



CSTAM 2012-B03-0054

**非线性波作用下浮泥界面运动特性的研究**

刘杰斌，周济福

中国科学院力学研究所环境力学实验室

第七届全国流体力学学术会议

2012年11月12—14日 广西·桂林

# 非线性波作用下浮泥界面运动特性的研究<sup>1)</sup>

刘杰斌\*, 周济福<sup>+, 2)</sup>

\* (中国科学院力学研究所环境力学重点实验室, 北京海淀区 100190)

+ (中国科学院力学研究所环境力学重点实验室, 北京海淀区 100190)

**摘要** 浮泥是河口、海岸地区的常见现象, 具有高度的流动性, 其流变行为近似宾汉体。浮泥对于航道淤塞、港口淤积有重要影响。研究浮泥的运动及其与上覆水体间界面的稳定性对于港口维护和航道疏浚具有重要意义。以往的研究多限于单向水流和线性波对浮泥的作用。本文采用数值方法, 研究非线性波作用下浮泥界面的波动特性。将浮泥作为单相非牛顿流体, 与水体构成互不相混的两相流体, 利用垂向二维 RANS 方程和湍流模式计算流场, 结合数值造波、消波技术模拟波浪, 采用 VOF 方法捕捉自由表面和浮泥界面, 从而建立起波-泥耦合运动的数学模型, 进而考察浮泥界面波、表面波特性及其关系, 比较 Stokes 波、椭圆余弦波和线性波作用下, 浮泥界面运动特征的异同。

**关键词** 浮泥, 界面波, VOF 方法

## 引言

浮泥主要存在于海岸、河口地区, 是接近床底的一层与上层水体间有明显界面, 且其流动性很大的由细颗粒泥沙和原生质组成高含沙水体[1]。国内对浮泥的认识和研究自五十年代天津新港的建设开始, 浮泥的存在引起航道淤塞、港口淤积。浮泥与水体间有明显界面, 在水流或波浪作用下界面具有波动现象, 在波浪作用下泥层内存在着波浪轨迹运动。浮泥界面波的存在和破坏是垂向质量、动量交换的重要机制。人们发现, 在界面破坏之前, 水流作用引起浮泥流动只限于很薄一层内, 因水流作用所产生的输沙率是微不足道的[2]。只有在交界面被破碎后, 才能有大量的泥沙悬浮[3]。研究浮泥的运动及其与上覆水体间界面的稳定性对于港口维护和航道疏浚具有重要意义。

以往的研究多集中于波浪在泥床上的衰减[4, 5], 和界面波存在情况下泥层中的质量输运[6-8]。虽然对单向水流作用下浮泥界面的失稳条件已有不少研究[9], 但对波浪作用下浮泥层的波动特性的研究还比较少。人们普遍采用分层流体的势流理论[10, 11], 或者线性化的 N-S 方程[5, 12], 求其波动形式的解。势流理论基于无旋假设, 不能处理两流体界面的剪切应力

和水中可能存在的湍流。线性化的 N-S 方程基于波动小振幅假设的, 多数情况下只能在线性波的框架内求解, 难以研究浮泥界面的破坏。因此, 利用完整的 N-S 方程研究波浪作用下浮泥界面的波动特性, 是必要的。原则上, 只要恰当地追踪分界面和模化湍流, RANS 方程就能模拟存在密度跃层和湍流的流动。

本文将浮泥作为单相非牛顿流体, 与水体构成互不相混的两相流体, 利用垂向二维 RANS 方程和 SST 湍流模式计算流场, 结合波浪模型进行数值造波和多孔介质消波技术模拟波浪, 采用 VOF 方法捕捉自由表面和浮泥界面, 从而建立起波-泥耦合运动的数学模型, 进而考察浮泥界面波特性和表面波特性的关系。

## 1 数学模型

### 1.1 控制方程

层流可以看成是湍流湍动能为 0 的情况, 因此, 不管是层流或湍流, 都可采用 RANS 方程加上湍流模式进行模拟。SST 湍流模式[28]是  $k-\varepsilon$  模式和  $k-\omega$  模式的混合模式,  $k-\varepsilon$  处理充分发展湍流的能力较强,  $k-\omega$  处理固壁附近流动的能力较强。SST 通过开关函数, 使模式在近壁区域变为  $k-\omega$ , 远壁区域变为

1) 基金资助项目: 自然科学基金 (No.11172307, No.10932012)

2) Email: zhoujf@imech.ac.cn

$k-\varepsilon$  模式，从而兼有这两种模式的长处。控制方程如下：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j u)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} [\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x_j}] - \frac{\partial p}{\partial x} + S_u + S_x$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j v)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} [\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x_j}] - \frac{\partial p}{\partial y} + S_v + S_y$$

$$\frac{\partial \rho K}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j K)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu_L + \sigma_K \mu_T) \frac{\partial K}{\partial x_j}] + \tau_{ij}^F S_{ij} - \beta^* \rho \omega K$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu_L + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j}] +$$

$$\frac{C_\omega \rho}{\mu_T} \tau_{ij}^F S_{ij} - \beta \rho \omega^2 + 2(1-f_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial u F}{\partial x} + \frac{\partial v F}{\partial y} = 0$$

其中  $S_u = \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x})$  和

$S_v = \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y})$  是湍流引起的

附加源项， $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$  为有效粘度，物性参数由  $\rho = \rho_a(1-F_1) + \rho_w F_1 + (\rho_m - \rho_w) F_2$ ， $\mu = \mu_a(1-F_1) + \mu_w F_1 + (\mu_m - \mu_w) F_2$  得到更新， $F_1, F_2$  分别为水和泥的流体体积函数，运动界面可由密度场表征，流场由 PISO 算法求解。SST 模式中的参数由下面的表达式计算 [13]：

$$\mu_T = \frac{a_1 \rho K}{\max(a_1 \omega, f_2 \|\text{curl} \bar{v}\|_2)}, f_1 = \tanh(\arg_1^4)$$

$$\arg_1 = \min[\max(\frac{\sqrt{K}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu_L}{\rho \omega d^2}), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} K}{CD_{K\omega} d^2}]$$

$$CD_{K\omega} = \max(2 \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20})$$

$$f_2 = \tanh(\arg_2^2), \arg_2 = \max(\frac{2\sqrt{K}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu_L}{\rho \omega d^2})$$

$$a_1 = 0.31, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41$$

$$\sigma_{K1} = 0.85, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, C_{\omega 1} = 0.533$$

$$\sigma_{K2} = 1, \sigma_{\omega 2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, C_{\omega 2} = 0.44$$

数值波浪水槽模型及尺寸如图 1 所示，采用这样的尺寸是为了便于和实验相比较。EF 为静水面，上部为空气，下部为水。边界条件设置如下：上边界 AB：设为压力出口条件；下边界 CD：设为固壁边界条件；左边界 AC：速度入口；右边界 BD：设为固壁条件。

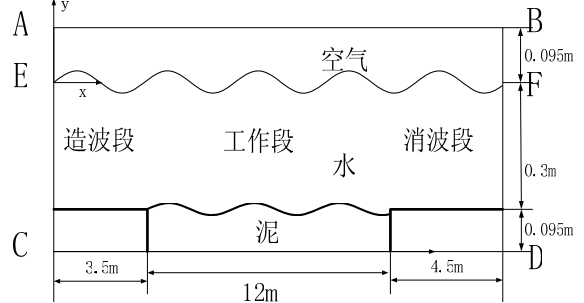


图 1 数值波浪水槽示意图

## 1.2 数值造波和消波

数值造波和消波是数值波浪水池的必备手段，目前存在多种数值造波和消波方法。本文采用入射边界造波法：入射波水位、流速过程由波浪模型给出。

由于浮泥主要存在于近岸地区，因而，人们更关心它在有限深水和浅水中的运动。对于线性波而言，浅水中的控制方程可以理解有限水深理论的极限情况，主要有缓坡方程和 Ariy 波模型。而对非线性波，浅水波浪理论不能由有限水深波浪理论取极限得到 [14]。有限水深非线性波浪理论主要是各阶的 Stokes 波模型，而浅水非线性波浪理论主要是弱非线性、弱色散性的 Boussinesq 型模型和 KDV 方程，椭圆余弦波和孤立波分别是它们的周期波解和永形波解。这里选用简谐波作为线性波的代表，Stokes 波作为有限深水中非线性波的代表，椭圆余弦波（Cnoidal wave）作为浅水中非线性波的代表。

本文采用的多孔介质消波是一种仿物理消波方法 [15]。具体处理方法是在动量方程中增加一个动量衰减的源项，该源项表达式为：

$$S_i = -(\frac{\mu}{\alpha} v_i + C_2 \frac{1}{2} \rho |v| v_i)。式中 \frac{\mu}{\alpha} v_i 为黏性$$

损失项， $C_2 \frac{1}{2} \rho |v| v_i$  为惯性损失项，这里只取

$\frac{\mu}{\alpha} v_i$  即可获得不错的阻尼效果。 $S_i$  是第  $i$  方向

的动量方程的源项， $v$  为速度大小， $1/\alpha$  和  $C_2$  为常数，分别是黏性阻力系数和惯性阻力因

子。消波段中  $x = x_i$  处  $(1/\alpha)$  的值由下式确

定:  $(1/\alpha) = 1e^6 \frac{x_i - x_0}{x_e - x_0}$ , 其中  $x_0 < x_i < x_e$ ,

$x_0$ 和 $x_e$  分别为消波段前端和尾端的  $x$  坐标值。消波段长度一般取 1~2 倍入射波波长即可。

## 2 数值结果与分析

对于某一具体泥样, 流变参数是密度的函数, 给定水深、泥层厚度后, 在泥-水系统中, 无量纲位移  $\zeta/H$  只是  $H/gT^2$  和  $d/gT^2$  的函数。换言之, 位移  $\zeta$  只是波高  $H$  和周期  $T$  的函数。本文主要通过泥槽中点处的波面时间序列曲线对结果进行分析。

### 2.1 模型的验证

验证数据来自荷兰 Delft 理工大学流体力学实验室的实验。实验波浪水槽长 24.5m, 水深为 0.3m, 泥槽长 12m, 高 0.095m, 泥厚 0.095m, 泥的密度  $\rho_m = 1300\text{kg/m}^3$ , 粘度  $13\text{kg/(m*s)}$ 。入射波高分别为 0.035m, 0.02m, 0.01m, 波周期为 1s。计算时数值波浪水槽取为 20m, 网格数为  $400*100$ , 时间步长统一为 0.001 秒。水的密度  $\rho_w = 1000\text{kg/m}^3$ , 粘度  $1.0e-3\text{kg/(m*s)}$ , 空气密度  $\rho_a = 1\text{kg/m}^3$ , 粘度  $1.0e-5\text{kg/(m*s)}$ 。

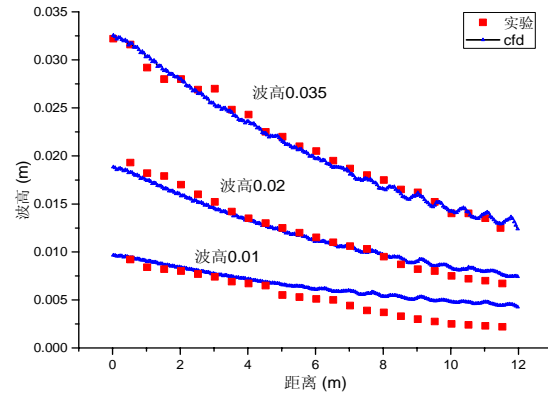


图 2 不同入射波高条件下的波高沿程衰减。

从图 2 可以看出, 计算结果与实验比较吻合, 特别是在入射波高比较高的时候。从图 2 还可以看出, 入射波高最高的波有最大的衰减率。

### 2.2 界面位移随波高、周期的变化规律

对于线性波、Stokes 波和椭圆余弦波, 给定水深  $d$ 、波高  $H$ 、周期  $T$ , 即可由色散关系完全确定波面、流速过程; 由这三个量可以组成两个无量纲数  $H/d$  和  $d/gT^2$ , 反映了波高和周期的影响。这里可考察  $\zeta/(d+d_m)$  或  $\zeta/H$  随  $H/d$  和  $d/gT^2$  的变化规律, 也就是  $\zeta/(d+d_m)$  或  $\zeta/H$  随非线性和色散性的变化规律。为了方便, 本节将无量纲的相对波高和相对位移、周期等简称为波高、位移和周期, 并沿用有量纲的符号 (除表 1 外), 如: 无量纲周期仍记为  $T$ 。

计算时的入射波高、周期和适应的波浪模型如表所示。其中 Linear, Stokes2, Stokes5, Cnoidal 分别表示适用线性波、2 阶 Stokes 波、5 阶 Stokes 波和椭圆余弦波。

表 1 计算工况

周期 $T/\sqrt{d/g}$	波高( $H/d$ )				
	0.033	0.067	0.117	0.2	0.267
5.7	Linear	Linear	Stokes5		
8.6	Linear	Linear	Stokes2	Cnoidal	Cnoidal
11.4	Linear	Linear	Stokes2	Cnoidal	Cnoidal
14.4				Cnoidal	Cnoidal

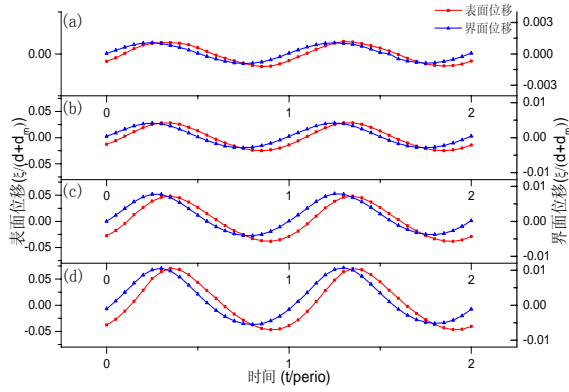


图 3 波槽中点处界面位移和表面位移时间序列。  
(a), (b), (c), (d) 分别对应  $T=11.4$  时不同的波高：  
 $H=0.033, H=0.117, H=0.2, H=0.267$ 。

图 3 给出的是充分长时间后泥槽中点处表面位移和界面位移的时间序列。从图 3 可以看出，界面波与表面波的波面过程非常接近。界面波在表面波的前面传播，两者有一定相位差，这一差值基本不随入射波高而改变。从图可看出，随着波高增大，界面波幅也有明显增大。图 4 给出的是相同入射波高，不同周期波条件下表面、界面位移的时间序列。从图 4 可以看出，随着周期增加，界面振幅逐渐增大，但相位差基本不变。

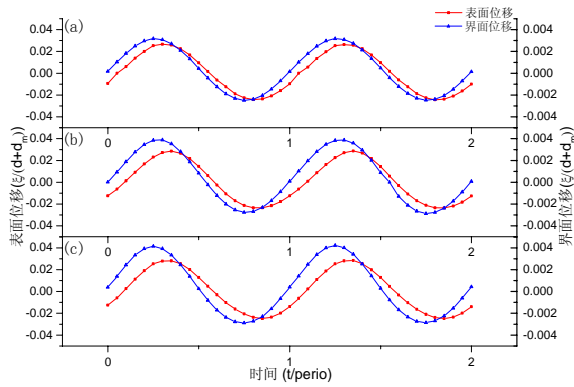


图 4 波槽中点处界面位移和表面位移时间序列。  
(a), (b), (c) 分别对应波高 0.117，无量纲周期 5.7，  
8.6，11.4。

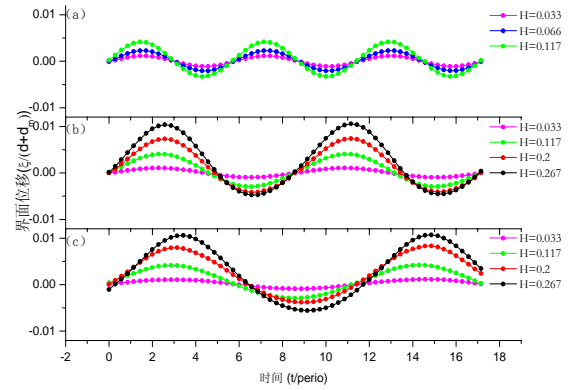


图 5 波槽中点处界面位移时间序列。(a), (b), (c) 分别  
对应无量纲周期 5.7, 8.6, 11.4。

图 5 给出了各种相同周期、不同入射波高波浪作用下波槽中点处界面位移的时间序列。由图可见，在每一周期下，界面波高总是随着表面波高的增大而增大。为了进一步衡量波高对界面位移的影响，将相对界面位移取为  $\zeta / H$ ，得到图 6。

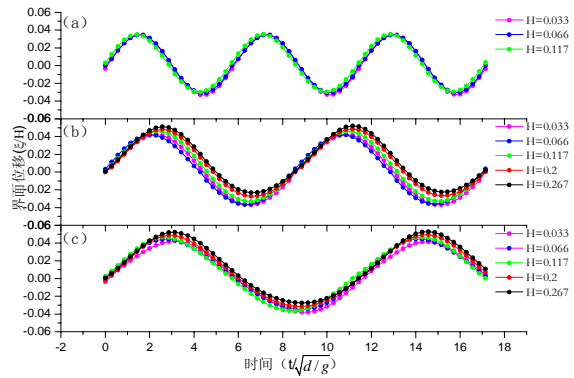


图 6 波槽中点处界面位移时间序列。(a), (b),  
(c) 分别对应无量纲周期 5.7, 8.6, 11.4

从图 6 中可看出，当波周期比较小时，界面波高几乎与表面波高之比不随波高而改变，随着周期的增长，界面波高与表面波高之比随波高而增大，非线性的影响才明显起来。

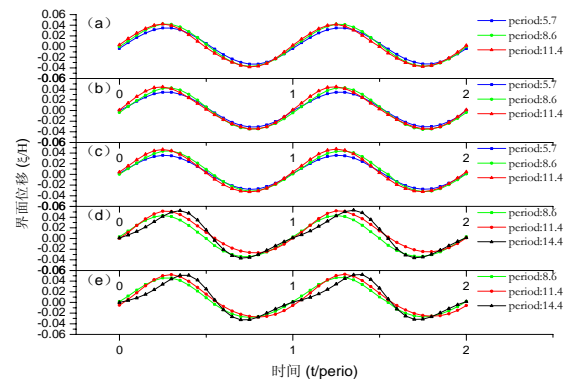


图 7 波槽中点处界面位移时间序列。(a), (b), (c), (d),  
(e) 分别对应波高 0.033, 0.066, 0.117, 0.2, 0.267

图 7 给出了各种相同入射波高、不同周期波浪作用下波槽中点处界面位移的时间序列, 图中(a),(b),(c),(d), (e)分别对应 linear 波, linear 波, stokes 波, cnoidal 波, cnoidal 波。从

### 3 结 论

通过数值模拟的方法, 我们研究了给定水深、泥厚条件下泥-水交界面随入射波高和周期的变化规律, 得到如下结论:

1、界面位移与表面位移间有相近的波形, 但两者间存在相位差, 其值随周期和波高的变化很小。

2、线性与非线性表面波(对界面运动影响)的区别与周期有关。当周期较小时, 相对界面位移  $\zeta/H$  几乎不随波高改变; 当周期较大时,  $\zeta/H$  随波高的增大而增大。

(b),(c),(d)可看出, 不论波高如何, 界面的振幅总是随着周期的增长而单调增大。而对(a),(e), 这种趋势并不明显。

3、周期对相对界面位移  $\zeta/H$  的影响与波高有关。对 stokes 波,  $\zeta/H$  随着周期的增大而增大; 对 linear 波和 cnoidal 波, 这种趋势并不明显。

由此可见, 界面位移随(表面波的)波高的变化与周期有关, 而随周期的变化则与波高有关。

此上得到的结论表明本文采用的数值方法是可行的, 但是, 这里所得到的结论仅仅是初步的。波浪作用下浮泥界面的运动规律及与表面波的相互作用还需进一步的研究。

### 参考文献

- [1] 李贺青. 规则波和不规则波在浮泥床面上的传播变形[D]. 天津大学, 1993.
- [2] 陈全. 水流与重力作用下浮泥的流动及其交界面的稳定性[J]. 天津大学学报. 1965(4): 31-54.
- [3] 赵子丹. 波浪与浮泥海床的相互作用问题[J]. 海洋科学. 1986(6): 50-54.
- [4] Zhang Q, Wai O W H, Lee J H W. WAVE ATTENUATION OVER MUD BED A PSEUDOPLASTIC MODEL[J]. Journal of Hydrodynamics. 2003: 32-38.
- [5] Dalrymple R A, Liu P L. Waves over soft muds: A two-layer fluid model[J]. 1978.
- [6] 周显初. 行进波在两层流体中引起的泥层质量运输[J]. 水动力学研究与进展(A辑). 1996(4).
- [7] Hsiao S V, Shemdin O H. INTERACTION OF OCEAN WAVES WITH A SOFT BOTTOM[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY. 1980, 10(4): 605-610.
- [8] Ng C O. Mass transport in a two-layer wave boundary layer[J]. OCEAN ENGINEERING. 2001, 28(10): 1393-1411.
- [9] 范家骅. 异重流交界面波动失稳条件[J]. 水利学报. 2010(7): 849-855.
- [10] Mei C C, Krotov M, Huang Z H, et al. Short and long waves over a muddy seabed[J]. JOURNAL OF FLUID MECHANICS. 2010, 643: 33-58.
- [11] Kaihatu J M, Sheremet A, Holland K T. A model for the propagation of nonlinear surface waves over viscous muds[J]. COASTAL ENGINEERING. 2007, 54(10): 752-764.
- [12] Chan I C, Liu P. Responses of Bingham-plastic muddy seabed to a surface solitary wave[J]. JOURNAL OF FLUID MECHANICS. 2009, 618: 155-180.
- [13] Blazek J. Computational Fluid Dynamics Principles and Applications(edition 2) [M]. 2005.
- [14] 邹志利. 水波理论及其应用[M]. 科学出版社, 2005.
- [15] 董志, 詹杰民. 基于VOF方法的数值波浪水槽以及造波、消波方法研究[J]. 水动力学研究与进展A辑. 2009(1): 15-21.

## THE MOTION OF FLUID MUD-WATER INTERFACE UNDER LINEAR AND NON-LINEAR SURFACE WAVE.

LIU JIE BIN<sup>1</sup> ZHOU Jifu<sup>2</sup>

(1 Key Laboratory of Environmental Mechanics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

(2 Key Laboratory of Environmental Mechanics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

**Abstract** Fluid mud, which is described as "fluid-like" mud, and the rheology follows a Bingham law relationship, is prevalent in estuaries and coastal areas. The fluid mud often causes navigation channels blockage, and harbors siltation. Understanding the movement of fluid mud and the stability of water-mud interface is important for the maintenance dredging of coastal waters, including estuarine ports and harbors.

Most of the past studies have been conducted on the actions of covering water flow and linear waves. In this text, we use a numerical model to study the motion of the water-mud interface under the action of nonlinear surface water waves. The fluid mud is taken as a non-newton fluid continuum, to form a two phase fluid system with the covering water. Based on the RANS equations for viscous, incompressible fluid and turbulence model, a two dimensional mathematical model of wave-mud coupling is established, utilizing the numerical wave-making and absorbing method, and VOF method which is used to capture the free surface and water-mud interface. The motions of surface and interface wave are investigated, the relationship between them is discussed and a comparison of the actions of surface waves among stokes, cnoidal and linear wave on interface is made.

**Key words** fluid mud, interface wave, VOF method