

DOI:10.13409/j.cnki.jdpme.20231104002

海底泥屑流对悬跨管线冲击力的CFD模拟*

张宇, 曲仝

(大连交通大学交通工程学院, 辽宁大连 116028)

摘要:海底管线作为运输海底油气资源的重要通道,具有生产安装方便、运输距离远、运输效率高等优势,被广泛应用于海洋油气工程。使用计算流体动力学方法研究了海底泥屑流对悬跨高度为一倍管线直径状态下管线的冲击作用。通过在管线背冲击侧增大加密网格区域的方法,捕捉到泥屑流冲击管线过程中涡流脱落现象,讨论了加密网格模型模拟嵌入阶段管线受力规律的必要性。数值模拟结果表明,加密网格模型可以更好地模拟雷诺数较大工况中管线的法向和竖向受力规律,具体表现为:对于管线法向受力,当雷诺数小于113.05时,管线法向受力峰值与初始冲击阶段峰值相同;当雷诺数大于113.05时,受涡流脱落影响,法向受力峰值出现在嵌入冲击阶段。对于管线竖向受力,在冲击过程中管线受力表现出一定的周期性,在模拟的雷诺数范围(21.89~317.08)内,管线竖向受力峰值均出现在嵌入冲击阶段;随着雷诺数的增大,管线竖向受力峰值最大可达初始阶段峰值5倍以上。基于计算数据,得到了不同雷诺数条件下法向受力峰值和竖向受力峰值受力系数计算表达式。研究得到的规律和公式对完整地评价泥屑流对海底管线的冲击过程具有重要价值。

关键词: 受力峰值; 海底管线; 海底滑坡; CFD模拟; 竖向受力; 漩涡脱落

中图分类号: TU432 **文献标识码:** A **文章编号:** 1672-2132(2025)01-0215-09

CFD Simulation of Impact Force of Submarine Debris Flows on Suspended Pipelines

ZHANG Yu, QU Tong

(School of Transportation Engineering, Dalian Jiaotong University, Dalian 116028, China)

Abstract: Submarine pipelines, as important channels for transporting underwater oil and gas resources, offer advantages such as convenient production and installation, long transportation distances, and high transportation efficiency, and are widely used in marine oil and gas engineering. This study used Computational Fluid Dynamics (CFD) to investigate the impact of submarine debris flows on suspended pipelines under a suspended height equivalent to the pipeline diameter. The impact of the debris flows on the pipelines was studied by refining the mesh near the back impact side of the pipelines to capture vortex shedding during the debris flows' collision with the pipelines. The necessity of using a refined mesh model to simulate the pipelines' forces during the embedding stage was discussed. The numerical simulation results showed that the refined mesh model could more accurately simulate the normal and vertical forces on the pipelines under the conditions of high Reynolds numbers. Specifically, for the normal force on the pipelines, when the Reynolds number was less than 113.05, the peak

* 收稿日期:2023-11-04;修回日期:2024-04-03

基金项目:辽宁省教育厅基本科研项目(JYTMS20230022)资助

作者简介:张宇(1987—),男,讲师,硕导,博士。主要从事岩土工程研究。E-mail: zhangyu11250810@163.com

normal force was the same as the peak force during the initial impact stage. When the Reynolds number exceeded 113.05, vortex shedding caused the peak normal force to occur during the embedding impact stage. For the vertical force on the pipelines, a certain periodicity was observed during the impact process. Within the simulated Reynolds number range (21.89 - 317.08), the peak vertical force on the pipelines always occurred during the embedding impact stage. As the Reynolds number increased, the peak vertical force could be more than 5 times the initial peak value. Based on the calculated data, expressions for calculating the normal and vertical peak force coefficients under the conditions of different Reynolds numbers were obtained. The patterns and formulas obtained in this study are crucial for fully evaluating the impact process of debris flows on submarine pipelines.

Keywords: peak force; submarine pipelines; submarine landslide; CFD simulation; vertical force; vortex shedding

0 引言

海底储存着丰富的油气资源。近年来,世界各国的海洋油气相关产业发展迅速,为经济发展提供了动力。海底管线作为连接海底油井和陆地储油设施的重要通道,有着生产安装方便、运输距离远、运输效率高等优势。海底滑坡是海底较常见、发生频率较高的地质灾害^[1]。滑坡产生的泥屑流有着滑移距离远、影响范围大等特点^[2],海底滑坡对海底管线冲击是海底管线需要面对的主要风险之一。海底管线在铺设过程中会尽可能选取地质条件良好线路,但由于长距离铺设的特点,会难以避免地穿过某些地质条件较差区域,海底地形起伏不定、海底浊流长时间冲刷都会使海床与管线之间出现间隙,形成悬跨段管线^[3-5]。滑坡灾害对悬跨管线威胁更大^[3]。因此,进行泥屑流-管线相互作用分析,提出评价峰值冲击力的计算方法有重大的实际工程意义和应用价值。

Z. Arash等^[3]通过水槽模型试验在悬跨高度等于一倍管线直径条件下,模拟了管线受滑坡冲击的物理过程,研究了泥浆浓度、流速等因素对管线受力的影响,提出了法向阻力系数与流体雷诺数关系的计算表达式。后续Z. Arash等^[4,5]还通过CFD法对相关问题进行研究,并与试验结果进行对比,进一步完善了管线受力系数表达式。X. S. Guo^[6]和F. Ning等^[7]分别研究了不同悬跨高度下管线受力情况,给出了不同跨高比条件下管线受力系数表达式。X. Qian等^[8]以管线是否完全被泥流包裹为标准,将泥屑流-管线相互作用分为初始冲击和嵌入冲击两个阶段,重点对初始冲击阶段进行研究,解释

了峰值冲击力形成机理,建立了雷诺数与惯性系数和阻力系数的关系式。N. Fan等^[9]通过CFD法对管线周围速度场和加速度场进行分析,阐明了瞬时冲击力形成机理,在土力学-流体力学综合分析框架下给出了考虑惯性系数的受力系数表达式。

泥屑流-管线相互作用过程中,管线所受的峰值冲击力一直是研究重点和热点,目前研究多聚焦于泥屑流冲击管线瞬间,此时管线受力会因泥屑流突然冲击出现剧烈波动。海底滑坡产生的泥屑流可能会持续几小时甚至几天^[10]。当海床与管线之间存在间隙时,某些工况中在泥屑流持续冲击下,管线后会出现旋涡脱落^[3]。旋涡脱落产生的交变荷载对管线受力造成一定影响。因此,对管线在嵌入冲击阶段受力特性进行研究同样重要。本文使用CFD法,对管线在嵌入冲击阶段受力特性进行了分析与讨论,总结了悬跨高度为一倍管线直径条件下管线在嵌入阶段的法向受力和竖向受力规律。论文内容对完整地评价泥屑流对海底管线的冲击过程具有重要价值。

1 CFD数值模拟

1.1 计算流体动力学简介

计算流体动力学(Computational Fluid Dynamics, 简称为CFD)是通过数值方法和计算机模拟来研究流体行为的工程学科。CFD基本概念和原理是通过偏微分方程组来描述流体的速度、温度等属性如何随时间和空间发展变化。CFD将流体领域划分为网格单元,将偏微分方程转化为代数方程,通过迭代求解数值方法来模拟流体行为。在进行

CFD模拟时,对于给定条件下的流体问题,需要设置流体域内相应的初始条件和边界条件,以便模拟流体的运动、温度分布、压力分布等变化。本文采用ANSYS CFX 17.0进行数值模拟。

1.2 流变模型

海底土体在失稳滑移过程中浸水强度会不断损失并裹挟海底沉积物一同流动,逐步发展为泥屑流,最后成为浊流。其中,泥屑流是一种富含粘土的流体,剪切速率和切应力不满足线性关系,是典型的非牛顿流体,通常采用Herschel-Bulkley模型来描述泥屑流的流变特性,流变方程可表示为:

$$\tau = \tau_y + k\dot{\gamma}^n \quad (1)$$

式中, τ 为剪切应力,Pa; τ_y 为屈服应力,Pa; k 为稠度系数; $\dot{\gamma}$ 为剪切应变率, s^{-1} ,是流体流速和结构物直径的比值;指数 n 是流体参数。

本文使用的流变模型具体参数见表1,来源于Z. Arash等^[3-5]实测得到的泥浆流变模型,该模型也被X. S. Guo等^[6-8]使用。

表1 泥浆组成和流变特性^[3]

Table 1 Composition and rheological properties of the slurry^[3]

泥浆浓度/%	质量百分数/%			密度/ ($kg \cdot m^{-3}$)	流变模型 Herschel-Bulkley
	黏土	水	砂土		
10	10	35	55	1 681	$\tau = 7.3 + 3\dot{\tau}^{0.35}$
15	15	35	50	1 685.7	$\tau = 20.5 + 5.5\dot{\tau}^{0.35}$
20	20	35	45	1 687.7	$\tau = 43 + 10\dot{\tau}^{0.35}$
25	25	35	40	1 689.6	$\tau = 85 + 12\dot{\tau}^{0.4}$
30	30	35	35	1 691.6	$\tau = 110 + 15\dot{\tau}^{0.45}$
35	35	35	30	1 694	$\tau = 161 + 25\dot{\tau}^{0.4}$

非牛顿流体雷诺数 Re 计算公式为^[3, 5]:

$$Re = \frac{\rho U^2}{\tau} \quad (2)$$

式中, U 为流体流速。

1.3 数值模型及参数设置

(1) 计算模型几何尺寸

为了方便模拟结果与Zakeri实验数据进行对比,本文计算模拟悬跨高度为 $H=D$ 的管线,与Zakeri^[3]实验条件相同,其中 H 为管线悬跨高度,即管线下表面与海床间的距离,在流体冲击管线过程中假设管线不变形。管线直径取25 mm,且J. Liu等^[11]

相关研究表明管线受力系数不受管线直径大小的影响。为了避免因管线与入口间距离较小,对模拟结果产生影响^[6],设置入口与管线中心的距离为 $4.5D$ 。计算模型几何尺寸如图1所示。

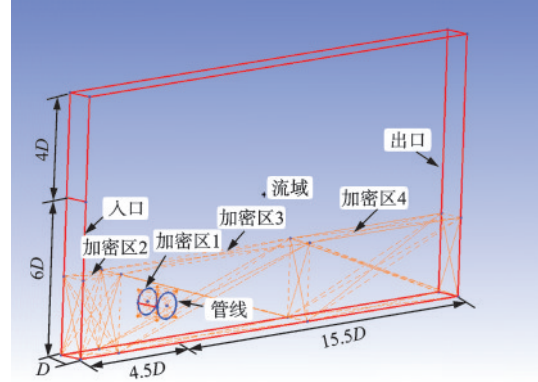


图1 $H=D$ 计算模型

Fig.1 $H=D$ calculation model

(2) 边界条件及网格尺寸

模型边界条件如图1所示。左侧为流体入口,流入速度按模拟工况进行设置;顶部及前后壁面设置为光滑壁面(Free slip wall);底部壁面设置为无滑移(No slip wall),粗糙度 k_s 设置为0.5 mm;出口设置为开放式条件(Opening);管线表面设置为无滑移(No slip wall),粗糙度 k_s 设置为0.001 5 mm。以上边界条件设置与Z. Arash等^[5]、N. Fan等^[9]、张宇^[12]相同。

网格划分情况如图2所示,网格总数为85万。在管线周围和海床底部设置4个网格加密区域,其中,加密区1设置在管线周围;加密区2、3、4设置的高度为海床表面以上 $3D$ 的范围,长度分别为 $2D$ 、 $10D$ 、 $8D$ 。四个加密区具体参数列入表2,并在管线表面设置边界层,厚度为2 mm,共5层,其他区域网格最大尺寸设置为12 mm。

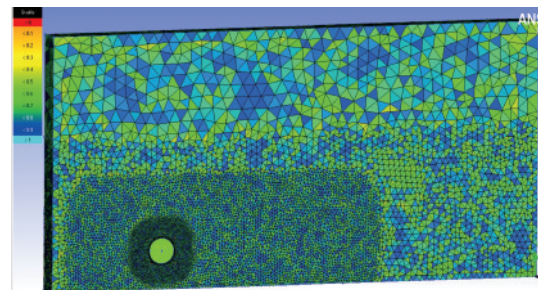


图2 计算模型网格划分

Fig.2 Mesh division of the calculation model

表2 加密区网格参数

名称	尺寸/mm	比率	宽度/mm
Density1	1.5	1.2	7
Density2	8	1.2	6
Density3	4	1.2	6
Density4	8	1.2	6

本文在模拟泥屑流使用层流模型,模拟水流使 $k-\epsilon$ 模型,水和泥浆间的拖曳力系数设置为 $2.5^{[5, 12]}$ 。

1.4 算例验证

使用计算流体动力学方法模拟泥屑流冲击管线问题已有较多应用,Z. Arash等^[3,5]研究的雷诺数条件为 $2\sim 140$,数值模拟中不同泥浆流速对应模拟步长在 $0.001\sim 0.05$ s。为验证模型的可靠性,本文建立的数值模型管线直径、边界条件等与 Z. Arash等^[5]相同,在 $H=D$ 条件下设置了12种不同工况并与 Z. Arash的研究成果^[5]进行对比,模拟时长1.5 s,步长设置为 0.001 s,表3为计算工况表。

表3 验证算例工况表($H=D$)

序号	泥浆浓度/%	速度/($m\cdot s^{-1}$)	雷诺数
工况1	10	0.9	76.43
工况2	10	1.0	92.31
工况3	15	1.0	41.62
工况4	15	1.25	62.52
工况5	20	1.65	53.22
工况6	20	2.1	82.56
工况7	25	1.5	25.91
工况8	25	1.7	32.58
工况9	30	0.95	8.16
工况10	30	1.1	10.64
工况11	35	0.4	1.14
工况12	35	0.7	3.24

管线法向受力表达式为:

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho U^2 A \quad (3)$$

式中, C_D 为法向受力系数; A 为管线在受力方向的投影面积, m^2 。通过式(3)求得到管线的法向受力系数,并与 Zakeri 拟合结果进行对比,如图3所示。

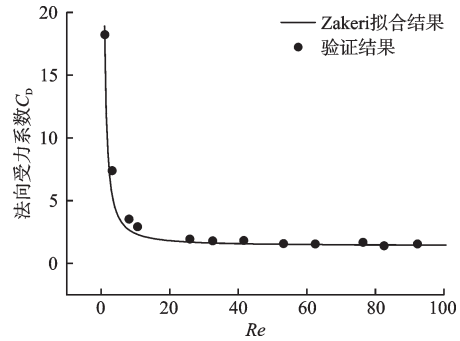


图3 验证算例对比图

Fig.3 Comparison of validation examples

如图所示,本文计算结果与 Z. Arash等^[3]的研究成果基本一致,证明本文计算模型的建立及设置是可靠的。在 Z. Arash等^[3]在水槽实验中,当泥浆浓度小于20%时,观测到了旋涡脱落现象;为讨论旋涡脱落对管线受力的影响,本研究计算工况中泥浆浓度取为10%。

2 计算结果讨论

2.1 网格密度的影响

已有研究多关注初始冲击阶段泥屑流-管线相互作用,在进行数值模拟时仅在管线周围设置网格加密区^[6-7,9],即只设置本文的加密区1,本文简称为常规模型。如图4所示,X. S. Guo等^[6]总结了管线的受力形式,管线的法向和竖向受力在冲击初期会出现明显峰值,随后会趋于平稳,N. Fan等^[9]也得出相同结论。

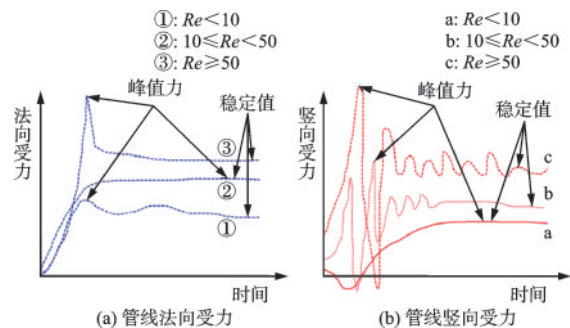


图4 管线受力模式示意^[6]

Fig.4 Pipeline force pattern diagram^[6]

本文研究重点为泥屑流包裹管线后,即嵌入冲击阶段管线的受力情况。高雷诺数条件下,泥屑流绕管线流动会产生涡流脱落,为准确模拟涡流脱落现象,本文除管线周围,另在海床底部高度为 $3D$ 范

围内设置加密区,本文简称为加密模型。图5、图6为悬跨管线在 Re 分别为92.3和276.17条件下,常规模型和加密模型管线法向、竖向受力差异对比图。

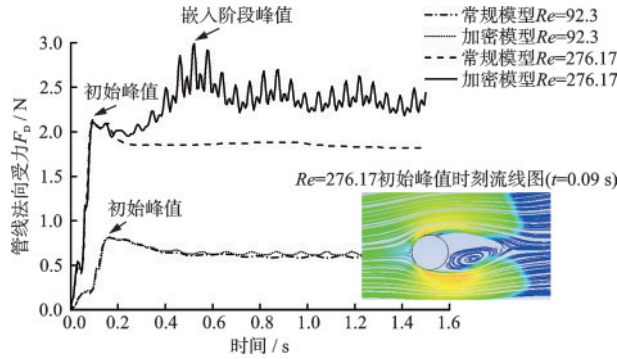


图5 管线法向受力对比

Fig.5 Comparison of pipeline normal force

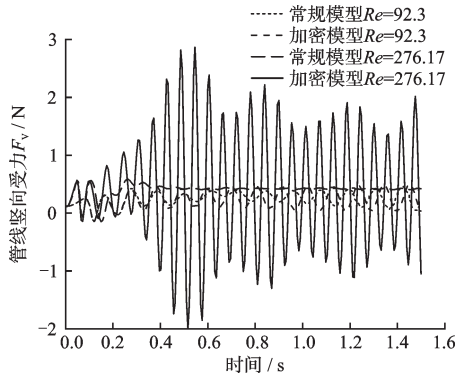


图6 管线竖向受力对比

Fig.6 Comparison of pipeline vertical force

由图5对比可知,在泥屑流初始冲击阶段,即浆头包裹管线过程中,两种模型的受力曲线重合度较高。对于管线法向受力,在常规模型下, Re 为92.3和276.17工况下计算得到的管线法向受力 F_D-t 曲线在初始冲击峰值后有明显的稳定阶段,这与X. Qian等^[8]计算得到的规律是一致的。但是,在加密模型中,当 $Re=92.3$ 时,计算得到的 F_D-t 曲线在初始冲击阶段后有轻微波动;当 $Re=276.17$ 时,计算得到的 F_D-t 曲线在初始冲击阶段后则有明显波动,此工况下嵌入冲击阶段法向力的峰值为初始冲击阶段的1.4倍,明显大于初始冲击阶段管线峰值受力。图7为 $Re=276.17$ 时两种计算模型得到的速度云图对比情况,图中 $t=0.522$ s,对应加密模型嵌入冲击阶段的峰值受力时刻。通过对比可以看出,加密模型中管线上下两侧流速较快,呈交替分布,是明显的卡门涡街现象。

由图6可知,两种雷诺数条件下管线竖向受力

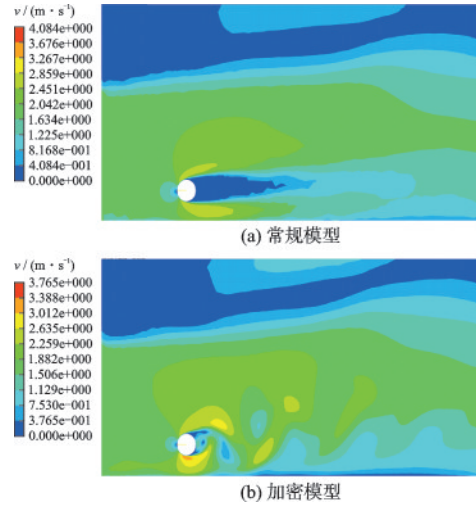


图7 速度云图对比

Fig.7 Comparison of velocity contour plots

差异更为明显。在嵌入冲击阶段,加密模型管线竖向受力峰值明显大于常规模型,同时加密模型管线竖向受力较常规模型表现出明显的周期振荡性。泥屑流冲击管线初始阶段,管线竖向受力表现出较大的波动,此时在管线后方会形成一个由水组成的分离区域,在冲击过程中,泥屑流会取代分离区中的水,分离区会逐渐关闭。这一过程中,管线背冲击侧就会出现涡流脱落现象,导致管线竖向受力出现周期性振荡。通过上述算例对比说明,旋涡脱落产生的交变荷载对管线受力有较大影响,随着雷诺数的增大,管线在嵌入阶段的受力会大于初始阶段峰值。此时已有研究总结出的估算管线受力表达式不再适用。加密模型可以更好地模拟泥屑流绕管线流动的涡流脱落情况,因此,设置底部网格加密区对讨论初始冲击阶段后管线法向受力规律是必要的。

2.2 管线法向受力

为进一步讨论悬跨管线的受力规律,本文使用加密模型进行了数值模拟,工况设置见表4。

图8为不同雷诺数条件下管线法向受力曲线。当雷诺数小于92.3时,初始冲击过程中的管线受力峰值为最大值,嵌入冲击阶段管线受力有明显的平稳阶段;当雷诺数大于92.3,嵌入阶段受力开始波动;当雷诺数大于124.1时,法向受力表现出的周期性更加明显,并且嵌入阶段管线法向受力峰值大于初始冲击阶段峰值。

图9为对泥屑流位移进行无量纲化, $U_\infty t/D=28$ 时雷诺数为48.65、137.54、317.08三种条件下的

表4 计算工况表

Table 4 Operating conditions

序号	泥浆浓度/%	速度/(m·s ⁻¹)	雷诺数
工况1	10	0.45	21.89
工况2	10	0.70	48.65
工况3	10	0.82	64.67
工况4	10	1.0	92.30
工况5	10	1.12	113.05
工况6	10	1.18	124.10
工况7	10	1.25	137.54
工况8	10	1.45	179.17
工况9	10	1.70	237.71
工况10	10	1.85	276.17
工况11	10	2.0	317.08

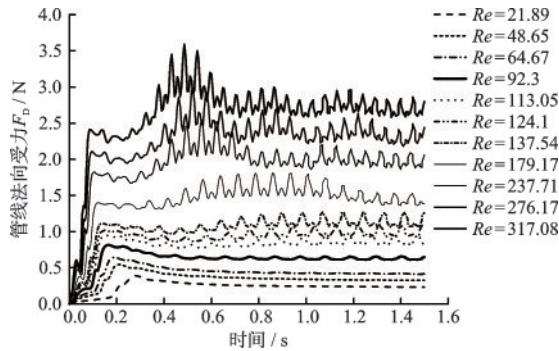


图8 管线法向受力

Fig.8 Pipeline normal force diagram

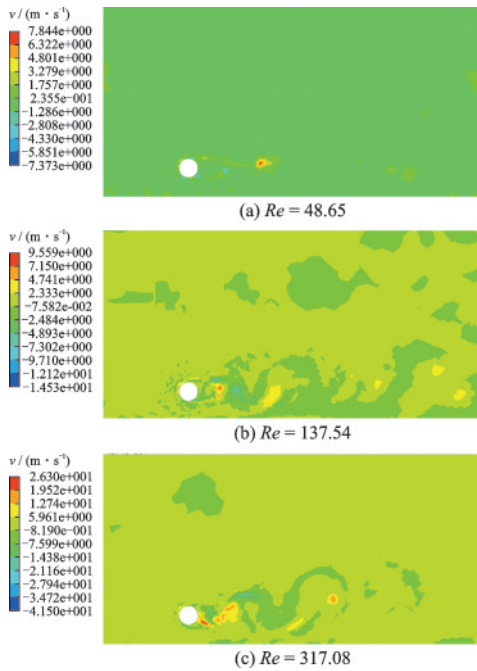


图9 相同无量纲位移条件下涡量

Fig.9 Vorticity contour plots under the same dimensionless displacement conditions

涡量图,此时管线均处于嵌入冲击阶段。对比三个涡量图可知,随着雷诺数的增加,泥屑流绕管线流动产生涡的总量明显增加。当涡量较小时,嵌入冲击阶段管线受力较为平稳;涡量较大时,管线受力波动情况较大,即涡量的增加使嵌入阶段管线受力峰值远大于初始阶段管线受力峰值。当雷诺数为317.08时,管线在嵌入阶段受力峰值为初始阶段受力峰值1.5倍。求得管线法向的初始峰值受力系数 C_{D0} 、峰值受力系数 C_{Dp} 见表5。

表5 法向峰值受力系数

Table 5 Normal peak force coefficients

序号	初始峰值受力系数	峰值受力系数	雷诺数
工况1	3.676	3.676	21.89
工况2	2.125	2.125	48.65
工况3	1.817	1.817	64.67
工况4	1.550	1.550	92.30
工况5	1.440	1.440	113.05
工况6	1.397	1.487	124.10
工况7	1.352	1.547	137.54
工况8	1.268	1.639	179.17
工况9	1.199	1.680	237.71
工况10	1.174	1.663	276.17
工况11	1.147	1.709	317.08

当雷诺数小于113.05时,初始峰值受力系数即为管线法向峰值受力系数。当雷诺数大于124.10时,嵌入峰值受力系数大于初始峰值受力系数,为管线法向峰值受力系数。此时,按初始冲击系数计算管线受力是偏危险的,需要应使用嵌入阶段峰值受力系数来计算管线受到的最大冲击力。将 C_{Dp} - Re 进行分段拟合,当 $Re=113.05$ 时,初始峰值与嵌入阶段波动最大值十分接近,故以此为分段点, C_{Dp} - Re 的拟合结果如图10所示。

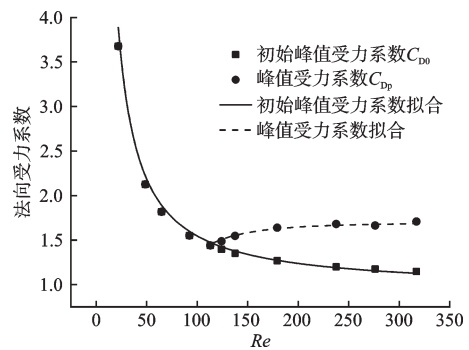


图10 管线法向峰值受力系数拟合结果

Fig.10 Fitting results of normal peak force coefficients for pipelines

根据本文计算数据,通过拟合得到的法向峰值受力系数与雷诺数表达式为:

$$C_{Dp} = 0.95 + \frac{75}{Re^{1.05}} \quad (Re < 113.05) \quad (4)$$

$$C_{Dp} = 1.7 - \frac{68\,000}{Re^{2.65}} \quad (Re > 113.05) \quad (5)$$

2.3 管线竖向受力

图 11 为不同雷诺数条件下管线竖向受力曲线。

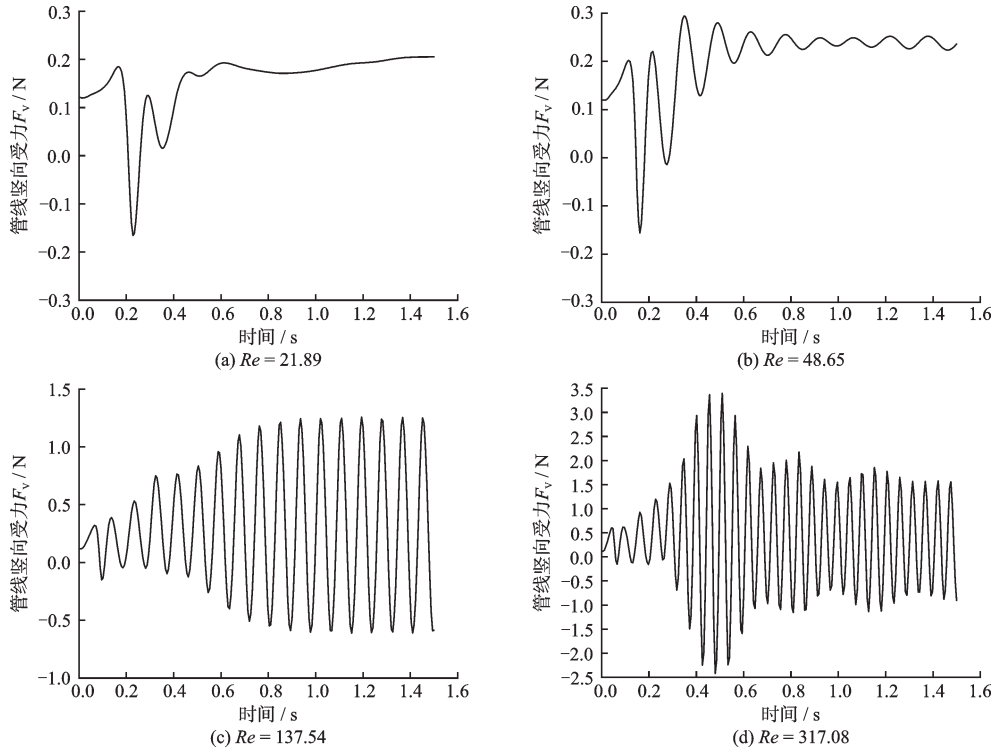


图 11 管线竖向受力曲线

Fig.11 Pipeline vertical force diagrams

管线竖向受力受涡流脱落影响,涡流的周期性脱落行为可以用一个无量纲参数斯特劳哈尔数(St)来表示^[7],定义为:

$$St = \frac{fD}{U} \quad (6)$$

式中, f 为漩涡脱落频率,Hz。不同雷诺数条件下管线竖向的初始受力系数 C_{v0} 、峰值受力系数 C_{vp} 、斯特劳哈尔数见表 6。

本文各工况下计算所得斯特劳哈尔数为 0.22~0.245,与 F. Ning 等^[7]在相同悬跨高度下的模拟所得范围一致,漩涡脱落频率随雷诺数的增加而加快。与法向受力不同,漩涡脱落现象对竖向受力影响较大,管线竖向峰值受力系数 C_{vp} 始终大于竖向初始峰值受力系数 C_{v0} ,即管线的竖向峰值受力始

较法向受力而言,管线竖向受力受涡流脱落影响更大。当 $Re=21.89$ 时管线竖向受力整体表现较为平稳。当 $Re=48.65$ 时,涡流脱落现象使管线竖向受力在嵌入阶段出现了轻微波动。这与 V. K. Patnana 等^[13]提出的剪切变稀非牛顿流体出现涡流脱落的雷诺数阈值($Re=50$)非常接近。随着雷诺数继续增加,管线竖向受力峰值不断增加,表现出更明显的周期性规律,且振荡周期明显缩短。

终出现在嵌入冲击阶段。当雷诺数较小时 C_{vp} 与 C_{v0} 相差较小,当雷诺数大于 92.3 时,两者差距较大,在雷诺数为 317.08 时, C_{vp} 是 C_{v0} 的 5.5 倍,此时若按照 C_{v0} 估算管线竖向峰值受力,会严重低估管线竖向受力最大值。考虑到漩涡脱落对管线竖向受力的影响,对 C_{vp} 进行分段拟合是合理的,根据本文计算所得结果,分段点为 92.3。 C_{v0} 、 C_{vp} 与 Re 拟合结果如图 12 所示。

根据本文计算数据,通过拟合得到的竖向峰值受力系数与雷诺数表达式为:

$$C_{vp} = 0.85 + \frac{210}{Re^{1.7}} \quad (Re < 92.3) \quad (7)$$

$$C_{vp} = 1.63 - \frac{1.07e + 9}{Re^{4.7}} \quad (Re > 92.3) \quad (8)$$

表6 竖向峰值受力系数

Table 6 Vertical peak force coefficients

序号	初始峰 受力系数	峰值 受力系数	斯塔劳 哈尔数	雷诺数
1	1.736	1.931	—	21.89
2	0.858	1.143	0.238	48.65
3	0.747	0.985	0.244	64.67
4	0.598	0.957	0.233	92.30
5	0.545	1.353	0.223	113.05
6	0.512	1.453	0.226	124.10
7	0.474	1.532	0.227	137.54
8	0.410	1.634	0.230	179.17
9	0.326	1.626	0.225	237.71
10	0.310	1.595	0.225	276.17
11	0.294	1.617	0.225	317.08

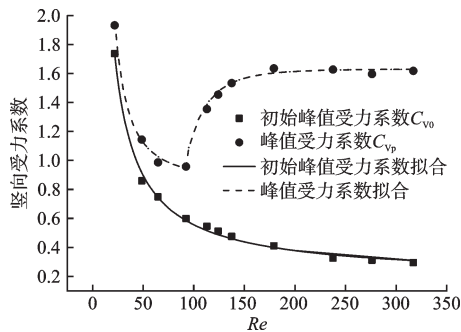


图12 管线竖向峰值受力系数拟合结果

Fig.12 Fitting results of vertical peak force coefficients for pipelines

2.4 应用举例

Z. Arash等^[3]总结了海底滑坡冲击管线造成破坏的事故中管线的直径和泥流的流速。根据此假设,在某复杂海底地形的海域铺设管径为0.25 m的管线,计算悬跨高度为一倍管线直径管线受到泥屑流的最大冲击力;滑坡流变模型按表1中35%泥浆浓度计算,当滑坡最大流速为3 m/s时,对应泥屑流的雷诺数为66.71,根据受力系数拟合结果式(4)、(7)、及受力表达式(3)求得管线的受力情况如下:

$$C_{Dp} = 0.95 + \frac{75}{66.71^{1.05}} = 1.86$$

$$F_D = \frac{1}{2} \times 1.86 \times 1694 \times 3^2 \times 0.25 \times 1 = 3544.7$$

$$C_{Vp} = 0.85 + \frac{210}{66.71^{1.7}} = 1.02$$

$$F_V = \frac{1}{2} \times 1.02 \times 1694 \times 3^2 \times 0.25 \times 1 = 1943.87$$

即单位长度的管线法向、竖向受力的峰值可达3544.7、1943.87 N。

当滑坡最大流速为5 m/s时,对应雷诺数为173.66,根据受力系数拟合结果式(5)、(8)及受力表达式(3)计算结果如下:

$$C_{Dp} = 1.7 - \frac{68000}{173.66^{2.65}} = 1.62 \quad (9)$$

$$F_D = \frac{1}{2} \times 1.62 \times 1694 \times 5^2 \times 0.25 \times 1 = 8575.88 \quad (10)$$

$$C_{Vp} = 1.63 - \frac{1.07e + 9}{173.66^{4.7}} = 1.6 \quad (11)$$

$$F_V = \frac{1}{2} \times 1.6 \times 1694 \times 5^2 \times 0.25 \times 1 = 8470 \quad (12)$$

即单位长度的管线法向、竖向受力的峰值可达8575.88、8470 N。

3 结论

(1)管线整体受力情况与背冲击侧涡流脱落现象密切相关,本文使用的加密模型可以较好地分析雷诺数大于100条件下管线的受力情况。

(2)当雷诺数小于113.05时,管线法向峰值力与初始冲击阶段峰值受力相同;当雷诺数大于113.05时,受涡流脱落影响,法向受力峰值出现在嵌入冲击阶段;提出了考虑涡流脱落现象的管线法向峰值受力系数与雷诺数的关系式。

(3)涡流脱落现象对管线竖向受力影响更为明显。在本文模拟的雷诺数范围(21.89~317.08)内,管线竖向受力峰值均出现在嵌入冲击阶段;随着雷诺数的增大,管线竖向受力峰值可达初始阶段峰值受力的5倍以上,此时若按照初始阶段估算管线竖向受力峰值,会严重低估管线竖向受力的最大值。提出了考虑涡流脱落现象的管线竖向峰值受力系数与雷诺数的关系式。

本文给出的有关泥屑流冲击管线的竖向和法向最大作用力表达式的适用条件为管线悬跨高度为一倍管线直径、泥屑流雷诺数为22~317,其他条件下仍需对公式中的系数进行标定。

参考文献:

[1] 徐元芹,刘乐军,李培英,等.我国典型海岛地质灾害

- 类型特征及成因分析[J]. 海洋学报, 2015, 37(9): 71-83.
- Xu Y Q, Liu L J, Li P Y, et al. Geology disaster feature and genetic analysis of typical islands, China [J]. Haiyang Xuebao, 2015, 37(9): 71-83. (in Chinese)
- [2] 何叶, 钟广法. 海底滑坡及其反射地震识别综述[J]. 海洋科学, 2015, 39(1): 116-125.
He Y, Zhong G F. Current status of submarine landslides and their seismic recognition [J]. Marine Sciences, 2015, 39(1): 116-125. (in Chinese)
- [3] Arash Zakeri, Kaare Hoeg, Farrokh Nadim. Submarine debris flow impact on pipelines-part I : experimental investigation [J]. Coastal Engineering, 2008, 55 (12) : 1209-1218.
- [4] Arash Zakeri. Submarine debris flow impact on suspended (free-span) pipelines: Normal and longitudinal drag forces [J]. Ocean Engineering, 2009, 36 (6/7) : 489-499.
- [5] Arash Zakeri, Kaare Hoeg, Farrokh Nadim. Submarine debris flow impact on pipelines-part II : numerical analysis [J]. Coastal Engineering, 2009, 56(1): 1-10.
- [6] Guo X S, Zheng D F, Man T K. Effect of different span heights on the pipeline impact forces induced by deep-sea landslides [J]. Applied Ocean Research, 2019, 87: 38-46.
- [7] Ning Fan, Sahdi Fauzan, Wang Cheng Zhang, et al. Effect of pipeline-seabed gaps on the vertical forces of a pipeline induced by submarine slide impact [J]. Ocean Engineering, 2021, 221: 108506.
- [8] Qian X, Xu J, Bai Y, et al. Formation and estimation of peak impact force on suspended pipelines due to submarine debris flow [J]. Ocean Engineering, 2020, 195: 106695.
- [9] Fan N, Jiang J, Dong Y, et al. Approach for evaluating instantaneous impact forces during submarine slide-pipeline interaction considering the inertial action [J]. Ocean Engineering, 2022, 245: 110466.
- [10] Trygve Ilstad, Marrjeffrey G, Anders Elverhoi. Laboratory studies of subaqueous debris flows by measurements of pore-fluid pressure and total stress [J]. Marine Geology, 2004, 213(1/4): 403-414.
- [11] Liu J, Tian J L, Yi P. Impact forces of submarine landslides on offshore pipelines [J]. Ocean Engineering, 2015, 95: 116-127.
- [12] 张宇. 海底滑坡冲击管线的离心模型试验和CFD数值分析[D]. 大连: 大连理工大学, 2022.
Zhang Y. Centrifuge modelling test and CFD simulation of the impact on pipeline exerted by submarine landslides [D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2022. (in Chinese)
- [13] Patnana V K, Bharti R P, Chhabra R P. Two-dimensional unsteady flow of power-law fluids over a cylinder [J]. Chemical Engineering Science, 2009, 64 (12) : 2978-2999.

(本文编辑:周小潭)