

海流引起海底管道悬空的数值模拟

杨兵¹, 高福平¹, 吴应湘¹, 周柳燕², 张运斋³

1.中国科学院力学研究所工程科学研究部, 北京 100080; 2.吉林省通化市广播电视大学,
吉林 通化; 3.中国人民解放军总参干部培训基地, 北京 100000

摘 要

海底管道悬跨将影响管道的安全运营。在海底管道稳定性设计中, 需要合理分析具有初始嵌入深度的海底管道产生悬空的物理机制。本文对海流作用下铺设于砂质海床上的海底管道悬空进行了数值模拟。求解不可压缩流体 N-S 方程, 分析了海流作用下管道周围的流场特性, 研究了管道两侧的压力分布特性和海床表面剪应力的分布特点。在管道绕流流场分析的基础上, 通过对土体渗流方程的求解, 得到了管道周围砂质海床内的渗流场以及渗流水力梯度场的分布情况。与海床表面剪应力计算结果进行比较分析发现, 管道下方渗流出口处土体的流土渗透破坏将诱导管道发生悬空。

关 键 词: 海底管道; 悬空; 海流; 渗流; 数值模拟

1 引 言

在海洋油气开采中, 海底管道是输送油气的有效工具。然而, 屡屡发生的海底管道断裂事故不仅造成了巨大的经济损失, 油气泄漏也造成了严重的海洋环境污染^[1]。合理分析管道在复杂海洋环境下的稳定性, 确保海底管道的安全运营, 是海洋油气开采中的一个关键问题。

在海流等海洋环境载荷的作用下, 海底管道有时将产生悬跨^[1,2]。如果悬跨足够长, 管道变形和内部应力幅值将增大; 在一定条件下, 管道还可能产生涡激振动, 严重时将导致管道断裂^[3]。海底管道悬跨的产生是海底管道安全运营的潜在隐患。因此, 海底管道设计中需正确分析海底管道产生悬空的原因和条件。

近年来, 海底管道悬空机理研究受到国内外学者和工程师的关注, 如 Mao(1988)^[4]、Chiew(1990)^[5]、Sumer et al(2000)^[6]。但已有的研究工作主要是基于模型实验的定性分析。本文将从数值模拟角度分析海床表面剪应力、管道前后压差和砂质海床内渗流场的分布特点, 进一步探讨海流引起的海底管道悬空的物理机制。

2 数值计算模型

2.1 控制方程

假定海流方向垂直于管道轴线且沿管道轴线均匀, 此时可按平面二维问题处理, 如图 1 所示。利用不可压缩 N-S 方程描述海流运动, 连续方程和动量方程的雷诺平均形式分别为

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) \quad (2)$$

式中 u_i 为流体平均速度, u_i' 、 u_j' 为流体脉动速度, t 为时间, ρ 为流体密度, p 为压力, ν 为流体运动粘性系数, x 为坐标变量, 下标 $i, j=1, 2$ 分别对应于 x, y 方向 (如图 1)。

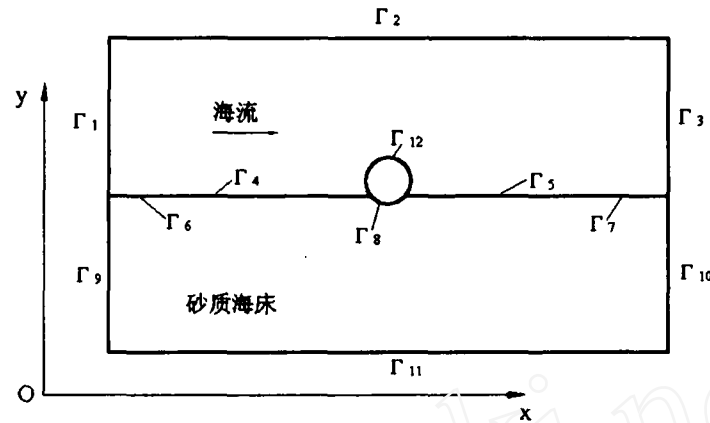


图 1 坐标系

采用广义 Boussinesq 涡粘假设, 方程 (2) 中的不封闭项 $-\overline{u_i u_j}$ 可表示为

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3)$$

式中 $k = \overline{u_i u_i} / 2$ 为湍动能, ν_t 为湍流粘性系数, 其定义见后。湍流模型采用标准 $k-\varepsilon$ 模型:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

式中湍流粘性系数 $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, C_μ 为常数, ε 为湍能耗散率。

$$G_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

常数: $C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$ 。

假定海床为均匀、各向同性的砂性海床, 且孔隙水不可压缩。海床内孔隙水渗流可利用拉普拉斯方程描述; 在二维平面应变情况下, 该方程可表示为

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = 0 \quad (7)$$

式中 $h(= \frac{p}{\rho g})$ 为压力水头, g 为重力加速度。

2.2 边界条件处理

求解管道绕流流场的边界条件设定如下:

$$u_1 = u_0, u_2 = 0, (u_i' u_i')^{1/2} / (u_i u_i)^{1/2} = 1.5\%, \text{ 湍流脉动特征尺度 } l = 0.04 \text{ m (在入口 } \Gamma_1) \quad (8)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = 0, \frac{\partial u_2}{\partial x} = 0, \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (\text{在出口 } \Gamma_3) \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial y} = 0, u_2 = 0, \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (\text{在顶部 } \Gamma_2) \quad (10)$$

$$u_1 = 0, u_2 = 0 \quad (\text{在海床表面和管道表面 } \Gamma_4, \Gamma_5, \Gamma_{12}) \quad (11)$$

式中 u_1 、 u_2 分别为 x 、 y 方向的流体速度, u_0 为水流在入口 Γ_1 处的水平速度。

求解渗流场的边界条件设定如下:

$$h = h_1(x) \quad \text{样} \quad (\text{在管道上游 } \Gamma_6) \quad (12)$$

$$h = h_2(x) \quad (\text{在管道下游 } \Gamma_7) \quad (13)$$

$$\frac{\partial h}{\partial n} = 0 \quad (\text{在管道与海床交界面 } \Gamma_8) \quad (14)$$

$$\frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (\text{在侧面 } \Gamma_9, \Gamma_{10}) \quad (15)$$

$$\frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad (\text{在砂床底部 } \Gamma_{11}) \quad (16)$$

各边界的位置如图 1 所示。

2.3 计算方法

N-S 方程采用有限体积法求解, 采用 SIMPLE 方法进行压力-速度耦合求解。渗流方程采用有限元法求解, 单元类型为 Lagrange 三角形二次单元。

本文将分别求解 N-S 方程和渗流方程。首先求解管道绕流流场, 获得海床表面压力值。将压力转换为水头值, 作为渗流场的边界条件再求解海床内部渗流场。

3 计算结果及分析

3.1 管道周围流动特性

本文计算了管道直径 $D = 0.6\text{m}$ 、 $e = -0.03\text{m}$ ($e/D = -0.05$) 时管道周围的绕流流场, 其中 e 为管道底部最低点与海床间的距离, 负号表示管道嵌入海床。计算区域长 15.0m , 高 4.8m , 来流速度 $u_0 = 1.5\text{m/s}$, Re 数 ($= uD/\nu$) 约为 9.0×10^5 , 管道中心距离入口为 $10D$, 距离出口为 $15D$ 。

管道周围压力分布的计算结果示于图 2。由图 2 可知, 在海流作用下, 管道两侧存在一定压差。从图 3 可知, 管道两侧最大压差约为 1.8kPa , 压力最小值出现在尾迹区。由图 4 可知, 由于管道的存在, 在管道下游一侧距离管道中心约 $3D$ 处的海床表面剪应力较无管道时有所增加, 而在距离管道中心约 $0.5D$ 范围内, 海床表面剪应力却比无管道时有所降低。

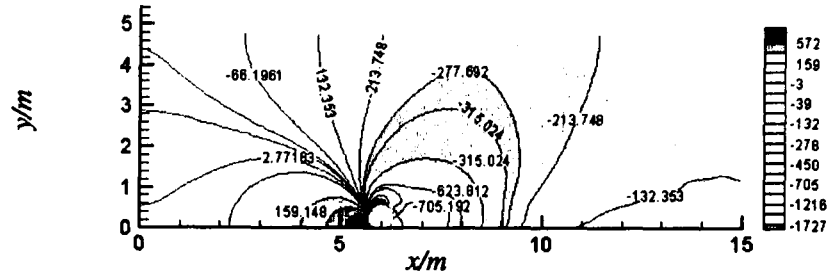


图 2 单向水流作用下管道两侧的压力分布 (图中为相对压力, 单位为 Pa; 参考压力为 1.0133×10^5 Pa)

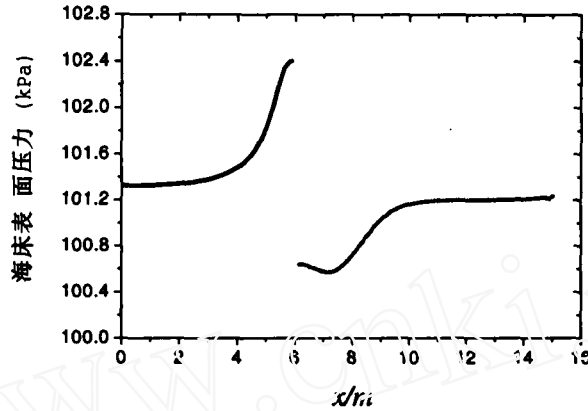


图 3 底床表面压力分布(管道中心横坐标为 $x=6$ m)

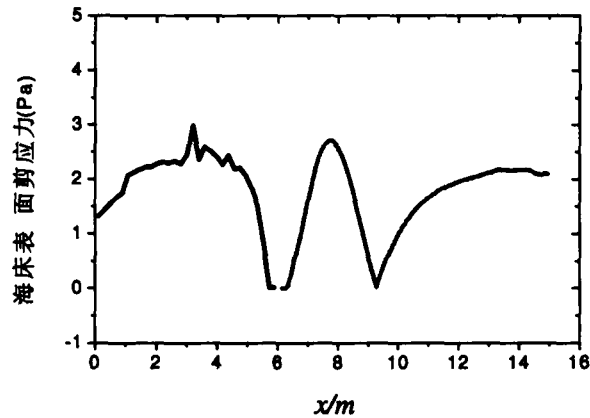


图 4 管道附近海床表面的剪应力分布 (管道中心横坐标 $x=6$ m)

3.2 砂质海床内渗流场特性

在上述管道绕流流场计算结果的基础上, 本部分计算了管道底部海床内的渗流场。海床砂土参数: 土颗粒平均粒径 $d_{50} = 0.18$ mm、孔隙率 $n = 0.53$, 不均匀系数 $Cu = 3$, 海床计算厚度为 6m。根据太沙基公式, 产生流土渗透破坏的临界水力梯度 (i_c) 为

$$i_c = \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) (1 - n) \quad (17)$$

式中 $\rho_s = 2.65 \times 10^3$ kg/m³, 为砂颗粒密度。由式 (17) 可得, 海床的临界水力梯度 i_c 约为 0.78。

图 5 和图 6 分别给出了管道附近砂床内压力水头和水力梯度的分布状况。根据土力学理论可知, 水力梯度越大, 砂土所受渗透力越大。当渗透力大于土体的水下重量且方向向上时, 土体将发生流土渗透破坏。图 7 为管道与海床交界面附近的水力梯度的分布情况。由图 7 可知, 在管道与海床交界面附近的前后两个局部区域内, 水力梯度超出了发生流土的临界水力梯度。由于管道上游一侧的渗透力

方向向下, 此处土体一般不会发生渗透破坏。而位于管道下游一侧的区域, 将发生流土的渗透破坏, 进而将诱导管道出现悬空。

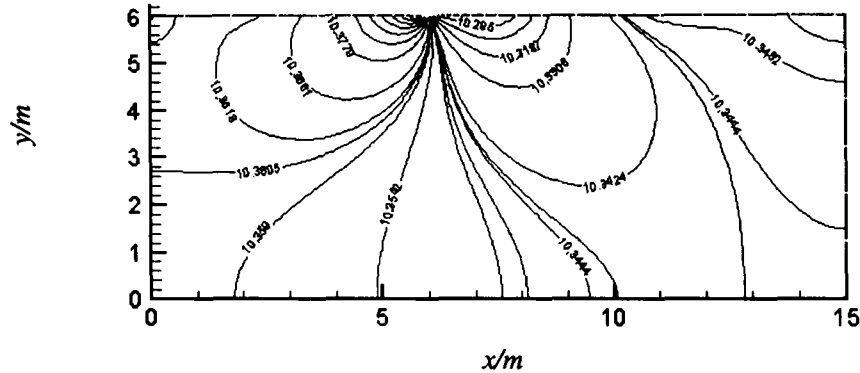


图5 砂床内水头分布 (管道中心坐标为 $x=6\text{m}$, $y=6.27\text{m}$, 图中水头单位:m)

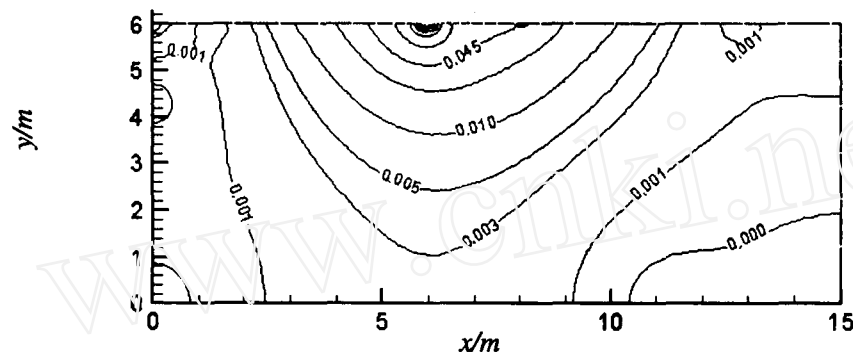


图6 砂床内水力梯度分布 (管道中心坐标 $x=6\text{m}$, $y=6.27\text{m}$)

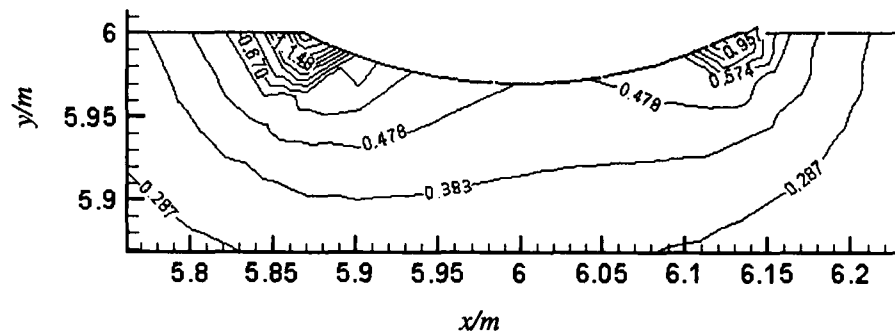


图7 管道与海床接触区域附近的水力梯度分布

值得注意的是, 距离管道中心约 $3D \sim 5D$ 范围内的海床表面 Shields 数超出了砂粒起动的临界 Shields 数, 床面将发生冲刷。但在距离管道中心 $0.5D$ 范围内, 海床表面 Shields 数 θ 均小于 0.024 (参见图 4), 其值低于砂粒起动的临界 Shields 数 ($\theta_{cr} \approx 0.04$)^[7], 其中 Shields 数定义为

$$\theta = \frac{\tau_f}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \quad (18)$$

式中 τ_f 为床面剪应力。但在此范围内, 剪应力作用较弱, 砂粒并未起动。从图 7 可看出, 管道由于渗透力的作用而出现悬空的区域大约在距离管道中心 $0.5D$ 的范围。这与已有的一些试验结果基本相符^[5,6]。由此可见, 在单向水流作用下管道下方渗流出口处土体的流土渗透破坏是诱导管道发生悬空的一个主要因素。

4 结论

本文对铺设于砂质海床上的海底管道在海流作用下的悬空机制进行了数值研究。在求解管道周围

流场的基础上,进一步分析了海床的渗流场特性。数值分析结果表明:在一定的海流作用下,管道两侧的压差将在管道附近海床内引起渗流;当水力梯度大于临界值时,土体将发生流土渗透破坏;发生渗透破坏的区域距离管道中心约 $0.5D$ 范围内,而在此区域海床表面砂粒并未起动,这说明海床渗透破坏是引起管道悬空的主要因素。

致 谢

本文研究得到中国科学院“十五”知识创新工程项目暨中国科学院与中国海洋石油总公司‘十五’重大合作项目资助(项目编号:KJCX2-SW-L03),作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 约翰·赫比希著,董启贤译,海底管道设计原理[M].北京:石油工业出版社,1988.
- 2 Chiew Y M. Prediction of maximum scour depth at submarine pipelines[J]. Journal of hydraulic Engineering, ASCE, 1991, 117(4): 452~466.
- 3 Blevins R D. Flow-induced vibration[M]. Van Nostrand Reinhold Company. 1977.
- 4 Mao Y. Seabed scour under pipelines[A]. Proceedings of 7th International Symposium on Offshore Mechanics and Arctic Engineering[C]. Houston, Texas, 1988, 33~38.
- 5 Chiew Y M. Mechanics of local scour around submarine pipelines[J]. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 1990, 116(4): 515~529.
- 6 Sumer B M, Truelsen C, Sichmann T and Fredsoe T. Onset of scour below pipelines and self-burial[J]. Coastal engineering, 2000, 42: 313~335.
- 7 钱宁,万兆惠.泥沙运动力学[M],北京:科学出版社,1991.

Numerical Study of the Occurrence of Pipeline Spanning under the Influence of Steady Current

YANG Bing, GAO Fu-ping, WU Ying-xiang

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080, China)

Abstract

The pipeline spanning is a potential threat to the pipeline safety, so it is essential to analyze the mechanism of the spanning of pipeline with some initial embedment when designing submarine pipelines. In this paper, the occurrence of the spanning of submarine pipeline under the current action is investigated numerically. The property of the flow around the pipe is analyzed by solving the N-S equations for incompressible fluid. The pressure distribution around the pipeline and shear stress along seabed are thereby analyzed. Furthermore, the distribution of the seepage force and the seepage gradient in the sandy seabed close to the pipeline is obtained by solving the seepage flow equation numerically. The comparison between the properties of seepage gradient in sandy seabed and those of shear stress along seabed shows that, the seepage failure of soil beneath pipeline is the main cause for the spanning of the pipeline laid upon sandy seabed.

Key words: submarine pipeline; spanning of pipeline; current; seepage; numerical study