

<http://www.geojournals.cn/georev/ch/index.aspx>

科技述评

激浪流及其发生

——海岸地貌学基本理论问题之一

张希聪 吴祈贤

激浪流及其发生是海岸地貌学的基本理论问题之一。众所周知,当波浪到达海岸带水下岸坡浅水区的破浪点时,继波浪破碎而产生海水水体迎岸坡向上运动的水流,称为激浪流。激浪流虽然也具有波浪的外形,但实际上已摆脱了波浪运动的一般规律。正是它异于一般的波浪,故有的称其拍岸浪,有的称其为涛。理论上,又因为激浪流的发生与海岸带水下岸坡的泥沙的纵向运动密切相关,所以,对它的观察、研究虽早已开始,但是,由于没有注意到波浪进入浅水区后所发生的波能转换过程比较复杂,故对激浪流发生时的原动力得不到较为科学的解析。尤其是北京大学等七校地理系《地貌学》^[1]编者,不仅仍束缚于五十年代苏联B. II. 曾科维奇那种传统的简单的力的观点来讨论激浪流的发生,并错误地提出:“在惯性力作用下(发生)沿坡向上的(是激浪流)进流”的理论。这显然是不符合力学的基本原理的。无需赘述,所谓惯性力即为非惯性系统内所设想的力,这种设想的力是难以成为发生迎坡向上的进流的动力的。以下我们以能量转换的方式来讨论激浪流的发生。

当波浪运动进入浅水区后,若考虑到湍流的耗散效应,已知平均总能量守恒方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \tilde{U}_a \tilde{M}_a + \frac{1}{2} \rho g (h^2 - d^2) \right. \\ & \left. - \frac{M_a^2}{2\rho(d+h)} + E \right\} + \frac{\partial}{\partial x_a} \left\{ \tilde{M}_a \left(\frac{1}{2} \tilde{U}_a^2 + gh \right) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \tilde{U}_a \frac{M_a^2}{\rho(d+h)} + U_a E + F_a + F_a + U_a + S_{a\beta} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (1)^*$$

而一个振动运动的能量平衡方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ E - \frac{M_a^2}{2\rho(d+h)} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_a} \left\{ U_a E + F_a \right. \\ & \left. - \frac{\tilde{U}_a M_a^2}{2\rho(d+h)} \right\} + S_{a\beta} \frac{\partial U_\beta}{\partial x_a} = -\varepsilon \end{aligned} \quad (2)$$

由(1)减(2)便求得平均流动的能量平衡方程(考虑到粘性效应)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \tilde{U}_a \tilde{M}_a + \frac{1}{2} \rho g (h^2 - d^2) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_a}$$

$$\left\{ \tilde{M}_a \left(\frac{1}{2} \tilde{U}_a^2 + gh \right) \right\} + U_\beta \frac{\partial S_{a\beta}}{\partial x_a} = U_a \tau_a \quad (3)$$

现在令 ζ 表示流体元的垂直位移(以向上为正)、自由表面处 $Z = \zeta$,水底 $Z = -d$,平均水平面 $\bar{\zeta} = h$,我们就可以求得平均流动的动量为:

$$\hat{M}_a = \int_{-d}^{\zeta} \rho U_a dZ = \rho U_a (d+h) \quad (1')$$

波动的动量为:

$$M_a = \int_{-d}^{\zeta} \rho u'_a dZ \quad (2')$$

单位面积上的总水平动量为:

$$\tilde{M}_a = \hat{M}_a + M_a \quad (3')$$

平均输送速度为:

$$\tilde{U}_a = \frac{\tilde{M}_a}{\rho(d+h)} = U_a + \frac{M_a}{\rho(d+h)} \quad (4')$$

非定常运动所产生的额外动量通量张量 $S_{\beta a}$ 为:

$$\begin{aligned} S_{a\beta} = & \int_{-d}^{\zeta} (\rho u'_a u'_\beta + p \delta_{a\beta}) dZ - \frac{1}{2} \rho g (d+h)^2 \delta_{a\beta} \\ & - \frac{M_a M_\beta}{\rho(d+h)} \end{aligned} \quad (5')$$

单独由振动产生的平均能量通量为:

$$F = \rho \int_{-d}^{\zeta} u'_a \left\{ \frac{1}{2} u'^2 + g(Z-h) + p/\rho \right\} dZ \quad (6')$$

这样,我们就可以从连续方程:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (7')$$

动力学基本方程:

$$-\rho \vec{g} \cdot \vec{u} = \rho g \frac{d\zeta}{dt} \quad (8')$$

1) 《地貌学》指北京大学、南京大学、上海师范大学、兰州大学、杭州大学、西北大学和中山大学等七校地理系所合编,由人民教育出版社1978年出版、多次印刷的高等学校教科书。

* 我们知道速度场 $\vec{u}$ 可以看作是平均部分与振动部分之和,即 $\vec{u} = \vec{U} + \vec{u}'$ 。

本文1985年10月收到,1986年2月改回,罗正华编辑。

以及相对于转动着的地球为静止坐标系的动量方程:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \rho \vec{\Omega} \times \vec{u} + \nabla p - \rho \vec{g} = \vec{f} \quad (9')$$

推导出平均总能量守恒方程式(1)。式中的下脚标 α 和 β 分别等于1和2。且(1)式 E 为非定常运动的能量密度。

方程式(3)的各项分别表示平均运动的动能和势能的时间变化率,平均流动能量的通量,以及反抗振荡运动与界面应力所作的功的功率。反映了动能与势能的变化关系。但是,在波浪破碎的前后,波场开始混乱,其能量的转换过程远远复杂得多,复杂情况之一可从下列事实看出:即当波浪进入浅水区时,特别在

另外,此时可形成从海向陆的倾斜海面。同时,在波面上的某些流体元在相当于波浪传播方向上,具有相对速度。所以,有可能使有些流体元以小水滴的形式向前飞出,就发生了波浪破碎,这时由于重力作用,水体下落,除了部分能量损耗外,其余能量均转为动能,根据能量守恒,即有:

$$E_{\text{势}} = E_{\text{动}} + E_{\text{损耗}}$$

这样的动能向四周辐散,而其中一部分对近岸水体做功,压迫水体向海岸流动,就发生了激浪流。由此可见,上述使水体做功的力,就是激浪流的进流的动力,记作 F 。

显然,每当某一次激浪流运动开始时, F 值很大,但随着运动的延续和能量的消耗,进流推力 F 逐渐变小,乃至为零。 F 的方向大致与

当地海岸线(带)附近的波向线相同。同时,发生激浪流运动时,由于湍流及海底的摩擦,不仅 F 变小,而且有部分水流沿岸坡返回向海的回流。引起这一回流的力是前进水质点的自身重力的切向分量,其大小不变,而方向恒为沿坡切向而向海。所以,每一次激浪流的发生,都是存在着迎岸坡向上的进流和顺岸坡向下的回流。进流开始于该次激浪流的发生,结束于主要因湍流使激浪流的能量耗尽时。而回流贯穿于该次激浪流运动的全过程。仅当在激浪流运动发生的初期,由于动能很大, F 也很大,而构成回流的水质点集合体很小,使回流不显著而已;当运动末期,能量全部耗尽,回流的形式就显得清晰。于是,也就完成了激浪流运动的某一次的发生过程。

参 考 文 献

- [1] Philips, O. M., 1977, The dynamics of the upper ocean. Syndics of the Cambridge University Press. Second edition, pp. 71—86.
- [2] 前田明夫, 1983, 海洋译丛, 第三期, 第26页。
- [3] 程守株、江之永, 1978, 普通物理学。第70页, 117页, 人民教育出版社。
- [4] 北京地质学院, 1961, 地貌学等第四纪地质学。第116页, 中国工业出版社。

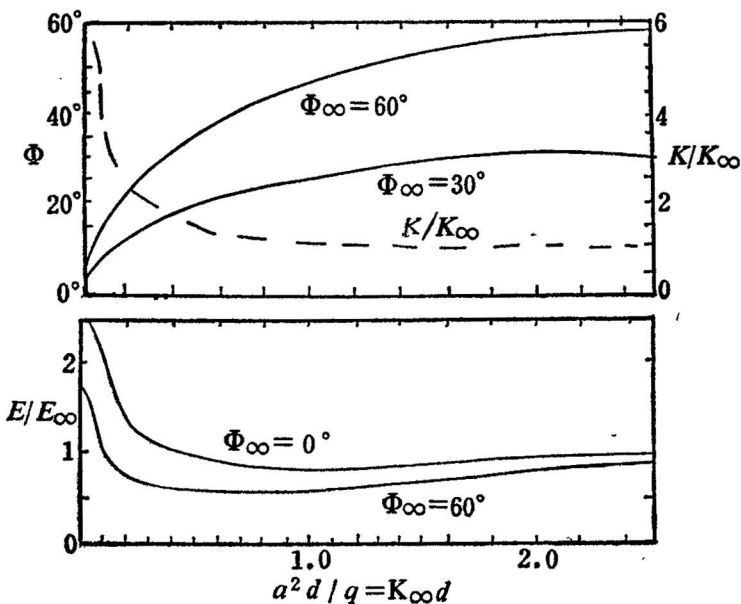


图 1 当波动向岸传播时,入射角 Φ 、当地波数 K 和能量密度 E 随水深的变化

上图纵座标为 Φ (左侧)和 K/K_{∞} (右侧);下图纵座标为 E/E_{∞} ;横座标上下图均为 $a^2 d/q = K_{\infty} d$;

破浪点(带)附近,波高和波长都有显著的变化,对应地水质点运动轨迹也发生变化,使得局部能密度有突发性增加,使波的前锋不断发生变陡的现象,从而很快地导致波浪的倒卷,这时动能也逐渐转为势能,而且随着水深的减小,势能也越来越大。图1^[1]从理论上反映了这一转换关系。图中当地的波数 K 、入射角 Φ 和能量密度 E 均为当地水深 d 的函数。随着水深之减小,且当 $\Phi \rightarrow 0$ 时, E/E_{∞} 值也变小,则势能变大。