

文章编号: 1009-3850(2012)02-0044-05

内波、内潮汐沉积形成过程中内波传播方向与沉积物搬运方向相反的定量解释

李琳静

(1. 长江大学油气资源与勘探技术教育部重点实验室, 湖北 荆州 434023; 2. 长江大学地球科学学院, 湖北 荆州 434023)

摘要: 本文从海洋物理学角度出发, 以内波波动理论为基础, 通过建立两个不同密度的水层界面上的两层模型的波动方程对内波的传播特征进行定量解释。通过定量解释表达式可知: 内波在两个不同密度的水层界面上传播时, 两层内波流之水平速度方向相反, 保持通过海底的整个截面的流通量为零。在密度界面之下, 波谷处内波流的运动方向与内波前进方向相反, 由于波谷相对于波峰更接近于海底, 即波谷处截面积较小, 故波谷下方的流速较波峰下方的流速大, 容易形成与内波前进方向相反的单向优势流动, 这种单向优势流动搬运沉积物的总趋势与内波的前进方向相反。

关键词: 内波、内潮汐沉积; 密度界面; 单向优势流动; 波谷; 波峰

中图分类号: P512.2

文献标识码: A

1 引言

LaFond 等人研究认为内波、内潮汐沉积形成过程中内波前进方向与沉积物搬运方向相反^[1]。内波是一种水下波, 它存在于两个不同密度的水层界面上, 或存在于具有密度梯度的水层之内, 是发生在密度稳定层化的海水内部的一种波动^[2-3]。其最大振幅出现在海洋内部, 波动频率介于惯性频率和浮性频率之间; 其恢复力在频率较高时主要是重力与浮力的合力(称为约化重力或弱化重力)。由于实际海水密度的层间变化很小(跃层上下的相对密度差也仅约为 0.1%), 所以约化重力比重力小得多, 海水只要受到很小的扰动就会偏离其平衡位置而产生“轩然大波”^[4]。因此, 内波在海洋内部普遍发育。当内波的周期与海面潮汐(半日潮或全日潮)的周期相同时, 就称这种内波为内潮汐^[5]。

研究认为, 内波作用于海底时可对海底沉积物

进行搬运, 形成内波、内潮汐沉积。在沉积学方面, 1990 年高振中教授等在研究美国阿巴拉契亚山脉中段奥陶系时, 识别出了古代地层中的内波、内潮汐沉积^[6]。关于内波传播方向和内波、内潮汐沉积形成过程中沉积物搬运方向之间的关系, LaFond (1962) 的理论分析和 Shepard 等(1979) 提供的大量资料是一致的: LaFond 指出沉积物搬运方向与内波前进方向相反; 而 Shepard 等的资料也表明, 海底峡谷中内波传播方向以向上方为主, 沉积物搬运方向以向下方为主, 二者相反^[7]。本文主要从海洋物理学角度出发, 用内波波动理论对此结论做出定量解释。

2 内波传播方向与沉积物搬运方向相反的定量解释

2.1 两个不同密度水层界面上内波的传播特征及定量解释

收稿日期: 2011-10-26; 改回日期: 2011-11-01

作者简介: 李琳静(1988-), 女, 矿产普查与勘探专业硕士研究生, 主要从事油藏描述及深水沉积方面的研究工作。

E-mail: lilinjing-2006@163.com

现以内波波理论为基础,对两个不同密度水层界面上内波的传播规律进行定量表征。在不讨论因不稳定而产生湍流的情况下,通常用以下流体动力学基本方程作为研究内波运动的基本方程^[4];

$$\rho = \frac{du}{dt} + \rho F \times u + \nabla P - \rho g = \rho R$$

式中, ρ 、 u 、 p 分别为流体的密度、速度及压强, g 为重力加速度, R 为单位质量流体所受的除重力及地球引起的柯氏力之外的其它一切外力, F 为地球柯氏力向量。

本文通过一个两层密度模型来求解存在于两个不同密度的水层界面上内波的传播特征,对其进行最简单的近似处理,虽然会引入误差,但处理相对简单。为方便计,仅讨论二维问题,将坐标原点置于无波动时的界面处, z 轴垂直向上,波动发生在 xoz 平面上;海底为水平,上下两层厚度分别为 d_1 、 d_2 ,密度分别为 ρ_1 、 ρ_2 (图 1)。在这种模型下,内波是线性的,并将问题局限于纯粹的波动传播问题,除波动外而无其它形式的运动,且不考虑地转作用和其它外力作用。由于在两层模型中,上下层内流体密度均匀,所以除间断面存在浮频率 $N = \infty$ 外,其它地方 $N = 0$,于是在这个两层模型中,内波运动的基本方程简化为:

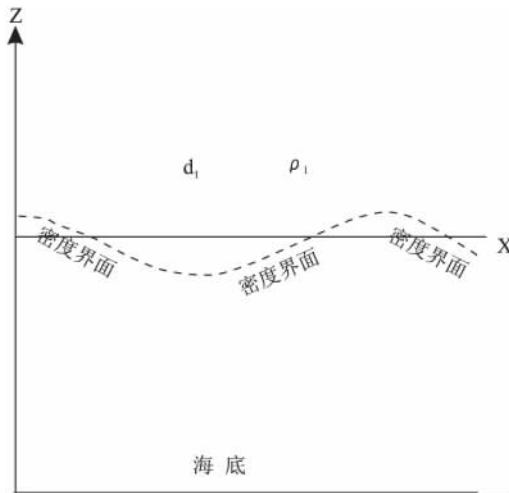


图 1 两层密度分布模型

Fig. 1 Two-layer model showing the distribution of density

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla^2 \omega) = 0 \quad (1)$$

$$\text{令 } \omega \text{ 为 } \omega(x, z, t) = W(z) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (2)$$

$$(k \text{ 为 } x \text{ 方向的波数}, W(z) \text{ 为垂向变化率}) \quad (2)$$

将②代入式①中得 $W(z)$ 应满足的方程

$$W(z) - k^2 W(z) = 0 \quad (3)$$

采用刚性边界条件,在目前的坐标系下,它为

$$W(z = d_1) = 0 \quad (4)$$

$$W(z = -d_2) = 0 \quad (5)$$

另外,在界面处上下层流体质点垂向速度应相等,即

$$W(0_+) = W(0_-) \quad (6)$$

假设 $k_2 > 0$, 上述问题的解为

$$W = \begin{cases} A \sinh[k(d_1 - z)], & (d_1 \geq z \geq 0) \\ B \sinh[k(d_2 + z)], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (7)$$

由式⑥得 A、B 之间的关系式: $A \sinh(kd_1) = B \sinh(kd_2)$

$$\text{即 } B = A \frac{\sinh(kd_1)}{\sinh(kd_2)} \quad (8)$$

将式⑧代入式⑦之第 2 式得

$$W = \begin{cases} A \sinh[k(d_1 - z)], & (d_1 \geq z \geq 0) \\ A \frac{\sinh(kd_1)}{\sinh(kd_2)} \sinh[k(d_2 + z)], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (9)$$

设质点垂向位移为

$$\zeta = Z \exp[i(kx - \omega t)] \quad (z \text{ 为波动振幅}) \quad (10)$$

$$\text{因 } \zeta = \int \omega dt = -\frac{1}{i\omega} W(z) \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\text{所以 } Z(z) = -\frac{W(z)}{i\omega} \quad (11)$$

设界面波动的振幅为 a , 则有

$$a = -\frac{W(0)}{i\omega} = -\frac{A}{i\omega} \sinh(kd_1)$$

$$\text{于是得 } A = -\frac{i\omega a}{\sinh(kd_1)} \quad (12)$$

代入式⑨和⑪后得:

波动振幅 $Z =$

$$\begin{cases} \frac{a}{\sinh(kd_1)} \sinh[k(d_1 - z)], & (d_1 \geq z > 0) \\ \frac{a}{\sinh(kd_2)} \sinh[k(d_2 + z)], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (13)$$

垂向速度 $W =$

$$\begin{cases} -\frac{i\omega a}{\sinh(kd_1)} \sinh[k(d_1 - z)], & (d_1 \geq z > 0) \\ -\frac{i\omega a}{\sinh(kd_2)} \sinh[k(d_2 + z)], & (0 \geq z \geq -d_2) \end{cases} \quad (14)$$

从连续方程得

$$\frac{\partial(u_h)}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial z} = -w' \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\text{令 } u_h(z) = U_h(z) \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\text{则有 } U_h(z) = -\frac{1}{ik} W' \quad (15)$$

即有:

$$U_h(z) = \begin{cases} -\frac{wa}{sh(kd_1)}ch[k(d_1 - z)], & (d_1 \geq z > 0) \\ \frac{wa}{sh(kd_2)}ch[k(d_2 + z)], & (0 \geq z \geq -d_2) \end{cases} \quad (16)$$

最后得:

水平速度 $u_h(z) =$

$$\begin{cases} -\frac{wa}{sh(kd_1)}ch[k(d_1 - z)] \exp[kx - wt], & (d_1 \geq z \geq 0) \\ \frac{wa}{sh(kd_2)}ch[k(d_2 + z)] \exp[kx - wt], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (17)$$

波动位移 $\xi(x, z, t) =$

$$\begin{cases} \frac{a}{sh(kd_1)}sh[k(d_1 - z)] \exp[kx - wt], & (d_1 \geq z \geq 0) \\ \frac{a}{sh(kd_2)}sh[k(d_2 + z)] \exp[kx - wt], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (18)$$

垂向速度 $W =$

$$\begin{cases} -\frac{iwa}{sh(kd_1)}sh[k(d_1 - z)] \exp[kx - wt], & (d_1 \geq z \geq 0) \\ \frac{iwa}{sh(kd_2)}sh[k(d_2 + z)] \exp[kx - wt], & (0 > z \geq -d_2) \end{cases} \quad (19)$$

通过上面推导得到内波传播特征的重要参数,可以看出在这种最简单模型下内波的传播规律(图2)和一些基本物理性质:由式⑬得,波动振幅在界面处有极大值 a ,随着距界面的距离增大,它以双曲正弦形式递减,到自由表面及底面减为零。由⑭得垂向速度的振幅具有同样的变化规律。由于波动振幅代表波动能量的强弱,可以看出内波在传播过程中垂向上的能量随着距界面的距离增大以双曲正弦形式递减,到自由表面及底面减为零。由⑰式可知,水平速度的振幅呈现出“出乎意料”的变化规律:在界面处虽然上下层都具有最大振幅,但其方向相反(界面为水平流速的间断面),随着至界面的距离增大以双曲余弦形式减小,在自由表面及底面它并不为零,所以内波在传播过程中水平方向上的能量随着距界面的距离增大以双曲余弦形式减小,在自由表面及底面它并不为零,于是它在底面传播

时就可以搬运沉积物。若两层流体之水平速度的深度平均值也不相等,则薄层的速度大于厚层的速度,使两层流体的体积通量值相等,方向相反,保持通过从海底的整个截面的通量为零。由式⑱和⑲得,上下层之垂向运动之相位相同。与表面波一样,垂向速度的相位比垂向位移的相位超前 $\pi/2$ 。下层水平流速与垂向位移具有相同的位相,而上层则相反,故在波峰和波谷处具有最大的水平速度而垂向速度则为零,在峰谷间的中点处具有最大的垂向速度,峰前为上升流,峰后为下沉流。通过两个不同密度水层界面上内波传播特征的重要参数($\xi(x, z, t)$, W , $U_h(z)$)及其物理意义为内波传播规律和内波传播方向与沉积物搬运方向之间的关系做出了定量解释与描述(图2)。

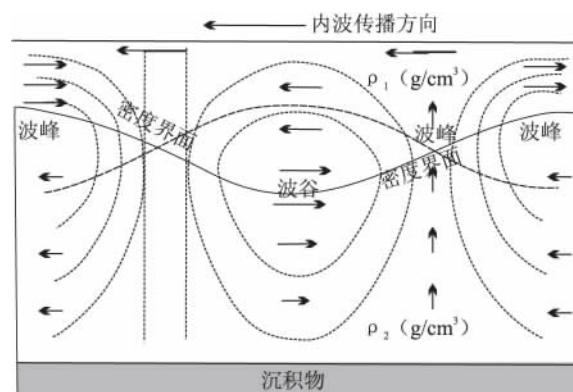


图2 两种密度水层界面上的简单的前进内波的运动情况
Fig. 2 Movement of the progressive internal wave along the water interface of different densities

2.2 结论

在湖泊和半封闭水体中的内波可呈现为驻波,但在海洋中,内波一般表现为前进波。通过上面两个不同密度水层界面上内波的传播特征及定量解释可知:在两种不同密度水层之间的前进波,水运动的理想情况如图2所示。从上下两层不同密度的流体来看,两层流体之水平速度方向相反,流速平均值不相等,薄层的速度大于厚层的速度,使得两层流体的体积通量值相等,保持通过海底的整个截面的通量值为零^[9-11]。波峰处和波谷处水质点的运动方向相反。在密度界面之上,波谷处水的运动方向与内波传播方向相同;波峰处水的运动方向与内波传播方向相反。而在密度界面之下,情况则相反,波峰之下水的运动方向与内波传播方向相同,波谷之下则相反,而波谷相对于波峰更接近于海底,即波谷处截面积较小,故波谷下方的流速较波峰下方的流速大,越容易形成与内波传播相反方向

的单向优势流动,这种单向优势流动搬运沉积物的总趋势与内波的前进方向相反。

对于这种与内波传播方向相反的单向优势流动能否形成,还应考虑内波波动界面(密跃面)与海底沉积物之间的距离^[1]。当内波波动界面与海底沉积物距离很大时,内波对海底沉积物的改造作用是微乎其微的,无足够的能量向内波前进方向的反方向搬运沉积物;随着内波波动界面越接近于海底沉积物,内波引起的底流水平流速越大,形成的与内波传播相反方向的单向优势流动的能量越强。这种单向优势流动的能量强弱也是随着与海底距离的减小而增大的,当与海底距离减小到一定的数值时,此单向优势流动就有足够的能量向内波前进的反方向搬运海底沉积物。所以内波、内潮汐沉积在形成过程中沉积物搬运方向与内波传播方向相反。

3 研究意义

海洋学调查成果说明,内波在海洋内部普遍存在,海底峡谷、沟道和海底斜坡、平台上均可以形成内波沉积。在沉积学方面,起步则较晚,直到1990年高振中等在研究美国阿巴拉契亚山脉中段奥陶系时,才识别出了古代地层中的内波、内潮汐沉积^[6]。此后,中国学者在地层记录中的内波、内潮汐沉积研究方面做了积极的工作,先后在国内的塔里木盆地 TZ30 井^[12]、浙江桐庐^[13]、塔中地区^[14]、西秦岭以及国外的北大西洋洛克海槽东北部等地区的古代地层中发现了内波、内潮汐沉积^[15],取得了一些成果和认识。但并没有及时地将海洋物理学的相关研究成果应用在内波、内潮汐沉积的研究中,对内波、内潮汐沉积特征进行定量分析和解释。

本文及时地海洋物理学中关于内波、内潮汐传播特征的相关研究成果应用在内波、内潮汐沉积的研究中,正确认识内波传播方向与沉积物搬运方向

之间的关系,对于弄清内波、内潮汐沉积特征的形成机理和识别现代海洋和古代地质记录中的内波、内潮汐沉积均具有非常重要的意义。

参考文献:

- [1] LAFOND E C. Internal Waves [C]. Hill M N. The Sea, Volume 1. London: Wiley Interscience, 1962. 731-751.
- [2] 高振中,何幼斌,罗顺社,郭建华. 深水牵引流沉积-内潮汐、内波和等深流沉积研究 [M]. 北京: 科学出版社,1996.
- [3] 何幼斌,王文广. 沉积岩与沉积相 [M]. 北京: 石油工业出版社,2007.
- [4] 方欣华,杜涛. 海洋内波基础与中国海内波 [M]. 青岛: 中国海洋大学出版社,2005.
- [5] 晋慧娟,李育慈,方国庆. 西秦岭古代地层记录中内波、内潮汐沉积及其成因解释 [J]. 沉积学报,2002,20(1): 80-84.
- [6] GAO ZHENZHONG, ERIKSSON K A. Internal-tide deposits in an Ordovician submarine channel: Previously unrecognized facies [J]? Geology, 1991, 19(7): 734-737.
- [7] GAO ZHENZHONG, ERIKSSON K A, HE YUBIN et al. Deep-Water Traction Current Deposits - A Study of Internal Tides, Internal Waves, Contour Currents and Their Deposits [M]. Beijing and New York: Science Press, 1998.
- [8] 王青春,鲍志东,贺萍. 内波沉积中指向沉积构造的形成机理 [J]. 沉积学报,2005,23(2): 255-259.
- [9] 何幼斌,高振中. 内潮汐、内波沉积的特征与鉴别 [J]. 科学通报,1998,43(9): 903-908.
- [10] 徐肇廷. 海洋内波动力学 [M]. 北京: 科学出版社,1999.
- [11] 王青春. 与内潮汐作用方式 [J]. 海洋地质动态,2005,21(12): 10-13.
- [12] 高振中,彭德堂,刘学锋,等. 塔里木盆地 TZ30 井中上奥陶统内潮汐沉积 [J]. 江汉石油学院学报,1996,18(4): 9-14.
- [13] 何幼斌,高振中,李建明,等. 浙江桐庐晚奥陶世内潮汐沉积 [J]. 沉积学报,1998,16(1): 1-7.
- [14] 高振中,何幼斌,张兴阳,等. 塔中地区中晚奥陶世内波、内潮汐沉积 [J]. 沉积学报,2000,18(3): 400-407.
- [15] 张兴阳,高振中,姚雪根. 北大西洋洛克海槽东北部内波沉积 [J]. 沉积学报,1999,17(3): 464-472.
- [16] 佟彦明,何幼斌,朱光辉. 内波、内潮汐沉积类型及其油气意义 [J]. 海相油气地质,2006,12(2): 39-45.

Quantitative explanation of the opposite direction of internal wave propagation and sediment transport during the formation of internal wave and internal tide deposits

LI Lin-jing

(1. *Key Laboratory of Oil and Gas Resources and Exploration Technology under the Ministry of Education, Yangtze University, Jingzhou 434023, Hubei, China*; 2. *School of Geosciences, Yangtze University, Jingzhou 434023, Hubei, China*)

Abstract: LaFond et al. (1962) advocated the opposite direction of internal wave propagation and sediment transport during the formation of internal wave and internal tide deposits. In the light of the fluctuation theory of internal wave and the marine physics, the present paper gives a quantitative explanation of the propagation of the internal wave by formulating the fluctuation equations of two-layer model on the water interface of different densities. According to the expression of quantitative explanation, when internal wave travels along the two-layer water interface of different densities, the horizontal directions are opposite between the two-layer internal waves, which keep the circulation quantity across the seafloor to be zero. Under the density interface, the moving direction of internal wave at wave trough is opposite to the progressive direction. Compared with the wave crest, the wave trough is closer to submarine, and the section at wave trough is smaller. Therefore the velocity under the wave trough is faster than that under the wave crest. This may easily cause the unidirectional superior flow in the opposite direction with the internal wave progression and the overall trend of the sediment transported by the unidirectional superior flow is in the opposite direction to the progression of internal wave.

Key words: internal wave; internal tide deposits; density interface; unidirectional superior flow; wave trough; wave crest