

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

学士学位论文

THESIS OF BACHELOR



论文题目: 超细长柔性结构的流固耦合
动力响应分析方法

学生姓名: 马磊鑫

学生学号: 5110109122

专 业: 船舶与海洋工程

指导教师: 付世晓

学院(系): 船舶海洋与建筑工程学院

超细长柔性结构的流固耦合动力响应分析方法

摘要

在海洋工程领域，以深海柔性养殖结构物、超细长柔性立管为代表的超细长柔性结构物被广泛运用，如何准确预报结构水动力响应对于保证此类结构物的安全性至关重要。然而对于此类结构物而言，其水动力载荷和结构物运动、变形会互相影响。传统的具有缩尺比的模型试验和数值计算方法很难准确、有效地计算此类结构物在不同流场下的动力响应。因而，本文将基于半经验流体载荷公式与结构有限元动力学方程联合求解方法，探讨了其数值计算中的数值稳定性问题，并提出了几种能够提高柔性结构水动力响应预报准确性的可行方法。

首先，本文将求解流固耦合的方法分为“强耦合”算法、将水动力载荷项均显式处理的“弱耦合”算法以及仅将水动力载荷中平方拖曳力项显式处理的“弱耦合”算法三类。通过理论推导及相关数值计算，尝试分析了“弱耦合”算法对数值计算准确性和稳定性的影响。

其次，为了解决由于尺度效应以及不准确的水动力模型带来的渔网水弹性响应计算准确性的问题，提出了一种实尺度强迫振荡网衣分段实验与实尺度网衣整体结构有限元计算结合的响应预报方法。在本文中，针对一个实尺度的二维网衣的水弹性响应进行研究，从而初步验证本文提出的方法的可靠性。

最后，为了能够在现有的立管涡激振动方法中考虑立管两端时变张力等非线性因素的影响，本文提出了一种时域预报方法。通过将均匀流和剪切流下时域预报结果和试验测量结果相比较，发现时域预报程序能够预报得到较为准确的结构响应。

关键字：流固耦合，结构动力响应，数值计算，超细长柔性结构

STRUCTURAL DYNAMIC ANALYSIS ON ULTRA-SLENDER FLEXIBLE STRUCTURES INTERACTING WITH FLUIDS

ABSTRACT

In the area of ocean engineering, flexible and slender structures such as the deep-water aquaculture net cage and ultra-slender and flexible risers are widely used. How to predict these structure's response accurately is of critical importance to the safety of these structures. Concerning these kinds of structures, the hydrodynamic loads are closely dependent on the structure's motion and deformation. Traditional experiments on scaled models and numerical computation may not predict the full-scale structure's response in fluid flows accurately and efficiently. Therefore, this paper chooses the combined effort of structural dynamics equilibrium and the semi-empirical hydrodynamic models to investigate improved methods to study slender and flexible structure's structural response.

First of all, the numerical methods for solving fluid and structure interaction are divided into strong coupling and loose coupling methods. Theoretical derivations are conducted to prove the loose coupling's impact on numerical stability, and numerical experiments are carried out to test the feasibilities of two loose coupling methods in solving slender and flexible structure's hydroelastic response. Afterwards, in order to overcome scale effect in model testing, a kind of experimental-numerical hybrid method is proposed for fish farming system's hydroelastic analysis. A full-scale 2D net panel's hydroelasticity is studied using this method, and the result proves the feasibility of the method. Finally, regarding to flexible riser's vortex induced vibration, a time domain method is proposed to take nonlinearities such as tension variation into account. The comparison between predicted and measured results under uniform current and linearly sheared current proves that the time domain method can derive accurate enough structure's dynamic response.

Key Words: fluid-structure interaction, structural dynamic analysis, numerical computation, ultra-slender and flexible structures

目录

第一章 绪论.....	1
1.1 研究背景及意义.....	1
1.2 流固耦合问题基本参数.....	1
1.2.1 结构参数.....	2
1.2.2 流体力参数.....	2
1.2.3 流体结构耦合作用参数.....	3
1.3 深海养殖网箱流固耦合研究现状.....	4
1.3.1 浮圈结构流固耦合研究现状.....	4
1.3.2 网衣结构流固耦合研究现状.....	5
1.4 细长柔性立管流固耦合研究现状.....	7
1.4.1 立管涡激振动机理研究.....	7
1.4.2 柔性立管涡激振动特性研究.....	9
1.4.3 立管涡激振动数值预报.....	10
1.5 本文的主要工作.....	11
第二章 波流作用下细长柔性结构动力响应基本计算理论.....	13
2.1 引言.....	13
2.2 细长柔性结构有限元平衡方程的建立.....	13
2.2.1 有限元的离散.....	13
2.2.2 应变与位移关系的建立.....	14
2.2.3 平衡方程的建立.....	15
2.3 柔性杆梁结构线性有限元列式.....	16
2.3.1 梁结构广义响应与载荷矩阵.....	17
2.3.2 梁结构广义刚度矩阵.....	18
2.3.3 梁结构广义质量矩阵.....	20
2.3.4 梁结构广义阻尼矩阵.....	21
2.4 细长柔性结构水动力载荷计算理论.....	21
2.4.1 细长结构 Morison 公式的推导.....	21
2.4.2 网衣结构水动力载荷的 Aarsnes 公式.....	28
2.4.3 涡激振动载荷计算公式.....	29
2.5 细长柔性结构模态分析.....	31
2.6 细长柔性结构动力响应的求解.....	33
2.6.1 线性结构动力响应的求解.....	33
2.6.2 非线性结构动力响应的求解.....	34
2.7 本章小结.....	36
第三章 强耦合与弱耦合计算结构流固耦合响应研究.....	37
3.1 引言.....	37
3.2 流固耦合数值计算方法介绍.....	37
3.2.1 流固耦合数值计算方法分类.....	37
3.2.2 一种结构有限元与半经验水动力模型联合求解方法.....	38
3.3 时间直接积分方法准确性与稳定性判定.....	39
3.3.1 时间直接积分法的稳定性分析.....	39
3.3.2 时间直接积分法的精确性分析.....	40
3.4 弱耦合算法对时间积分方法稳定性与准确性判定准则的影响.....	41

3.5 弱耦合算法求解细长柔性构件非线性水弹性响应适用性研究	44
3.5.1 细长柔性悬臂梁水弹性响应计算	44
3.5.2 细长柔性网衣结构水弹性响应计算	48
3.6 本章小结	51
第四章 实尺度深海渔网结构响应预报	53
4.1 引言	53
4.2 渔网水弹性计算基本参数定义	53
4.2.1 Re 数	53
4.2.2 KC 数	54
4.2.3 网衣有效面积缩减系数	54
4.3 实验数值混合方法原理	54
4.3.1 步骤一: 水动力系数库的建立	55
4.3.2 步骤二: 网衣水弹性计算	56
4.4 数值算例	56
4.4.1 水动力系数库的建立	56
4.4.2 二维实尺度网衣水弹性响应计算	59
4.5 本章小结	69
第五章 实尺度柔性立管涡激振动结构响应预报	70
5.1 引言	70
5.2 基本假设	70
5.3 时域预报方法概述	70
5.3.1 边界条件与初始条件	72
5.3.2 激励频率与激励区间的判定	72
5.3.3 振动载荷、响应的计算与分解	74
5.3.4 水动力阻尼的计算	74
5.3.5 升力的计算	75
5.3.6 柔性立管轴向张力	77
5.4 数值算例	78
5.4.1 均匀流下柔性立管涡激振动时域预报	78
5.4.2 线性剪切流下柔性立管涡激振动时域预报	87
5.5 本章小结	98
第六章 研究与展望	100
6.1 全文总结	100
6.2 研究展望	101
参考文献	102
谢辞	106
攻读学士学位期间撰写的学术论文	107
在学期间科研成果、获奖及专利情况	107

第一章 绪论

1.1 研究背景及意义

在海洋工程领域，一系列的超细长柔性结构被广泛应用。伴随世界人口的增长，人类对鱼类的需求也与日俱增，大量细长柔性构件组成的网箱被运用于鱼类养殖中。然而，近海的地域资源逐渐减小和环境污染越发严重，使得鱼类养殖行业不断走向深海。但是，深海复杂的风、浪、流等海洋环境载荷都对深海养殖网箱结构（如图 1-1（a）所示）的安全性和可靠性提出了巨大的挑战。与此同时，随着深水石油资源逐渐走向深远海的开发，细长柔性立管（如图 1-1（b）所示）长度不断增长。这一类细长立管系统是连接海面浮式平台与海底设备之间的重要纽带，能够完成海底油气钻探、倒泥、倒液、油井维修等工作^[1]。然而洋流经过立管会交替泄涡，从而引起立管的涡激振动现象（VIV）。这一现象成为了细长柔性立管主要疲劳破坏要素。除此之外，海底管道、锚泊结构等都是海洋工程中重要的细长柔性结构。如何准确估算这类结构物的海洋环境载荷，如何优化这类结构物的设计，成为了现今一个重要的研究课题。

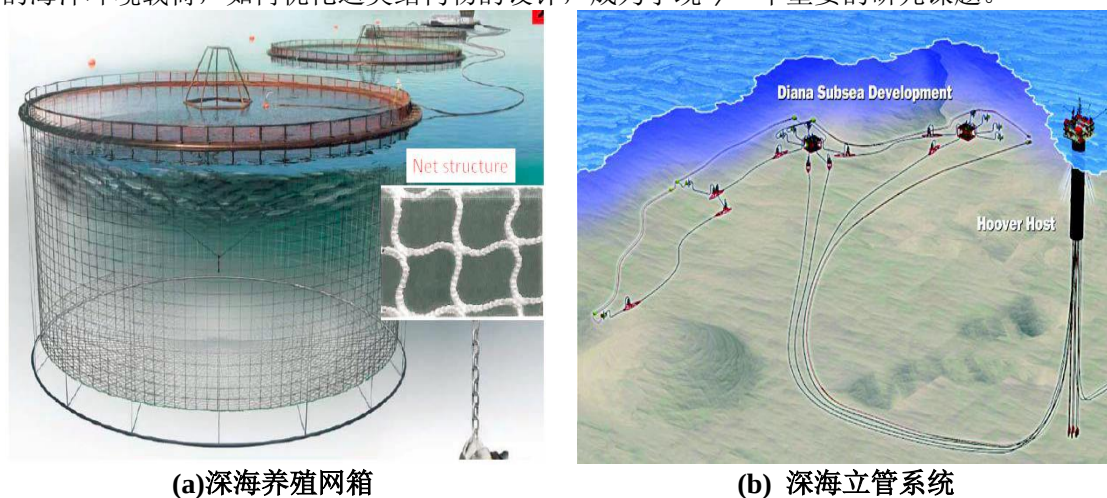


图 1-1 海洋工程典型超细长柔性结构

与一般的海洋工程中如船舶一类可以视为刚性体的结构相比，这一系列细长柔性结构在和周围流场相互作用时，会产生许多复杂的非线性问题，主要包括：

- 1) 流体载荷的非线性：对于细长柔性结构来说，流体粘性力占水动力中较大的比重。因此，传统的势流理论将不再适用^[2]。同时，波浪抨击、涡激振动（VIV）等复杂现象使流体载荷的非线性增强，这也使得模型实验的尺度效应增加。
- 2) 结构的几何非线性：在剧烈的环境载荷的作用下，柔性结构容易发生较大程度的变形。此时，小变形假设不再使用，需要记及几何非线性的影响^{[3][4]}。
- 3) 流体与结构的复杂耦合：当柔性结构发生变形时，会影响周围的流场分布，从而反过来会影响结构的受力^[5]。

为了解决上述复杂力学问题，目前学术界和工业界主要采用实验研究方法、计算流体力学（CFD）或者半经验流体载荷公式与结构动力学方程联合求解方法^{[6][7]}。

1.2 流固耦合问题基本参数

为了更好地将试验研究和数值计算结果归纳，研究者们总结出了三类无因次参数，分别是：结构参数、流体力参数以及流体与结构相互作用参数。

1.2.1 结构参数

(1) 细长比

细长比用于描述结构物的几何特性，可以表示为，

$$\alpha^* = \frac{L}{D} \quad (1-1)$$

其中 L 和 D 分别为结构的长度与直径。

(2) 质量比

质量比表征了单位长度的结构物与排水量之间的比值，对于圆柱形结构可以表示为，

$$m^* = \frac{m}{\frac{1}{4}\rho_f \pi D^2} = \frac{\rho_m}{\rho_f} \quad (1-2)$$

其中 m 为结构物包括内部流体的质量， ρ_m 、 ρ_f 分别为结构物的密度和流体的密度。

(3) 阻尼比

阻尼比定义为线性阻尼系数与临界阻尼的比值，表述了振动系统的阻尼特性，

$$\xi = \frac{c}{2m\omega_0} \quad (1-3)$$

其中 c 表示系统的线性阻尼系数， m 为结构自身的单位长度质量。 ω_0 为系统的固有圆频率。

(4) 粗糙度

物体表面的粗糙程度可以用下式来定量计算，

$$\frac{k_s}{D} \quad (1-4)$$

其中 k_s 表示结构表面尼古拉兹等值沙粗糙度。

1.2.2 流体力参数

(1) 雷诺数 Re

Re 数是反应粘性流体的基本参数，它是表示流体惯性力和粘性力的比值，可以表示为，

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu} \quad (1-5)$$

其中 ρ 为流体的密度， U 和 L 分别为流体的特征速度与结构的长度。 μ 和 ν 分别为流体的动力和运动粘性系数。

雷诺数往往决定了流体经过圆柱时的尾流状态^[8]，当雷诺数较小时，粘性力占主导，相应的流场中各种扰动因素会快速衰减。因此，流体从宏观上表现出相对平稳的运动，称为层流状态。随着雷诺数增加，惯性力比重也增加，流场中的扰动不会衰减，甚至有可能被放大，从而会引起紊乱的流场，此时流场处于湍流状态。根据雷诺数的不同范围，可以将流场细分为以下 9 个阶段，如下图所示，

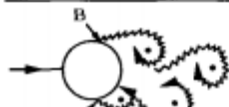
a)		No separation. Creeping flow	$Re < 5$
b)		A fixed pair of symmetric vortices	$5 < Re < 40$
c)		Laminar vortex street	$40 < Re < 200$
d)		Transition to turbulence in the wake	$200 < Re < 300$
e)		Wake completely turbulent. A: Laminar boundary layer separation	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcritical
f)		A: Laminar boundary layer separation B: Turbulent boundary layer separation; but boundary layer laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ Critical (Lower transition)
g)		B: Turbulent boundary layer separation; the boundary layer partly laminar partly turbulent	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ Supercritical
h)		C: Boundary layer com- pletely turbulent at one side	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Upper transition
i)		C: Boundary layer comple- tely turbulent at two sides	$4 \times 10^6 < Re$ Transcritical

图 1-2 均匀流中不同雷诺数下光滑圆柱尾流特征^[8]

(2) KC数

KC 数是描述了物体在振荡流场所受阻力和相对惯性力之间关系的无量纲数。它是表示流体加速度的传递导数和当地加速度的比值。若振荡流为正弦振荡,则 KC 数可以定义为,

$$KC = \frac{U_M T}{D} = \frac{2\pi A}{D} \quad (1-6)$$

其中 U_M 和 T 分别为振荡流体速度幅值和周期, A 为振动幅值, D 为圆柱体的直径。

KC 数不仅常用于描述水质点的周期性振荡特性,同时也用于研究静水中振荡物体的水动力特性。

1.2.3 流体结构耦合作用参数

(1) 斯托哈尔数:

斯托哈尔数 (St) 用于描述流场边界层的分离特性, 定义为

$$St = \frac{f_{st} D}{U} \quad (1-7)$$

其中 f_{st} 为表示均匀流流速 U 经过直径为 D 的结构时的泄涡频率。

(2) 约化速度:

约化速度表征了结构物在一个周期内运动的距离 U/f 和结构物的特征尺寸 D 的比值, 即

$$Vr = \frac{U}{f_n D} \quad (1-8)$$

其中 f_n 为结构物在静水或空气中的固有频率。

Moe & Wu^[9]用结构真实的振荡频率 f_{osc} 替代固有频率 f_n , 得到了“真实约化速度” Vr_{true} , 可以表示为,

$$Vr_{true} = \frac{U}{f_{osc} D} \quad (1-9)$$

此外, 上式的倒数也是一个重要的无因次参数, 称为无因次频率表示成 fr , 即

$$fr = \frac{f_{osc} D}{U} \quad (1-10)$$

(3) 无因次振幅:

无因次振幅用于描述圆柱的响应幅值和尺寸的比例, 即

$$A^* = \frac{A}{D} \quad (1-11)$$

其中 A 为结构物的振荡幅值。

在下面的小节中将以深海养殖网箱与柔性立管这两个典型的细长柔性结构物为例来具体介绍这一类结构物流固耦合问题的研究现状。

1.3 深海养殖网箱流固耦合研究现状

一个典型的深海养殖网箱系统主要由四部分组成: 浮圈, 渔网, 沉子和锚链。其中, 浮圈是部分浸没于水中, 由于它的截面尺寸较小, 且位于自由表面附近, 因此以承受波浪载荷为主。浮圈在波浪作用下的运动与变形会直接影响整个网箱结构的形状与位置, 从而对整个系统的疲劳强度产生一定的影响。除此之外, 对于渔网结构, 其深度可以长达数十米。考虑到波浪压力与速度随着水深而指数衰减, 网衣受波浪力的影响较少, 因而网衣结构物一般被认为是承受海流载荷为主。网衣在水流作用下其包围的体积会明显减少, 从而容易导致鱼类活动的范围与氧气供应不足; 同时, 过大的网衣张力可能会导致网衣的破损, 会导致鱼类逃跑, 严重影响养殖的经济利益^[10]。因此目前国内外学者将研究重点放在部分浸没的浮圈以及网衣两个结构物环境载荷及结构动力响应的准确预报上面。

1.3.1 浮圈结构流固耦合研究现状

对于浮圈结构响应的理论与数值计算, Faltinsen^[11]和 Enderson^[12]将远场和近场的势流理论相结合, 计算得到了波浪载荷。随后, 运用模态叠加法求解结构的响应。付世晓^[13]拓展了三维水弹性理论, 考虑了多个弹性浮圈之间刚体连接件对振动模态的影响; 在此基础上, 计算了多个浮圈在均匀流下的变形。但是考虑到浮圈会受到自由表面和粘性力等非线性问题的影响, 用传统的势流理论很难准确计算环境载荷^[14]。通过运用能够考虑粘性力等非线性水动力载荷影响的 Morison 公式, Thomassen^[15]开发了基于有限元计算的浮圈结构疲劳损伤预报软件, 其预报结果与实验结果吻合较好。

对于浮圈水动力特性的实验研究, Kristiansen^[16]分别对在波浪中固定不动的浮圈分段与在波浪中垂荡、横荡的分段的水动力特性进行了研究。在这一系列实验中, 研究者发现了波浪爬升的现象, 同时发现高阶水动力占较大的比重。然而相比于实际深海环境条件, 该实验中的 KC 数过小。付世晓团队^[14]通过在静水中强迫浮圈分段进行匀速运动与不同振幅、不同频率下的振动, 模拟了浮圈结构物在实际海况下的受力情况。通过对实验数据的最小二乘法处理, 得到了

不同雷诺数、KC 数和约化速度下的浮圈水动力系数。此外,在这一实验中,研究者们也分析了波浪爬升和抨击等现象对于部分浸没圆柱水动力系数的影响,如图 1-3 所示。



图 1-3 波面爬升现象^[10]

1.3.2 网衣结构流固耦合研究现状

另一方面,网衣与流体相互作用的水动力特性的研究也极具挑战性。渔网周围的流场的三维效应显著。Fredheim^[6]和 Gansel^[17]等研究者发现渔网周围的流场特性和网衣的几何形状以及材料空隙性密切相关。当水流经过渔网时,由于遮蔽效应的影响,流速会有所衰减,从而导致下游的网衣受到低流速流体产生的载荷^[6]。此外,流体载荷的大小又依赖于网衣的密实度、流场的雷诺数、渔网和流场的相对位置、网线周围局部流场的加速度等因素^[28]。在水动力载荷的作用下,渔网会发生较大程度的变形^{[3][4]}。渔网的变形同时又会对其周围流场的分布产生影响。

为了解决网衣流固耦合问题,研究者们开展了大量的模型实验。Loland^[18]通过大量的单片渔网和网箱模型的实验,结合理论计算,推导得到了雷诺数为 1400-1800 范围内网衣阻力系数、升力系数与来流攻角的函数关系,同时也得到了不同流速下流速衰减系数与渔网阻力系数的关系。Lader^{[19][20]}研究了一个渔网模型在均匀流以及波流共同作用下的受力和几何上的变化,如图 1-4 所示。基于 Tauti 提出的相似理论,Kitazawa^[21]研究了不同深度的渔网在流和浪的作用下的拖曳力。尽管这一系列的模型实验研究可以给研究者带来一个直观的观测,有助于加深对其背后物理现象的理解^[22],但是尺度效应使得这些实验现象很难准确反应实尺度渔网的流固耦合现象。为了解决这一问题,付世晓团队^[23]提出了一种全新的实验手段。首先,他们将一个实尺度的渔网^[24]分解成若干个等大的浮圈-网衣分段。随后,在实验中,选取一个分段作为研究对象,通过强迫振荡的方法来模拟真实海况下渔网与浮圈的各种相对运动形式,用于研究网衣的水弹性响应。

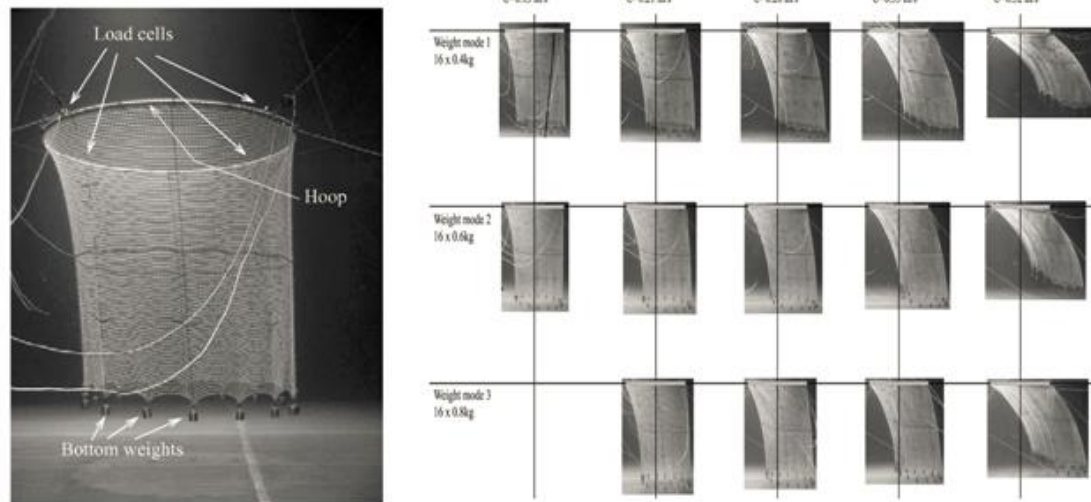


图 1-4 渔网模型在均匀流下的变形^[19]

与模型实验不同，在网衣结构的数值计算方面可以直接计算实尺度网衣的水弹性响应。Patursson^[25]、Shim^[26]和Zhao^[27]等人运用计算流体力学（CFD）的方法观察并分析了网衣周围的流场和渔网的受力情况。但是这一系列的计算受限于计算问题的复杂性和数据存储的容量，在计算中会进行一系列的简化^{[28][29]}。

因此，在网衣的数值计算方面广泛运用有限元和半经验的流体载荷公式相结合的方法。Moe^[28]运用Morison公式，并假定公式中的网衣水动力系数为一个定值，在此基础上研究了网衣承受的流体阻力随流速的变化情况。同样基于Morison公式，Berstad^{[30][31]}假设网衣阻力系数和附加质量系数分别为固定的1.2和1.0，进而分析了一个典型渔网的变形。研究者发现渔网的容积对底部沉子重量以及流速的变化都非常敏感。Lader^[32]提出了一种超单元模型用于模拟渔网结构，如图1-5所示。他沿着网衣的垂向将渔网划分成若干个单元，在每个单元中点布置一个节点，同时结合Aarsnes^[33]总结的水动力半经验性公式，从而计算每个节点上在波浪与流作用下受到的升力与阻力。在此基础上，他成功地计算了网衣在流和波浪作用下的动力响应，计算结果与实验结果吻合较好。但是值得注意的是，这一类数值计算的准确性很大程度上依赖水动力系数的正确选取。

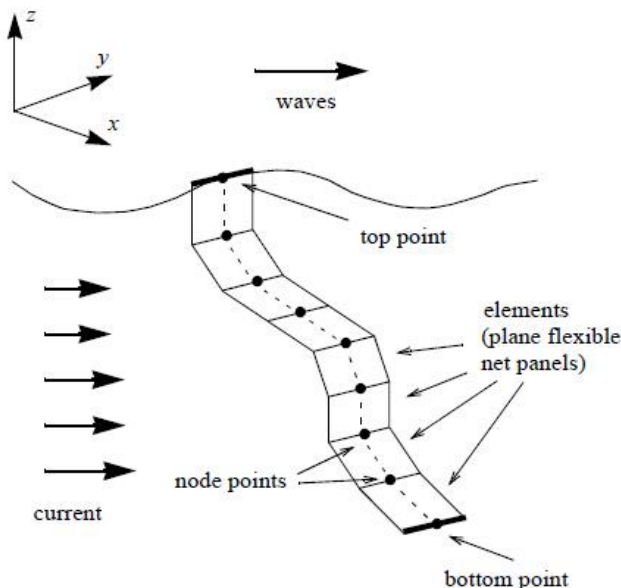


图 1-5 Lader 等人提出的网衣的超单元模型^[32]

综上所述，渔网水动力以及结构响应问题都比较复杂。单纯的实验或者数值研究都有一定的局限性，因此需要开展一种合适的方法综合实验与数值计算方面的优势，从而更准确地计算网箱结构的水动力载荷与水弹性响应。

1.4 细长柔性立管流固耦合研究现状

当流体流经立管时，其后方会产生周期性的涡涡，进而在立管附近产生脉动的速度和压力，进一步引发了立管的横向与流向的往复振荡，如图 1-6 所示。这一物理现象被称为涡激振动。当涡激振动发生时，立管在流体载荷的作用下发生振荡。而这一流体载荷又和结构物运动形式密切相关。由此可见，立管的涡激振动是一个典型的流固耦合问题。与此同时，在工程实践中，人们还发现当物体运动的频率与泄涡频率相接近的时候，物体运动将控制尾涡的泻放频率，这一现象被定义为“锁定”现象^[34]。此时，尾涡的强度，横向的升力以及物体的响应都会大幅度增加，给立管带来严重的疲劳破坏，极大地威胁着立管结构的安全性。为了研究这一复杂的强非线性流固耦合问题，研究者展开了大量的实验、理论与数值方面的探究。

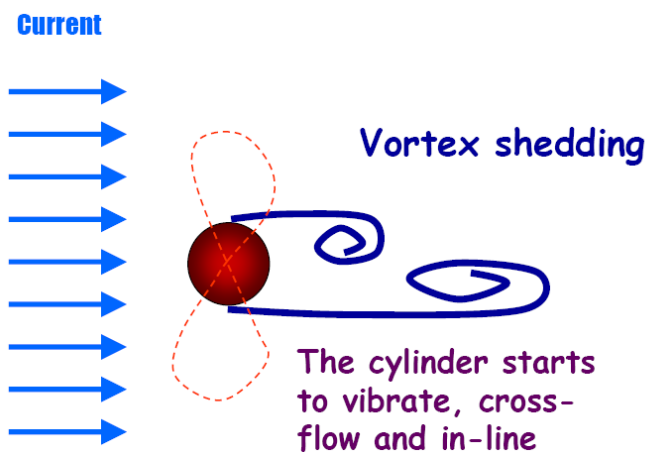


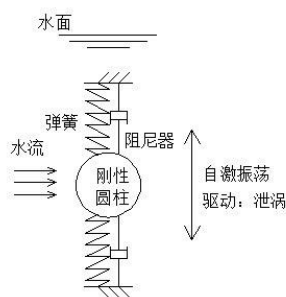
图 1-6 圆柱涡激振动示意图^[35]

1.4.1 立管涡激振动机理研究

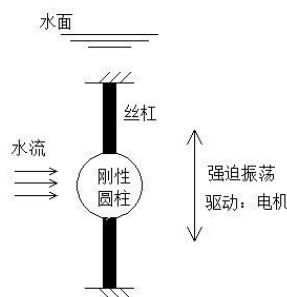
首先，研究者们从立管上截取一个微段、将其视为是一个刚性圆柱，对其开展了大量的自

激振荡与强迫振荡实验，希望能够从机理上深入理解涡激振动的特性。

在自激振荡(图 1-7 (a))中，立管的运动全部是由尾流从系统内部驱动的。Feng^[36]和 Williamson^[37]分别对高低质量比的圆柱展开了自激振动实验。通过这两个实验的对比，可以发现两种条件下的响应特性有较大的区别。高质量比时，圆柱运动幅值在不同的约化速度 V_r 范围内会出现两个间断的分支，分别为初始分支和下端分支。同时，当流速增加或减小时，在同一个约化速度 V_r 区间内圆柱振动的幅值和相位角会出现不同的趋势，被称为“迟滞环路”现象，如图 1-8(a)所示。而在低质量比时，除了以上两个分支外，还出现了第三个“上端分支”，且在初始分支和上端分支之间也出现了“迟滞环路”现象，如图 1-8(b)所示。此外，Khalak 和 Williamson^[38]发现和 Feng 的实验结果相比，低质量比圆柱的响应幅值明显大于高质量比的情况，而且锁定的区域也明显增加。

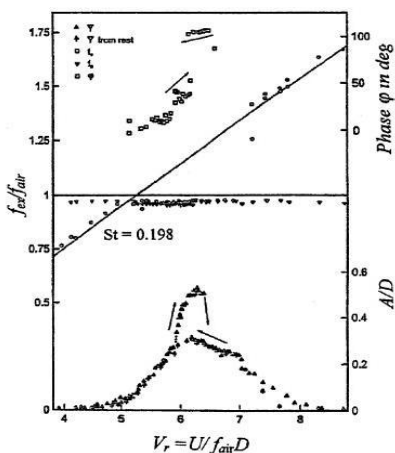


(a) 自激振动实验示意图

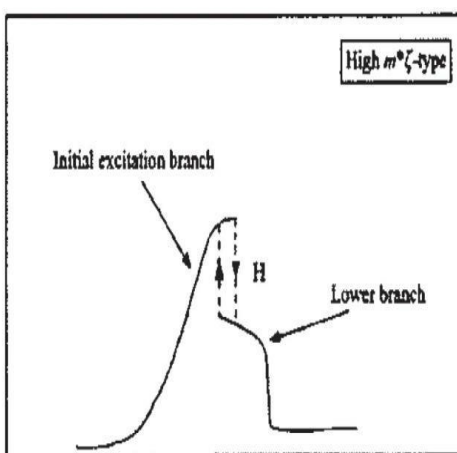


(b) 强迫振动实验示意图

图 1-7 圆柱涡激振动机理性研究示意图



(a) 高质量比^[36]



(b) 低质量比^[37]

图 1-8 高质量比圆柱自激振动响应对比

强迫振荡实验(图 1-7 (b))是通过外界强迫圆柱体进行固定幅值与频率的运动。由于结构的运动并非尾流场引起的，因此这种方法并不能用于模拟涡激振动真实的尾流形式；而其目的主要是通过测量圆柱的水动力并结合运动轨迹来研究结构和流体之间的能量传递关系。Sarpakaya^{[39][40]}在循环水槽中对于低细长比 (L/D 约为 3) 的圆柱进行了在雷诺数范围在 7000~11000 的强迫振荡实验。基于 Morison 公式，Sarpakaya 将流体载荷分解成了与加速度和速度同相位的两个部分，经过无因次化后得到了附加质量系数和阻力系数随着振荡幅值与频率变化的曲线。另外，他通过实验研究发现在漩涡频率附近会出现明显的阻力放大现象。

Golpakrishnan^[34]在 MIT 的水池开展了目前最完整的刚性圆柱垂向强迫振荡实验。实验雷诺数处于亚临界范围，约为 10^4 。该试验中建立的水动力系数库已广泛应用于之后各种涡激振动预报软件中。

尽管上述两种实验方法的研究手段不同，但是近年来两者有着紧密的联系。Sarpakaya^[41]指出上述两种 VIV 机理研究方法的最终目标是利用强迫振荡的实验结果来预报自激振荡的运动特性。反过来，也可以通过利用自激振荡测量的实验结果来预报强迫振荡的水动力特性^[42]。

1.4.2 柔性立管涡激振动特性研究

相比于刚性立管，柔性立管的涡激振动特性更为复杂。通过对实测和模型试验的数据处理，研究者如 Jaiswal & Vandiver^[43]，Zheng^[44]等都发现柔性立管的涡激振动是一个随机、无序的过程，且往往会伴随多频、高频振动。以下将介绍柔性立管 VIV 发生时几个热点研究的问题。

(1) 行波现象

对于细长比较小的立管结构，端部的边界条件会对立管长度的整个范围的振动产生较大的影响，因此总体上表现出“驻波特性”。而对于细长比较大（无限长）的立管结构，其振动往往会以波的形式从振动区域逐渐向外部传递，称之为“行波特性”，如图 1-9 所示。

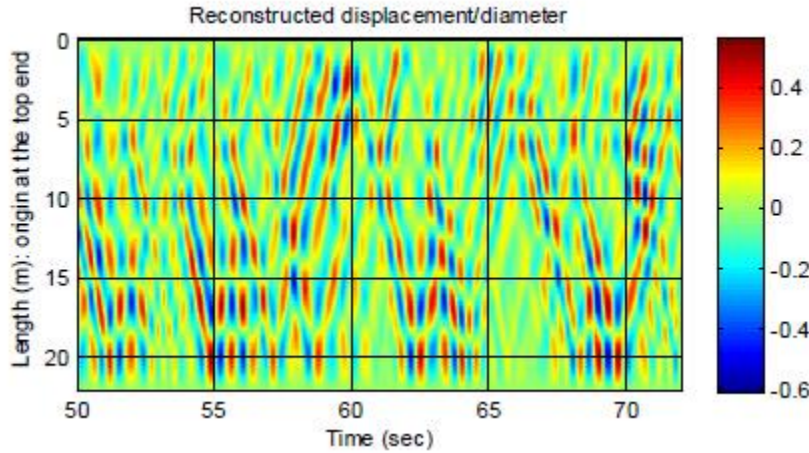


图 1-9 涡激振动行波现象示意图^[45]

Vandiver^[45]在实验中发现柔性立管横向（cross-flow direction）应变幅值的极值会出现于行波区域而不是近端点处。这一发现突出了行波特性研究对于保证立管结构的安全性的重要意义。

此外，Vandiver 在 Shear7^[46]中定义了行波参数 $n\xi_n$ 用于定量判定行波现象的发生与否。在这一参数中， n 表示结构的振动模态， ξ_n 为第 n 阶模态在结构阻尼与流体阻尼共同作用下的阻尼比，具体表示为 $\xi_n = \frac{R_n}{w_n M_n}$ （其中， R_n 为立管结构的第 n 阶模态阻尼， w_n 为第 n 阶立管结构的固有振动圆频率， M_n 为立管结构的第 n 阶模态质量）。若 $n\xi_n > 2.0$ ，则表明立管振动是以行波主导的；而若 $n\xi_n < 0.2$ ，则说明立管振动时受端部影响较大，以驻波主导。而当 $0.2 < n\xi_n < 2.0$ 时，则说明立管振动时驻波和行波共存。

(2) 时间共享现象

MIT 的 Svithenbank^[47]在研究细长立管在剪切流下高模态涡激振动时，通过对若干个时间段内的应变信息进行分析，研究者发现：尽管在各个时间段内主导频率唯一，然而在整个时间历程中主导频率可能会不断变化，如图 1-10 所示，

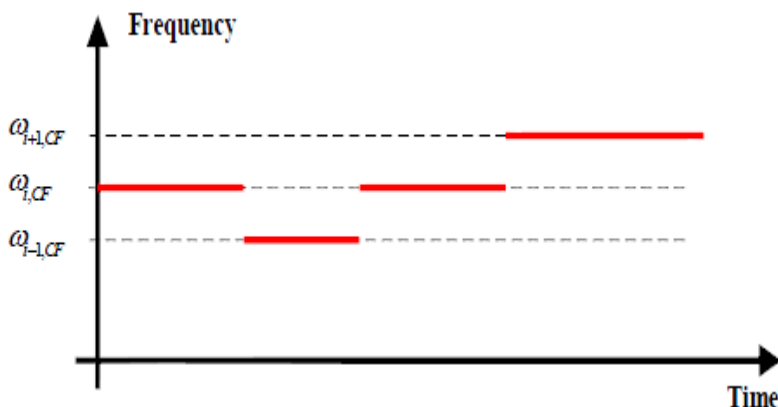


图 1-10 时间共享现象示意图

考虑到单模态涡激振动响应幅值往往会大于多模态共同参与的情况，因此这种时间共享现象会对立管的疲劳损伤产生很大的影响，值得研究者们关注。

1.4.3 立管涡激振动数值预报

现阶段主要的立管涡激振动数值预报方法多达几十种，Larsen^[48]将数值预报方法分为两类：计算流体力学方法和经验预报方法，如图 1-11 所示。

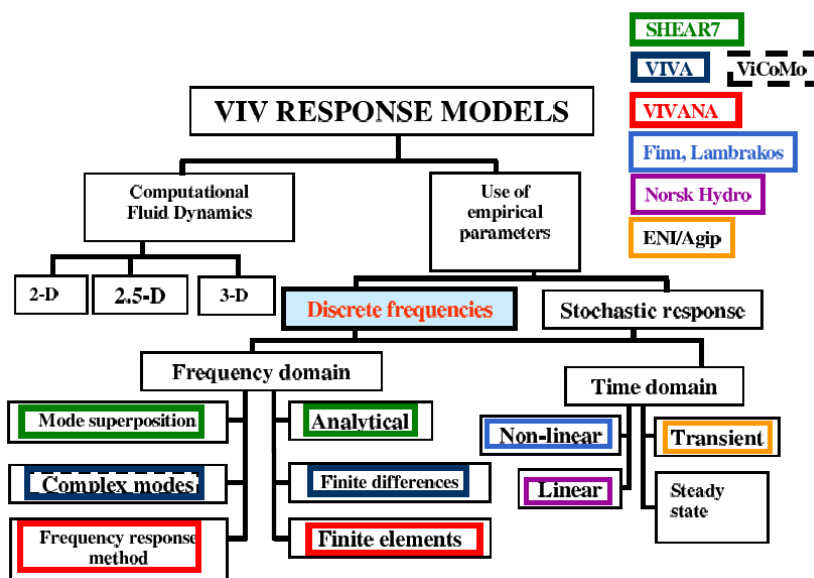


图 1-11 涡激振动响预报方法^[48]

计算流体力学方法是基于 Navier-Stokes 方程和适当的离散方法求解的数值算法，如图 1-12 图 1-11 所示。作用在立管结构上的载荷可以通过联立求解流体的速度和压强换算得到。当前由于计算水平的限制，大多数的 CFD 计算都是基于切片理论针对二维立管进行的动力响应计算。目前相关计算软件包括 Norsk Hydro^[49]，Deepflow^[50]，VIVIC^[51]等。但是 CFD 计算柔性立管涡激振动尚未发展成熟，其计算结果的准确性尚有待考证。

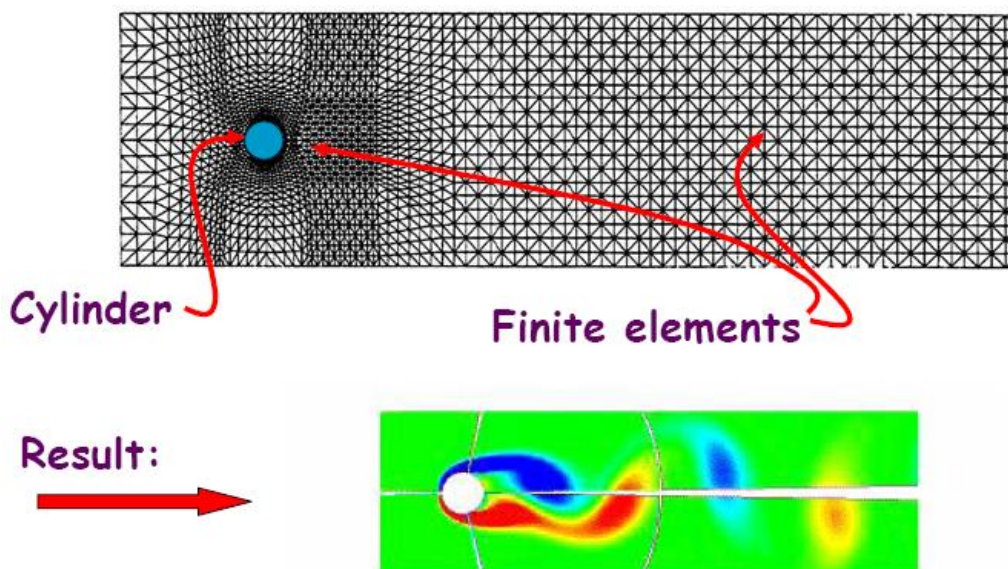


图 1-12 CFD 方法计算涡激振动示意图^[35]

另一方面，经验预报方法的基本原理是依据柔性立管的振动频率与幅值调用刚性圆柱体强迫振荡或是自激振荡的实验数据得到所需要的水动力载荷。目前较为普遍应用的方法是：首先将柔性立管划分为若干个刚性的分段，并假设每个刚体分段都在进行强迫振荡。基于强迫振荡实验得到的水动力系数库，以及“响应幅值-响应频率-水动力系数”三者之间的平衡，最终即能预报柔性立管的响应。此种预报方法又可以进一步细分为频域预报和时域预报方法。

频域理论主要基于线性系统和能量平衡迭代的思想。目前较为成熟的频域预报理论主要有 MIT 的 J.K.Vandiver 等人建立的 SHEAR^[46]和 Marintek 的 C.M.Larsen 等人创立的 VIVANA^[52]两种。与频域预报方法相比，时域预报方法可以考虑各种非线性因素的影响，许玉旺^[53]、王坤鹏^[54]、Thorsen^[55]等人都在这方面做出了一些研究。近年来，随着研究者对柔性立管 VIV 的理解的深入，研究者如 Wu^[7]等人基于实验测量的柔性立管应变信号，利用逆有限元法计算柔性立管的水动力载荷，尝试改进现有的基于刚性分段强迫振荡实验建立的水动力系数库。这些研究都将有助于更准确地预报柔性立管涡激振动的结构响应。

1.5 本文的主要工作

本文将针对细长柔性结构流固耦合动力响应进行一系列的数值研究。基于实尺度实验得到的水动力系数和半经验性水动力公式，结合结构动力响应的数值计算方法，试图更准确地预报细长柔性结构在和流场相互作用下的动力响应。具体的工作内容有以下几点：

(1) 调研以深海养殖网箱和细长柔性立管为代表的一类细长柔性结构流固耦合问题的试验与数值计算研究现状。

(2) 针对结构有限元与半经验性水动力模型联合求解的问题，将其求解方法分为“强耦合”算法、将水动力载荷项均显式处理的“弱耦合”算法以及仅将水动力载荷中平方拖曳力项显式处理的“弱耦合”算法三类。首先，从理论上推导了运用弱耦合算法对数值计算的稳定性以及准确性产生的影响。针对深海网箱系统中的几个典型结构进行了一系列的数值实验，进一步研究弱耦合算法对于求解细长柔性构件在流场中发生几何非线性动力响应的适用性。

(3) 为了更准确地预报实尺度浮圈-网衣系统的水弹性响应，本文中提出了一种实验-数值计算混合预报方法。首先将整个实尺度浮圈-网衣系统从上到下划分为若干个分段，基于强迫振荡实验，建立实尺度网衣分段模型的水动力系数数据库。随后，将建立好的水动力载荷数据库作为有限元计算的输入条件，通过迭代可以计算出整个实尺度浮圈-网衣系统在实际海况下的水弹性响应。通过将响应预报结果和现有的相关文献的结果进行对比，发现这种新的混合预报能够

计算得到结构的合理变形。

(4)为了能够在柔性立管涡激振动中考虑多种非线性因素的影响，如轴向张力非线性以及管土作用等，提出了一种时域预报方法。基于这种时域预报方法，调用基于刚性立管强迫振荡实验建立的水动力系数数据库，计算得到柔性立管在均匀流、剪切流下的响应。通过将时域预报结果和实验测量结果进行对比，可以发现这种时域预报方法能够计算出较为合理的结构响应。

第二章 波流作用下细长柔性结构动力响应基本计算理论

2.1 引言

在波流作用下运用半经验水动力模型求解超细长柔性结构的水弹性响应，主要可以将计算过程分为三个部分，如图2-1的计算流程所示，分别是：基于有限元法的结构平衡方程的建立，细长柔性结构水动力载荷计算理论以及运用时间积分方法计算结构的动力响应。在本章中将对这三部分内容进行详细介绍。

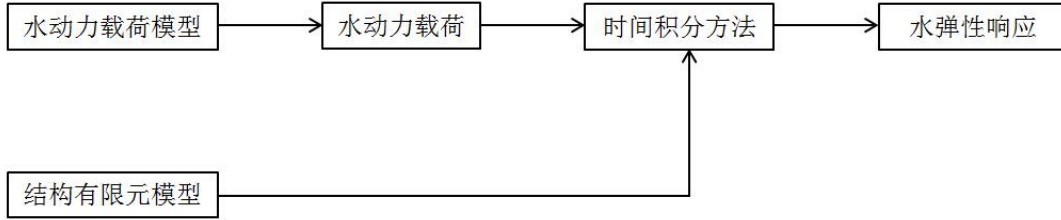


图 2-1 水动力模型与有限元计算结合的流固耦合计算流程图

2.2 细长柔性结构有限元平衡方程的建立

2.2.1 有限元的离散

基于有限元理论，变形前的变形体(初始构型)内的任意一点的在 i 方向的坐标 X_i 与位移 u_i 可以由节点处的坐标 X_i^k 与位移 u_i^k 插值得到，即

$$\begin{cases} X_i = \sum_{k=1}^m N_k X_i^k \\ u_i = \sum_{k=1}^m N_k u_i^k \end{cases} \quad (2-1)$$

其中， m 是节点个数， N_k 是对应于第 k 个节点的形函数。

上式可以表示为矩阵的形式，即

$$\begin{cases} [X] = [N][X_e] \\ [u] = [N][u_e] \end{cases} \quad (2-2)$$

其中， $[u] = [u_1 \ u_2 \ u_3]^T$ ， $[N]$ 为形函数矩阵，由单元类型决定。

同时，对于线弹性结构，变形前应力 $[\sigma]$ 和应变 $[\varepsilon]$ 之间的关系为，

$$[\sigma] = [D][\varepsilon] \quad (2-3)$$

其中 $\{\varepsilon\} = \{\varepsilon_x \ \varepsilon_y \ \varepsilon_z \ \gamma_{xy} \ \gamma_{yz} \ \gamma_{zx}\}^T$ ， $\{\sigma\} = \{\sigma_x \ \sigma_y \ \sigma_z \ \tau_{xy} \ \tau_{yz} \ \tau_{zx}\}^T$

$[D]$ 代表弹性矩阵，对于弹性结构，其表达式可以根据广义虎克定理推导得到，



$$[D] = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} \begin{bmatrix} 1-\mu & \mu & \mu & 0 & 0 & 0 \\ & 1-\mu & \mu & 0 & 0 & 0 \\ & & 1-\mu & 0 & 0 & 0 \\ & & & \frac{1-2\mu}{2} & 0 & 0 \\ & \text{SYS} & & & \frac{1-2\mu}{2} & 0 \\ & & & & & \frac{1-2\mu}{2} \end{bmatrix} \quad (2-4)$$

上式中, E 为弹性模量, μ 为泊松比。

结构的应变 $[\varepsilon]$ 和位移 $[u_e]$ 的关系为,

$$[\varepsilon] = [B][u_e] \quad (2-5)$$

其中, $[B]$ 为应变-位移映射矩阵, 称为几何矩阵。

2.2.2 应变与位移关系的建立

结构变形前应变可以表示为线性应变和非线性应变两部分之和^[56], 即,

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^L + \varepsilon_{ij}^N \quad (2-6)$$

$$\text{其中, } \varepsilon_{ij}^L = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial X_i} + \frac{\partial u_i}{\partial X_j} \right), \quad \varepsilon_{ij}^N = \frac{1}{2} \frac{\partial u_k}{\partial X_i} \frac{\partial u_k}{\partial X_j}$$

将上式写成矩阵的形式, 即

$$[\varepsilon] = [\varepsilon]^L + [\varepsilon]^N \quad (2-7)$$

$$[\varepsilon]^L = [L][u] \quad (2-8)$$

$$[\varepsilon]^N = [A][\theta] / 2 \quad (2-9)$$

其中,

$$[L]_{6 \times 3} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial X_1} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial X_3} & \frac{\partial}{\partial X_2} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial X_2} & 0 & \frac{\partial}{\partial X_3} & 0 & \frac{\partial}{\partial X_1} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial X_3} & \frac{\partial}{\partial X_2} & \frac{\partial}{\partial X_1} & 0 \end{bmatrix}^T \quad (2-10)$$

$$[A]_{6 \times 9} = \begin{bmatrix} \frac{\partial [u]}{\partial X_1} & [0] & [0] & [0] & \frac{\partial [u]}{\partial X_3} & \frac{\partial [u]}{\partial X_2} \\ [0] & \frac{\partial [u]}{\partial X_2} & [0] & \frac{\partial [u]}{\partial X_3} & [0] & \frac{\partial [u]}{\partial X_1} \\ [0] & [0] & \frac{\partial [u]}{\partial X_3} & \frac{\partial [u]}{\partial X_2} & \frac{\partial [u]}{\partial X_1} & [0] \end{bmatrix}^T \quad (2-11)$$

$$[\theta]_{9 \times 1} = \begin{bmatrix} \frac{\partial [u]^T}{\partial X_1} & \frac{\partial [u]^T}{\partial X_2} & \frac{\partial [u]^T}{\partial X_3} \end{bmatrix}^T = [H][u] \quad (2-12)$$

将式(2-2)代入式(2-8), (2-9)得到,

$$[\varepsilon]^L = [L][N][u_e] = [B_L][u_e] \quad (2-13)$$

$$[\varepsilon]^N = [A][H][N][u_e]/2 = [A][G][u_e]/2 \quad (2-14)$$

式(2-14)也可以表述为,

$$[\varepsilon]^N = [\dot{B}_N^0][u_e] \quad (2-15)$$

其中, $[\dot{B}_N^0] = [A][G]/2$

根据式(2-7),(2-13),(2-15)得到

$$[\varepsilon] = [\dot{B}^0][u_e] \quad (2-16)$$

其中, $[\dot{B}^0] = [B_L] + [\dot{B}_N^0]$

对式(2-16)求时间增量, 则

$$\delta[\varepsilon] = [B]\delta[u_e] \quad (2-17)$$

其中, $[B] = [B_L] + 2[\dot{B}_N^0] = [B_L] + [B_N]$

若结构变形满足小变形假设,

$$[\dot{B}^0] = [B] = [B_L] \quad (2-18)$$

2.2.3 平衡方程的建立

根据虚功原理, 当单元存在虚应变 $\delta\{\varepsilon\}$ 时, 为了使单元处于平衡状态, 要使单元的应变能增量单元的惯性力、阻尼力及外载荷所做的虚功, 即需要满足

$$\delta E = \delta W_M + \delta W_C + \delta W_F \quad (2-19)$$

式中, δE 为弹性体单元的应变能增量, δW_M 为惯性力虚功; δW_C 为阻尼力虚功; δW_F 为外载荷虚功。

(1) 单元应变能增量 δU

根据虚功原理, 当单元 i 有虚应变 $\delta\{\varepsilon\}$ 极其微小, 可认为外力的大小和方向保持不变, 且单元的应力状态保持不变, 则产生的应变能增量可以表示为,

$$\delta E = \iiint_V (\delta\{\varepsilon\})^T \{\sigma\} dv \quad (2-20)$$

(2) 单元的惯性力虚功 δW_M

由于单位体积上的惯性力可以表示为 $\rho\{\ddot{u}\}$, 则惯性力对单元的虚功为:

$$\delta W_M = -\iiint_V (\delta\{u\})^T \rho\{\ddot{u}\} dv \quad (2-21)$$

(3) 单元的阻尼力虚功

单位体积上的阻尼力可以表示为 $c\{\dot{u}\}$, c 为阻尼力相关系数, 则其对单元的虚功为:

$$\delta W_C = -\iiint_V (\delta\{u\})^T c\{\dot{u}\} dv \quad (2-22)$$

(4) 单元的外载荷虚功

假设单元所受的单位体积力为 $\{F_V\}$, 单位表面力为 $\{F_S\}$, 其对单元的虚功为:

$$\delta W_F = \iiint_V (\delta\{u\})^T \{F_V\} dv + \iint_S (\delta\{u\})^T \{F_S\} ds \quad (2-23)$$

将式(2-20)至式(2-23)代入式(2-19)得,

$$\begin{aligned} \iiint_V (\delta \{\varepsilon\})^T \{\sigma\} dv = & - \iiint_V (\delta \{u\})^T \rho \{\ddot{u}\} dv - \iiint_V (\delta \{u\})^T c \{\dot{u}\} dv \\ & + \iiint_V (\delta \{u\})^T \{F_V\} dv + \iint_S (\delta \{u\})^T \{F_S\} ds \end{aligned} \quad (2-24)$$

将式(2-2)至式(2-5)代入上式, 可以将平衡方程进一步简化为,

$$\begin{aligned} \int_{V_0} [B]^T [D] [\hat{B}] \{u_e\} dV - \iiint_V \rho [N]^T [N] dv \{\ddot{u}_e\} - \iiint_V c [N]^T [N] dv \{\dot{u}_e\} \\ + \iiint_V [N]^T \{F_V\} dv + \iint_S [N]^T \{F_S\} ds = 0 \end{aligned} \quad (2-25)$$

定义:

$$[K_e] = \iiint_V [B]^T [D] [\hat{B}] dv, \text{ 称为单元刚度矩阵;}$$

$$[M_e] = \iiint_V \rho [N]^T [N] dv, \text{ 称为单元质量矩阵;}$$

$$[C_e] = \iiint_V c [N]^T [N] dv, \text{ 称为单元阻尼矩阵;}$$

$$[R_e] = \iiint_V [N]^T \{F_V\} dv + \iint_S [N]^T \{F_S\} ds, \text{ 称为外力矩阵。}$$

则可以将式(2-25)写成,

$$[K_e] \{u_e\} + [M_e] \{\ddot{u}_e\} + [C_e] \{\dot{u}_e\} = \{R_e\} \quad (2-26)$$

上式即为单元的运动微分方程, 对于具有 n 个单元的弹性体结构, 结构整体的运动微分方程为:

$$\sum_{e=1}^n ([K_e] \{u_e\} + [M_e] \{\ddot{u}_e\} + [C_e] \{\dot{u}_e\}) = \sum_{e=1}^n \{R_e\} \quad (2-27)$$

亦即,

$$[M][\ddot{U}] + [C][\dot{U}] + [K][U] = [R] \quad (2-28)$$

式中 $[M], [C], [K], [R]$ 分别为结构整体质量矩阵、阻尼矩阵、刚度矩阵、外载荷矩阵, 其均可通过单元的质量矩阵、阻尼矩阵、刚度矩阵和外力矩阵按照对号入座的方式得到, 具体过程将在下一节中介绍。

2.3 柔性杆梁结构线性有限元列式

对于立管结构中任意一个划分得到的空间梁单元 ij , 其局部坐标系如图 2-2 所示, 空间梁元的轴向沿着 ij 方向。而杆单元仅具有轴向线位移的自由度 (u_i 和 u_j), 故是梁单元的一个特例。因此下文以空间梁单元为例, 分别列出其响应与载荷矩阵、结构刚度矩阵、结构质量矩阵与结构阻尼矩阵。

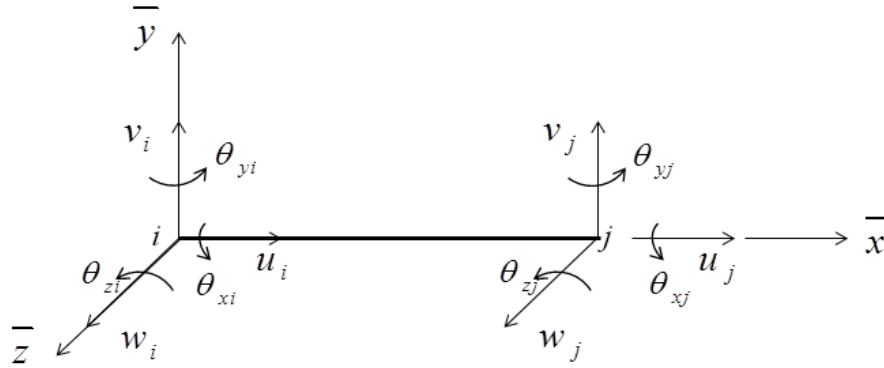


图 2-2 空间梁单元局部坐标示意图

2.3.1 梁结构广义响应与载荷矩阵

图 2-2 中，空间梁单元 ij 共有两个节点，每个节点有 6 个自由度，即位移矩阵可以表示为，

$$\bar{\delta}^e = \begin{bmatrix} \bar{\delta}_1^e \\ \bar{\delta}_2^e \end{bmatrix} \quad (2-29)$$

其中， $\bar{\delta}_i^e = [\bar{u}_i \quad \bar{v}_i \quad \bar{w}_i \quad \bar{\theta}_{xi} \quad \bar{\theta}_{yi} \quad \bar{\theta}_{zi}]^T \quad (i=1,2)$

$\bar{u}_i, \bar{v}_i, \bar{w}_i$ 表示节点 i ($i=1,2$) 在局部坐标系下沿 3 个坐标轴 ($\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$) 的线位移； $\bar{\theta}_{xi}$, $\bar{\theta}_{yi}$, $\bar{\theta}_{zi}$ 表示节点 i 处的截面绕 3 个坐标轴转动的角度； $\bar{\theta}_{xi}$ 代表截面绕 $\bar{x}$ 轴的扭转， $\bar{\theta}_{yi}$, $\bar{\theta}_{zi}$ 分别代表截面在 $\bar{x}-\bar{z}$ 和 $\bar{x}-\bar{y}$ 坐标面内的转动。

相应的，根据位移矩阵对时间求导可以得到局部坐标系下梁单元的速度矩阵和加速度矩阵，分别如下：

$$\bar{\delta}^{e'} = \begin{bmatrix} \bar{\delta}_1^{e'} \\ \bar{\delta}_2^{e'} \end{bmatrix} \quad \bar{\delta}^{e''} = \begin{bmatrix} \bar{\delta}_1^{e''} \\ \bar{\delta}_2^{e''} \end{bmatrix} \quad (2-30)$$

其中：

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_i^{e'} &= [\bar{u}_i' \quad \bar{v}_i' \quad \bar{w}_i' \quad \bar{\theta}_{xi}' \quad \bar{\theta}_{yi}' \quad \bar{\theta}_{zi}']^T \quad (i=1,2) \\ \bar{\delta}_i^{e''} &= [\bar{u}_i'' \quad \bar{v}_i'' \quad \bar{w}_i'' \quad \bar{\theta}_{xi}'' \quad \bar{\theta}_{yi}'' \quad \bar{\theta}_{zi}'']^T \quad (i=1,2) \end{aligned}$$

同时，对于空间梁单元每个节点受到 6 个载荷，表示为：

$$\bar{F}^e = \begin{bmatrix} \bar{F}_1^e \\ \bar{F}_2^e \end{bmatrix} \quad (2-31)$$

其中， $\bar{F}_i^e = [\bar{N}_{xi} \quad \bar{N}_{yi} \quad \bar{N}_{zi} \quad \bar{M}_{xi} \quad \bar{M}_{yi} \quad \bar{M}_{zi}]^T \quad (i=1,2)$

式中 $\bar{N}_{xi}$ 为节点 i 处的轴向力， $\bar{N}_{yi}$, $\bar{N}_{zi}$ 分别为节点 i 在 $\bar{x}-\bar{z}$ 和 $\bar{x}-\bar{y}$ 坐标面内的剪力； $\bar{M}_{xi}$ 为节点 i 的扭矩， $\bar{M}_{yi}$ 和 $\bar{M}_{zi}$ 为节点 i 在 $\bar{x}-\bar{z}$ 和 $\bar{x}-\bar{y}$ 坐标面内的弯矩。

由于要在统一的坐标系下求解整个梁结构的动力响应，因此有必要将局部坐标系下响应和载荷的矩阵式(2-29)到式(2-31)转化到总体坐标系下。

以梁单元响应矩阵为例，节点 i 的 6 个广义位移在单元坐标系和总体坐标系之间的坐标转换

关系式表示为:

$$\begin{bmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \\ \theta_{xi} \\ \theta_{yi} \\ \theta_{zi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [t] & \\ & [t] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{u}_i \\ \bar{v}_i \\ \bar{w}_i \\ \bar{\theta}_{xi} \\ \bar{\theta}_{yi} \\ \bar{\theta}_{zi} \end{bmatrix} \quad (2-32)$$

式中的 $[t]$ 表示如下:

$$[t] = \begin{bmatrix} \cos(\bar{xx}) & \cos(\bar{xy}) & \cos(\bar{xz}) \\ \cos(\bar{yx}) & \cos(\bar{yy}) & \cos(\bar{yz}) \\ \cos(\bar{zx}) & \cos(\bar{zy}) & \cos(\bar{zz}) \end{bmatrix} \quad (2-33)$$

式中 $\cos(\bar{xx})$, $\cos(\bar{xy})$, $\cos(\bar{xz})$ 分别为单元局部坐标系的 $\bar{x}$ 轴与总体坐标系的 x , y , z 轴的夹角的余弦; $\cos(\bar{yx})$, $\cos(\bar{yy})$, $\cos(\bar{yz})$ 分别为单元局部坐标系的 $\bar{y}$ 轴与总体坐标系的 x , y , z 轴的夹角的余弦; $\cos(\bar{zx})$, $\cos(\bar{zy})$, $\cos(\bar{zz})$ 分别为单元局部坐标系的 $\bar{z}$ 轴与总体坐标系的 x , y , z 轴的夹角的余弦。

在求得总体坐标系下空间梁每个单元的位移矩阵后, 将各个单元的矩阵进行组装, 即可以得到空间梁在结构总体坐标系下的位移矩阵:

$$[\delta] = \begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \\ \theta_{x1} \\ \theta_{y1} \\ \theta_{z1} \\ \vdots \\ u_n \\ v_n \\ w_n \\ \theta_{xn} \\ \theta_{yn} \\ \theta_{zn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [t_1] & & & \\ & [t_1] & & \\ & & \ddots & \\ & & & [t_n] \\ & & & & [t_n] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{u}_1 \\ \bar{v}_1 \\ \bar{w}_1 \\ \bar{\theta}_{x1} \\ \bar{\theta}_{y1} \\ \bar{\theta}_{z1} \\ \vdots \\ \bar{u}_n \\ \bar{v}_n \\ \bar{w}_n \\ \bar{\theta}_{xn} \\ \bar{\theta}_{yn} \\ \bar{\theta}_{zn} \end{bmatrix} \quad (2-34)$$

上式中的 n 为空间梁总的节点个数。

2.3.2 梁结构广义刚度矩阵

在单元局部坐标系下, 对于承受轴向张力 T_e 、长度为 l 、材料的弹性模量和剪切模量分别为 E 和 G 的空间梁单元来说, 当其发生小变形拉伸、弯曲时, 产生的线性刚度矩阵 $[K_s^e]$ 可以表示为,



$$[\overline{K}_s^e] = \begin{bmatrix} \frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \frac{12EI_z}{l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{6EI_z}{l^2} & 0 & -\frac{12EI_z}{l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{6EI_z}{l^2} \\ & & \frac{12EI_y}{l^3} & 0 & -\frac{6EI_y}{l^2} & 0 & 0 & 0 & -\frac{12EI_y}{l^3} & 0 & -\frac{6EI_y}{l^2} & 0 \\ & & & \frac{GJ}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{GJ}{l} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{4EI_y}{l} & 0 & 0 & 0 & \frac{6EI_y}{l^2} & 0 & \frac{2EI_y}{l} & 0 \\ & & & & & \frac{4EI_z}{l} & 0 & -\frac{6EI_z}{l^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{2EI_z}{l} \\ & & & & & & \frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & & & \frac{12EI_z}{l^3} & 0 & 0 & 0 & -\frac{6EI_z}{l^2} \\ & & & & & & & & \frac{12EI_y}{l^3} & 0 & \frac{6EI_y}{l^2} & 0 \\ & & & & & & & & & \frac{GJ}{l} & 0 & 0 \\ & & & & & & & & & & \frac{4EI_y}{l} & \\ & & & & & & & & & & & \frac{4EI_z}{l} \end{bmatrix}$$

symmetry

另一方面,当梁单元两端受轴向力时,会产生额外的单元刚度矩阵 $[\overline{K}_T^e]$,可以具体表示为,

$$[\overline{K}_r^e] = T_e \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \frac{6}{5l} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{10} & 0 & -\frac{6}{5l} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{10} \\ & & \frac{6}{5l} & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 & -\frac{6}{5l} & 0 & -\frac{1}{10} & 0 \\ & & & \frac{J}{lA} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{J}{Al} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{2l}{15} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{10} & 0 & -\frac{l}{30} & 0 \\ & & & & & \frac{2l}{15} & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 & -\frac{l}{30} \\ & & & & & & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & & & \frac{6}{5l} & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{10} \\ & & & & & & & & \frac{6}{5l} & 0 & \frac{1}{10} & 0 \\ & & & & & & & & & \frac{J}{Al} & 0 & 0 \\ & & & & & & & & & & \frac{2l}{15} & 0 \\ & & & & & & & & & & & \frac{2l}{15} \end{bmatrix}$$

symmetry

其中， A 为梁单元横截面面积； I_y 为在 $\bar{x}-\bar{z}$ 坐标面内的截面惯性矩； I_z 为在 $\bar{x}-\bar{y}$ 坐标面内的惯性矩； J 为单元的扭转惯性矩； T_e 为立管单元承受的轴向张力。在线性系统下，可以将 $[\overline{K}_r^e]$ 直接线性叠加到 $[\overline{K}_s^e]$ 上。

空间梁单元的刚度矩阵在单元局部坐标系和总体坐标系之间的坐标转换关系式可以表示为：

$$[K^e] = [T][\overline{K}^e][T]^T \quad (2-35)$$

式中的 $[T]$ 为单元的坐标转换矩阵：

$$[T] = \begin{bmatrix} [t] & & & \\ & [t] & & \\ & & [t] & \\ & & & [t] \end{bmatrix} \quad (2-36)$$

其中 $[t]$ 为式(2-33)的形式。

在得到结构总体坐标系下空间梁各单元的刚度矩阵 $[K^e]$ 后，利用“对号入座”的方法，可以建立起总体坐标系下整个结构的广义刚度矩阵 $[K]$ 。

2.3.3 梁结构广义质量矩阵

单元长度为 l ，单元质量为 m_s 的空间梁单元在单元局部坐标系下，其单元质量矩阵 $[\overline{M}_s^e]$ 可以表示成一致质量矩阵的形式，



$$[\overline{M}_s^e] = m_s \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & \frac{13}{35} & 0 & 0 & 0 & \frac{11l}{210} & 0 & \frac{9}{70} & 0 & 0 & 0 & -\frac{13l}{420} \\ & & \frac{13}{35} & 0 & -\frac{11l}{210} & 0 & 0 & 0 & \frac{9}{70} & 0 & \frac{13l}{420} & 0 \\ & & & \frac{J}{3A} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{J}{6A} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{l^2}{105} & 0 & 0 & 0 & -\frac{13l}{420} & 0 & -\frac{l^2}{140} & 0 \\ & & & & & \frac{l^2}{105} & 0 & \frac{13l}{420} & 0 & 0 & 0 & -\frac{l^2}{140} \\ & & & & & & \frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & & & \frac{13}{35} & 0 & 0 & 0 & -\frac{11l}{210} \\ & & & & & & & & \frac{13}{35} & 0 & \frac{11l}{210} & 0 \\ & & & & & & & & & \frac{J}{3A} & 0 & 0 \\ & & & & & & & & & & \frac{l^2}{105} & 0 \\ & & & & & & & & & & & \frac{l^2}{105} \end{bmatrix}$$

symmetry

类似于公式(2- 35)，空间梁单元的结构质量矩阵（不含附加质量）在单元局部坐标系和总体坐标系之间的坐标转换关系式为：

$$[M_s^e] = [T][\overline{M}_s^e][T]^T \quad (2- 37)$$

在得到结构总体坐标系下空间梁各单元的结构质量矩阵 $[M_s^e]$ 后，同样利用“对号入座”的方法可得到结构总体坐标系下空间梁的总体结构质量矩阵 $[M]$ 。

2. 3. 4 梁结构广义阻尼矩阵

对于梁结构的总体阻尼矩阵 $[C]$ ，本文将采用 Rayleigh 阻尼模型（又称为比例阻尼模型），可表示如下：

$$[C] = \alpha * [M] + \beta * [K] \quad (2- 38)$$

式中： $[M]$ 为空间梁的总质量矩阵； $[K]$ 为空间梁的总刚度矩阵； α 与 β 为 Rayleigh 阻尼系数，可由下式求得：

$$\begin{cases} \alpha = 2\omega_i\omega_j(\omega_j\xi_i - \omega_i\xi_j)/(\omega_j^2 - \omega_i^2) \\ \beta = 2(\omega_j\xi_j - \omega_i\xi_i)/(\omega_j^2 - \omega_i^2) \end{cases} \quad (2- 39)$$

式中 ω_i 和 ω_j 为空间梁第 i 阶和 j 阶振型下的固有圆频率； ξ_i 和 ξ_j 为第 i 阶和第 j 阶振型下结构的阻尼比。

2. 4 细长柔性结构水动力载荷计算理论

2. 4. 1 细长结构 Morison 公式的推导

Morison 公式是一个半理论半经验公式，它被广泛用于计算粘性力起主要作用时海洋细长结

构的波浪载荷。该半经验公式由两部分组成：依据理想流体有势非定常流理论得到的波浪激励力以及依据粘性流体定常流绕过结构产生的拖曳力。尽管两者没有共同的理论基础，将他们进行线性叠加缺乏理论依据；但是，在几十年来海洋工程问题应用表明，Morison 公式能给出较满意的结果，所以时至今日仍是小尺度结构物的水动力载荷计算的主要计算方法。

(1) 固定直立圆柱波浪中 Morison 公式推导

图 2-3 为波浪作用下直立固定圆柱和其截面的示意图。作用于波浪中的固定圆柱上水动力用 Morison 公式表示时，可以将其成分划分为三个部分的线性叠加：假设物体不存在时由入射波产生的 FK 力，由于静止不动的物体的存在而产生的绕射力（FK 力与绕射力的合力称为波浪激励力）以及粘性流体产生的平方拖曳力。

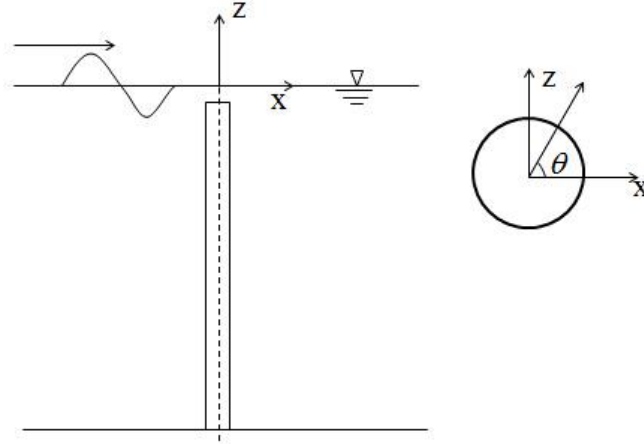


图 2-3 波浪下刚性直立圆柱与其截面示意图

1) FK 力

首先，依据线性波理论，波浪入射势 φ_I 可以表示为，

$$\varphi_I = \frac{g\zeta_a}{w} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(\omega t - kx) \quad (2-40)$$

其中， w 是波浪圆频率， ζ_a 、 k 分别为波幅和波数， h 表示水深， x 与 z 分别为水平方向和竖直方向的坐标。

将上式对 x 求导，可以得到水质点水平方向的速度，进一步将速度对 t 求导得到水平方向加速度，分别可以表示为，

$$u_1 = \zeta_a w \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \sin(\omega t - kx) \quad (2-41)$$

$$a_1 = \zeta_a w^2 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(\omega t - kx) \quad (2-42)$$

根据伯努利方程，压力可用下式表示：

$$p = -\rho \frac{\partial \varphi_I}{\partial t} = \rho g \zeta_a \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \sin(\omega t - kx) \quad (2-43)$$

上式中， x 可以写成， $x = R \cos \theta$

则半径为 R 的圆柱高度方向的微段 dz 上受到的波浪激励力可以表示为，

$$d\mathbf{F}_I = \iint_S p \mathbf{n}_1 dz dS \quad (2-44)$$

其中， S 为圆柱的湿表面积， $\mathbf{n}_1$ 为圆柱湿表面的外法向矢量。

进而可以将上式表示成，

$$\begin{aligned} dF_I &= -\int_0^{2\pi} p dz R \cos \theta d\theta i^r \\ &= -\rho g \zeta_a \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} dz R \int_0^{2\pi} \sin(wt - kR \cos \theta) \cos \theta d\theta i^r \end{aligned} \quad (2-45)$$

若波长远大于圆柱直径，上式可简化为：

$$dF_I = -\rho g \zeta_a \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} dz R \left(\int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta \sin wt - \int_0^{2\pi} kR \cos^2 \theta d\theta \cos wt \right) i^r \quad (2-46)$$

积分求解可得，

$$dF_I = \rho g \zeta_a k \pi R^2 dz \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos wt i^r = \rho \pi R^2 dz a_1 i^r \quad (2-47)$$

上式中， a_1 表示波浪水质点在圆柱轴线处的水平加速度。

2) 绕射力

若假设 φ_D ， φ_j 分别表示绕射势和物体在 j 方向以单位速度振荡产生的速度势，则其在物面处应该满足以下边界条件^[2]，

$$\frac{\partial \varphi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \varphi_l}{\partial n} \quad (2-48)$$

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial n} = n_j \quad (2-49)$$

与此同时，Haskind 证明了以下绕射势和物体运动产生的速度势之间应满足的关系，

$$\iint_S \varphi_D n_j dS = \iint_S \varphi_D \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS = \iint_S \varphi_j \frac{\partial \varphi_D}{\partial n} dS \quad (2-50)$$

类似于公式(2-44)，由绕射势产生的绕射力可以表示为，

$$dF_D = \iint_{S_0} -\rho \frac{\partial \varphi_D}{\partial t} n_1 dS \quad (2-51)$$

将式(2-48)到(2-50)代入绕射力表达式(2-51)，并令 $j=1$ ，可以得到

$$\begin{aligned} dF_D &= \iint_S -\rho \frac{\partial \varphi_D}{\partial t} n_1 dS = \iint_S -\rho \frac{\partial \varphi_D}{\partial t} \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} dS \\ &= \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_D}{\partial t \partial n} \varphi_1 dS = \iint_S \rho \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \partial n} \varphi_1 dS \\ &= \iint_S \rho a_1 \varphi_1 dS = \iint_S \rho a_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \varphi_1 dS \end{aligned} \quad (2-52)$$

若定义 $A_{11} i^r = \iint_S \rho \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \varphi_1 dS$ ，则式(2-52)可以表示成，

$$F_D = A_{11} a_1 i^r \quad (2-53)$$

上式中 A_{11} 为结构物水平方向运动在该方向上产生的附加质量，对于直径为 D 的圆柱，附加质量可以表示为，

$$A_{11} = \rho \frac{\pi}{4} D^2 C_m dz \quad (2-54)$$

其中， C_m 为附加质量系数。对于光滑圆柱来说，可以基于势流理论推导得到 C_m 大小为 1。结合式(2-47)和式(2-53)可以得到波浪激励力的表达式：



$$d\mathbf{F} = d\mathbf{F}_I + d\mathbf{F}_D = \rho \frac{\pi D^2}{4} (1 + C_m) a_1 dz \mathbf{i} = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_m a_1 dz \mathbf{i} \quad (2-55)$$

上式中, C_m 被称为惯性力系数, 其大小被定义为 $C_m = C_m + 1$ 。 a_1 表示波浪水质点在圆柱轴线处的水平加速度。从上式可以看出, 上述波浪激励力与水质点的加速度同相位。

3) 拖曳力

除了上述基于势流理论推导的波浪激励力外, 拖曳力是通过真实粘性流体的定常均匀流绕过柱体得到的, 可以表示为,

$$d\mathbf{F} = \frac{\rho}{2} C_D dz |u_1| u_1 \mathbf{i} \quad (2-56)$$

上式中, u_1 表示波浪水质点在圆柱轴线处的速度, C_D 为阻力系数。

综上, 直径为 D 的刚性直立圆柱高度方向的微段 dz 上受到的总体波浪载荷可以表示为,

$$d\mathbf{F} = \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_m a_1 \mathbf{i} + \frac{\rho}{2} C_D dz |u_1| u_1 \mathbf{i} \quad (2-57)$$

从上式可以看出, 当圆柱固定不动时, 水动力载荷可以分解为与水质点加速度、速度同相位的两个分量。

(2) 细长结构 Morison 公式的推广

1) 移动圆柱 Morison 公式

对于移动圆柱, 除了受到波浪激励力 (FK 力、绕射力的合力) 与拖曳力之外, 还受到由于物体在静水中的运动产生的辐射力。

若设辐射势为 φ_R , 则其在物面处应该满足以下边界条件^[2],

$$\frac{\partial \varphi_R}{\partial n} = v_n \quad (2-58)$$

其中, v_n 表示物体在物面处的法向速度。

则水平方向的辐射力可以表示成,

$$\begin{aligned} F_R &= \iint_S -\rho \frac{\partial \varphi_R}{\partial t} n_1 dS = \iint_S -\rho \frac{\partial \varphi_R}{\partial t} \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} dS \\ &= \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_R}{\partial t \partial n} \varphi_1 dS = \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \varphi_1 dS = \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \varphi_1 dS \\ &= \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \varphi_1 dS = \iint_S -\rho \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \varphi_1 dS \\ &= -\rho C_m \frac{\pi D^2}{4} dz a_1 \mathbf{i} \end{aligned} \quad (2-59)$$

其中, u_1 , a_1 分别表示高 dz 的圆柱微段的水平运动速度和加速度。 C_m 为附加质量系数, 其大小和上一小节中绕射力中的 C_m 相同。可以看出, 物体运动的辐射力和物体运动的加速度同相位。

将物体运动产生的辐射力、波浪激励力和拖曳力线性叠加, 得到作用于移动圆柱上的波浪力:

$$d\mathbf{F} = \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_m a_1 \mathbf{i} + \frac{\rho}{2} C_D dz |u_1 - u_1| (u_1 - u_1) \mathbf{i} - \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_m a_1 \mathbf{i} \quad (2-60)$$

上式中拖曳力的速度项选取的是波浪中水质点运动和物体运动之间的相对速度。因此, 对于移动的圆柱的 Morison 公式, 其水动力载荷可以分解为与水质点运动的加速度、水质点与物体间相对运动速度以及物体运动加速度同相位的三个分量。

2) 波流耦合作用下的水动力

当波浪和流共同存在时，需要将 Morison 公式的速度项中波浪引起的水质点的运动速度和水流的运动速度线性叠加。若设流速为 V ，则作用于静止不动的圆柱上水动力的 Morison 公式可以表示为：

$$d\vec{F} = \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_M a_1^r \vec{i} + \frac{\rho}{2} C_D dz |u + V| (u + V) \vec{i} \quad (2-61)$$

与此同时，波流载荷共同作用于移动圆柱时的水动力可以表示为，

$$d\vec{F} = \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_M a_1^r \vec{i} + \frac{\rho}{2} C_D dz |u_1 + V - \dot{x}| (u_1 + V - \dot{x}) \vec{i} - \rho \frac{\pi D^2}{4} dz C_m \ddot{x} \vec{i} \quad (2-62)$$

3) 刚性倾斜圆柱波浪中 Morison 公式

Morison 公式也可以应用于倾斜圆柱的水动力计算，如图 2-4 所示。

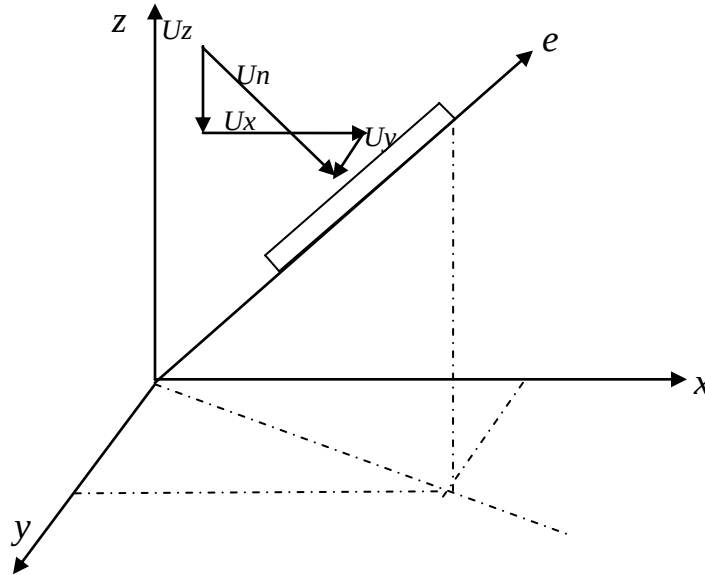


图 2-4 倾斜圆柱示意图

对于一倾斜柱体，往往仅考虑垂直于圆柱结构的水动力载荷。因而需要将水质点的速度和加速度分解到与圆柱轴线相互垂直和平行的方向，将垂直方向的速度 U_n 和加速度 $\dot{U}_n$ 代入 Morison 公式，便可以计算作用于固定的倾斜圆柱长度 dl 上的水动力载荷的矢量表示形式，

$$d\vec{F} = \frac{1}{2} \rho C_D D \dot{U}_n |U_n| dl + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \ddot{U}_n dl \quad (2-63)$$

此外，水动力载荷作用于运动的倾斜圆柱上波浪载荷可以表示为，

$$d\vec{F} = \frac{1}{2} \rho C_D D (\dot{U}_n - \dot{x}) |U_n - \dot{x}| dl + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \ddot{U}_n dl - \rho C_m \frac{\pi D^2}{4} \ddot{x} dl \quad (2-64)$$

上式中 $\dot{x}$ 和 $\ddot{x}$ 分别是圆柱在其法线方向运动的速度和加速度。

(3) 水动力系数影响因素

以上半经验 Morison 公式计算得到的载荷依赖于惯性力系数 C_M 和拖曳力系数 C_D 的适当选取。两个水动力系数与很多因素有关。Sarpakaya^[57]通过在 U 形管中开展的一系列强迫振荡实验，Re 数最高达 1500000，KC 数最高达 100，相对粗糙度在 1/800 到 1/50 范围内测量得到了振荡流场细长圆柱的水动力载荷。经过基于 Morison 公式的数据处理分析，建立起了水动力系数 C_D 、 C_M 与流场条件的关系，如式(2-65)和图 2-5 至图 2-8 所示，

$$C_D = f_1(KC, Re, \frac{k}{D})$$

$$C_M = f_2(KC, Re, \frac{k}{D})$$
(2-65)

上式中的三个无因次参数的定义可以参见 1.2 节。

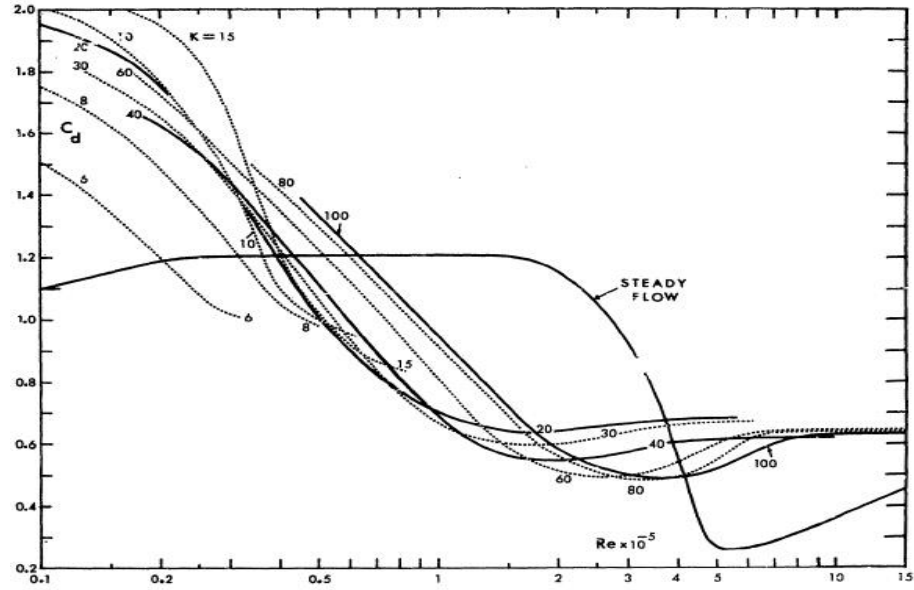


图 2-5 光滑圆柱阻力系数 C_D 随 Re, KC 的关系曲线

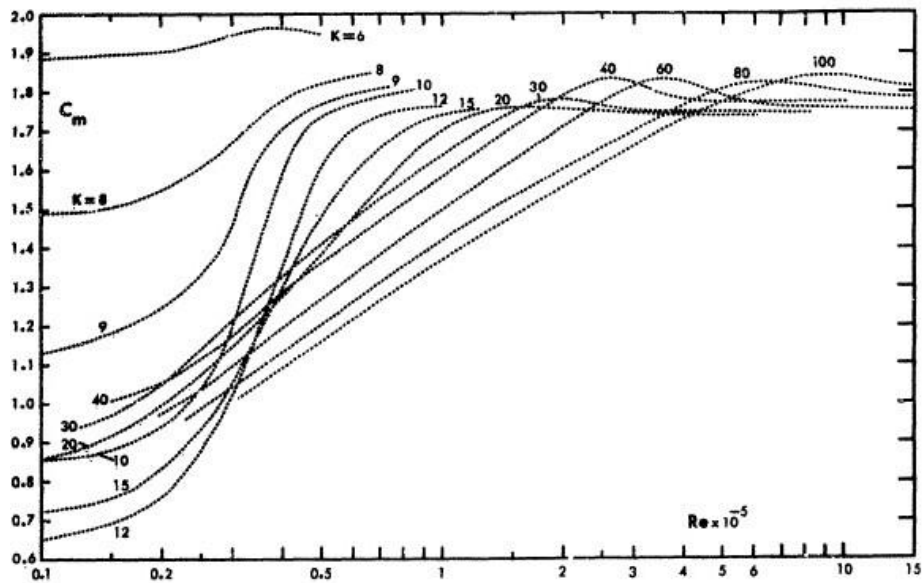


图 2-6 光滑圆柱惯性力系数 C_M (在原文中用 C_m 表示) 随 Re, KC 的关系曲线

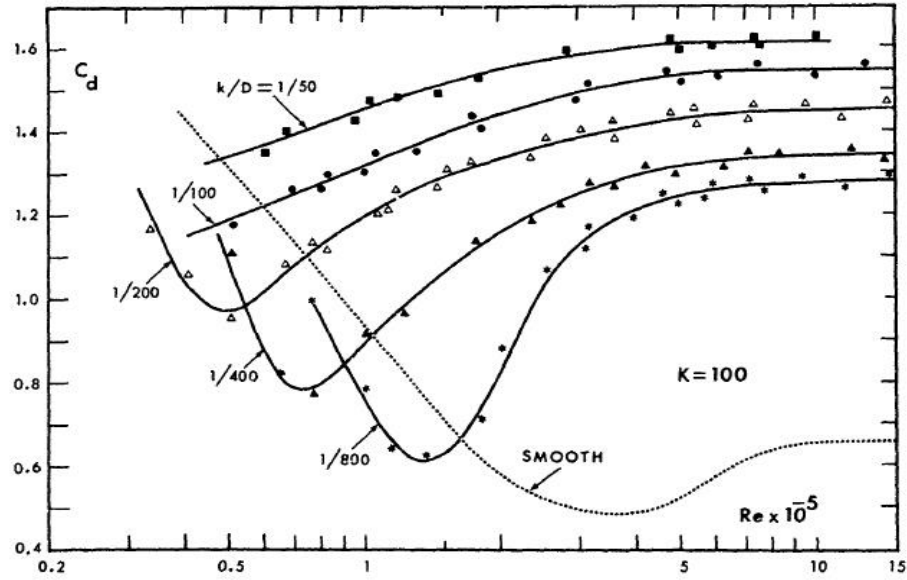


图 2-7 $KC=100$ 时, 光滑圆柱阻力系数 C_D 随 $Re, k/D$ 的关系曲线

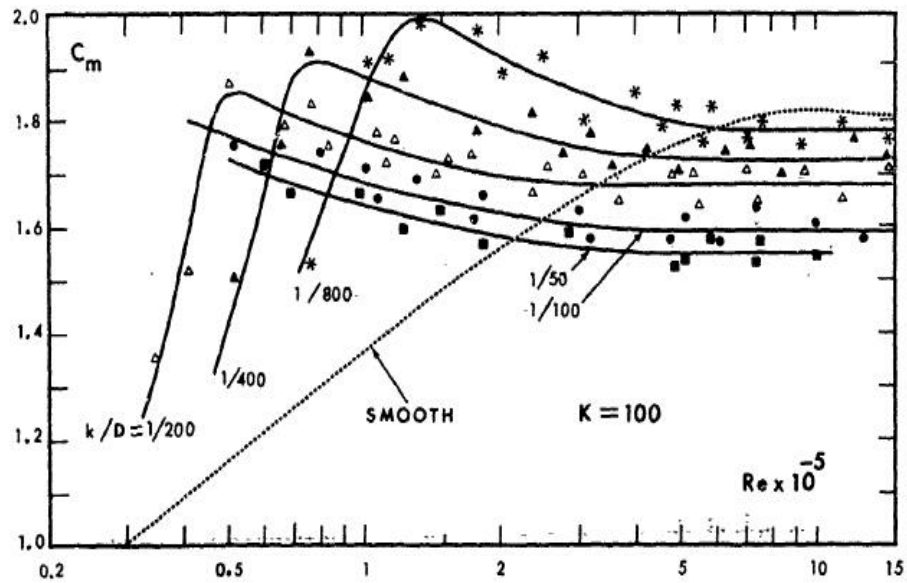


图 2-8 $KC=100$ 时, 光滑圆柱惯性力量系数 C_M (在原文中用 C_m 表示) 随 $Re, k/D$ 的关系曲线

1) 雷诺数 Re

由以上几幅图中的曲线可以看出, 当大约 $Re < 80000$ 时, 拖曳力系数 C_D 随 Re 的增加而减小, 而惯性力系数 C_M 随 Re 数的增加而增大; 当 $Re \geq 80000$ 时, C_D 和 C_M 均随 Re 的增加而无明显变化。在稳流中, $Re = 2 \times 10^5 \sim 5 \times 10^5$ 为临界区, 即阻力下降区。在这段区域 C_D 应随 Re 的增加而迅速减小, 当 $Re \geq 5 \times 10^5$ 时, 为超临界区, 在此区域内 C_D 值大体稳定。

2) KC 数

水动力系数与 KC 数的关系, 由上图可以看出: 如果 $KC \leq 10$, 拖曳力系数 C_D 随 KC 数的增加而增大, 而惯性力系数 C_M 随 KC 数的增加逐渐变小; 如果 $10 \leq KC \leq 20$, 拖曳力系数 C_D 随 KC 数的增加而呈现减小的趋势, 惯性力系数 C_M 则相反; 当 $KC \geq 45$ 时, 水动力系数基本上就不再随着 KC 的变化而有所变化。

3) 相对粗糙度 k/D

粗糙度越大会导致临界雷诺数就会越小，则拖曳力系数的最小值对应的雷诺数就会越小，但是最小 C_D 值会变大，这一点可以很明显的从曲线图里看出来。另外，惯性力系数和拖曳力系数均会随着相对粗糙度的增大而变大，即使是小到 $1/800$ 的相对粗糙度，也会引起比较大的阻力系数。但是进一步增大粗糙度时，粗糙度对阻力系数的影响相对会减弱一些。

2.4.2 网衣结构水动力载荷的 Aarsnes 公式

在针对网衣结构水动力计算中，研究者提出了较多的水动力模型。其中，除了 Morison 公式之外，Aarsnes 提出的水动力模型最具代表性。

图 2-9 为一个无结式网衣的示意图，

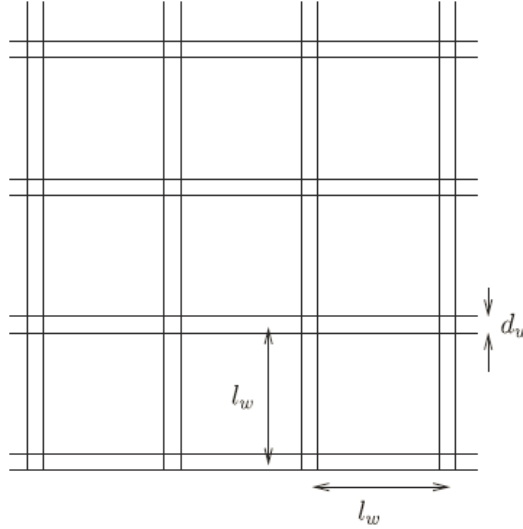


图 2-9 网衣结构示意图

为了区分网衣结构的差异，需要引入一个物理量来定义网衣实际面积和投影面积的比值，该参数被定义为密度 Sn ，表示为，

$$Sn = 2 \frac{d_w}{l_w} - \left(\frac{d_w}{l_w} \right)^2 \quad (2-66)$$

其中 d_w 为单根网线的直径， l_w 表示单根网线长度。

Aarsnes 将作用在网衣上的水动力载荷分解为图 2-10 的情况，

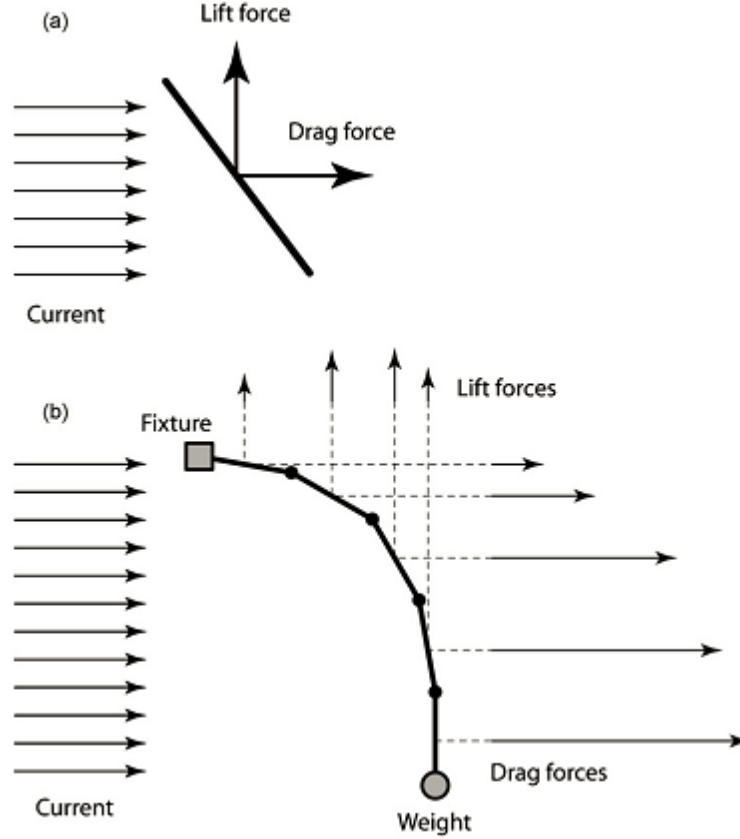


图 2-10 网衣受力分解示意图

如上图所示，网衣上的水动力载荷可以划分为阻力和升力两个部分，分别为，

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D A |U|^2 n_D \quad (2-67)$$

$$F_L = \frac{1}{2} \rho C_L A |U|^2 n_L \quad (2-68)$$

其中 ρ 代表流体的密度， C_D 和 C_L 分别是阻力和升力系数， A 是网衣包围的面积。 n_D 和 n_L 分别是平行和垂直于流体的单位向量。 U 是流体和结构之间的相对速度。

这两个水动力系数都是通过 Loland^[18] 在 Re 数在 1400 到 1800 范围内均匀流下的模型实验推导得到，分别可以表示为，

$$C_D(\alpha) = 0.04 + (-0.04 + Sn - 1.24Sn^2 + 13.7Sn^3) \cos(\alpha) \quad (2-69)$$

$$C_L(\alpha) = (0.57Sn - 3.54Sn^2 + 10.1Sn^3) \sin(2\alpha) \quad (2-70)$$

其中 Sn 是网衣的密实度， α 是来流方向和网衣平面的法线方向的夹角。以上两式的使用范围是有一定的限制的。首先，由于上述两式和 Re 数无关，因此是否能够准确反应更高 Re 数时的水动力特性还有待进一步研究。另外，上述水动力系数只适用于网衣密实度小于 0.3 的情况^[58]。然而在上述公式的使用范围内，该半经验公式已被多个均匀流下的水池模型试验结果所验证。

2.4.3 涡激振动载荷计算公式

Sarpakaya^[18]，Golpakrishnan^[34] 等人从 Morison 公式出发，提出了涡激振动载荷表达式。

以 CF 方向为例，假设立管发生涡激振动时处于锁定状态，则圆柱单位长度上水动力载荷可以写成，

$$F_{ext} = \frac{1}{2} \rho C_y U^2 D \quad (2-71)$$

其中, C_y 表示升力系数。

若 CF 方向在节点 s 处的涡激振动的速度 $\dot{y}(s,t)$ 可以表示为,

$$\dot{y}(s,t) = w_{ext} A \cos(w_{ext} t) \quad (2-72)$$

其中, w_{ext} 为外载荷激励频率, A 为振动的位移幅值。

则此时 C_y 可以表示成,

$$C_y = C_L \sin(w_{ext} t + \varphi) \quad (2-73)$$

其中, C_L 表示升力系数幅值, φ 表示升力与位移之间的相位角。

将上述进行三角展开得到振动加速度、速度同相位的两项的叠加形式。

$$C_y = C_L \cos(\varphi) \sin(w_{ext} t) + C_L \sin(\varphi) \cos(w_{ext} t) \quad (2-74)$$

进一步令 $C_{Lv} = C_L \sin(\varphi)$, $C_{La} = C_L \cos(\varphi)$

上述两个系数可以通过一系列的强迫振荡实验处理得到, 如图 2-11, 图 2-12 所示,

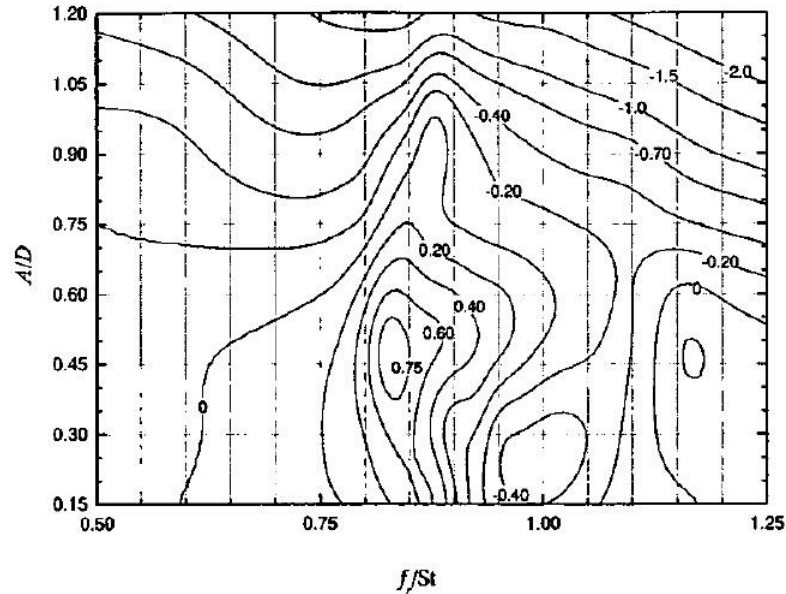


图 2-11 C_{Lv} 在 f_r/St 和 A/D 上的分布云图(Golpakrishnan 1993)

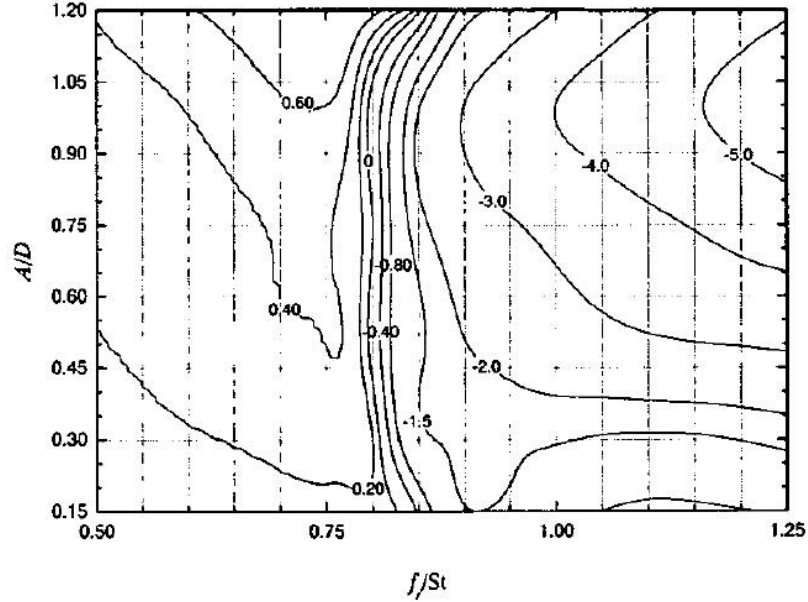


图 2-12 C_{La} 在 f_r/St 和 A/D 上的分布云图(Golpakrishnan 1993)

从上图可以观察到 C_{Lv} 在 f_r 小于 St 时，均为正值；而当 f_r 大于 St 时，基本上是负数。类似的是， C_{La} 在小于 St 一侧基本上是小于是 1 的正值；而在大于 St 处出现了很大的负值。另外， C_{La} 在 St 附近的大小基本上不随着振动幅值的变化而变化，仅和振动频率有关。

在已知水动力载荷和振动速度的情况下，可以进一步求解一个周期内平均水动力载荷功率，可以表示为，

$$P(s,t) = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{f}(s,t) \cdot \mathbf{u}(s,t) dt \quad (2-75)$$

将式(2-71)到(2-74)代入(2-75)得到，

$$\begin{aligned} P(s,t) &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} \rho \left(-C_{La} \sin(w_{ext}t) + C_{Lv} \cos(w_{ext}t) \right) U^2 D w_{ext} A \cos(w_{ext}t) dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} \rho C_{Lv} \cos^2(w_{ext}t) U^2 D w_{ext} A dt \\ &= \frac{1}{4} \rho C_{Lv} U^2 D w_{ext} A \end{aligned} \quad (2-76)$$

经过上述的推导可知， C_{Lv} 决定了结构与流体之间的能量输入与输出。当 $C_{Lv} > 0$ 时，表明流体给结构输入能量；相反，当 $C_{Lv} < 0$ 时，表明结构给流体输入能量。

此外，根据 C_{La} 可以计算出结构物的附加质量系数 C_a ，为

$$C_a = -\frac{2C_{La}U^2}{\pi D w_{ext}^2} \quad (2-77)$$

2.5 细长柔性结构模态分析

对于线性结构，在对其进行动力响应计算前往往会先进行模态分析，用于确定结构的固有频率与固有振型。同时，动力响应计算时，各个时刻结构响应沿轴向的分布可以表示为互相正交的模态振型函数的线性叠加形式。以下将具体推导柔性结构各阶模态振型、固有频率以及结构模态矩阵的数值计算方法。

假设具有 m 个自由度的线性结构发生无阻尼自由振动时，则式(2-28)可以写成，

$$[M]\ddot{U} + [K]U = [0] \quad (2-78)$$

设满足式(2-78)的第 j 个简谐运动形式可以表示成，

$$\{U\} = \{X_j\} e^{i(\omega_j t + \theta_j)} \quad (2-79)$$

其中 $\{X_j\} = [X_{j1}, X_{j2}, \dots, X_{jm}]$ 表示第 j 阶振动幅值列阵。 ω_j 表示系统无阻尼自由振动时的固有圆频率， θ_j 表示第 j 阶振动的初始相位角。

将式(2-79)代入式(2-78)，得到

$$([K] - \omega_j^2 [M])\{X_j\} = \{0\} \quad (2-80)$$

上式为一组齐次线性代数方程组，为了求得非零解，需要满足系数行列式为 0，即

$$[K] - \omega_j^2 [M] = 0 \quad (2-81)$$

因而通过求解矩阵 $[K][M]^{-1}$ 的特征根，即能求得结构的固有频率 ω_j 的大小。同时 $\{X_j\}$ 为相应的特征向量，特别地用 $\{\phi_j\}$ 表示，将其称为第 j 阶的固有振型矩阵。

类似于式(2-80)，可以列出求解第 i 阶固有频率的算式，

$$([K] - \omega_i^2 [M])\{X_i\} = \{0\} \quad (2-82)$$

在式(2-80)，(2-82)两端分别乘以 $\{X_i\}^T$ ， $\{X_j\}^T$ 得到，

$$\{X_i\}^T ([K] - \omega_j^2 [M])\{X_j\} = 0 \quad (2-83)$$

$$\{X_j\}^T ([K] - \omega_i^2 [M])\{X_i\} = 0 \quad (2-84)$$

将上述两式相减得到，

$$\{X_i\}^T [M]^{-1} [K]\{X_j\} - \{X_j\}^T [M]^{-1} [K]\{X_i\} = (\omega_j^2 - \omega_i^2) \{X_i\}^T \{X_j\} \quad (2-85)$$

当 $\omega_j \neq \omega_i$ 时，可以得到，

$$\{X_i\}^T \{X_j\} = 0 \quad (2-86)$$

即不同阶的固有振型矩阵 $\{\phi_j\}$ 满足互相正交的条件。

在确定下立管的各阶固有振型后，响应矩阵可以表示为，

$$[U] = [\Phi][p] \quad (2-87)$$

其中， $[\Phi]$ 为振型矩阵，由各阶固有振型 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_m$ 组合而成，即

$$[\Phi] = [\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_m]^T \quad (2-88)$$

式中， m 表示结构振动时考虑的模态个数。在对结构进行离散之后，模态个数就等于结构未被约束的自由度的总个数。

$[p]$ 为各阶模态下的主坐标矩阵，可以表示为，

$$[p] = [p_1, p_2, p_3, \dots, p_m] \quad (2-89)$$

将式(2-87)代入式(2-28)，并在式(2-28)两端分别乘以 $[\Phi]^{-1}$ ，得到

$$[\bar{M}]\ddot{p} + [\bar{C}]\dot{p} + [\bar{K}]p = [\bar{F}] \quad (2-90)$$

其中， $[\bar{M}] = [\Phi]^{-1} [M] [\Phi]$ 表示结构总体模态质量矩阵；



$[\hat{C}] = [\Phi]^{-1}[C][\Phi]$ 表示结构总体模态阻尼矩阵;

$[\hat{K}] = [\Phi]^{-1}[K][\Phi]$ 表示结构总体模态刚度矩阵。

$[\hat{F}] = [\Phi]^{-1}[F]$ 表示结构的模态载荷矩阵。

2.6 细长柔性结构动力响应的求解

2.6.1 线性结构动力响应的求解

假设已知了结构在 t 时刻的初始条件满足式(2-28)动态平衡, 在下一时间步计算结构动力响应时, 需要选取合适的直接时间积分方法计算式(2-28)所示的线性方程组。时间积分方法可以进一步分为显式算法和隐式算法两大类。以下具体对几种算法进行介绍^[59]。

1) 中心差分法

中心差分方法是一种显式算法, 其具体差分格式如下。

首先, 将前一时刻的加速度和下一时刻的加速度分别进行泰勒级数展开, 得到

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \ddot{U}_t + \Delta t \ddot{\dot{U}}_t + \frac{1}{2} \Delta t^2 \ddot{\ddot{U}}_t + \dots \quad (2-91)$$

$$\ddot{U}_{t-\Delta t} = \ddot{U}_t - \Delta t \ddot{\dot{U}}_t + \frac{1}{2} \Delta t^2 \ddot{\ddot{U}}_t + \dots$$

将上述式(2-83)中的两式相减, 同时忽略高阶项, 可以得到,

$$\ddot{\dot{U}}_t = \frac{1}{\Delta t^2} (U_{t+\Delta t} - 2U_t + U_{t-\Delta t}) \quad (2-92)$$

$$\dot{U}_t = \frac{1}{2\Delta t} (U_{t+\Delta t} - U_{t-\Delta t}) \quad (2-93)$$

可以发现上述速度与加速度均只满足一阶精度。

结构物在 t 时刻的平衡方程可以表示成,

$$[M]\{\ddot{U}_t\} + [C]\{\dot{U}_t\} + [K]\{U_t\} = \{R_t\} \quad (2-94)$$

将式(2-92), (2-93)代入 t 时刻的平衡方程, 即能够根据前两个时间步的结果预报 $t + \Delta t$ 时刻结构的响应。

同时可以证明中心差分方法是一种有条件稳定的算法, 为了使得计算稳定, 需要使时间步长 Δt 满足,

$$\Delta t \leq \Delta t_{cr} = \frac{T_n}{\pi} \quad (2-95)$$

其中, Δt_{cr} 是时间步长的临界值, T_n 是结构的固有周期。

2) Newmark 方法

Newmark 时间积分法是一种隐式的算法, 其基本原理如下。

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \ddot{U}_t + \left[(1-\delta)\ddot{\dot{U}}_t + \delta\ddot{\ddot{U}}_{t+\Delta t} \right] \Delta t \quad (2-96)$$

$$U_{t+\Delta t} = U_t + \dot{U}_t \Delta t + \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \ddot{U}_t + \alpha \ddot{U}_{t+\Delta t} \right] \Delta t^2 \quad (2-97)$$

其中, δ 和 α 分别为控制算法稳定性和准确性的参数。当 $\delta = \frac{1}{2}$, $\alpha = \frac{1}{6}$ 时, 上述两式称为

线性加速度的 Newmark 方法。当 $\delta = \frac{1}{2}$, $\alpha = \frac{1}{4}$ 时, 上述两式称为平均加速度的 Newmark 方法

(Trapezoidal method), 其差分格式如图 2-13 所示, 该种隐式算法具有无条件稳定性。

结构物在 $t + \Delta t$ 时刻的平衡方程可以表示成,

$$[M]\{\ddot{U}_{t+\Delta t}\} + [C]\{\dot{U}_{t+\Delta t}\} + [K]\{U_{t+\Delta t}\} = \{R_{t+\Delta t}\} \quad (2-98)$$

将式(2-92), (2-93)代入(2-94)得到, 即能够根据前一个时间步的结果预报 $t + \Delta t$ 时刻结构的响应。

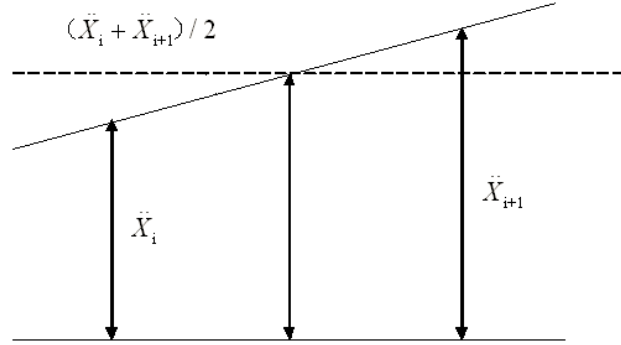


图 2-13 Newmark 平均加速度法计算格式示意图

2) Bathe 方法^{[60][61][62]}

尽管上面的 Newmark 平均加速度方法在线性条件下是无条件稳定的, 但是文献[61]等中都指出在某些情况下 (如非弹性或接触问题、长时间大变形问题等), Newmark 平均加速度算法会变得不稳定。结构的振动响应会增加, 随之而来的系统的能量将不守恒。为了解决这一问题, 许多研究中提出了一些方法。这些方法大致可以归为以下几类: 1) 引入一定的数值阻尼, 如文献^[63]中提出的 generalized alpha-method; 2) 通过选用拉格朗日乘数迫使系统满足动量与能量守恒; 3) 选用应力权重方法。近几年来, MIT 的 K.J. Bathe 提出了一种便于非线性计算的二阶精度算法, 能够保证计算结果在长时间大变形条件下依然动量、能量守恒。其具体差分格式如下。

Bathe 方法在计算时间 t 到 $t + \Delta t$ 内将 Newmark 方法分为两个子步进行求解:

在第一个子步中平衡方程为,

$$[M]\{\ddot{U}_{t+\Delta t/2}\} + [C]\{\dot{U}_{t+\Delta t/2}\} + [K]\{U_{t+\Delta t/2}\} = \{R_{t+\Delta t/2}\} \quad (2-99)$$

针对第一个平衡方程, 采用 Newmark 平均加速度法进行求解, 即

$$\ddot{U}_{t+\Delta t/2} = \frac{2(\dot{U}_{t+\Delta t/2} - \dot{U}_t)}{\Delta t / 2} - \ddot{U}_t \quad (2-100)$$

$$\dot{U}_{t+\Delta t/2} = \frac{2(U_{t+\Delta t/2} - U_t)}{\Delta t / 2} - \dot{U}_t \quad (2-101)$$

在第二个子步中平衡方程为,

$$[M]\{\ddot{U}_{t+\Delta t}\} + [C]\{\dot{U}_{t+\Delta t}\} + [K]\{U_{t+\Delta t}\} = \{R_{t+\Delta t}\} \quad (2-102)$$

针对第二个平衡方程, 采用向后的欧拉三步方法进行计算

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \frac{\dot{U}_t - 4\dot{U}_{t+\Delta t/2} + 3\dot{U}_{t+\Delta t}}{\Delta t} \quad (2-103)$$

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = \frac{U_t - 4U_{t+\Delta t/2} + 3U_{t+\Delta t}}{\Delta t} \quad (2-104)$$

由于向后欧拉方法的引入可以视为添加了一定的数值阻尼^[62], 这种阻尼能够使得计算结果趋于稳定。同时, 时间步长如果取得越大, 则引入的数值阻尼越大。需要注意的是, 过大的数值阻尼虽然能够使计算结果足够稳定, 但是可能会使计算结果不精确。

2.6.2 非线性结构动力响应的求解

在结构力学中，非线性问题主要可以分为边界条件非线性、材料非线性和结构大变形而产生的几何非线性。本文主要关注的是细长柔性结构物在水动力载荷下产生较大变形时引起的几何非线性问题。对于此类非线性动力学方程，一般采用一些数值迭代方法。在本文中具体介绍 Newton-Raphson 增量法和 Newmark 平均加速度方法联合求解的方法，其步骤主要分为预估步和校正步。

预估步：已知某时刻的载荷和前一时刻的响应，计算当前时刻的响应的估计值。

利用 Newmark 平均加速度法 (Trapezoidal method) 求解式(2- 28)中结构在 $t + \Delta t$ 时刻的平衡方程，得到

$$\begin{aligned} & \left([K] + \frac{4}{\Delta t^2} [M] + \frac{2}{\Delta t} [C] \right) \{U_{t+\Delta t}\} = \{R_{t+\Delta t}\} \\ & + [M] \left(\frac{4}{\Delta t^2} \{U_t\} + \frac{4}{\Delta t} \{\dot{U}_t\} + \{\ddot{U}_t\} \right) + [C] \left(\frac{2}{\Delta t} \{U_t\} + \{\dot{U}_t\} \right) \end{aligned} \quad (2- 105)$$

设内力可以表示成

$$\{Q\} = \left([K] + \frac{4}{\Delta t^2} [M] + \frac{2}{\Delta t} [C] \right) \{U\} \quad (2- 106)$$

利用泰勒展开 $\{Q_{t+\Delta t}\}$ ，可以得到

$$\{Q_{t+\Delta t}\} = \{Q_t\} + \left\{ \frac{\partial Q_t}{\partial U} \right\} (\{U_{t+\Delta t}\} - \{U_t\}) = \{Q_t\} + [K_t] (\{U_{t+\Delta t}\} - \{U_t\}) \quad (2- 107)$$

称 $[K_t]$ 为切线刚度矩阵。

将式(2- 107)，代入(2- 105)可以得到

$$\begin{aligned} & \{Q_t\} + [K_t] (\{U_{t+\Delta t}\} - \{U_t\}) = \{R_{t+\Delta t}\} \\ & + [M] \left(\frac{4}{\Delta t^2} \{U_t\} + \frac{4}{\Delta t} \{\dot{U}_t\} + \{\ddot{U}_t\} \right) + [C] \left(\frac{2}{\Delta t} \{U_t\} + \{\dot{U}_t\} \right) \end{aligned} \quad (2- 108)$$

上式也可以写成

$$\begin{aligned} & [K_t] \{\Delta U_t^0\} = \{G_{t+\Delta t}^0\} \\ & + [M] \left(\frac{4}{\Delta t^2} \{U_t\} + \frac{4}{\Delta t} \{\dot{U}_t\} + \{\ddot{U}_t\} \right) + [C] \left(\frac{2}{\Delta t} \{U_t\} + \{\dot{U}_t\} \right) \end{aligned} \quad (2- 109)$$

其中， $\{G_{t+\Delta t}^0\} = \{R_{t+\Delta t}\} - \{Q_t\}$ 称为残差力。 $\{\Delta U_t^0\}$ 为位移增量。

通过求解上式即能计算 $t + \Delta t$ 时刻响应的估计值 $\{U_{t+\Delta t}\} = \{\Delta U_t^0\} + \{U_t\}$ ，令其为 $\{U_{t+\Delta t}^0\}$ ；并且根据下一时刻的响应更新切线刚度矩阵 $[K_t]$ ，令其为 $[K_t^0]$ 。

校正步：将更新的切线刚度矩阵以及响应代入式(2- 109)，计算新的残差力 $\{G_{t+\Delta t}^i\}$ ，从而求解出新的位移 $\{U_{t+\Delta t}^i\}$ 。之后将进行下一轮的迭代计算。

上述的迭代将持续到相邻迭代步的残差力或能量的相对误差小于一个给定的残差限 ε ，即

$$\left| \frac{\{G_{t+\Delta t}^{i+1}\} - \{G_{t+\Delta t}^i\}}{\{G_{t+\Delta t}^i\}} \right| < \varepsilon \quad (2- 110)$$

$$\left| \frac{\{G_{t+\Delta t}^{i+1}\} \{U_{t+\Delta t}^{i+1}\} - \{G_{t+\Delta t}^i\} \{U_{t+\Delta t}^i\}}{\{G_{t+\Delta t}^i\} \{U_{t+\Delta t}^i\}} \right| < \varepsilon \quad (2- 111)$$

2.7 本章小结

在本章中，针对本文将运用的细长柔性结构流固耦合动力响应求解问题的三个步骤进行了详细的介绍。首先，根据虚功原理，推导并建立了线性与非线性结构动力响应的平衡方程。随后，针对细长柔性结构的水动力特点，推导并推广了相关的三种半经验性水动力公式：**Morison** 公式，用于计算网衣水动力的 **Aarsnes** 公式以及用于预报涡激振动结构响应的水动力分解公式。此外，针对结构动力响应的计算，推导了线性结构的固有频率、固有振型矩阵以及结构模态矩阵，并证明了不同阶的固有振型矩阵满足正交性。同时，本章也介绍了几类用于求解结构动力响应的直接时间积分方法：**中心差分法**，**Newmark** 方法，**Bathe** 方法。同时需要注意的是，为了能够准确地计算结构几何非线性响应，需要将直接时间积分方法和数值迭代方法如 **Newton** 方法联合使用。

第三章 强耦合与弱耦合计算结构流固耦合响应研究

3.1 引言

在海洋工程领域, 抨击、颤振、液舱晃荡、涡激振动^{[64][65][66]}等都是非常典型的流固耦合现象(FSI, Fluid structure interaction)。在流固耦合结构动力响应计算当中, 结构的响应(如速度、加速度)和水动力载荷之间会互相影响。由于对于此类问题往往没有一个设计载荷值可以用于估算响应^[66], 因此如何准确、有效地进行数值计算是值得深入研究的问题。

在本章中, 将现在发展非常成熟的结构动力学隐式计算软件如 ABAQUS^[75] 和各种复杂的半经验性水动力模型相结合, 基于有限元方法, 将采用了若干种交叉求解方法计算结构的水弹性响应。本章中将主要围绕以下几个部分展开研究: 1) 对流固耦合计算方法进行分类, 并区分强耦合与弱耦合算法。同时, 针对有限元求解结构动力响应与 Morison 公式结合的方法, 确定强耦合与弱耦合的计算方案。2) 针对流固耦合计算中应用的时间直接积分方法, 研究算法的稳定性和精确性。3) 研究弱耦合对直接积分方法的稳定性和准确性的影响。4) 将不同的弱耦合方法运用于细长柔性结构流固耦合响应的计算中, 比较计算结果的差异, 分析原因, 从而研究弱耦合方法的适用性。

3.2 流固耦合数值计算方法介绍

3.2.1 流固耦合数值计算方法分类

求解流固耦合问题的数值方法通常可以分为直接同步求解法和交叉求解法^[67]两类。当使用了直接同步求解方法时, 流体和结构的方程将进行联立求解^[68]。这个时候需要选取合适的计算方法求解联立的方程。和交叉迭代方法相比, 只有同步求解方法才能够保证准确的整个系统的能量守恒关系^[69], 而且可以证明这种方法计算结果是无条件稳定的, 因而可以将这种满足准确能量守恒的算法称为“强耦合”算法。

另一方面, 交叉求解法, 如图 3-1 所示, 则是将流体和结构的平衡方程分别在流体计算域和结构计算域中进行求解。计算过程中, 为了满足在流体和固体交界区域的计算结果(如位移、应力等)的一致性, 需要通过一些迭代计算将不同计算域中的结果互相交换。这种算法能够在现有、成熟的计算结构与计算流体软件上稍作修改, 便能够解决一系列流固耦合计算问题。

进一步, 交叉求解法可以细分为隐式算法、显式算法以及半隐式半显式算法。隐式算法能够通过迭代运算保证每一个计算步中流体与结构物理参数相差极小, 从而渐进地趋于整个系统的能量守恒^[69]。根据能量范数的推导, 可以认为这种方法是无条件稳定的^[72]。因此这种迭代之后的结果也就较为接近实际值, 故也称之为一种“强耦合”算法。但是这种算法需要采用一系列的迭代方法, 比如 Newton 迭代法方法, Gauss-Seidel 迭代方法等。这些迭代方法可能会消耗大量的计算时间^[70]。另一方面, 显式求解时不同计算域的结果将不会进行交换、迭代, 这种方法可能会减少计算过程的时间消耗, 可以将这种算法称为“弱耦合”算法。一些研究表明, 显式的算法可以成功地应用于很多气弹性问题的计算^[71]。但是研究者也发现在某些物理参数设置条件下面, 尤其是当流体和结构的密度相近或者结构比较细长的情况下, 可能会导致计算结果的不稳定。为了解决这种不稳定现象, 同时保证计算的效率, 可以将计算量中的一部分隐式求解, 因而将这种算法称为“半隐式-半显式”算法。在本文中, 也将这种方法归类为“弱耦合”方法。

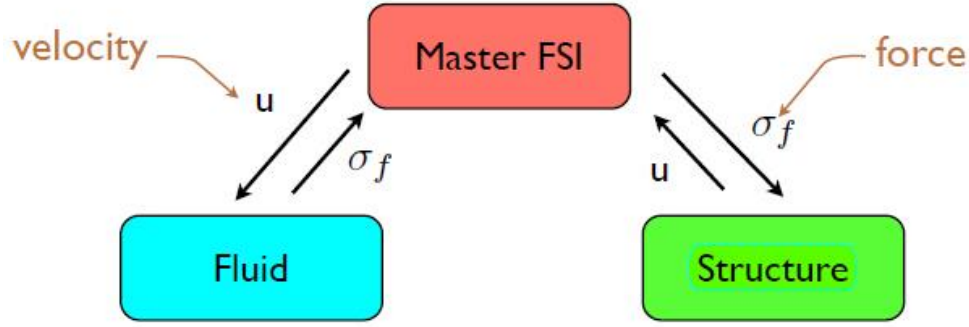


图 3-1 交叉求解算法示意图^[72]

3.2.2 一种结构有限元与半经验水动力模型联合求解方法

类似于上一小节中的计算结构与流体软件的联合使用，在本章中将针对结构有限元和半经验的 Morison 公式联合求解问题，采用交叉迭代方法计算结构的水弹性响应。

首先，结构有限元动力响应的平衡方程可以表示为，

$$[m]\ddot{x} + [c]\dot{x} + [k]x = F^{\text{ext}} \quad (3-1)$$

其中 $[m]$, $[c]$ 和 $[k]$ 分别表示系统的质量矩阵、阻尼矩阵以及刚度矩阵。 F^{ext} 代表外部的载荷。在这里，外载荷仅包括水动力载荷。

由于本文的研究对象为细长柔性圆柱结构，因此选用了考虑流体与结构相对运动的半经验 Morison 公式的推广形式求解水动力载荷。根据 2.4 节推导，可以将圆柱体上单位长度的外载荷 F^{ext} 写成，

$$F^{\text{ext}} = C_D \frac{1}{2} \rho D |u - \dot{x}|(u - \dot{x}) + C_M \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{x} - (C_M - 1) \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{u} \quad (3-2)$$

其中 C_D 为 C_M 分别是阻力系数和在振荡流下的惯性力系数。 D 是圆柱的有效直径。 u 和 $\dot{x}$ 分别代表水质点的速度与加速度，仅和海洋条件有关； ρ 表示流体的密度。 $\dot{x}$ 和 $\ddot{x}$ 分别表示结构上各个微段处的速度与加速度。根据 2.4 节的推导，上式中的水动力载荷可以划分为：由粘性流体产生的与相对运动速度同相位的平方拖曳力，作用在固定圆柱上的 FK 力和绕射力，以及结构物运动导致的附加质量力。在外载荷中，平方拖曳力和附加质量力都是和结构物的运动有关的，而圆柱运动的状态又是由外载荷确定的。

为了联合式 (3-1) 与 (3-2) 求解流固耦合问题，可以分别采用 3.2.1 节介绍的“强耦合”与“弱耦合”方法。

若采用了“强耦合”的方法，则 $t + \Delta t$ 时刻系统的平衡方程可以表示为，

$$[m]\ddot{x}(t + \Delta t) + [c]\dot{x}(t + \Delta t) + [k]x(t + \Delta t) = F^{\text{ext}}(t + \Delta t) \quad (3-3)$$

$$F^{\text{ext}}(t + \Delta t) = C_D \frac{1}{2} \rho D |u(t + \Delta t) - \dot{x}(t + \Delta t)|(u(t + \Delta t) - \dot{x}(t + \Delta t)) + C_M \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{x}(t + \Delta t) - (C_M - 1) \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{u}(t + \Delta t) \quad (3-4)$$

在 (3-4) 式中，第 $t + \Delta t$ 时刻水动力载荷中包含的结构运动也为该时刻 (3-3) 式平衡方程计算的结果。针对以上两式，可以将 (3-3) 式和 (3-4) 式结构的未知量利用四阶龙格-库塔显式算法离散^[73]，然后将平衡方程建立在同一个 t 时刻。这种方法计算的响应即为 3.2.1 节中提到的同步求解得到的“强耦合”结果。除此之外，也可以将 (3-3) 式和 (3-4) 式进行“交叉求解”，即：根据前一时刻的水动力载荷代入 (3-3) 式中计算下一时刻的结构响应；同时，根据响应结果代入式 (3-4) 计算对应的水动力载荷；随后，利用合适的迭代方法，保证结构域 (3-3) 式与流体域 (3-4) 式中的未知量趋于一致。在本文中，将会选用 2.6.2 节所述的 Newmark 平均加速度法和 Newton 迭代方法^[75] 实现水弹性响应“强耦合”计算。



此外,对(3-3)式和(3-4)式进行适当的修改,可以得到两种“弱耦合”计算方法,可以分别表示成式(3-5)、(3-6)和(3-7)、(3-8)的形式。其中,前一计算步中结构响应中的部分变量被直接用于计算下一计算步的水动力载荷,而未进行进一步的迭代运算。

$$[m]\ddot{x}(t+\Delta t)+[c]\dot{x}(t+\Delta t)+[k]x(t+\Delta t)=F^{\text{ext}}(t+\Delta t) \quad (3-5)$$

$$F^{\text{ext}}(t+\Delta t)=C_D \frac{1}{2} \rho D |u(t+\Delta t)-\dot{x}(t)| (u(t+\Delta t)-\dot{x}(t)) \\ +C_M \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{x}(t+\Delta t)-(C_M-1) \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{x}(t) \quad (3-6)$$

$$\left[m+(C_M-1) \rho \frac{\pi}{4} D^2 \right] \ddot{x}(t+\Delta t)+[c]\dot{x}(t+\Delta t)+[k]x(t+\Delta t)=F^{\text{ext}}(t+\Delta t) \quad (3-7)$$

$$F^{\text{ext}}(t+\Delta t)=C_D \frac{1}{2} \rho D |u(t+\Delta t)-\dot{x}(t)| (u(t+\Delta t)-\dot{x}(t))+C_M \rho \frac{\pi}{4} D^2 \ddot{x}(t+\Delta t) \quad (3-8)$$

在式(3-5)、(3-6)中,非线性平方拖曳力与附加质量力中的变量均采用了显式的方法计算。而式(3-7)、(3-8)中每一时刻结构运动产生的附加质量力被转换成了结构当前时刻的附加质量,而仅仅只有平方拖曳力是显式计算得到的。在本文接下去的研究中,式(3-5)、(3-6)的形式和式(3-7)、(3-8)的形式将被分别称为“第一种弱耦合方法”以及“第二种弱耦合方法”

随后针对计算式(3-5)、(3-6)的形式和式(3-7)、(3-8),需要选用时间直接积分法求解结构的位移、速度、加速度,因而时间直接积分方法的稳定性与精确性很大程度上决定了计算结果是否准确。故在下一节中将详细介绍时间直接积分方法的稳定性与精确性分析。

3.3 时间直接积分方法准确性与稳定性判定

在 n 个自由度的线性系统中,由于待求的位移可以通过坐标转换到 n 个解耦的坐标下求解,所以问题可以简化到考虑对一个自由度下的直接积分的问题,即

$$\ddot{x}_i(t)+2\omega_i \xi_i \dot{x}_i(t)+\omega_i^2 x_i(t)=r_i(t) \quad (3-9)$$

其中, ω_i , ξ_i 分别表示表示结构在第 i 个自由度下的圆频率与阻尼比; $x_i(t)$ 与 $r_i(t)$ 分别为第 i 个自由度的位移与载荷。

由于 2.4.1 节中的直接积分法主要思想是将离散时间 $0, \Delta t, 2\Delta t, \dots, t-\Delta t$ 求解出来的结果下求解 t 时刻的未知数。

以类似 Newmark 方法的单步法为例,其相邻两个时间步之间的关系式可以表示为,

$$\begin{bmatrix} \ddot{x}^{t+\Delta t} \\ \dot{x}^{t+\Delta t} \\ x^{t+\Delta t} \end{bmatrix} = A \cdot \begin{bmatrix} \ddot{x}^t \\ \dot{x}^t \\ x^t \end{bmatrix} + L \cdot \begin{pmatrix} t+\nu \end{pmatrix} r \quad (3-10)$$

上式也可以写成,

$$\hat{X}^{t+\Delta t} = A \hat{G} \hat{X}^t + L(r^{t+\nu}) \quad (3-11)$$

其中 $\hat{X}$ 可以是速度、位移、加速度等未知量, ν 可以根据时间直接积分方法的选取取为 $0, \Delta t, \theta \Delta t$ 等。矩阵 A 表示积分近似算符,矩阵 L 代表载荷算符。不断地运用上式进行递归可以得到下面的关系,

$$\hat{X}^{t+\Delta t} = A^n \hat{G} \hat{X}^t + A^{n-1} \hat{G} L(r^{t+\nu}) + A^{n-2} \hat{G} L(r^{t+\Delta t+\nu}) + \dots + A \hat{G} L(r^{t+(n-2)\Delta t+\nu}) + L(r^{t+(n-1)\Delta t+\nu}) \quad (3-12)$$

基于上述递归关系,可以进一步探讨数值算法的稳定性与收敛性。

3.2.1 时间直接积分法的稳定性分析

稳定性是指当初始时刻 $\Delta t/T$ (其中 T 为结构的固有频率) 响应很大的时候计算出来的结果不会被放大,从而不会影响到最终计算低阶振型的准确性;同时初始 t 时刻位移、速度、加速度的误差(可能是由舍入误差导致的)不会在后续的计算过程中增加^[74]。

故在分析稳定性的时候，可以令 $r_i(t)=0$ ，则

$$\hat{X}^{t+n\Delta t} = A^n g \hat{X}^t \quad (3-13)$$

将矩阵 A 分解为，

$$A = PJP^{-1} \quad (3-14)$$

其中 P 是矩阵 A 的特征向量组成的矩阵， J 是 A 的特征值 λ_i 组成的约当标准矩阵。

可以进一步得到 $A^n = PJ^nP^{-1}$ 。定义 A 的谱半径表示为，

$$\rho(A) = \max_{i=1,2,\dots} |\lambda_i| \quad (3-15)$$

则为了满足算法稳定性的要求，需要满足当所有的特征值各不相同， $\rho(A) \leq 1$ ；此外，若有部分重复的特征值，需要满足 $\rho(A) < 1$ 。

通过上述的定义，可以发现对于一个线性系统来说，谱半径的大小和步长与周期的比值 $\Delta t/T$ 以及阻尼比 ξ 有关。

基于上述的原理，可以得到用Newmark算法和Bathe算法计算固有频率为3rad/s的无阻尼系统时的谱半径随 $\Delta t/T$ 变化的曲线，如图3-2所示，

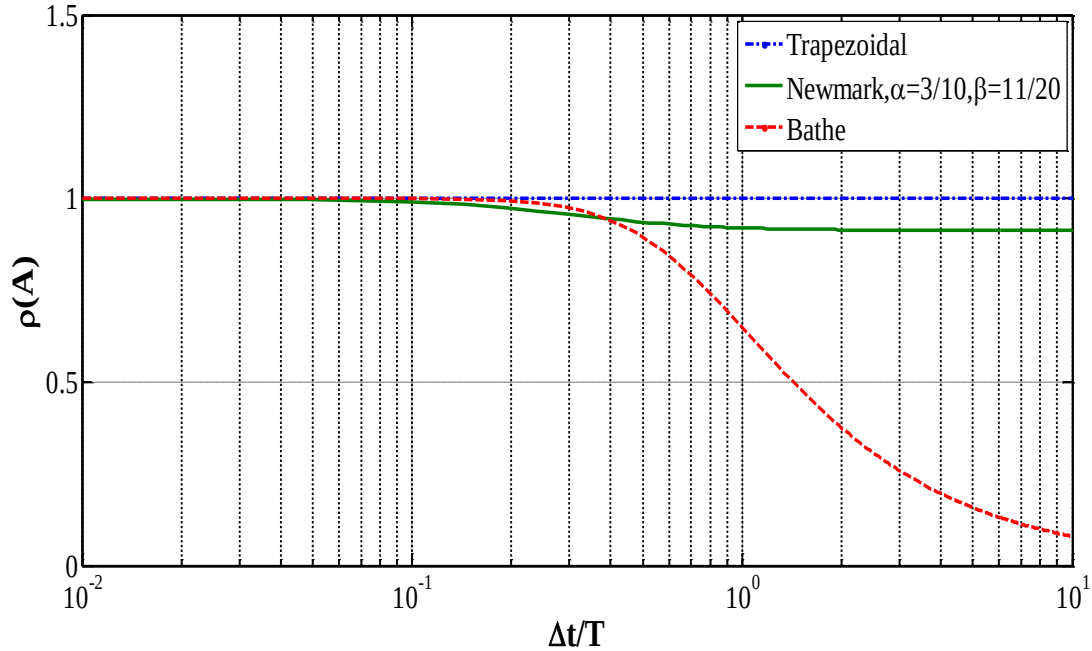


图 3-2 两种 Newmark 算法和 Bathe 算法的谱半径随时间步长变化曲线的对比

通过上述的计算，可以发现三种算法的谱半径均小于或等于1，因而均能够保证数值计算的稳定性。

3.3.2 时间直接积分法的精确性分析

根据 3.3.1 节的推导，可以发现矩阵 J 和 A 是相似矩阵。可以将向量 $\hat{X}$ 进行线性变换到 $\hat{Y}$ ，从而得到，

$$J\hat{Y} = \rho\hat{Y} \quad (3-16)$$

如果假设 n 可以取做 $\frac{T}{\Delta t}$ ，那么相邻两个周期的计算结果可以表示为，

$$\hat{Y}^{t+T} = \rho^{\frac{T}{\Delta t}} \hat{Y}^t + R \quad (3-17)$$

其中 R 表示经过线性变换后的载荷向量。

另一方面，也可以利用杜哈默积分进行求解式(3-9)，则相邻两个周期 t 和 $t+T$ 时刻的位移可以分别表示为，

$$x(t) = Ae^{-\xi\omega_d t} \cos(\omega_d t - \theta) + \int_0^t \frac{r(\tau)}{\omega_d} e^{-\xi\omega_d(t-\tau)} \sin \omega_d(t-\tau) d\tau \quad (3-18)$$

$$x(t+T) = Ae^{-\xi\omega_d(t+T)} \cos(\omega_d(t+T) - \theta) + \int_0^{t+T} \frac{r(\tau)}{\omega_d} e^{-\xi\omega_d(t+T-\tau)} \sin \omega_d(t+T-\tau) d\tau \quad (3-19)$$

其中 ω_d 含阻尼系统的固有频率，其大小等于 $\omega \cdot \sqrt{1-\zeta^2}$ 。

假设结构的阻尼比 ζ 足够小，那么可以得到 $\omega_d \approx \omega$ 。同时，联立式(3-17)到(3-19)可以建立起阻尼比和谱半径的关系，

$$\xi = -\operatorname{Re} \left(\frac{\ln \rho}{\omega_n \cdot \Delta t} \right) \quad (3-20)$$

从上式可以看出，如果谱半径小于 1，那么数值算法的选取会导致产生附加的正的阻尼比。此时计算结果的振动幅值会因此而减小，同时振动的周期会变大。而如果谱半径为 1，那么则不会产生额外的阻尼比。结合图 3-2，可以发现 Newmark 平均加速度法 (Trapezoidal method) 的谱半径始终保持为 1，则这种算法不会对计算结果添加额外的阻尼，因此能够保证计算结果的准确。但是，若使用另一种 Newmark 方法或者是 Bathe 方法，则会对在计算过程中产生人工阻尼，会导致计算结果的幅值偏小，导致计算结果不够准确。

通过本节的推导，可以发现 Newmark 平均加速度算法是一种稳定并且不会对计算结果添加人工阻尼的算法。因此在采用时间直接积分方法求解流固耦合问题的时候，将选用这一算法进行计算。

3.4 弱耦合算法对时间积分方法稳定性与准确性判定准则的影响

在运用式(3-5)、(3-6)和式(3-7)、(3-8)形式的两种弱耦合方法的时候，可以发现与一般的结构动力响应不同的是，当右端水动力载荷项中包含了前一时刻的未知量时，会导致式(3-11)中的积分近似算符 A 发生改变。

比如在计算 $t+\Delta t$ 时刻结构的响应，如果右端项包含附加质量力 $m_a \ddot{x}(t)$ 的激励时，那么此时积分近似算符中的 $A_i (i=1,2,3)$ 项将会被变成 $A_i + mL_i (i=1,2,3)$ ；类似的，如果右端项包含平方阻力 $c \dot{x}(t)^2$ 的激励项时，则积分近似算符 $A_2 (i=1,2,3)$ 会变成 $A_2 + c \dot{x}(t) L_2 (i=1,2,3)$ 。这些变化都会导致直接时间积分算法的谱半径发生变化，即可能会对传统的时间直接积分方法的稳定性和准确性判定准产生影响。

为了能够直观地体现这种弱耦合计算产生的影响，接下去选取一个有代表性的数值算例具体说明。假设结构的动力平衡方程和外载荷可以分别写成式(3-18),(3-19)的形式，即

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + kx = F^{ext} \quad (3-21)$$

$$F^{ext} = m_a \ddot{x} \quad (3-22)$$

在这一简单的数值算例中，分别采用基于 Newmark 平均加速度法、并直接将前一时刻的加速度求解下一时刻的附加质量力，从而得到弱耦合计算结果；于此同时用解析计算得到强耦合计算结果。

1) 工况一

结构的质量 m 是 11 kg, 阻尼 c 是 0, 刚度 k 是 9 N/m, 附加质量 m_a 是 10 kg。同时，给定计算的初始条件为， $x=10\text{ m}, \dot{x}=0$ 。

时间步长 Δt 取得小到 0.01s 时, 下图对比了弱耦合方法和强耦合方法计算出来的位移响应结果。

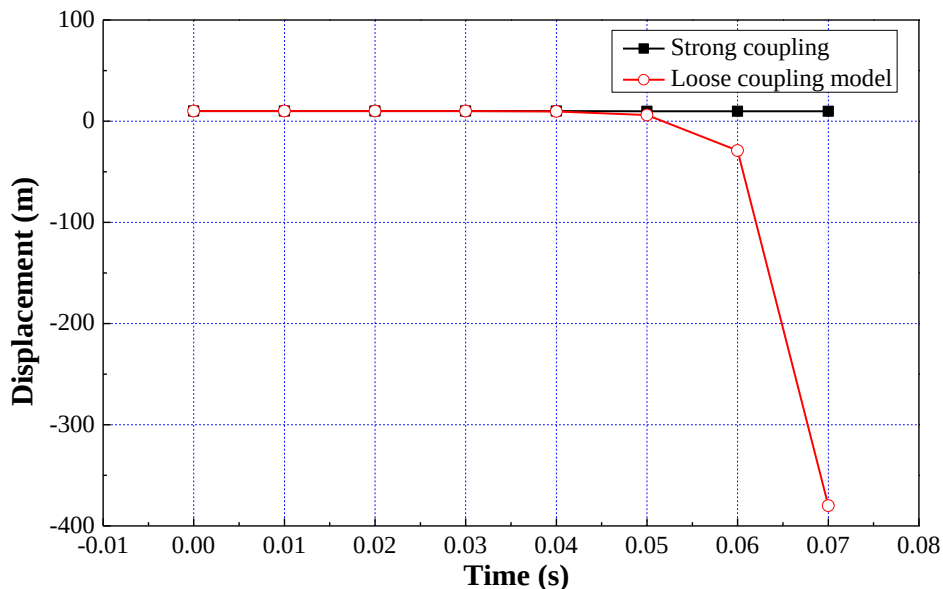


图 3-3 基于 Newmark 时间积分的弱耦合算法与强耦合结果的对比

可以从图 3-3 中看出, 尽管采用了无条件稳定的 Newmark 平均加速度算法, 但是计算结果在七个计算步中便很快发散了。

为了研究上述差异性的原因, 接下来计算了运用弱耦合算法产生的修正后谱半径随着不同时间增量的变化曲线, 如图 3-4 所示。

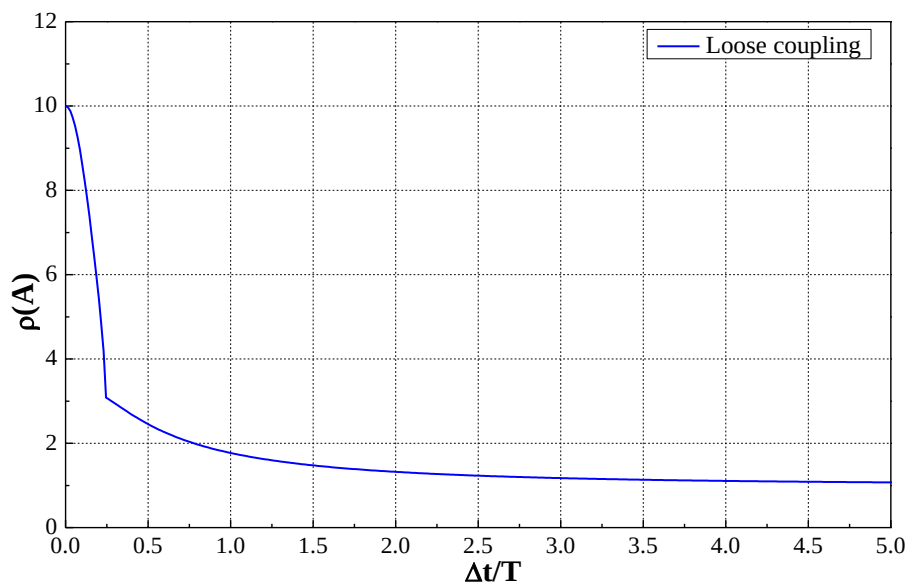


图 3-4 基于 Newmark 时间积分的弱耦合算法下修正谱半径随 $\Delta t/T$ 的变化关系

从上图中发现, 当时间步长和振动周期的比值 $\Delta t/T$ 小于 1 时, 修正后的谱半径结果远大于 1。此外, 当时间步长减小的时候, 修正后的谱半径反而越大。因此, 运用本小节中推导的修正后的谱半径结果能够恰当地反映数值计算的稳定性。同时, 谱半径大于 1 也说明数值算法会对系统添加额外的负的阻尼比, 从而会引起计算结果的发散。

2) 工况二

结构的质量 m 是 0.8 kg, 阻尼 c 是 0, 刚度 k 是 9 N/m, 附加质量 m_a 是 -0.2 kg。同时, 给

定计算的初始条件为, $x=10\text{ m}$, $\dot{x}=0$ 。

当时间步长取小到 0.01 s 时, 图 3-5 对比了弱耦合方法和强耦合方法计算出来的位移响应时历。

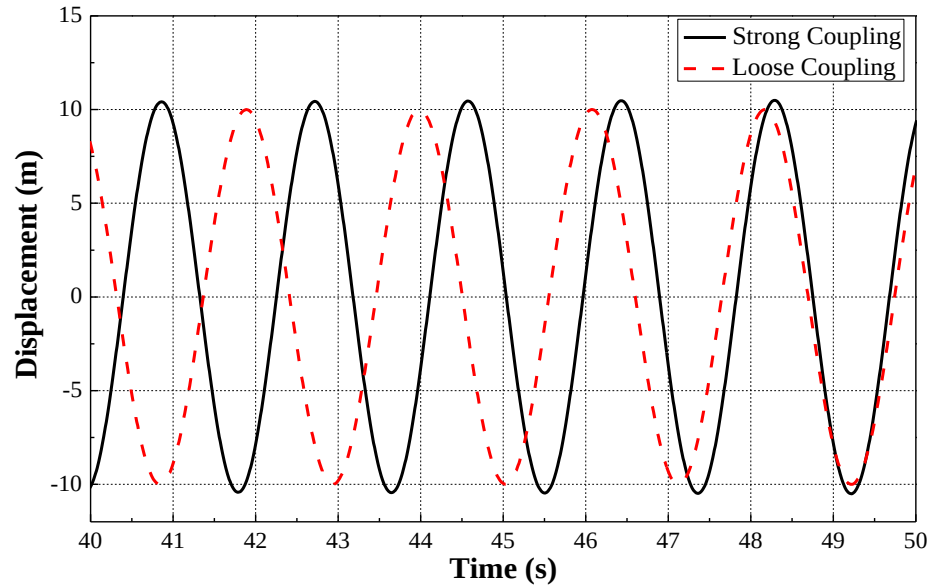


图 3-5 基于 Newmark 时间积分的弱耦合算法与强耦合结果的对比

在这一工况下, 弱耦合计算得到的结果并没有发散。但是弱耦合计算结果与标准结果之间存在较为明显的相位差, 同时弱耦合计算的振动幅值小于强耦合计算结果。根据这一现象, 推测此时弱耦合引起的修正后的谱半径小于 1。

为了研究上述差异性的原因, 接下来计算了运用弱耦合算法产生的修正后谱半径随着不同时间增量的变化曲线, 如图 3-6 所示。

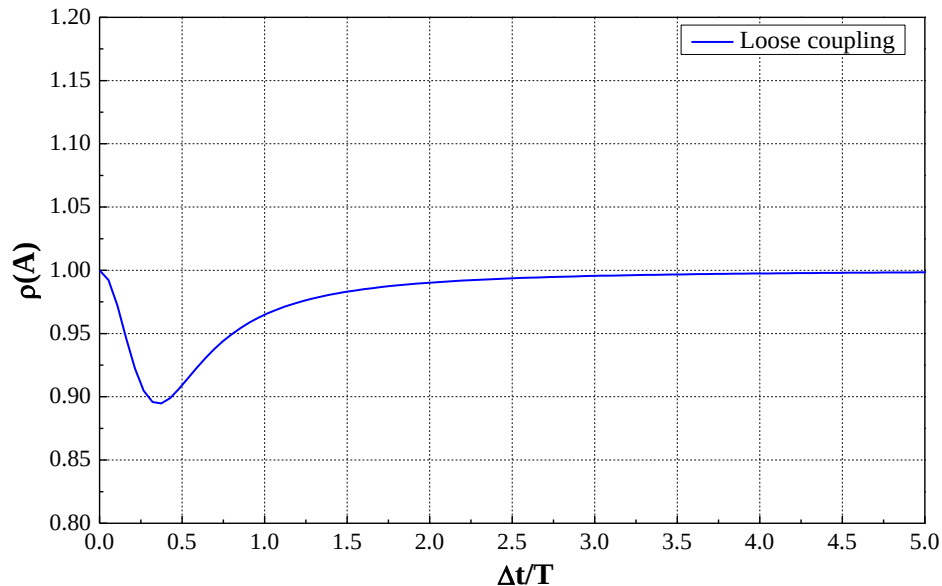


图 3-6 基于 Newmark 时间积分的弱耦合算法下修正谱半径随 $\Delta t/T$ 的变化关系

从上图中发现, 当时间步长和振动周期的比值 $\Delta t/T$ 在 0-2, 修正后的谱半径结果远小于 1。随后, 随着 $\Delta t/T$ 的增大, 谱半径逐渐趋近于 1。在工况二中, $\Delta t/T$ 为 0.005, 对应上图此时谱半径为小于 1, 这与根据图 3-5 推测得到的结果相吻合。

通过上述几个针对线性系统动力响应的计算工况，可以发现弱耦合算法会对传统的数值稳定性与准确性的判定准则产生一定的影响。但是同时可以看出这种影响和所选取的一些实际物理参数的大小密切相关的。

3.5 弱耦合算法求解细长柔性构件非线性水弹性响应适用性研究

实际的细长柔性结构如深海网箱系统会在波浪或流载荷作用下发生非常大的变形，如图3-7所示。因此在流固耦合计算中，还需要同时考虑几何非线性问题对数值计算的影响。故本小节将通过一些实际细长柔性结构在水中大变形的求解，研究3.2节中提出的弱耦合算法的适用性。

在接下来的数值计算中，选用了 ABAQUS/Standard^[75]来实现强弱耦合方法的对比：

首先，为了实现几何非线性的计算，在求解的时候选取了 2.4.2 小节中介绍的 Newmark 平均加速度算法和 Newton 迭代法相结合的方法，从而保证相邻两个迭代步中的载荷和位移满足收敛准则。

当使用强耦合算法计算的时候，其实现原理是将每一个计算步中由水动力载荷产生的附加刚度矩阵叠加在结构刚度矩阵上，再利用 2.4.2 节所述的迭代方法进行迭代计算^[75]，从而渐近地满足如式(3-3)，(3-4)的表达形式。

而当使用弱耦合算法计算的时候，如式(3-5)、(3-6)或(3-7)、(3-8)所示，水动力载荷中和结构有关的变量均直接取自前一个时间步的结果，并在 Newton 迭代的过程中保持水动力载荷不变。



图 3-7 网箱结构发生大变形现象^[28]

3.5.1 细长柔性悬臂梁水弹性响应计算

在本小节中，将研究一个超柔性细长悬臂梁结构在规则波下的弹性变形，如图3-8所示。该结构的弹性模量与直径均和深海养殖系统中的浮圈结构相对应。

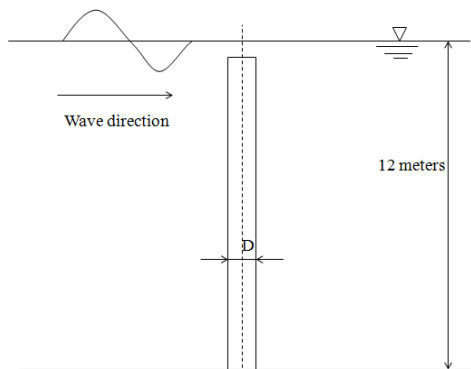


图 3-8 弹性悬臂梁在线性波下的示意图

相应的结构和波浪条件分别列于表 3-1，表 3-2 中。

表 3-1 结构参数

圆柱外径 (m)	0.03
圆柱内径 (m)	0.026
长度 (m)	9.95
结构密度 (kg/m^3)	953
弹性模量 (MPa)	950

表 3-2 波浪参数

波浪类型	线性波
波高 (m)	1
波浪周期 (s)	6
流体的密度 (kg/m^3)	1030

在这里运用的考虑流体与结构相对运动的 Morison 水动力模型中, 两个水动力系数 C_D 和 C_M 分别取做固定的 0.6 和 2。

1) 强耦合方法可靠性验证

在使用上述提到的强耦合方法研究弹性梁的水弹性响应之前, 需要验证这两种耦合方法的可靠性。故在不同时间步长下, 用强耦合的算法先计算了柔性悬臂梁顶部端点处的水平位移, 如图3-9所示,

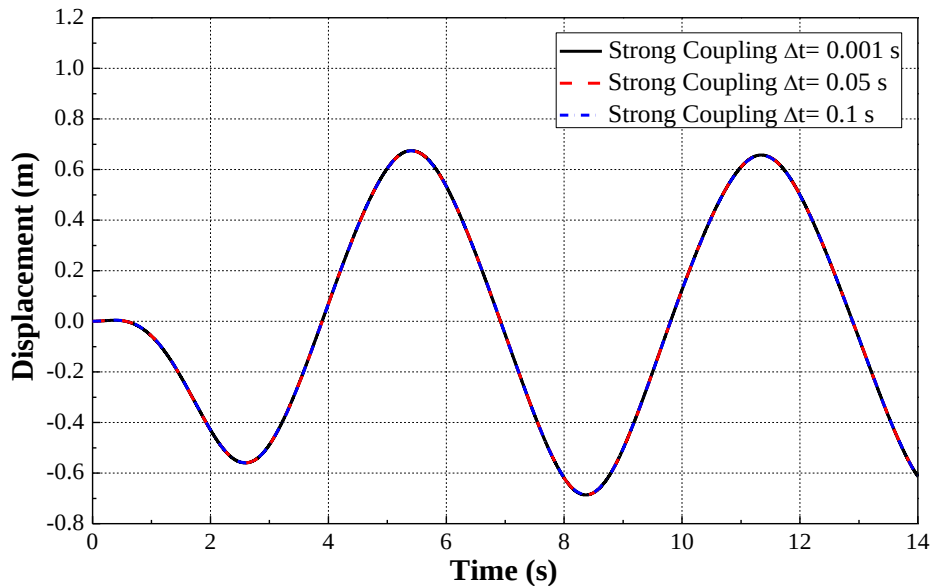


图 3-9 不同时间步长下强耦合方法计算水弹性响应结果对比

通过上面的计算, 可知强耦合算法计算水弹性响应的结果几乎不随时间步长的变化而改变, 所以其结果可以被认为是一种标准解。为了研究两种弱耦合方法计算结构大变形响应的适用性, 在下面的计算中将把弱耦合计算结果与强耦合计算得到的标准解进行对比分析。

2) 弱耦合方法可靠性验证

在使用上述提到的两种弱耦合方法研究弹性梁的水弹性响应之前, 同样先需要验证这两种弱耦合方法的可靠性。因此, 首先将这两种方法运用于计算一个弹性模量是950 Gpa的悬臂梁的总体受力的计算。考虑到所选取的弹性模量非常地大, 可以认为梁上每个节点都是固定不动的,

故水动力载荷可以根据2.4.1节中作用于固定不动圆柱的Morison公式直接计算到标准的“解析解”。图3-10对比了强耦合算法、两种弱耦合算法得到的与解析解得到的总体的水动力载荷。

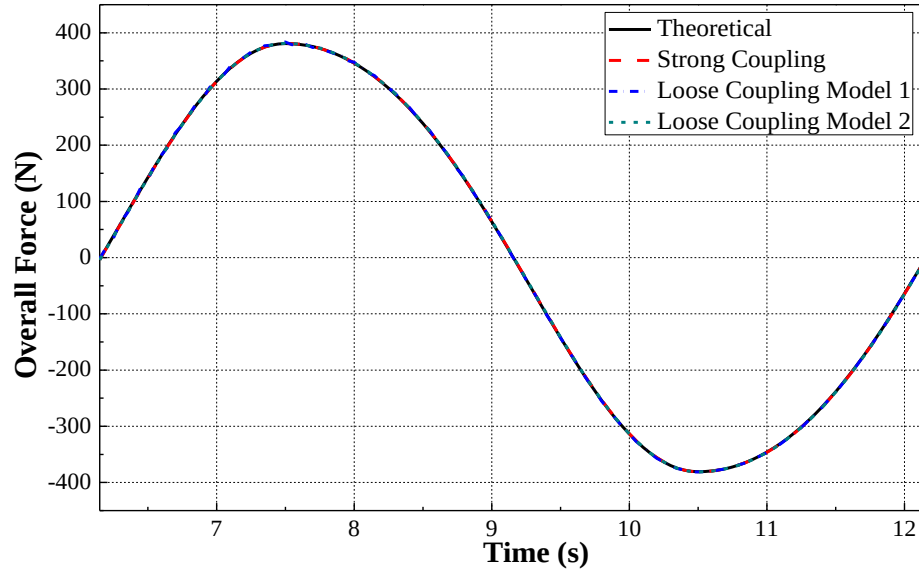


图3-10 强耦合、两种弱耦合方法计算刚性梁总体水动力载荷与解析解的对比

从上图中可以看出，强耦合以及两种弱耦合计算出来的水动力载荷和解析解均吻合得非常好。这一一致性表明选用的两种弱耦合计算方法都是比较可靠的。同时，这一节中的验证也说明当结构的变形小到可以忽略的时候，弱耦合或者强耦合的算法都能够得到准确的结构载荷或者响应。

经过上述的基本验证之后，将会用强耦合算法以及两种弱耦合计算方法分别求解弹性模量为950 MPa 柔性梁的水弹性响应并对比结果。

3) 第一种弱耦合方法和强耦合方法计算柔性细长杆件响应结构的对比

首先，这一节中将使用第一种弱耦合方法计算柔性悬臂梁结构的水弹性几何非线性响应。如式(3-5)，(3-6)所示，在采用这种方法时，附加质量力和平方拖曳力都是直接通过前一时间步的响应结果计算得到的。图3-11对比了第一种弱耦合算法和强耦合算法得到的柔性悬臂梁顶部端点处的0-20s内的水平位移结果。

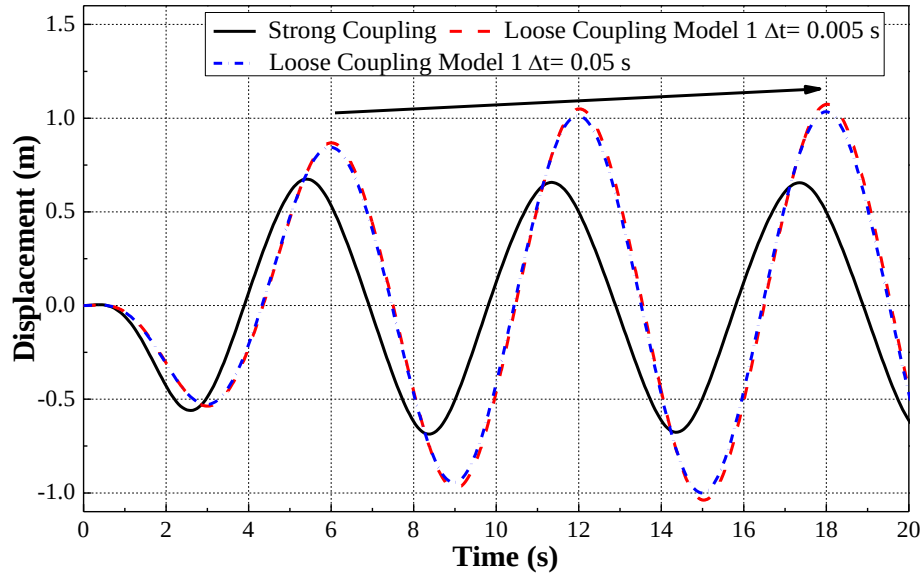


图 3-11 不同时间步长下第一种弱耦合方法计算的水弹性响应与强耦合算法结果的对比

从上图可以看出，与强耦合计算结果相比，第一种弱耦合方法得到的响应结果偏大，同时响应会随着计算时间的增加而逐渐增大。另外，不同方法得到的结果之间还存在着明显的相位差。再对比不同时间步长下第一种弱耦合方法得到的结果，发现越小的时间步增量反而导致了更大的响应幅值。这一变化趋势表明第一种弱耦合方法可能导致和时间步长无关的不稳定现象。因此，采用第一种弱耦合方法计算这种柔性悬臂梁水弹性响应并不合适。

4) 第二种弱耦合方法和强耦合方法计算柔性细长杆件响应结构的对比

随后，采用第二种弱耦合计算方法计算结构的水弹性响应。图3-12对比了第二种弱耦合算法和强耦合算法得到的柔性悬臂梁顶部端点处的0-20s内的水平位移结果。

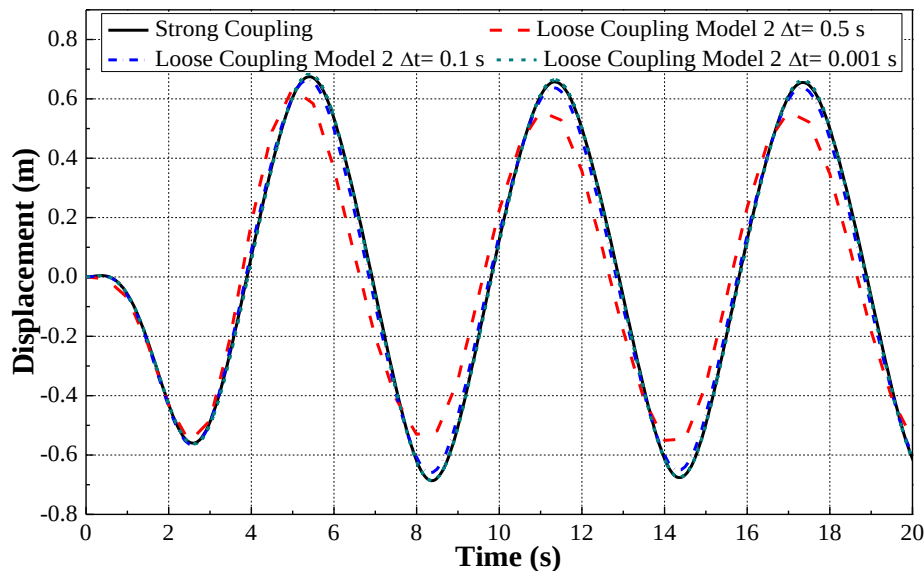


图 3-12 不同时间步长下第二种弱耦合方法计算的水弹性响应与强耦合算法结果的对比

从上图可知，当计算时间步长比较大的时候，与标准解相比，弱耦合计算结果偏小。但是，随着时间步长的缩小，弱耦合的计算结果也越精确。这一变化趋势表明，如果仅仅显式地处理平方拖曳力项，那么可以通过缩短时间步长来得到较为准确的结果。

进一步可以研究第二种弱耦合计算方法在准确性和计算效率之间的权衡关系，图 3-13 和图 3-14 分别比较了不同时间步长下，每个振动周期内 CPU 使用时间和与标准解相比的最大相对误差。

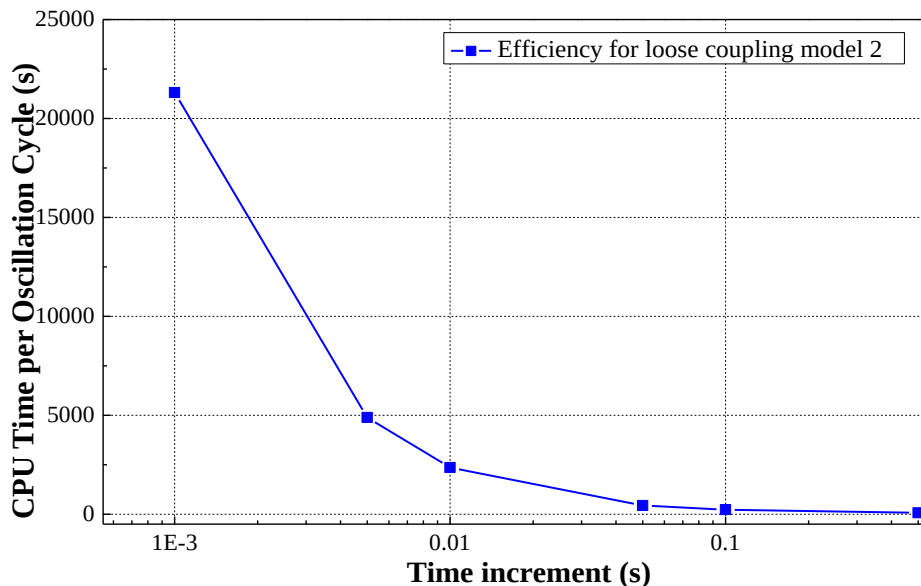


图 3-13 不同时间步长下第二种弱耦合方法 CPU 计算时间对比

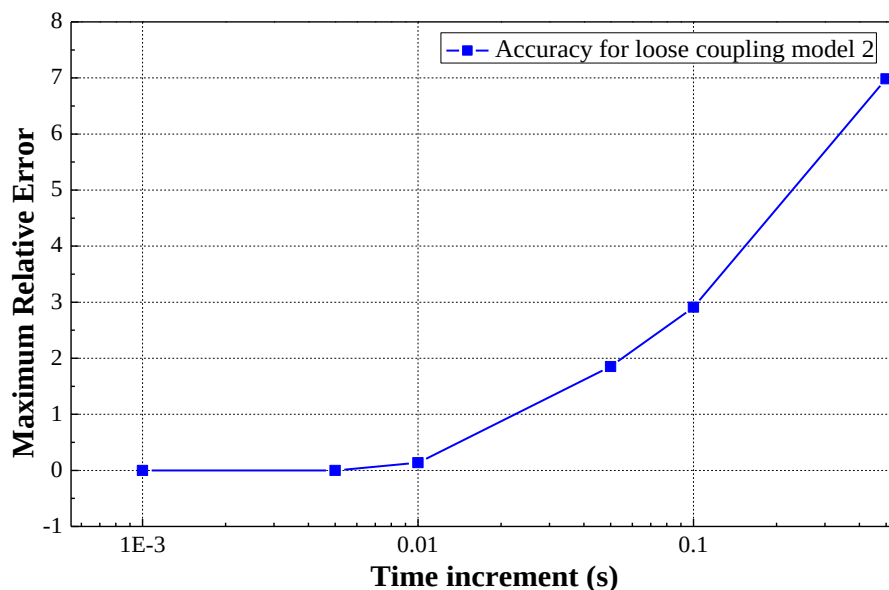


图 3-14 不同时间步长下第二种弱耦合方法计算响应与标准解的相对误差对比

从图 3-13，图 3-14 中可以看出，当时间步长为 0.01s 时，第二种弱耦合模型能够保证足够的计算准确性以及计算效率。当时间步长继续减小的时候，计算结果非常缓慢地趋近于标准解。这一趋势表明如果仅仅将平方相对阻力采用显式的方法处理，那么可以通过选择适当的时间步来保证计算结果的准确性。

3.5.2 细长柔性网衣结构水弹性响应计算

基于上一节中对不同耦合方法的验证以及互相比较得到的结论，这一小节将通过有限元计算进一步研究两种弱耦合方法预报实际网衣结构水弹性响应的适用性。

数值计算的网衣模型如图 3-15 所示，

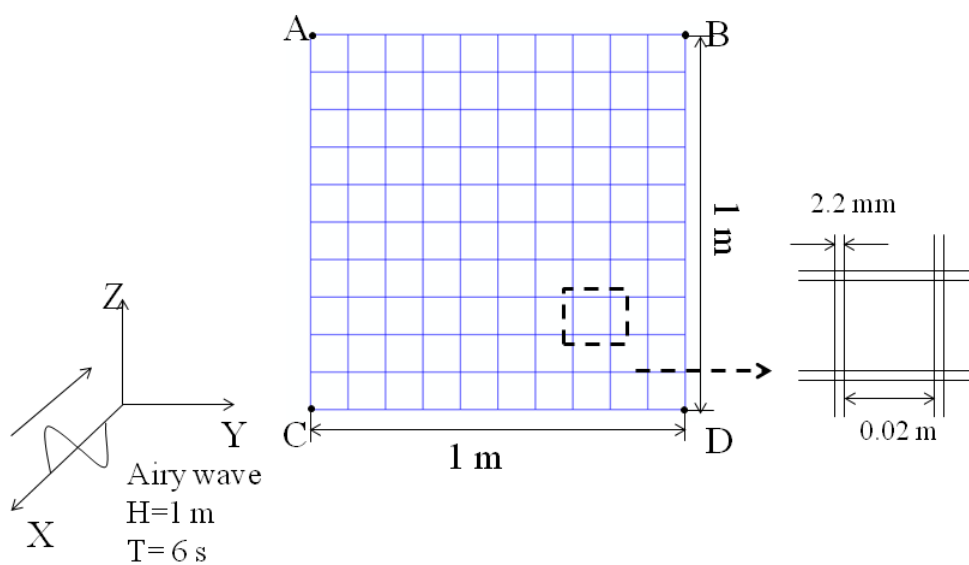


图 3-15 网衣结构在波浪下的示意图

上图中 $1m \times 1m$ 网衣结构由欧拉梁单元模拟，其 A,B,C,D 四个端点铰支约束。此外，波浪沿着 x 方向传播。相关的结构与波浪参数如表 3-3，表 3-4 所示。

表 3-3 结构参数

网衣直径 (m)	0.0022
网衣水动力直径 (m)	0.0022
网眼宽度 (m)	0.02
网衣长 (m)	1
网衣宽 (m)	1
密度 (kg/m^3)	1150
弹性模量 (MPa)	1000

表 3-4 波浪参数

波浪类型	线性波
波高 (m)	1
波浪周期 (s)	6
密度 (kg/m^3)	1030

在这里运用的考虑流体与结构相对运动的 Morison 水动力模型中，两个水动力系数 C_D 和 C_M 分别取做固定的 2.4 和 2。

1) 第一种弱耦合方法和强耦合方法计算柔性细长杆件响应结构的对比

首先，这一节中使用第一种弱耦合方法计算网衣结构的水弹性几何非线性响应。图3-16画出了 $\Delta t = 0.005s$ 时弱耦合算法得到的网衣上某一点 x 方向加速度结果，

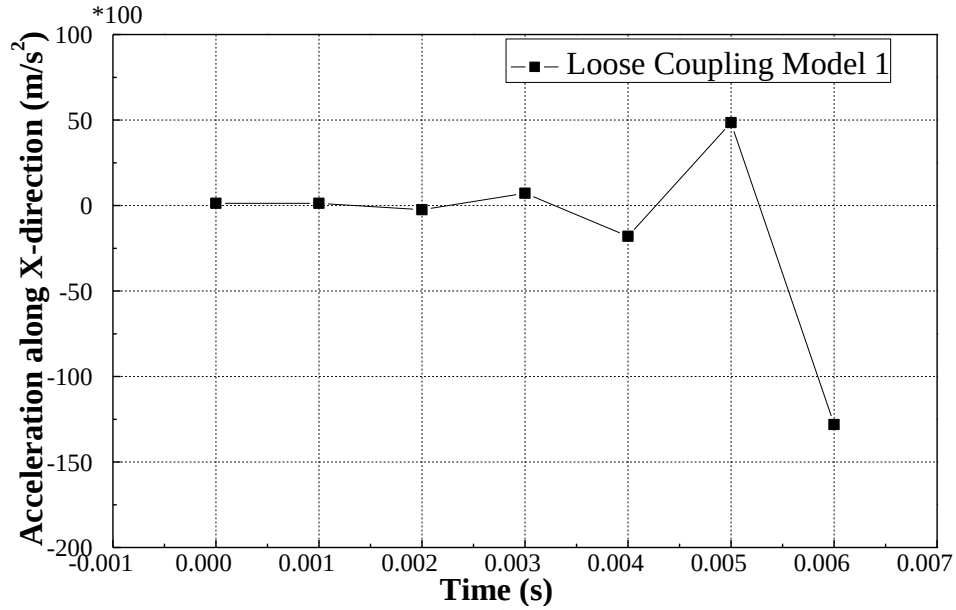


图 3-16 $\Delta t=0.005s$ 下第一种弱耦合方法计算的网衣某点处 X 方向加速度

从上图可以看出，即使时间步长取得很小，结构的加速度在很短的时间内即发散。这表明第一种弱耦合方法很容易导致数值的不稳定。因此，采用第一种弱耦合方法计算网衣水弹性响应并不合适。

2) 第二种弱耦合方法和强耦合方法计算柔性细长杆件响应结构的对比

随后，采用第二种弱耦合计算方法计算结构的水弹性响应。图3-17、3-18分别绘制了在 $\Delta t=0.005s$ 时第二种弱耦合算法和强耦合算法得到的网衣上某一点处x方向和z方向的位移响应结果。

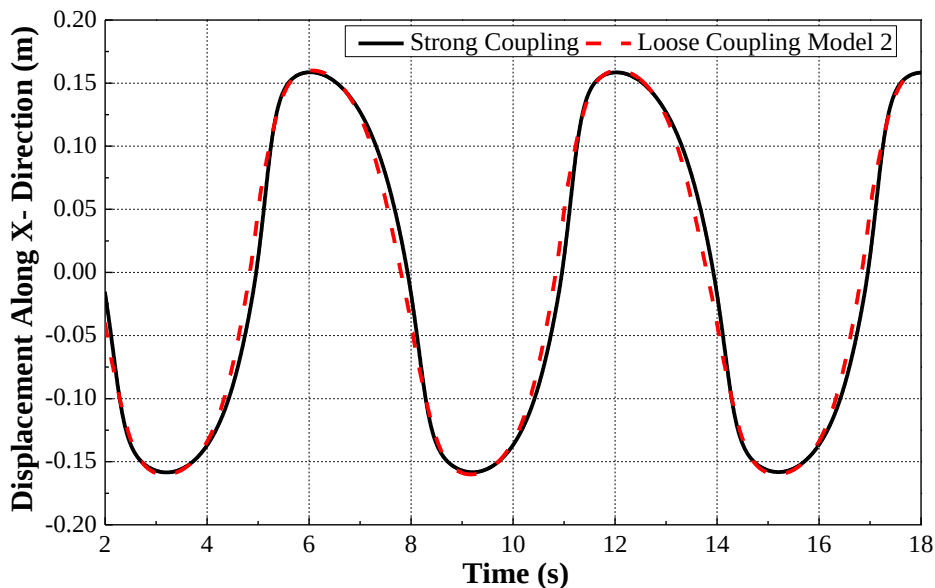


图 3-17 $\Delta t=0.005s$ 下第二种弱耦合方法和强耦合算法计算的网衣某点处 X 方向位移对比

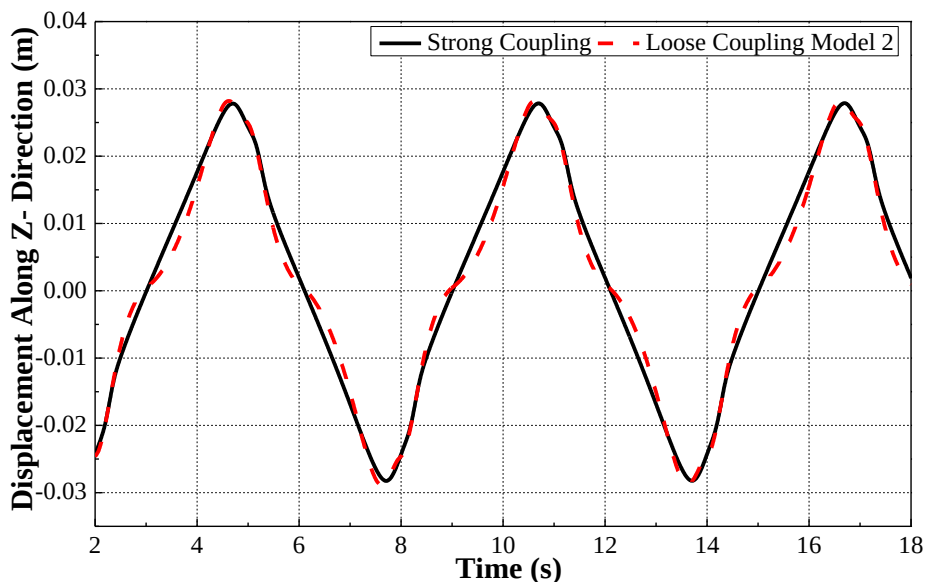


图 3-18 $\Delta t=0.005s$ 下第二种弱耦合方法和强耦合算法计算的网衣某点处 Z 方向位移对比

从以上的两幅图看出，在选定的时间步长下，用不同的算法计算出来的两个方向的响应结果吻合较好。类似于上一个悬臂梁结构的算例，可以发现选用第二种弱耦合方法，即仅显式地处理平方拖曳力项的方法，在合适的时间步长下，能够计算得到较为准确的响应结果。

3.6 本章小结

本章首先对于流固耦合数值计算方法进行介绍、并将不同的求解方法进行分类。在此基础上，针对将结构有限元与半经验性水动力模型联合求解的问题，将其求解问题的方法分为“强耦合”算法、将水动力载荷项均显式处理的“弱耦合”算法以及仅将水动力载荷中平方拖曳力项显式处理的“弱耦合”算法三类。

随后，基于动力响应计算中时间积分方法的谱半径大小，从理论上推导了运用弱耦合算法对数值计算的稳定性以及准确性产生的影响。通过几个简化后的单自由度线性系统在附加质量力下运动的数值算例，可以发现弱耦合算法会对传统的数值稳定性与准确性的判定准则

产生一定的影响，但是这种影响又和所选取的一些实际物理参数的大小密切相关的。

为了进一步研究弱耦合算法对求解细长柔性构件在流场中发生几何非线性响应适用性，针对深海网箱系统中的几个典型结构进行了一系列的数值实验。通过将弱耦合计算结果和标准解（强耦合计算结果）得到的响应的对比，可以得出一些有益的结论：

- 1) 首先，如果将附加质量力采用显式的计算，则很容易导致结构水弹性响应的无条件不稳定现象。因此，为了准确计算结构在附加质量力下的响应，需要在每一计算时刻将附加质量直接叠加在结构物本身的质量上。
- 2) 而另一方面，如果仅仅将平方拖曳力项采用显式方法计算，则数值计算结果的准确性可以通过减小时间步长来改进。这一结果表明，在未来运用半经验公式方法计算水弹性响应时，在合适的时间步长下，可以直接根据前一时刻的响应结果确定下一时刻的水动力载荷的大小，并计算得到较为准确的响应结果。这将有助于在水弹性计算中，将一些更为复杂的水动力模型简便地包含到现有的结构有限元动力响应计算程序中。

第四章 实尺度深海渔网结构响应预报

4.1 引言

深海网箱中的渔网结构和流场会产生非常复杂的非线性相互作用，比如：流速在网线附近的局部加速现象，遮蔽效应现象等现象。然而由于尺度效应以及不准确的水动力模型，目前带有缩尺比的水池模型实验和传统的水动力模型结合有限元计算方法很难准确地计算出实尺度的网衣在流场中的水弹性响应。为了解决这一问题，在本章中提出了一种全新的实验与数值计算混合预报方法。在这一方法中，首先将渔网分成若干个分段，对实尺度分段进行各种类型的强迫振荡实验，从而得到渔网分段水动力系数数据库。随后，基于有限元动力平衡方程的求解以及建立的水动力系数库，便可以迭代计算出网箱整体的水弹性响应。在本章中将针对一个实尺度的二维网衣在均匀流以及在顶部浮圈往复振荡下的水弹性响应进行研究，从而验证本文提出的方法的可靠性。

4.2 渔网水弹性计算基本参数定义

对于渔网结构来说，如 2.4 节所述，渔网的网线可以被视为圆柱体，其水动力系数（阻力系数 C_D 和惯性力系数 C_M ）分别和 KC 数、Re 数和相对粗糙度有关。进一步，对于一个给定的网衣，如果将网衣分段中网线的水动力系数用一个平均值来代替，那么这个平均的网线水动力系数将和网衣分段的 Re 数和 KC 数有关。在本节中，将具体介绍网衣分段的 Re 数与 KC 数的近似表达形式，以及与网衣变形有关的网衣有效面积缩减系数。

4.2.1 Re 数

当网衣结构和流场之间产生相对的匀速运动时，可以引入 Re 数来表征流场的特性，具体表述为，

$$Re = \frac{U_e D}{\nu} \quad (4-1)$$

上式中， U_e 和 D 分别表示有效的相对速度和网线的直径。对于如图 4-1 所示的均匀流下的网衣分段， α 表示的是均匀流下来流攻角，即来流方向和网衣分段在平衡状态下其法线方向间的角度。利用 Hoerner^[78]提出的流体横向载荷理论，外部流场可以划分为垂直和沿着网线两个方向。由于每个网线都是被假定为光滑无摩擦的，因此切向的水动力载荷可以忽略。因而，对于每个网衣分段来说，网衣变形后的法向流速 U_n 可以被视为是有效流速 U_e ，可以用 $U \cos(\alpha)$ 来表示。

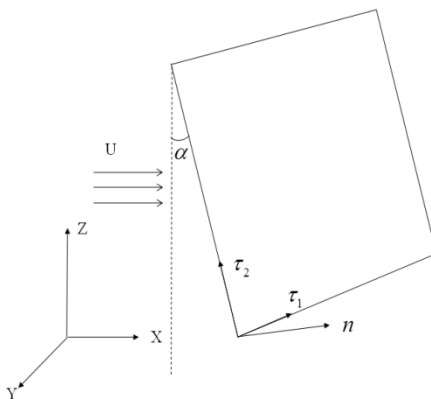


图 4-1 均匀流下网衣分段变形前后示意图

4.2.2 KC 数

当网衣结构在静水中进行往复的振荡时, KC 数可以定义为,

$$KC = \frac{2\pi A_e}{D} \quad (4-2)$$

其中 A_e 代表网衣分段的振动幅值, 在本章中将选取网衣分段顶部的振动幅值。当均匀流和顶部振动共同作用时, 每个网衣分段的平衡位置将偏离初始的位置。因此, 为了将这种偏离平衡位置的程度刻画出来, 需要将顶部网衣振动的幅值 A 用 $A\cos(\alpha)$ 代替。

4.2.3 网衣有效面积缩减系数

Klebert^[76]等人研究表明网箱的变形和其导致的体积缩减是威胁鱼类安全生活的主要原因之一。因此, 对于每一个二维网衣, 根据 Lader^[19]的定义研究网衣在垂直于来流方向的运动可以计算出网衣的有效投影面积系数, 具体过程如下。

在每一个网衣中选取四个参考节点 A, B, C, D, 如图 4-2 所示。

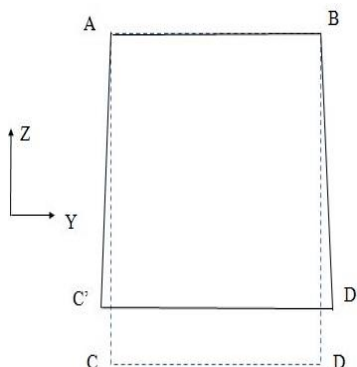


图 4-2 网衣微段变形前后示意图

未变形的网衣 ABCD 在 YOZ 平面内的投影面积为 A_1 , 而变形后的投影面积用 A_2 表示, 其大小可以用下式估算,

$$A_2 = \frac{z_A - z_{C'} + z_B - z_{D'}}{2} \times \frac{y_B - y_A + y_{D'} - y_{C'}}{2} \quad (4-3)$$

其中 z 和 y 分别表示变形后网衣分段上选定节点的坐标值。

将上述投影面积进行无因次化, 即能够得到有效面积缩减系数^[19],

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_1} \quad (4-4)$$

在本章中, 对于每一个网衣分段, 最大的变形 (即有效投影面积达到最小值) 定义为当一个分段的顶端和底端在 z -方向的距离达到最大的时候的变形。

4.3 实验数值混合方法原理

图 4-3 (a) 绘制了一个典型的深海养殖系统在流与波浪等环境载荷下的示意图。在海洋环境下, 渔网每个部分都会因为局部流场的不同而具有独特的水动力特性^[82]。为了准确预报网箱整体的水动力载荷, 研究者们提出了许多半经验的水动力模型如 Morison 公式^[2]以及薄膜模型^[77]。但是此类准确的数值计算仍需要对实尺度的渔网系统背后的水动力特性建立起一个全面的理解。

针对更准确的预报渔网系统水弹性响应的问题, 在本章中提出了一种全新的实验与数值结合的计算方法。在这一方法中, 考虑到渔网水动力特性在不同部分各不相同, 因而一个实尺度的网箱将会沿着纵向和轴向划分成若干个浮圈-网衣组成的分段系统, 同时假设每一个分段系统都具有一个独特的水动特性和水动力系数 (在下文中称为网线的平均阻力系数和惯性力系数)。这种方法主要可以划分为两个步骤, 首先如图 4-3 中较大的红色虚框所示, 通过对其中一个实尺度分段的试验研究, 可以建立起分段模型在不同实际工况下的数据库。随后, 基于实验得到的数据库, 可以通过一系列迭代计算得到实尺度渔网系统的水弹性响应, 如图 4-3 中黑色箭头包围的部分所示。

由于时间的原因,在本章中将暂时不考虑流场三维特性对渔网水动力的影响。然而这种影响可以在未来通过积累更多相关的实验数据,修改所调用的水动力系数库来实现。同时,考虑到任一形式的渔网均是由一个个独立的网衣片连接而成,因而这种实验数值混合方法可以适用于所有类型的网箱的水弹性计算。

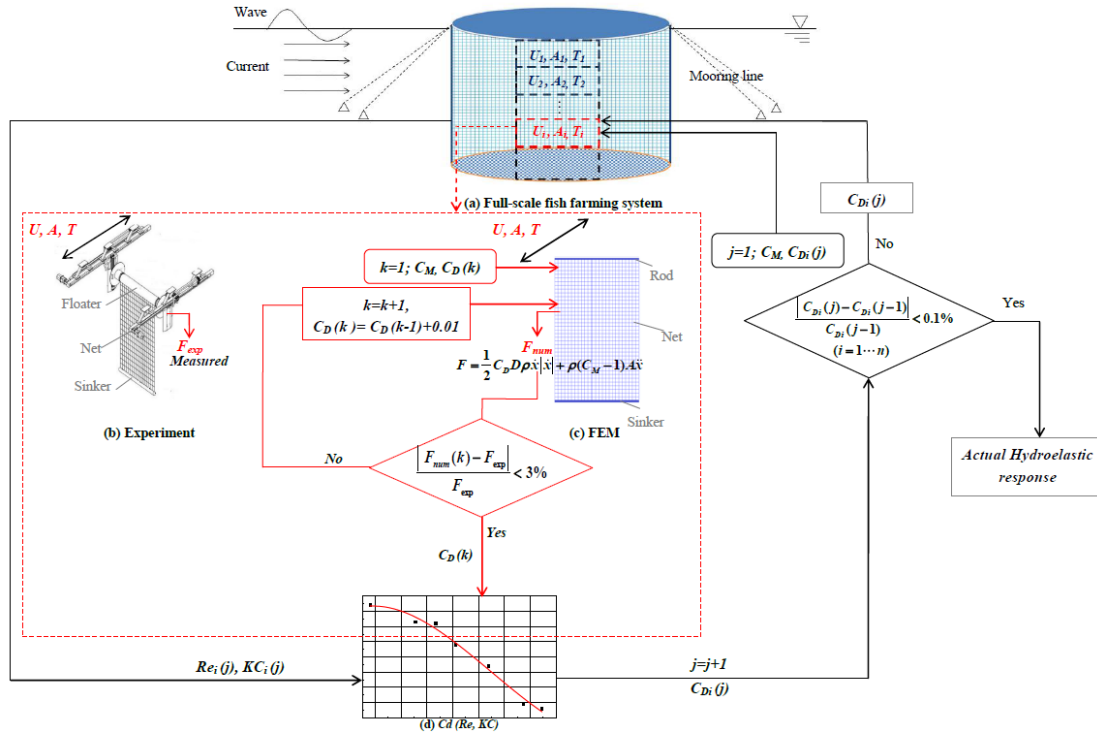


图 4-3 基于实验数值混合方法的实尺度网箱水弹性响应流程图

4.3.1 步骤一：水动力系数库的建立

如前文所述,图 4-3 (a) 中的网箱被划分成立若干个二维网衣分段。在所有的分段中,挑选出第 i 个分段(用红色的虚框包围起来)来进行随后的具体研究。

图 4-3 (b) [23] 的实验装置图中,选中的全浸没的网衣分段被悬挂于沉子下面,在其底部挂有重物。在对这个分段进行实验的过程中,通过伺服电机的作用,浮圈被强迫以不同的移动速度 U (用以模拟均匀流) 和不同的振动幅度 A 和周期 T 在静水中进行往复运动。通过用六分力仪测量网衣上所受到外力,便可以得到与渔网在不同的运动状态下的水动力 F_{exp} 。

此外,针对同样的一个网衣分段,将开展有限元计算,如图 4-3 (c) 所示。依据 Hoerner [78] 提出的假设,水动力可以被划分为平行于各个网线轴向和垂直于轴向的两个部分。同时由于在数值计算过程中假设网线是无摩擦的,因此沿轴向的水动力可以被忽略。而对于垂直方向的水动力,可以通过修正后的 Morison 公式进行计算每个单元上的垂直于轴线的水动力载荷 F_{num} 。由于实验中网衣在静水中振动(流速为 0),因此 Morison 公式可以表述为平方拖曳力和附加质量力两部分的线性叠加形式,即

$$F_{num} = \frac{1}{2} C_D D \rho |u|^2 + \rho (C_M - 1) A \ddot{x} \quad (4-5)$$

其中 C_M 和 C_D 分别是网线的惯性力系数和阻力系数, ρ 是流体的密度。 A 和 D 分别是网线的横截面积和直径。 u 和 $\ddot{x}$ 分别是网线运动的速度与加速度。根据第三章的结论,在本章渔网水弹性响应计算中把上式中附加质量力的影响通过修改渔网结构本身的质量来实现。

此外, Zhao [79] 等研究者发现在 KC 数很大时,阻力相比于惯性力占主导作用。因此,在本章的计算中,依据势流理论,网线的惯性力系数 C_M 设为定值 2。

为了确定下来每个工况下的每个网衣分段所具有的网线平均阻力系数,图 4-3 中绘制了一种迭代步骤。在这一个迭代步骤中,需要保证相邻两个迭代步当中,每个周期内的水动力载荷的数值计算值 F_{num} 和试验值 F_{exp} 的时均结果相对误差不大于 3%。考虑到由于遮蔽效应、 Re 数的差异等因素的影响,每个网衣分段的网线平均阻力系数会有所不同 [6]。因此,

有必要建立起网衣分段内平均阻力系数 C_D 和网衣与流场之间相对运动情况的函数关系。为了刻画不同工况下流场的特性，因此引入了 Re 和 KC 数分别描述均匀流与振荡流场，如前面 4.2 节所述。经过上述的实验数据的处理与分析，便能够建立起网衣分段内平均阻力系数 C_D 和不同的网衣分段的 Re 与 KC 数的函数关系，如图 4-3(d) 所示。

4.3.2 步骤二：网衣水弹性计算

在一个给定的海洋环境下，网衣被划分成了 n 个互相连接的分段。基于上一节中建立的水动力系数，整个网箱系统的水弹性响应可以通过迭代运算得到。

首先，依据势流理论，每个网衣分段的惯性力系数 C_M 设为定值 2。 n 个分段的阻力系数的初始值定义为 $C_{Di}(j)$ ($j=1, i=1..n$)。在初始计算时，整个系统被假定为以同样的速度进行运动，假设水动力系数在整个所研究的渔网中是一样的。同时初始时刻整个二维网衣的平均阻力系数根据网衣分段顶部（最靠近浮圈处的）的初始 Re 和 KC 数插值之前建立的水动力系数库来确定。随后，便能结合有限元动力响应的计算和修正后的 Morison 公式^[2]来确定出整个网衣的动力平衡情况。基于每一个动态响应计算步的动力平衡便可以确定每个网衣分段相关的无因次化参数： KC 和 Re 数。接下来，通过插值水动力系数库，即能确定下一个迭代步中每个网衣分段的网线平均阻力系数 $C_{Di}(j)$ ($i=1..n$)。如果相邻两个迭代步中，每个网衣分段的阻力系数的相对误差大于 0.1%，则说明水弹性响应和水动力载荷并没有一一对应。在这一情况下，需要继续将计算得到的响应作为确定水动力系数的输入条件、计算与水动力对应的响应，直到满足上述的收敛准则。通过以上步骤的计算，便能够确定下个网箱在水动力载荷作用下的结构整体响应以及 4.2 节所述的网衣有效面积缩减系数。

4.4 数值算例

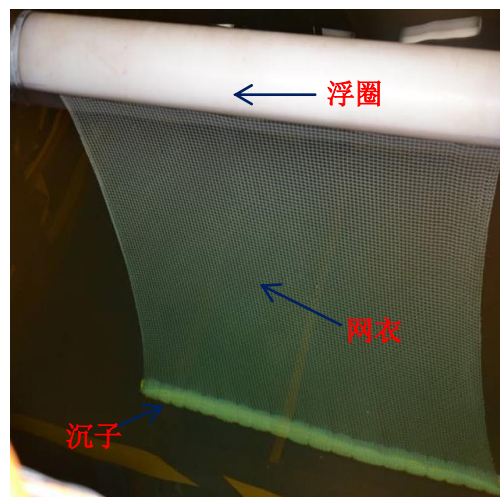
为了验证本文提出的方法的可靠性，本文选取一个包含 15m 长的二维网衣分段的浮筒-网衣系统进行水弹性研究。这个二维的网衣沿垂向被划分成了 5 个大小相同的分段。在随后的 4.4.1 节中将具体介绍网衣分段的水动力系数库的建立过程。而在 4.4.2 节中将在给定的均匀流和顶部浮筒振动形式的情况下，计算整个浮筒-网衣系统的水弹性响应。

4.4.1 水动力系数库的建立

图 4-4 (a) 中展示了网衣分段水动力性能研究的实验总布置图。整个实验是在上海船舶研究所的拖曳水池中进行的。该拖曳水池的尺寸为：长 192 m，宽 10 m，深 4.2 m。水池的两端分别安装有消浪装置。前文中所选取的浮圈-网衣分段系统的实验装置如图 4-4 (b) 所示，该分段系统和桂福坤^[80]所研究的实尺度重力式网箱有着相同的尺寸。



(a) 拖曳水池总体布置图



(b) 实尺度网衣分段

图 4-4 实验总布置与装置图

表 4-1 列出了所研究的实尺度浮圈-网衣分段的材料和几何特性。更为详细的实验介绍可以在文献^[23]中查阅得到。

表 4-1 网衣材料和几何特性

	参数	数量	单位
钢制挂杆	长度	2	m
	直径	0.03	m
	弹性模量	2.1×10^{11}	Pa
	密度	7850	kg/m ³
网衣	网线长度	0.02	m
	直径	0.0022	m
	网线的弹性模量	1×10^9	Pa
	密度	1150	kg/m ³
	长度	2	m
	深度	3	m
沉子	长度	2	m
	直径	0.0453	m
	弹性模量	2.1×10^{11}	Pa
	密度	7850	kg/m ³

随后，在有限元软件 ABAQUS^[75] 中建立起与试验模型相同的有限元模型。图 4-5 是二维网衣分段的有限元模型正视图。其中，位于网衣的上部的钢制的挂杆和底部的沉子分别用 Timoshenko 梁建立，而网衣则用 3 维桁架结构模拟。

为了提高有限元动态响应计算的计算效率，需要将实际的网衣模型进行简化，具体的简化过程在论文[81]中有详细的介绍。在本章的计算中，将用一个桁架单元等效 8 个网线，从而建立起等效的网衣模型。

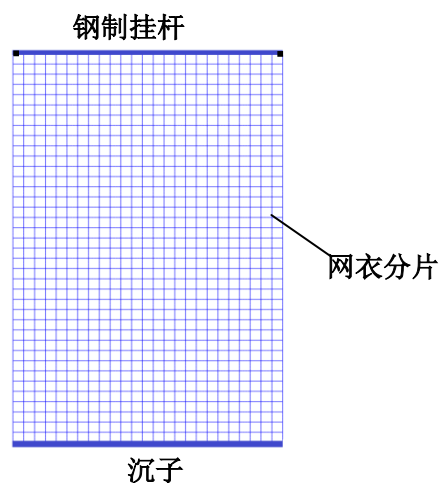


图 4-5 二维网衣分段数值模型

水池模型实验和有限元数值计算的工况共由三个部分组成：均匀流工况，顶部浮圈往复运动工况，如表 4-2 所示，

表 4-2 实验工况表

工况	流速 U (m/s)	振幅 A (m)	周期 T (s)
均匀流	0.2-1.2	/	/
浮圈往复振动	/	0.25, 0.75, 1.25	8.5, 11.5
均匀流与浮圈振动 共同作用	0.4	0.25, 0.75, 1.25	8.5, 11.5

基于 4.3 节中提到的迭代运算，可以得到网线平均阻力系数随着网衣分段的雷诺数 Re 和 KC 数变化的曲线。图 4-6 为根据实验估算得到的平均阻力系数 C_D 和均匀流下 Re 数的关系，

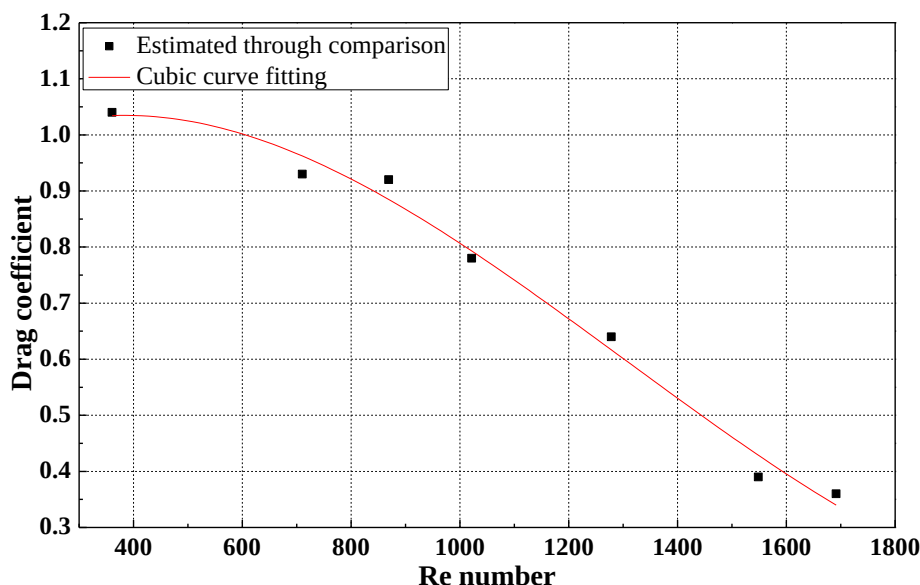
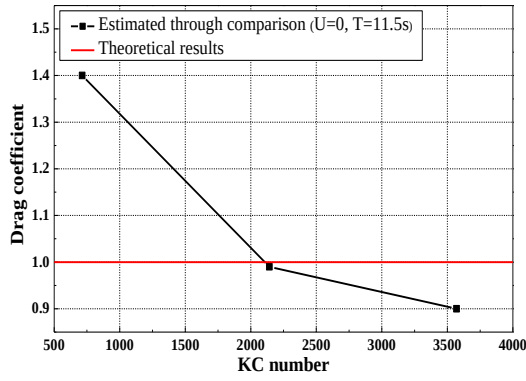


图 4-6 匀速运动时估算网线平均阻力系数随 Re 数变化情况

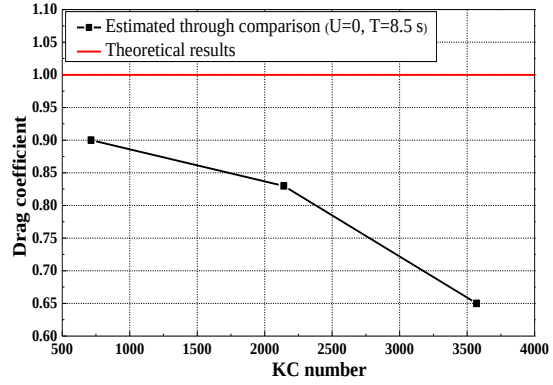
从上图可以看出，网衣分段的平均阻力系数随着流速的增加而逐渐较小，这可能是由于 Re 数和来流方向与网衣法线之间的夹角的增加而导致的^[3]。在这里用一个三次函数来建立平均阻力系数 C_D 和 Re 的函数关系式，

$$C_D = 0.9033 + 7.246 \cdot 10^{-4} Re - 3.976 \cdot 10^{-6} Re^2 + 7.871 \cdot 10^{-10} Re^3 \quad (4-6)$$

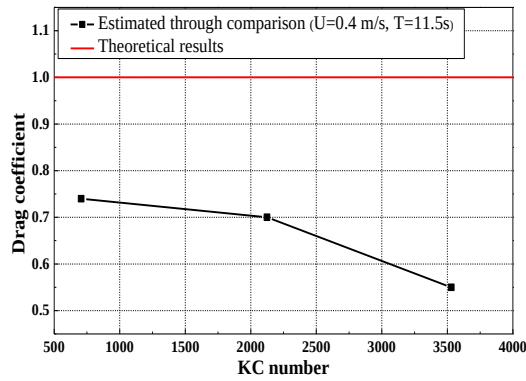
对于顶部浮圈振荡以及振荡与均匀流共同作用的工况，可以用上述类似的方法估算网线平均阻力系数和 KC 数之间的关系。与此同时，基于准定常假设与离散涡方法，Faltinsen^[2]给出了 KC 数趋于无限大时圆柱结构阻力系数的解析解。上述两种求解方法得到的结果对比于图 4-7 中。



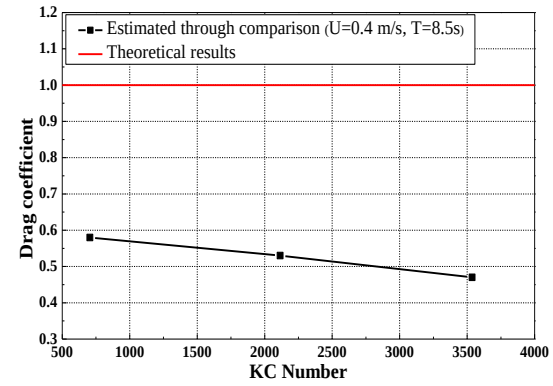
(a)U=0, T=11.5 s



(b)U=0, T=8.5 s



(c)U=0.4 m/s, T=11.5 s



(d)U=0.4 m/s, T=8.5 s

图 4-7 正弦振荡运动时网线平均阻力系数估算值和解析解随 KC 数变化情况

与理论求解得到的几乎保持固定不变的阻力系数相比，估计得到的系数随着 KC 数的增加而逐渐减小。产生这一差异的原因可能是在实验中研究的浮圈-渔网系统的一端是自由的，因此越大的振荡幅值会导致越大的来流攻角的变化。Balash^[3]研究发现，越大的来流攻角会导致越小的网线平均阻力系数。因此上图中随着 KC 数逐渐减小的变化规律是比较合理的。

与均匀流下情况类似的是，为了能够建立平均阻力系数和 KC 数之间确定的函数关系，选用二次函数拟合上述顶部振荡工况下的水动力系数估算值，

$$\begin{cases} C_D = 1.735 - 5.112 \cdot 10^{-4} KC + 7.846 \cdot 10^{-8} KC^2 & (U=0, T=11.5s) & (4-7) \\ C_D = 0.894 + 2.801 \cdot 10^{-5} KC - 2.697 \cdot 10^{-8} KC^2 & (U=0, T=8.5s) & (4-8) \\ C_D = 0.719 + 4.902 \cdot 10^{-5} KC - 2.697 \cdot 10^{-8} KC^2 & (U=0.4m/s, T=11.5s) & (4-9) \\ C_D = 0.601 - 2.801 \cdot 10^{-4} KC - 2.452 \cdot 10^{-9} KC^2 & (U=0.4m/s, T=8.5s) & (4-10) \end{cases}$$

由于渔网的直径非常的小，因此图 4-7 中的 KC 数比 Sarpkaya^[57]实验测量结果更大，近似于定常流的情况。但是为了区分均匀流与振荡工况，KC 数仍然是一个有必要引入的无因次参数。

综上，式 (4-6) 至式 (4-10) 便提供了不同 Re 与 KC 数下的网线平均阻力系数的函数关系，这一系列关系式的建立将有助于 4.4.2 小节中进行快速的迭代运算。

4.4.2 二维实尺度网衣水弹性响应计算

本小节中在有限元软件 ABAQUS^[75]中运用桁架单元建立了一个长 15m 的二维实尺度网衣，如图 4-8 所示。网衣所受到的水动力载荷用修正后的 Morison 公式来估算。网衣被划分成了 5 个网衣分段，从上到下依次编号为 1 到 5。首先，将对这个网衣在沿着 x-轴方向均匀流下的水弹性响应进行计算，均匀流的流速在 0.4 m/s 到 1.2 m/s 范围内变化。接下来，将研究二维网衣在顶部浮圈引起的往复振动作用下的水弹性响应。在下图中，渔网顶部的两个点 A 和 A' (在实验中，这两个点通过刚性的挂杆连接于浮筒的两端)。浮圈振荡的几个工

况的参数列于表 4-2 中。最后，将会对均匀流与顶部浮圈往复振动共同作用下的渔网的水弹性响应进行进一步的研究。

考虑到沉子的 Re 在亚临界范围内，同时 KC 数也是非常大的，因此根据 Sarpkaya^[57] 的研究，将在随后的计算中将设沉子的惯性力和阻力系数分别设为一个定值。在本文的数值计算中，沉子的惯性力和阻力系数分别设为 2 和 1.2。

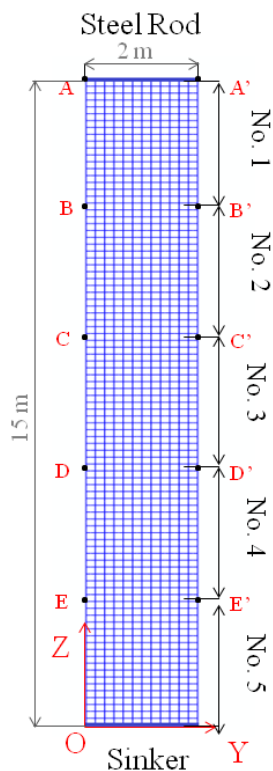


图 4-8 二维网衣正视图

(1) 实验数值混合方法验证

本文中提出的方法可以通过和一些基于准确方法的实尺度网衣响应预报结果或者是实尺度网衣的实测结果进行对比，从而来验证这种方法的可靠性。但是，目前现有的实测网箱往往都是精心设计的、并且带有许多复杂的附体结构^[82]。因此，在本章中将把本章提出的计算方法得到的响应结果和基于 2.4.2 节中介绍的 Aarsnes 等人提出的^[33]水动力模型计算结果进行对比。在运用 Aarsnes 提出的水动力模型时，同样经过 4.3.2 小结中提到的迭代计算，从而可以预报二维渔网结构的水弹性响应。通过将两种方法计算出来的响应结果进行对比（如图 4-9,图 4-10 所示），就能够验证本文提出的实验-数值计算混合预报方法的准确性。

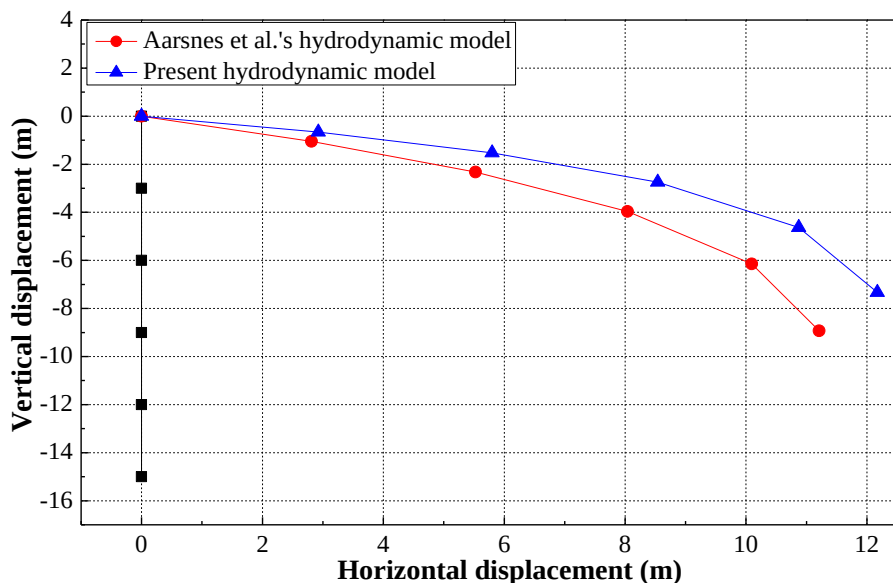


图 4-9 $U=0.8$ m/s 网衣变形侧视图
(黑色点划线为未变形网衣；红色和蓝色点划线为变形后网衣计算结果)

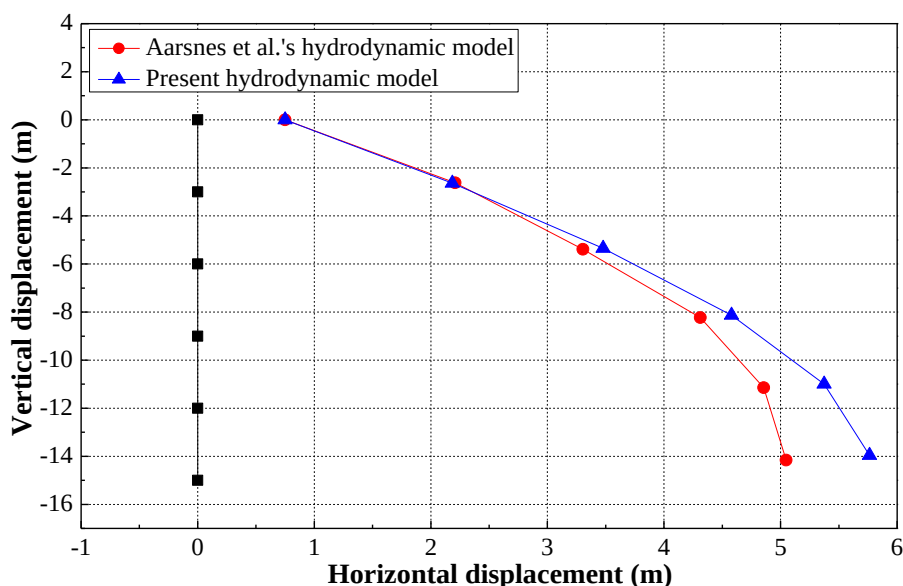


图 4-10 $U=0.4$ m/s, $T=8.5$ s, $A=0.75$ m 网衣变形侧视图
(黑色点划线为未变形网衣；红色和蓝色点划线为变形后网衣计算结果)

从以上两幅图变形结果的对比可以看出，基于混合计算方法计算的结果和基于 Aarsnes 提出的水动力公式计算的结果吻合较好，尤其在二维网衣的顶部。然而，混合计算方法预报的结果稍大一些，和 Aarsnes 的方法最大误差大约在 20% 以内。这一区别可能是由多种原因造成的，比如：在 Aarsnes 的方法中未考虑雷诺数对水动力特性的影响等。未来需要开展更为广泛的实验研究来探究产生差异的原因。除了这一误差之外，总体上来说本文提出的混合方法能够较为准确地预报渔网的水弹性响应。

(2) 均匀流工况

经过了本节中介绍的水弹性响应的迭代算法，图 4-11 绘制了流速在 0.4 m/s 到 1.2 m/s 范围内变化的均匀流下，网衣分段的阻力系数沿着网衣深度的分布结果。

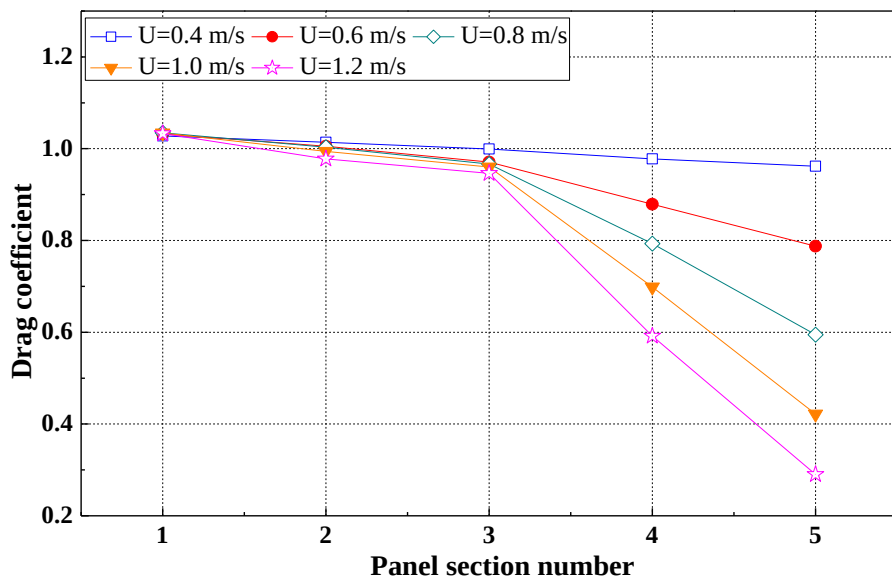


图 4-11 均匀流下二维网衣阻力系数随网衣深度分布的数值计算结果

从上图五个工况的阻力系数结果可以看出，系数的大小随着深度的增加而逐渐减小。结合图 4-6 可以发现，这一减小的趋势表明雷诺数 Re 随着网衣离自由表面距离的增加而逐渐增加。这一趋势表明在每一个流速下，底部网衣分段的来流攻角比顶部的偏小。进一步，可以从上图发现位于顶部的分段的阻力系数在不同工况下比较相似，而不同工况下同一个网衣的阻力系数会随着网衣深度的增加而趋于分散。

图 4-12 绘制了两个特定工况下渔网变形前后的侧视图，相应的各个工况下的有效面积减少系数沿网衣的分布绘制于图 4-13 中。

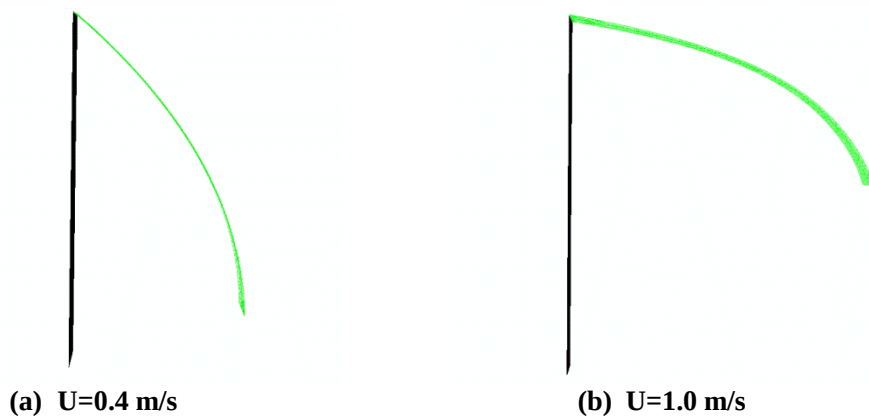


图 4-12 均匀流下二维网衣变形数值计算结果侧视图
(黑色为未变形前的网衣，绿色为变形后网衣)

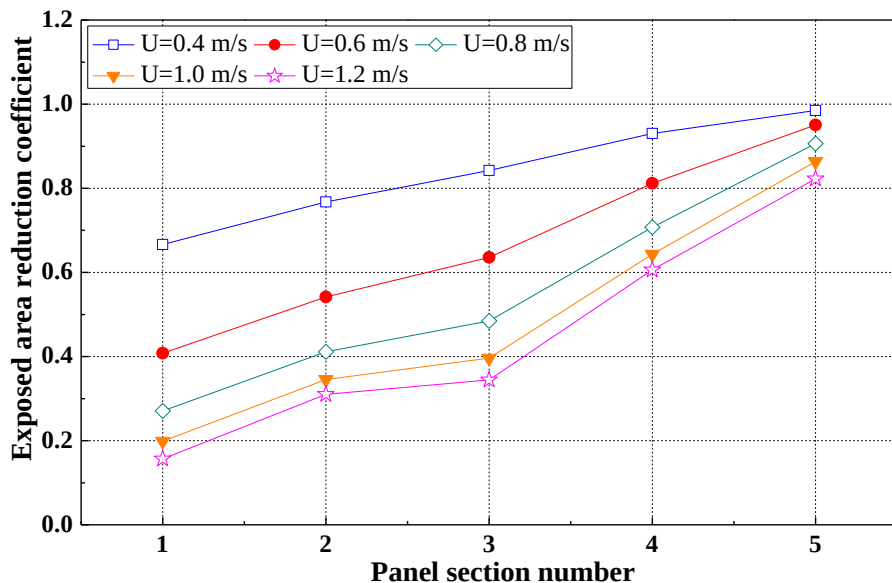


图 4-13 均匀流下二维网衣有效面积缩减系数随网衣深度分布的数值计算结果

图 4-12 中显示了渔网合理的变形结果。在两个选定的工况下，顶部的来流攻角均大于底部的分段。这一变形结果和前面基于图 4-11 中水动力系数分布的推测一致。这一阻力系数随来流攻角的变化情况和 Stekalova^[3]得出的结论相类似。进一步，通过比较图 4-12(a) 和图 4-12(b)，可以观察到网衣在越快的流速下被抬得越高。此外，如图 4-13 所示，网衣有效面积缩减系数和水动力系数的分布有着不同的规律：面积缩减系数在顶部反而较小。这一区别可能是由于越快流速会导致越大的水动力载荷，从而使网衣变形越明显。Lader^{[19][20]} 等也发现了类似的结论。此外，尽管网衣分段底部在不同流速下有着明显不同的水动力系数，但是图 4-13 中的变形结果却是相互类似。

(3) 浮圈往复振动工况

在网衣顶部位于浮圈内的两个节点 A 和 A' 被强迫振动的工况下，将选用图 4-8 所示的五个节点 A, B, C, D 和 E 来描述网衣分段 1 至 5 的 KC 数。随后，在迭代计算中，网衣每一个分段的阻力系数可以根据其 KC 数确定下来。四个选定工况下的阻力系数结果对比于图 4-14 中。

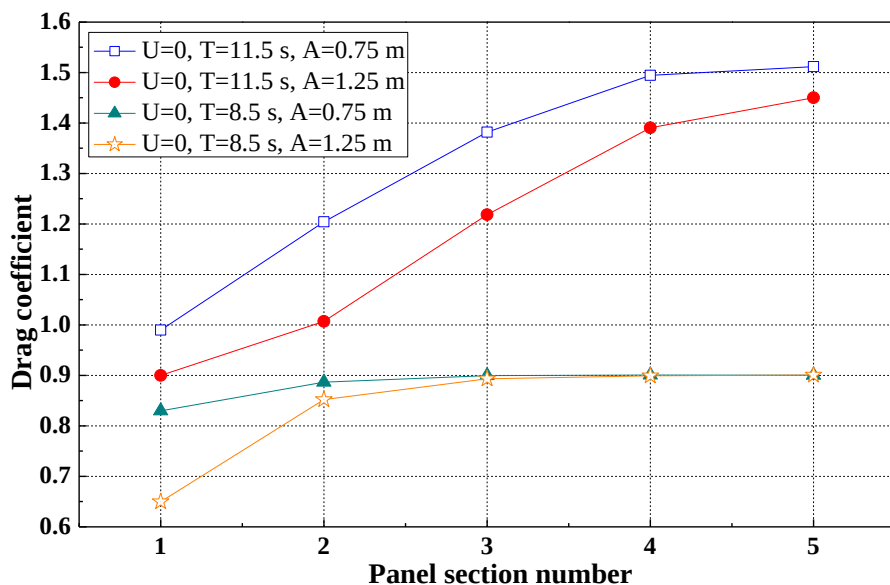


图 4-14 浮圈往复振动下二维网衣阻力系数随网衣深度分布的数值计算结果

和图 4-11 中均匀流的结果不同的是，在顶部浮圈往复振动下的网衣阻力系数随着水深

的增加而增加。当振动周期给定时，网衣顶部越大的振幅会导致产生越小的水动力系数。同时，当振动幅值给定时，越小的振动周期会产生越小的阻力系数。这些阻力系数随着振动幅值和周期的变化规律与 Liu 等人^[83]的实验结果相一致。

所选取的 A-E 节点在其中的一个工况下的 x-方向位移时历绘制于图 4-15 中，此外，图 4-16 对比了一个周期内渔网的变形情况。

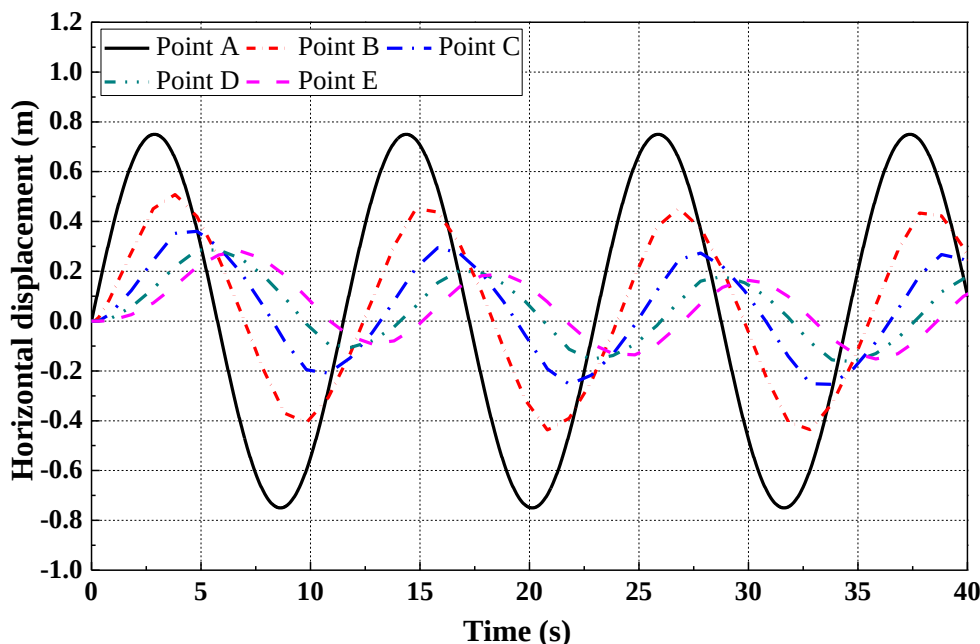


图 4-15 浮圈往复振动下二维网衣上 5 个节点在 x-方向的位移时历
($U=0$, $T=11.5$ s, $A=0.75$ m)

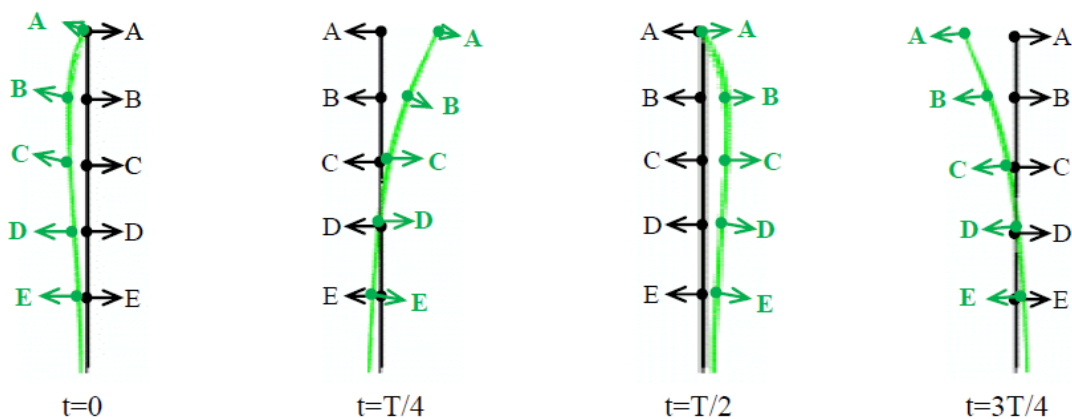


图 4-16 浮圈往复振动下一个周期内不同时刻二维网衣变形数值计算结果侧视图
(黑色为未变形前的网衣，绿色为变形后网衣) ($U=0$, $T=11.5$ s, $A=0.75$ m)

从图 4-15 可以看出，二维网衣的振荡幅值随着水深的增加而逐渐减小。另外，各个节点振动时历之间存在着非常明显的相位差。相位差的存在会导致每个网衣分段的面积达到最小值时的时刻各不相同，如图 4-16 所示。在一个顶部振动周期中，不同工况下每个网衣分段的最小有效面积缩减系数绘制于图 4-17 中。

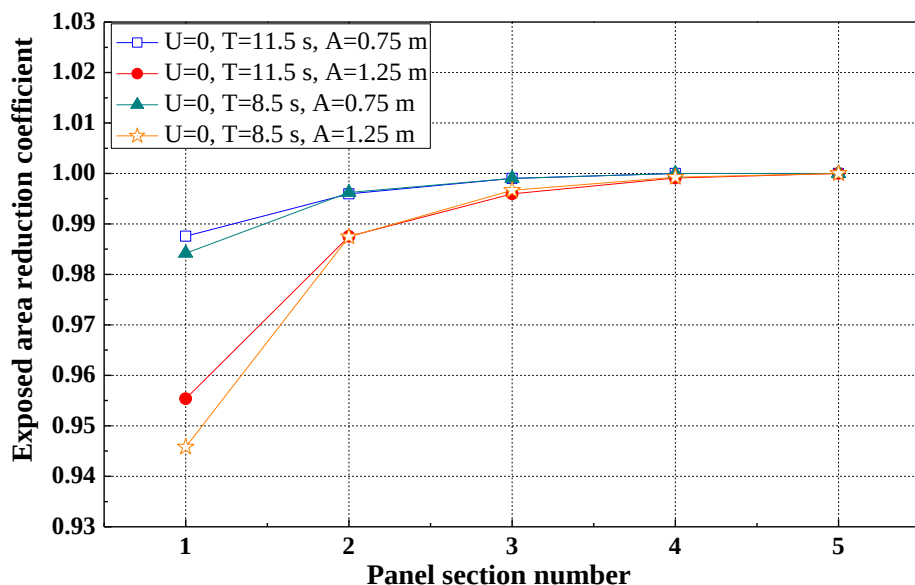


图 4-17 浮圈往复振动下二维网衣有效面积缩减系数随网衣深度分布的数值计算结果

从上面的曲线可以看出，当网衣深度增加时，网衣有效的投影面积衰减系数逐渐增加。尽管在靠近沉子处该系数在不同的振荡工况下差异不大，但是该系数在网衣顶部处的差异较为明显。这一区别可能是因为在顶部浮圈振动下，网衣顶部受到更大的水动力载荷^[19]，从而产生了更严重的变形。同时，和阻力系数的变化规律类似的是，更小的振荡周期和更大的振荡幅值导致了更小的渔网顶部处的有效面积缩减系数。

(4) 浮圈往复振动和均匀流共同作用工况

本节将考虑上述两个工况共同作用的情况。具体地，在本节中将把 0.4 m/s 的均匀流叠加到浮圈的往复运动之中。可以通过图 4-18 至图 4-20 观察到，在流与顶端振荡混合的工况下，阻力系数小于纯流或是单纯的顶端振荡情况时的结果。另外，和图 4-14 中顶部振荡工况类似的是，阻力系数随着水深的增加也是渐渐增大的。

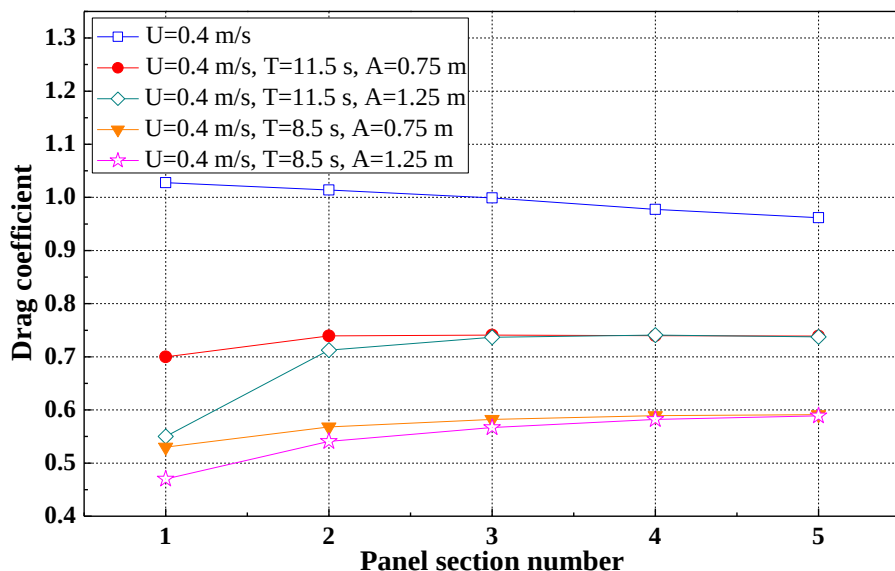


图 4-18 均匀流和共同作用下二维网衣阻力系数随网衣深度分布的数值计算对比

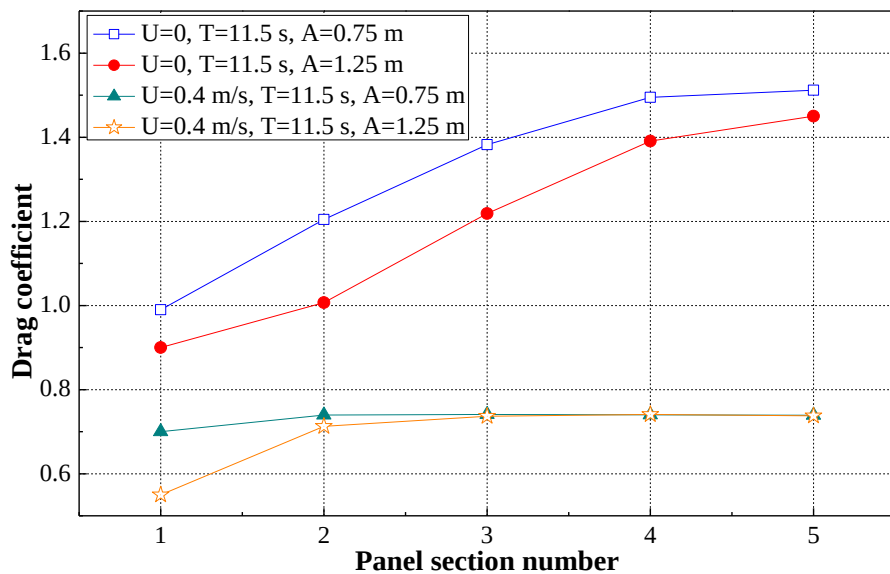


图 4-19 T=11.5s 时浮圈振动和共同作用下二维网衣阻力系数随网衣深度分布的数值计算对比

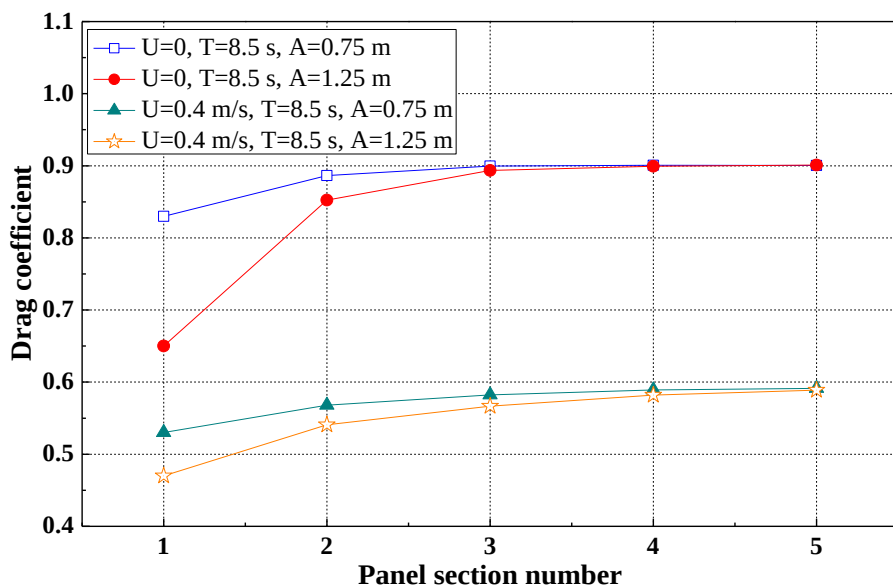


图 4-20 T=8.5s 时浮圈振动和共同作用下二维网衣阻力系数随网衣深度分布的数值计算对比

图 4-21 绘制了在共同作用工况下，5 个所选的监测节点 A-E 随着时间变化的 x 方向的位移时历。相应的一个振荡周期内的变形结果绘制于图 4-22 中。

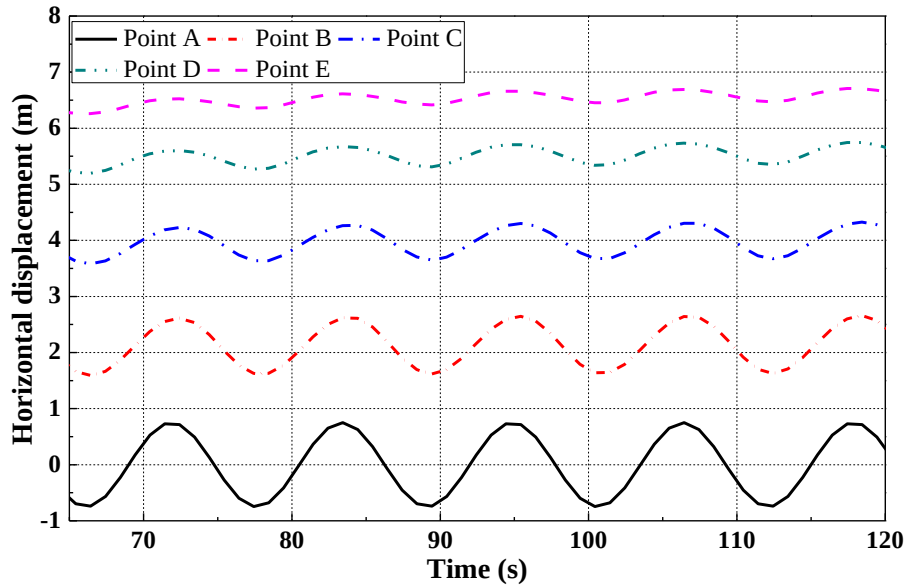


图 4-21 共同作用工况下二维网衣上 5 个节点在 x-方向的位移时历
($U=0.4 \text{ m/s}$, $T=11.5 \text{ s}$, $A=0.75 \text{ m}$)

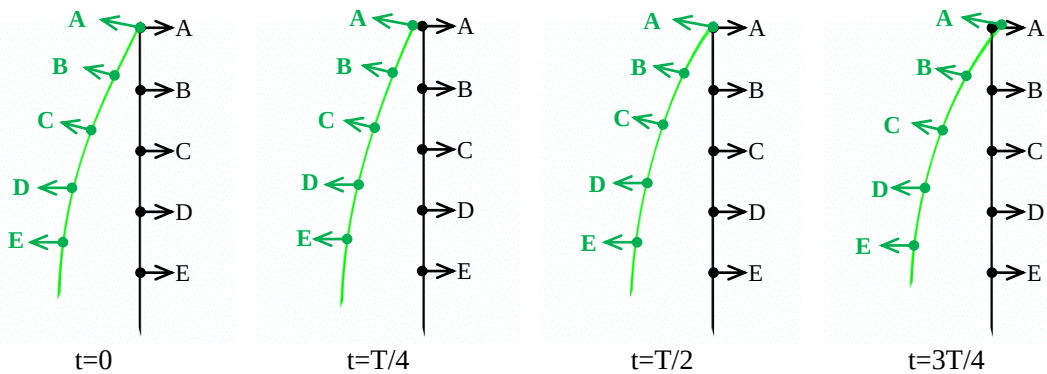


图 4-22 共同作用工况下一个周期内不同时刻二维网衣变形数值计算结果侧视图
(黑色为未变形前的网衣, 绿色为变形后网衣) ($U=0.4 \text{ m/s}$, $T=11.5 \text{ s}$, $A=0.75 \text{ m}$)

从图 4-21 中可以看出, 五个选取的节点围绕着不同的平衡位置进行往复的运动, 且振荡幅值随着水深的增加而衰减。从图 4-22 可以看出, 均匀流的引入导致了渔网底部的平衡位置偏离了初始值, 而且使渔网不同的节点几乎进行同步的运动。这些特性导致在流与顶部浮圈振荡共同作用下的网衣具有更小的垂直流向的有效投影面积。

图 4-23 至 4-25 画出了混合流场条件下的有效面积缩减系数和其他的均匀流或顶部浮圈振荡工况的对比。

从图 4-23 中可以发现, 共同作用工况下网衣有效面积减少系数沿网衣的分布规律和均匀流下非常类似, 这一变形规律和 Lader^[58]等人的研究结果类似。这一相似性表明均匀流是渔网变形的主要因素, 同时本文研究的流与浮圈振荡共同作用的工况也可以近似认为是一种准定常的工况。除此之外, 顶部浮圈越激烈的振动 (即越大的振动幅值和越高的振动频率) 会导致网衣投影面积减少。另外, 可以通过对比图 4-19, 4-20, 4-24, 4-25 可以观察到, 网线平均阻力系数和有效投影面积缩减系数的变化在共同作用工况下有着和纯振荡的工况相似的变化规律。

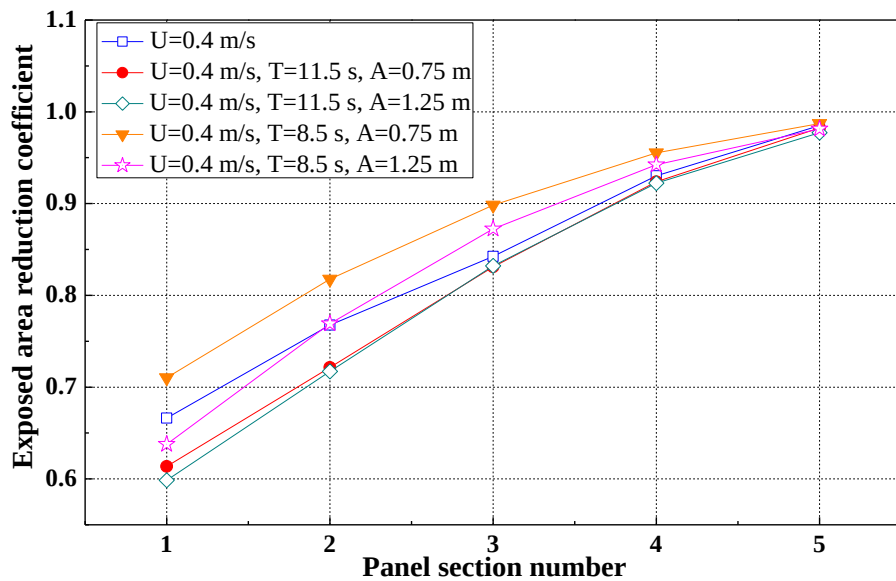


图 4-23 均匀流和共同作用下二维网衣有效面积缩减系数随网衣深度分布的数值计算对比

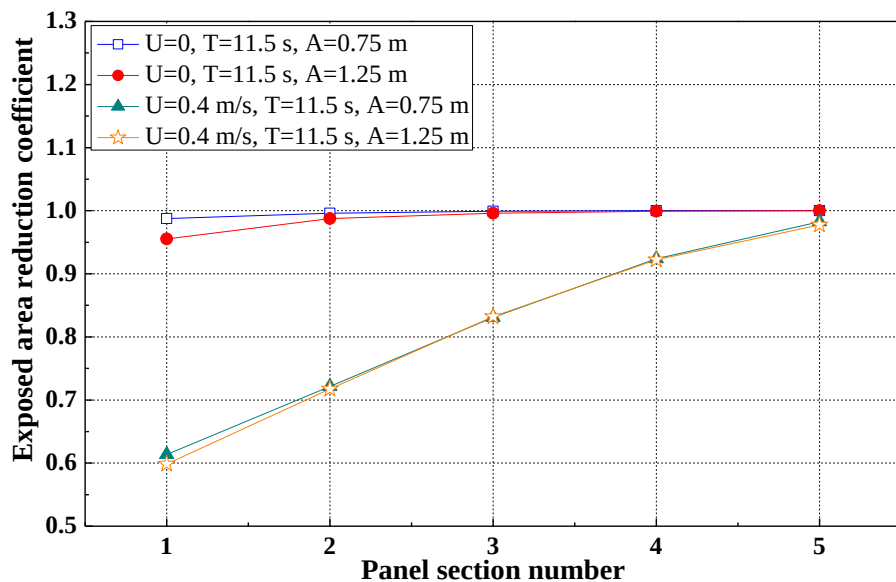


图 4-24 $T=11.5s$ 时浮圈振动和共同作用下二维网衣有效面积缩减系数随网衣深度分布的数值计算对比

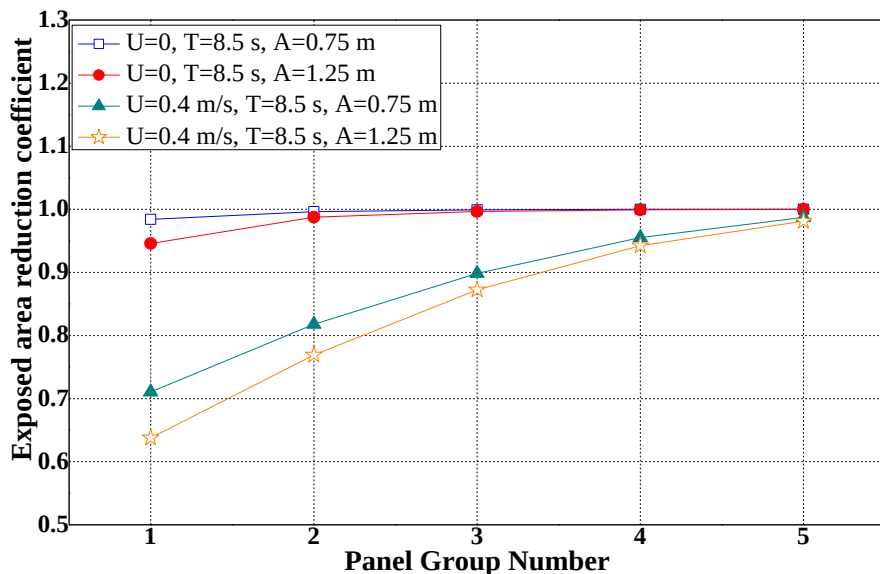


图 4-25 $T=8.5s$ 时浮圈振动和共同作用下二维网衣有效面积缩减系数随网衣深度分布的数值计算对比

4.5 本章小结

在本章中，为了更准确地预报实尺度浮圈-网衣系统的水弹性响应，提出了一种新的实验-数值计算混合预报方法。在计算过程中，首先需要将整个渔网从上到下划分为若干个分段，并且在所有真实海况中渔网和流场之间可能的相对运动形式下建立起针对整个实尺度网衣分段模型的水动力系数。这一水动力系数库是根据实尺度网衣分段的强迫振荡实验处理分析后建立起来的。随后，将建立好的水动力载荷数据库作为有限元计算的输入条件，便可以迭代计算出实尺度浮圈-网衣系统在实际海况下的水弹性响应。经过将响应预报结果和现有的相关论文的结果进行对比，可以发现，这种新的混合预报方法能够计算得到结构的合理变形。尽管在本文当中这一预报方法只研究了二维浮圈-网衣系统在给定激励（均匀流，顶端强正弦振荡以及均匀流与正弦振动混合工况）下的水弹性响应，但是未来也可以进一步尝试将这种方法运用于在更加复杂的海况下的动力响应预报，如斜向来流等情况下的实尺度网箱系统的水弹性响应研究中。

第五章 实尺度柔性立管涡激振动结构响应预报

5.1 引言

柔性立管涡激振动时往往需要考虑各种非线性因素的影响，如轴向张力的变化、立管-泥土耦合作用等。现有的基于能量平衡迭代的频域预报方法很难将这些非线性因素考虑进去，因而有必要发展考虑各种非线性因素的时域预报方法。

在本章中将提出一种可以考虑多种非线性因素的时域预报方法。通过时域预报结果与实验结果的对比，可以看出可以考虑非线性因素的多频时域预报方法能够预报处较为准确的结果，从而突出发展时域预报理论的重要意义。

5.2 基本假设

- 1) 柔性立管可以等效为两端简支受张力的欧拉梁；
- 2) 柔性立管涡激振动的变形为小变形，因而可以将结构响应表示为各阶模态响应的线性叠加；
- 3) 假定各个节点处升力系数的大小由该点处的激励频率以及位移幅值决定。

5.3 时域预报方法概述

假设某一柔性立管位于总体坐标系 $o-xyz$ 的 $x-y$ 平面内，在立管模型上任取一单元，该单元的局部坐标系为 $\bar{o}-\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ ，如图 5-1 所示，单元局部坐标系的 $\bar{x}-\bar{y}$ 面与总体坐标系的 $x-y$ 平行，局部坐标系的 $\bar{x}-\bar{z}$ 面与总体坐标系的 $x-y$ 垂直。柔性立管处于流场中，立管各单元上的来流方向均位于局部坐标系的 $\bar{x}-\bar{y}$ 内，垂直于单元的轴线，即局部坐标系的 $\bar{x}$ 轴。在流场的作用下，立管的各节点将在局部坐标系的 $\bar{x}-\bar{y}$ 面和 $\bar{x}-\bar{z}$ 面内发生振动，即涡激振动（VIV），其中 $\bar{x}-\bar{y}$ 面为顺流面（IL）， $\bar{x}-\bar{z}$ 面为垂直于来流的面（CF）。本章的时域预报程序仅考虑了在不同流场条件下立管在垂直于来流面（CF）方向的运动。

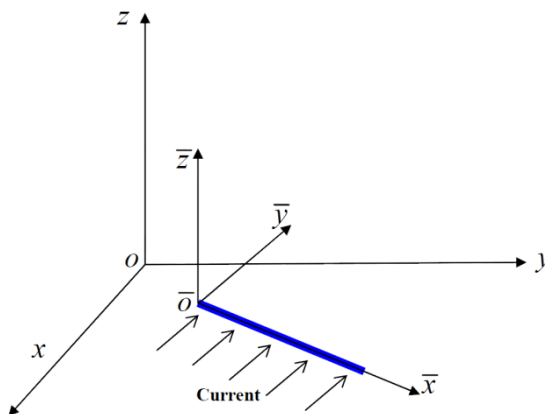


图 5-1 立管在流场下的示意图

由于立管在水中发生涡激振动时，经常会有不止一种模态的振动被激发，因此需要考虑不同阶模态对水动力阻尼、水动力载荷的共同影响。

将立管离散成 n 个节点后，类似于 2.3.3 中的平衡方程式(2-28)，立管结构的动态控制方程可以表示为，

$$[M_s + M_a]\{\ddot{x}_i\} + [C_s + \sum_{j=1}^r C_{wij}]\{\dot{x}_i\} + [K_s + K_T]\{x_i\} = \{F_{Li}(C_{Li}, \dot{x}_i)\} \quad i=1,2,K,n \quad (5-1)$$

上式中 $[M_s]$ 为立管单元的质量矩阵， $[M_a]$ 为该单元的附加质量矩阵。 $[C_s]$ 为结构阻尼矩阵， $[K_s]$ 为梁的小变形拉伸、弯曲刚度矩阵， $[K_T]$ 为张力引起的刚度矩阵。 r 代表梁振动时被激发的模态阶数。相应的 $[C_{wij}]$ 为第 i 个节点第 j 阶模态对应的水动力阻尼矩阵， C_{Li} 与 F_{Li} 分别是第 i 个节点升力系数以及对应的升力。 x_i ， $\dot{x}_i$ ， $\ddot{x}_i$ 分别代表第 i 个节点运动的响应（位移，速度，加速度）。上述单元质量矩阵 $[M_s]$ ，梁小变形拉伸、弯曲产生的刚度矩阵 $[K_s]$ ，张力引起的刚度矩阵 $[K_T]$ 、结构阻尼矩阵 $[C_s]$ 以及响应与载荷的表达形式如本文 2.3 节所示。

在求解立管涡激振动响应时，立管的附加质量的分布、所受的升力、阻力的大小又与立管的振动响应有关，因而需要通过迭代计算保证立管的响应与所受的载荷一一对应。本文采用的立管涡激振动响应时域预报的迭代流程图如下图所示，

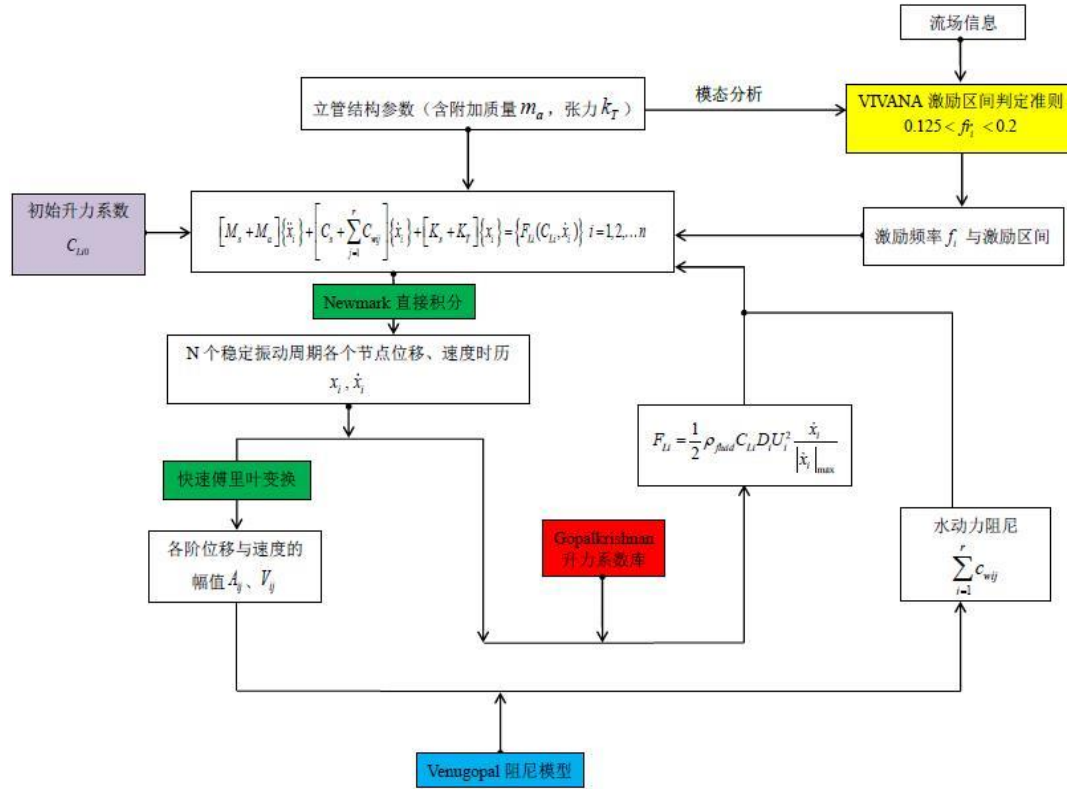


图 5-2 立管涡激振动多频响应时域预报的迭代流程图

上述运算直到相邻两个迭代步中立管各个节点处无因次响应幅值小于 30% 停止。

上图所示的时域预报主要可以划分为以下几个主要步骤：

- 1) 边界条件和初始条件：**对所研究的立管结构添加合适的约束条件和计算的初始条件。
- 2) 激励频率与激励区间的判定：**在本章的预报流程中，立管各节点处的附加质量系数暂时根据 Shear7^[46]的假设为定值 1（故可以通过直接修改结构密度来考虑附加质量对结构的影响）。在此基础上，根据 VIVANA^[52]激励区间的判定准则确定激励区间以及被激励的频率。运用 Shear7^[46]中模态激励区域不叠加的假设，保证每个节点 i 处仅有单一激励频率 f_i 。
- 3) 振动响应的计算与分解：**运用 Newmark 差分方法计算立管的响应。提取 N 个稳定振动周期内的速度时历 $\dot{x}_i$ 以及位移与速度的幅值 $|x_i|_{max}$ 与 $|\dot{x}_i|_{max}$ 。同时，运用快速傅里叶变化，

得到各阶激励频率下立管位移与速度的幅值 A_{ij} 与 V_{ij} 。

4) 水动力阻尼的计算: 读取 Venugopal^[84]的水动力阻尼模型, 根据前一迭代步中 N 个稳定振动周期中各阶振动的位移与速度的幅值 A_{ij} 与 V_{ij} , 确定下一迭代步中各阶水动力阻尼的大小。

5) 升力的计算: 读取 VIVANA^[52]的升力模型。根据前一迭代步中 N 个稳定振动周期中位移幅值 $|x_i|_{\max}$ 与激励频率 f_i 确定下一迭代步中升力系数。同时利用速度时历 $\dot{x}_i$ 以及其幅值 $|\dot{x}_i|_{\max}$, 确定升力的相位。

6) 轴向张力的变化: 根据立管各个节点的位移, 实时计算出对应的张力的变化。通过改变结构的刚度矩阵, 计算张力的变化对结构响应的影响。

5.3.1 边界条件与初始条件

由于 2.2 节中介绍的结构总体刚度矩阵没有去除刚体运动的影响, 这会导致刚度矩阵奇异, 因此在矩阵运算前需要添加适当的边界条件。对于本章所研究的两端受张力的立管, 其两个固定端分别为简支的形式: 在一个固定端约束三个方向的线位移, 而在另一个固定端仅约束两个方向的横向位移。在本文编写的时域预报程序中, 通过将被约束位移对应的行和列从总刚度矩阵、阻尼矩阵、质量矩阵中划去, 实现了前述边界条件的添加。

初始条件方面, 假定在动力计算的初始时刻, 立管各个节点运动的位移、速度、加速度均为零。

5.3.2 激励频率与激励区间的判定

Golpakrishnan^[34]通过横向强迫振荡实验得到了升力系数为 0 的范围, 如图 5-3 所示。在这一区间中流体与结构能量不发生交换的范围, 即可以近似对应立管在自激振动时的锁定状态。

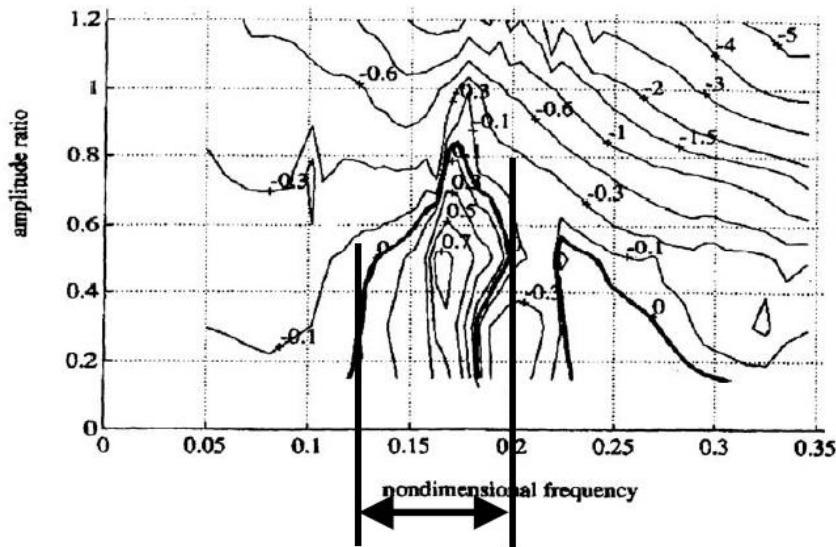


图 5-3 Golpakrishnan 升力系数云图 (实线为升力系数为 0 的区域)^[52]

基于以上实验结果, VIVANA^[52]中选用的激励区间的判定准则表示为,

$$fr_{\min} \leq fr_i \leq fr_{\max} \quad (5-2)$$

其中 fr_i 代表第 i 个节点无因次频率, 可以表示为,

$$fr_i = \frac{D_i}{U_i} f_i = \frac{\omega_i D_i}{2\pi U_i} \quad (5-3)$$

其中 D_i, U_i 分别是立管节点 i 处的直径与周围流场的流速, ω_i 表示第 i 个节点处结构的固有圆频率。

根据 Golpakrishnan 的曲线可以确定, $fr_{\min} = 0.125$, $fr_{\max} = 0.2$ 。但是 Golpakrishnan 的实验对应的 Re 数约为 10^4 , St 数为 0.19。而实际的试验中, Re 可能会和强迫振荡实验的 Re

并不相同，从而导致泄涡频率会有所差异，如下图 St 数随 Re 数的变化关系所示，

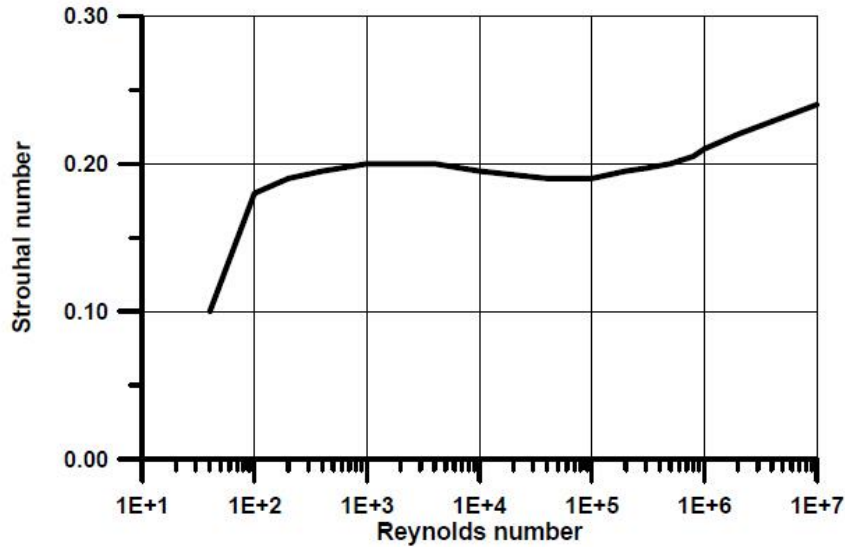


图 5-4 St 数与 Re 数的关系曲线^[52]

针对这一问题，本时域预报程序中运用了同 VIVANA^[52]中采用的修正方法，将实际立管的无因次振动频率转换到强迫振荡实验对应的无因次振动频率。

假设 Golpakrishnan 强迫振荡实验中，流速为 U 、立管直径为 D 、立管振动频率为 f_{osc} 、无因次振动频率为 fr 、斯托哈尔数为 St ；而相应地一般情况下立管发生涡激振动时，流速为 U^* 、立管直径为 D^* 、立管振动频率为 f_{osc}^* 、无因次振动频率为 fr^* 、斯托哈尔数为 St^* 。则强迫振荡实验和一般情况下立管的泄涡频率可以表示为，

$$f_v = \frac{StU}{D} \quad (5-4)$$

$$f_v^* = \frac{St^*U^*}{D^*} \quad (5-5)$$

不同实验工况下，需要保证下式成立，即

$$\frac{f_v}{f_{osc}} = \frac{f_v^*}{f_{osc}^*} \quad (5-6)$$

将式(5-3)-(5-5)代入式 (5-6)、(5-7)，便可以将实际立管的无因次频率 fr^* 换算成强迫振荡实验下的 fr 。

$$fr = \frac{Stgfr^*}{St^*} \quad (5-7)$$

此外，当立管发生多频振动时，Bourguet 等人发现在每一个局部区域振动频率唯一^[85]。因此，在本章的时域预报程序中，当同一个节点处存在多个潜在的激励频率时，基于 Shear7 模态激励区域不叠加的假设，在此段单元内，不同阶激发模态区间同时以相同节点数后退，直到不同激发区间不再重叠，如下图所示，

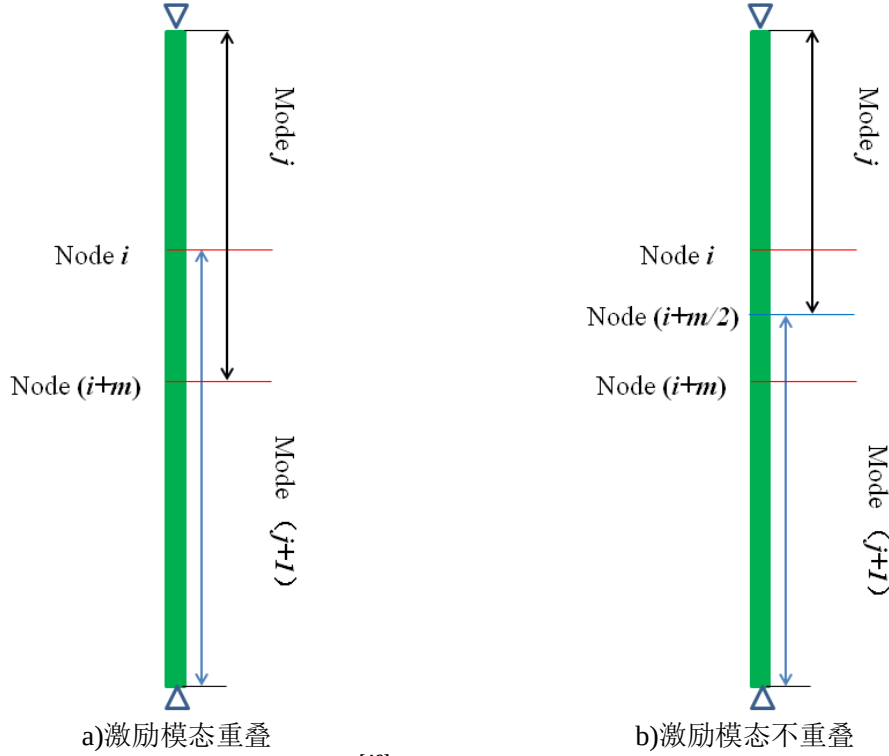


图 5-5 Shear7^[46] 模态激励区域不叠加假设示意图

5.3.3 振动载荷、响应的计算与分解

在计算结构动力响应时，需要选取合适的差分方法计算式(5-1)所示的线性方程组。在本章中，选用了第二章中介绍的求解线性结构响应时能够保证无条件稳定的匀加速 Newmark 时间积分法。

假设立管单元振动时，节点 i 的位移 x_i ，速度 $\dot{x}_i$ 的时历可以表示为以第 j 阶固有频率 f_{ij} 为振动频率的正弦运动的线性叠加，即

$$x_i = \sum_{j=1}^r A_{ij} \sin(2\pi f_{ij} t + \varphi_{ij}) \quad (5-8)$$

$$\dot{x}_i = \sum_{j=1}^r 2\pi f_{ij} A_{ij} \cos(2\pi f_{ij} t + \varphi_{ij}) = \sum_{j=1}^r V_{ij} \cos(2\pi f_{ij} t + \varphi_{ij}) \quad (5-9)$$

其中， A_{ij} ， V_{ij} 分别表示立管节点 i 第 j 阶振动的位移与速度的幅值， φ_{ij} 为位移的初始相位角。在时域预报程序中，各阶振动频率下位移与速度的幅值信息均可以通过快速傅里叶变换（FFT 变换）得到。

5.3.4 水动力阻尼的计算

Venugopal^[84] 基于模型实验与理论推导提出了立管单位长度下各个激励频率对应的阻尼的半经验表达式，其正确性已通过和大量的 Re 数在 10^3 到 10^6 范围内柔性立管在均匀流与剪切流下的模型试验所验证。Venugopal 提出的表达式主要可以分为低约化速度与高约化速度区域的两种阻尼模型。

在低约化速度区域，

$$c = c_{sw} + c_{rl} \rho D V \quad (5-10)$$

其中， V 表示流速， c_{sw} 表示静水力阻尼，可以表示为

$$c_{sw} = \frac{w\pi\rho D^2}{2} \left[\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{Re_w}} + c_{sw} \left(\frac{A}{D} \right)^2 \right] \quad (5-11)$$

在上式中, w 为振荡圆频率, 单位为 rad/s , $Re_w = wD^2 / \nu$; c_{sw} 表示静水阻尼因子, 取为 0.2。

与此同时, $c_{rh}\rho DV$ 体现了流速的影响贡献的阻尼, 其中 c_{rh} 一般取 0.18。

而在高约化速度区域,

$$c = c_{rh}\rho V^2 / w \quad (5-12)$$

其中, c_{rh} 取为 0.2。

可以发现, 上述的阻尼模型和振动的频率有关。若根据前一步的迭代得到了第 j 阶振动的响应, 即能确定该阶模态的水动力阻尼沿立管的轴向分布后 $c_w(x)$, 建立水动力阻尼组成的阻尼矩阵 $[C_{wj}]$, 在矩阵左右各乘以各阶的固有振型矩阵 $[\varphi_j]$, 可以得到各阶模态的水动力阻尼 $\tilde{C}_{wj}$,

$$\tilde{C}_{wj} = [\varphi_j]^{-1} [C_{wj}] [\varphi_j] \quad (5-13)$$

其中 $[\varphi_j]$ 为结构的第 j 阶固有振型矩阵。

在求解得到结构各阶对应的模态水动力阻尼后, 以式(5-13)中各阶模态水动力阻尼为对角元素便能建立模态水动力阻尼矩阵 $[\tilde{C}_w^0]$ 。随后根据模态阻尼矩阵与广义阻尼矩阵的转换关系式(2-90), 即可得到整个立管结构的广义水动力阻尼矩阵。

5.3.5 升力的计算

VIVANA^[52]中基于 Golpakrishnan 的强迫振荡实验与外推插值等方法提出了不同无因次频率 f^* 下的升力系数以及无因次位移幅值曲线, 如图 5-6 所示。

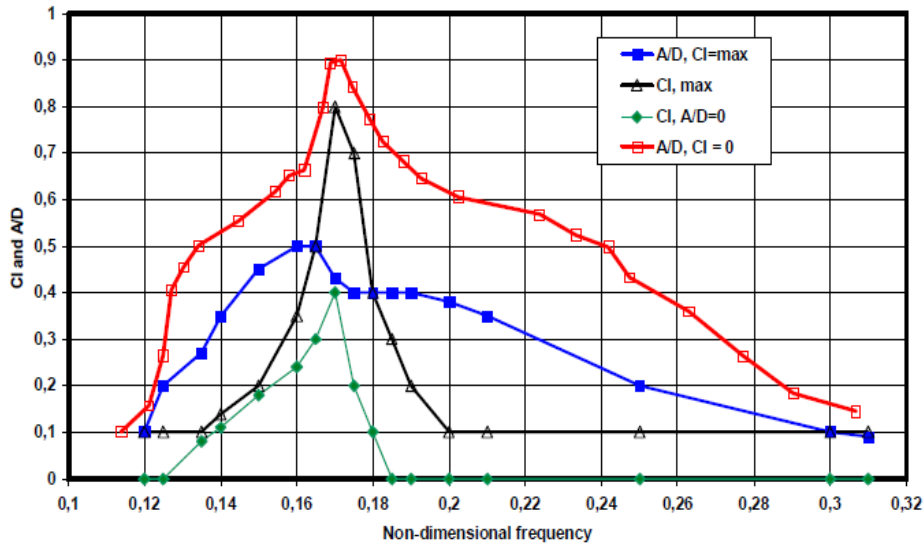


图 5-6 不同无因次频率 f^* 下对应到升力系数 C_L 与无因次位移幅值 A/D ^[52]

在确定立管上每一个节点的激励频率后, 就能够插值图 5-6 的曲线, 得到图 5-7 所示的 A,B,C 三点。

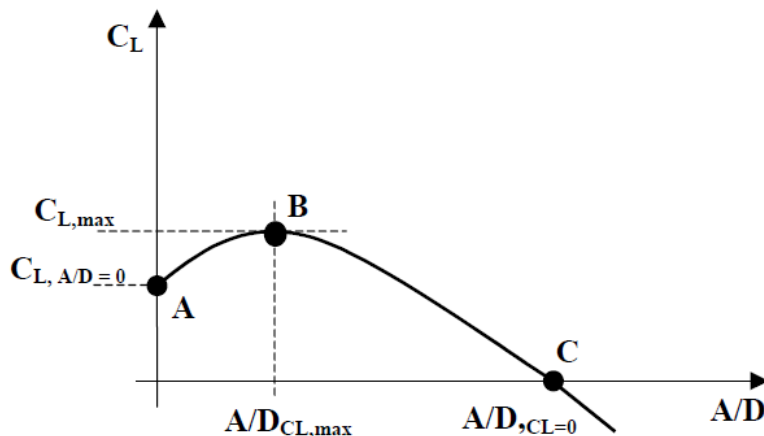


图 5-7 升力系数模型^[52]

VIVANA^[52]中假定 B 点处切线对应的斜率为 0。根据 A,B,C 三点的坐标，可以构建两个二次函数曲线 AB 与 BC。若已知立管各个节点的位移振动的幅值 $|x_i|_{max}$ 与无因次激励频率，就能够插值上述函数关系，得到与结构响应相对应的升力系数 C_{Li} 。具体插值过程如下图某个工况的计算实例（图 5-8、5-9）所示，

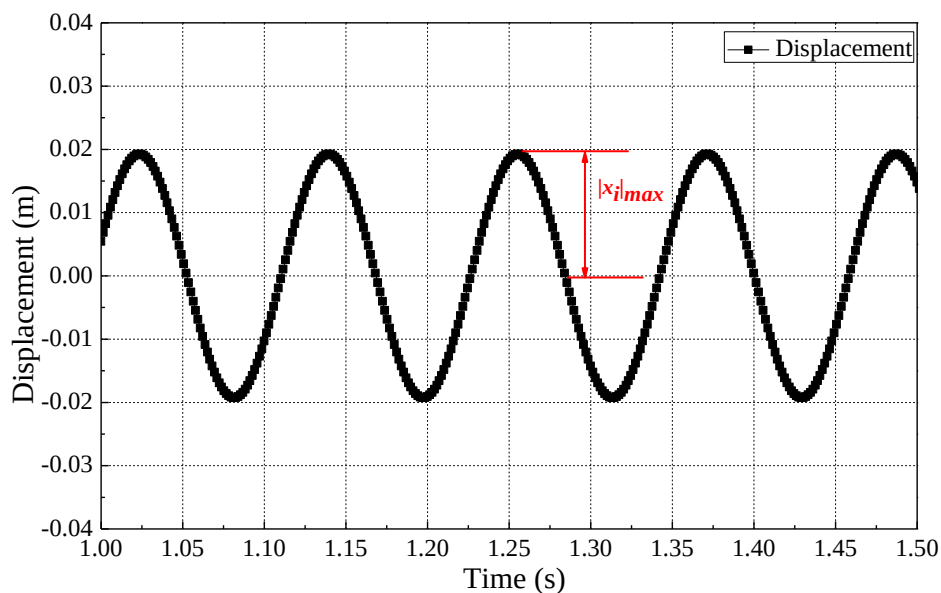


图 5-8 X=4.0m 处位移时历（U=1.6 m/s 均匀流）A/D=0.62， $fr=0.167$

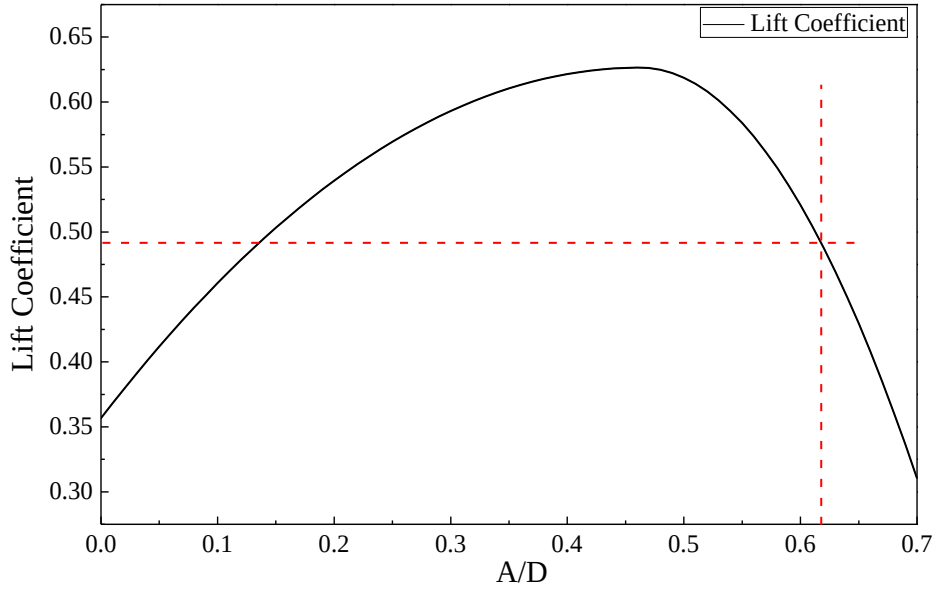


图 5-9 X=4.0m 处升力系数 (U=1.6 m/s 均匀流)

在初始迭代步中, 本预报程序假设第 i 个节点的升力 $F_{Li}(0)$ 可以表示为(5-14)式。

$$F_{Li}(0) = \frac{1}{2} \rho_{fluid} D_i U_i^2 C_{Li_max} \sin(\omega_j t) \sin\left[\pi \frac{j(i-1)}{n-1}\right] \quad (5-14)$$

其中 C_{Li_max} 表示第 i 个节点处激励频率下的最大升力系数 (通过插值图 5-6 的第二条曲线得到), j 为被激励的模态阶数, n 为立管中节点的总个数。

在得到升力系数后, 为了保证升力与速度同相位, 第 i 个节点对应的升力 F_{Li} 可以表示为,

$$F_{Li} = \frac{1}{2} \rho_{fluid} C_{Li} D_i U_i^2 \frac{\dot{w}_i}{|\dot{w}_i|_{max}} \quad (5-15)$$

其中, ρ_{fluid} 为流体的密度, $\dot{w}_i$ 表示前一个迭代周期速度时历。

5.3.6 柔性立管轴向张力

实际立管两端都会承受一定的预张力 T_0 。此外, 当立管振动时, 立管的弯曲振动也会导致张力发生变化。任意选取一个长为 Δx 的立管单元 AB , 如图 5-10 所示。

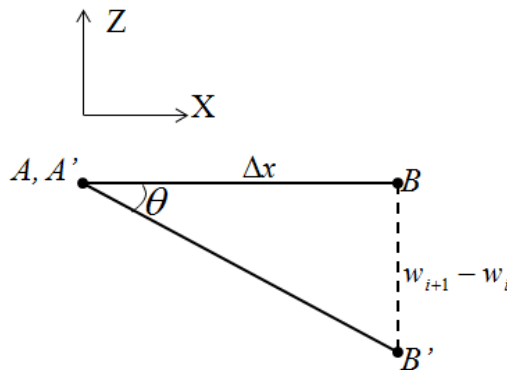


图 5-10. 单元 AB 弯曲变形前后示意图

当单元产生较小程度的弯曲变形后, 由微段 AB 变化到 $A'B'$ 。若两个微段之间的夹角为 θ ($\theta = 1$), 则弯曲产生的轴向应变可以表示为,

$$\varepsilon = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{l(\sec \theta - 1)}{l} = \frac{\theta^2}{2} = \frac{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2}{2} \quad (5-16)$$

因此，整个立管由弯曲产生的张力变化可以表示为，

$$\Delta T = \int_0^L EA \varepsilon dx = \int_0^L \frac{1}{2} \frac{EA}{L} \left(\frac{\partial w(x,t)}{\partial x} \right)^2 dx \quad (5-17)$$

考虑到立管微段两端所受的张力沿立管轴向分布的差异较大，在两端的张力变化结果远大于中心点处的张力变化量。因此，在下文的数值算例中所考虑的张力的变化量选取为(5-17)计算得到的张力变化量 ΔT 的 5%。

因此，立管的总体张力可以表示成预张力 T_0 与张力变化量 ΔT 的线性叠加，

$$T = T_0 + \Delta T \quad (5-18)$$

如第二章所述，张力 T 的存在会引起附加的刚度矩阵。根据式(5-16)-(5-18)可知，当立管振动时，张力 T 会随着振动发生变化。为了更准确地预报立管的振动响应，在时域预报程序中，将前一个计算时间步的位移代入式(5-18)得到下一个时间步的动张力并将其施加在结构上，从而计算在更新的张力下下一时刻结构的响应。同时，在下述的时域预报算例中，暂时假定张力变化对立管振动固有影响频率很小。基于上述假设，根据预张力下立管（含附加质量）的固有频率、无因次频率直接确定立管的振动频率与水动力系数。

5.4 数值算例

5.4.1 均匀流下柔性立管涡激振动时域预报

图 5-11 所示的柔性立管处于均匀流中^[54]，其轴向方向沿总体坐标系的 X 轴，流场方向与 Y 轴平行，同时又垂直于立管的轴线。总体坐标系的 X-O-Y 面为立管的 IL 面，X-O-Z 面为立管的 CF 面。在流场作用下，立管在 IL 与 CF 面内发生涡激振动。立管的结构参数列于表 5-1 中。在用三维欧拉梁单元建立立管的有限元模型。其中，整个立管被划分为了 101 个节点，沿着立管轴向依次划分为第 1 号至 101 号节点。

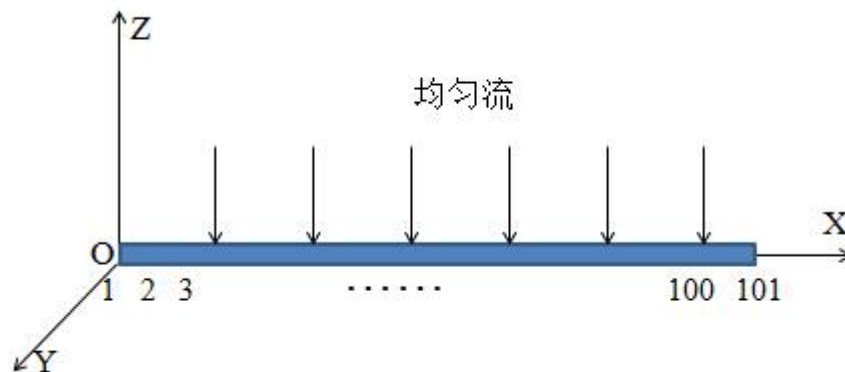


图 5-11 均匀流下立管总体坐标示意图

表 5-1 均匀流下立管模型具体参数

项目	数值	项目	数值
外径 (m)	0.03	单位长度质量 (Kg/m)	1.768
水动力外径 (m)	0.031	结构阻尼比 (%)	5
内径 (m)	0.027	弯曲刚度 (N.m ²)	1476.763
长度 (m)	6.95	预张力 (N)	3000

(1)工况一：U=0.9 m/s

1) 载荷与速度同相位验证

根据 5.3.2 的流程, 通过模态分析、激励区间的判定可以确定下激励频率沿着立管的分布情况, 如下图所示。

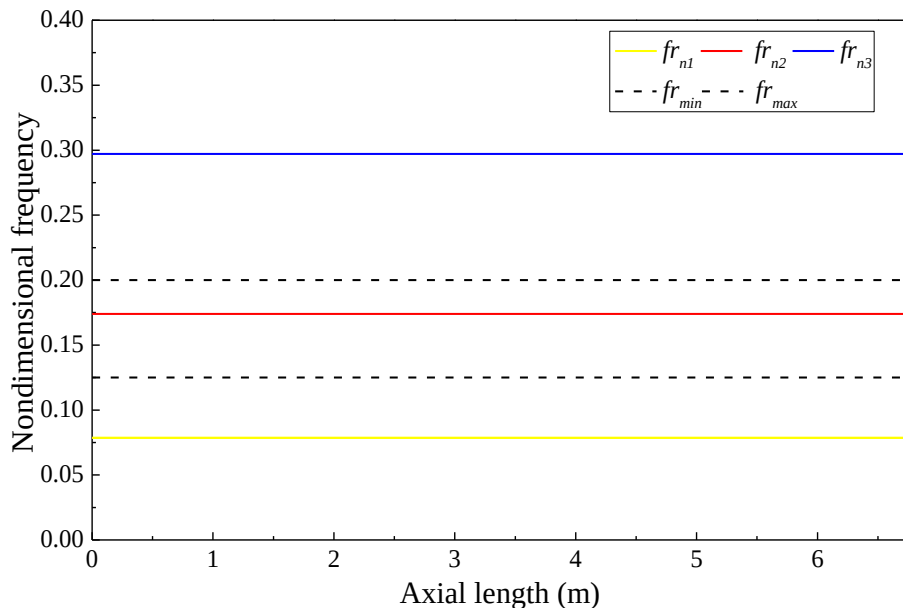


图 5-12 柔性立管激励频率轴向分布的判定

上图说明立管在流速 0.9m/s 的均匀流下, 整个立管为单频响应, 只有二阶频率被激发。在时域预报程序中, 预张力下的第二阶固有频率为 5.05Hz, 而实验得到的第二阶固有频率为 4.60Hz, 两者之间的相对误差为 9.7%, 两者基本吻合。

通过实时读取前一迭代周期内速度时历与幅值, 可以实时改变下一迭代步中升力的相位, 从而保证任意一点的速度与升力信号同相位。如以下 X=2.0 m 处升力与速度同相位的示意图所示,

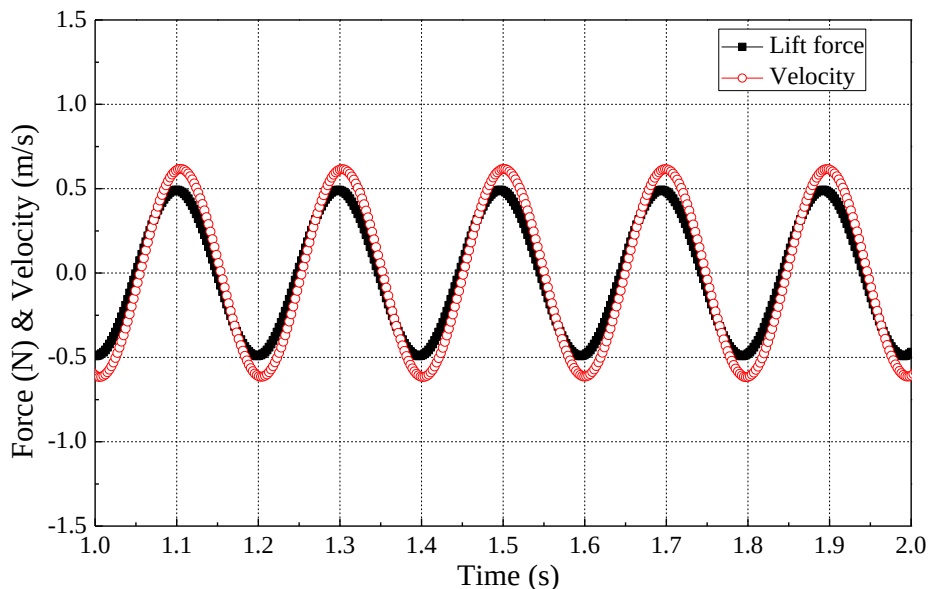


图 5-13 X=2.0 m 处升力与速度同相位示意图

2) 升力系数轴向分布

图 5-14 绘制了经过迭代计算后, 确定的考虑张力变化后升力系数以及振动响应无因次幅值的轴向分布。由于此工况下整个立管对应的无因次频率唯一, 图 5-15 绘制了该无因次频率下升力系数随着无因次振动幅值的变化曲线。

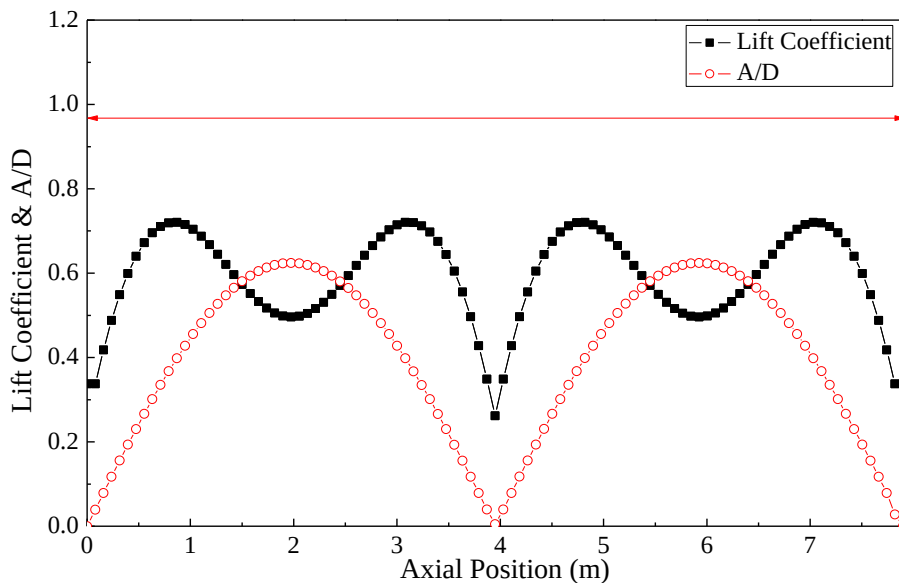


图 5-14 升力系数与响应无因次幅值轴向分布

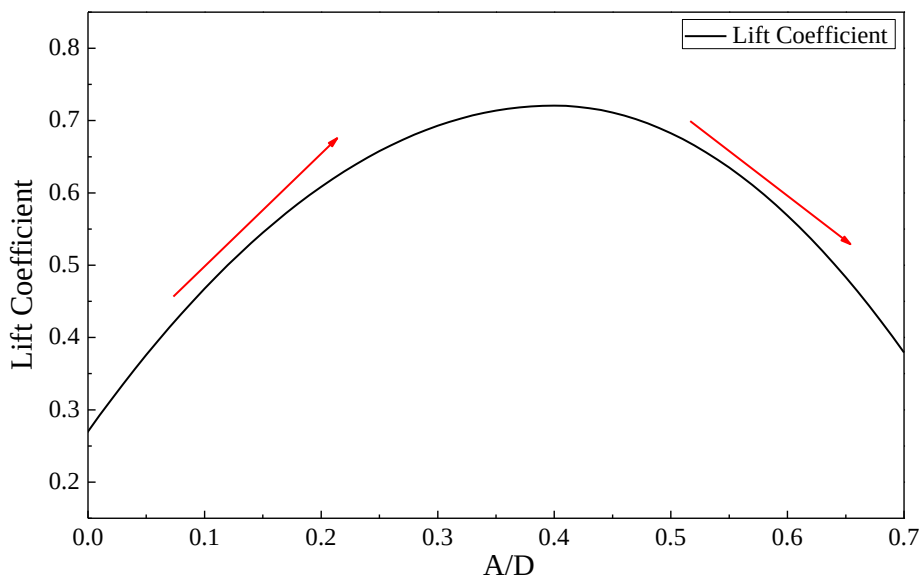


图 5-15 X=1.5 m 处升力系数随幅值变化曲线

从图 5-14 的升力系数看出，立管左右两端的升力系数对称分布。整个立管的升力系数均大于 0，表明整个立管范围内均是流体向结构输入能量，升力系数最大值约为 0.72。同时，升力系数最小值发生在振动幅值最大处。这是由于无因次幅值大于约 0.4 后，图 5-15 中的升力系数反而减小。

3) 柔性立管响应结果

基于上述考虑张力变化的时域预报方法，可以得到 $U=0.9\text{m/s}$ 工况下，立管横向位移与水动力（升力和阻力之和）的时空分布云图，如图 5-16 所示，

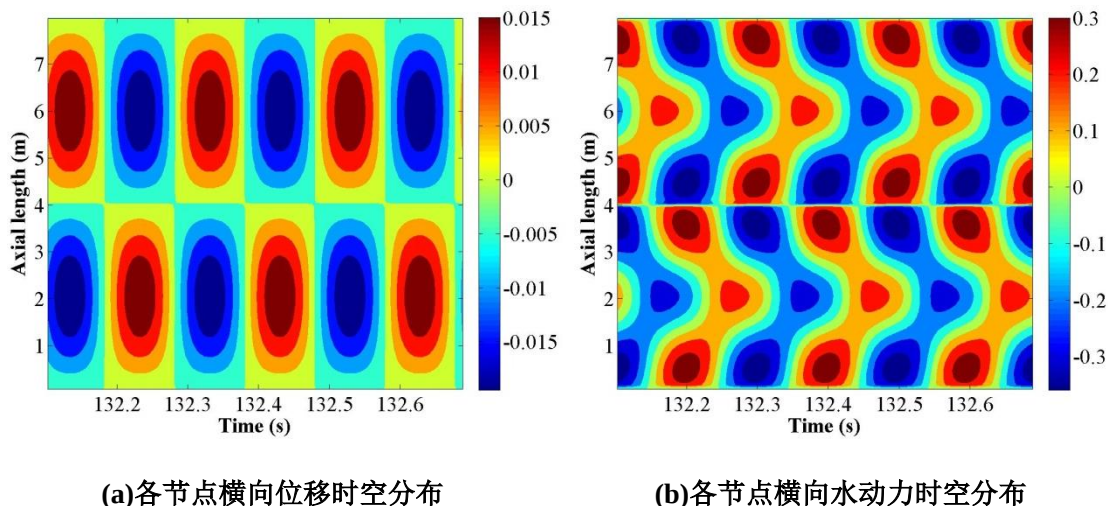


图 5-16 柔性立管各节点横向位移与水动力时空分布三维图

可以从以上云图看出在水动力图 5-16(b)的作用下，柔性立管主要以固定的二阶模态进行振动。在此工况下，图 5-16(a)中立管响应主要以驻波主导。根据上述时历结果，可以进一步计算响应的无因次振幅的 RMS 值，并将其结果与实验测量结果进行对比，如图 5-17 所示。

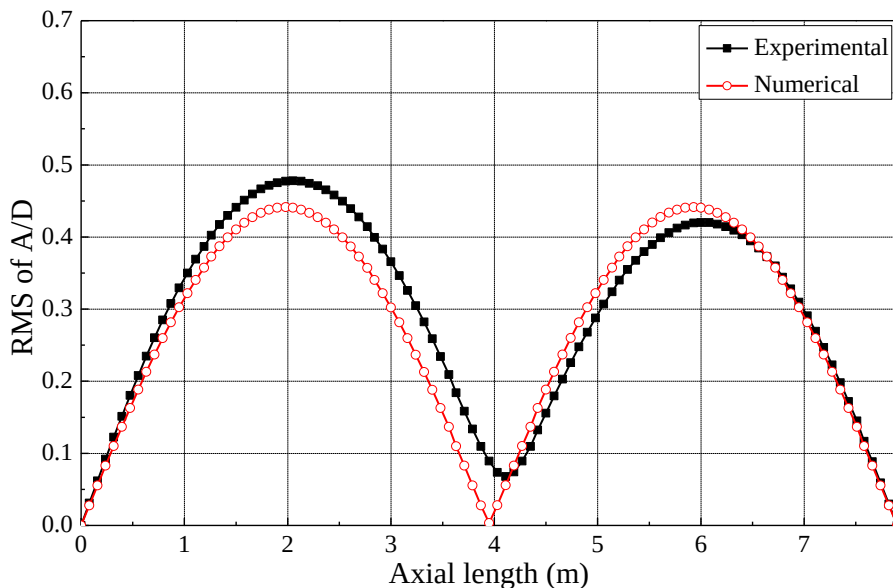


图 5-17. 柔性立管横向无因次振动幅值的时域预报与实验结果对比

从上图可以发现，时域预报和实验得到的无因次振动幅值轴向分布基本吻合较好，均为二阶模态主导。这说明本时域预报程序在预报均匀流下柔性立管涡激振动响应时具有一定准确性。但是时域预报得到的无因次幅值在立管左右两端对称分布；而相应的，实验得到的响应幅值中右端比左端稍小。这说明，实际的立管发生涡激振动时，除了二阶主导的振动之外，还有其他阶模态参与振动。

4) 轴向张力的影响

根据 5.3.6 节中动态张力的计算，图 5-18 得到了稳定时间段内的立管两端的平均张力、预张力和动态张力时历结果。同时图 5-19 绘制了张力变化量的频率幅值曲线。

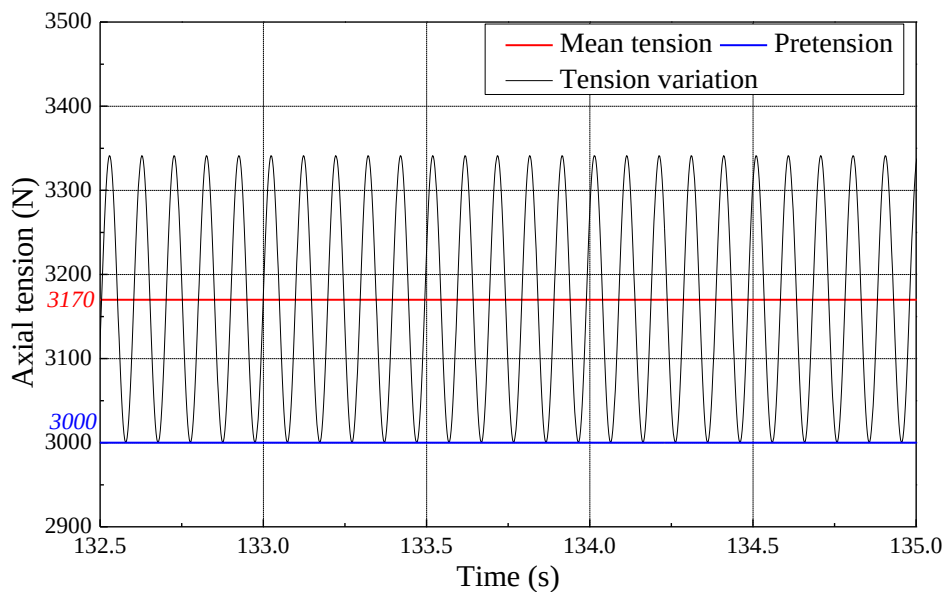


图 5-18 立管平均张力、预张力与动态张力时历

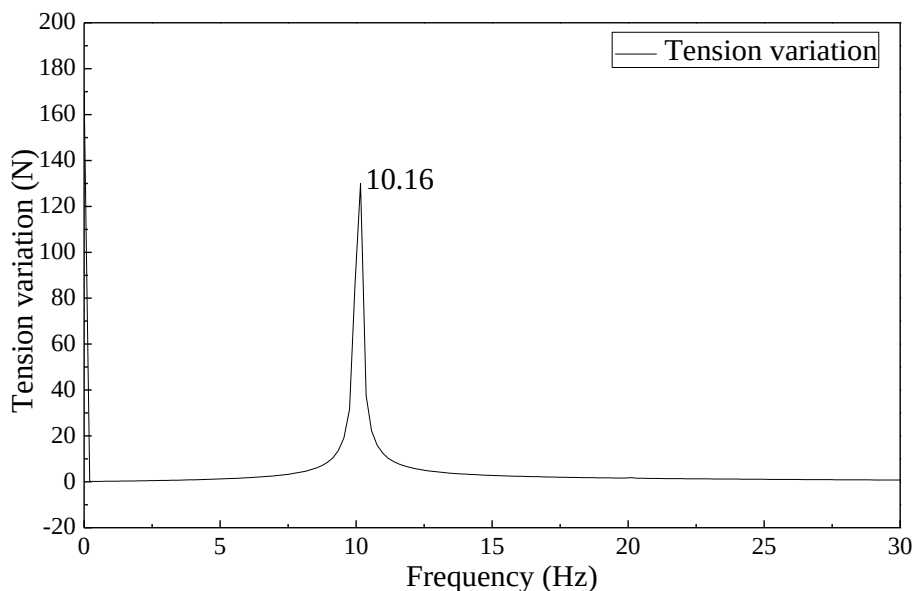


图 5-19 立管轴向张力变化量的频率幅值曲线

从图 5-18 可以看出张力随时间呈现较有规律的周期性的变化。在此工况下平均张力约为 3170N。而这段时间内，张力的改变范围约为 341.2N，约为平均张力的 10.7%。同时，图 5-39 中张力变化量的幅值最大值发生在 0Hz 和 10.16Hz 两点处。这表明张力变化量的峰值除了平均值处外，主要位于第二阶激励频率的两倍处。

为了比较考虑动态张力与不考虑动态张力对响应结果的影响，图 5-20 比较了预张力作用下和动态张力作用下的无因次幅值 RMS 值分布预报结果以及实验测量结果。

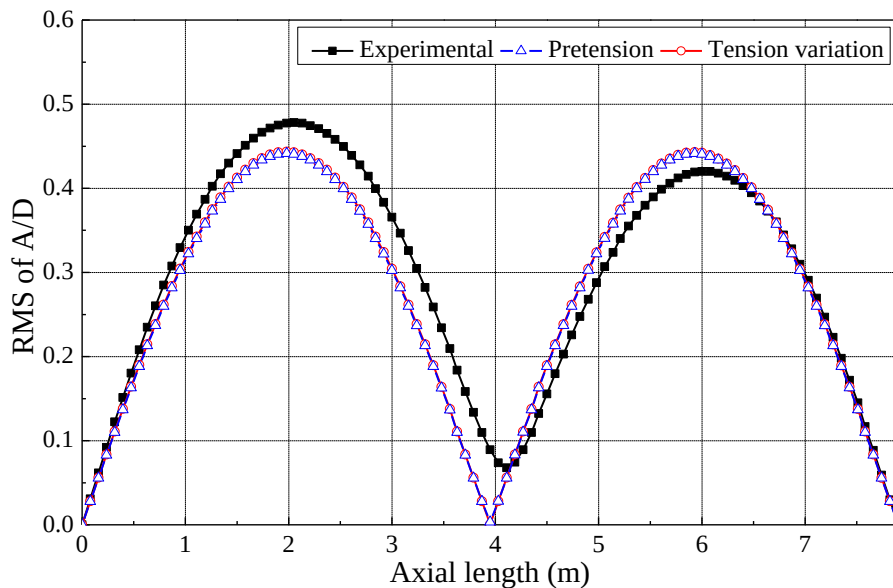


图 5-20 预张力与时变张力下时域预报轴向无因次幅值 RMS 值分布与实验结果的对比

通过上图对比可以发现，在预张力作用下的响应幅值与动态张力下的结果相差不多。这可能是由于此工况下的张力变化不大，导致响应幅值没有受到明显的影响。

(2) 工况二：U=1.6 m/s

1) 载荷与速度同相位验证

根据 5.3.2 的流程，通过模态分析、激励区间的判定可以确定下激励频率沿着立管的分布情况，如图 5-21 所示。

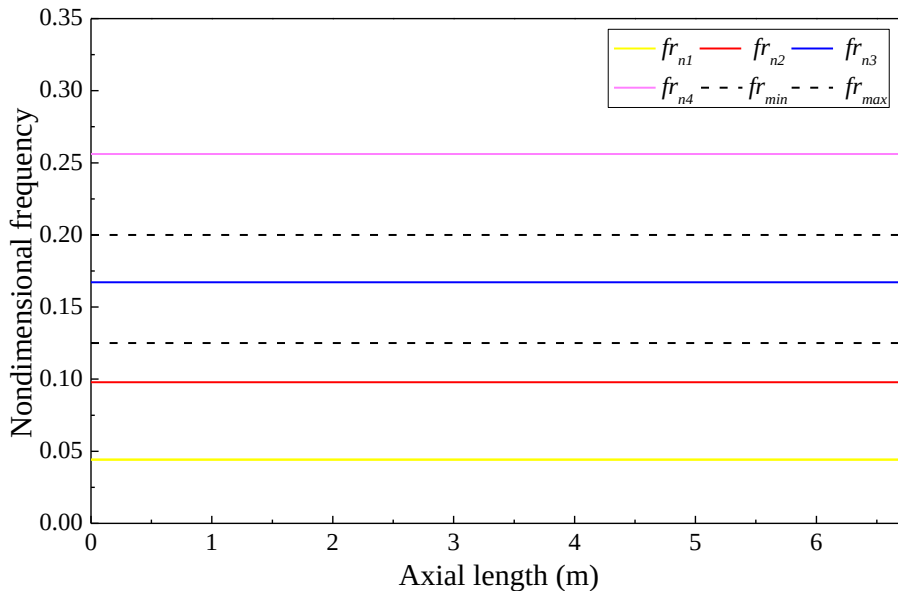


图 5-21 柔性立管激励频率轴向分布的判定

上图说明立管在流速 1.6m/s 的均匀流下，整个立管为单频响应，只有三阶频率被激发。在时域预报程序中，第三阶固有频率为 8.63Hz，而实验得到的第三阶固有频率为 9.08Hz，两者之间的相对误差为 4.9%，两者基本吻合。

通过实时读取前一迭代周期内速度时历与幅值，可以实时改变下一迭代步中升力的相位，从而保证任意一点的速度与升力信号同相位。如以下 X=4.0 m 处升力与速度同相位的示意图所示，

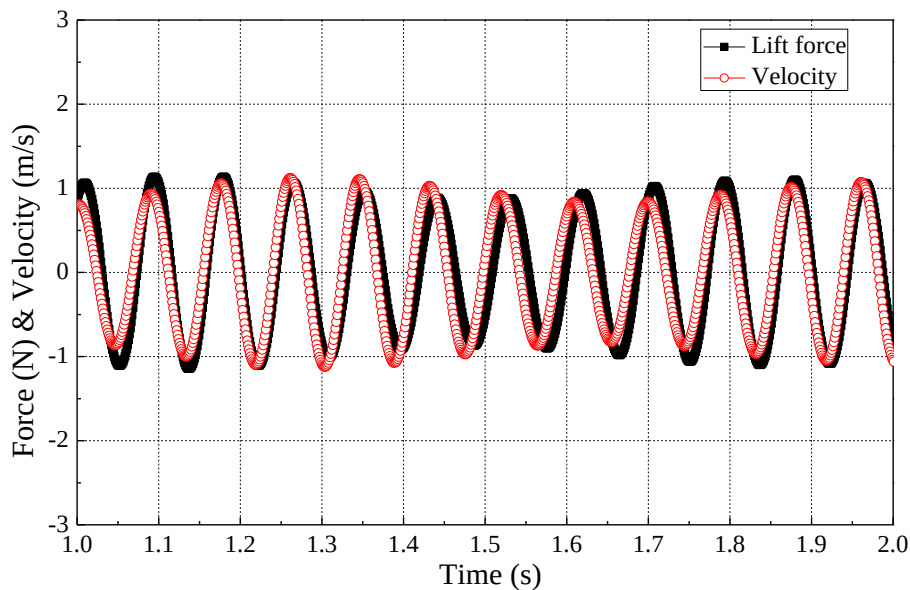


图 5-22 X=4.0 m 处升力与速度同相位示意图

2) 升力系数轴向分布

图 5-23 绘制了经过迭代计算后确定的考虑张力变化后升力系数以及振动响应无因次幅值的轴向分布。由于此工况下整个立管对应的无因次频率唯一，图 5-24 绘制了该无因次频率下升力系数随着无因次振动幅值的变化曲线。

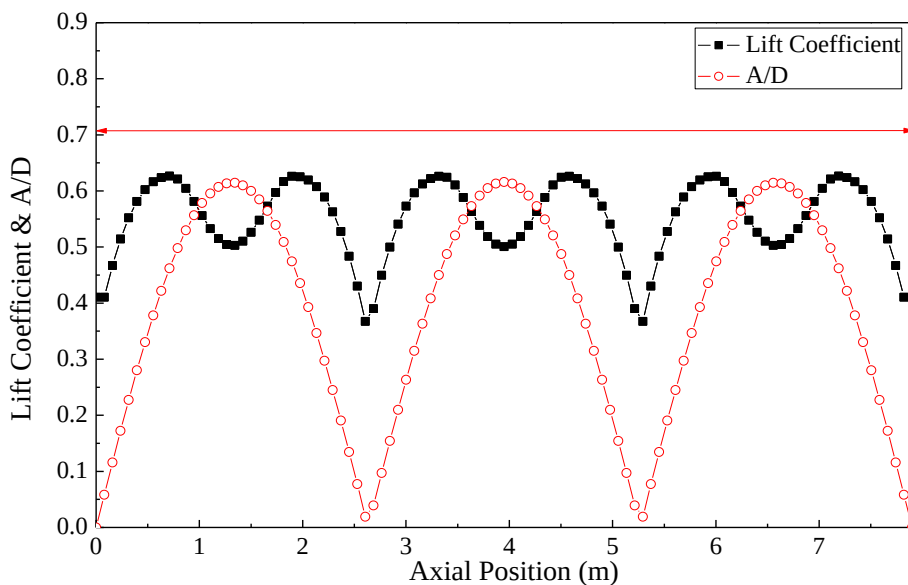


图 5-23 升力系数与响应无因次幅值轴向分布

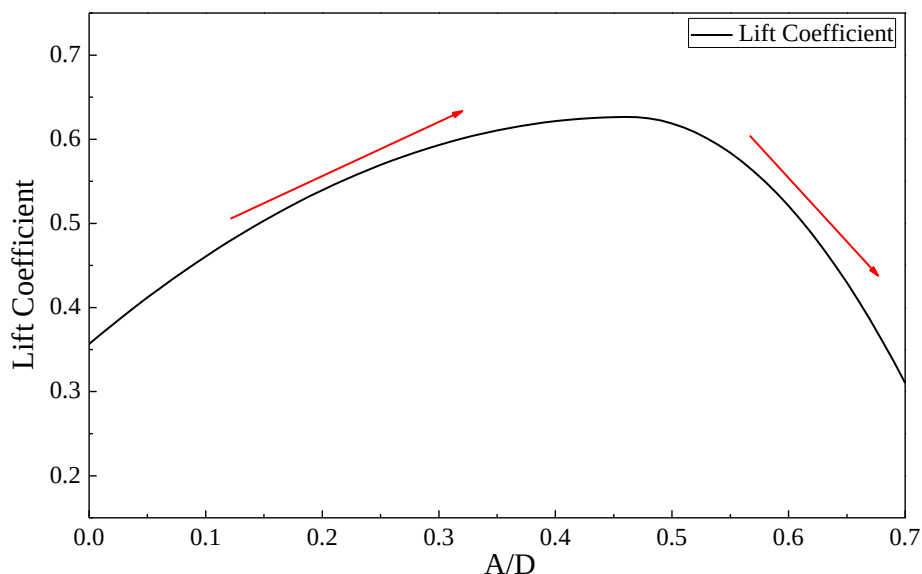
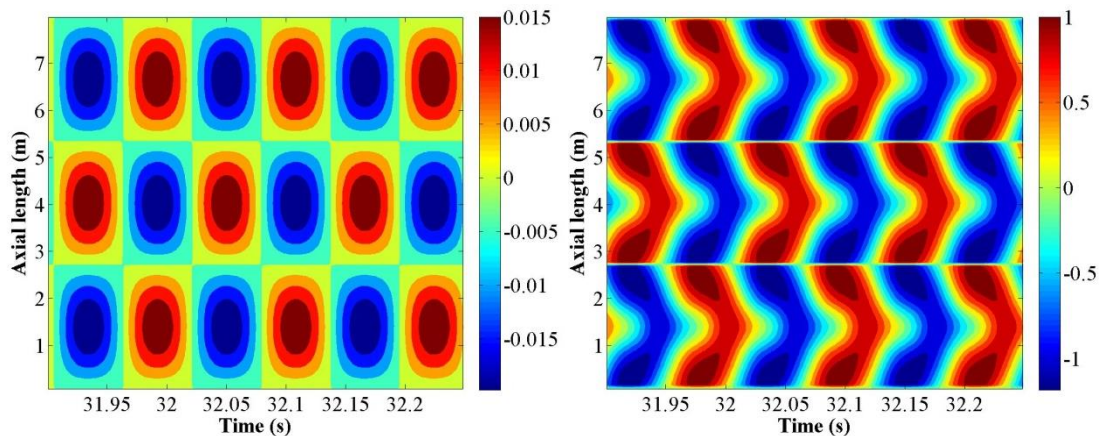


图 5-24 $X=4.0\text{ m}$ 处升力系数随幅值变化曲线

从图 5-23 的升力系数分布看出，整个立管的升力系数均大于 0，表明整个立管范围内均是流体向结构输入能量，升力系数最大值在 0.63 附近。同时，与 $U=0.9\text{m/s}$ 的工况类似，升力系数最小值发生在振动幅值最大处。这是由于无因次幅值大于约 0.47 后，图 5-24 中的升力系数反而减小。

3) 柔性立管响应结果

基于上述考虑张力变化的时域预报方法，可以得到 $U=1.6\text{m/s}$ 工况下，立管横向位移与水动力（升力和阻力之和）的时空分布云图，如图 5-25 所示，



(a)各节点横向位移时空分布

(b)各节点横向水动力时空分布

图 5-25 柔性立管各节点横向位移与水动力时空分布三维图

可以从上图看出在图 5-25(b)激励力的作用下，立管以固定的三阶模态进行振动。进一步根据位移时历可以计算响应的无因次振幅的 RMS 值，并将其结果与实验测量结果进行对比，如图 5-26 所示。

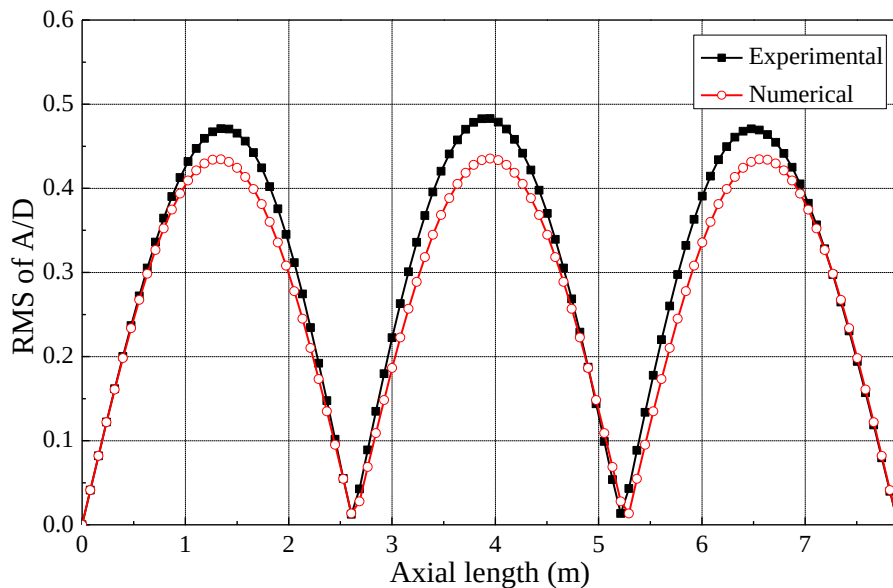


图 5-26 柔性立管横向无因次振动幅值的时域预报与实验结果对比

从上图可以发现,运用本章提出的多频时域预报程序得到的结果与实验结果吻合较好,均为三阶模态主导。这说明本多频时域预报程序在预报均匀流下柔性立管涡激振动响应时具有一定准确性。但是仍可以从上图看出考虑张力的时域预报结果较实验结果偏小。

4) 轴向张力的影响

根据 5.3.6 节中动态张力的计算,图 5-27 得到了稳定时间段内的立管两端的平均张力、预张力和和动张力时历结果。同时图 5-28 绘制了张力变化量的频率幅值曲线。

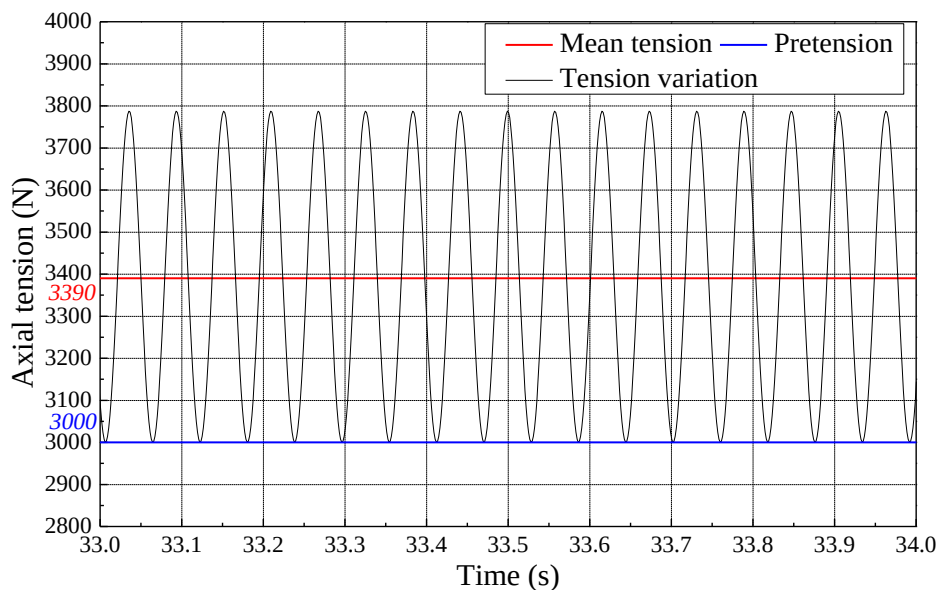


图 5-27 立管平均张力、预张力与张力变化时历

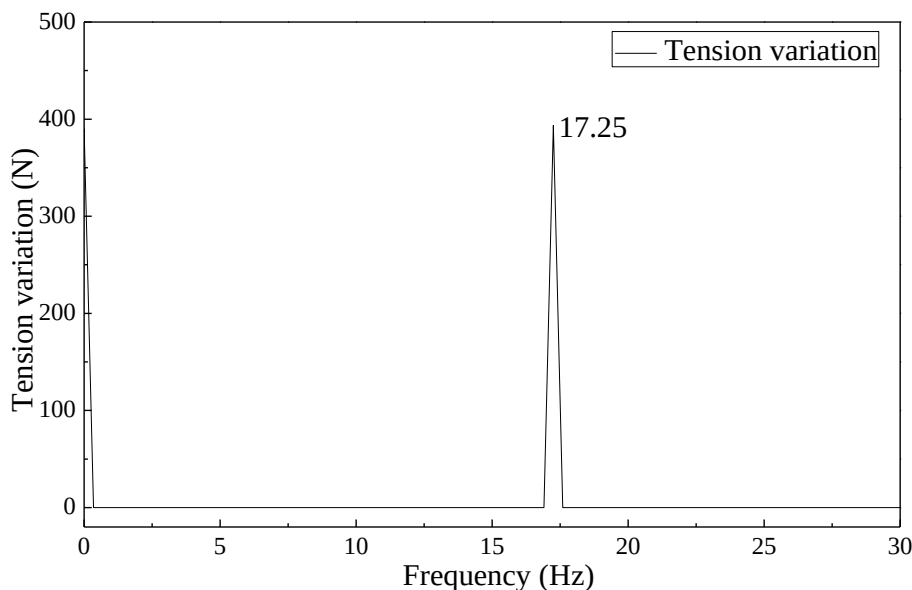


图 5-28 立管轴向张力变化量的频率幅值曲线

从图 5-27 可以看出张力随时间呈现较有规律的周期性的变化。在此工况下平均张力约为 3390N。而这段时间内，张力的改变范围约为 787N，约为平均张力的 23.2%。其张力变化幅度与低流速工况相比更大。同时，图 5-28 中张力变化量的幅值最大值发生在 0Hz 和 17.25Hz 两点处。这表明张力变化量的峰值除了平均值处外，主要位于主导频率（第三阶激励频率）的两倍处。

为了比较考虑动态张力与不考虑动态张力对响应结果的影响，图 5-29 比较了预张力作用下和动态张力作用下的无因次幅值 RMS 值分布预报结果以及实验测量结果。

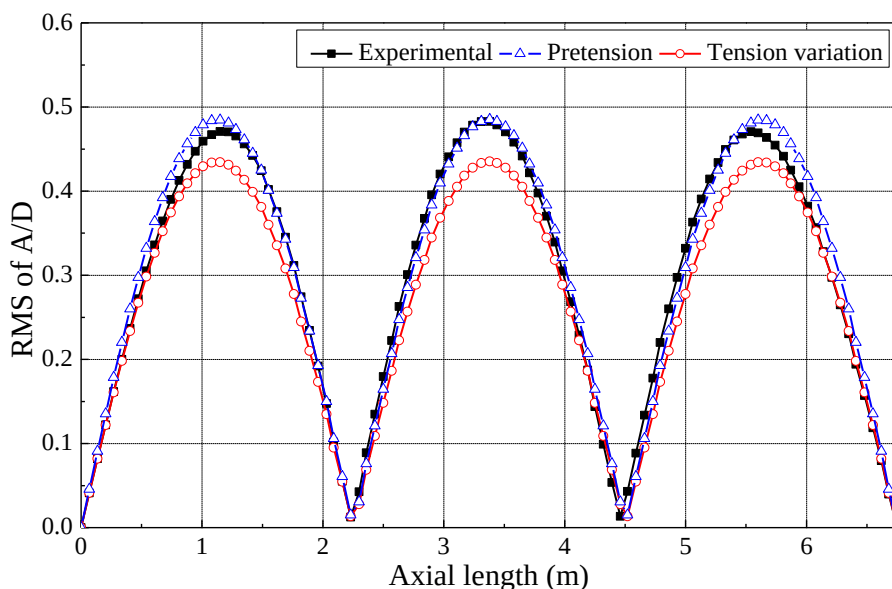


图 5-29 预张力与时变张力下时域预报轴向无因次幅值 RMS 值分布与实验结果的对比

通过上图对比可以发现，在预张力作用下的响应幅值相较于时变张力下的结果和实验结果偏大，更接近于实验测量结果。这可能是由于在预张力作用下，结构刚度较小，在大小相近的外载荷下，结构的响应便会偏大。

5.4.2 线性剪切流下柔性立管涡激振动时域预报

图 5-30 所示的柔性立管处于线性剪切流中^[54]，立管轴向方向沿总体坐标系的 X 轴。流场方向与 Y 轴平行，并垂直于立管的轴线。总体坐标系的 X-O-Y 面为立管的 IL 面，X-O-Z

面为立管的 CF 面，在流场作用下，立管在 IL 与 CF 面内同时会发生涡激振动。立管的结构参数列于表 5-2 中。用三维欧拉梁单元建立立管的有限元模型。其中将整个立管划分为了 101 个节点，从流速最小处到最大处依次为第 1 号至 101 号节点。

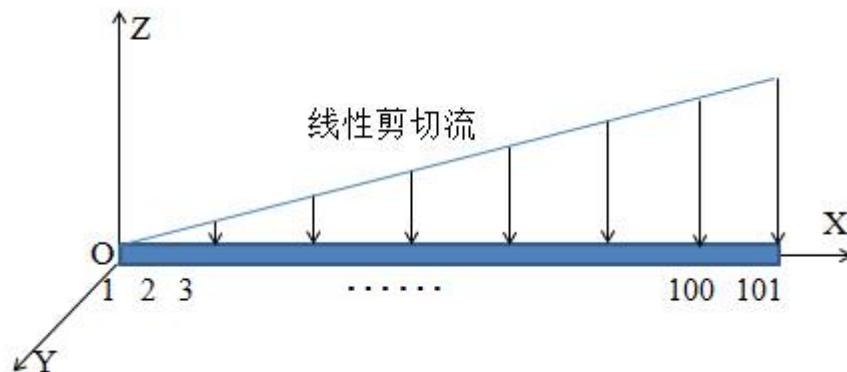


图 5-30 线性剪切流下立管总体坐标示意图

表 5-2 线性剪切流下立管模型具体参数

项目名称	数值	项目名称	数值
外径 (m)	0.03	单位长度质量 (Kg/m)	1.768
水动力外径 (m)	0.031	弯曲刚度 (N.m ²)	108
内径 (m)	0.027	结构阻尼比 (%)	1, 5
长度 (m)	6.75	预张力	3000N

(1) 工况一： $U_{\max}=2.4$ m/s

1) 载荷与速度同相位验证

首先根据 5.3.2 的流程，通过模态分析、激励区间的判定可以确定下激励频率沿着立管的分布情况，如下图所示。

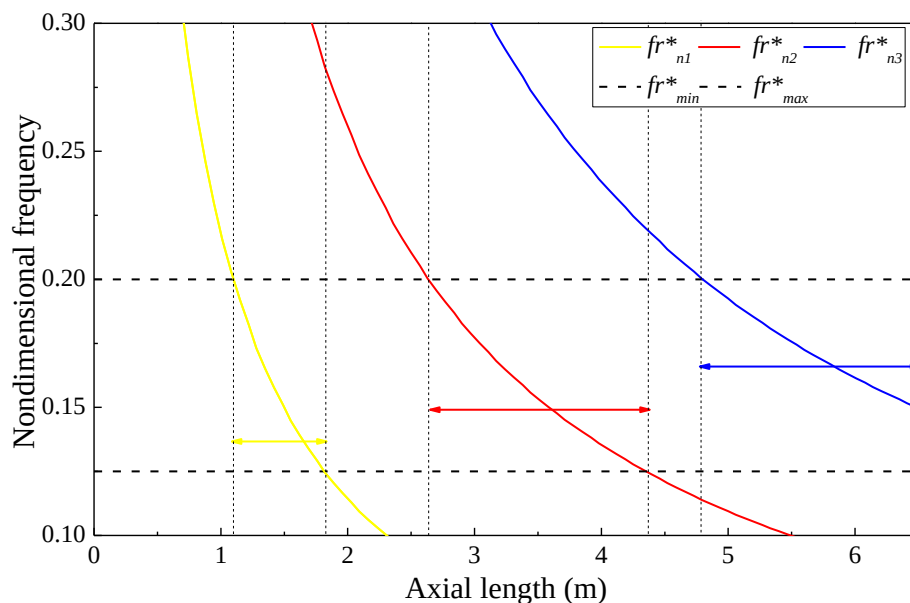


图 5-31 柔性立管激励频率轴向分布的判定

上图说明立管在最大流速 2.4 m/s 的线性剪切流下，可能有三种固有频率被激发，其中最大的第三阶模态激励区间位于流速最大处附近，同时该模态激励区间比其他阶模态激励区间更大。时域预报中结构的第三阶固有频率为 10.83Hz，而相应的，在实验中测量得到的第三

阶固有频率为 10.81Hz,两者的相对误差为 0.26%, 吻合较好。

随后, 在三段激励区间内各选取一个节点 (分别为 $X=1.5\text{m}$, $X=3.5\text{m}$, $X=5.5\text{m}$)。图 5-32 到图 5-34 对比了这些点在稳定振动状态下速度和升力的时历曲线, 可以看出两者同步性非常好。

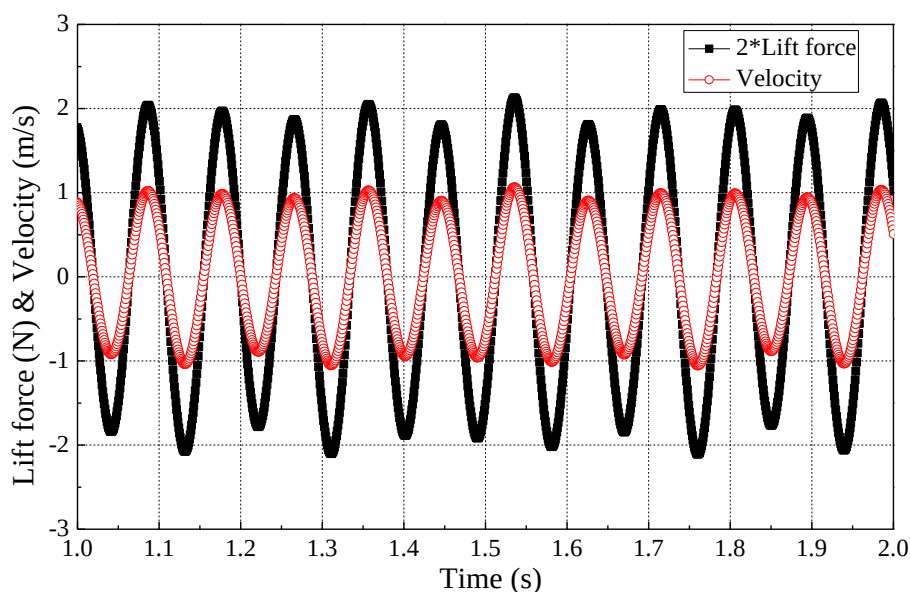


图 5-32 $X=1.5\text{ m}$ 处速度升力同相位示意图

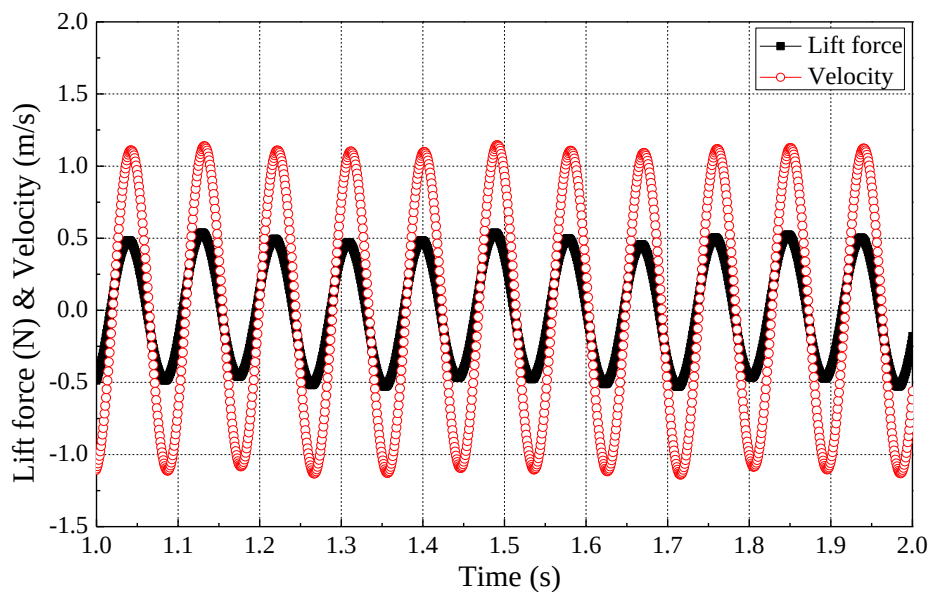


图 5-33 $X=3.5\text{ m}$ 处速度升力同相位示意图

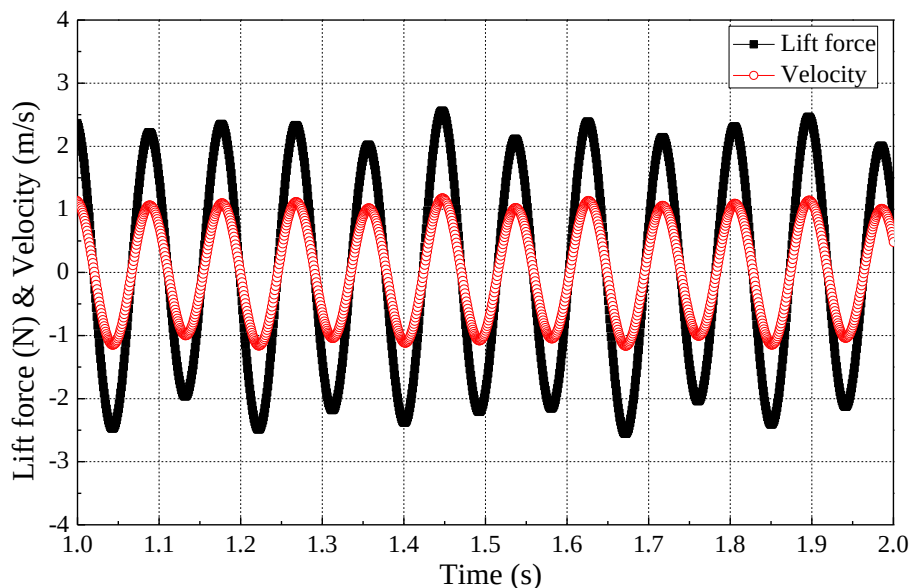


图 5-34 X=5.5 m 处速度升力同相位示意图

2) 升力系数轴向分布

图 5-35 绘制了经过迭代计算，确定的考虑张力变化后升力系数以及振动响应无因次幅值的轴向分布。

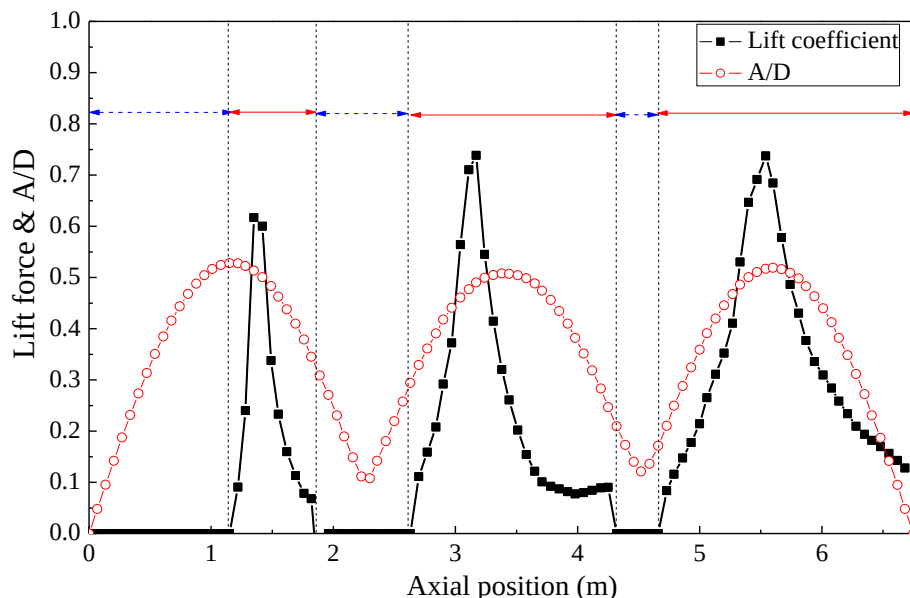
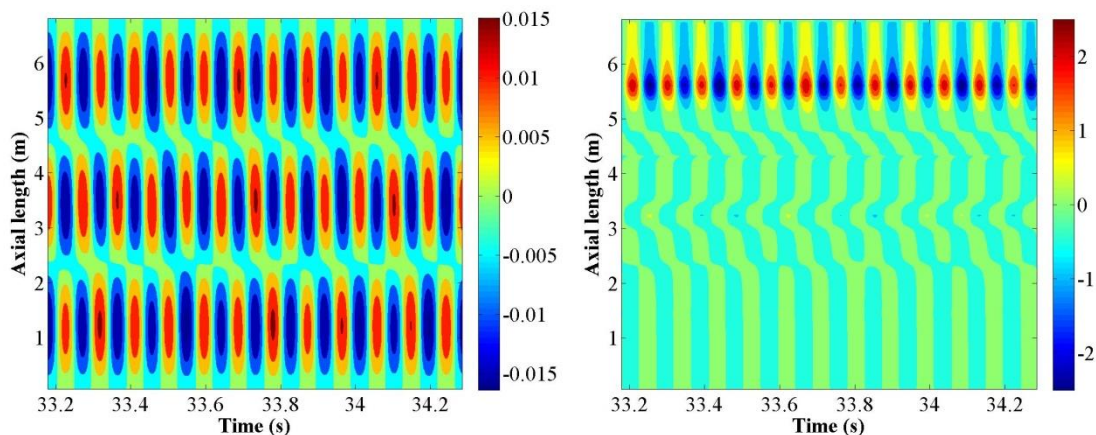


图 5-35 升力系数与响应无因次幅值沿轴向的分布

从图 5-35 升力系数分别看出，三个模态激励区间（红色箭头所示）下升力系数最大值都在 0.7 附近。在大小相近的升力作用下，三个区间内结构振动的位移幅值的最大值也相近。同时，和均匀流下的情况不同的是，时域预报得到的升力系数的最大值出现在响应幅值最大值处附近。除了各点的无因次幅值以外，各个点处无因次频率也并不相同，也是产生上图中分布结果的重要因素。此外，蓝色箭头所示的区域为阻尼区域，在此区域内结构物将能量传递给周围的流场。可以发现此工况下的阻尼区域与激励区域交替出现，且此区域内立管的振动幅值均较小。

3) 柔性立管响应结果

基于上述时域预报程序，可以得到 $U_{\max}=2.4$ m/s 工况下，立管横向位移与水动力（升力和阻力）的时空分布云图，如图 5-36 所示，



(a)各节点横向位移时空分布

(b)各节点横向水动力时空分布

图 5-36 柔性立管各节点横向位移与水动力时空分布云图

可以从以上云图看出在激励力图 5-36(b)的作用下, 柔性立管主要以三阶模态进行振动。在此工况下, 图 5-36(a)中立管响应主要以驻波主导。根据 1.4.2 中介绍的 Vandiver 定义的行波参数计算得到 0.078 (小于 0.2), 同样可以判断该工况是以驻波主导的。根据时历结果, 可以进一步计算响应的无因次振幅的 RMS 值, 并将其结果与实验测量结果进行对比, 如下图所示。

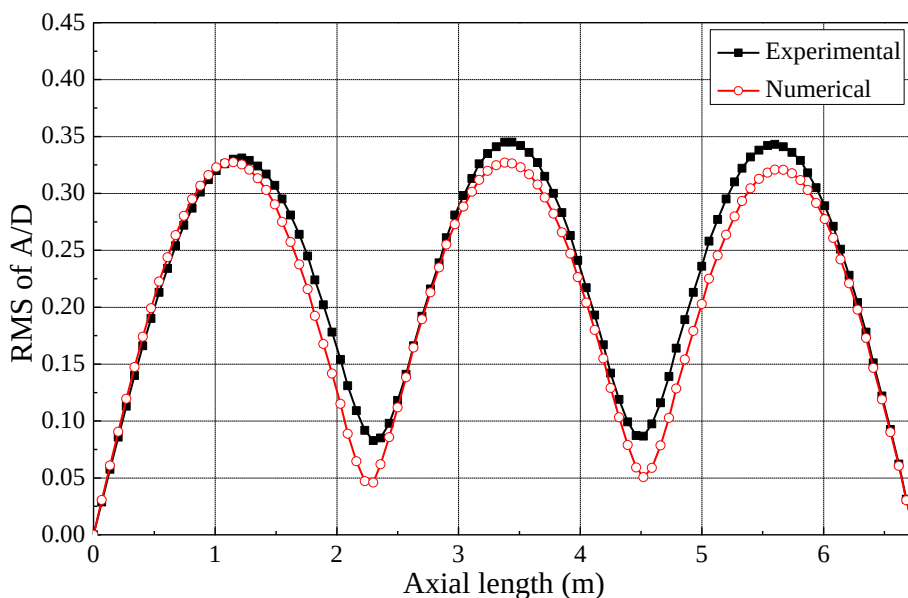


图 5-37 柔性立管横向无因次振动幅值的时域预报与实验结果对比

从上图可以发现, 尽管实验得到的立管位移 RMS 分布结果是以三阶主导的, 但是还有其他阶数的参与, 实际上是一个多频的振动形式。运用本章提出的时域预报程序得到的结果与实验结果吻合得非常好, 尤其是靠近立管端部处。这说明本时域预报程序在预报剪切流下柔性立管响应时具有一定准确性。

4) 轴向张力的影响

根据 5.3.6 节中动态张力的计算, 图 5-38 得到了稳定时间段内的立管两端的平均张力、预张力和动态张力时历结果。同时图 5-39 绘制了张力变化量的频率幅值曲线。

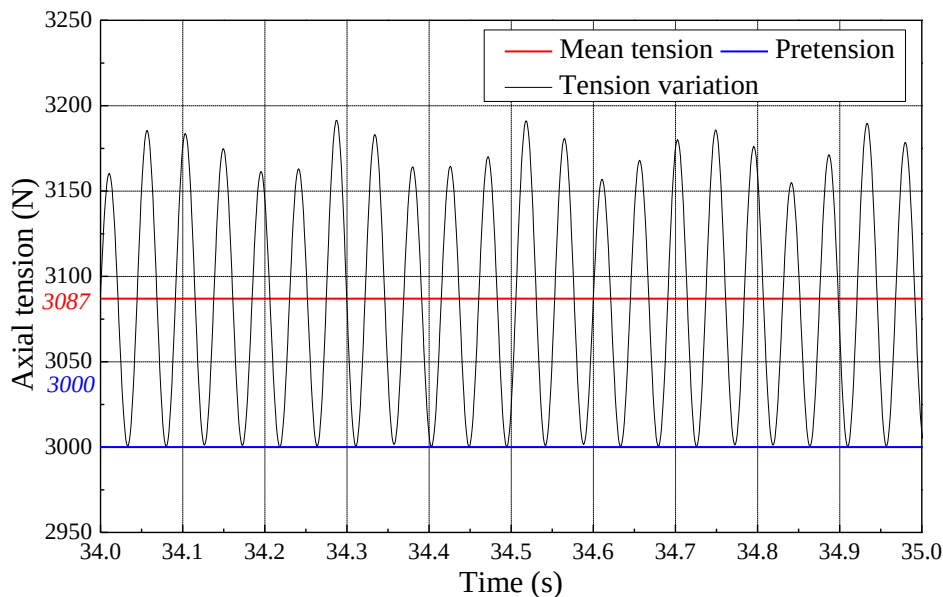


图 5-38 立管平均张力、预张力与张力变化时历

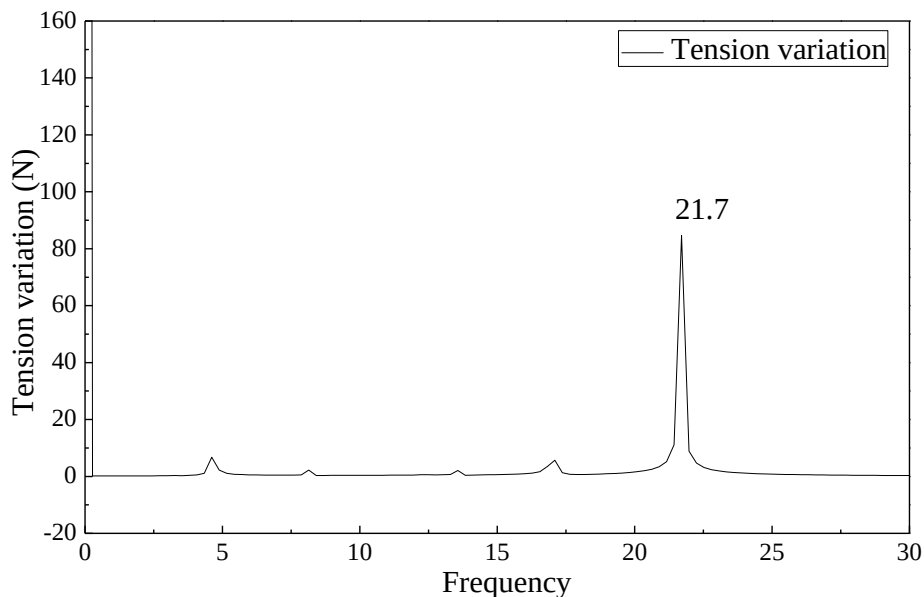


图 5-39 立管轴向张力变化量的频率幅值曲线

从图 5-38 可以看出张力随时间呈现较有规律的周期性的变化。在此工况下平均张力约为 3087N。而这段时间内，张力的改变范围约为 195N，约为平均张力的 6.3%。同时，图 5-39 中张力变化量的幅值最大值发生在 0Hz 和 21.7Hz 两点处。这表明张力变化量的峰值除了平均值处外，主要位于第三阶激励频率的两倍处，而在其他频率下也出现了较小幅值的张力变化。这可能是不同阶的振动共同作用，导致出现了多种张力变化频率。

为了比较考虑动态张力与不考虑动态张力对振动响应结果的影响，下图比较了预张力作用下和动态张力作用下的无因次幅值 RMS 值轴向分布的预报结果以及实验测量结果。

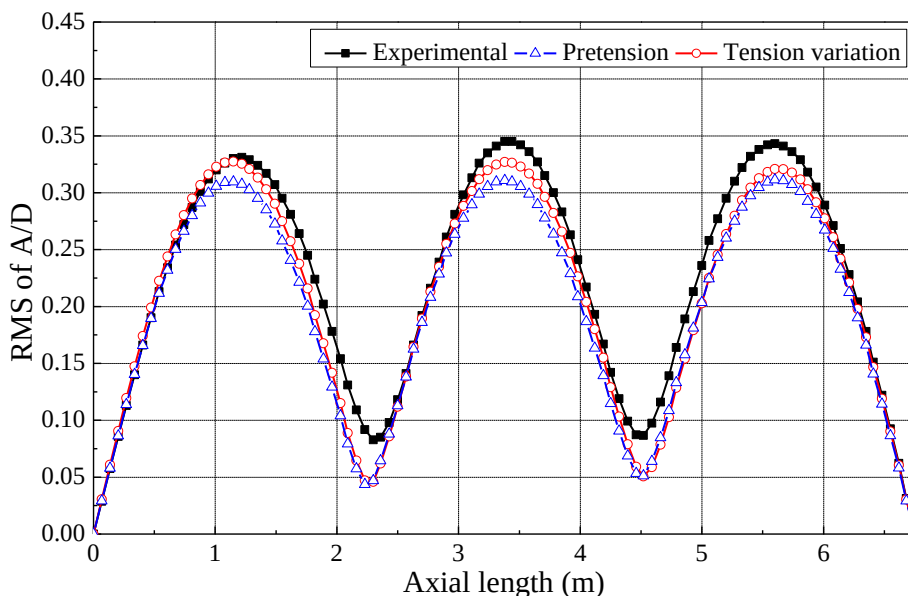


图 5-40 预张力与时变张力下时域预报轴向无因次幅值 RMS 值分布与实验结果的对比

通过上图对比可以发现，不同张力条件下得到的结构振动响应幅值相近，同时在预张力作用下的立管响应幅值相较于时变张力下的结果和实验结果相比偏小。

(2)工况二：Umax=3.8 m/s

1) 载荷与速度同相位验证

根据 5.3.2 的流程，通过模态分析、激励区间的判定可以确定下激励频率沿着立管的分布情况，如下图所示。

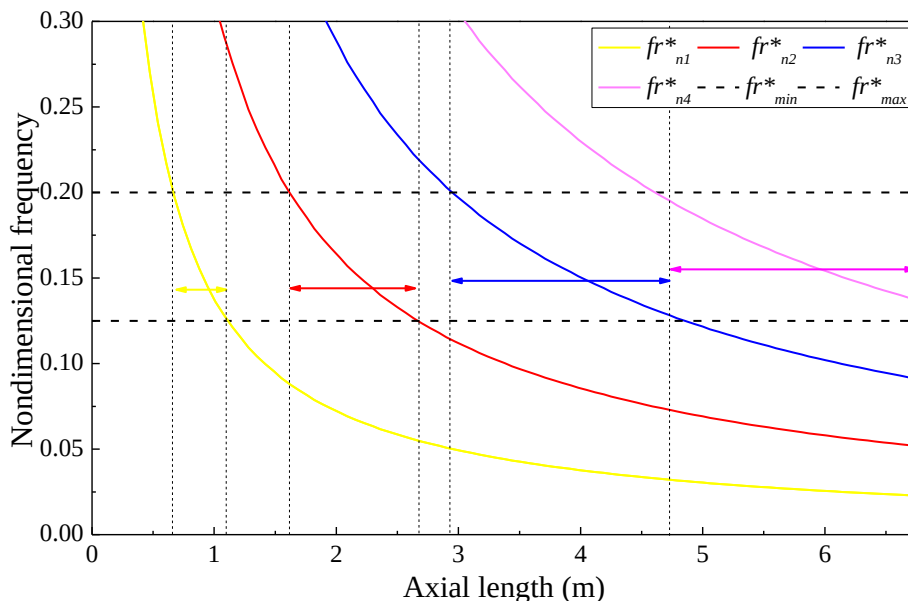


图 5-41 柔性立管激励频率轴向分布的判定

上图说明立管在最大流速 3.8m/s 的线性剪切流下，可能有四种固有频率被激发，其中最大的第四阶模态激励区间位于流速最大处。时域预报中第四阶固有频率为 16.98Hz,而实验测量得到的结构第四阶固有频率为 16.79Hz,两者相对误差为 1.14%,吻合较好。

随后，在三段激励区间内各选取一个节点（分别为 X=1.0m, X=2.25m, X=4.0m, X=6.0m）。图 5-42 到图 5-45 对比了这些点在稳定振动状态下速度和升力的时历曲线，可以看出两者同步性非常好。

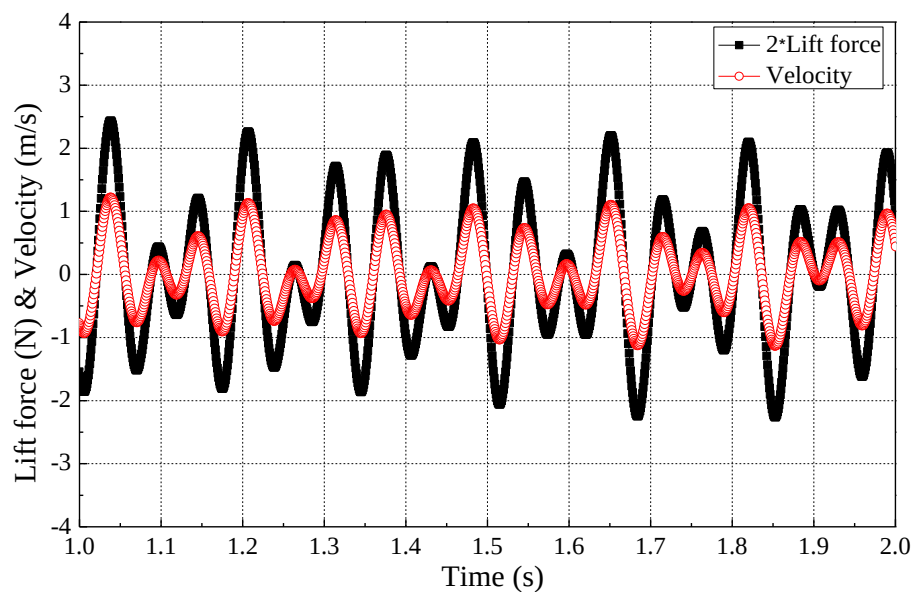


图 5-42 $X=1.0$ m 处速度升力同相位示意图

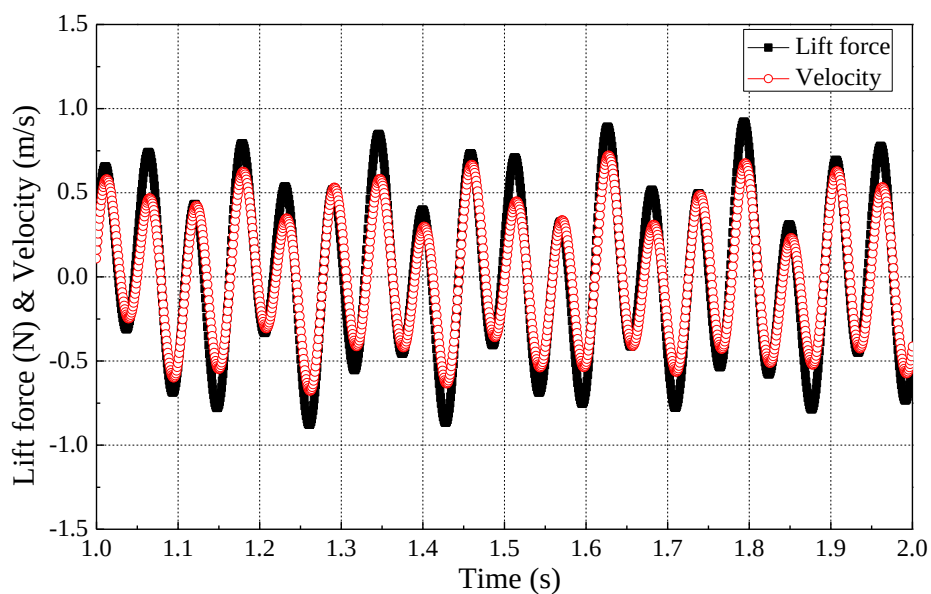


图 5-43 $X=2.25$ m 处速度升力同相位示意图

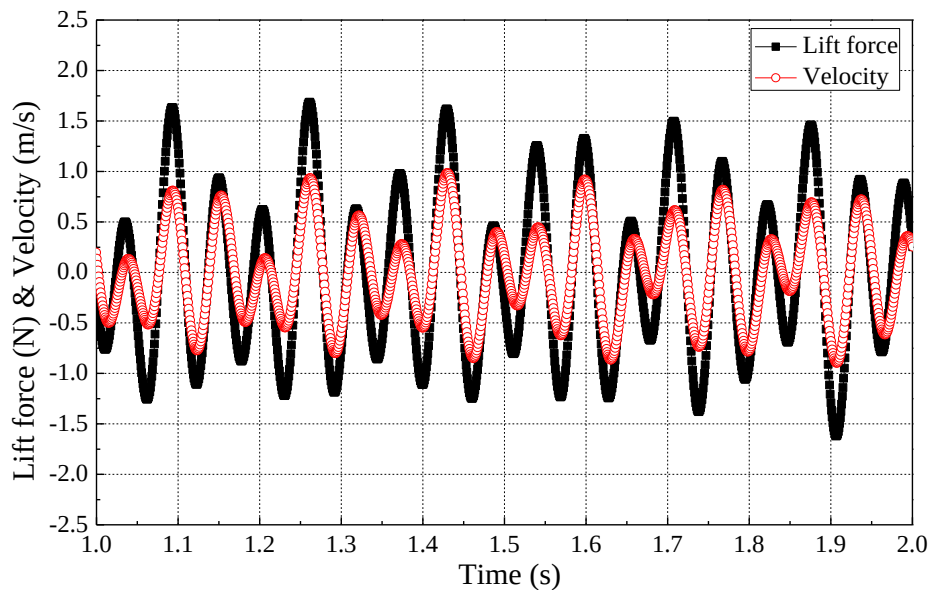


图 5-44 X=4.0 m 处速度升力同相位示意图

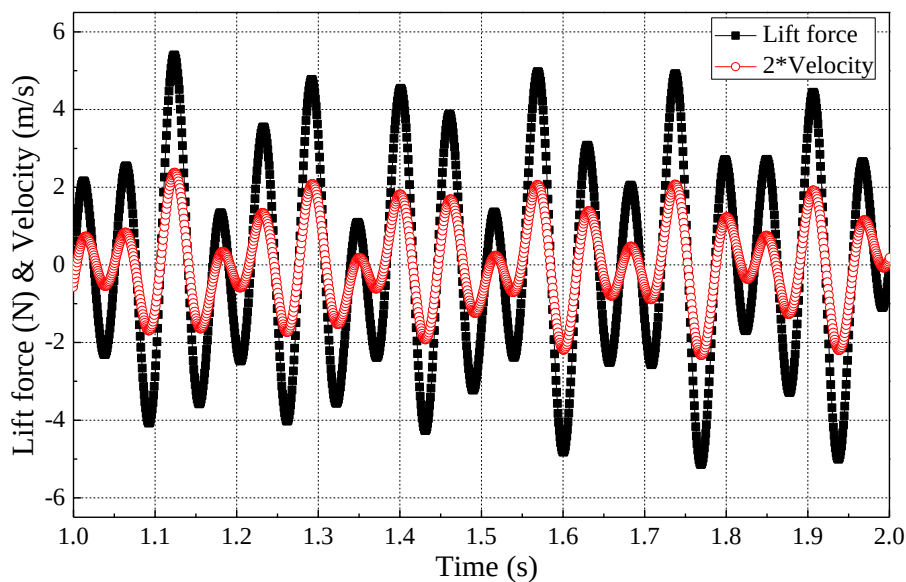


图 5-45 X=6.0 m 处速度升力同相位示意图

2) 升力系数轴向分布

图 5-46 绘制了经过迭代计算，确定的考虑张力变化后升力系数以及振动响应无因次幅值的轴向分布。

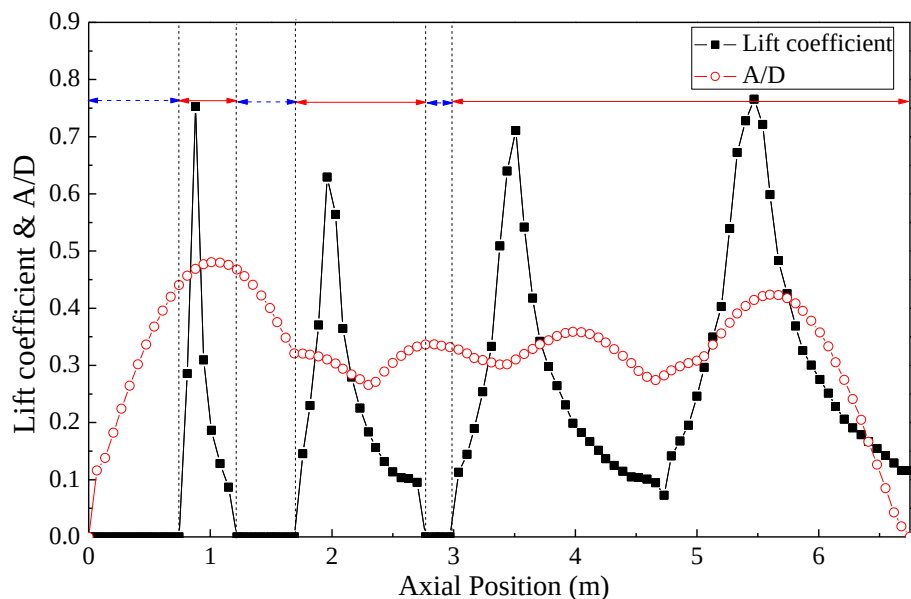
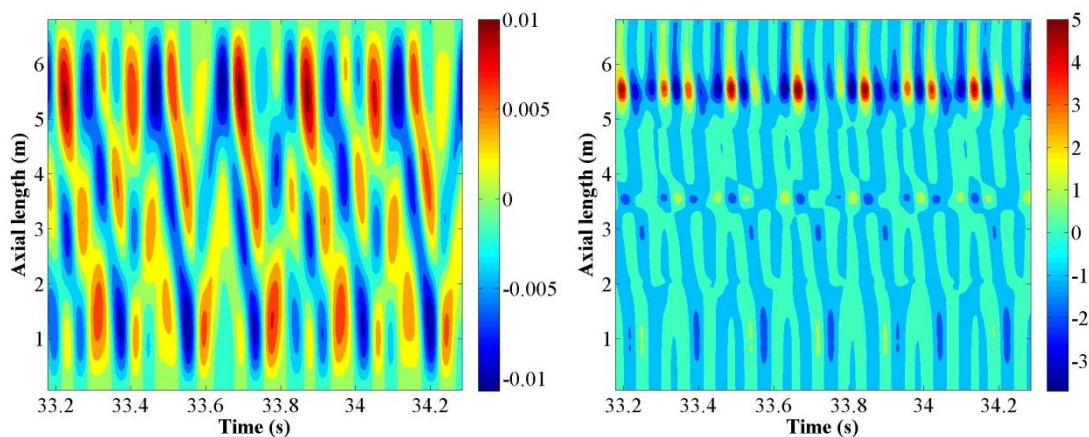


图 5-46 升力系数与响应无因次幅值沿轴向的分布

从图 5-46 升力系数分别看出，升力系数最大值都在 0.7 至 0.8 附近。同时，上图中阻尼区域（蓝色箭头所示）和激励区域（红色箭头所示）交错间隔。同时，和其他工况不同的是，整个立管中位移幅值的最大值与最小值均位于激励区域内。造成这一较为复杂的现象的原因是由于各节点处有着不同的无因次频率和无因次幅值导致的。

3) 柔性立管响应结果

基于上述时域预报程序，可以得到 $U_{\max}=3.8 \text{ m/s}$ 工况下，立管横向位移与水动力（升力和阻力）的时空分布云图，如图 5-47 所示，



(a) 各节点横向位移时空分布

(b) 各节点横向水动力时空分布

图 5-47 柔性立管各节点横向位移与水动力时空分布云图

可以从上图看出在激励力的作用下，图 5-47(a)中立管响应出现了行波的现象。根据 1.4.2 中介绍的 Vandiver 定义的行波参数计算得到 0.25（大于 0.2），同样可以判断该工况下结构响应应具有行波的特性。分析原因，可能是此工况下的流速较大，激发了更高阶的主导模态参与振动。进一步根据位移时历可以计算响应的无因次振幅的 RMS 值，并将其结果与实验测量结果进行对比，如下图所示。

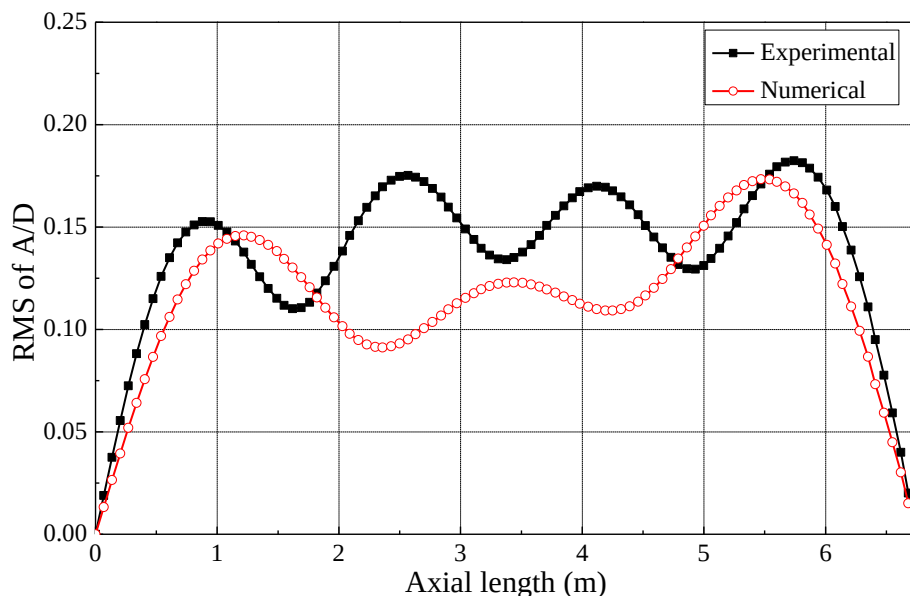


图 5-48 柔性立管横向无因次振动幅值的时域预报与实验结果对比

从上图可以发现，实验得到的立管在位移 RMS 分布结果是以四阶主导的，但是还有其他阶数的参与，同样是一个多频的振动形式。而运用本章提出的时域预报程序得到的响应幅值的 RMS 值主要是以三阶模态占主导的，和实验结果存在一定的差异。但是，仍可以看出预报得到的响应幅值，尤其在端部处与实验测量结果较为吻合。这说明本时域预报程序在预报剪切流下柔性立管响应时具有一定准确性。

4) 轴向张力的影响

根据 5.3.6 节中动态张力的计算，图 5-49 得到了稳定时间段内的立管两端的平均张力和动张力时历结果。同时图 5-50 绘制了张力变化量的频率幅值曲线。

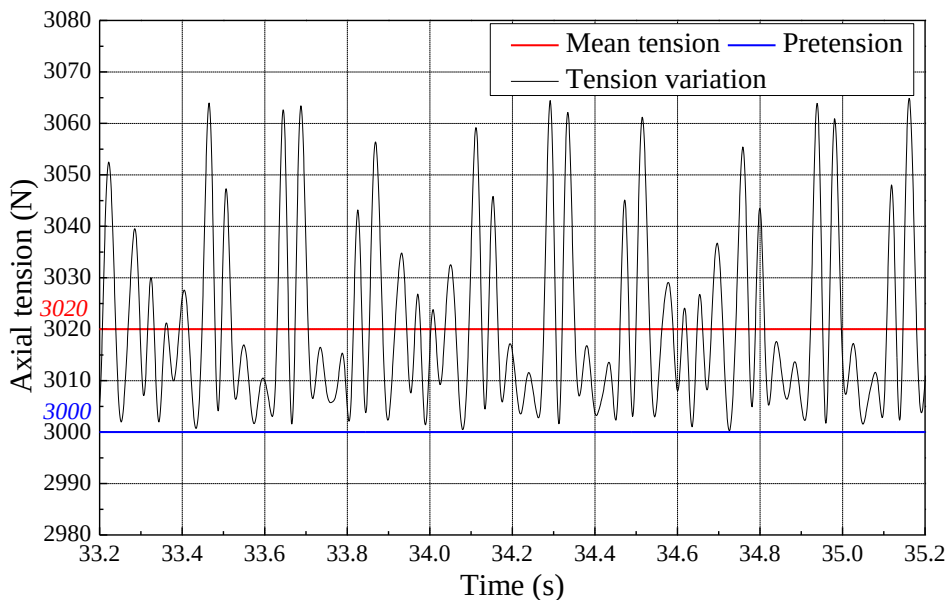


图 5-49 立管平均张力、预张力与张力变化时历

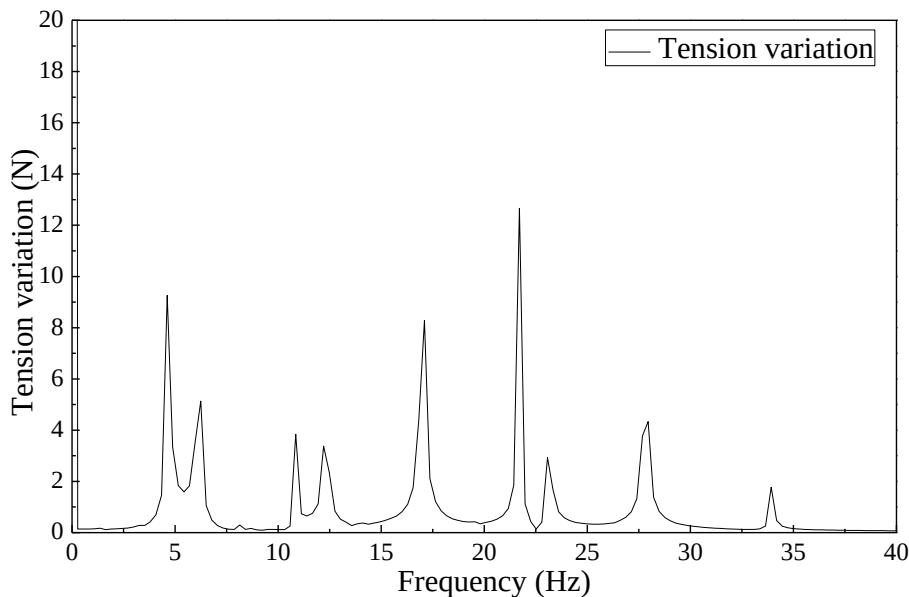


图 5-50 立管轴向张力变化量的频率幅值曲线

从图 5-49 可以看出张力随时间呈现较有规律的周期性的变化。在此工况下平均张力约为 3020N。而这段时间内，张力的改变范围约为 67N，约为平均张力的 2.25%。同时，图 5-50 中张力变化量幅值的峰值出现在了多个频率下。这一现象可能是由于在此工况下不同阶频率的振动会发生较强的相互影响所致。

为了比较考虑动态张力与不考虑动态张力对响应结果的影响，下图比较了预张力作用下和动态张力作用下的无因次幅值 RMS 值分布预报结果以及实验测量结果。

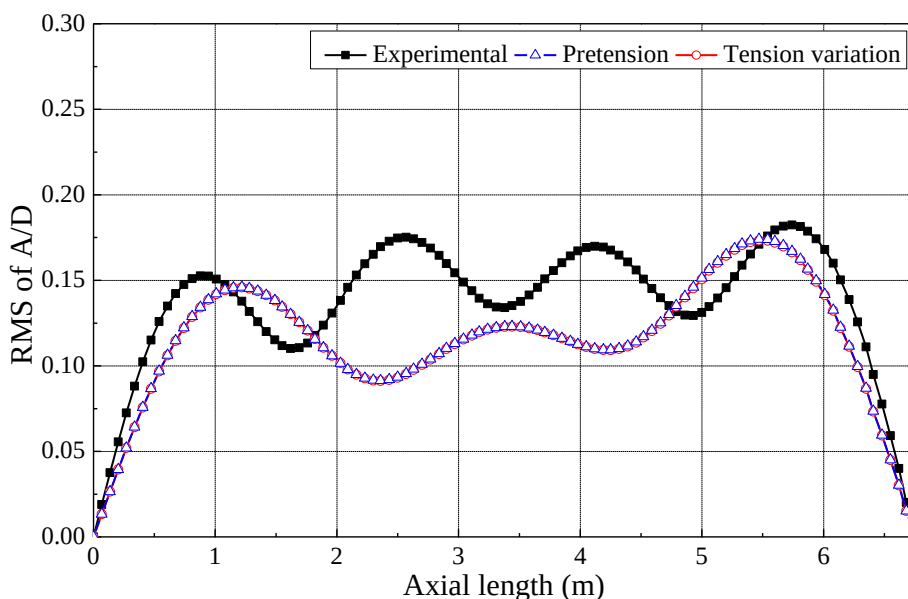


图 5-51. 预张力与时变张力下时域预报轴向无因次幅值 RMS 值分布与实验结果的对比

通过上图对比可以发现，在预张力作用下的响应幅值与时变张力下的结果相差不大，其可能的原因是张力的变化幅度不大，导致在大小相近的水动力载荷下，立管产生了非常相近的横向响应幅值。

5.5 本章小结

在本章中，为了能够在柔性立管涡激振动时考虑各种非线性因素，如管土耦合作用、立管与顶部平台运动的耦合等，提出了一种基于有限元动力响应计算和涡激振动水动力系数库

的柔性立管涡激振动时域数值预报方法。在这种方法中，可以实时根据立管的张力的变化、结构振动状态的变化等改变立管水动力系数的轴向分布情况。最后通过保证相邻两个迭代步中立管振动幅值小于一定的误差，实现水动力系数和立管振动的动态平衡。在本章中尝试实时读取基于刚性圆柱体的强迫振荡实验得到的水动力系数，在考虑张力实时变化的情况下实现了细长柔性立管在均匀流、剪切流工况的涡激振动时域预报。将时域结果和实验测量结果进行对比，发现两者得到的振动响应吻合较好。这初步验证了时域预报方法的可行性。然而，也可以从数值算例中看出时域预报结果如振动频率、响应幅值等和实际试验测量结果略有差异。未来可以通过改进柔性立管时域预报中调用的水动力系数库，考虑结构大变形的影响等尝试改进时域预报结果的准确性。此外，根据本文中开展的时域预报，可以发现：当张力变化范围较小时对立管响应幅值的影响较小，而当张力变化范围较大时，考虑张力时变与否得到的响应结果存在较大的差异；同时，剪切流下立管涡激振动时较容易发生多种频率共同参与振动的现象；此外，当涡激振动频率较高时，立管振动时容易出现行波现象。

第六章 研究与展望

6.1 全文总结

随着海洋资源的不断开发,以深海柔性养殖结构物、超细长柔性立管为代表的超细长柔性结构物被广泛运用。如何准确预报此类结构的动力响应对于保证结构物的安全性相当重要。然而,对于此类结构物而言,其水动力载荷和结构物运动、变形会互相影响。传统的具有缩尺比的模型试验和数值计算方法很难准确、高效地计算此类结构物在不同流场下的动力响应。

为了解决这一问题,本文将基于半经验流体载荷公式与结构有限元动力学方程联合求解方法,探讨了数值计算中的数值稳定性问题,并提出了几种能够提高柔性结构水动力响应预报准确性的可行方法。本文的主要工作及得出的结论如下:

(1) 细长柔性结构流固耦合问题强耦合与弱耦合计算结构响应研究

基于动力响应计算中时间积分方法的谱半径大小,从理论上推导了运用弱耦合算法处理流固耦合问题对数值计算的稳定性以及准确性的判定准则产生的影响。通过几个简化后的单自由度线性系统在附加质量力下运动的数值算例,验证了推导的正确性。考虑到这种影响又和所研究的结构物的参数密切相关,随后针对深海网箱系统中的几个典型结构进行了一系列的数值实验,用于进一步研究弱耦合算法对求解细长柔性构件在流场中发生大变形时的适用性。通过将弱耦合计算结果和标准解(强耦合计算结果)得到的响应的对比,发现:如果将附加质量力采用显式的计算,则很容易导致结构水弹性响应的无条件不稳定现象。这一现象表明在未来的结构响应计算中应当把附加质量力的影响通过直接改变结构物本身的质量来实现。而另一方面,如果仅仅将平方拖曳力项采用显式的方法计算,则数值计算结果的准确性可以通过减小时间步长来改进。这一结果表明,在未来运用半经验公式方法计算水弹性响应时,在合适的时间步长下,可以直接根据前一时刻的响应结果直接确定下一时刻的水动力载荷的大小,并计算得到较为准确的响应结果。这将有助于在水弹性计算中,将一些更为复杂的水动力模型简便地包含到现有的结构有限元动力响应计算程序中。

(2) 实尺度深海渔网结构响应预报

针对如何更准确地预报渔网系统水弹性响应的问题,在本文中提出了一种实验与数值结合的计算方法。在这一方法中,考虑了渔网水动力特性在不同分段各不相同的特点,将一个实尺度的网箱沿着纵向和轴向划分成若干个浮圈-网衣组成的分段系统;同时假设每一个分段系统都具有一个独特的水动力特性。通过对一个实尺度网衣分段的强迫振荡试验研究,可以建立分段模型在不同实际相对运动工况下的水动力系数库。基于该数据库,可以通过一系列有限元计算确定实尺度渔网系统的水弹性响应。在本文中针对了一个二维的实尺度网衣-浮圈系统,对其在和流体不同相对运动形式下,包括:均匀流下,顶部浮圈周期性往复运动条件下以及均匀流与顶部浮圈周期性往复运动条件下的工况的水弹性响应进行计算。通过将响应预报结果和现有的相关论文的研究结果,如 Aarsnes 提出的水动力模型计算结果进行对比,可以发现,这种新的混合预报能够计算得到结构的合理变形。因此,运用本文的方法可以预报出较为准确的网衣结构水弹性响应。

(3) 实尺度柔性立管涡激振动结构响应预报

为了能够在柔性立管涡激振动时考虑各种非线性因素,本文中提出了一种基于有限元动力响应计算和涡激振动水动力系数库的涡激振动时域数值预报方法。在这种方法中,可以

实时根据立管的张力的变化、振动状态的变化等改变立管的水动力系数的轴向分布情况,同时保证升力时历和前一迭代步中的速度时历同相位变化。最后通过保证相邻两个迭代步中立管振动幅值小于一定的误差,可以实现水动力载荷和立管振动的动态平衡。本文中通过尝试实时读取基于强迫振荡实验得到的水动力系数,在考虑张力实时改变的情况下实现了细长柔性立管在均匀流、剪切流工况下的涡激振动时域预报。将时域结果和实验测量结果进行对比,发现两者得到的振动响应吻合较好。相关数值算例初步验证了时域预报方法的可行性。

6.2 研究展望

本文针对细长柔性结构流固耦合动力响应的难点问题,分析了现有的解决方法进行的先进性和局限性,提出了几类更为合理和高效的求解方法。然而考虑到流固耦合问题、几何大变形问题以及流体的强非线性问题的复杂性,未来还有很多工作可以深入开展。

(1) 本文仅通过理论分析推导了弱耦合算法对数值稳定性产生的影响,然后通过对几个较为典型的细长柔性结构的数值计算算例分析了弱耦合算法对分析此类问题的适用性。但是,在本文中并没有推导出具体的数值计算参数对于数值稳定性的影响程度。未来可以尝试总结影响数值计算的相关无因次参数,从理论上推导其对数值稳定性的影响程度,并通过具体的算例验证理论推导的正确性。

(2) 对于实尺度深海渔网结构响应预报问题,本文仅研究了二维浮圈-网衣系统在给定激励下的响应。但是考虑到所有形式的渔网均是由一个个独立的网衣分段连接而成的,因而这种实验数值混合方法可以适用于所有类型的网箱的水弹性计算。未来可以进一步尝试将这种数值实验混合预报方法用于网箱在更加复杂的海况下的动力响应预报,如在斜向来流等情况下的实尺度网箱系统的水弹性响应研究。除此之外,也可以通过修改水动力系数库考虑流体三维效应的影响,在此基础上将本文中的方法运用于整个网箱系统的水弹性响应计算中。通过将三维网箱系统水弹性响应的数值预报结果和实测结果对比,可以进一步验证本文提出的实尺度网箱水弹性响应方法的可靠性。

(3) 运用本文实尺度深海渔网水弹性预报方法,可以进一步分析渔网和顶部浮圈结构的相互作用力,从而研究浮圈结构的水动力(如附加质量、阻尼)特性。

(4) 对于实尺度柔性立管涡激振动结构响应预报问题,本文基于线性结构的假设,提出了一种可以考虑多种时变因素,如张力变化的时域预报方法。然而,从响应结果看出,细长柔性立管可能会发生较大程度的变形(如本文的均匀流工况下, A/D 接近 1)。当结构发生较大的变形时,小变形假设将不成立,因此未来需要将几何非线性的影响考虑到时域预报程序中。

(5) 从细长柔性立管涡激振动时域预报结果如振动频率等和实际试验测量结果对比看出,预报结果和实际的结果略有差异。值得注意的是,本文调用的数据库是基于刚性圆柱体强迫振荡实验得到的,同时假定附加质量系数是 1,而这些水动力系数的组合可能和实际柔性立管水动力特性略有差异。未来有必要改进调用的水动力系数库,尝试提高时域预报的准确性。

(6) 在本文中仅对立管在定常流下横向涡激振动的响应进行了预报。然而,利用目前提出的时域预报理论可以在接下来结合振荡流下的水动力系数库,尝试预报振荡流下的立管涡激振动响应。与此同时,未来还可以改进时域预报的步骤,进一步考虑流向涡激振动的响应,流向阻力放大效应,横向涡激振动和流向涡激振动耦合作用等问题。

参考文献

- [1] Bai Y., Bai Q. Subsea pipelines and risers [M]. Elsevier Science Ltd.2000.
- [2] Faltinsen O.M. Sea loads on ships and offshore structures (Vol. 1) [M]. Cambridge University Press. 1993.
- [3] Balash C., Colbourne B., Bose N., Raman-Nair W. Aquaculture net drag force and added mass [J]. Aquacultural Engineering.2009. 41 (1). 14–21.
- [4] Sala A., Lucchetti A., Buglioni G. The change in physical properties of some nylon (PA) netting samples before and after use [J]. Fisheries Research.2004. 69. 181–188.
- [5] Bi C.W., Zhao Y.P., Dong G.H., Zheng Y.N., Gui F.K. A numerical analysis on the hydrodynamic characteristics of net cages using coupled fluid–structure interaction model [J]. Aquaculture Engineering. 2014. 59. 1-12.
- [6] Fredheim A. Current forces on net structures [D]. Dept. of Marine Technology. NTNU.2005.
- [7] Wu J. Hydrodynamic force identification from stochastic vortex induced vibration experiments with slender beam [D]. Dept. of Marine Technology. NTNU. 2011.
- [8] Sumer B., Fredsoe J. Hydrodynamics around cylindrical structures[M]. Vol. 12.[S.l.].World Scientific Publishing Company Incorporated. 1997.
- [9] Moe G., Wu Z.J. The lift force on a cylinder vibrating in a current [J].J. of Offshore Mechanics and Arctic Engineering.1990. 112. 297-303
- [10] 李鲤. 波流作用下深海浮式网箱结构动力响应特性研究 [D]. 上海交通大学, 硕士学位论文.2013.
- [11] Faltinsen O.M. Hydrodynamic aspects of a floating fish farm with circular collar [C]. In: The 26th international workshop on water waves and floating bodies (IWWFB) April 17–20. Athens, Greece. 2011.
- [12] Endresen P.C. Vertical wave loads and response of a floating fish farm with circular collar [D]. Master thesis. Dept. of Marine Hydrodynamics, Norwegian Institute of Technology. 2011.
- [13] Fu S.X., Moan T. Dynamic analyses of floating fish cage collars [J]. Aquaculture Engineering. 2012. 47. 7-15.
- [14] Fu S.X., Xu Y.W., Hu K., Zhang Y. Experimental investigation on hydrodynamics of floating cylinder in oscillatory and steady flows by forced oscillation test [J]. Marine structures. 2013. 34. 41-55.
- [15] Thomassen E.P. Methods for dynamic response analysis and fatigue life estimation of floating fish cages [D]. Dept. of Marine Hydrodynamics, Norwegian Institute of Technology.2008.
- [16] Kristiansen D. Wave induced effects on floaters of aquaculture plants [D]. Norwegian Institute of Technology.2010.
- [17] Gansel L., McClimans T.A., Myrhaug D. Average flow inside and around fish cages with and without fouling in a uniform flow [J]. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering. 2012. 134(4). 041201.
- [18] Løland, G. Current forces on and flow through fish farms [D].Dept. of Marine Hydrodynamics, Norwegian Institute of Technology.1991.
- [19] Lader P., Enerhaug B. Experimental investigation of forces and geometry of a net cage in uniform flow [J]. IEEE Journal of Ocean Engineering. 2005. 30. 79-84.
- [20] Lader P., Kristiansen D., Jensen Ø., Fredriksson D.W. Experimental study on the interaction between the net and the weight system for a gravity type fish farm [C]. OMAE.2013.
- [21] Kitazawa D., Shimizu H., Mizukami Y. Tank model testing on the fish cage installed in variable depths in current and waves [C].OMAE. 2013.
- [22] Fredriksson D.W., Swift M.R., Irish J.D., Tsukrov I., Celikkol B. Fish cage and numerical models with field measurements [J]. Aquacultural Engineering. 2003. 27 (2). 117–146.
- [23] Fu S.X., Xu Y.W., Hu K., Zhong Q., Li R.P. Experimental investigation on the hydrodynamics of a fish cage floater-net system in oscillatory and steady flows by forced oscillation tests [J]. Journal of Ship Research. 2014. 58(1). 20-29.
- [24] Gui F.K. Hydrodynamic behaviors of deep-water gravity cage [D]. Dalian University of

Technology. 2006.

- [25] Patursson Ø., Swift M.R., Tsukrov I., Simonsen K., Baldwin K., Fredriksson D.W., Celikkol B. Development of a porous media model with application to flow through and around a net panel [J]. *Ocean Engineering*. 2010. 37 (2-3). 314-324.
- [26] Shim K., Klebert P., Fredheim A. Numerical investigation of the flow through and around a net cage [C]. OMAE. 2009.
- [27] Zhao Y.P., Bi C.W., Liu Y.X., Dong G.H., Gui F.K. Numerical simulation of interaction between waves and net panel using porous media model [C]. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*. 2014. 8(1). 116-126.
- [28] Moe H., Fredheim A., Hopperstad O.S. Structural analysis of aquaculture net cages in current [J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2010. 26. 503-516.
- [29] Fredriksson D.W., Swift M.R., Eroshkin O., Tsukrov I., Irish J.D., Celikkol B. Moored fish cage dynamics in waves and currents [J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. 2005. 30 (January (1)). 28-36.
- [30] Berstad A.J., Tronstad H., and Ytterland A. Design rules for marine fish farms in Norway: Calculation of the structural response of such flexible structures to verify structural integrity [C]. OMAE. 2004.
- [31] Berstad A.J., Tronstad H., Sivertsen S., Leite E. Enhancement of design criteria for fish farm facilities including operations [C]. OMAE. 2005.
- [32] Lader P., Fredheim A., Lien E. Dynamic behaviour of 3D nets exposed to waves and current [C]. OMAE. 2001
- [33] Aarsnes J. V., Rudi, H., Lønd, G. Current forces on cage, net deflection. In *Engineering for offshore fish farming* [C]. Proceedings of a conference organised by the Institution of Civil Engineers, Glasgow, UK, 17-18. 137-152. Thomas Telford. 1990.
- [34] Gopalkrishnan R. Vortex induced forces on oscillating bluff cylinders [D]. Department of Ocean Engineering, MIT, Cambridge, MA, USA. 1993.
- [35] Larsen C.M. Vortex induced vibrations (VIV) [Z]. lecture notes. Trondheim, Norway. 2007.
- [36] Feng C.C. The measurements of vortex-induced effects in flow past a stationary and oscillating circular and D-section cylinders [D]. Master's thesis, University of British Columbia, Vancouver, Canada. 1968.
- [37] Williamson C.H.K., Roshko, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder [J]. *J. Fluids Struct.* 1988. 2. 355-381.
- [38] Khalak A., Williamson C.H.K. Investigation of the relative effects of mass and damping in vortex-induced vibration of a circular cylinder [J]. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 1997. (69-71), 341-350.
- [39] Sarpkaya T. Transverse oscillations of a circular cylinder in uniform flow, Part 1 [J]. Interim Report, 1977. 1. Naval Postgraduate School, Monterey, CA.
- [40] Sarpkaya T. Fluid forces on oscillating cylinders [J]. NASA STI/Recon Technical Report 1978. A.78:46523.
- [41] Sarpkaya T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations [J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2004. 19(4):389-447.
- [42] 潘志远. 海洋立管涡激振动激励与预报方法 [D]. 上海交通大学, 博士论文. 2005.
- [43] Jaiswal V., Vandiver J.K. VIV response prediction for long risers with variable damping [C]. In *Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. 2007.
- [44] Zheng H. The Influence of high harmonic force on fatigue life and its prediction via coupled inline-crossflow VIV modeling [D]. Department of Ocean Engineering, MIT, Cambridge, MA, USA. 2014.
- [45] Wu J., Lie H., Larsen C.M., Baarholm R.J. An empirical heave induced VIV prediction model [C]. OMAE. 2015.
- [46] Vandiver J.K., Jaiswal V., Jhingran V. Insights on vortex-induced, traveling waves on long risers [J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2009. 25. 641-653.
- [47] Vandiver J.K. SHEAR7 User Guide [M], Department of Ocean Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA. 2003.
- [48] Swithenbank, S. B. Dynamics of long flexible cylinders at high-mode number in uniform and sheared flows [D]. Department of Ocean Engineering, MIT, Cambridge, MA, USA. 2007.
- [49] Larsen C.M., Vikestad K., Yttervik R. and Passano E. Empirical model for analysis of vortex

- induced vibrations - theoretical background and case studies. OMAE. Rio de Janeiro, Brasil. 2001.
- [50] Herfjord K., Holma's T., Randa, K. A parallel approach for numerical solution of vortex induced vibrations of very long risers[C]. In: Proceedings of the Fourth World Congress on Computational Mechanics, Buenos Aires, Argentina.1998.
- [51] DeepLines. Multi-Lines Floating Systems analysis[M], Theory Manual, version 3r1, Institut Franc-ais du Pe ´trole, Principia Recherche et De veloppement. 2002.
- [52] Willden R.H.J.. Numerical prediction of the vortex-induced vibrations of marine riser pipes[D]. Ph.D. Thesis, University of London, UK. 2003.
- [53] Larsen C.M., Vikestad K., Yttervik R., Passano E., Baarholm, G.S. VIVANA Theory Manual Version 3.4[M], Norwegian Marine Technology Research Institute, Norway. 2005.
- [54] 许玉旺. 海洋立管涡激振动频域和时域预报方法[D].上海交通大学, 硕士论文.2014.
- [55] 王坤鹏. 深海悬链线立管触地区域疲劳及可靠性研究[D].上海交通大学, 博士论文.2014.
- [56] Thorsen M., Savik S., Larsen C. A simplified method for time domain simulation of cross-flow vortex-induced vibrations [J]. Journal of Fluids and Structures. 2014. 49. 135-148
- [57] 殷有泉.非线性有限元基础[M]. 北京大学出版社. 2007.
- [58] Sarpkaya T. Inline and transverse forces on smooth and sand-roughened cylinders in oscillatory flow at high reynolds numbers [R]. Naval Postgraduate School, Monterey, CA.1976.
- [59] Lader P., Fredheim A. Dynamic properties of a flexible net sheet in waves and current—a numerical approach [J]. Aquaculture Engineering. 2006. 35. 228-238.
- [60] Bathe K.J. Finite Element Procedure[M]. New York:Prentice Hall.1996
- [61] Bathe K.J., Gunwoo N. Insight into an implicit time integration scheme for structural dynamics [J]. Computers and Structures.2012. 98-99. 1-6
- [62] Bathe K.J. Conserving energy and momentum in nonlinear dynamics A simple implicit time integration scheme [J]. Computers and Structures.2007. 85.437-445
- [63] Bathe K.J., Baig M. On a composite implicit time integration procedure for nonlinear dynamics [J]. Computers and Structures.2005. 83.2513-2524
- [64] Chung J, Hulbert GM. A time integration algorithm for structural dynamics with improved numerical dissipation: the generalized alpha method [J]. J Appl Mech, Trans ASME. 1993. 60. 371-375.
- [65] Bishop R.E.D., Price W.G. Hydroelasticity of Ships [M]. Cambridge University Press, London, UK.1979.
- [66] Fang S.M., Niedzwecki J.M., Fu S.X., Li R.P., Yang J.M. VIV response of a flexible cylinder with varied coverage by buoyancy elements and helical strakes [J]. Marine Structures. 2014. Vol 39. 70-89.
- [67] Faltinsen O.M. Hydroelastic slamming [J]. J. Mar. Sci. Technol. 2000. 5.49-65.
- [68] Rugonyi S., Bathe K.J. On finite element analysis of fluid flows fully coupled with structural interactions [J]. CEMS. 2(2). 2001. 195-212.
- [69] Michler C. The relevance of conservation for stability and accuracy of numerical methods for fluid-structure interaction [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 2003.192(37-38).4195-4215
- [70] Maki K.J., Lee D., Troesch A.W., Vlahopoulos N. Hydroelastic impact of a wedge-shaped body [J]. Ocean Engineering. 2011. 38(4). 621-629
- [71] Farhat C., Zee K.G., Geuzaine P. Provably second-order time-accurate loosely-coupled solution algorithms for transient nonlinear computational aeroelasticity [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 2006. 195(17-18). 1973-2001
- [72] Causin P., Gerbeau J.F., Nobile F. Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid-structure problems [J]. Computer methods in applied mechanics and engineering. 2005.194. 4506-4527
- [73] Grandmont C. Mathematical and numerical analysis of fluid structure interaction problems [R]. Summer school and workshop: Fluid-structure interaction for biomedical applications. Czech Republic.2011.
- [74] Cheney E. Numerical Mathematics and Computing [M]. Cengage Learning. 2012.
- [75] Bath K.J. Finite Element Procedure [M]. New York:Prentice Hall.1996.
- [76] Dassault System. ABAQUS 6.10 documentation [M]. 2010.
- [77] Klebert P., Lader P., Gansel L., Oppedal F. Hydrodynamic interactions on net panel and aquaculture fish cages : A review [J]. Ocean Engineering.2013. 58. 260-274.
- [78] Kristiansen T., Faltinsen O.M. Modelling of current loads on aquaculture net cages [J].

Journal of Fluids and Structures. 2012. 34. 218-235.

- [79] Hoerner, S.F. Fluid-dynamic drag. Hoerner Fluid Dynamics [M]. Bricktown New Jersey. 1965.
- [80] Zhao Y.P., Li Y.C., Dong G.H., Gui F.K, Wu H. An experimental and numerical study of hydrodynamic characteristics of submerged flexible plane nets in waves [J].Aquacultural Engineering. 2008. 38. 16-25.
- [81] Gui F.K. Hydrodynamic behaviors of deep-water gravity cage [D]. Dalian University of Technology. 2006.
- [82] Li Li, Fu S.X., Xu Y.W. Nonlinear hydroelastic analysis of aquaculture fish cage in irregular waves [J].Marine Structures. 2013.34. 56-73.
- [83] Lader P., Dempster T., Fredheim A., Jensen Ø. Current induced net deformations in full-scale sea-cages for Atlantic salmon (salmo salar) [J]. Aquaculture Engineering. 2008.38(1). 52-65
- [84] Liu L., Kinoshita T., Wan R., Bao W., Itakura H. Experimental investigation and analysis of hydrodynamic characteristics of a net panel oscillating in water [J]. Ocean Engineering. 2012. 47.19-29.
- [85] Venugopal M. Damping and response prediction of a flexible cylinder in a current [D]. Department of Ocean Engineering, MIT, Cambridge, MA, USA.1996.
- [86] Bourguet R., Karniadakis G., Triantafyllou M. Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow [J]. J. Fluid Mech. 2011.677. 342-382

谢辞

光阴荏苒，四年的本科学习就此画上了句号。回首过去的大学四年，我成长中的一一点一滴都离不开老师的指引，父母的支持与同学的帮助。

首先，我衷心感谢我的导师付世晓老师在过去的两年里对我的指导与帮助。付老师严谨踏实的科研态度，孜孜不倦的科学探索，严丝合缝的逻辑推导都给我留下了非常深刻的印象。在付老师身体力行的影响下，我懂得了基础理论学习与推导能力的重要性，同时也对科学研究产生了越来越浓厚的兴趣。付老师通过和我共同探讨学术问题，培养了我严谨的科学研究思维，让我逐渐学会了如何自主地进行科学研究。除了科研之外，付老师对我的学习、生活以及做人处事等各方面都非常关心。

我也非常感谢海洋工程实验室的李润培老师、胡志强老师、班主任田新亮老师等老师对我出国申请、学业、科研各方面的关心与支持。感谢在大学四年间为我们课堂上传道受业、答疑解惑的林志良老师、万德成老师、朱仁传老师、唐文勇老师等。

此次我能够顺利完成毕业论文的创作当然离不开实验室师兄师姐们的帮助和鼓励。我非常感谢大二暑假开始指导我进行理论学习与数值计算的许玉旺师兄，师兄的指导帮助我打下了科研的扎实基础。感谢胡克师兄在相关有限元软件应用以及模型实验原理与细节方面的指导，让我懂得了踏实学习、推导基础理论的重要性。感谢王俊高师兄在 PPT 制作、绘图等方面的耐心讲解。王俊高师兄对待每一个科研细节问题上的执着、严谨是我未来学习、科研上的标杆。感谢宋磊建师兄对我科研思路上的引导。在付老师在挪威的时间里，宋磊建师兄总能够在忙碌之余抽出时间帮我答疑解惑。宋磊建师兄具有的勤奋认真的研究精神以及逻辑严密的语言表达，都是我未来需要不断学习、提高的能力。同时我还要感谢一路上关心我的学习与成长的位巍师姐、石茜师姐、陈希怡师兄、郭飞师兄、申静师姐和张萌萌师姐。通过和这些师兄师姐的讨论，我提升了思考问题的广度，渐渐懂得了融会贯通地解决问题的重要性。我也感谢过去在实验室一同合作各项试验、讨论的蔡曦、欧绍武、朱一飞同学。

另外，我要感谢好友邓亦细、张明娟、徐磊、戴泽霖、梁家铭等同学，通过和这些同学的交流与相处，让我始终以积极乐观的心态去面对生活与学业。

最后，我要感谢一直以来鼓励、支持我的父母。在我沮丧的时候，父母的鼓励给了我巨大的战胜苦难的勇气与动力。而在我取得了一些进步的时候，父母的提醒又让我继续脚踏实地地去迎接未来更大的挑战。

尽管本科生活就此结束，但是我希望自己能够在未来继续深造的过程中更加努力，不辜负老师、同学和父母的殷切期望，成为一个对社会有贡献的人。

攻读学士学位期间撰写的学术论文

序号	论文题目（或专著名称）	期刊（或出版社）名称	作者排序	期刊等级
1	Investigation into the stability and accuracy in predicting slender bodies' hydroelasticity using loose coupling methods	OMAE 2015-41136	1	EI 国际会议
2	A hybrid empirical-numerical method for hydroelastic analysis of a floater-and-net system	Journal of Ship Research, 二审	1	SCI
3	Experimental investigation of the response performance of VIV on a flexible riser with helical strakes	Ships and Offshore Structures	3	SCI
4	An investigation into the hydrodynamics of a flexible riser undergoing vortex-induced vibration	Journal of Fluids and Structures, 投递	3	SCI

在学期间科研成果、获奖及专利情况

序号	专利（或获奖）名称	作者排序	专利号
1	一种水平斜向强迫振荡下测量细长立管动力响应装置	1	201410723123.8
2	一种剪切流下测量细长立管动力响应装置	1	201410723134.6

STRUCTURAL DYNAMIC ANALYSIS ON ULTRA-SLENDER FLEXIBLE STRUCTURES INTERACTING WITH FLUIDS

With the rapid development of ocean engineering, offshore structures are moving gradually from near-shore to more exposed ocean areas. Among these structures, flexible and slender structures are widely used. However, harsh environment in the open ocean may threaten the safety of these kinds of structures. The slender and flexible structures interact with fluids around in a complex and nonlinear manner. Therefore, accurate prediction of the structures' dynamic response in real sea states is of critical importance.

Facing the problem, researchers have tried experimental method, computational fluid dynamics (CFD) and the combined effort of semi-empirical load models and structural dynamics analysis. However, scale effects are evident in model testing, which makes direct prediction from measured values quite difficult. On the other hand, CFD computation may cost too much time and data storage, especially when the structures are becoming more and more complex. Therefore, in this paper, the combination of semi-empirical load models and structural dynamics analysis is employed.

This paper includes an overall of six chapters. The structure and the corresponding conclusions of the paper are summarized as follows.

Chapter One summarized the background of the research. The governing parameters controlling the interaction between flexible structures and the fluid flow are described. Previous experimental and numerical research in structural dynamics of aquaculture net cages and flexible risers in fluid flows are also summarized.

Chapter Two described the basic numerical theories the paper employed. The numerical methods can be divided into three parts, which are the formulation of structural dynamics equilibrium, the semi-empirical hydrodynamic load models, and finally different time integration methods to solve dynamic equilibriums. As for formulating structural dynamics equilibrium, the whole structures are discretized into finite elements. Then the relationship between strain and displacement can be constructed, on which basis the linear and nonlinear formulations are established. As for the semi-empirical load models on slender structures, the Morison equation on fixed cylinders and the modified equations on moving cylinders and oblique cylinders are derived. Besides, the Aarsnes' formulae for net structure's hydrodynamic load estimation together with the vortex induced load estimation method are also described in detail. Finally, different time integration methods and iteration methods, including explicit and implicit methods together with Newton iteration are described.

Chapter Three to Five is the main part of the paper.

In Chapter Three, numerical methods for fluid-structure interaction are divided into strong coupling and loose coupling. On this basis, two kinds of loose coupling methods are proposed, which can help incorporate different kinds of hydrodynamic models into the current state-of-the-art structural solvers. Theoretical derivation is conducted, which proves that the loose coupling methods will have certain impact on the numerical stability and accuracy. However, the impact is dependent on the physical parameters chosen. Therefore, numerical experiments were conducted on typical slender and flexible structures in fish farming system including the flexible

floating collar and the flexible net structures so as to test the feasibility of the two kinds of loose coupling methods. The results solved by loose coupling methods were compared against those from strong coupling methods. The comparison shows that if the “added mass force” is solved explicitly, numerical instability may be fairly likely to occur. However, if only the “quadratic drag force” is solved explicitly, then the numerical stability can be satisfied, and the numerical accuracy can be improved with smaller time increment. This finding suggests that when studying the structure’s hydroelastic response under added mass force, the impact of the force should be considered by modifying the original mass of the structure. Meanwhile, the second kind of loose coupling method can help adding more complex hydrodynamic load models into the current state-of-the-art structural solvers.

Because of scale effects and inappropriate hydrodynamic models, the nonlinear hydroelastic response of net cages used for fish farming cannot be analyzed precisely with traditional model testing or combinations of FEMs (finite element methods) and load models. Therefore, in Chapter Four an innovative hybrid method is proposed to determine the hydroelastic response of full-scale floater-and-net systems more accurately. In this method, the net for the fish cage is vertically and peripherally divided into similar interconnected sections with different hydrodynamic parameters, which are assumed to be uniformly distributed over each section. A model of a typical section was subjected to various towing speeds, oscillation periods and amplitudes in a towing tank to simulate the potential motions of all sections in the net under various currents, waves and floater movements. By analyzing the measured hydrodynamic force from this test section, a hydrodynamic force database for a typical net section under various currents, waves and floater motions was built. Afterwards, based on an FEM, the modified Morison equation and the hydrodynamic force database, the hydroelastic behavior of the full-scale fish cage was calculated with an iterative scheme. The iteration makes sure that the structure’s response corresponds to the hydrodynamic characteristics. The hydroelastic response of a 2D example of a full-length net panel with steady currents and floater oscillations was studied in detail. The results are compared against those in the literatures and results calculated based on Aarsnes’ hydrodynamic model. Good agreement can be found in the comparison. This suggests that the method is feasible to produce accurate net’s hydroelastic response under both steady and oscillatory flows. Moreover, several findings can be derived from the numerical simulation. First of all, under the steady current, the averaged drag coefficients are found to be decreasing with the net’s depth and the angle of attack is larger at the upper part of the net than the lower parts. Under the impact of floater’s oscillation, the averaged drag coefficients in a net section are larger at the lower part of the net panel. Both the drag coefficients and the area reduction ratio are smaller under more violent floater’s oscillation. Moreover, evident phase angle can be found in the displacements of the points located along the net panel’s depth. This leads to that under the floater’s oscillation, the reduction in projected area of the whole net is smaller than that under steady flow. Finally, under the combined effect of steady flow and the floater’s oscillation, the drag coefficients are found to be much smaller. Moreover, the comparison of area reduction ratio under various test cases shows that the uniform flow is the primary contributor of the net panel’s deformation.

In Chapter Five, in order to take some of the nonlinearities, such as tension variation, the interaction between riser and platform’s motion and soil-riser interaction, a time domain vortex induced vibration prediction model is proposed. The model combines finite element formulation and riser’s hydrodynamic coefficients under vortex induced vibration together. Modal analysis is

conducted to determine the excited mode and excited region. Then Newmark integration is introduced to derive the riser's dynamic response under different fluid conditions. The calculated response should then be transformed into the frequency domain by using Fourier transform method to derive the amplitude of displacement and velocity of each excited frequency. Venugopal's hydrodynamic damping coefficient and Golpakrishnan's hydrodynamic coefficient derived from forced oscillation on stiff cylinders in calm water are incorporated into the current prediction model. Once the response amplitudes and excited frequencies are obtained, then the corresponding hydrodynamic coefficients for different parts of the risers can be determined. The same process iterates until the difference in response amplitude between two iteration steps is smaller than 30%. The time domain method is used to predict flexible riser's vortex induced vibration under uniform current and linearly sheared current. The predicted structural responses are in good correspondence with those measured from the experiments. This primarily tests the feasibility of the time-domain method. Besides, several observations can be derived from the numerical computation. First of all, when the tension variation is small, the response of the riser varies little from that without tension variation considered. However, when the tension variation is fairly large, evident discrepancy can be found between results computed with and without tension variation considered. The comparison of riser's response under uniform current and linearly sheared flow suggests that multiple-frequency vibration can often be generated under sheared flow. Moreover, the traveling wave phenomena are also observed when the flow speed is quite large ($U=3.8$ m/s) under the sheared flow.

Finally, Chapter Six drew the conclusion and future work for the whole paper. Concerning the conclusion part, the test of loose coupling method can provide guidance for incorporating more complex hydrodynamic models into the state-of-the-art structural solvers much more easily. The experimental-numerical method can help predict full-scale fish cage's hydroelastic response in real sea states more accurately. Moreover, the structural response of flexible riser under vortex induced vibration can be predicted quite accurately by the time-domain method, with nonlinear features like tension variation considered.

However, there is still much work to do on the basis of this paper. First of all, as for the loose coupling methods' impact on numerical stability, further theoretical derivations should be conducted to find the governing nondimensional parameters and the critical conditions for numerical stability. Secondly, the numerical-experimental hybrid method in the current research only applies to the hydroelastic analysis on a 2D net-floater system under predefined excitation. More research can be conducted on the hydroelasticity of 3D full-scale net cage under more complex ocean conditions, such as oblique flows. Finally, as for the flexible riser's vortex induced vibration, the research presented in this paper is based on linear finite element analysis. Geometrical nonlinearity may need to be considered when the response is quite large. Besides, the hydrodynamic coefficients may need to be improved to increase the accuracy of the results derived from the current time-domain prediction model. Moreover, inline vortex induced vibration, inline drag amplification, the interaction between inline and cross-flow structural responses and hydrodynamics all deserve further investigation.