

内输高温高压流体海底悬跨管道的非线性涡激振动响应分析

顾继俊^{1*}, 马天麒², 陈磊磊¹, 贾纪川¹, 高磊^{1,3}, 李明婕⁴

1 中国石油大学(北京)机械与储运工程学院, 北京 102249

2 路易斯安那州立大学土木与环境工程系, 路易斯安那州 70803, 美国

3 中海油研究总院有限责任公司, 北京 100028

4 德州学院能源与机械学院, 德州 253023

* 通信作者, Gu@cup.edu.cn

收稿日期: 2020-07-28

中国石油大学(北京) 科研基金(Nos. 2462020YXZZ046 和 2462020XKJS01) 和国家自然科学基金(No. 51909030) 联合资助

摘要 海底管道内输的高温高压流体会引起管内较大的轴力, 从而诱发管道的整体屈曲。发生屈曲的管道凸出海床表面, 出现部分管道悬跨的现象, 进而在海流的作用下会形成涡激振动现象。本文研究因热屈曲引起初始竖向变形的海底悬跨管道在内外流耦合作用下的涡激振动响应。首先, 采用 Euler-Bernoulli 梁模型来模拟海底管道, 通过对管道单元和内部流体单元进行受力分析, 建立悬跨管道运动学平衡方程, 确定内输高温流体管道的热屈曲平衡状态。然后, 在方程中引入尾流振子模型, 建立内输高温高压流体管道在内外流作用下的耦合动力学方程, 采用 Newmark- β 方法对离散的涡激振动响应方程进行逐步求解, 得到管道时程的振动位移、速度及加速度, 确立了有初始变形管道振动的非线性振动时域预报方法。基于该方法进行算例分析, 首先对比不同模态下考虑热屈曲和不考虑热屈曲的管道振型, 观察热屈曲效应对不同模态下管道振动形态的影响; 通过分析管道振动频率随时间的变化趋势, 结合建模过程中刚度矩阵的变化趋势, 推导出管道轴力的周期性变化会引起自然频率的周期性变化; 改变管道外部流体流速, 观察管道振动频率、模态和幅值的变化, 分析得出管道从低模态振动转为高阶模态振动时, 管道从周期运动变为混沌运动, 后随外流速增加又转为周期运动, 此过程中管道会出现多模态振动的现象, 并且多模态作用对低阶模态的振动影响较大; 改变管道内部流体温度和压力, 观察管道振动频率和振动幅值的变化, 得到管内温度和压力的增加会导致管道振动频率的降低及管道振动幅值的增加。

关键词 热屈曲; 悬跨管道; 涡激振动; 非线性振动; 多模态振动

Nonlinear dynamic response of suspended span pipe conveying high temperature and high pressure flow

GU Jijun¹, MA Tianqi², CHEN Leilei¹, JIA Jichuan¹, GAO Lei^{1,3}, LI Mingjie⁴

1 College of Mechanical and Transportation Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

引用格式: 顾继俊, 马天麒, 陈磊磊, 贾纪川, 高磊, 李明婕. 内输高温高压流体海底悬跨管道的非线性涡激振动响应分析. 石油科学通报, 2022, 01: 116-126

GU Jijun, MA Tianqi, CHEN Leilei, JIA Jichuan, GAO Lei, LI Mingjie. Nonlinear dynamic response of suspended span pipe conveying high temperature and high pressure flow. Petroleum Science Bulletin, 2022, 01: 116-126. doi: 10.3969/j.issn.2096-1693.2022.01.011

2 Department of Civil & Environmental Engineering, Louisiana State University, Louisiana 70803, USA

3 Science and Technology Management Department, CNOOC Research Institute Ltd., Beijing 100028, China

4 Energy and Mechanics College, Dezhou University, Dezhou 253023, China

Abstract Internal high temperature and high pressure flow of a subsea pipe will cause high axial force, which could induce global buckling of the pipe. The buckling pipe, which curves out of the seabed, forms a suspended span and vibrates under the action of cross currents. The dynamic response of a subsea pipe with initial vertical deformation caused by thermal buckling under the combined action of internal and external flow was analyzed. Firstly, the Euler Bernoulli beam model is used to simulate the suspended span pipe. Through stress analysis of the pipeline element and internal fluid elements, the kinematic equilibrium equation of the suspended span pipeline is established to determine the thermal buckling equilibrium state of the internal high-temperature fluid pipeline. Then, the wake oscillator model is introduced into the equation to establish the dynamic coupling equation of an internal high temperature and high pressure fluid pipeline under the action of internal and external flow. By using the Newmark- β method the discrete vortex induced vibration response equation is solved step by step, the vibration displacement, velocity and acceleration of the pipeline in time history are obtained, and the nonlinear vibration time domain prediction method of pipeline vibration with initial deformation is established. Firstly, the vibration modes of a pipeline with and without thermal buckling under different modes are compared, and the influence of the thermal buckling effect on the vibration mode of the pipeline under different modes is observed; By analyzing the pipeline vibration frequency change trend with time and combined with the change trend of the stiffness matrix in the modeling process, it is deduced that the periodic change of pipeline's axial force will cause the periodic change of natural frequency. We changed the external fluid flow velocity of the pipeline, observed the changes of vibration frequency, mode and amplitude of the pipeline, and concluded that when the pipeline changes from low mode vibration to high-order mode vibration, the pipeline changes from periodic motion to chaotic motion, and then changes to periodic motion with the increase of external flow velocity. In this process, the phenomenon of multi-modal vibration will appear in the pipeline, and the multi-modal effect has a great influence on the vibration of low-order modes; We then changed the fluid temperature and pressure inside the pipeline, observed the changes of pipeline vibration frequency and vibration amplitude, and get that the increase of temperature and pressure in the pipeline will lead to a decrease of pipeline vibration frequency and an increase of pipeline vibration amplitude.

Keywords thermal buckling; suspended span pipe; vortex induced vibration; nonlinear vibration; multi-modal vibration

doi: 10.3969/j.issn.2096-1693.2022.01.011

0 引言

海底管道是重要的深海油气开采运输设备, 其内输高温流体。管道承受的载荷有铺设预张力、输送压力、温度载荷、波流载荷等。海底管道常通过提高管内输送流体的温度来避免原油中的石蜡在管壁上沉积及水合物的形成。管道内流体的温度与压力会引起管道内的轴向载荷, 尤其当输送流体温度超过 100 °C, 流体压力接近或超过 10 MPa 时, 会产生较大的轴向力。但在约束条件下, 管道轴向力无法通过管道的轴向伸长来释放, 从而很可能以管道整体失稳的形式加以释放, 引起管道整体屈曲。1984 年 Hobbs^[1] 由单层管道的垂向屈曲及 1~4 阶模态的侧向屈曲推导出了计算相应屈曲波长、屈曲轴力和屈曲位移幅值的解析公式。针对铺设在不平整海床上或有初始不直度的管道, Taylor 与 Gan^[2] 进一步研究了管道铺设初始挠度对其屈曲特性的影响。施若苇^[3] 从解析和数值的角度, 提出了外力触发管道热屈曲和管道在软弱海床上竖向热屈曲的理论模型并通过有限元数值模拟, 研究了管道热

屈曲过程的动力响应。

由于管道屈曲凸出海床表面, 或海床表面凹凸不平等因素进而导致管道不可避免会出现悬跨。目前对于海底悬跨管道, 大多研究集中于海流、管道和海床之间的相互作用, 以及管道发生涡激振动的机理及动力学特性研究。Facchinetti^[4] 等人总结了多种尾流振子理论, 提出加速度耦合尾流振子模型。Raghavan 和 Bernitsas^[5] 探讨了雷诺数对弹性支撑圆柱横流方向涡激振动特性的影响。臧志鹏和高福平^[6] 等实验观测了近壁面处的海底管道-子母管结构横流向方向 VIV, 研究了不同壁面间隙比, 子母管直径比等参数对尾迹脱落模式的影响。Gu^[7] 利用 Timoshenko 梁模型研究了不同长细比下管线的动力响应, 并与 Euler-Bernoulli 梁模型结果进行了对比, 结果指出 Timoshenko 梁模型适合海底小悬跨长度的管道。艾尚茂^[8] 研究了海底悬跨管道与海床耦合的高度非线性, 运用有限元法对输液张紧悬跨管道进行空间离散, 发展了一种悬跨管道-海床-流场多场耦合的非线性时域预报方法。An^[9] 针对内输两相流的海底管道进行了动力响应研究, 并就

气液体积比和质量比对振动响应的影响进行了分析。由于管道内的高温高压流体，管道会存在较大的轴力，对管道振动特性存在很大的影响。傅强^[10]考虑海洋立管管内外温差产生的温度应力以及管内流动流体和管外海洋环境荷载共同作用，对输液立管的动力特性进行分析，研究了有管内流体和温度应力时的海洋立管动力特性，得出管内流体流动和管内外温差会降低立管的固有频率。

通过以上调研发现针对发生热屈曲后产生变形的海底管道在高温高压内流和外流耦合作用下的响应研究不足，特别是缺乏针对热屈曲作用引起管道凸出海底表面而有一定初始竖向变形情况下的内外流耦合作用导致的涡激振动响应的研究。因此，为了进一步完善热屈曲情况下管道的力学响应研究，本文首先建立内部高温高压流体-管道-外流的耦合方程，对管道进行静态分析和动态分析，确定管道热屈曲的平衡位置，然后通过有限元方法离散和Newmark- β 数值求解

计算管道耦合涡激振动动力响应。最后，针对管内高温、高压对管道振动的频率、幅值和模态的影响进行了研究。

1 数学模型

1.1 悬跨管道的结构模型

海底管道在管内高温流体的作用下发生屈曲，屈曲部分露出地层受到外部海流的作用。可以将海底管道简化为一个两端固支的内输流体管道。采用刚性摩擦面上无限长Euler-Bernoulli梁模型来模拟海底管道，建立海底管道的内流-管线-尾流振子三项耦合动力学模型，如图1所示。

X 为管道的轴向方向， Z 为管道的竖向方向。管道悬跨长度为 L 。采用欧拉梁模型模拟海底管道，分别对管单元和流体单元进行受力分析，如图2所示。得

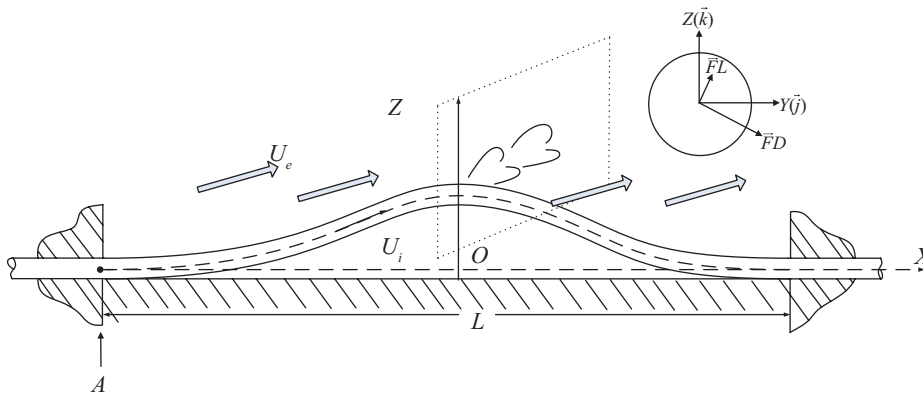


图1 内输高温高压流体的海底悬跨管道

Fig. 1 The suspended span pipe conveying high temperature and high pressure flow

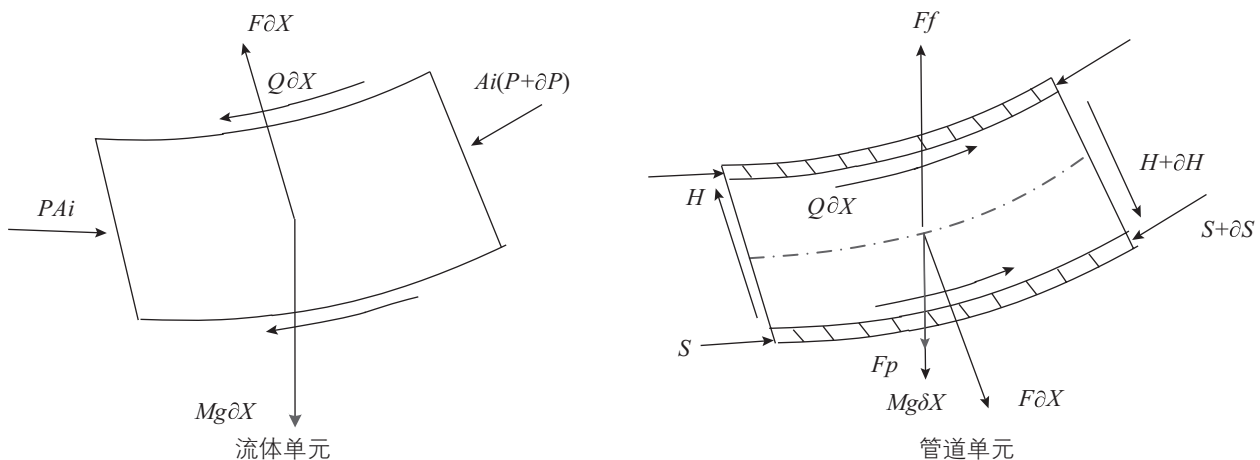


图2 流体单元和管单元受力分析

Fig. 2 Forces acting on fluid element and pipe element

到管单元和流体单元在竖向方向的受力平衡方程。

$$F - A_i \frac{\partial}{\partial X} \left(P \frac{\partial W}{\partial X} \right) - Q \frac{\partial W}{\partial X} - Mg$$

$$= M \left(\frac{\partial^2 W}{\partial T^2} + 2U_i \frac{\partial^2 W}{\partial X \partial T} + U_i^2 \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} \right) \quad (1)$$

$$- \frac{\partial H}{\partial X} - F + F_f - \frac{\partial}{\partial X} \left(S \frac{\partial W}{\partial X} \right) +$$

$$Q \frac{\partial W}{\partial X} - mg - F_p = m \frac{\partial^2 W}{\partial T^2} \quad (2)$$

式(1)(2)分别为流体单元和管单元在横流向方向的受力方程。其中 W 为管的竖向位移, T 为时间,管道杨氏模量 E ,管道惯性矩 I_p ,管道横截面积 A_p ,密度为 ρ_p ,管道的泊松比为 ν 。管道内输流体流速为 U_i ,管道内单位长度流体质量 M ,管外流体流速为 U_e 。 Q 为立管壁面与流体间的剪应力, F 为流体单元与管单元间的相互作用力, P 为压强, S 为管单元上轴向力, H 为管线截面上的横向剪切力,其为 $H = EI_p \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2}$ 。 m 为立管单位长度质量和排开外部流体质量之和 $m = m_p + m_d$, $m_d = C_A r_e D^2 \pi / 4$,其中 C_A 为附加质量系数, $C_A = 1.0$ 。 F_f 为外部流体作用于立管上的横流向水动力。 F_p 为结构的阻尼力,其值为 $F_p = r_p \frac{\partial W}{\partial T}$, r_p 为管道的结构阻尼, $r_p = c_p \frac{\sqrt{EI_p(m+M)}}{L^2}$ 。将方程(1)和(2)相加,得到内流—立管—外流耦合的方程,即管道竖向, Z 方向,满足的方程:

$$(M+m) \frac{\partial^2 W}{\partial T^2} + EI_p \frac{\partial^4 W}{\partial X^4} + (M+m)g +$$

$$(S+pA_i) \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + MU_i^2 \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} +$$

$$2MU_i \frac{\partial^2 W}{\partial X \partial T} + F_p = F_f \quad (3)$$

1.2 外部流体的尾流振子模型

在以往的研究中,通常认为涡激振动的速度 $\frac{\partial W}{\partial T} U_e$,并且用 U_e 近似代替管道与外部流体之间的相对流速 U_{er} 。本文考虑 $\frac{\partial W}{\partial T}$ 的影响,采用非线性的升力和阻力。如图1所示,外部流体作用在管道上的阻力和升力分别为:

$$\vec{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho_e D |\vec{U}_{er}| \left(U_e \vec{j} - \frac{\partial W}{\partial T} \vec{k} \right) \quad (4)$$

$$\vec{F}_L = \frac{1}{2} C_L \rho_e D |\vec{U}_{er}| \left(\frac{\partial W}{\partial T} \vec{i} + U_e \vec{k} \right) \quad (5)$$

对相对流速进行泰勒展开,并忽略高阶 $\left(\frac{\partial W}{\partial T} \right)^2$,则作用于管道上的横流向水动力为:

$$F_f = (\vec{F}_L + \vec{F}_D) \vec{k}$$

$$= \frac{1}{2} C_L \rho_e D U_e^2 - \frac{1}{2} C_D \rho_e D U_e \frac{\partial W}{\partial T} \quad (6)$$

采用 von der Pol 的非线性振荡模型来模拟升力系数 C_L 。

$$C_L = C_{L0} q(X, T) / 2 \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + \varepsilon \Omega_f (q^2 - 1) \frac{\partial q}{\partial T} + \Omega_f^2 q = \frac{\Lambda}{D} \frac{\partial^2 W}{\partial T^2} \quad (8)$$

其中, C_{L0} 为稳态升力系数(为管道固定不动时实验所测得的值); ε 是 van der Pol 参数; Ω_f 为涡旋脱落频率,其值为 $\Omega_f = 2\pi S_i U_e / D$; S_i 为斯托哈尔数,与雷诺数和管道截面有关。 $\frac{\Lambda}{D} \frac{\partial^2 W}{\partial T^2}$ 为结构作用于流体上的力, Λ 为实验参数。本文取用 $C_{L0} = 0.3$, $\varepsilon = 0.3$, $S_i = 0.2$, $\Lambda = 12$ 。

则内输流体的海底管道的动力学方程满足(3)、(4)和(6)。海底管道两端嵌入海床,从而将管道模拟为一个固支—固支的管道,则管道两端的边界条件为:

$$W(0, T) = 0, \frac{\partial W(0, T)}{\partial X} = 0,$$

$$W(L, T) = 0, \frac{\partial W(L, T)}{\partial X} = 0 \quad (9)$$

1.3 管道的静力分析与动力分析

海底管道的竖向位移可以分解为由于温度应力引起管道屈曲的静态位移 $W_b(X)$ 以及由于外部流体作用引起的附加动态位移 $W_d(X, T)$,则管道的横向位移表示为:

$$W(X, T) = W_b(X) + W_d(X, T) \quad (10)$$

将方程(6)、(7)和(10)代入到方程(3)中得到:

$$(M+m) \frac{\partial^2 W_d(X, T)}{\partial T^2} + EI_p \frac{\partial^4 W_b(X)}{\partial X^4} +$$

$$EI_p \frac{\partial^4 W_d(X, T)}{\partial X^4} + (M+m)g + MU_i^2 \frac{\partial^2 W_b(X)}{\partial X^2} +$$

$$(S+pA_i) \left(\frac{\partial^2 W_b(X)}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W_d(X, T)}{\partial X^2} \right) +$$

$$r_p \frac{\partial W_d}{\partial T} + MU_i^2 \frac{\partial^2 W_d(X, T)}{\partial X^2} + 2MU_i \frac{\partial^2 W_d(X, T)}{\partial X \partial T}$$

$$= \frac{1}{4} C_{L0} \rho_e D U_e^2 q(T) - \frac{1}{2} C_D \rho_e D U_e \frac{\partial W_d(X, T)}{\partial T} \quad (11)$$

其中由于温度应力引起管道屈曲的静态位移 $W_b(X)$ 满足:

$$EI_p \frac{\partial^4 W_b}{\partial Z^4} + (M+m)g + (S+pA_i) \frac{\partial^2 W_b}{\partial Z^2} + MU_i^2 \frac{\partial^2 W_b}{\partial Z^2} = 0 \quad (12)$$

对于静态分析 m 只为立管单位长度质量。外部绕流引起的管道动态竖向位移满足:

$$\begin{aligned} & (M+m) \frac{\partial^2 W_d(X,T)}{\partial T^2} + EI_p \frac{\partial^4 W_d(X,T)}{\partial X^4} + \\ & (S+pA_i) \frac{\partial^2 W_d(X,T)}{\partial X^2} + r_p \frac{\partial W_d(X,T)}{\partial T} + \\ & MU_i^2 \frac{\partial^2 W_d(X,T)}{\partial X^2} + 2MU_i \frac{\partial^2 W_d(X,T)}{\partial X \partial T} \\ & = \frac{1}{4} C_{L_0} \rho_e D U_e^2 q(T) - \frac{1}{2} C_{D_0} \rho_e D U_e \frac{\partial W_d(X,T)}{\partial T} \end{aligned} \quad (13)$$

2 数值计算

2.1 管道的热屈曲变形

管道由于热应力引起的管道初始屈曲满足方程(10), 其通解为:

$$W_b(X) = A_1 \cos(bx) + A_2 \sin(bx) + A_3 x + A_4 - \frac{ax^2}{2\mu^2} \quad (14)$$

根据管道中心对称以及端点固支的边界条件 ($W'(0) = 0, W'''(0) = 0, W(\frac{L}{2}) = 0, W'(\frac{L}{2}) = 0$), 则方程(10)的解为:

$$W_b(X) = \frac{aL^2}{8b^2} \left[1 - \frac{4X^2}{L^2} - \frac{4}{bL} \frac{\cos(bX)}{\sin(\frac{bL}{2})} + \frac{4}{bL} \frac{\cos(\frac{bL}{2})}{\sin(\frac{bL}{2})} \right] \quad (15)$$

$a = \frac{m+M}{EI_p} g, \quad b^2 = [(S+pA_i) + MU_i^2] / EI_p,$ 管道的屈曲长度为 L 。假设屈曲端点的管道弯矩为零 ($W_b''(\frac{L}{2}) = 0$)^[1, 12], 则

$$\tan \frac{bL}{2} = \frac{bL}{2} \quad (16)$$

$$W_b(X) = \frac{a}{b^4} \left[-\frac{\cos bX}{\cos \frac{bL}{2}} - \frac{b^2 X^2}{2} + \frac{b^2 L^2}{8} + 1 \right] \quad (17)$$

则管道最小的屈曲长度为 $bL = 8.9868$ 。则屈曲

段:

$$(S+pA_i) + MU_i^2 = 80.76 \frac{EI_p}{L^2} \quad (18)$$

由于轴力在管道变形过程中得到了释放, 管道屈曲部分的轴力小于未发生屈曲部分的轴力。根据弹性材料形变本构关系和屈曲段部分的位移协调条件以及管内轴力分布^[11], 得到:

$$S_0 = S + \frac{(m+M)gL}{EI} \left[1.597 \times 10^{-5} EA_p \varphi (m+M)gL^5 - 0.25(\varphi EI)^2 \right]^{1/2} \quad (19)$$

φ 为管道与海床间的轴向摩擦系数。管道未发生屈曲处的管道轴力为:

$$S_0 = \Delta p \cdot A_i (1 - 2 \cdot \nu) + A_p \cdot E \cdot \alpha \cdot \Delta C - T_{ini} \quad (20)$$

T_{ini} 铺设预张力; Δp 为相对铺设时, 内部压力的增加值; ΔC 相对于铺设时, 温度的增加值。根据方程(14)、(15)和(16)可以确定管道的屈曲长度, 进而确定管道发生屈曲的初始变形。

2.2 管道的动态响应

管道在外部绕流作用下产生的涡激振动在热应力引起的屈曲的基础上发生振动, 考虑管道伸长引起的管道轴力的变化, 则管道振动会引起的管道内轴力的变化。则不同时刻下管道内轴力满足:

$$S_d = S - \frac{EI_p}{2L} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial(W_b + W_d)}{\partial X} \right)^2 - \left(\frac{\partial W_b}{\partial X} \right)^2 \right] dX \quad (21)$$

将方程(17)带入到方程(11)得到考虑管道变形的管道涡激振动方程。采用有限元法对动力学方程(11)进行求解。图1所示的海底管道可以看作一个平面梁单元, 只包括轴向位移 V , 挠度 W 以及转角位移 Θ , 转角位移是挠度 W 对 X 导数。沿管道轴线方向进行离散, 选用多项式作为位移模式, 确定以结点位移表示的单元内任意点的位移。结点位移、结点挠度和转角表示为:

$$\begin{aligned} \delta_u &= [v_i \quad v_j]^T, \\ \delta_v &= [w_i \quad \theta_i \quad w_j \quad \theta_j]^T \end{aligned} \quad (22)$$

则各点的位移为:

$$\begin{Bmatrix} V \\ W \end{Bmatrix} = N \delta^e = \begin{bmatrix} H_v \\ H_w \end{bmatrix} A^{-1} \delta^e \quad (23)$$

$$\delta^e = [\delta_i^T \quad \delta_j^T]^T$$

N 为位移的形函数矩阵, 其中

$$\begin{aligned} H_v &= [1 \quad 0 \quad 0 \quad x \quad 0 \quad 0] \\ H_w &= [0 \quad 1 \quad x \quad 0 \quad x^2 \quad x^3] \end{aligned} \quad (24)$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & l & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & l^2 & l^3 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 2l & 3l^2 \end{bmatrix} \quad (25)$$

有限单元矩阵运动方程为:

$$M^e \ddot{\delta}^e + C^e \dot{\delta}^e + K^e \delta^e = F_f^e \quad (26)$$

其中,

$$\begin{aligned} M^e &= \int_0^l N^T (M + m) N dx \\ C^e &= \int_0^l N^T 2mU_i N dx + \int_0^l N^T r_p N dx + \\ &\quad \int_0^l N^T \left(\frac{1}{2} C_D \rho_e D U_e \right) N dx \\ K^e &= \int_0^l N^T E I_p N dx + \int_0^l N^T (S + pA_i + M U_i^2) N dx \\ &\quad - \int_0^l N^T \left\{ \frac{EA_p}{2L} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial(W_b + W_d)}{\partial X} \right)^2 - \left(\frac{\partial W_b}{\partial X} \right)^2 \right] dX \right\} N dx \end{aligned} \quad (27)$$

式中 l 为单元长度。对于尾流振子系数, 也采用多项式进行拟合, 即每个单元上的振子系数与节点的也满足:

$$q = H_w A^{-1} q^e \quad (28)$$

$$q^e = [0 \quad q_i \quad 0 \quad 0 \quad q_j \quad 0]^T \quad (29)$$

所以升力矩阵可以表示为:

$$F_f^e = \frac{1}{4} C_{L0} \rho_{ie} D U_e^2 \int_0^l A^{-T} H_w^T H_w A^{-1} dx q^e \quad (30)$$

离散系统中的涡激振动系数 q_i, q_j 可以通过对方程(6)的尾流振子方程进行求解来确定。给尾流振子系数 $q(0)$ 一初始值, 其为非零的小量, 即给管道结构一个小的初始扰动力, 本文取值为 0.001。式(22)中的刚度阵、质量阵、阻尼阵和外力都在局部坐标下, 需要将单元上的结点力和位移转换到整体坐标系。

$$\begin{aligned} K &= T K^e T^T \\ M &= T M^e T^T \\ C &= T C^e T^T \\ F_f &= T F_f^e \end{aligned} \quad (31)$$

其中 T 为局部坐标系与整体坐标系之间的转换矩阵, 进而得到整体坐标下的质量、刚度、阻尼和涡激作用力。采用 Newmark- β 对离散的涡激振动响应方程(22)进行逐步求解, 得到管道时程的振动位移、速度及加速度, 然后计算尾流振子方程的 $\frac{\Lambda}{D} \frac{\partial^2 W}{\partial T^2}$ 。采用经典四阶 Runge-Kutta 对方程(6)迭代得到尾流振子参数每个下一时间步的值 $q(t + \Delta t)$, 逐步循环进行下

一时刻的计算, 本文采用的时间步长为 0.005, 时间步为 60000。系统的振动方程中由于管道变形引起的管道轴力变换与位移有关, 所以每个时间步都需要求解管道振动引起的变形, 并对刚度矩阵 K^e 进行更新。

3 结果分析

3.1 管道振动算例分析

设定海流流速 0.5 m/s, 管内液体的容积流量 0.05 m³/s, 管内温度为 100 °C, 管内压力 10 MPa。此时管道热屈曲产生的屈曲长度为 79.91 m, 屈曲幅值为 9.86 m, 取不考虑热屈曲情况下海底管道长度为 79.91 m, 其他管道参数和流体参数见表 1。

对考虑热屈曲和不考虑热屈曲管道的振型进行对比分析, 如图 3 所示。

从图 3(b) 展示的振动曲线可知, 在不考虑热屈曲的状态下, 管道的初始形态为一条直线, 开始振动后, 管道的振型呈正弦型, 振幅关于初始位置呈对称分布。从图 3(a) 展示的振动曲线可知, 在考虑热屈曲的状态下, 管道因为热屈曲失稳而形成向上弯曲的拱形初始形态, 开始振动后, 由于热屈曲的影响, 前三节模态振型差异较大, 不再呈现规律的正弦型分布。

管道在高温高压流体和外部流体作用下的振动曲线如图 4 所示。图 4(a) 为管线 1/4 位置处动态位移的时程曲线, 从管线的振动曲线可知, 立管在外部绕流的激励作用下发生涡激振动, 振动幅值逐渐增加后趋于稳定。对振动时域结果进行频谱分析得到振动频率,

表 1 立管、流体参数以及环境参数

Table 1 Parameters of pipe, fluid and environment

参数	值
杨氏模量 E /Gpa	206
钢管密度 ρ_p (kg/m ³)	7850
立管外径 D /m	0.22
立管内径 d /m	0.20
管道的结构阻尼比 c_p	0.005
管内流体密度 ρ_{in} (kg/m ³)	800
管外流体密度 ρ_{ie} (kg/m ³)	1020
管道的铺设预张力 T_{in} /kN	5
管道的热膨胀系数 /°C ⁻¹	1.17×10^{-5}
管道与海床间的轴向摩擦系数	0.7
安装管内压力 /MPa	5
管外环境温度 /°C	6

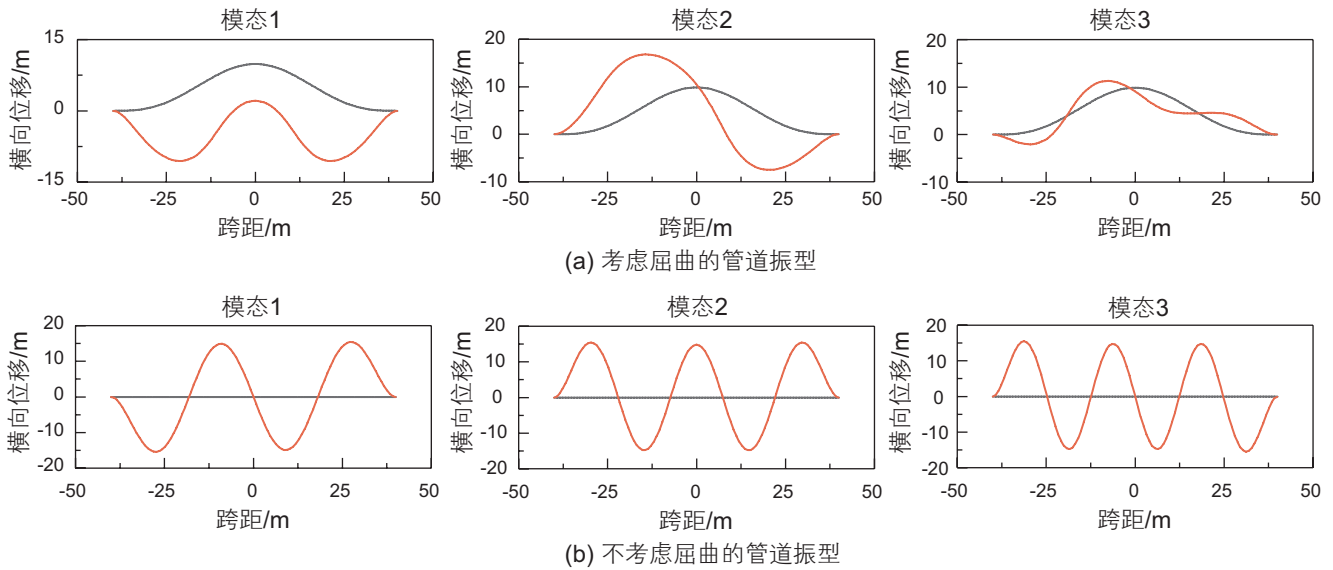


图3 考虑屈曲和不考虑屈曲的管道振型对比 (黑色曲线为初始形态, 红色为各阶振型)

Fig. 3 Comparison of vibration modes of pipeline with and without buckling (Black line: initial shape of buckling; Red line: vibration mode shape)

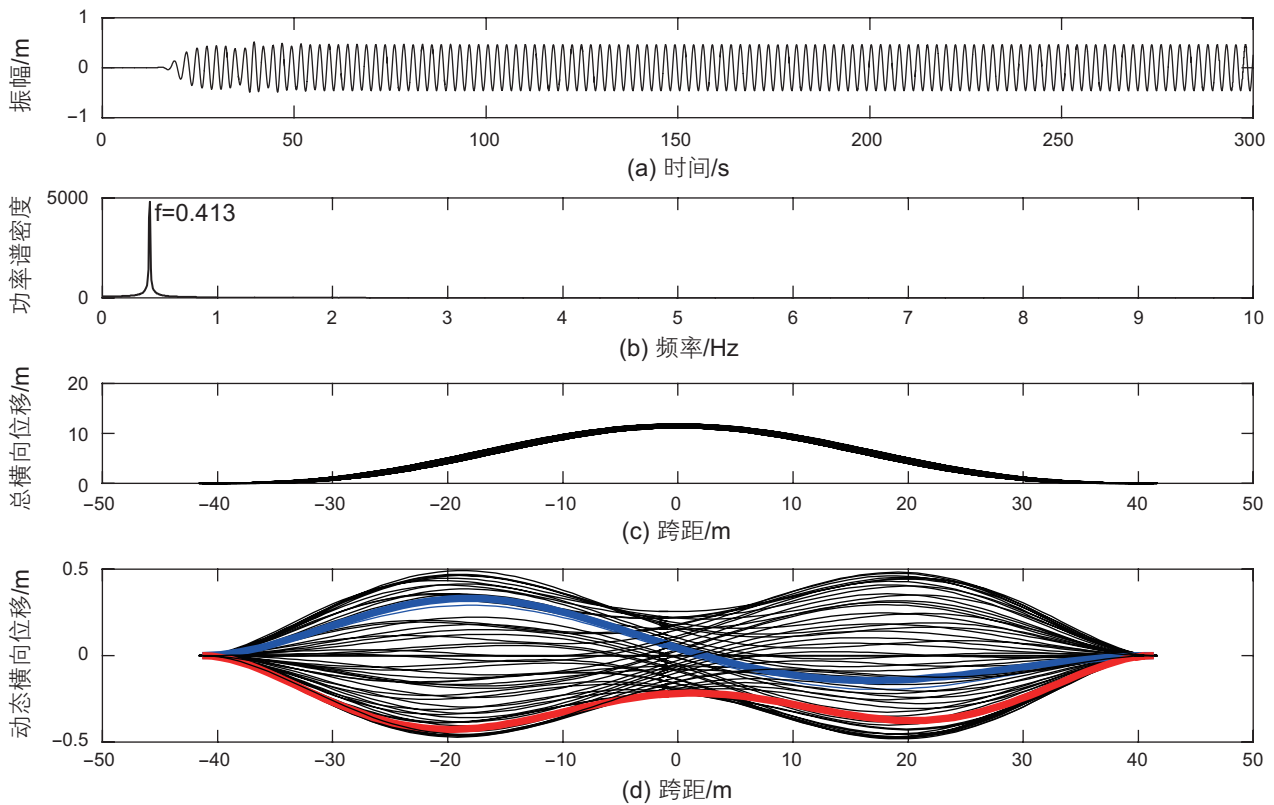


图4 管道的振动曲线和频谱分析图。(a) 管线 1/4 位置处动态位移的时程曲线; (b) 管道振动频率; (c) 管道上总的横向位移; (d) 不同时刻下的振动动态横向位移。

Fig. 4 The cross-flow displacement of pipe and amplitudes spectrum of the structural response. (a) The displacement at 1/4 position of pipe; (b) Vibration frequency; (c) The total cross-flow displacement of pipe; (d) The dynamic cross-flow displacement at of pipe

如图 4(b) 所示, 管道振动频率为 0.413 Hz。管道上各点不同时刻下的总的横向位移如图 4(c) 所示, 不同时刻下的振动动态横向位移如图 4(d) 所示。由图可以分

析得到, 管道的动态位移比热屈曲静态位移幅值小, 并且是在屈曲的平衡位移处振动。管道屈曲幅值最大处在管道的中间位置, 其振动位移较其他位置小。由

图 4(d)看出, 管道出现两个形态的振型, 分别是一阶和二阶振动, 对应图中蓝色和红色曲线。

通过对 $T=0, 200, 600$ s 的管道进行特征值分析, 得到管道的各阶振型(红色曲线), 如图 5(a)所示。在 0

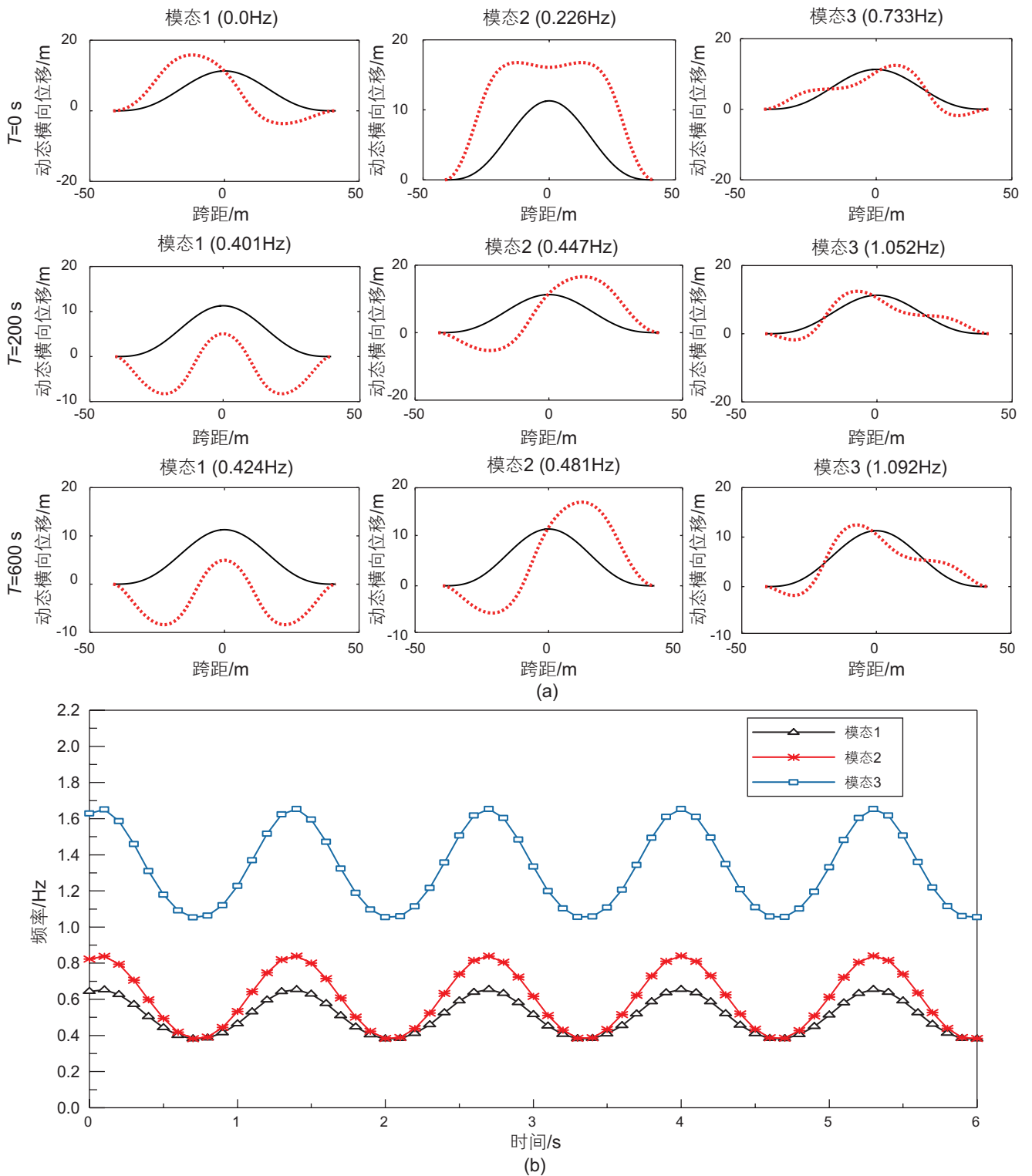


图 5 管道振动的自然频率和振型分析图。(a) 管道不同时刻的振型图 (黑色曲线为热屈曲初始形态, 红色为各阶振型)(b) 管道不同时刻的自然频率变化图 (黑色、红色、蓝色曲线分别为一阶、二阶、三阶振动的自然频率变化)

Fig. 5 The natural frequencies and vibration modes of pipe. (a) The vibration modes of pipe (Black line: initial shape of buckling; Red line: vibration mode shape) (b) The variation of natural frequencies (Black line: natural frequency of first-order vibration mode; Red line: natural frequency of second-order vibration mode; Blue line: natural frequency of second-order vibration mode)

时刻,管道此时会因为热屈曲失稳而形成向上弯曲的拱形初始形态。随着管道在外部绕流作用下发生振动,管道的横向动态位移增加。此外,由于管道变形引起刚度阵变化,当外部绕流产生的涡街释放频率接近于管道的一阶或二阶自然频率时,管道会在一阶模态振动和二阶模态振动之间转换。

从图 5(b)中可以看出,随着时间的变化,管道的各阶自然频率发生变化。分析方程(23)可以得出这主要是因为管道振动变形导致的管道轴力的变化,进而引起刚度阵的变化,使不同时刻管道的自然频率呈现不同值。由于管道的振动呈现周期性,因而自然频率也呈现周期性的变化。

3.2 外部流速对管道振动的影响

管内液体的容积流量 $0.05 \text{ m}^3/\text{s}$, 管内温度为 $100 \text{ }^\circ\text{C}$, 压力 10 MPa , 外部绕流流速从 0.1 m/s 增加到 2.0 m/s , 此时不同外流速下管道的振动频率和模态如图 6 所示, 管道的最大振动幅值如图 7 所示。从图中可以看出, 振动频率随外流速的增加逐渐增加, 在外流速小于 0.9 m/s 时, 管道发生的是一阶或一阶和二阶的多模态振动, 管道的振动幅值逐渐增加, 如图 7 中的箭头所示。这是因为随着外流速的增加会导致管道振动幅值的增加, 在此区域内当外流的涡街释放频率在一阶、二阶自然频率附近时, 激发管道的一、二阶多模态振动。随外流速的进一步增加, 振动频率突增, 振动幅值急剧降低, 如外流速为 0.9 m/s , 此时管道从一二阶多模态振动跳跃到三阶模态振动。若外流速增加到 1.5 m/s 时, 外流的涡街释放频率接近于管道三阶、四阶的自然频率, 管道发生三阶和四阶多模态振动。之后, 随外流速的进一步增加, 管道发生四阶模

态振动。

结合图 6 管道振动的模态和图 7 管道的振动幅值进行分析, 管道发生热屈曲后, 在低外流速下做一阶模态的周期运动, 如外流速为 0.10 m/s 和 0.15 m/s 。外流速增加, 管道逐渐发生一二阶的多模态运动, 管道从周期运动变化为混沌运动, 如外流速为 0.20 m/s 和 0.30 m/s 。后随外流速的增加, 管道又转为周期性运动, 如外流速为 $0.4 \text{ m/s} \sim 0.8 \text{ m/s}$ 。并且分析可以看出, 在管道从低模态振动转为高阶模态振动时, 管道从周期运动变为混沌运动, 如外流速为 0.9 m/s 和 1.5 m/s 。通过图 7 $U_c=1.5 \text{ m/s}$ 时的振动幅值可以看出, 随外流速的增加, 管道振动模态也同时增加, 在各个模态的叠加作用下, 混沌运动的范围变宽, 出现单一流速下振动幅值不是一个点的情况。

3.3 内部流体温度和压力对管道振动的影响

管道不同内压下, 管道的振动频率随管内温度的变化关系如图 8(a)所示, 管道的振动幅值如图 8(b)所示, 此时内流速 $Q_i=0.05 \text{ m}^3/\text{s}$, 外流速为 0.5 m/s 。从图 8(a)可以看出, 管道的振动频率随管内温度的增加而降低。这主要是因为内输流体的温度增加导致管道的屈曲长度增加, 如图 9 所示。在前人的研究中^[10], 管道的轴向压缩力的增加和内流速的增加会导致管道的自然频率降低。而对于热屈曲的管道, 在管道发生屈曲后, 轴向压缩力随屈曲长度的增加而降低, 引起管道振动无量纲自然频率的增加。同时, 在管道发生屈曲后, 管道长度的增加也会引起管道自然频率降低, 相对于轴向压缩力的影响, 管道长度给自然频率带来的影响更大, 因此管道的自然频率会下降, 如图 8(a)所示。

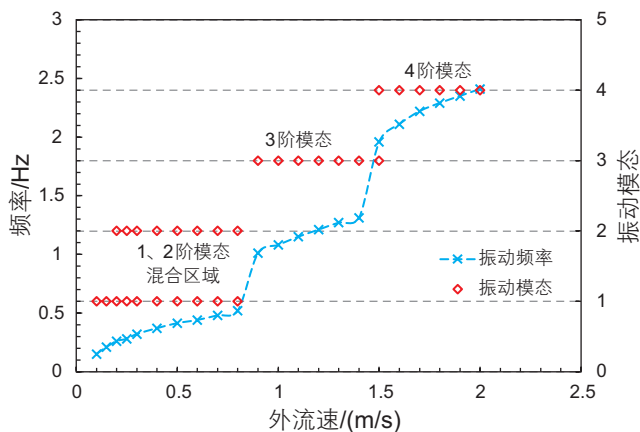


图 6 不同外流速下管道振动频率及模态特性

Fig. 6 The vibration frequencies and mode number of pipe at different velocities of cross flow

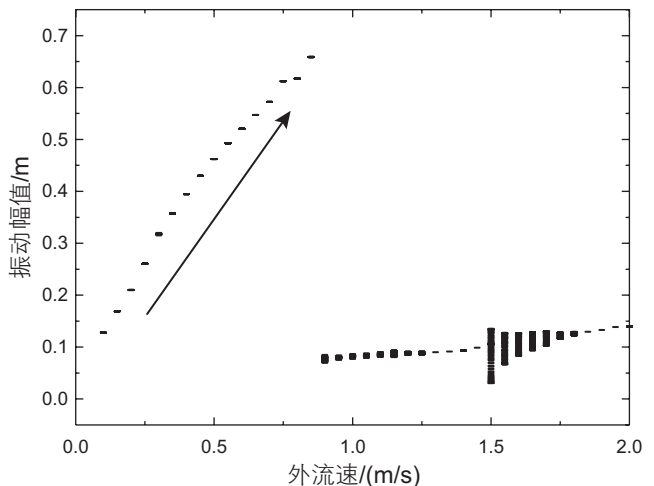


图 7 管道在不同外流速下的振动幅值

Fig. 7 The amplitudes of pipe versus cross flow velocity

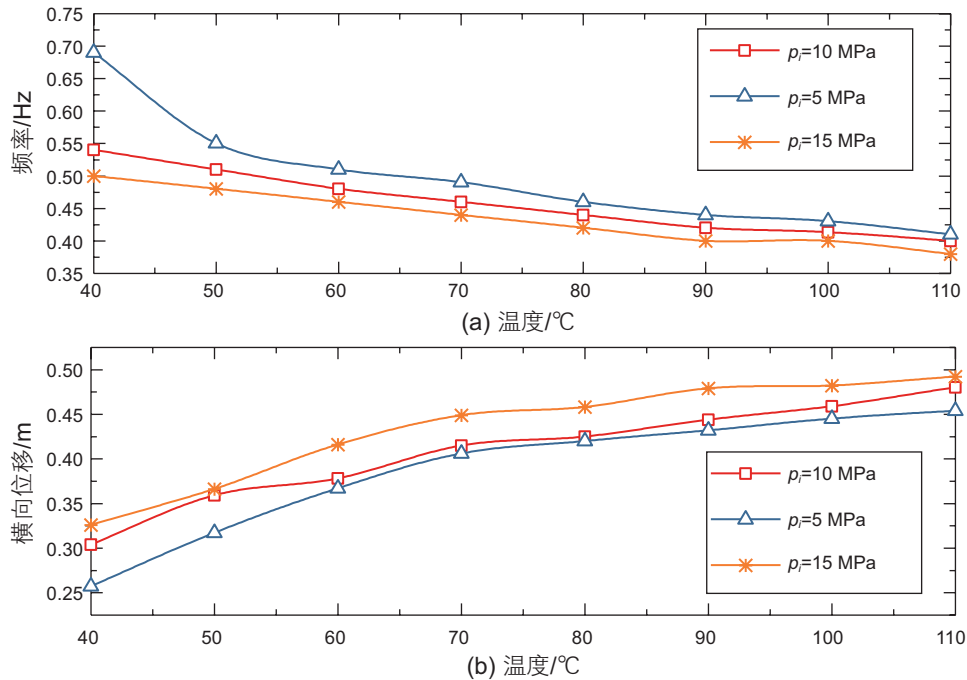


图 8 不同内压和管内温度下管道振动频率和幅值

Fig. 8 Vibration frequencies and amplitudes of pipe versus internal temperature with different pressures

另外,从图 8 中也可以得出,随管内压力的增加,管道的振动频率降低。这主要也是因为管内压力越高,管道的屈曲引起的悬跨长度也越长。从图 8(b)可以得到,随管内温度和管内压力的增加,管道振动幅值会逐渐增大。由此可见,内输高温高压流体的管道,不仅要考虑由于管内流速引起的管道振动幅值的增加,也需要考虑由于管内高温和高压引起的振动幅值的增加。

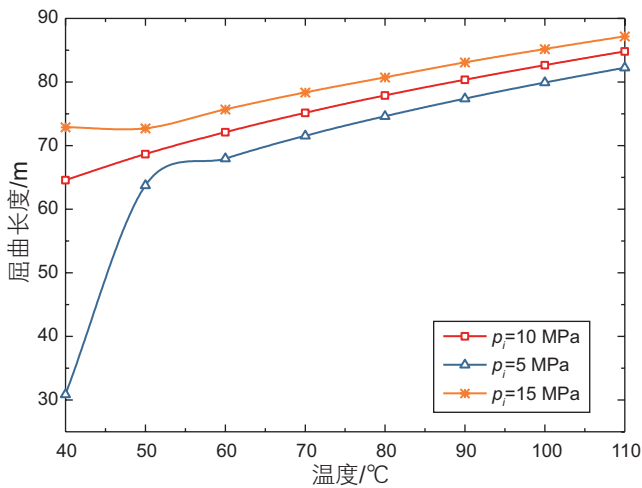


图 9 不同内压下管道屈曲长度随管内温度的关系

Fig. 9 The buckling length of pipe versus internal temperature at different pressures

4 结论

本文通过有限元方法对有初始变形的内输高温高压流体海底悬跨管道进行了涡激振动响应分析,得出的主要结论如下。

(1)内输高温高压流体的管道在高温应力下发生屈曲后,其凸出海床形成的悬跨部分在外部涡激力作用下的振动出现了多模态振动和除周期运动外的混沌运动。

(2)多模态作用只对低阶模态的振动影响较大并且只发生固定的多模态的振动。在管道从低模态振动转为高阶模态振动时,管道从周期运动变为混沌运动。

(3)同一外流速下,管内温度和压力的增加会引起管道振动频率的降低和振动幅值的增加,因此在进行海底管道热屈曲分析时必须考虑内部流体温度和压力造成的影响。

本文侧重研究海底悬跨管道的竖向屈曲变形,在后期研究中将综合考虑涵盖管土作用的横向屈曲管道涡激振动响应,并予以合理有效的实验验证。

参考文献

- [1] HOBBS R E. In-service buckling of heated pipeline[J]. *Journal of Transportation Engineering*, 1984, 110(2): 175–189.
- [2] TAYLOR N, GAN A B. Submarine pipeline buckling-imperfection studies[J]. *Thin-Walled Structures*, 1986, 4(4): 295–323.
- [3] 施若苇. 海底管道热屈曲及管土相互作用研究[D]. 浙江: 浙江大学, 2014. [SHI R W. Global buckling of subsea pipelines and pipe-soil interaction[D]. Zhejiang: Zhejiang University, 2014.]
- [4] FACCHINETTI M L, LANGRE E D, BIOLLEY F. Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2004, 19(2): 123–140.
- [5] RAGHAVAN K, BERNITSAS M M. Experimental investigation of Reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports[J]. *Ocean Engineering*, 2011, 38(5–6): 719–731.
- [6] ZANG Z P, GAO F P, CUI J S. Physical modeling and swirling strength analysis of vortex shedding from near-bed piggyback pipe-lines[J]. *Applied Ocean Research*, 2013, 40: 50–59.
- [7] GU J J, MA T Q, DUAN M L. Effect of aspect ratio on the dynamic response of a fluid-conveying pipe using the Timoshenko beam model[J]. *Ocean Engineering*, 2016, 114: 185–191.
- [8] 艾尚茂, 孙丽萍. 非线性管土耦合条件下悬跨管道涡激振动响应时域预报[J]. *船舶力学*, 2010, 14(11): 1297–1303. [AI S M, SUN L P. Time domain analysis of the free spanning pipeline VIV response under nonlinear pipe-soil interaction[J]. *Journal of Ship Mechanics*, 2010, 14(11): 1297–1303.]
- [9] AN C, SU J. Dynamic behavior of pipes conveying gas-liquid two-phase flow[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2015, 292: 204–212.
- [10] 傅强. 考虑温度应力的海洋输液立管动力特性及涡激振动研究[J]. *中国海上油气*, 2005, 17(6): 412–415. [FU Q. Study on dynamic characteristics and vortex-induced vibration of marine risers considering temperature stress[J]. *China Offshore Oil and Gas*, 2005, 17(6): 412–415.]
- [11] MA T Q, GU J J, DUAN M L. Dynamic response of pipes conveying two-phase flow based on Timoshenko beam model[J]. *Marine System and Ocean Technology*, 2017, 12(3): 196–209.
- [12] HOBBS R E. The effect of soil modulus on pipeline stresses[J]. *Journal of the Transportation Engineering Division*, 1980, 106(TE6): 775–786.

(责任编辑 李世远 编辑 马桂霞)