 Δt , 由式 $c = \Delta x / \Delta t$ 计算. 通过记录位置 A 和 D 处垂向排列探头的时间序列密度值, 可获得等密度面变化的空间分布, 由此确定内孤立波的波幅、波长和演化特征.

3 稳定性分析理论

Boussinesq 近似下的内波控制方程为 [21]

$$\begin{aligned} \phi''(z) + k_3^2 \phi(z) &= 0, \\ k_3^2 &= k_h^2 \left(\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\phi(z)$ 为特征函数, k_3 和 k_h 分别为垂向和水平波数, $N(z)$ 和 $\omega(z)$ 分别为浮力频率和圆频率. 考虑自由面“刚盖”近似和水槽底部静止条件, 则有

$$\phi(0) = \phi(H) = 0. \quad (2)$$

由于密度跃层结构中 $N(z)$ 仅在很薄的水层内变化 (见图 2), 为获得垂向狭窄范围内的内波解, 采用打靶法、矩阵法等常规的数值计算求解方程 (1) 特征值问题不仅效率低且精度差, 而 Thompson-Haskell 数值方案不受垂向等距分层的限制 (步长任意) 且精度更高 [22], 为此, 本文采用该算法数值求解上述特征值问题.

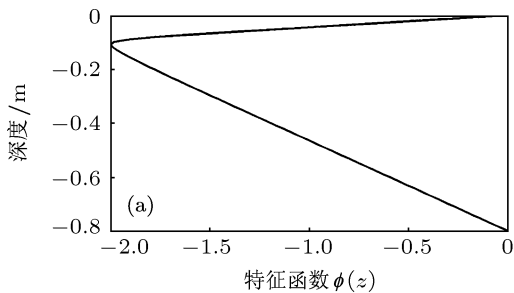


图 3 为选择图 2(b) 中的浮力频率分布计算得到的特征函数及水平速度的垂向分布, 图 3(a) 表明内波在浮力频率最大位置处波动幅度最大; 图 3(b) 表明上下两层流体的水平速度方向相反, 当远离跃层位置时, 它们保持各自的速度大小不变 (虚线对应零速度值). 由此可知, 在跃层位置附近存在流动的剪切效应. 在内孤立波沿缓坡地形传播过程中, 为了满足内孤立波变形过程中的质量守恒, 地形效应将加剧下层流体的反向流速, 进而引起跃层处流动剪切作用的增强, 它是导致内孤立波不稳定、进而破碎的重要因素. 因此, 内孤立波的不稳定在某种程度上可归因于剪切流的 Kelvin-Helmholz 不稳定性问题.

考虑两层流体中界面剪切流的 Kelvin-Helmholz 稳定性条件 [21]

$$\frac{k_h}{g} (u_1 - u_2)^2 \leq \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{\rho_1 \rho_2}, \quad (3)$$

其中, u_2 和 u_1 分别为上下层流体质点速度, 设密度和速度是在薄跃层 Δz 内连续变化, 将 (3) 式变形为

$$\left(-\frac{\Delta \rho}{\Delta z} \right) g \leq \frac{\rho_2 \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \left(\frac{\Delta u}{\Delta z} \right)^2 \Delta z \cdot k_h. \quad (4)$$

当 $\Delta z \rightarrow 0$ 时, 从而得稳定性判据

$$J = -\frac{g}{\rho_2} \frac{d\rho}{dz} \bigg/ \left(\frac{du}{dz} \right)^2 > \frac{\Delta z \cdot k_h}{2}, \quad (5)$$

这里 J 定义为 Richardson 数. 从 (5) 式不难看出, $|d\rho/dz|$ 愈大, $|du/dz|$ 愈小, 则运动愈稳定. 根据 Miles 给出的流动稳定性充分条件 [23]

$$J = -\frac{g}{\rho_2} \frac{d\rho}{dz} \bigg/ \left(\frac{du}{dz} \right)^2 > \frac{1}{4}. \quad (6)$$

实际计算中, Richardson 数可写成

$$J(z) = \frac{g' \Delta z}{(\Delta u)^2}, \quad (7)$$

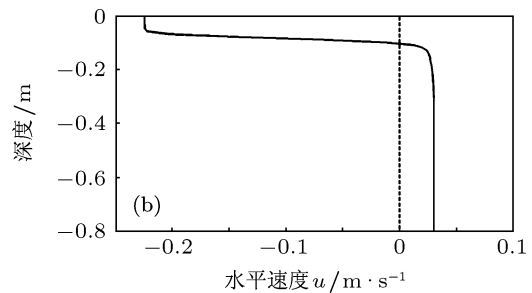


图 3 内波的结构 (a) 特征函数的垂向剖面; (b) 水平速度的垂向剖面

其中 $g' = (\Delta\rho/\rho)g$, Δu 是水平速率的变化. 在“缓坡”条件假设下, 密度跃层厚度 Δz 不变, 上层流体速度与下层流体速度之比等于相应层的厚度之比, 则水平速率的变化可表示为

$$\Delta u = \frac{h_1 + h + x_s \cdot \varepsilon}{h + x_s \cdot \varepsilon} u_{\max}, \quad (8)$$

式中 u_{\max} 为初始内孤立波在上层流体中的最大速度, x_s 为内孤立波沿缓坡地形传播时的 x 轴坐标, 考虑最低阶模态有

$$u_{\max} = \frac{a}{h_1} c_0 \quad \text{及} \quad c_0 = \left(\frac{gh_1 h_2}{h_1 + h_2} \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

式中 c_0 为界面线性长波速度, 将 (8) 及 (9) 式带入 (7) 式, 可获得 Richardson 数的近似表达式

$$J(z) = \frac{\Delta z g'}{c_0^2} \left(\frac{h_1}{a} \right)^2 \left(\frac{h + x_s \cdot \varepsilon}{h_1 + h + x_s \cdot \varepsilon} \right)^2, \quad (10)$$

(10) 式可作为判定沿缓坡地形内孤立波演化过程中稳定区域的计算式, 并可作为破碎发生位置的估算式, 即当 $J(z) < 1/4$ 时, 计算 x_s 值, 由此给出内孤立波破碎的水平位置.

4 实验结果与分析

4.1 内孤立波沿地形坡度的演化特征

取典型环境参数: $H = 80 \text{ cm}$, $\rho_1 = 0.995 \text{ g/m}^3$, $h_1 = 10 \text{ cm}$, $\rho_2 = 1.0175 \text{ g/cm}^3$, $h_2 = 70 \text{ cm}$, $h = 10 \text{ cm}$ 和 $\varepsilon = 1/14$; 以及造波机的势阱深度 $\eta_0 = 25 \text{ cm}$, 其对应波幅 9.8 cm . 采用染色液标识方法, 图 4 记录了下凹型内孤立波沿缓坡地形的演化. 该内孤立波进入缓坡区域直至半坡位置, 其波形基本保持对称, 受地形影响较小, 如图 4(a), (b) 所示; 随着孤立波传播, 地形影响开始显现, 波形前部开始变平缓, 波形背部逐渐变陡, 如图 4(c), (d) 所示; 当孤立波接近坡顶附近位置, 波前部与斜坡地形趋于平行, 波背部变得更陡, 此时界面的剪切扰动出现并逐渐加强, 伴随向后传播的反射波, 如图 4(e), (f) 所示; 在坡的顶部附近位置, 波破碎发生, 界面剪切扰动转化成湍流, 其强度在破碎发生后慢慢地减弱, 并伴随有湍斑的出现, 如图 4(g), (h) 所示.

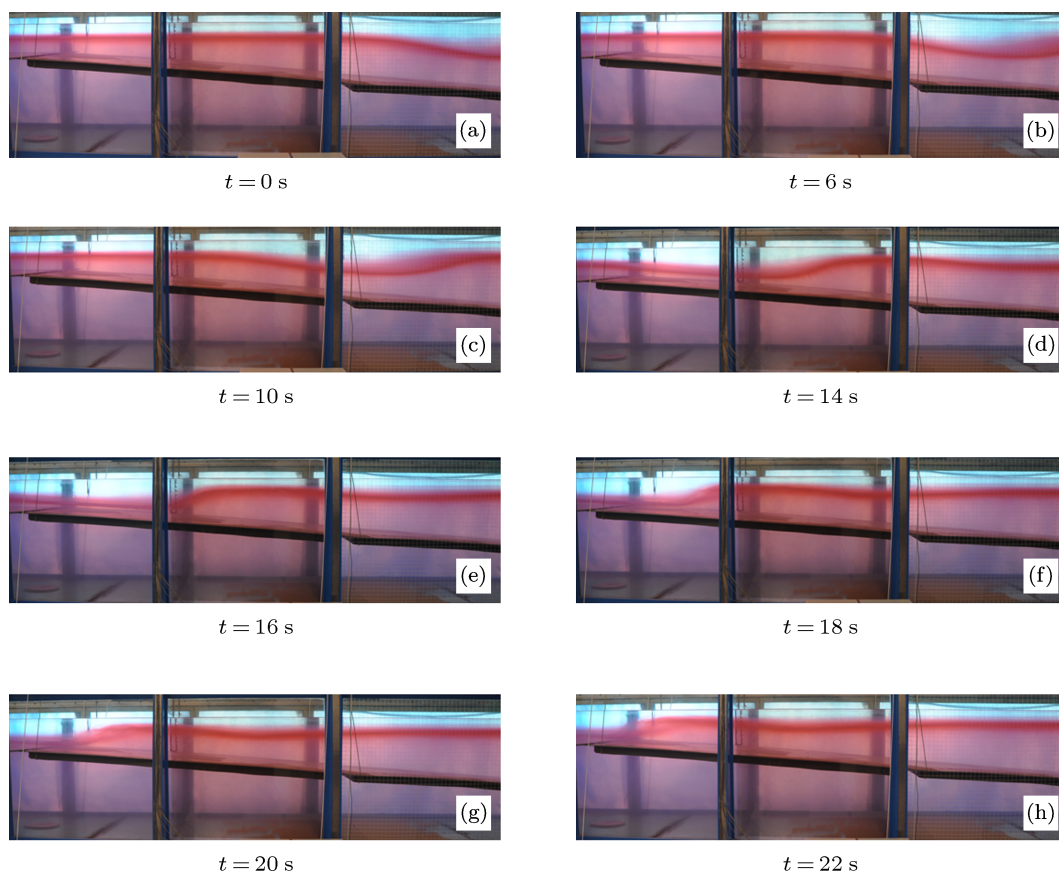


图 4 下凹型内孤立波沿缓坡地形传播的演化

利用探头阵列可获得下凹型内孤立波沿缓坡地形传播过程中的演化、破碎、分裂的定量结果. 图 5 是同一深度探头在 A, C, D, E 位置记录的密度扰动时间序列图. 图中 5(a) 与 5(b) 比较可知, 在内孤立波传播过程中, 波形被拉宽 (波长变长), 波谷的持续时间明显增强, 背部出现小幅度变形; 随着内孤立波的继续传播, 由图 5(b)—5(d) 知, 波形背部变的越来越陡, 直至波破碎发生, 随后该大振幅内

孤立波分裂成多个同极性的小振幅内孤立波. 结合图 4 和图 5 的记录, 可以说明在缓坡地形上内孤立波破碎和分裂的物理过程, 即: 由于波的背部变陡, 波的前部平缓继而拉长, 从而表现为波谷持续时间变长的特征; 波形背部变陡而波前部平缓, 加强了界面的剪切作用, 直接导致内孤立波的破碎. 破碎又引起上下不同密度液体的混合, 分裂成多个同极性的小振幅内孤立波.

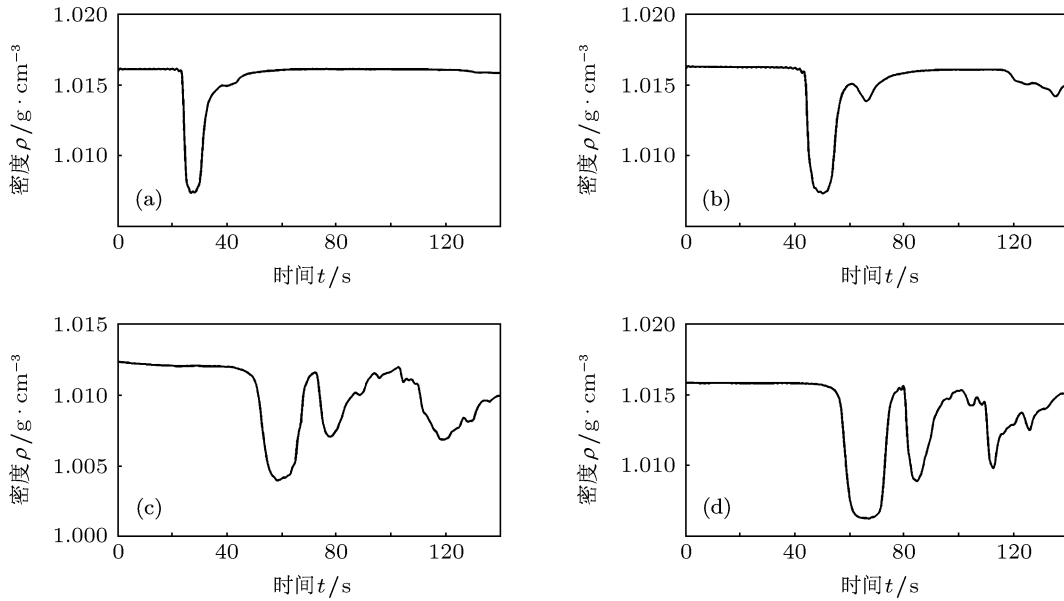


图 5 内孤立波沿缓坡演化的密度扰动时间序列 (a) 位置 A; (b) 位置 C; (c) 位置 D; (d) 位置 E

4.2 地形坡度对内孤立波要素特征影响

取坡度 $\epsilon = 1/7, 1/9$ 和 $1/14$ 的缓坡地形, 图 6 为内孤立波在不同坡度地形上传播时 A 处与 D 处波幅变化的比较, 这里 D 处对应三种坡度的下层流体深度分别为 25.9, 22.3 和 18.0 cm. 图中横坐标 a_A 代表进入斜坡前孤立波的初始波幅 (A 处), 纵坐标 a_D 代表在斜坡上演化时的波幅 (D 处), 虚线表示孤立波波幅不发生变化, 虚线上方表明波幅增大, 虚线下方表明波幅减小. 由图 6 可知, 内孤立波沿缓坡地形传播过程中, 其波幅大小的整体趋势是减小的; 对于波幅较小的内孤立波, 缓坡地形对波幅的抑制作用减弱, 随着坡度增加, 波幅会呈增加趋势 (如 $\epsilon = 1/7, 1/9$ 的情形). 上述特征与内孤立波在缓坡地形上传播的浅化效应以及由于内波破碎、密度层化混合、底部摩擦等引起的能量耗散效应有关 [24], 浅化效应使得波幅增大, 能量耗散作用使得波幅降低. 在浅化过程中, 大振幅内孤立波波幅达到一定值时将产生某种程度的破碎或裂变为多个

小振幅内孤立波, 使得波幅在斜坡上的演化呈减小趋势; 小振幅内孤立波受缓坡地形因素影响小, 浅化过程尚不足以导致内孤立波的破碎, 浅化效应作用大于能量耗散作用, 故波幅呈增加趋势. 上述内孤立波沿缓坡地形传播过程中波幅减小的规律也验证了 Cai 和 Xie [5] 的数值模拟结果.

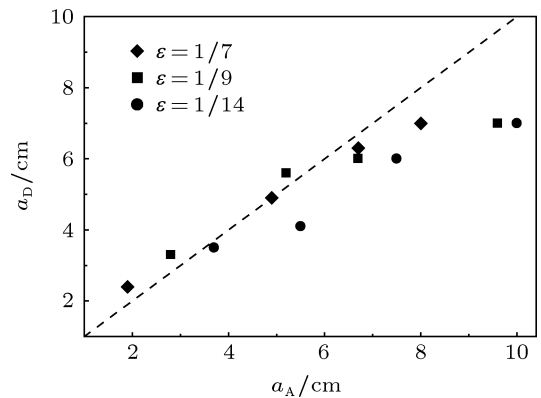


图 6 内孤立波传播过程中波幅 a 的变化规律

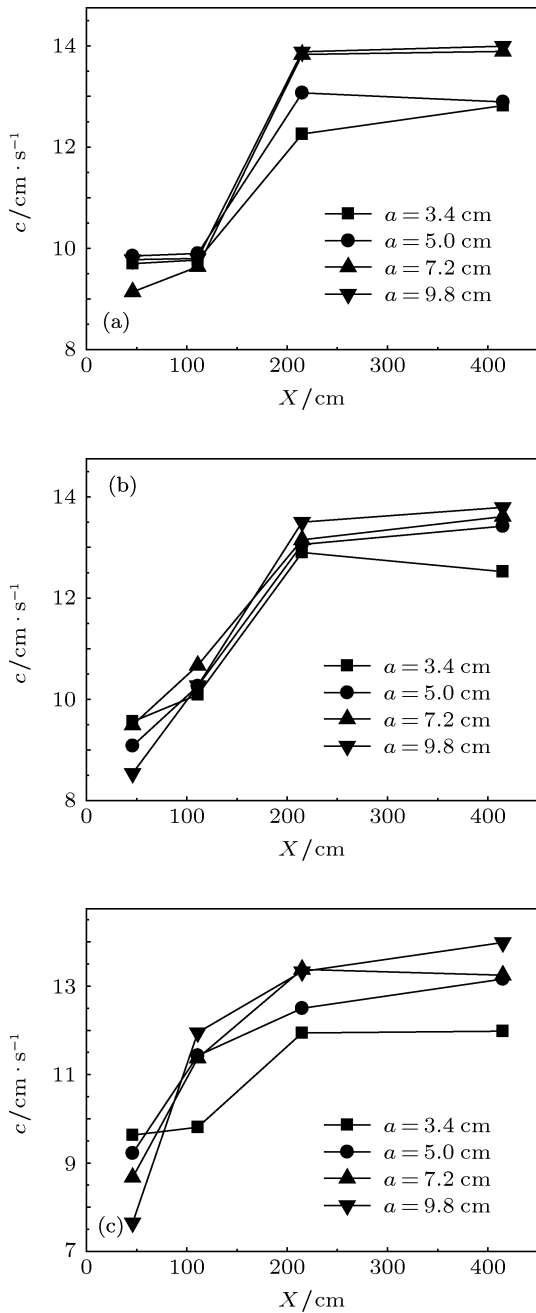


图7 地形坡度对内孤立波传播速度的影响 (a) $\epsilon = 1/14$; (b) $\epsilon = 1/9$; (c) $\epsilon = 1/7$

图7为内孤立波沿不同缓坡地形传播过程中波速的变化特征, 图中横坐标为距离坡顶的位置, 纵坐标为波速的大小. 由图可知, 下凹型内孤立波在爬坡过程中, 波速通常在斜坡某一位置开始明显减小, 波速整体降幅可达30%—45%, 衰减率随坡度减小而明显增大; 坡度 ϵ 不同, 波速变化亦有差别, ϵ 相对较大的地形, 其波速的降低主要集中在距离坡顶较近的区域内, ϵ 较小的地形, 其波速降低出现在坡面中部区域, 并能保持相对稳定的波速继续传播. 上述特征与内孤立波爬坡过程中能量耗散

引起的波幅变化有关, 由于底部摩擦、剪切不稳定以及波破碎等因素引起的内孤立波能量耗散, 使得波幅减小导致波速降低; 坡度 ϵ 愈大, 内孤立波破碎位置愈接近坡顶且破碎程度愈剧烈, 其波幅愈小, 此时波速变化发生在坡顶区域且降幅较大.

进一步, 图8比较了缓坡地形上(D处)内孤立波传播速度 u_D 的理论计算与实验测量结果, 其中理论值采用了严格的两层流体模型^[12], 显然, 两者波速随着地形坡度增加而增大的结论是一致的. 而波速的实际测量比理论计算偏小可能来自两方面原因: 一方面内孤立波爬坡过程中能量耗散导致了波速减小; 另一方面由理论计算采用严格的两层流体假设而实际流体采用具有一定厚度的密度跃层计算所致.

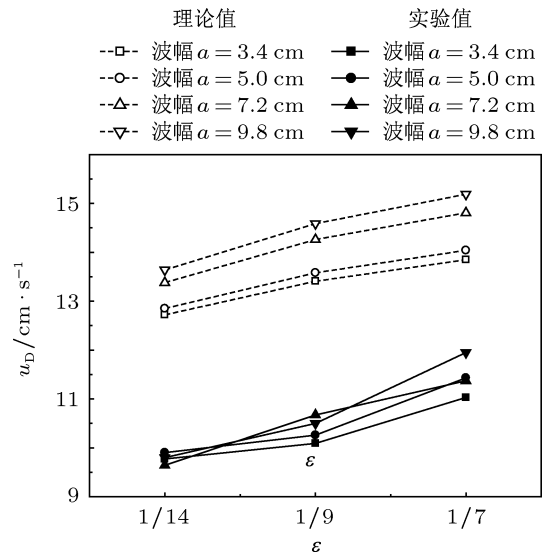


图8 内孤立波在缓坡地形上(D处)传播速度值的理论与实验比较

4.3 内孤立波不稳定性分析

取坡度 $\epsilon = 1/7, 1/9, 1/14$ 的缓坡地形, 控制不同的造波条件, 获得不同波幅 a 的下凹型内孤立波, 观察并记录其沿缓坡地形传播过程中的不稳定特征及发生破碎的位置 x'_s . 利用(10)式计算不稳定发生位置的理论值 x_s . 表1给出了两者的比较结果, 表中负值表示理论计算的不稳定现象未发生. 由表1可知, 对于波幅 $a < 5$ cm的内孤立波, 试验中未观测到内孤立波不稳定和破碎现象发生, 而对于波幅 $a > 6$ cm的孤立波, 均观测到内孤立波不稳定以及破碎现象, 其试验结果与理论计算值基本相符, 且波幅愈大两者符合程度愈好. 进一步, 将内孤立波发生不稳定时的试验Richardson数 J 与波幅相关联. 如图9, 虚线代表 $J = 1/4$, 根据Miles给出的流

动稳定性充分条件, 对于 $J > 1/4$ 区域, 下凹内孤立波引起的分层剪切流动是稳定的; 而对于 $J < 1/4$ 区域, 尽管流动不稳定现象不一定发生, 但本文试验与多数学者的结论相同 [21,25], 即大部分 $J < 1/4$ 的试验中均观测到不稳定现象的发生.

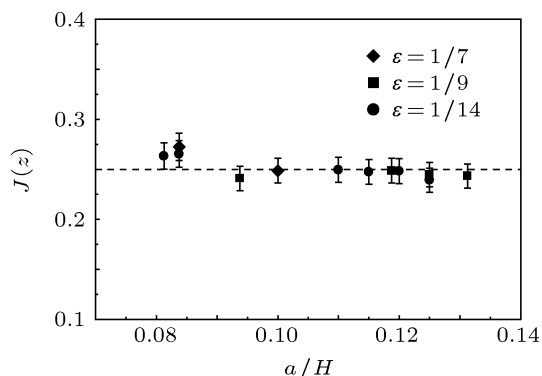


图9 内孤立波沿缓坡发生不稳定时的 Richardson 数 J 与波幅关系

上述分析表明: 内孤立波沿缓坡地形传播过程中的不稳定具有 Kelvin-Helmholz 剪切不稳定特征, 同时, 利用 Richardson 数 $J < 1/4$ 估算内孤立波在缓坡上发生不稳定的位置是合理的, 该位置可作为实际内孤立波不稳定发生的参考点.

5 结论

在解放军理工大学大型重力式分层流水槽系统中, 采用染色液标识方法和内波动态测量技术, 对于南中国海东北部典型的底部特征, 实验研究了下凹型内孤立波沿缓坡地形的演化特性, 获得的主

要结论如下.

1) 内孤立波沿缓坡地形传播过程中, 其波形前部变平缓直至与缓坡面平行, 波形背面逐渐变陡, 剪切作用不断增强, 导致内孤立波在背面发生破碎, 地形坡度的变化直接影响破碎的强度和位置, 且破碎可导致同极性的尾波列.

2) 内孤立波沿缓坡地形传播过程中, 其波幅趋于减小, 但对小振幅内孤立波的抑制较弱; 其波速降低, 降幅可达 30%—45%, 衰减率随坡度减小而明显增大.

3) 内孤立波沿缓坡传播过程中的不稳定具有 Kelvin-Helmholz 剪切不稳定特征, Richardson 数 $J < 1/4$ 可作为判定内孤立波在缓坡地形上不稳定发生位置的参考依据.

表1 不稳定位置的实验与理论比较

ϵ	a/cm	χ'_s/cm	χ_s/cm
1/14	3.7	稳定态	-75.34
	5.5	稳定态	-16.02
	7.5	55.0 破碎发生	34.35
	9.5	95.0 破碎发生	96.71
1/9	10.0	125.0 破碎发生	133.51
	2.8	稳定态	-68.17
	4.4	稳定态	-50.17
	5.2	稳定态	-38.81
1/7	6.7	15.0 破碎发生	-1.62
	8.8	35.0 破碎发生	35.34
	9.6	65.0 破碎发生	66.54
	1.9	稳定态	-59.31
1/4	4.9	稳定态	-33.68
	6.7	5.0 破碎发生	-8.63
	8.0	20.0 破碎发生	18.29

[1] Cai S Q, Xie J S, He J L 2012 *Surv. Geophys.* **33** 927
 [2] Liu A K 1988 *J. Geophys. Res.* **93** 12317
 [3] Holloway P E, Pelinovsky E, Talipova T 1999 *J. Geophys. Res.* **104** 18333
 [4] Djordjevic Y D, L G Redekopp 1978 *J. Phys. Oceanogr.* **6** 1016
 [5] Cai S Q, Xie J S 2010 *J. Geophys. Res.* **115** 1
 [6] Meng J M, Zhang Z L 2001 *J. Hydrodyn.* **3** 88
 [7] Su X B, Wei G, Dai S Q 2005 *Appl. Math. Mech.* **26** 1143
 [8] Lombard P N, J J Riley 1996 *Dyn. Atmos. Oceans* **24** 345
 [9] Garrett C 2001 *J. Phys. Oceanogr.* **31** 962
 [10] Legg S, Aderoft A 2003 *J. Phys. Oceanogr.* **33** 2224
 [11] Shrira V I, Voronov V V, Sazonov I A 2000 *J. Fluid Mech.* **425** 187
 [12] Kao T W, Pan P S, Renouard D 1985 *J. Fluid Mech.* **195** 19
 [13] Helfrich K R, Melville W K 1984 *J. Fluid Mech.* **149** 305
 [14] Wallace B C, Wilkinson D L 1988 *J. Fluid Mech.* **191** 419
 [15] Helfrich K R 1992 *J. Fluid Mech.* **243** 133
 [16] Chen C Y, Hsu J R C, Chen H H, Kuo C F, Cheng M H 2007 *Ocean Eng.* **34** 157
 [17] Fructus D, Carr M, Grue J, Jensen A, Davies P A 2009 *J. Fluid Mech.* **620** 1
 [18] Wei G, Wu N, Xu X H, Su X B, You Y X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044704 (in Chinese) [魏岗, 吴宁, 徐小辉, 苏晓冰, 尤云祥 2011 物理学报 **60** 044704]
 [19] Wei G, Su X B, Yang J G, Wang Q H *Chinese Patent* 201010103635.6 [2012-02-01]
 [20] Whitham G B 1974 *Linear and Nonlinear Waves* (New York: John Wiley and Sons, Inc)
 [21] Fang X H, Du T 2004 *Fundamental of Oceanic Internal Waves and Internal Waves in the China Seas* (Qingdao: China Ocean University Press) p300 (in Chinese) [方欣华, 杜涛 2004 海洋内波基础和中国海内波 (青岛: 中国海洋大学出版社) 第 300 页]
 [22] Cai S Q, Gan Z J 1995 *Tropic Oceanology* **14** 2229 (in Chinese) [蔡树群, 甘子钧 1995 热带海洋 **14** 2229]
 [23] Miles J W 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 496
 [24] Li Q 2008 *Ph. D. Dissertation* (Qingdao: China Ocean University) (in Chinese) [李群 2008 博士学位论文 (青岛: 中国海洋大学)]
 [25] Miles J W 1963 *J. Fluid Mech.* **16** 209

Experimental investigations on the propagation characteristics of internal solitary waves over a gentle slope*

Du Hui Wei Gang[†] Zhang Yuan-Ming Xu Xiao-Hui

(College of Meteorology and Oceanography, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101, China)

(Received 20 July 2012; revised manuscript received 20 September 2012)

Abstract

In a stratified fluid tank, experiments on the propagating, shoaling and breaking of the internal solitary waves over a gentle slope similar to the topography in the northeast of the South China Sea are conducted. The qualitative analysis on the evolving characteristics of the internal solitary waves is accomplished by use of the dye-tracing technique, and their quantitative measurement is carried out by using the multi-channel conductivity-probe arrays. It is shown that due to the shoaling effect the internal solitary waves with large amplitude are restrained, but the waves with small amplitude are magnified. The shoaling effect will also lead to the decrease of the propagation velocity of the internal solitary waves. Further, the shoaling effect will bring about strong shear flow instability, and then makes the internal solitary wave broken. The breaking wave will result in the fission from one large amplitude wave into several small amplitude waves with the same polarity. By means of the Miles's stability theory, the instable happening-location of the internal solitary wave over the gentle slope can be described through the Richardson number. The experimental results accord well with the theoretical analyses.

Keywords: stratified fluid, gentle slope, internal solitary wave, instability

PACS: 47.55.Hd, 92.05.Hj, 47.35.Fg, 47.20.Ft

DOI: 10.7498/aps.62.064704

* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant No. 11072267), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2008AA09Z316), Pre-Research Foundation of PLA University of Science and Technology, China (Grant No. KYLYZLXY 1202).

[†] Corresponding author. E-mail: weigangweigang12@163.com