

DOI: 10.11779/CJGE20230008

波流耦合影响下分层海床隧道周围砂土渗流孔压及液化分析

张治国^{1,2,3,4,5,6}, 陈金芃¹, 朱正国², PAN Y T⁴, 孙苗苗^{5,6}

(1. 上海理工大学环境与建筑学院, 上海 200093; 2. 石家庄铁道大学省部共建交通工程结构力学行为与系统安全国家重点实验室, 河北 石家庄 050043; 3. 国家海洋局北海预报中心山东省海洋生态环境与防灾减灾重点实验室, 山东 青岛 266061; 4. 新加坡国立大学土木与环境工程系, 新加坡 119077; 5. 浙大城市学院土木工程系, 浙江 杭州 310015; 6. 城市基础设施智能化浙江省工程研究中心, 浙江 杭州 310015)

摘要: 目前针对波浪作用下海底盾构隧道周围渗流场的既有理论研究一般将衬砌考虑为不透水介质, 较少考虑隧道衬砌的渗透性, 尤其是较少考虑波浪与海流共同作用对隧道的影响。此外, 既有理论一般将海床视为均质且各向同性工况, 忽略了实际情况下分层海床的影响。首先, 基于波流共同作用下的海床表面的动力边界条件, 采用传递-反射矩阵法得到波流共同作用下自由分层海床的孔压响应; 其次, 采用镜像法建立了由于隧道存在引起的砂土摄动压力控制方程, 并利用砂土与衬砌间渗流连续条件获得了该方程的 Fourier 级数展开解析解; 接着, 采用叠加原理得到了波流共同作用下分层海床中隧道周围砂土的渗流压力响应及液化判定解答。最后, 将理论解析解与数值结果及已有的试验结果进行对比, 获得了较好的一致性。此外, 针对海床渗透性和隧道衬砌渗透性进行了影响因素分析。结果表明: 海流顺流会增大海床中的孔压和液化程度, 逆流会减小海床中的孔压并抑制海床的液化, 且流速相同时海床对逆流响应的相对差异总体上大于顺流; 当分层海床上层渗透系数较大时 ($k_s > 1 \times 10^{-2} \text{ m/s}$), 海床整体孔压较大, 且第一次分层处孔压变化明显; 当隧道衬砌渗透系数较小时 ($k_l < 1 \times 10^{-6} \text{ m/s}$), 隧道对超静孔隙水压力在海床内传播“阻挡”效应明显。

关键词: 海底盾构隧道; 分层海床; 波流耦合; 渗流孔压; 传递-反射矩阵法

中图分类号: TU 443

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2024)04-0683-11

作者简介: 张治国 (1978—), 男, 博士, 博士后, 教授, 博士生导师, 主要从事岩土地下工程方面的研究工作。E-mail: zgzhang@usst.edu.cn。

Sand liquefaction and seepage pore pressure around shield tunnels in multilayered seabed under action of waves and currents

ZHANG Zhiguo^{1,2,3,4,5,6}, CHEN Jinpeng¹, ZHU Zhengguo², PAN Y T⁴, SUN Miaomiao^{5,6}

(1. School of Environment and Architecture, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China; 2. State Key Laboratory of Mechanical Behavior and System Safety of Traffic Engineering Structures, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China; 3. Shandong Provincial Key Laboratory of Marine Ecological Environment and Disaster Prevention and Mitigation, North Sea Marine Forecast Center of State Oceanic Administration, Qingdao 266061, China; 4. Department of Civil and Environmental Engineering, National University of Singapore, Singapore 119077; 5. Department of Civil Engineering, Hangzhou City University, Hangzhou 310015, China; 6. Zhejiang Engineering Research Center of Intelligent Urban Infrastructure, Hangzhou 310015, China)

Abstract: At present, the existing theoretical studies on the seepage field around subsea shield tunnels under wave action generally consider the linings as an impermeable medium, and seldom consider the permeability of the tunnel linings, especially the influences of the coupling action of waves and currents on the tunnel. In addition, the existing theories generally regard the seabed as being homogeneous and isotropic, ignoring the influences of multilayered seabed. Firstly, based on the dynamic boundary conditions of seabed surface under wave-current interaction, the pore water pressure response of pure seabed under wave-current interaction is obtained by the transmission and reflection matrix method. Secondly, the mirror image method is introduced to establish the governing equation for the excess pore water pressure caused by the existence of tunnel, and the analytical solution of the equation is obtained by the Fourier

基金项目: 国家自然科学基金项目 (42177145, 41977247); 省部共建交通工程结构力学行为与系统安全国家重点实验室课题项目 (KF2022-07); 山东省海洋生态环境与防灾减灾重点实验室课题项目 (201703); 城市基础设施智能化浙江省工程研究中心课题项目 (IUI2022-YB-01)
收稿日期: 2023-01-06

series expansion under the continuous seepage between sand and linings. Then, based on the superposition principle, the seepage pressure of the sand around the tunnel in multilayered seabed under the action of waves and currents is obtained. Finally, the theoretical analytical solution is compared with the numerical results and the existing experimental results, and a good agreement is obtained. In addition, the influencing factors for the permeabilities of seabed and tunnel linings are analyzed. The results show that the following currents will increase the pore pressure in the seabed and the liquefaction degree of the seabed, while the opposing currents will reduce the pore pressure in the seabed and the liquefaction of the seabed. The relative difference of the seabed response to the opposing currents at the same velocity is generally greater than that of the following currents. When the permeability coefficient of the upper seabed is large ($k_s > 1 \times 10^{-2}$ m/s), the overall pore pressure of the seabed is large, and the pore pressure at the first stratification changes significantly. When the permeability coefficient of tunnel linings is small ($k_l < 1 \times 10^{-6}$ m/s), the tunnel has an obvious “block” effects on the propagation of the excess pore pressure in the seabed.

Key words: subsea shield tunnel; multilayered seabed; wave-current coupling; seepage pore pressure; transmission and reflection matrix method

0 引言

随着经济的快速发展,沿海地区间的经贸交流日益频繁,海底隧道因其运量大、安全且经济高效的特点,在沿岸地区经济生活中的地位愈加凸显。与陆地水下隧道相比,海底隧道的一个显著特点是其经受长期循环的波浪和海流作用。波浪与海流相互作用会形成复杂的水动力场,这给海底隧道的安全运营带来隐患。因此探究波流共同作用下,海底盾构隧道的稳定性就显得尤为重要。

目前,许多学者对波浪引起的海床响应进行了大量的研究,研究一般基于 Biot 固结理论^[1-3]和 Zienkiewicz 等^[4]总结的 3 种常用简化模型,即忽略土骨架和孔隙水加速度的拟静力模型、忽略土骨架加速度的部分动力模型和考虑土骨架和孔隙水的加速度的完全动力模型。研究者针对波浪作用下的海床响应问题的研究主要包括理论解析^[5-6]、数值模拟^[7-8]和模型试验^[9-10]。以上研究中只考虑了波浪,忽略了海流这一海洋环境中的常见因素的影响,并且均将海床视为各向同性的均匀介质,但复杂的地质变化导致海洋沉积物往往是不均匀的。Qi 等^[11]通过一系列水槽试验来研究波浪和水流共同作用下砂质海床中的超静孔隙水压响应,试验结果表明海流会改变波浪形态,此外当海流与波浪的方向一致时,海床中的孔隙水压力增加,反之则减小;Zhou 等^[12]采用传递-反射矩阵法求解分层海床的等效刚度,并基于 Biot 动力方程提出了波浪引起的多层弹性海床响应解析解;Qi 等^[13]考虑了海床分层以及波浪和海流之间的非线性相互作用,对多层海床在波流联合作用下的动力响应进行了深入研究,通过与模型试验对比验证了结果的正确性。

除了以上仅讨论动荷载作用下纯海床响应的研究,不少学者对海床-海工构筑物之间的相互作用进行了深入探讨。Zhou 等^[14]分别采用部分动力和完全动力

模型通过数值模拟研究了管线周围波浪引起的分层海床响应和海床液化问题,但未考虑海流的作用;Zhu 等^[15]通过叠加波浪引起的海床响应和隧道的摄动孔压得出了波浪作用下海底盾构隧道水力响应的解析解,研究中将隧道衬砌视为透水边界并给出了该条件的数学描述,但忽略了波浪的非线性以及波浪与海流的耦合作用,也没有考虑非均匀海床这一更为普遍的工况。

目前关于海床-海工构筑物相互作用的研究,多基于波浪理论,将管线作为不透水边界,较少考虑波流耦合这一海洋环境中的常见现象,也很少研究隧道衬砌渗透性对渗流响应的影响,且对于海床为非均匀介质这一情况较少涉及。本文首先引入 Stokes 三阶波与均匀海流的耦合结果作为海床表面的动力边界条件,利用 Fourier 变换将 Biot 动力方程转换到波数-频率域内进行计算,根据边界条件及层状土层间连续条件推导出传递-反射矩阵,进而得到应力、位移和孔隙水压力在变换域内的解,然后通过 Fourier 逆变换得到时空域内的解;其次,采用解耦形式的 Biot 固结方程,结合镜像法得到了隧道引起的摄动压力的控制方程,并根据隧道衬砌表面与周围砂土间渗流量相等,采用 Fourier 级数展开获得了摄动压力级数解;在此基础上,与自由海床孔压叠加,得到隧道衬砌周围海床的超静孔压分布。通过建立有限元数值模型及对比波浪槽试验结果,证明了本文解析解的有效性。最后,针对敏感性参数进行了分析,得出分层海床中隧道衬砌周围砂土渗流响应的变化规律。

1 渗流场响应分析

1.1 基本假定

海底隧道在波流共同作用下的示意图如图 1 所示,简化计算模型如图 2 所示。海床为分层土体,连同海床表面在内的总层数为 N ;第 l 层土层用符号 L_l 表示;第 l

层厚度为 $h = z_l - z_{l-1}$; z_l 为 L_l 层下界面到海床表面的距离。 U_0 为恒定均匀的海流, 当 U_0 为正值时表示海流流向与波浪方向相同, 即顺流, 反之则为逆流; 隧道中心到海床表面的竖向距离为 d_p , 海水深度为 d , 衬砌的内径为 r , 外径为 R , 坐标系的建立如图所示。基本假定如下: ①水流为流速恒定的均匀流; ②海床土为层状土体, 每层都是均匀和各向同性的多孔弹性介质; ③海床内孔隙水的流动遵循 Darcy 定律; ④考虑土骨架和孔隙水的压缩性; ⑤隧道衬砌为可渗透介质且内表面的超静孔压为 0。

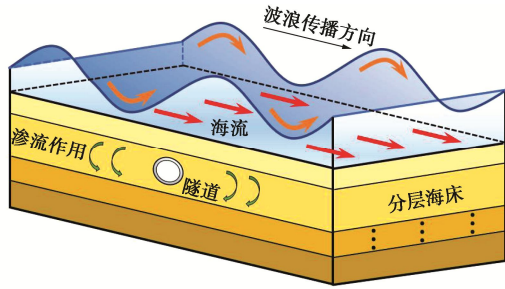


图 1 波流共同作用下海底隧道示意图

Fig. 1 Schematic diagram of subsea tunnel under combined wave-current interaction

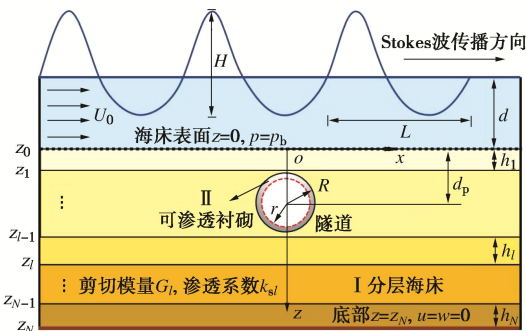


图 2 分层海床-隧道作用计算模型

Fig. 2 Computational model for multilayered seabed-tunnel interaction

由于在渗透性海床中有隧道存在, 海床内的渗流遇到隧道时将发生散射, 因此可以把海床内 (区域 I) 的孔隙水压 p_1 分为波流作用下引起的自由海床渗流压力 p_{11} 和隧道引起的摄动压力 p_{12} 两部分, 即

$$p_1 = p_{11} + p_{12} \quad (1)$$

1.2 自由海床孔压 p_{11}

基于 Biot 动力固结理论, 在考虑土骨架和孔隙水的加速度的条件下, 平衡方程为^[24]

$$\sigma_{ij,j} + \rho g_i = \rho \ddot{u}_i + \rho_f \ddot{w}_i \quad (i, j = x, z) \quad (2)$$

$$-p_{11,i} + \rho_f g_i = \rho_f \ddot{u}_i + \frac{\rho_f}{n_s} \ddot{w}_i + \frac{\rho_f g_i}{k_s} \dot{w}_i \quad (3)$$

式中: 符号上方的点表示对时间的导数, 逗号后的下标表示空间导数; σ_{ij} 为总应力; ρ 为固液两相介质的相对

密度, 即 $\rho = (1 - n_s) \rho_s + n_s \rho_f$, ρ_s 为海床的密度, n_s 为海床的孔隙率, ρ_f 为海水密度; p_{11} 为孔隙水压力; u_i 和 w_i 分别为土骨架位移和孔隙水相对于土骨架的位移; k_s 为海床渗透系数; g_i 为重力加速度。

质量守恒方程为

$$\dot{u}_{i,i} + \dot{w}_{i,i} = -n_s \beta \dot{p}_{11} \quad (4)$$

式中: β 为孔隙水压缩系数, 即 $\beta = 1/K_w + (1 - S_r)/P_{w0}$, K_w 为孔隙水压缩模量, S_r 为海床饱和度, P_{w0} 为绝对静水压力。

考虑土颗粒本身由于孔隙流体压力作用所引起的压缩性, 基于有效应力的应力应变关系为

$$\sigma_{ij} = E \delta_{ij} e + 2G \varepsilon_{ij} - \delta_{ij} p_{11} \quad (5)$$

式中: E 和 G 为 Lamé 常数, 分别对应海床的弹性模量和剪切模量; δ_{ij} 为 Kronecker 符号; ε_{ij} 为土骨架的应变张量, 即 $\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$; e 为土骨架的体应变, $e = u_{i,i}$ 。

多孔介质和孔隙流体的运动方程可以用位移 u_i 和 w_i 表示为

$$G u_{i,jj} + (E + \alpha^2 M + G) u_{j,ji} + \alpha M w_{j,ji} = \rho \ddot{u}_i + \rho_f \ddot{w}_i \quad (6)$$

$$\alpha M u_{j,ji} + M w_{j,ji} = \rho_f \ddot{u}_i + \frac{\rho_f}{n_s} \ddot{w}_i + \frac{\eta}{k_s} \dot{w}_i \quad (7)$$

式中: α 和 M 为 Biot 参数; η 为流体的黏滞系数。

为了消除 Biot 固结方程中关于时间的导数, 采用 Fourier 变换将控制方程转换到频域中进行计算。其中涉及关于时间和频率的 Fourier 变换和关于水平坐标和波数的 Fourier 变换。两种 Fourier 变换定义如下:

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (8a)$$

$$\bar{f}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \quad f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(k) e^{ikx} dk \quad (8b)$$

式中: t 和 x 分别为时间和水平坐标; ω 和 k 分别为频率和波数。

根据 Helmholtz 定理, 频域中的土骨架的位移 (\hat{u}_i)、孔隙水的位移 (\hat{w}_i) 和孔隙水压力 (\hat{p}_{11}) 可以表示为标量场 ($\hat{\varphi}$) 和矢量场 ($\hat{\psi}$) 之和^[16]:

$$\left. \begin{aligned} \hat{u}_i &= \hat{\varphi}_{f,i} + \hat{\varphi}_{s,i} + e_{ijk} \hat{\psi}_{k,j} \\ \hat{p}_{11} &= A_f \hat{\varphi}_{f,ii} + A_s \hat{\varphi}_{s,ii} \\ \hat{w}_i &= \frac{1}{\beta_1} p_{f,i} - \frac{\rho_f \omega^2}{\beta_1} \hat{u}_i \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中: A_f 和 A_s 为常数; e_{ijk} 为 Levi-Civita 符号; $\beta_1 = -\rho_f \omega^2 / n_s - i\eta \omega / k_s$; φ_f 和 φ_s 分别表示 P_1 波和 P_2 波的标量位移势; ψ_k 是 S 波的矢量位移势。 P_1 波、 P_2 波和 S 波是入射波的 3 个分量, 其中 P_1 波是快波分量, P_2 波是慢波分量, S 波是剪切分量。

将式 (9) 代入式 (6), (7) 可以求得位移势在波数-频率域内的表达式, 进而可得第 l 层中应力、位移、孔隙水压力在波数-频率域内的通解, 用矩阵表示为

$$\Psi^l(k, \omega, z)_{6 \times 1} = \begin{bmatrix} \mathbf{D}_d^l(k, \omega)_{3 \times 3} & \mathbf{D}_u^l(k, \omega)_{3 \times 3} \\ \mathbf{S}_d^l(k, \omega)_{3 \times 3} & \mathbf{S}_u^l(k, \omega)_{3 \times 3} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z)^T & \mathbf{W}_u^l(k, \omega, z)^T \end{bmatrix}^T, \quad (10)$$

$$\Psi^l(k, \omega, z)_{6 \times 1} = \begin{bmatrix} \hat{u}_x & \hat{u}_z & \hat{w}_z & \hat{\sigma}_{zx} & \hat{\sigma}_{zz} & \hat{p}_{11} \end{bmatrix}^T, \quad (11)$$

$$\mathbf{W}_u^l(k, \omega, z) = \begin{bmatrix} a(k, \omega) e^{\gamma_1 z} & c(k, \omega) e^{\gamma_2 z} & e(k, \omega) e^{\gamma_3 z} \end{bmatrix}^T, \quad (12)$$

$$\mathbf{W}_d^l(k, \omega, z) = \begin{bmatrix} b(k, \omega) e^{\gamma_1 z} & d(k, \omega) e^{\gamma_2 z} & f(k, \omega) e^{\gamma_3 z} \end{bmatrix}^T. \quad (13)$$

式中: $\Psi^l(k, \omega, z)_{6 \times 1}$ 为多层弹性介质中第 l 层的位移、应力和孔隙压力矢量表达式; \mathbf{D}_d^l , \mathbf{D}_u^l , \mathbf{S}_d^l , \mathbf{S}_u^l 为第 l 层中包含 3 种类型的平面波的响应的矩阵; $\mathbf{W}_d^l(k, \omega, z)$ 、 $\mathbf{W}_u^l(k, \omega, z)$ 分别表示第 l 层状土中下、上行波矢量; $\gamma_1^2 = k^2 - k_1^2$, $\gamma_2^2 = k^2 - k_2^2$, $\gamma_3^2 = k^2 - k_3^2$, 其中 k_1 , k_2 和 k_3 分别为 P_1 波, P_2 波和 S 波的复数波数。

将式 (12), (13) 中的系数分别替换为 $a^l(k, \omega) e^{-\gamma_1 z_l}$, $c^l(k, \omega) e^{-\gamma_2 z_l}$, $e^l(k, \omega) e^{-\gamma_3 z_l}$, $b^l(k, \omega) e^{\gamma_1 z_{l-1}}$, $d^l(k, \omega) e^{\gamma_2 z_{l-1}}$, $f^l(k, \omega) e^{\gamma_3 z_{l-1}}$, 并引入对角矩阵 $\mathbf{E}^l(\kappa)$, 将上行波和下行波矢量改写为如下形式:

$$\mathbf{W}_d^l(k, \omega, z) = \mathbf{E}^l(z - z_{l-1}) \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z_{l-1}), \quad (14)$$

$$\mathbf{W}_u^l(k, \omega, z) = \mathbf{E}^l(z_l - z) \mathbf{W}_u^l(k, \omega, z_l), \quad (15)$$

式中: $\mathbf{E}^l(\kappa) = \text{diag} \begin{bmatrix} e^{-\gamma_1 \kappa} & e^{-\gamma_2 \kappa} & e^{-\gamma_3 \kappa} \end{bmatrix}$ 。

为了进一步利用传递-反射矩阵法求解波流引起的分层海床响应, 引入以下边界条件:

(1) 海床表面的边界条件 ($z=0$)

在真实的海洋环境中, 波浪与海流通常是同时存在并且相互作用的, 因此有必要对两者共同作用下对海床产生的影响进行研究。Hsu 等^[17]提出了非线性波和海流共同作用下海床表面波压的三阶解析表达式。基于水深、海流和波浪三者的综合考虑, 本文选取适用于中等水深的三阶 Stokes 波来研究波浪与均匀海流共同作用下的海床响应问题。

海床表面动压力可以表示为^[17]

$$\begin{aligned} p_b(x, t) &= \frac{\rho_f g H}{2 \cosh k_0 d} \left[1 - \frac{\omega_2 k_0^2 H^2}{2(U_0 k_0 - \omega_1)} \right] \cos(k_0 x - \omega_0 t) + \\ &\frac{3 \rho_f H^2}{8} \left[\frac{\omega_1(\omega_1 - U_0 k_0)}{2 \sinh^4(k_0 d)} - \frac{g k_0}{3 \sinh(2 k_0 d)} \right] \cos 2(k_0 x - \omega_0 t) + \\ &\frac{3 \rho_f k_0 H^3 \omega_1(\omega_1 - U_0 k_0)}{512} \frac{9 - 4 \sinh^2(k_0 d)}{\sinh^7(k_0 d)} \cos 3(k_0 x - \omega_0 t) \\ &= P_{b1} \cos(k_0 x - \omega_0 t) + P_{b2} \cos 2(k_0 x - \omega_0 t) + P_{b3} \cos 3(k_0 x - \omega_0 t). \end{aligned} \quad (16)$$

式中: ρ_f 为海水密度; g 为重力加速度; H 为波高; k_0 为波数, $k_0 = 2\pi/L$, L 为波长; d 为海水深度; P_{b1} , P_{b2} 和 P_{b3} 分别为一阶、二阶和三阶波流压力幅值; U_0 为海流流速; ω_0 为荷载频率, 流场中的扩散关系可以表达为如下

形式:

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \omega_1 + (k_0 H)^2 \omega_2, \\ \omega_1 &= U_0 k_0 + \sqrt{g k_0 \tanh k_0 d}, \\ \omega_2 &= \frac{9 + 8 \sinh^2(k_0 d) + 8 \sinh^4(k_0 d)}{64 \sinh^4(k_0 d)} (\omega_1 - U_0 k_0). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

通常认为海床表面处的垂直有效应力为零; 在不考虑水流作用和海水黏性的基础上, 海床表面的剪应力也忽略不计; 海床表面的孔压等于海床表面波压, 即

$$\sigma_{zz}^l(k, \omega, 0) = \sigma_{zx}^l(k, \omega, 0) = 0 \quad p_{11}^l(k, \omega, 0) = \hat{p}_b. \quad (18)$$

式中: σ_{zz}^l 为垂直有效应力; σ_{zx}^l 为剪应力; \hat{p}_b 为海床表面波压 $p_b(x, t)$ 的波数-频率形式, 即

$$\hat{p}_b = 2\pi^2 \sum_{a=1}^3 P_{ba} [\delta(\omega + a\omega_0) \delta(k - ak_0) + \delta(\omega - a\omega_0) \delta(k + ak_0)] \quad (19)$$

式中: δ 为 Dirac 函数。

(2) 每层海床接触面处的连续条件 ($z=z_l$)

Deresiewicz 等^[18]的研究表明位移、应力和孔隙水压在每层界面处是连续的:

$$\left. \begin{aligned} u_x^l(k, \omega, z_l) &= u_x^{l+1}(k, \omega, z_l), \\ u_z^l(k, \omega, z_l) &= u_z^{l+1}(k, \omega, z_l), \\ \sigma_{zz}^l(k, \omega, z_l) &= \sigma_{zz}^{l+1}(k, \omega, z_l), \\ \sigma_{zx}^l(k, \omega, z_l) &= \sigma_{zx}^{l+1}(k, \omega, z_l), \\ p_{11}^l(k, \omega, z_l) &= p_{11}^{l+1}(k, \omega, z_l), \\ w_z^l(k, \omega, z_l) &= w_z^{l+1}(k, \omega, z_l). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

即 L_l 层下界面处的位移、应力和孔压与 L_{l+1} 层上界面处的位移、应力和孔压相等。

(3) 海床底部的边界条件 ($z=z_N$)

海床底部通常被视为刚性、不透水边界, 随着海床深度的增加波压引起的渗流力逐渐消散, 因此海床底部砂土位移和超静孔压为 0, 即

$$u_x^N(k, \omega, z_N) = u_z^N(k, \omega, z_N) = w_z^N(k, \omega, z_N) = 0. \quad (21)$$

根据式 (10) ~ (13), 第 l 层界面处的连续条件为

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} -\mathbf{D}_d^{l+1} & \mathbf{D}_u^l \\ -\mathbf{S}_d^{l+1} & \mathbf{S}_u^l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{W}_d^{l+1}(k, \omega, z_l) \\ \mathbf{W}_u^l(k, \omega, z_l) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_d^l & \mathbf{D}_u^{l+1} \\ -\mathbf{S}_d^l & \mathbf{S}_u^{l+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z_l) \\ \mathbf{W}_u^{l+1}(k, \omega, z_l) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (22)$$

式 (22) 左侧的下、上行波矢量矩阵可写为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{W}_d^{l+1}(k, \omega, z_l) \\ \mathbf{W}_u^l(k, \omega, z_l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_d^l & \mathbf{R}_u^l \\ \mathbf{R}_d^l & \mathbf{T}_u^l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z_l) \\ \mathbf{W}_u^{l+1}(k, \omega, z_l) \end{bmatrix}. \quad (23)$$

式中: $\begin{bmatrix} \mathbf{T}_d^l & \mathbf{R}_u^l \\ \mathbf{R}_d^l & \mathbf{T}_u^l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_d^{l+1} & \mathbf{D}_u^l \\ -\mathbf{S}_d^{l+1} & \mathbf{S}_u^l \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_d^l & \mathbf{D}_u^{l+1} \\ -\mathbf{S}_d^l & \mathbf{S}_u^{l+1} \end{bmatrix}$; \mathbf{T}_d^l 和 \mathbf{R}_d^l 分别为下行波在 $z=z_l$ 界面处的透射矩阵和反射矩阵; \mathbf{T}_u^l 和 \mathbf{R}_u^l 分别为上行波在 $z=z_l$ 界面处透射矩阵和反射矩阵。

式 (23) 表示波在界面 $z = z_l$ 处的传递与反射 (图 3 (a)), 但在实际情况中, 每个界面处都会反复发生传递和反射 (图 3 (b)), 为了简化分析, 将复杂的重复反射和透射进行等效表示, 引入下列矩阵表达式^[13]:

$$\mathbf{W}_d^{l+1}(k, \omega, z_l) = \tilde{\mathbf{T}}_d^l \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z_l) \quad (24)$$

$$\mathbf{W}_u^l(k, \omega, z_l) = \tilde{\mathbf{R}}_d^l \mathbf{W}_d^l(k, \omega, z_l) \quad (25)$$

从上式可以得出, 第 $l+1$ 层的下行波矢量 (\mathbf{W}_d^{l+1}) 和第 l 层的上行波矢量 (\mathbf{W}_u^l) 可以等效为用第 l 层的下行波矢量 (\mathbf{W}_d^l) 表示。将式 (24), (25) 代入式 (23), 可以得出

$$\tilde{\mathbf{T}}_d^l = (\mathbf{I} - \mathbf{R}_u^l \tilde{\mathbf{R}}_d^{l+1})^{-1} \mathbf{T}_d^l \quad (26)$$

$$\tilde{\mathbf{R}}_d^l = \mathbf{R}_d^l + \mathbf{T}_u^l \tilde{\mathbf{R}}_d^{l+1} \mathbf{T}_d^l \quad (27)$$

式中: $\tilde{\mathbf{R}}_d^{l+1} = \mathbf{E}^{l+1}(h_{l+1}) \mathbf{R}_d^{l+1} \mathbf{E}^{l+1}(h_{l+1})$; \mathbf{I} 为单位矩阵。

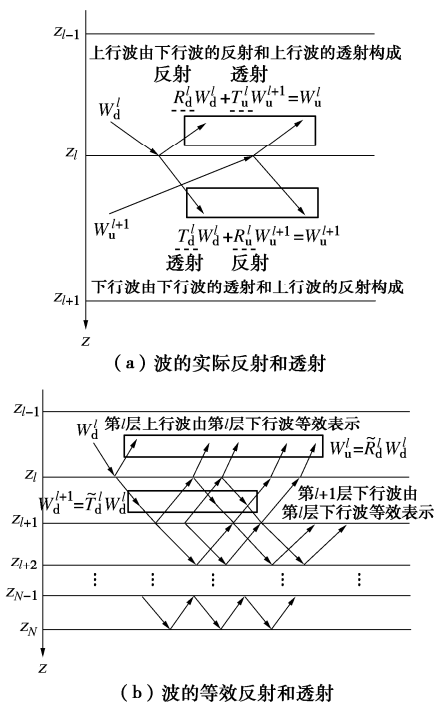


图3 传递-反射矩阵法中波的反射和透射

Fig. 3 Reflection and transmission of waves for transmission and reflection matrix method

由海床底部边界条件可得海床底部砂土位移为 0, 即

$$\mathbf{W}_u^N(k, \omega, z_N) = \mathbf{R}_d^N \mathbf{W}_d^N(k, \omega, z_N) \quad (28)$$

式中: $\mathbf{R}_d^N = -[\mathbf{D}_u^N]^{-1} \mathbf{D}_d^N$ 。

由海床表面边界条件可得

$$\mathbf{S}_d^1 \mathbf{W}_d^1(k, \omega, 0) + \mathbf{S}_u^1 \mathbf{W}_u^1(k, \omega, 0) = \hat{\mathbf{F}}(k, \omega) \quad (29)$$

式中: $\hat{\mathbf{F}}(k, \omega) = [0, 0, \hat{P}_b]^T$, 其中 \hat{P}_b 可由式 (16) 求得。

联立式 (25), (29) 可得海床表面的下行波矢量为

$$\mathbf{W}_d^1(k, \omega, 0) = [\mathbf{S}_d^1 + \mathbf{S}_u^1 \mathbf{E}^1(h_1) \mathbf{R}_d^1 \mathbf{E}^1(h_1)]^{-1} \hat{\mathbf{F}}(k, \omega) \quad (30)$$

通过式 (30) 求得海床表面的下行波矢量后, 结合

式 (24) ~ (27) 可以求出第 l 层的上、下行波矢量, 然后根据式 (10) 可以求出弹性层状海床的应力、位移响应和孔压在变换域中的传递-反射矩阵解。

上述过程求得结果均为波数-频率域内的解, 为了获得时空域内的解需要对求得的变量进行 Fourier 逆变换。引入 $\hat{\xi}$ 表示式 (11) 中的变量, 各变量在时空域内的解可以统一表示为

$$\xi(x, z, t) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\xi}(k, \omega, z) e^{i(\omega t + kx)} d\omega dk \quad (31)$$

由于变换域内被积函数的复杂性, 无法通过解析方法进行 Fourier 逆变换, 故本文通过数值积分方法来实现 Fourier 逆变换。

1.3 摄动孔压 p_{12}

海床内的孔隙水渗流遇到隧道时会发生散射, 由此产生的孔压即为摄动孔压。在求解隧道引起的摄动压力时, 只需考虑渗流场及渗流压力引起的作用于隧道上的荷载, 故将土骨架位移 u_i 与摄动压力 p_2 解耦, 可以得到关于超静孔压的控制方程为

$$\nabla^2 p_{12} = C_s \frac{\partial p_2}{\partial t} \quad (32)$$

式中: ∇^2 为 Laplace 算子, C_s 为反映土的渗透性、饱和度和等参数对超静孔压传递作用的综合特性系数, 具体表达式为

$$C_s = \frac{\gamma_f}{k_s} \left(n_s \beta + \frac{1 - 2\nu_s}{2G(1 - \nu_s)} \right) \quad (33)$$

式中: γ_f 为海水的重度; k_s 为海床渗透系数; n_s 为海床的孔隙率; β 为孔隙水压缩系数; ν_s 为海床泊松比; G 为海床剪切模量。上式中与海床相关的参数取分层海床中各层海床参数的平均值。

在自由海床孔压 p_{11} 的推导过程中, 式 (18) 的边界条件已经满足, 因此由隧道引起的摄动压力 p_{12} 在海床表面处为 0。根据基本假定 (4), 衬砌内表面超静孔压为 0。上述两个边界条件分别表示为

$$\left. \begin{aligned} p_{12} \Big|_{z=0} &= 0, \\ p_{12} \Big|_{x^2 + (z-d_p)^2 = r^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

式中: r 为隧道内径; p_{12} 为区域 II 衬砌内的超静孔压。

为简化计算, 将控制方程从直角坐标系转换到极坐标系中进行求解, 变换公式为

$$\left. \begin{aligned} x &= -\rho \sin \theta, \\ z &= d_p - \rho \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

式中: ρ 为极径; θ 为极角。

隧道引起的摄动压力与海床表面波浪压力有关, 分别求解一阶、二阶和三阶波流压力引起的孔压, 再将三

者叠加即可求得隧道引起的摄动压力。对于一阶波流压力引起的孔压, 假设其解为如下形式:

$$p_{12}^1 = P_{b1} P_2^1(\rho, \theta) e^{-i\omega_0 t} \quad (36)$$

式中: $P_2^1(\rho, \theta)$ 为与时间无关的、无因次的坐标函数。

将式 (36) 代入控制方程并进行极坐标变换:

$$\frac{\partial^2 p_{12}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{12}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 p_{12}}{\partial \theta^2} + i\omega_0 C_s p_{12} = 0 \quad (37)$$

满足该方程的通解为

$$P_2^1(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(1)}(c_k \rho) A_n \cos(n\theta) + \sum_{n=1}^{\infty} H_n^{(1)}(c_k \rho) B_n \sin(n\theta) \quad (38)$$

式中: $H_n^{(1)}$ 为第一类 Hankel 函数; $c_k = \sqrt{i\omega_0 C_s}$; A_n , B_n 为待定系数。

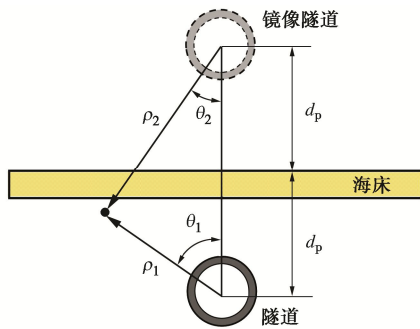


图 4 镜像法示意图

Fig. 4 Diagram of mirror image method

采用图 4 所示的镜像法构造一个虚拟源, 通过镜像法将问题转化为两个渗流场的叠加, 镜像隧道与实体隧道以海床表面为对称平面构成“源-汇”系统。可以获得同时满足控制方程式 (37) 和边界条件式 (34a) 的解为

$$p_{12}^1(\rho, \theta, t) = P_{b1} e^{-i\omega_0 t} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(1)}(c_k \rho_1) [A_n \cos(n\theta_1) + B_n \sin(n\theta_1)] + \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(1)}(c_k \rho_2) [A_n \cos(n\theta_2) + B_n \sin(n\theta_2)] \right\} \quad (39)$$

式中: ρ_1 , θ_1 分别为实际隧道的极径及极角; ρ_2 , θ_2 分别为镜像隧道的极径及极角。有以下关系:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2 &= \sqrt{\rho_1^2 + 4d_p^2 - 4d_p \rho_1 \cos \theta_1} \\ \theta_2 &= \arctan \frac{-\rho_1 \sin \theta_1}{2d_p - \rho_1 \cos \theta_1} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

由于衬砌为可渗透介质, 通过类似的方法可以求得衬砌内部超静孔隙水压的响应为

$$p_{12}^1 = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} [H_n^{(1)}(c_{lk} \rho) C_n + H_n^{(2)}(c_{lk} \rho) D_n] \cos(n\theta) + \sum_{n=0}^{\infty} [H_n^{(1)}(c_{lk} \rho) E_n + H_n^{(2)}(c_{lk} \rho) F_n] \sin(n\theta) \right\} e^{-i\omega_0 t} \quad (41)$$

式中: $H_n^{(2)}$ 为第二类 Hankel 函数; $c_{lk} = \sqrt{i\omega_0 C_1}$, 其中 $C_1 = (\gamma_f / k_1) \{ n_l \beta + (1 - 2\nu_1) / [2G_1(1 - \nu_1)] \}$, C_1 为衬砌复合压缩系数, k_1 为隧道衬砌渗透系数, n_l 为衬砌孔隙率, ν_1 为衬砌泊松比, G_1 为衬砌剪切模量; C_n , D_n , E_n , F_n 为待定系数。

隧道衬砌外表面为透水边界, 则衬砌内外渗流量相等, 区域 I 和 II 界面上的渗流连续方程为

$$k_s \frac{\partial p_1}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R} = k_1 \frac{\partial p_{12}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R} \quad (42)$$

在区域 II 中, 根据边界处的渗流连续条件, 可以得到衬砌内、外两个表面的边界条件, 将其改写为 Fourier 级数形式分别为

$$p_{12}^1(r, \theta) = e^{-i\omega_0 t} \sum_{n=0}^{\infty} [M_n \sin(n\theta) + N_n \cos(n\theta)] \quad (43a)$$

$$p_{12}^1(R, \theta) = e^{-i\omega_0 t} \sum_{n=0}^{\infty} [W_n \sin(n\theta) + V_n \cos(n\theta)] \quad (43b)$$

式中: M_n , N_n , W_n , V_n 为待定系数。

根据边界条件式 (34b) 得, $p_{12}^1|_{\rho=r} = M_n = N_n = 0$, $W_n = 1/\pi \int_0^{2\pi} p_{12}^1 \cos(n\theta) d\theta$, $V_n = 1/\pi \int_0^{2\pi} p_{12}^1 \sin(n\theta) d\theta$ 。由 Fourier 级数理论可知, 式 (43a) 和式 (43b) 两边 $\sin(n\theta)$ 、 $\cos(n\theta)$ 的系数必须一一对应且相等, 通过结合式 (41) 可知待定系数 C_n , D_n , E_n , F_n 为 V_n 和 W_n 的函数, 确定了系数 V_n , W_n , 即可求得隧道衬砌内超静孔压。

由 V_n , W_n 的表达式可知 V_n , W_n 为未知系数 A_n 和 B_n 的函数, 故 A_n , B_n 确定后即可求得式 (39) 表示的隧道引起的摄动压力和式 (41) 表示的衬砌内部 (区域 II) 超静孔压。而 A_n , B_n 的求解需构建一个 $2n+1$ 阶方程组, 通过求解该方程组即可得到 A_n 和 B_n 的具体数值。

求解二阶、三阶波流压力引起的摄动孔压可以按照类似的方法, 分别令

$$p_{12}^2 = P_{b2} P_2^2(\rho, \theta) e^{-2i\omega_0 t} \quad (44)$$

$$p_{12}^3 = P_{b3} P_2^3(\rho, \theta) e^{-3i\omega_0 t} \quad (45)$$

重复上述步骤, 即可确定二阶、三阶波流压力引起的孔压 p_{12}^2 和 p_{12}^3 。将两者与之前求得的 p_{12}^1 叠加即可得到波流共同作用引起的摄动压力 p_{12} 。最后通过结合自由海床孔压 p_{11} 及隧道引起的摄动压力 p_{12} , 即可获得波流耦合影响下隧道衬砌周围海床中的超静孔压 p_1 。

海床在波浪荷载作用下会发生液化, 海床土体液化可分为残余液化和瞬态液化, 残余液化是海床中的超静孔压累计导致的, 瞬态液化则是海床中渗透力的瞬时作用。本文仅考虑土体中的瞬态液化现象, 采用 Zen 等^[19]提出的液化判定准则:

$$p_1 - p_b \geq -(\gamma_s - \gamma_f)z \quad (46)$$

式中: γ_s 为土体重度; γ_f 为海水重度; p_b 为海床表面动压力, 由式 (16) 得出; p_l 为海床深度为 z 处的超静孔压, 由自由海床孔压 p_{l1} 和隧道引起的摄动压力 p_{l2} 叠加得出。

2 算例验证

为验证波流耦合影响下分层海床隧道周围渗流压力分布的正确性, 本文采用试验结果及三维数值模型结果进行对比验证。试验部分采用了 Chen 等^[20]的管线试验结果。试验中的土体均为均质和各向同性的, 故本文解析解退化至单层均质海床与试验结果进行对比。由于荷载幅值对海床内超静孔压影响较大, 以海床表面波压幅值为比较对象, 下文中以 p_0 表示海床中隧道正上方最大波浪压力, p 表示隧道衬砌周围超静孔压。

2.1 管线模型验证

为了探究波浪和海流共同作用下不同埋深处的管线周围及海床中的渗流场响应, Chen 等^[20]进行了综合试验研究, 试验布置如图 5 所示。砂层厚度为 0.53 m, 管线埋深为 0.12 m, 孔压计 P_5 , P_6 , P_7 距离沉砂池表面分别为 0.19, 0.24, 0.34 m。砂土渗透系数为 3.57×10^{-5} m/s, 孔隙比为 0.584, 有效重度为 10.34 kN/m³, 平均粒径 d_{50} 为 0.15 mm, 波浪参数如图 6 所示。本文分别选取了海流流速 U_0 为 0.2, 0, -0.2 m/s 3 组试验结果进行比较, 其中负号代表海流方向与波浪方向相反。

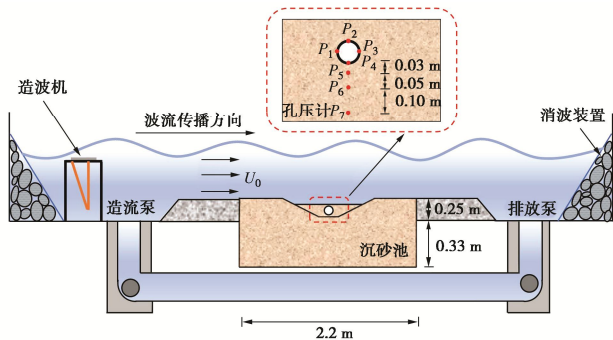
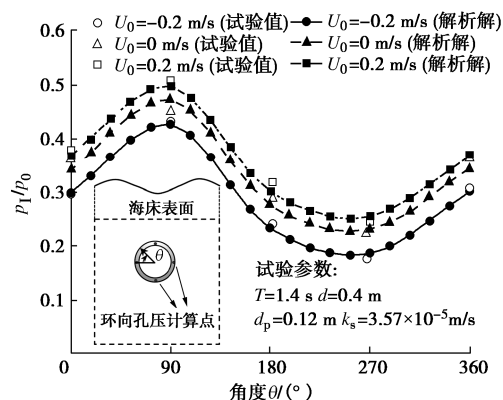


图 5 模型试验布置^[20]

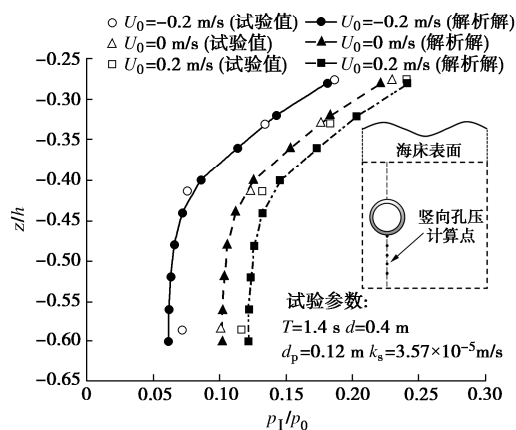
Fig. 5 Layout of model tests^[20]

图 6 为管线周围和沿深度方向的孔压分布结果。从图中可知, 试验监测值与本文解析解较为吻合, 孔压沿深度方向逐渐减小, 并且达到一定的深度后变化逐渐平缓。管线上半部分 ($0^\circ \sim 180^\circ$) 孔压整体大于下半部分 ($180^\circ \sim 360^\circ$) 孔压, 一部分原因是随着深度增加, 孔压逐渐消散, 另一部分原因是管线在孔压的传播过程中有一定的阻碍效果, 故管线上方孔压较大。海流的存在对孔压的分布也有显著影响, 顺流情况下海床中孔压整体增大, 逆流情况下海床中孔压整体减小, 流速大小相同的情况下, 逆流对于海床的影响总体上大于顺流。此外, 海床中超静孔压过大会发生海床液化现象, 而逆

流通过降低海床中的整体孔压抑制海床液化的发生。



(a) 管道周围超静孔隙压力



(b) 不同深度处超静孔隙压力

图 6 管道周围超静孔隙压力对比

Fig. 6 Comparison of excess pore pressures around pipeline

2.2 数值模拟验证

本节通过将 Flow3D 和 Abaqus 两个数值软件相结合对解析解进行验证。首先, 通过 Flow3D 建立三维波浪水槽模拟海床表面的动压力; 其次, 将 Flow3D 中计算出的动压力导入到 Abaqus 建立的有限元模型中作为海床表面的边界条件, 通过 Abaqus 建立隧道-海床相互作用的有限元模型对隧道周围渗流场进行分析。

工程案例选址位于黄河三角洲北部地区的埕岛海域内^[21], 表层沉积物主要为淤泥质粉质黏土, 下部土层由粉砂和粉质黏土构成。海床模型的具体参数如表 1 所示。波流和隧道参数如表 2 所示, 其中海流流速为负值代表海流方向与波浪方向相反。

通过 Flow3D 建立的波流-海床模型见图 7 (a), 下方蓝色海床部分尺寸为 120 m×80 m×50 m, 网格尺寸为 2 m, 中间加密区域网格尺寸为 1 m, 海床网格单元数量为 281682, 上部流体区域网格单元数量为 985268。波浪沿 x 轴正方向传播, 波浪类型选择 Stokes 波, 同时设置一个匀速海流 (current velocity), 模型左侧边界为波浪边界 (wave), 右侧为流出边界 (outflow), y 方向为对称边界, z 方向为固定边界 (wall), 采用的波浪自由面追踪类型为 sharp interface, 物理模型采用沉积物冲刷模型。

表 1 数值模型海床参数

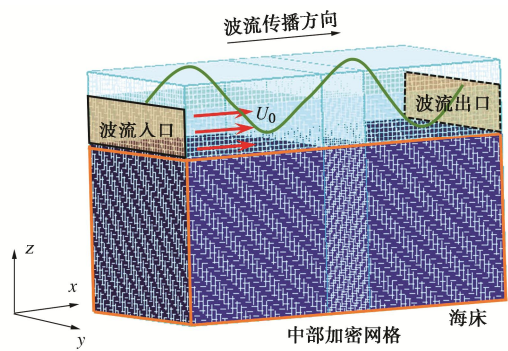
Table1 Seabed parameters of numerical model

海床	各层厚度 h_i/m	泊松比 ν_s	孔隙率 n_s	剪切模量 G/MPa	渗透系数 $k_d/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	重度 $\gamma_s/(\text{kN}\cdot\text{m}^{-3})$	饱和度 S_r
第 1 层	10	0.35	0.41	15.8	1.53×10^{-2}	15.3	1.0
第 2 层	10	0.35	0.43	18.3	6.20×10^{-3}	19.1	1.0
第 3 层	30	0.35	0.47	22.4	1.20×10^{-4}	19.3	1.0

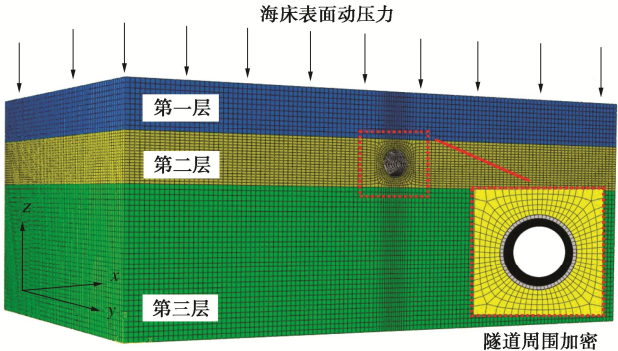
表 2 数值模型波流和隧道参数

Table2 Wave currents and tunnel parameters of numerical model

波流						隧道							
水深 d/m	波高 H/m	波长 L/m	周期 T/s	海流流速 $U_0/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$		埋深 d_p/m	外径 R/m	衬砌厚度 $(R-r)/\text{m}$	剪切模量 G_1/GPa	孔隙率 n_1	泊松比 ν_1	渗透系数 $k/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	
20	5	100	9	2	0	-2	15	3	0.3	12.5	0.03	0.2	1.0×10^{-6}



(a) 海床-隧道模型



(b) 隧道-海床模型

图 7 三维数值模型

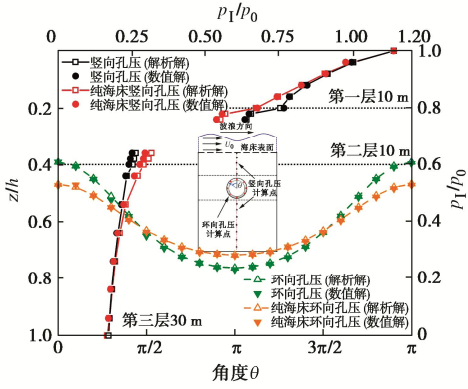
Fig. 7 3D numerical model

图 7 (b) 采用 Abaqus 建立的隧道-海床有限元模型, 海床尺寸为 $120\text{ m}\times 80\text{ m}\times 50\text{ m}$, 分层土体厚度从上到下分别为 10, 10, 30 m。每层土的网格单元数量分别为 55809, 141351, 161703; 隧道长度为 80 m, 网格单元数量为 12000, 隧道和海床采用线弹性材料并对其渗透性进行设置。模型的上、下边界分别为无约束透水边界、固定不透水边界, 4 个侧面为可上下自由滑动的不透水边界, 将波流-海床模型中计算出的海床表面动压力通过 Amplitude 函数定义为随时间变化的荷载, 将其施加在三维海床-隧道模型的上表面作为动力边界条件。

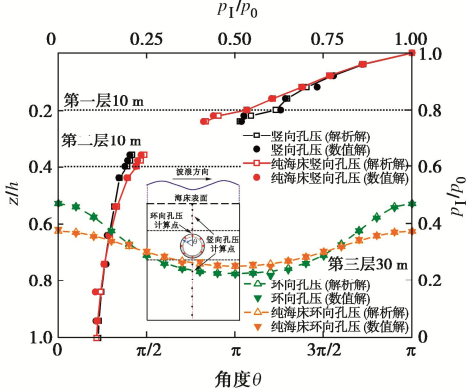
图 8 为本文解析结果与数值结果的对比较验证分析。隧道周围孔压计算间隔为 18° , 沿海床深度的竖向计算间隔在第一层和第二层为 2 m, 第三层为 5 m, 分层处为 1 m。算例中关于是否存在海流及海流与波浪是否同向做了较为全面分析, 并且将海床孔压值 p_1 与无海流时海床表面最大波压 p_0 进行了归一化处理。

通过图 8 可以得出, 竖向孔压随深度逐渐降低并且在分层处有明显变化, 由于海床渗透系数逐渐降低, 渗透系数较低部分对应的孔压较小加之孔压随深度降低, 故第一、二层分层处的孔压降低更加明显。此外, 孔压随深度降低并逐渐趋于平缓, 故第二、三层分层处的孔压降幅小于第一、二层分层处。与纯海床相比, 相同深度处隧道衬砌上方孔压值更大, 且隧道上方和下方的孔压差也更明显。海流的存在对于隧道周围的

渗流场分布有显著影响, 当海流与波浪方向相同时海床内孔压增大, 反之, 海床内孔压减小, 这说明顺流会增大海床的液化程度, 而逆流会抑制海床液化的发生。



(a) $U_0=2\text{ m/s}$



(b) $U_0=0\text{ m/s}$

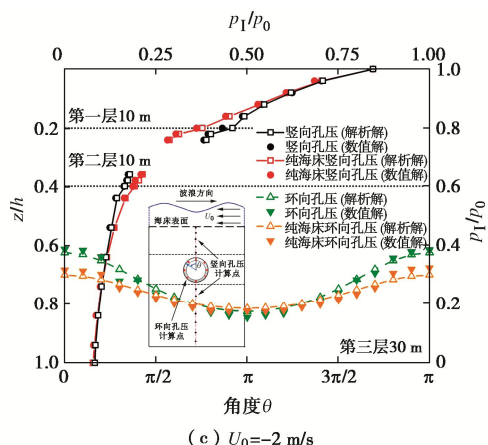


图8 隧道外超静孔隙水压响应对比

Fig. 8 Comparison of excess pore water pressure responses outside tunnel

3 参数分析

针对海床渗透性 (k_s) 和隧道衬砌渗透性 (k_l) 进行了参数分析。海床剪切模量为 20 MPa, 海流流速为 2 m/s, 波长为 100 m, 隧道埋深 d_p 为 15 m, 海床分为 3 层, 总厚度 h 为 50 m, 各层厚度从上到下分别为 10, 10, 30 m。对隧道周围的海床区域进行超静孔压评估, 采用线性插值法绘制等值线图, 计算点径向间隔为 2 m, 环向间隔为 18° , 并且将海床孔压值 p_l 与无海流时海床表面最大波压 p_0 进行了归一化处理。

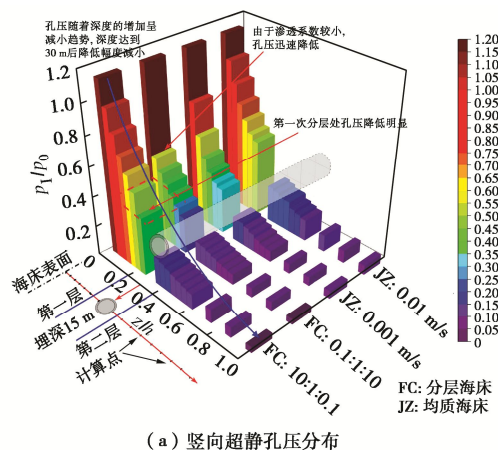
3.1 海床渗透系数 k_s

均质海床渗透系数分别取 1×10^{-2} , 1×10^{-3} m/s, 分层海床考虑了两种情况即 (I): 1×10^{-2} , 1×10^{-3} , 1×10^{-4} m/s (10:1:0.1) 和 (II): 1×10^{-4} , 1×10^{-3} , 1×10^{-2} m/s (0.1:1:10)。隧道衬砌渗透系数为 1×10^{-6} m/s。

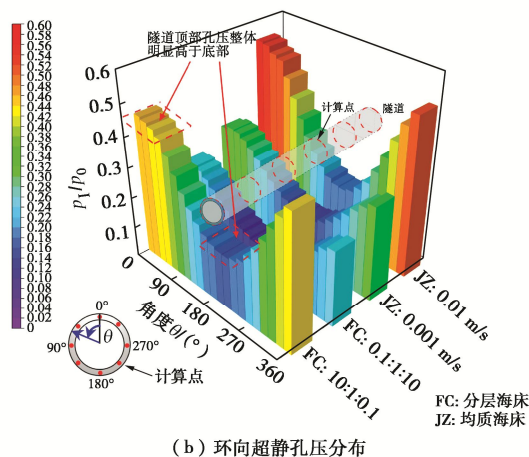
图 9 展示了不同海床渗透系数对隧道衬砌外环向、竖向超静孔压分布的影响。从图 9 中可知, 渗透系数取值不同对于隧道衬砌周围超静孔压分布有明显影响, 总的来说渗透系数越大, 隧道周围孔压越大; 在隧道仰拱区域 p_l/p_0 显著低于拱顶, 衬砌周围孔压整体呈“抛物线型”分布。对于分层海床 (I), 第一、二层分层处孔压降低明显, 而 (II) 由于第一层渗透系数较小, 不利于孔压传播故孔压整体偏小; 超静孔压沿深度方向变化的过程中, 波流引起的自由海床孔压 p_{11} 逐渐减小, 隧道引起的摄动孔压 p_{12} 逐渐增加, 并在隧道拱顶部位达到最大; 隧道对孔压在海底中的传播有“阻挡”作用, 衬砌下方的孔压迅速减小并逐步衰减。

图 10 展示了不同渗透系数下分层海床中, 隧道周围归一化的超静孔压分布。对于分层海床, 第一层海

床的渗透系数对于整个海床中的孔压分布有较大影响。分层海床 (I) 中, 第一次分层处孔压降低明显, 在第二次分层处孔压衰减已经趋于平缓, 故孔压变化不太明显; 分层海床 (II) 中, 由于第一层渗透系数很小, 不利于孔压传播, 导致整体孔压偏低。隧道的“阻挡”作用而产生的摄动孔压在衬砌顶部较大。海床上部渗透系数较大对应的液化区域比较小, 原因可能是较大的渗透系数有利于孔压消散, 导致液化不易发生。



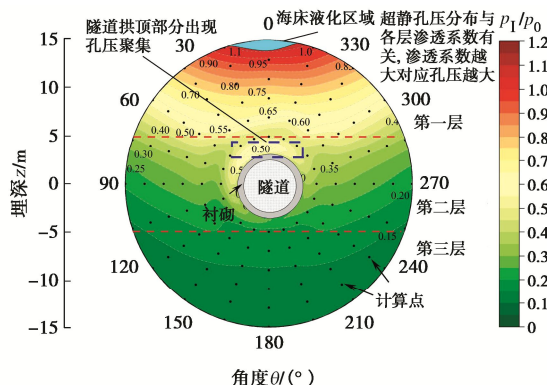
(a) 竖向超静孔压分布

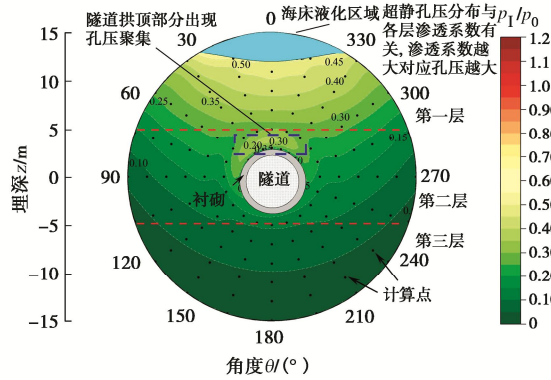


(b) 环向超静孔压分布

图9 不同海床渗透系数下隧道外水压响应对比

Fig. 9 Comparison of external water pressure responses of tunnel for different seabed permeability coefficients

(a) 分层海床 (I) $k_{s1}:k_{s2}:k_{s3}=10:1:0.1$ ($k_{s2}=1 \times 10^{-3}$ m/s)



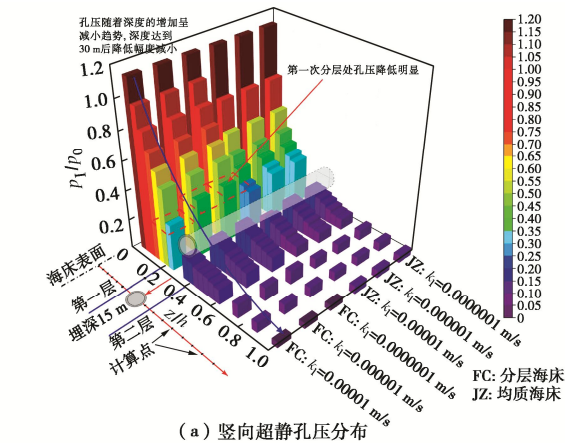
(b) 分层海床(II) $k_{s1}:k_{s2}:k_{s3}=0.1:1:10(k_{s2}=1\times 10^{-3} \text{ m/s})$

图 10 不同海床渗透系数下隧道周围超静孔隙水压响应

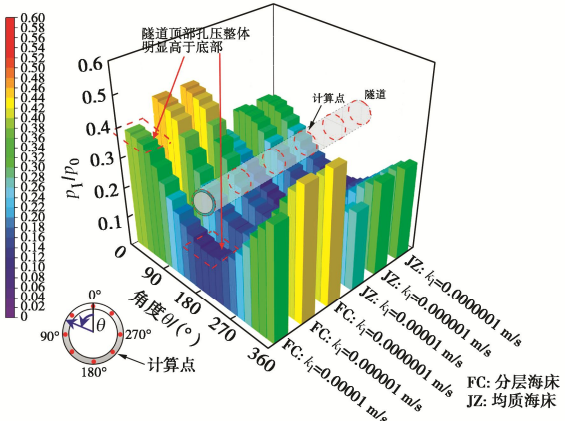
Fig. 10 Response of excess pore water pressure around tunnel for different seabed permeability coefficients

3.2 隧道衬砌渗透系数 k_l

均质海床渗透系数为 $1\times 10^{-3} \text{ m/s}$, 分层海床考虑了分层海床(I)的情况, 即各层渗透系数分别为 1×10^{-2} , 1×10^{-3} , $1\times 10^{-4} \text{ m/s}$ 。图 11 展示了隧道衬砌渗透系数(k_l)对隧道衬砌外竖向、环向超静孔压响应的影响。



(a) 竖向超静孔压分布



(b) 环向超静孔压分布

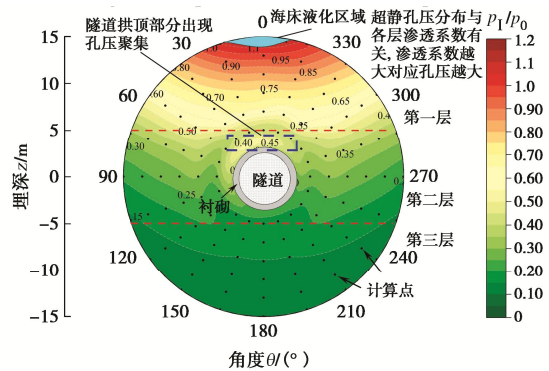
图 11 不同隧道衬砌渗透系数下水压响应对比

Fig. 11 Comparison of external water pressure responses for different tunnel lining permeability coefficients

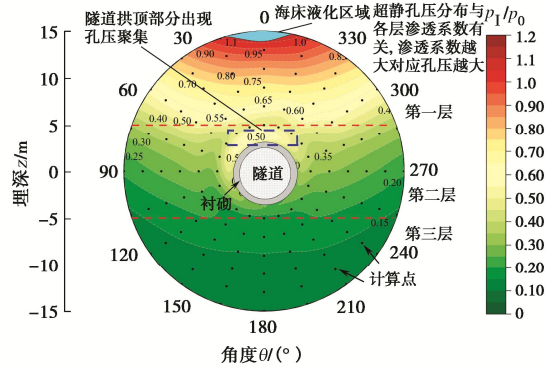
当衬砌渗透系数较大时, 由于隧道的排水作用增加, 隧道衬砌周围超静孔压较低; 随着衬砌渗透系数的降低且与海床渗透系数相差较大时, 隧道周围的孔

压由于衬砌的“阻挡”作用呈升高趋势。较低的衬砌渗透系数对应隧道周围较高的超静孔压, 但衬砌渗透系数 $k_l < 10^{-5} \text{ m/s}$ 后, 继续降低衬砌的渗透系数对隧道外超静孔压影响并不显著。

图 12 展示了在衬砌渗透系数为 1×10^{-5} , $1\times 10^{-7} \text{ m/s}$ 条件下分层海床中, 隧道衬砌周围归一化超静孔压分布。从图 12 中可以看出, 衬砌渗透系数的变化主要影响摄动压力, 衬砌周围孔压变化较大, 而海床中整体的孔压和液化区域变化不大。



(a) 分层海床(I) $k_l=1\times 10^{-5} \text{ m/s}$



(b) 分层海床(II) $k_l=1\times 10^{-7} \text{ m/s}$

图 12 不同隧道衬砌渗透系数下隧道周围超静孔隙水压响应

Fig. 12 Response of excess pore water pressure around tunnel for different tunnel lining permeability coefficients

4 结 论

本文基于 Biot 固结理论及波流耦合理论, 针对波浪与海流共同作用下分层海床内盾构隧道衬砌超静孔压响应建立了解析解。本文解析解考虑了衬砌材料本身的渗透性, 同时也考虑了波流耦合及分层海床的实际工况。在将来研究中, 进一步考虑在波浪和振荡流作用下的冲刷问题以及浅表层的循环弱化问题。通过参数分析及讨论, 主要得出以下 3 点结论。

(1) 波浪和海流的共同作用对隧道衬砌环向及竖向的超静孔隙水压力分布有显著影响。顺流 ($U_0=2 \text{ m/s}$) 会增大海床中的整体孔压, 整体增幅约为 13%, 而逆流 ($U_0=-2 \text{ m/s}$) 会降低海床中的孔压, 整体降幅约为 18%。流速大小相同的情况下, 逆流对于海床的影响总体上大于顺流。此外, 在顺流情况下, 海床更

容易发生液化, 而逆流会抑制海床的液化。

(2) 海床砂土的渗透性对隧道衬砌外超静孔压分布影响较为显著。对于分层海床, 上部渗透系数较大时, 第一次分层处孔压降低明显, 顺流情况下 ($U_0=2\text{ m/s}$) 降低幅值约为孔压最大值的 12%, 上部渗透系数较小时, 由于较小的渗透系数不利于孔压传播, 导致海床内孔压整体偏低。此外, 渗透系数越小的海床越容易发生液化现象。

(3) 隧道衬砌的渗透性 (k_1) 是海底隧道周围超静孔压分布的重要影响因素。隧道衬砌对海床孔隙水渗流起“阻挡”作用, 衬砌的渗透系数越小阻挡效应越明显, 表现为衬砌顶部的超静孔隙水压明显高于底部, 对于分层海床 (I) 衬砌底部超静孔压约为顶部的 40%。降低衬砌渗透系数能提高隧道对孔压传播的“阻挡效应”从而提高隧道周围的超静孔压。隧道衬砌渗透系数主要影响摄动压力导致衬砌周围孔压变化较大, 对海床整体孔压分布和液化程度影响不大。

参考文献:

- [1] BIOT M A. General theory of three-dimensional consolidation[J]. *Journal of Applied Physics*, 1941, **12**(2): 155-164.
- [2] BIOT M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I low-Frequency range[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2005, **28**(2): 168.
- [3] BIOT M A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media[J]. *Journal of Applied Physics*, 1962, **33**(4): 1482-1498.
- [4] ZIENKIEWICZ O C, CHANG C T, BETTESS P. Drained, undrained, consolidating and dynamic behaviour assumptions in soils[J]. *Géotechnique*, 1980, **30**(4): 385-395.
- [5] TOKUO Y, KONING H L, HANS S, et al. On the response of a poro-elastic bed to water waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, **87**(1): 193-206.
- [6] ULKER M B C, RAHMAN M S, JENG D S. Wave-induced response of seabed: Various formulations and their applicability[J]. *Applied Ocean Research*, 2009, **31**(1): 12-24.
- [7] GATMIRI B. Simplified finite element analysis of wave-induced effective stresses and pore pressures in permeable sea beds[J]. *Géotechnique*, 1990, **40**(1): 15-30.
- [8] THOMAS S D. A finite element model for the analysis of wave induced stresses, displacements and pore pressures in an unsaturated seabed: II model verification[J]. *Computers and Geotechnics*, 1995, **17**(1): 107-132.
- [9] OZGUR KIRCA V S, SUMER B M, FREDSE J. Influence of clay content on wave-induced liquefaction[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2013, **140**(6): 4014024.
- [10] 刘晓磊, 贾永刚, 郑杰文. 波浪导致黄河口海床沉积物超孔压响应现场试验研究[J]. *岩土力学*, 2015, **36**(11): 3055-3062. (LIU Xiaolei, JIA Yonggang, ZHENG Jiewen. In situ experiment of wave-induced excess pore pressure in the seabed sediment in Yellow River Estuary[J]. *Rock and Soil Mechanics*, 2015, **36**(11): 3055-3062. (in Chinese))
- [11] QI W G, LI C F, JENG D S, et al. Combined wave-current induced excess pore-pressure in a sandy seabed: flume observations and comparisons with theoretical models[J]. *Coastal Engineering*, 2019, **147**(5): 89-98.
- [12] ZHOU X L, XU B, WANG J H, et al. An analytical solution for wave-induced seabed response in a multi-layered poro-elastic seabed[J]. *Ocean Engineering*, 2011, **38**(1): 119-129.
- [13] QI H F, CHEN Z L, LI Y C, et al. Wave and current-induced dynamic response in a multilayered poroelastic seabed[J]. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 2020, **79**(1): 11-26.
- [14] ZHOU X L, JENG D S, YAN Y G, et al. Wave-induced multi-layered seabed response around a buried pipeline[J]. *Ocean Engineering*, 2013, **72**(11): 195-208.
- [15] ZHU C W, YING H W, GONG X N, et al. Analytical solution for wave-induced hydraulic response on subsea shield tunnel[J]. *Ocean Engineering*, 2021, **228**(5): 108924.
- [16] ZIMMERMAN C, STERN M. Scattering of plane compressional waves by spherical inclusions in a poroelastic medium[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1998, **94**(1): 527.
- [17] HSU H C, CHEN Y Y, HUS J R C, et al. Nonlinear water waves on uniform current in Lagrangian coordinates[J]. *Journal of Nonlinear Mathematical Physics*, 2009, **16**(1): 47-61.
- [18] DERESIEWICZ H, SKALAK R. On uniqueness in dynamic poroelasticity[J]. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1963, **53**(4): 783-788.
- [19] ZEN K, YAMAZAKI H. Mechanism of wave-induced liquefaction and densification in seabed[J]. *Soils and Foundations*, 1990, **30**(4): 90-104.
- [20] CHEN H, ZHANG J S, TONG L L, et al. Experimental study of soil responses around a pipeline in a sandy seabed under wave-current load[J]. *Applied Ocean Research*, 2023, **130**(1): 103409.
- [21] 常方强. 波浪作用下黄河口海底滑坡研究[D]. 青岛: 中国海洋大学, 2009. (CHANG Fangqiang. Study on Mechanism of Wave-Induced Submarine Landslide at the Yellow River Estuary[D]. Qingdao: Ocean University of China, 2009. (in Chinese))