

波浪剩余动量流垂向分布研究

郑金海, 严以新, 彭世银

(淮海大学港口航道及海岸工程学院, 江苏南京 210098)

摘要 将垂向考察区域分为波谷以下部分、波谷至平均水面部分以及平均水面以上部分, 应用线性波理论, 分段推求波浪剩余动量流沿水深分布函数. 建立任意波向角时波浪剩余动量流各分量的计算表达式, 给出深水及浅水条件下的渐近表达式, 探研波浪剩余动量流的垂向分布情况. 取波向角为 30° 分别计算深水、过渡水深及浅水条件下波浪剩余动量流的垂向分布. 结果表明, 波浪剩余动量流各分量沿水深并非均匀分布, 而且各分量分布情况不尽相同; 从波面到海底, 存在反向变化的现象; 浅水条件下, 波谷以下部分所占比例相当可观. 计算成果与实测资料和研究分析结果是一致的.

关键词 线性波理论; 波浪剩余动量流; 垂向分布

中图分类号: P731.22 文献标识码: A 文章编号: 1000-198X(2000)01-0008-06

自从 60 年代提出波浪剩余动量流的基本概念以来, 海洋波浪流体力学中许多课题的研究因此而取得重大突破^[1]. 然而, 30 多年来大多沿用与水深无关的表达式, 没有能够真实地反映近岸水动力环境的垂直结构状况, 也严重制约波流相互作用三维数学模型的开发和应用, 影响到近岸传热传质过程的研究. 本文在回顾波浪剩余动量流的应用和研究的基础上, 应用线性波理论, 分段推求波浪剩余动量流沿水深分布函数, 探研波浪剩余动量流的垂向分布情况.

1 波浪剩余动量流的应用和研究背景

总的能够说明波浪对水体激起应力机制的概念是由 Longuet-Higgins 和 Stewart 在 60 年代提出的^[2], 他们在牛顿流体力学定理和速度沿水深均匀分布的基础上, 将波浪剩余动量流定义为由于波浪现象而产生的动量超通量, 又称为辐射应力.

利用有限均匀水深二维线性波动解得到的波浪剩余动量流表达式形式简单、计算方便、概念清楚, 所以在近岸波生流、波浪增水和波浪减水、破波带内底部反向流、波流相互作用、海岸河口泥沙问题、海岸碎波拍及岸滩演变的研究中得到广泛的应用, 并取得良好的效果.

几十年来, 许多海岸工程研究人员试图更深入地探讨并进一步完善波浪剩余动量流的计算方法. 为了考虑有限振幅的影响, James 结合三阶 Stokes 波和椭圆余弦波理论, 计算波浪剩余动量流向岸方向主分量的变化^[3]. 孔亚珍等人对不规则波辐射应力场进行研究, 以改善不规则波生流的计算精度^[4]. 值得一提的是上述研究仍是基于平面二维波动状况. Borekci 提出波浪剩余动量流向岸方向主分量的沿水深分布公式, 并用于求解破波带内平均剪应力和欧拉速度分布, 尽管未经实验验证, 但从计算成果可以得出定性解释^[5]; 可是, 却未能进一步探讨波浪剩余动量流张量沿水深的变化情况.

关于波浪剩余动量流的研究和应用, 经过几十年的积累, 取得了一系列的成果, 并且在解释一些海岸动力现象中取得了满意的效果, 但仍有许多问题亟待研究. 其中重要的一个方面是研究波浪剩余动量流垂向分布情况, 这对进一步研究破波带内底部反向流、离岸水下沙坝的成因以及波浪对水流垂向结构和相关传热传质过程的影响等都有重要意义^[6].

2 波浪剩余动量流沿水深分布函数

假设波周期为 T 取 xoy 平面在平均水面 (MWL) 上, x 轴表示离岸方向, y 轴表示顺岸方向, z 轴垂直向上, 建立笛卡尔坐标系. 在推求波浪剩余动量流沿水深的分布函数时, 将考察区域分为波谷以下部分、波谷至平均水面部分以及平均水面以上部分, 如图 1 所示.

2.1 波浪剩余动量流向岸方向的主分量

将波浪剩余动量流定义为总动量流的时均值和没有波浪作用时的静水压力之差. 用分段函数 $S_{xx}(z)$ 表示各考察区域内波浪剩余动量流在向岸方向的主分量, 则有

$$S_{xx}(z) = (\overline{p_z} + \rho \overline{u_w^2}) - p_0 \quad (1)$$

式中: p_z ——波浪压强; p_0 ——静水压强, $p_0 = -\rho g z$; ρ ——水体密度; u_w —— x 方向的波浪水质点速度分量.

假设波浪传播方向与 x 轴一致, 根据线性化的 Benoulli 方程, 可得微幅波场内任一点的波浪压强, 即

$$p_z = \bar{p}_z + p_d \quad (2)$$

式中: $\bar{p}_z$ ——时均波浪压强; p_d ——波浪动水压力.

我们知道, 在任一点的垂直动量流的时平均值必须等于该点以上单位水柱体重量的时平均值, 又因为平均水面在 $z = 0$ 处, 故有

$$\overline{p_z} + \rho \overline{u_w^2} = -\rho g z = p_h \quad (3)$$

式中: p_h ——有波动时的静水压强; u_w —— z 方向的波浪水质点的速度分量.

综合 (1) (2) (3) 式, 可得

$$S_{xx}^0(z) = \overline{(\rho(u_w^2 - w_w^2) + (p_d + p_h - p_0))} \quad (4)$$

式中上标 0 表示波浪传播方向与 x 轴一致.

那么, 在不同的考察区域, 各分段函数可表示为

$$S_{xx}^{01}(z) = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} [\rho(u_w^2 - w_w^2) + p_d] dt \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (5)$$

$$S_{xx}^{02}(z) = \frac{2}{T} \left\{ \int_0^{t'} [\rho(u_w^2 - w_w^2) + (p_d + p_h)] dt - \int_0^{T/2} p_0 dt \right\} \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (6)$$

$$S_{xx}^{03}(z) = \frac{2}{T} \int_0^{t'} [\rho(u_w^2 - w_w^2) + (p_d + p_h)] dt \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (7)$$

其中

$$t' = \frac{1}{\sigma} \cos^{-1} \left(\frac{2z}{H} \right)$$

根据势流理论, 微幅波的速度场为

$$u_w = \frac{\sigma H}{2} \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (8)$$

$$w_w = \frac{\sigma H}{2} \frac{\sinh k(z+h)}{\sinh kh} \sin(kx - \sigma t) \quad (9)$$

$$\text{波浪动水压力为} \quad p_d = \rho g \frac{H}{2} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (10)$$

可以得到波浪剩余动量流向岸方向的主分量的分布函数为

$$S_{xx}^{01}(z) = \frac{2Ek}{\sinh 2kh} \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (11)$$

$$S_{xx}^{02}(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H1} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (12)$$

$$S_{xx}^{03}(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H1} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (13)$$

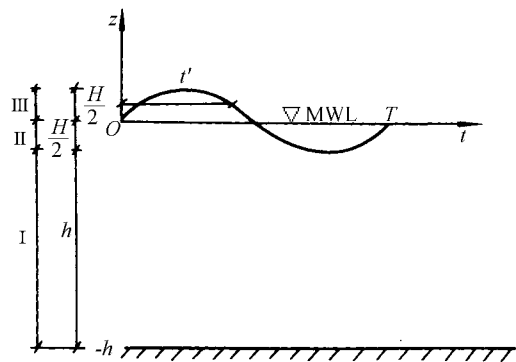


图 1 波浪剩余动量流沿水深分布函数分区示意图

Fig. 1 Definition sketch and the domains of vertical distribution of wave-induced excess momentum fluxes

其中

$$S_{V\lambda}(\frac{2z}{H}) = \cos^{-1}(\frac{2z}{H}) + (\frac{2z}{H})\sqrt{1 - (\frac{2z}{H})^2} \cosh 2k(h+z)$$

$$S_{H\lambda}(\frac{2z}{H}) = \sqrt{1 - (\frac{2z}{H})^2} + (\frac{2z}{H})[\pi - \cos^{-1}(\frac{2z}{H})]$$

$$S_{H\lambda}(\frac{2z}{H}) = \sqrt{1 - (\frac{2z}{H})^2} - (\frac{2z}{H})\cos^{-1}(\frac{2z}{H})$$

将各分段函数积分求和,有

$$S_{xx}^0 = \sum_i \int S_{xx}^0(z) dz = \int_{-h}^{-H/2} S_{xx}^{01}(z) dz + \int_{-H/2}^0 S_{xx}^{02}(z) dz + \int_0^{H/2} S_{xx}^{03}(z) dz = E(2n - 0.5) \quad (14)$$

式中: E ——单位面积水柱在一个波周期中所具有的平均波能, $E = \frac{1}{8} \rho g H^2$; n ——波能传递率, $n = \frac{1}{2}(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh})$.

结果与文献[1]中波浪传播方向与 x 轴一致时的波浪剩余动量流在 x 方向上的主分量是一样的.

2.2 波浪剩余动量流顺岸方向的主分量

用分段函数 $S_{yy}(z)$ 表示各考察区域波浪剩余动量流顺岸方向的主分量,有

$$S_{yy} = \overline{(p_z + pw_w^2) - p_0} \quad (15)$$

假设波浪传播方向与 x 轴一致,则有

$$S_{yy}^0(z) = \overline{-\rho w_w^2 + (p_d + p_h - p_0)} \quad (16)$$

式中上标 0 表示波浪传播方向与 x 轴一致.

那么,在不同考察区域,各分段分布函数可表示为

$$S_{yy}^{01}(z) = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} [-\rho w_w^2 + p_d] dt \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (17)$$

$$S_{yy}^{02}(z) = \frac{2}{T} \int_0^{t'} [(-\rho w_w^2) + (p_d + p_h)] dt - \int_0^{T/2} p_0 dt \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (18)$$

$$S_{yy}^{03}(z) = \frac{2}{T} \int_0^{t'} [(-\rho w_w^2) + (p_d + p_h)] dt \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (19)$$

将(9)及(10)代入式(17)~(19),得到波浪剩余动量流顺岸方向主分量的分段函数

$$S_{yy}^{01}(z) = -\frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\sinh 2kh} \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (20)$$

$$S_{yy}^{02}(z) = -\frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda}(\frac{2z}{H}) + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda}(\frac{2z}{H}) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (21)$$

$$S_{yy}^{03}(z) = -\frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda}(\frac{2z}{H}) + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda}(\frac{2z}{H}) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (22)$$

其中

$$S_{V\lambda}(\frac{2z}{H}) = \cos^{-1}(\frac{2z}{H}) + (\frac{2z}{H})\sqrt{1 - (\frac{2z}{H})^2}$$

将各分段函数积分求和,有

$$S_{yy}^0 = \sum_i \int S_{yy}^0(z) dz = \int_{-h}^{-H/2} S_{yy}^{01}(z) dz + \int_{-H/2}^0 S_{yy}^{02}(z) dz + \int_0^{H/2} S_{yy}^{03}(z) dz = E(n - 0.5) \quad (23)$$

结果与文献[1]中波浪传播方向与 x 轴一致时的波浪剩余动量流在 y 方向上的主分量是一样的.

2.3 波浪剩余动量流向岸方向的顺岸分量

波浪剩余动量流向岸方向的顺岸分量的分段函数 $S_{xy}(z)$ 可表示为

$$S_{xy}(z) = \overline{\rho u_w v_w} \quad (24)$$

如果波浪传播方向与 x 轴一致,因为 y 方向的波浪水质点速度分量 $v_w = 0$,此时 $S_{xy}^0(z) = 0$,结果与文献

[1]中波浪传播方向与 x 轴一致时的波浪剩余动量流在垂直于 x 轴平面上的切向分量是一样的.

2.4 任意波向角时波浪剩余动量流张量

如果波浪传播方向与 x 轴一致,波浪剩余动量流的垂向分布的张量形式可表示为

$$S_{ij}^0(z) = \begin{bmatrix} S_{xx}^0(z) & S_{xy}^0(z) \\ S_{yx}^0(z) & S_{yy}^0(z) \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} S_{xx}^{01}(z) & 0 \\ 0 & S_{yy}^{01}(z) \end{bmatrix} & -h \leq z \leq -H/2 \\ \begin{bmatrix} S_{xx}^{02}(z) & 0 \\ 0 & S_{yy}^{02}(z) \end{bmatrix} & -H/2 \leq z \leq 0 \\ \begin{bmatrix} S_{xx}^{03}(z) & 0 \\ 0 & S_{yy}^{03}(z) \end{bmatrix} & 0 \leq z \leq H/2 \end{cases} \quad (25)$$

式中 $S_{xx}^{01}(z)$, $S_{xx}^{02}(z)$, $S_{xx}^{03}(z)$ 及 $S_{yy}^{01}(z)$, $S_{yy}^{02}(z)$, $S_{yy}^{03}(z)$ 的计算表达式分别为式(11) & (12) & (13) 及 (21) & (22) & (23)。

当波向角为任意角 α 时, 可以通过欧拉坐标变换法进行计算, 即

$$S_{ij}(z) = AS_{ij}^0(z)A^T \quad (26)$$

式中 A 是方向矩阵,

$$A = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (27)$$

于是

$$S_{xx}^1(z) = \frac{2Ek}{\sinh 2kh} \cos^2 \alpha - \frac{2Ek}{\sinh 2kh} \sinh^2 k(h+z) \sin^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (28)$$

$$S_{xx}^2(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha - \frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (29)$$

$$S_{xx}^3(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha - \frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (30)$$

$$S_{yy}^1(z) = \frac{2Ek}{\sinh 2kh} \sin^2 \alpha - \frac{2Ek}{\sinh 2kh} \sinh^2 k(h+z) \cos^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (31)$$

$$S_{yy}^2(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha - \frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (32)$$

$$S_{yy}^3(z) = \frac{2Ek}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha - \frac{2Ek \sinh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (33)$$

$$S_{xy}^1(z) = \frac{Ek}{\sinh 2kh} \cosh^2 k(h+z) \sin 2\alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (34)$$

$$S_{xy}^2(z) = \frac{Ek \cosh^2 k(h+z)}{\pi \sinh 2kh} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin 2\alpha \quad -H/2 \leq z \leq H/2 \quad (35)$$

$$\text{深水条件} (h > L/2) \text{下, 有} \quad \cosh 2kh \approx \sinh 2kh \approx \frac{e^{2kh}}{2} \quad (36)$$

$$S_{xx}^1(z) = -Ek e^{2kz} \sin^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (37)$$

$$S_{xx}^2(z) = \frac{2Ek}{\pi} e^{2kz} \left\{ \left(\frac{2z}{H} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2z}{H} \right)^2} \right\} \cos^2 \alpha - \frac{Ek}{\pi} e^{2kz} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (38)$$

$$S_{xx}^3(z) = \frac{2Ek}{\pi} e^{2kz} \left\{ \left(\frac{2z}{H} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2z}{H} \right)^2} \right\} \cos^2 \alpha - \frac{Ek}{\pi} e^{2kz} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (39)$$

$$S_{yy}^1(z) = -Ek e^{2kz} \cos^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (40)$$

$$S_{yy}^2(z) = \frac{2Ek}{\pi} e^{2kz} \left\{ \left(\frac{2z}{H} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2z}{H} \right)^2} \right\} \sin^2 \alpha - \frac{Ek}{\pi} e^{2kz} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (41)$$

$$S_{yy}^3(z) = \frac{2Ek}{\pi} e^{2kz} \left\{ \left(\frac{2z}{H} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2z}{H} \right)^2} \right\} \sin^2 \alpha - \frac{Ek}{\pi} e^{2kz} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (42)$$

$$S_{xy}^1(z) = \frac{1}{2} Ek e^{2kz} \sin 2\alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (43)$$

$$S_{xy}^2(z) = \frac{1}{2} \frac{Ek}{\pi} e^{2kz} S_{V\lambda} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin 2\alpha \quad -H/2 \leq z \leq H/2 \quad (44)$$

$$\text{浅水条件} (h < L/20) \text{下, 有} \quad \cosh 2kh \approx 1 \quad \sinh 2kh \approx 2kh \quad (45)$$

$$S_{xx}^1(z) = \frac{E}{h} \cos^2 \alpha - \frac{Ek^2}{h} (h+z)^2 \sin^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (46)$$

$$S_{xx}^2(z) = \frac{E}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha - \frac{Ek^2(h+z)^2}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H3} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (47)$$

$$S_{xx}^3(z) = \frac{E}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha - \frac{Ek^2(h+z)^2}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H3} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (48)$$

$$S_{yy}^1(z) = \frac{E}{h} \sin^2 \alpha - \frac{Ek^2}{h} (h+z)^2 \cos^2 \alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (49)$$

$$S_{yy}^2(z) = \frac{E}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha - \frac{Ek^2(h+z)^2}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H3} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad -H/2 \leq z \leq 0 \quad (50)$$

$$S_{yy}^3(z) = \frac{E}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin^2 \alpha - \frac{Ek^2(h+z)^2}{\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \cos^2 \alpha + \frac{\rho g H}{2\pi} S_{H3} \left(\frac{2z}{H} \right) \quad 0 \leq z \leq H/2 \quad (51)$$

$$S_{xy}^1(z) = \frac{E}{2\pi h} \sin 2\alpha \quad -h \leq z \leq -H/2 \quad (52)$$

$$S_{xy}^2(z) = \frac{E}{2\pi h} S_{V1} \left(\frac{2z}{H} \right) \sin 2\alpha \quad -H/2 \leq z \leq H/2 \quad (53)$$

3 讨 论

从波浪剩余动量流各分量沿水深分布函数的表达式可以看出,由于波浪动水压力是单频余弦函数,取一个波周期时间平均为零,所以波谷以下部分波浪剩余动量流完全是由波浪水质点速度场所致,而波谷以上部分,则由波浪水质点速度场和波动压力场共同作用所致。

假设波向角为 30°,以无量纲量 $2z/H$ 为纵坐标,无量纲量 $S_{ij}^i(z)h/E$ 为横坐标,取深水情况($h/L=1$, $H/L=0.0064$)、过渡水深情况($h/L=0.25$, $H/L=0.025$)及浅水情况($H/h=0.78$)为例进行计算,波浪剩余动量流的各分量沿水深分布情况如图 2 所示。

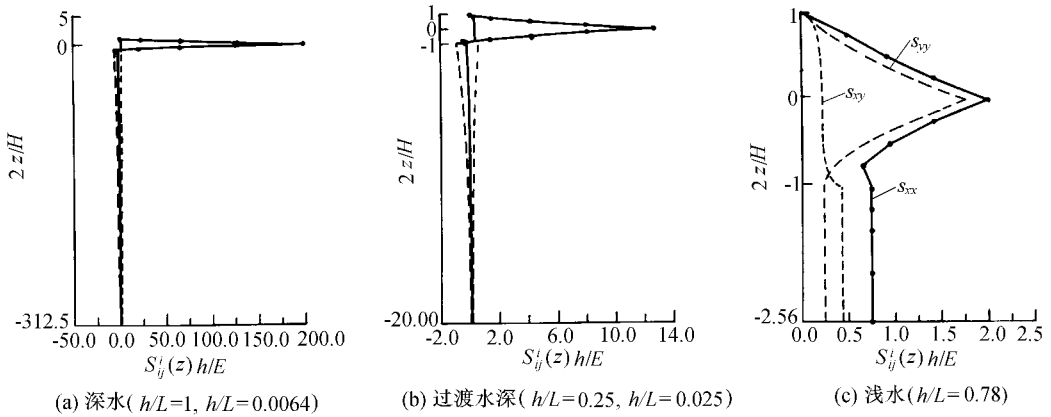


图 2 波浪剩余动量流沿水深分布情况

Fig.2 Vertical distribution of wave-induced excess momentum fluxes

从图 2 中可以看出,波浪剩余动量流各分量的作用位置并不在水体的重心处。从波面到平均水面线,波浪剩余动量流的向岸方向与顺岸方向的主分量的分布,由零逐渐增至最大;从平均水面线到波谷,则逐渐减小。在深水及过渡水深条件下,甚至出现负值;波谷以下部分,随着水深变浅,所占比例愈来愈大。在深水及过渡水深条件下,波谷以下部分先从负值增大为正值,然后再减小至零;浅水条件下,则均为常数。波浪剩余动量流向岸方向的顺岸分量则有所不同,从波面到波谷位置,该量从零逐渐增至最大;波谷以下部分,该量在深水及过渡水深条件下,又逐渐减小,而浅水条件下,则为常数;与主分量相同的是,随着水深变浅,波谷以下部分切向分量所占的比例愈来愈大。在浅水条件下,由于波浪破碎等原因,波高与水深是同阶量,波浪速度场导致的波谷以下部分动量流所占的比例十分可观。

图 2 表明,波浪剩余动量流各分量的垂向分布在不同水深条件,以及不同波浪要素情况下,具有不同的分布情况。尤为值得注意的是,从波面到海底,波浪剩余动量流各分量的垂向分布有反向变化的趋势,这是因为波浪水质点的水平速度与垂直速度分量之差发生变化,其中水平速度的变化是主要因素。这与以往的波浪剩余动量流各分量的表达式与水深无关,在应用中认为沿水深均匀分布,显然不一样。尽管沿水深积分可以

得到经典的辐射应力张量表达式 ,但是必须关注波浪剩余动量流各分量的垂向分布 .

Borekci 认为 ,因为向岸动量流主分量的垂向分布中 ,作用于水体上的力并不位于水体重心 ,所以会产生动量矩 .在浅水条件下 ,该矩的方向和作用在水体重心处的力及平均水面附近的力相平衡 ,导致相应的离岸方向底流 ,这可用来阐明平行海岸线的沙坝的成因^[5] .

Stive 和 Wind 由试验测得速度场及波面过程线 ,并推导出辐射应力场和动水压力场 ,他们认为 $\overline{\rho u_w^2}$ 项对于波谷以上部分的动量流贡献最大^[7] .从本文所推导的表达式中也可以得出这个结论 .

Svendsen 在研究破波带内的质量流和底部反向流时 ,认为正是由于向岸动量流主分量 S_{xx} 垂向分布的影响 ,必须有紊动剪切应力来平衡作用于水体上的作用力 .然后 ,又从力的平衡原理出发 ,用经验方法取其系数 ,提出求解底部反向流的垂向分布情况的方法 ,解释底部反向流的形成机理^[8] .

4 结 语

波浪剩余动量流对研究和解释海岸动力现象有重要作用 ,但是多年来大多沿用与水深无关的表达式 ,严重制约了近岸水动力环境的深入研究 .本文将垂向考察区域分为波谷以下部分、波谷至平均水面部分以及平均水面以上部分 ,应用线性波理论 ,分段推求波浪剩余动量流沿水深分布函数 ,建立了任意波向角时波浪剩余动量流各分量的计算表达式 ,给出了深水及浅水条件下的渐近表达式 ,探研波浪剩余动量流的垂向分布情况 .综上所述 ,本文为波流相互作用三维数学模型的开发和应用提供了条件 .

参考文献 :

[1] 陈士荫 ,顾家龙 ,吴宋仁 .海岸动力学 .第 2 版 [M] .北京 :人民交通出版社 ,1988 .103 ~ 107 .
[2] Longuet-Higgins M S ,Stewart R W .Radiation stresses in water waves :a physical discussion with application[J] .Deep Sea Res ,1964 ,11(5) :529 ~ 562 .
[3] James I D .Nonlinear waves in the nearshore region :shoaling and setup[J] .Estuarine Coastal Mar Sci ,1974 ,6(2) :207 ~ 334 .
[4] 孔亚珍 ,史峰岩 ,丁平兴 .随机波辐射应力场的数值计算[A] .见 :中国海洋工程学会主编 .第八届全国海洋工程学术讨论会暨 1997 海峡两岸港口及海岸开发研讨会论文集 [C] .北京 :海洋出版社 ,1997 .747 ~ 751 .
[5] Borekci O S .Distribution of Wave-induced momentum fluxes over depth and application within the surf zone[D] [Dissertation] .Newark :Univ of Delaware ,1982 .
[6] 郑金海 .波浪剩余动量流的垂向分布及其在波流相互作用三维数值模拟中的应用[D] [学位论文] .南京 :河海大学 ,1998 .
[7] Stive M J F ,Wind H G .A study of radiation stress and setup in the nearshore region[J] .Coastal Engineering ,1982 ,8(1) :1 ~ 25 .
[8] Svendsen I A .Mass flux and undertow in surf zone[J] .Coastal Engineering ,1984 ,8(4) :347 ~ 365 .

Vertical Distribution of Wave-induced Excess Momentum Fluxes

ZHENG Jin-hai ,YAN Yi-xin ,PENG Shi-yin

(College of Harbor ,Waterway and Coastal Engineering ,Hohai Univ . ,Nanjing 210098 ,China)

Abstract :By use of the linear wave theory ,the vertical distribution of the wave-induced excess momentum fluxes is developed .The development is carried out separately for regions above the mean water level ,between the wave trough and the mean water level ,and below the wave trough .The computational expressions are presented of the vertical distribution of the wave-induced excess momentum fluxes at the arbitrary wave angle and of their asymptotic forms for deep and shallow water .The vertical distribution is calculated of the wave-induced excess momentum fluxes at various water depths .Results indicate that the distribution of the wave-induced excess momentum fluxes over depth is non-uniform and the contributions of the component below the wave trough to the total momentum fluxes become considerable in shallow water .Conclusions are in conformity with the available experimental or analytical results .

Key words :linear wave theory ;wave-induced excess momentum fluxes ;vertical distribution