



申请同济大学博士学位论文

# 同濟大學

## 博士学位论文

### 大跨度屋盖结构风荷载及风致响应研究

国家自然科学基金项目 (50321003)

教育部“高等学校骨干教师资助计划”资助

周 晷 (xu n) 毅

指导教师 顾 明 教授

申请学位级别 博士 专业名称 桥梁与隧道工程

学位授予单位和日期 \_\_\_\_\_

同濟大學

土木工程学院桥梁工程系  
土木工程防灾国家重点实验室

2004 年 1 月 12 日

## 声 明

本人郑重声明：本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果，撰写成博士学位论文“大跨度屋盖结构风荷载及风致响应研究”。除论文中已经注明引用的内容外，对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确的方式标明。本论文中不包含任何未加明确注明的其他个人或集体已经公开发表或未公开发表的成果。

本声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名：

二零零四年二月

## 摘要

大跨度屋盖结构因具有质量轻、柔性大、阻尼小等特点,风荷载一般是结构设计的控制荷载。随着经济的发展、科技的进步,各种外形独特、结构形式新颖的大跨度屋盖结构大量涌现。由于大跨度屋盖结构在风荷载和结构特性方面的复杂性,至今还没有建立起有效的风振响应研究方法。本文从风荷载的测量和数值模拟、风压特性分析、抖振计算及静力等效风荷载等全方面入手,为大跨度屋盖结构风致抖振响应研究提供一个系统的方法。本文主要进行了以下几个方面的工作:

1、获得屋盖表面非正常风荷载方法的研究。基于获取屋盖表面非正常风荷载和各测点间相干特性这一目的,本文对刚性模型测压试验技术和多通道测压管路系统进行了研究。首先基于电路传输线理论,推导了可用于并联管道的耗散模型方程,对理论分析模型进行了改进。接着利用耗散模型方程对影响测压管路系统频响函数的参数进行了分析,总结了一些定性的规律,并对多通道测压管路系统中气动总管的气动平均性能进行了考察。最后对测压管路系统进行了优化设计。除了试验技术的改进外,还提出了用神经网络方法预测未知点风压信息的数值方法。

2、大跨度屋盖表面风压特性的研究。进行了三个不同大跨度屋盖结构的刚性模型测压试验,对平均及脉动风压系数的等值线分布形式、随风向角变化以及沿直线方向变化的规律、风压自功率谱及互功率谱进行了细致的分析,得出了有关大跨度屋盖表面风压分布的一些具有共性的规律。

3、大跨度屋盖结构风致抖振响应计算的非常方法及其响应特性的研究。针对研究对象的线性或弱非线性特征,提出了结构风致抖振响应的非常频域计算方法,并编制了动力计算程序 SWDP。用此程序对一个实际大跨度屋盖结构进行抖振分析,并就一些基本性问题进行了细致的讨论,主要包括:(1) 准非常方法与非常计算方法的比较。(2) 结构响应的频谱特征。(3) 主要频域计算参数(包括参振模态数目、力谱及模态交叉项、阻尼比)对大跨度屋盖结构风致抖振响应的影响。通过以上讨论,对大跨屋盖结构的风致振动特性有了更进一步的认识。

4、大跨度屋盖结构静力等效风荷载计算方法的研究。根据大跨度屋盖结构风致振动的特点——背景和多个模态的共振响应一般均不能忽略、同时应考虑模态之间的耦合影响,提出了用于计算风振响应共振分量的修正 SRSS 法。在此基础上,用 LRC 法和考虑模态耦合系数的惯性风荷载法相组合来表示大跨度屋盖结构的静力等效风荷载,并相应地给出了与中国规范协调的风振系数形式。

**关键词:** 大跨度屋盖结构;多通道测压管路系统;神经网络方法;风荷载特性;非常计算方法;频域分析;静力等效风荷载;模态耦合影响

## Abstract

Since long-span roofs are generally light, flexible and low damping, they are prone to wind and the wind load is one of their most important loads to control the structural design. With the development of economy and progress of science and technology, more and more long-span roofs have been built, which have individual characteristics in architecture and structure. Due to the complexity of long-span roofs in wind loads and structural style, there is no effective method to research the wind-induced dynamic responses. In order to provide a systematic method to research the wind-induced dynamic responses of long-span roofs, investigations on wind-tunnel testing technique and numerical simulation of wind loads, analysis of wind pressure characteristics, computation of buffeting responses, effective static wind load, are processed in this thesis. The research is mainly focused on the following aspects:

1、*Method of obtaining the non-steady wind pressures on long-span roof surface.* For acquiring the non-steady wind pressures and coherent characteristics of measuring points on the surface of a rigid model, the pressure measuring technique of rigid model and the parallel tube-manifold system are carefully studied. To accurately estimate the transfer function, theoretical representation of the dissipative model suitable for the parallel tube-manifold system is derived based on the transmission-line theory. Using the dissipative model, a parametric study over a large number of variables is processed, and some qualitative regularities are summarized. Then the pneumatic-averaged properties of manifold in the parallel tube-manifold system are discussed. At last, an optimal method for designing the tubing system with restrictors for measuring dynamic wind pressures is proposed. Neural network method is also used to predict the mean and fluctuating wind pressure coefficients and the power spectra of the fluctuating wind pressures using the limited data of wind pressures from the wind tunnel test.

2、*Research on the wind pressure characteristics.* Based on the results of three long-span roof structures from the wind tunnel tests, distributions of mean/fluctuating wind pressure coefficient contours, changing laws of mean/fluctuating wind pressure coefficients for different wind directions, power spectra of wind pressures, are analyzed. Some valuable conclusions are achieved.

3、*Non-steady computing method of wind-induced buffeting responses of long-span roof structures.* According to the linear or weak linear property, a non-steady computing method is proposed and the dynamic computing program——SWDP is developed. Using the program, the buffeting responses of a real long-span roof are computed, and some important aspects are discussed carefully, including (1) the comparison of quasi-steady method and non-steady method;

(2) spectral properties of the structural responses; (3) effects of the main frequency-domain parameters (modal numbers, cross terms of force spectra, cross terms of modals, damping ratio) on the responses. Through the discussions mentioned above, the wind-induced buffeting properties of long-span roof structures are further understood.

4、*The distribution of effective static wind load of long-span roof structures.* A modified SRSS method for computing the resonant responses, which takes into account modal coupling effects, is proposed. With the modified SRSS method, a formula for combinations of mean, background and resonant components, is given. In the formula, the background and resonant components are computed by the LRC method and the equivalent inertia force method considering modal coupling effects, respectively. Meanwhile, the effective static wind load is expressed corresponding with the Chinese wind load code.

**Keywords:** Long-span roof structures; Parallel tube-manifold system; Neural network method; Wind loads characteristics; Non-steady computing method; Frequency-domain analysis; Effective static wind load; Modal coupling effect

# 目 录

<b>第一章 绪论</b> .....	<b>1</b>
1.1 前 言 .....	1
1.1.1 结构风灾 .....	1
1.1.2 大跨度屋盖结构的简要发展历史 .....	1
1.1.3 大跨度屋盖结构的分类及基本研究方法 .....	2
1.2 大跨度屋盖结构抗风试验研究概述 .....	4
1.2.1 大跨度屋盖结构抗风研究的风洞试验方法 .....	4
1.2.1.1 刚性模型测压试验 .....	4
1.2.1.2 气动弹性模型试验 .....	12
1.2.2 大跨度屋盖结构抗风研究的现场实测方法 .....	15
1.3 大跨度屋盖结构的理论研究概述 .....	17
1.3.1 风荷载的构成和数值模拟方法 .....	17
1.3.1.1 非定常气动力的构造 .....	17
1.3.1.2 准定常抖振气动力的构造 .....	17
1.3.1.3 风荷载的 CFD 模拟方法 .....	18
1.3.2 结构风致动力响应的计算方法 .....	18
1.3.3 大跨度屋盖结构的静力等效风荷载 .....	20
1.3.3.1 阵风荷载因子法 (GLF 法) .....	20
1.3.3.2 惯性风荷载法 (GBJ 法) .....	22
1.3.3.3 背景分量和共振分量的组合 .....	23
1.3.3.4 大跨度屋盖结构静力等效风荷载的复杂性分析 .....	27
1.4 目前研究存在的问题和不足及本文工作 .....	28
1.4.1 存在的问题和不足 .....	28
1.4.2 本文的工作 .....	29
<b>第二章 测压管路系统的研究及优化设计</b> .....	<b>31</b>
2.1 测压管路系统的理论分析 .....	31
2.1.1 Bergh-Tijdeman 方程 .....	31
2.1.2 流体管道的耗散模型 .....	33
2.1.3 Bergh-Tijdeman 方程和耗散模型比较 .....	39

2.2 耗散模型的试验验证及测压管路系统的参数分析.....	40
2.2.1 测压管路系统组成元件表示方法的约定.....	41
2.2.2 基本实验方法.....	41
2.2.3 耗散模型的实验验证.....	42
2.2.4 测压管路系统的参数分析.....	42
2.3 气动总管对输入信号气动平均性能的分析.....	53
2.3.1 气动总管输入管位置的影响.....	53
2.3.2 压力信号和零压力信号的气动平均.....	54
2.3.3 相同及不同的单频信号的气动平均.....	54
2.3.4 实际风压的气动平均.....	56
2.4 测压管路系统的优化及直接修正方法.....	58
2.4.1 测压管路系统的优化.....	58
2.4.2 测压管路系统的优化结果及实验测试.....	59
2.4.3 测量结果直接修正.....	60
2.5 本章小结.....	71
<b>第三章 大跨度屋盖表面风荷载的试验方法及特性研究.....</b>	<b>72</b>
3.1 大跨度屋盖结构的刚性模型风洞试验方法.....	72
3.1.1 工程介绍.....	72
3.1.2 风洞设备及测量系统.....	73
3.1.2.1 风洞设备.....	73
3.1.2.2 测量系统.....	75
3.1.3 模型试验概况.....	76
3.1.3.1 大气边界层风场的模拟.....	76
3.1.3.2 试验模型和测点布置.....	76
3.1.3.3 试验工况.....	76
3.1.3.4 风洞中的参考点位置.....	76
3.1.3.5 试验风速、采样频率和样本长度.....	81
3.1.3.6 各测压点上的风压值符号的约定.....	81
3.1.4 数据处理方法.....	82
3.1.5 多通道测压系统的运用.....	83
3.2 神经网络方法在大跨度屋面风压研究中的应用.....	83

3.2.1 神经网络的特点及 BP 神经网络的基本原理.....	85
3.2.2 屋盖表面平均风压系数的预测.....	86
3.2.3 屋盖表面脉动风压功率谱的预测.....	87
3.2.4 获得大跨度屋盖表面有效风荷载的流程图.....	89
3.3 大跨度屋盖结构的平均风荷载特征.....	93
3.3.1 屋面外轮廓形状对平均风压分布的影响.....	94
3.3.2 典型测点平均风压系数随风向角变化的规律.....	98
3.3.3 平均风压系数沿直线方向变化的规律.....	101
3.3.4 风速对平均风压系数的影响.....	103
3.4 大跨度屋盖结构的脉动风荷载特征.....	103
3.4.1 屋面外轮廓形状对脉动风压分布的影响.....	103
3.4.2 典型测点脉动风压系数随风向角变化的规律.....	104
3.4.3 脉动风压系数沿直线方向变化的规律.....	109
3.4.4 极值风压系数 $C_{Ppeak}$ 与平均风压系数大小的比较.....	111
3.4.5 风压自功率谱的特性分析.....	112
3.4.6 风压谱的相关性分析.....	115
3.5 本章小结.....	116
<b>第四章 大跨度屋盖结构风致抖振的频域计算方法和参数研究.....</b>	<b>118</b>
4.1 大跨度屋盖结构风致抖振的非定常频域计算方法.....	118
4.1.1 非准定常的频域计算方法.....	118
4.1.1.1 非定常气动力谱的构造方法.....	118
4.1.1.2 平稳激励下线性系统随机振动的模态叠加法.....	120
4.1.1.3 虚拟激励法的应用.....	123
4.1.2 动力计算程序 SWDP 的验证.....	125
4.1.3 大跨度屋盖结构风致抖振分析的计算流程图.....	126
4.2 上海铁路南站屋盖结构的抖振响应计算及分析.....	128
4.2.1 结构参数的选取.....	128
4.2.2 荷载输入点的布置.....	128
4.2.3 结构模态分析结果.....	129
4.2.4 准定常、非定常方法的频域计算结果比较及结构响应的频谱特征.....	134
4.2.5 结构响应随风向角变化的规律.....	141

4.3 上海南站工程屋盖结构风振响应的参数分析.....	142
4.3.1 参振模态的数目.....	142
4.3.2 力谱交叉项.....	145
4.3.3 模态交叉项.....	146
4.3.4 模态阻尼比.....	146
4.4 本章小结.....	148
<b>第五章 大跨度屋盖结构的静力等效风荷载研究.....</b>	<b>151</b>
5.1 风致抖振共振分量的模态耦合效应研究.....	151
5.1.1 考虑耦合效应时共振分量近似方差形式的推导.....	151
5.1.2 模态耦合系数及计算共振分量的修正 SRSS 法.....	156
5.1.3 对参数 $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$ 的分析.....	157
5.2 大跨度屋盖静力等效风荷载及特性分析.....	158
5.2.1 LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法.....	158
5.2.2 用风振系数的形式表示静力等效风荷载.....	161
5.2.3 背景响应分析.....	162
5.2.4 共振响应及总动力响应分析.....	164
5.2.5 模态耦合特性.....	165
5.3 上海南站工程屋盖结构的静力等效风荷载分析.....	175
5.3.1 上海南站工程屋盖结构的静力等效风荷载.....	175
5.3.1.1 背景等效风荷载分析.....	175
5.3.1.2 共振等效风荷载分析.....	176
5.3.1.3 风振系数分析.....	176
5.3.1.4 背景及共振等效荷载相对大小的分析.....	177
5.3.2 本文方法与阵风荷载因子法的比较.....	177
5.4 本章小结.....	179
<b>第六章 结论和展望.....</b>	<b>189</b>
6.1 本文的工作总结.....	189
6.2 未来研究工作的展望.....	191
<b>参考文献.....</b>	<b>192</b>

# 第一章 绪论

## 1.1 前言

### 1.1.1 结构风灾

国内外统计资料表明(黄本才, 2001)<sup>[121]</sup>, 风灾造成的损失为各种自然灾害之首。例如 1999 年, 全球发生严重自然灾害共造成 800 亿美元的经济损失。在被保险的损失中, 飓风造成的损失占 70%。

文献[49]中提到一座长 66.5 米, 宽 53.4 米的游泳馆金属壳屋面曾屡次被风掀开(Kolousek, 1984)。图 1.1.1 所示为英国一座悬挑钢屋盖(Cook, 1985)<sup>[9]</sup>, 当大风从开阔的地面吹来时, 由于屋盖下部强大的压力和屋盖上部的吸力, 屋盖覆面结构(石棉板)在固定点处损坏, 从而大片覆面结构被掀掉, 屋盖钢结构基本保持完好。最后调换了所有覆面结构, 为此花费了 26000 英镑。1989 年 9 月 21 日美国南加利福尼亚遭受 Hugo 飓风, 实地调查结果表明(Kasperski, 1996)<sup>[41]</sup>, 49% 的建筑物仅有屋面受损, 损害的情形各异, 有局部的屋面覆盖物或屋面桁架被吹走或破坏, 甚至整个屋面结构被吹走。从破坏部位来看, 大多数屋面风致破坏发生在屋面转角、边缘和屋脊等部位。2003 年苏州体育场遭遇风灾, 损坏严重, 相当部分悬挑屋盖的维护结构被大风掀起(图 1.1.2)。可见, 深入研究大跨度屋盖表面风压及结构风致振动特性十分必要。



图 1.1.1 遭风灾损坏的悬挑钢屋盖

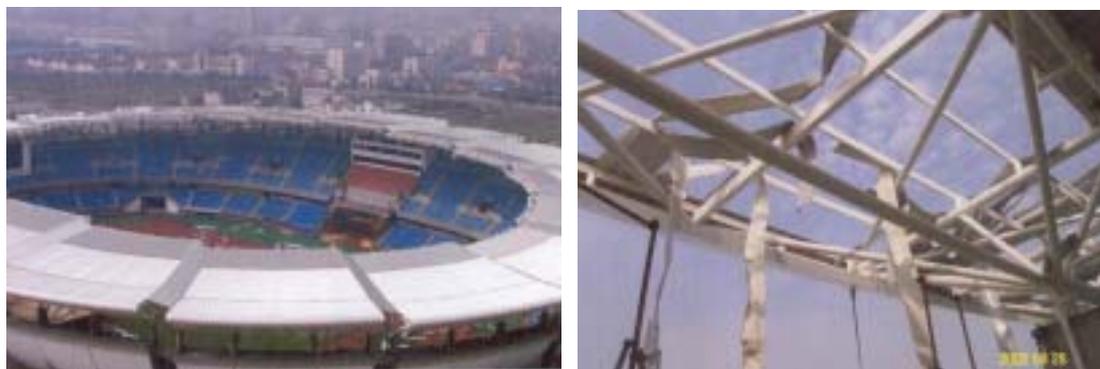


图 1.1.2 遭风灾损坏的苏州体育场

### 1.1.2 大跨度屋盖结构的简要发展历史

大跨度屋盖结构跨度的大小是和时代相关联的。人们要营造大的空间，取决于两个条件（蓝天, 2000）<sup>[130]</sup>：一是有足够强度的材料，二是有运用材料进行建造的技术。只有具备了这两个条件，才能以一定跨度的屋盖来覆盖所需的空間。中国古代工匠采用木材构筑的梁柱结构，最大的宫殿或寺庙也只有 20~30 米，古罗马人用砖石建造拱顶或穹顶，跨度达到了 40 多米，这也许是在当时的材料与技术条件下所能建造屋盖的最大跨度了，然而其结构本身则又厚又重。二十世纪水泥与钢铁等新型材料的出现使人类拥有了强度远超过砖石的材料，同时力学在建筑结构上的飞速发展使得大跨度屋盖的结构体系日新月异。上世纪初，以水泥和钢为基本材料的钢筋混凝土薄壳首先运用到大跨度屋盖结构上。其后，以钢或铝合金杆件组成的网架及网壳结构、以钢索制成的悬索结构使屋盖的跨度发展得越来越大。近年来以合成材料制成建筑丝物来受力的膜结构，更将大跨度屋盖结构推向新的水平。从古罗马的万神殿到当今英国伦敦的“千年穹顶”，其直径由 42 米扩大到 320 米，而屋盖结构的自重却从砖石穹顶的  $6400\text{kg/m}^2$  减少到膜结构的  $20\text{kg/m}^2$ 。这生动地说明了大跨度屋盖结构发展的历程及其在技术上的进步。我国自二十世纪七十年代末实行改革开放政策以来，建造了许多大跨度屋盖结构，即将到来的 2008 年北京奥运会和 2010 年上海世界博览会更将兴建更多、跨度更大、结构更新颖大跨度屋盖结构。

### 1.1.3 大跨度屋盖结构的分类及基本研究方法

可以从不同的角度对大跨度屋盖结构进行分类。

从大跨度屋盖结构体系的角度（蓝天, 2000）<sup>[130]</sup>，可分为：1、平面杆系结构，包括桁架、拱、门式刚架等结构体系；2、空间杆系结构，包括网架结构、网壳结构、立体桁架等结构形式；3、悬索体系，以受拉钢索为主要承重构件的结构体系，包括单层索系、双层索系、横向加劲索系及索网等；4、膜结构，是空间结构中最新发展起来的一种类型，它以性能优良的织物为材料，或是向膜内充气，由空气压力支撑膜面，或是利用柔性钢索或刚性骨架将膜面绷紧，从而形成具有一定刚度的大跨度结构体系。表 1.1.1 列举了国内外部分著名的大跨度屋盖结构。

根据屋盖结构的刚度大小又可分为刚性屋盖结构、非大变形柔性屋盖结构、大变形柔性屋盖结构三类。对于刚性屋盖结构，计算其风振响应时认为能忽略风振的动力放大效应，可把脉动风对结构的作用视为一个准静力过程来分析，即只考虑背景响应部分，共振响应可忽略不计；对于非大变形柔性屋盖结构，由于振动幅度小，结构和来流之间的互相耦合作用可以忽略，但风振引起的惯性力不能忽略，即风振响应同时包括背景响应和共振响应两个部分；对于大变形柔性屋盖结构，振动幅度比较大，所以必须考虑结构和来流之间的互相耦合作用。此时如果仅利用刚性模型的风洞试验结果就不能正确地预测结构上的风荷载。大变形柔性屋盖结构的风致振动响应一般也包括背景响应和共振响应两个部分。

本文研究的大跨度屋盖结构为非大变形柔性屋盖结构，风振响应一般包括背景响应和共振响应两个部分，并可近似认为是线性结构。当前大量兴建的由钢结构作为承重结构的体育场、展览馆等结构大多属于此类。文后的大跨度屋盖结构均指此类结构。

大跨度屋盖结构抗风研究的基本方法见图 1.1.3。抗风研究的方法大致包括获得气动力的方法（试验和数值模拟方法）、动力响应的计算、结构风致振动特性及静力等效风荷载方法等方面。

参照此图，本章接下来将概述与大跨度屋盖结构相关的抗风试验及理论研究的基本现状，最后引出本文的工作。

表 1.1.1 部分著名的大跨度屋盖结构

图片	工程名称	工程概述
	美国圣地亚哥会议中心	1990 年建成。由 5 个单体组成，每个单体平面尺寸为 91.5 米 × 18.3 米。
	日本福冈穹顶	1995 年世界大学生运动会会场。整体开合结构，跨度 222 米。
	美国亚特兰大乔治穹顶	1996 年亚特兰大奥运会主体育馆。平面为椭圆形 (193 米 × 240 米)，为双曲抛物面型张拉整体索穹顶。
	英国千年穹顶	2000 年英国千年庆典会场。直径 320 米，骨架式膜结构。
	上海八万人体育场	1997 年第八届全国运动会主场。马鞍形空间曲面，组合式膜结构体系。东西长 288.4 米，南北宽 274.4 米。挑篷最大悬挑长度 62.3 米。
	上海铁路南站	正在施工阶段，为将来上海铁路枢纽中心。外柱以内屋盖为封闭结构，跨度为 224 米，外柱的周边为悬挑部分，悬挑屋盖在水平面上的投影长度为 21.4 米。
	国家大剧院	正在施工阶段，建成后为我国重要的文化场所。东西向长轴跨度 212 米、南北向短轴跨度 144 米、高度为 46 米的椭球形穹顶。
	国家体育场	正在施工阶段。2008 年北京奥运会主场，屋盖结构可开合。

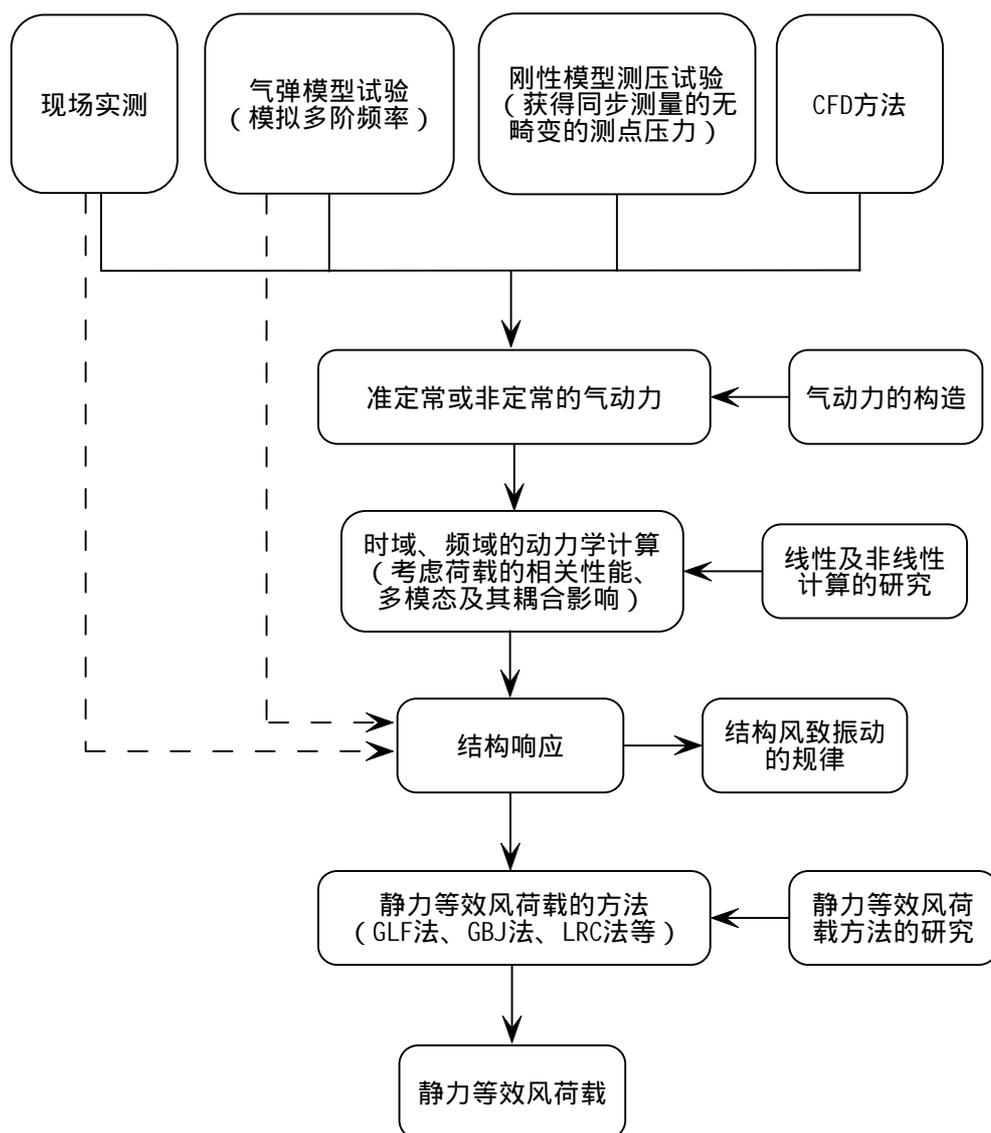


图 1.1.3 大跨度屋盖结构抗风研究的基本方法

## 1.2 大跨度屋盖结构抗风试验研究概述

试验研究是大跨度屋盖结构抗风研究中的一个重要组成部分。试验的目的在于准确地获得结构上的平均及脉动风荷载，进而在此基础上进行理论计算得到结构响应，有的试验直接从试验结果获得响应，或者通过试验了解结构特性、风振的机理等。试验方法主要有风洞试验和现场实测两种方式。本节将概述大跨度屋盖结构抗风研究中用到的试验方法及相关的试验结果。

### 1.2.1 大跨度屋盖结构抗风研究的风洞试验方法

风洞试验在实验室里模拟大气边界层的实际风环境和实际建筑结构，进而从实验室中的模型风效应考察实际结构风效应。由于在人为控制条件下进行结构风效应的再现，其工作效率很高。对于复杂环境下，有复杂外形的建筑结构的风效应研究，用其它手段很难进行时，风洞试验只需对实际条件作适当的简化就可以到达研究的目的。风洞试验是目前采用最普遍的研究手段。

根据对结构动力特性的不同处理方法，可以把大跨度屋盖结构的风洞试验分为刚性模型测压试验和气动弹性模型试验两类。下面分别对这两类试验方法加以论述。

### 1.2.1.1 刚性模型测压试验

在紊流风场作用下，大跨度屋盖结构的气动力由三部分组成（Davenport, 1995）<sup>[13]</sup>：来流中的紊流、结构引起的绕流、旋涡脱落及屋盖结构运动而引起的气动反馈作用。在边界层风洞中进行的刚性模型测压试验通过测量模型表面的压力，可以获得前两种因素引起的气动力。

测压管道系统（刚性模型的测压管路系统一般包括模型表面的铜（铝）管及连接铜（铝）管和传感器的 PVC 管等管道元件）是刚性模型测压试验中的关键部分，本小节首先概述测压管道系统的发展过程，然后对一些与大跨度屋盖结构有关的刚性模型试验进行介绍。

## 1、测压管道系统

丹麦工程师 Irminger 于 1893 年第一次在风洞实验中测量了模型表面平均压力的分布。之后，平均风压力的测压试验得到了广泛的应用。然而，在风工程研究中，仅仅知道平均风压（mean pressure）是不够的，为了研究结构的风致振动，必须获得结构风荷载中脉动风压的信息。随着近几十年电子领域的发展，传感器、扫描阀等设备的出现使得人们能进一步精细地测量脉动风压以满足工程实践的需要。因测量的需要，测压管路系统往往有一定长度，如大跨度屋盖结构的测压试验有时能达到 2 米左右，一般的测压管路也有 1 米左右的长度（常用的单通道测压管路系统如图 1.2.1 所示）。气流经过测压管路系统至传感器后，压力信号中的脉动部分已经发生了畸变（平均压力不会发生畸变是很好理解的），从而导致测量结果不准确。

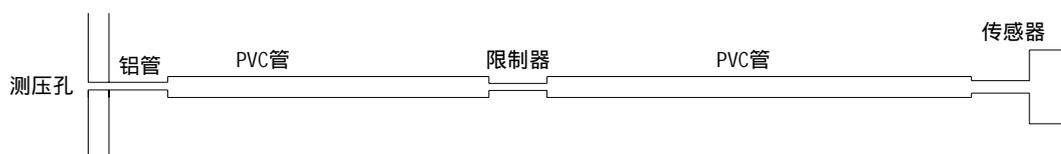


图 1.2.1 单通道测压管路系统

压力信号的畸变可归结为测压管路系统频率响应函数（简称频响函数）的问题。频响函数是测压管路系统输出端与输入端的脉动压力在频域上的比值，在每个频率点上通常表现为复数形式，因而脉动压力的畸变可以用幅值和相位差的变化来表示（见图 1.2.2，注意：幅值比和相位差均指输出压力相对于输入压力而言）。频响函数幅值与频率之间的关系曲线，称为幅频曲线；相位与频率之间的关系曲线，称为相频曲线。没有发生畸变的理想情况是脉动压力经过管道后在幅值上没有发生衰减或放大，并且相位差的变化与频率成线性关系（即某一频率值的脉动压力信号都延迟一个固定的时间  $t$ ）。如果遵循了这个原则，那么经过测压管路系统的信号就没有发生幅

值的畸变，而只在时间坐标上延迟了一个固定的时间  $\Delta t$ （见图 1.2.3）。

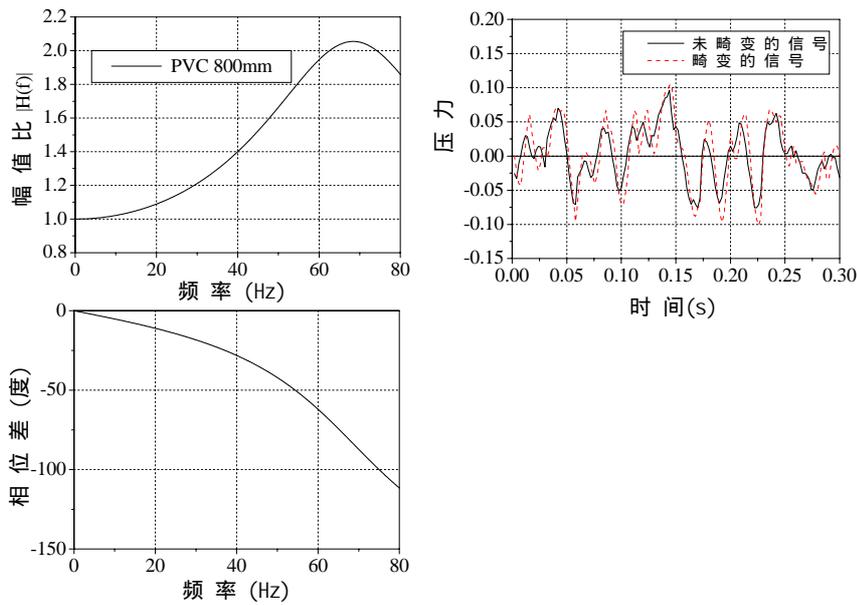


图 1.2.2 某测压管路系统频响函数及畸变信号与真实信号在时域上的比较

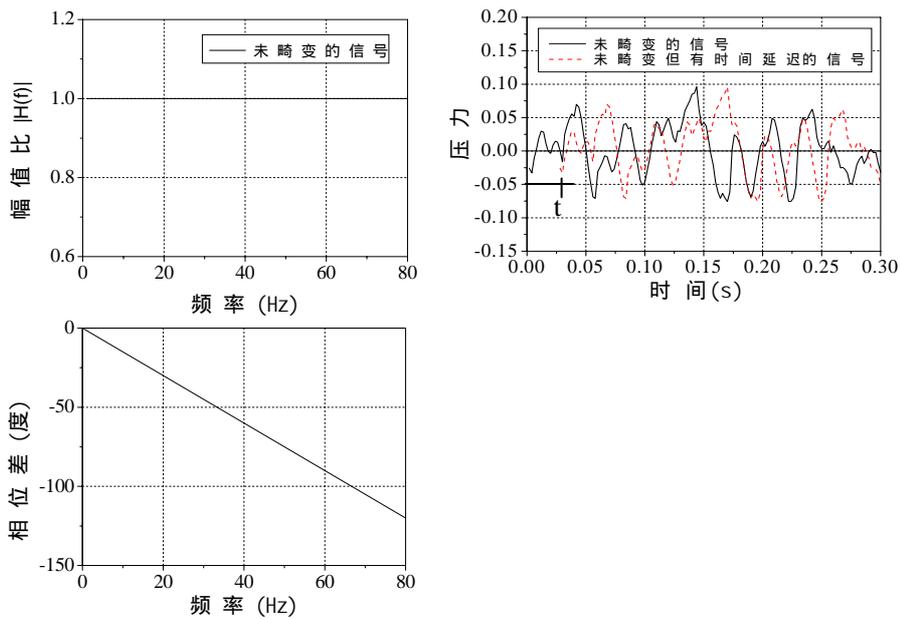


图 1.2.3 理想测压管路系统频响函数及信号在时域上的延迟

从二十世纪六十年代起，许多学者对管路系统的频响函数问题进行了深入地研究。

为了适应航空领域的研究需要，Bergh 和 Tijdeman (1965) 对管路系统的波动特性进行了比较全面的分析<sup>[6]</sup>，利用流体的基本微分方程（Navier-Stokes 方程、能量方程、连续性方程和状态方程），并根据流体管道传输的特性，推导了管道系统频响函数的理论公式（2.1 节将作详细讨论）。Irwin (1979) 利用在测压管道中加限制器（即压扁管，restrictor）的方法来改善测压管路系统的频响函数<sup>[32]</sup>，使之接近没有畸变的理想状况。Holmes (1987) 利用 Bergh-Tijdeman 方程分析了测压管路系统的频响函数<sup>[21, 22, 23]</sup>，并给出了较为优化的测压管道系统。由于流体管道的动态方程与电路中的动态方程具有相似性，Gerstoft (1987) 将电路模拟理论运用于风洞测压管路系统<sup>[16]</sup>，

取代了从前对流体动力方程直接求解的方法。苏而皇<sup>[142]</sup> (1985) 以及蔡亦钢<sup>[110]</sup> (1990) 对管道动态分析做了进一步研究, 基于电路传输线理论提出了流体管道的耗散模型, 并用矩阵传递关系来表达管路输出与输入端的压力及流量关系, 较之递归式的 Bergh-Tijdeman 方程, 非递归式的耗散模型运用起来更加方便。

为了得到结构风压的完整信息, 应在模型表面布置尽可能密集的测点。相对于这种精细化的做法, 工程设计人员更希望获得在建筑物表面局部面积上平均后的风压力 (averaged fluctuating pressure, 注意不是指平均风压, 而是局部面积里多个测点风压的时程平均)。为了这个目的, 研究人员将多通道集成测压系统 (简称多通道测压系统, 如图 1.2.4 所示) 用到风洞测压试验中: 连接模型表面测点的多个测压管中的气流在气动总管 (pneumatic manifold) 中进行气动平均后再汇入连至传感器的总管。必须认识到, 用气动总管得到的气动平均后的峰值压力与将各点测得的峰值压力直接相加有着本质的区别。由于各点压力的峰值并不是同时发生 (即相关性不为 1), 直接相加各点的峰值压力会导致过大地估计结构的风荷载。而多通道测压系统测量的多点平均脉动风压 (averaged fluctuating pressure), 是将气动总管的各个输入管气流瞬时相加, 这样就更真实地反映了模型表面局部面积上的风压力。可见, 采用多通道测压系统测量脉动风压能更真实地反映模型表面脉动风压的相关性能, 更重要的是能够扩大同步测点的数目。由于屋盖表面一般布置 800~1000 个测点, 有时测点甚至更多, 并且相距一定距离的测点间的压力并不是完全相关的, 因此能同步测量大量测点的压力对于计算大跨度屋盖结构的响应尤为重要。多通道测压系统很早就被用来测量平均静压, Surry 和 Stathopoulos (1979) 采用多通道测压系统测量多点气动平均的脉动风压<sup>[88]</sup>。Gumley (1983) 首次将 Bergh 和 Tijdeman 的理论运用到风工程测压分析中来<sup>[18, 19]</sup>。在理论方面 Gumley 根据质量守恒的原理, 推导出并联管道 (模拟气动总管及其多个输入管) 的 Bergh-Tijdeman 方程, 并对多通道测压系统进行了实验测试, 与理论值吻合得较好。



图 1.2.4 多通道测压管路系统

除了利用多通道测压系统来扩大同步测压通道的数量外, 还有“加权气压平均法”。这种方法可以减少测压的通道数, 但对于建筑体型比较复杂、高阶振动、非理想模态等问题, 测压点的布置及测试都比较困难。其它的方法包括利用有限测点合成广义力, Islam (1990) 采用传递函数方法<sup>[33]</sup>, Kareem (1982) 采用复杂的计算合成了广义力, 这些方法都基于风是平稳随机过程的假定, 需要重复多次采样, 而且数据处理也会增加测试的误差。

## 2、与大跨度屋盖结构有关的刚性模型测压试验结果

大跨度屋盖结构的外形多种多样, 为了便于论述, 将大跨度屋盖结构分为悬挑屋盖、穹顶屋盖、平屋盖三类, 下面对这几种类型分别进行阐述。

悬挑屋盖是被广泛运用的体育场结构, 因而对其抗风性能的研究工作也很多。

Barnard (1981) 研究了悬挑平屋盖上的风压力与屋盖仰角、看台堵塞度之间的关系<sup>[4]</sup>。研究发现,测点风压功率谱的峰值频率及大小随着看台堵塞度和流场(紊流场、均匀流场)的不同而有一定的变化。在均匀流场中,当看台堵塞度比较小时观测到了明显的三维涡街;而紊流场本身的大量紊流破坏了涡街的产生;当看台堵塞度比较大时即使在均匀流场中也没有明显的涡街产生。来流经过悬挑平屋盖的干扰后,流场中的自功率谱及互功率谱密度都发生了很大的变化。屋盖后缘测点的自功率谱在 10 赫兹以内的低频段与同高度流场的自功率谱基本吻合;高于 10 赫兹的部分差别较大,屋盖后缘测点的自功率谱要大于流场的数值。文中还给出了悬挑平屋盖在看台堵塞度、来流偏角影响下的流场和涡线图(图 1.2.5)。

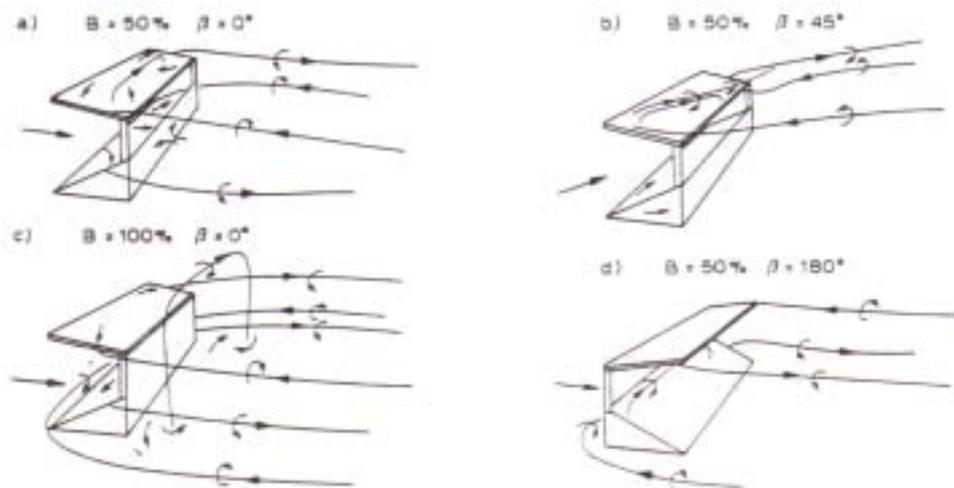


图 1.2.5 悬挑平屋盖在看台堵塞度、来流偏角影响下的流场和涡线图

进入九十年代,借助先进的同步测压设备对悬挑屋盖风荷载形成的机理进行了进一步研究。Vickery (1992) 对意大利都灵市的大型环状悬挑屋盖体育场“Stadio delle Alpi”进行了刚性模型试验<sup>[101]</sup>。文中对测点风压自功率谱的分析表明,能量最大值位于屋盖的旋涡脱落频率附近。Borri (1992) 通过风洞试验研究了罗马奥林匹克体育场屋盖上测点之间的互功率谱<sup>[8]</sup>,发现了与文献[101] (Vickery, 1992) 相同的规律。

Nakamura (1994) 研究了一个拱形悬挑屋盖体育场的风荷载<sup>[64]</sup>。刚性模型试验的结果显示,测点风压功率谱的形状基本相同,与测点位置的关系不大。文中分别考察了屋盖上下表面的风压谱,指出在高频段屋盖上表面的风压能量高于下表面,而在低频段屋盖上表面的风压能量低于下表面。

Lam<sup>[51]</sup> (1995) 认为在特定风速下悬挑屋盖出现较大的脉动风荷载由斯脱拉哈关系式决定,即

$$St = \frac{fh}{U_h} \quad (1.2.1)$$

式中  $St$  为斯脱拉哈数,  $f$  为频率,  $h$  为屋盖离地高度,  $U_h$  为屋盖高度处的风速。对于文中特定的悬挑屋盖  $St$  取 0.16, 而 Vickery 给出另一悬挑屋盖的  $St$  为 0.12 (Vickery, 1992)<sup>[101]</sup>。Lam 在文中还指出,屋盖前缘来流分离点虽然产生了很大的脉动压力,但由于空间相关性差,实际上对

总体风荷载的贡献并不大；而在来流分离点外因有较好的空间相关性能，脉动压力对总体风荷载有较大贡献。

Jozwiak (1999) 对一个环状悬挑屋盖的体育场进行了刚性模型试验研究<sup>[37]</sup>。试验结果表明，悬挑屋盖前缘的脉动风荷载比平均荷载大 3.5 倍，并且屋盖上表面的脉动压力是下表面的 2 至 4 倍。Jiming Xie (1999) 指出悬挑屋盖上的荷载主要来自竖直方向<sup>[36]</sup>，并且脉动分量非常大，分析表明大跨度屋盖结构的极值风压系数与平均风压系数的比值要大于高层建筑结构。由于比值的分布比较分散，说明利用准定常方法计算大跨度屋盖的风致响应是不合适的。Jian-Guang Zhao (1999) 对一个矩形悬挑屋盖的刚性模型试验进行了研究<sup>[107]</sup>，指出当屋盖前缘测点上表面的升力时程出现极大值时，屋盖下表面的压力时程同时出现了向上的极大值。

Marighetti (2000) 比较了周边封闭的看台和有开口的看台 (如图 1.2.6) 对悬挑屋盖上风压系数的影响<sup>[57]</sup>。文中指出，有开口的看台模型其悬挑屋盖上的风压力相对要小一些。另外，该文还计算了比值  $a$  (峰值压力系数与平均压力系数的比值)，比值  $b$  (阵风风速平方与平均风速平方的比值)，结果表明  $a$ 、 $b$  的相差较大，说明了准定常方法不适合大跨度屋盖结构。

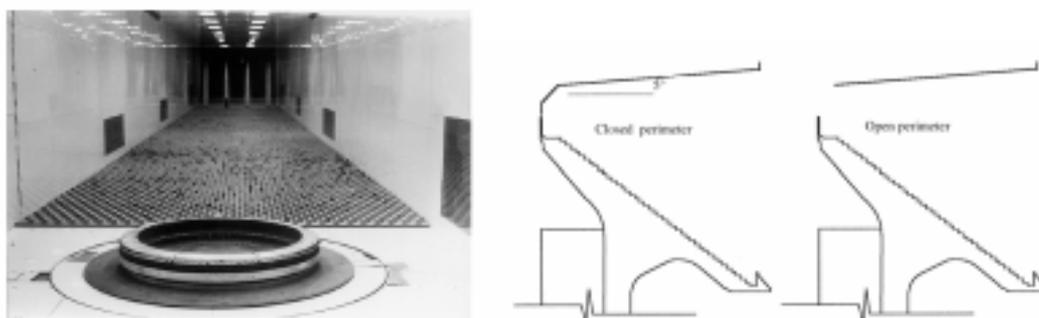


图 1.2.6 环状悬挑屋盖体育场

Barnard (2000) 更加深入地比较了流场风速功率谱与悬挑屋盖测点功率谱之间的差异<sup>[5]</sup>。分析结果表明，屋盖测点的功率谱在低频段与流场风速的功率谱比较接近，而在高频段有较大的差别。尤其是屋盖后缘测点在高频段出现了比前缘测点更多的窄带波峰，这是前缘分离的涡旋造成的。文章还考察了流场和屋盖上有相同距离两点 (相距 10 厘米) 间相干性能的差异。对于在水平方向与来流垂直的两点，屋盖前缘两个测点之间的互功率谱与流场中两点的互功率谱在低频段比较接近，而在旋涡脱落频率附近出现峰值。即使在零频率附近，屋盖前缘两个测点之间的互功率谱值仅 0.6 左右，这说明并没有产生足够大的涡旋。而对于顺来流方向相干性能的比较发现，屋盖顺来流两点间的互功率谱与流场中两点的互功率谱并不相同：屋盖上两点间的互功率谱在低频部分带宽较大，旋涡脱落频率附近出现了峰值；而流场中两点间的互功率谱较符合根据泰勒假设得到的余弦定理。

顾明、朱川海 (2002) 对体育场悬挑屋盖上的平均风压和脉动风压进行了仔细分析<sup>[114]</sup>，并研究了对面二期工程的悬挑屋盖对一期悬挑屋盖的干扰影响。文中指出，在没有二期工程干扰时准定常理论可能用于大型体育场单片悬挑屋盖风振分析，但由于气动干扰，准定常理论难以应用于同时有上、下游悬挑屋盖的风振分析。

穹顶屋盖（如图 1.2.7）由于其结构上的合理性及其经济上的实用性被大量用于体育场馆、商场等建筑，众多学者对此类结构开展了系统的研究。

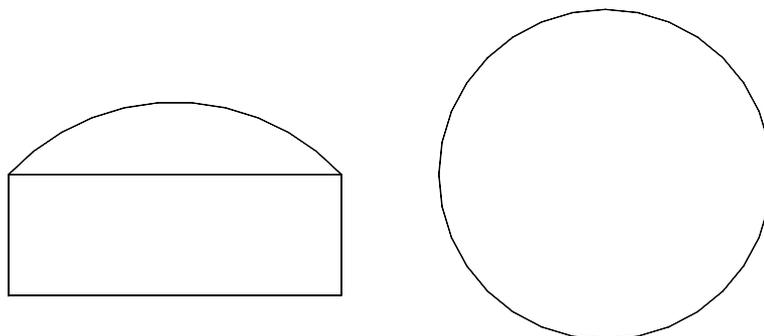


图 1.2.7 穹顶圆屋盖的侧视图和俯视图

Ogawa (1988) 用刚性模型试验的方法研究了穹顶圆屋盖表面的脉动风压在时间与空间上的关系<sup>[66]</sup>，并用一个简单的模型构造了屋盖表面的压力场。Taylor (1991) 为半球形和截去顶端的穹顶圆屋盖提供了极大和极小压力值的等高线图<sup>[90]</sup>，并指出当雷诺数超过  $2 \times 10^5$  及紊流度超过 4% 时，穹顶圆屋盖表面的压力与雷诺数无关。Kawamura (1992) 比较了有无侧裙的穹顶圆屋盖表面上的风压力<sup>[45]</sup>。对于有侧裙的模型，模型表面风压的水平分量和竖向分量都较小。这说明有侧裙的穹顶圆屋盖具有很好的气动外形，可有效减小风荷载。Hongo (1995) 通过一系列的试验<sup>[31]</sup>，分析了紊流及穹顶圆屋盖几何外型（包括矢跨比、檐高与跨度之比）对平均压力和脉动压力的比值。Uematsu (1997) 在紊流场中同步测量了穹顶圆屋盖上的 196 个测点<sup>[95]</sup>，然后利用正交分解法 (POD) 对屋盖上的压力场进行了分解，并解释了前三阶荷载模态的物理意义。文中指出结合多项式及傅立叶级数，可表达分解后的荷载模态。Parke (1998) 研究了穹顶张拉整体结构的抗风性能<sup>[69]</sup>，认为改善穹顶的外型（如加侧裙或斜墙）等气动措施是减小风荷载的有效方法，文中还研究了结构中连接件的工作性能。Letchford (2000)<sup>[53]</sup> 在研究雷诺数效应、表面粗糙度和整体脉动压力分布的基础上总结了抛物线型穹顶屋盖的平均和脉动压力分布特征。认为雷诺数（根据穹顶顶部风速和圆顶直径定义）在  $2.3 \times 10^5 \sim 4.6 \times 10^5$  时，屋盖上的压力分布与雷诺数没有关系。当屋盖表面的粗糙度增大时，穹顶顶部的风吸力降低而背风向屋盖上的负风压增大，最终导致结构上平均及脉动压力的整体升力减小而阻力增大。文中还将同步测量到的屋盖上的风压数据构造了协方差矩阵并进行了特征分解。分析结果表明，前两阶特征向量占总脉动能量的 60%。

平屋盖是大跨度屋盖的一种最简单类型（如图 1.2.8），在室内体育馆、飞机修理库等建筑中得到了大量应用。Uematsu 等人对平屋盖进行了系统研究。Marukawa (1993) 利用同步测压技术，研究了来流紊流、屋盖的几何特性等因素对矩形平屋盖表面风荷载的影响<sup>[58]</sup>。Uematsu (1996) 进一步研究了矩形平屋盖表面的风荷载<sup>[92]</sup>。文中指出，在迎风屋盖前缘有明显的旋涡脱落现象，由此带来了高负压区。在此区域的平均及脉动风荷载都较大，特别是当风向角为 45 度时（如图 1.2.9）。对前缘测点功率谱的研究表明，风向角为 0 度时峰值频率附近的功率谱曲线比较平滑，而风向角为 45 度时峰值频率附近叠加有多个窄带的波峰，这是因为在此风向角下产生了圆锥形涡旋的缘故。Uematsu (1999) 还研究了圆形平屋盖表面的风荷载<sup>[96]</sup>，并利用同步测压技术得到

的脉动压力计算了圆形平屋盖第一阶模态力时程。研究指出,随着高跨比的增加,第一阶模态力的标准差与平均值之比反而降低。文中认为这是因为压力平均值增大的趋势要大于标准差增大的趋势。楼文娟(2002)在风洞试验的基础上<sup>[129]</sup>,采用第一类切比雪夫多项式对矩形平屋盖表面的风压系数进行了最小二乘拟合,为矩形平屋盖表面的风压系数提供了统一的数学表达式。

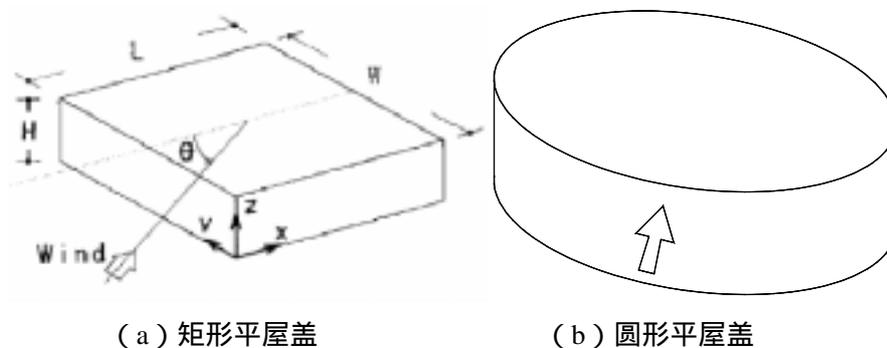


图 1.2.8 平屋盖

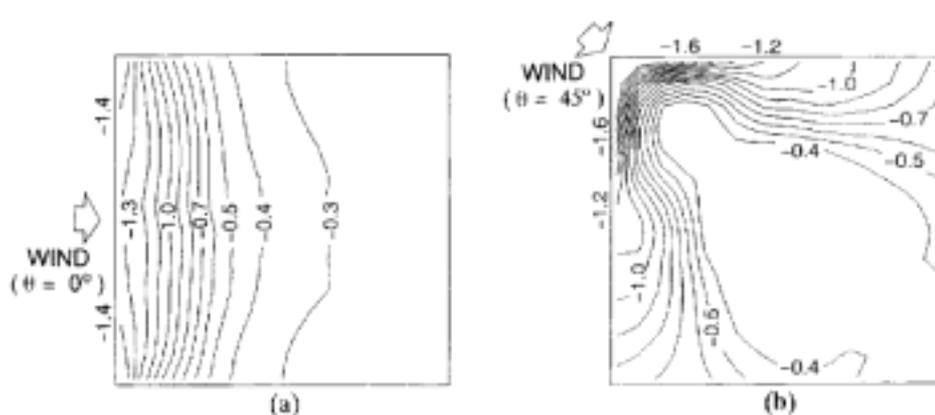


图 1.2.9 风向角为 0 度及 45 度时矩形屋盖表面的平均风压系数分布图

对于一般性的大跨度封闭式屋盖上的风荷载也进行了一些研究,但由于大跨度封闭式屋盖的外形灵活多变,很难总结出风荷载分布的规律。图 1.2.10 为某大跨度悬挂屋盖, Suzuki (1995) 通过刚性模型试验获得了此类封闭式屋盖表面的风荷载<sup>[89]</sup>。文中指出,当来流平行于跨度方向时,屋盖迎风端的平均风压系数比背风端大,特别是跨中靠近迎风端测点的平均风压达到负的最大值;由于在迎风端分离的气流在屋盖背风端再附,导致背风端屋盖的脉动风压系数要略大于迎风端。通过迎风端和背风端测点功率谱的比较发现,迎风端测点功率谱的峰值在 0.015 赫兹附近,说明主要受来流中紊流的影响;而背风端测点功率谱的峰值在 0.3 赫兹附近,这是因为主要受迎风端脱落涡旋的影响;跨中测点功率谱的峰值处于两者之间。

Yasui (1999) 在风洞中模拟了一个 216 米长、跨度为 96 米的屋盖结构<sup>[105]</sup>,在跨度方向结构有悬链线型和波型屋面两种类型(如图 1.2.11)。文中比较了迎风屋面前缘测点与屋面中央测点的压力时程及功率谱。研究发现,迎风屋面前缘测点出现较高的负风压,并且在时程上零星出现峰值负压力,而屋面中央测点不仅平均压力小,也没有出现零星的峰值负压力。对应的功率谱曲线同样显示,屋面前缘测点相对中央测点在低频区有尖峰出现。

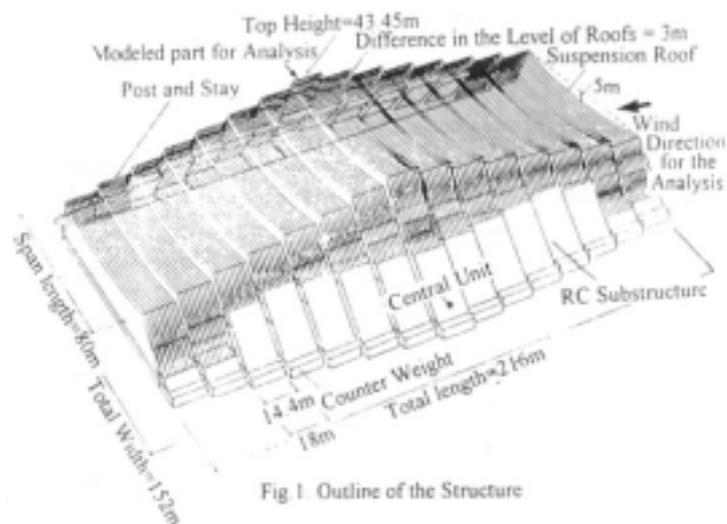


图 1.2.10 某大跨度悬挂屋盖

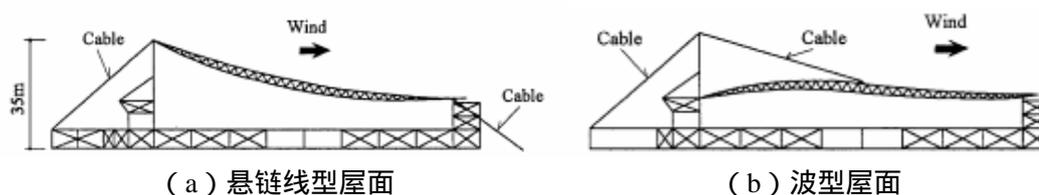


图 1.2.11 某大跨度屋盖结构沿跨度方向的剖面

顾明等 (2002) 在紊流场中研究了两个大跨度屋盖 (分别为马鞍形屋盖和抛物线形屋面) 表面的风荷载<sup>[162]</sup>, 分析了平均及脉动风压随风向角变化的规律, 初步总结了大跨度封闭式屋盖表面的风荷载分布规律, 并考察了风速对平均风压系数的影响。

### 1.2.1.2 气动弹性模型试验

气动弹性模型试验除了模拟建筑的外形, 还要模拟结构的质量和刚度分布以及结构阻尼特性。因此气动弹性模型试验能全面地反映风与结构的相互作用, 测得的响应包含了前文提到的三种气动力的影响。受实验室条件的限制, 气动弹性模型的缩尺比一般在 1/100 ~ 1/500 左右, 因而难以模拟应力。在实际应用中, 这种试验方法用得并不多, 一般只有对那些特别重要的建筑结构才会进行气动弹性试验的研究。下面对文献中涉及到的气动弹性模型试验加以论述。

Vickery (1992) 对环状悬挑体育场 “Stadio delle Alpi” 进行的气弹模型试验表明<sup>[101]</sup>, 当来流正对着下游屋盖前缘时, 屋盖悬挑端竖向位移的能量主要集中在旋涡脱落频率附近, 相比之下共振频率附近的能量要小很多; 而此时处于上游的屋盖由于没有旋涡脱落现象, 其前缘悬挑端的竖向位移显示出能量主要来自共振响应。

Kawakita (1992) 对一个跨越火车站的悬挂屋盖 (类似于悬索桥, 屋盖类似桥梁的桥面板) 进行了气弹试验<sup>[44]</sup>。试验精确模拟了三阶模态 (与理论值的误差小于 4%): 第一阶竖弯模态、第一阶扭转模态、第一阶侧弯模态。结果表明当来流垂直于跨度方向时结构响应最大。当风速达到 26.9m/s 时出现了竖向的涡激振动, 风速达到 67.2m/s 时出现了扭转失稳, 并且风速为 26.9m/s ~

62.5m/s 时，观察到竖弯与扭转的耦合振动。试验还对比了悬挂屋盖下方有其它构造物和没有其它构造物的情况。研究发现，当悬挂屋盖下方有其它构造物时屋盖的竖向振动明显减小。

Miyake (1992) 通过对矩形平屋盖的气弹试验研究来探讨柔性屋面风致振动的机理问题<sup>[63]</sup>。文中得出结论：屋盖初始形状对来流的干扰产生了脱落的旋涡，这是柔性屋面振动的起因，而旋涡所起的作用又因屋面的振动进一步得到加强。矩形柔性屋面开始振动的启动风速与屋面的宽高比几乎没有关系，而与斯脱拉哈数的倒数有关。

Nakamura (1994) 研究了一座拱形悬挑屋盖体育场的气弹模型试验<sup>[64]</sup>。研究发现，屋盖悬挑端竖向位移响应随着风速的增大呈指数函数增长，并且在气弹试验中屋盖没有出现负阻尼的现象。

由于大多数悬挑屋盖的第一阶模态是屋盖绕其后端的扭转模态，Kawai (1999) 通过绕一个单轴转动的单自由度模型（如图 1.2.12）来研究悬挑屋盖的气动性能<sup>[43]</sup>。模型的自振频率为 12~21 赫兹。结果表明，即使当结构阻尼很小时，悬挑屋盖的振动响应大小主要决定于结构的刚度，几乎没有共振响应。在一般情况下，来流在屋盖上产生正的阻尼力，起到抑制风振的作用。而在一定的风速下悬挑屋盖发生了类似颤振的现象，此时屋盖前缘脱落的涡旋产生了负阻尼现象，并且屋盖上的气动力导致结构振动的频率降低。文中还发现，在相同条件下屋盖仰角越大，出现负阻尼现象的临界风速就越低。悬挑屋盖下的看台由于削弱了负阻尼力，因而有抑制颤振出现的作用。

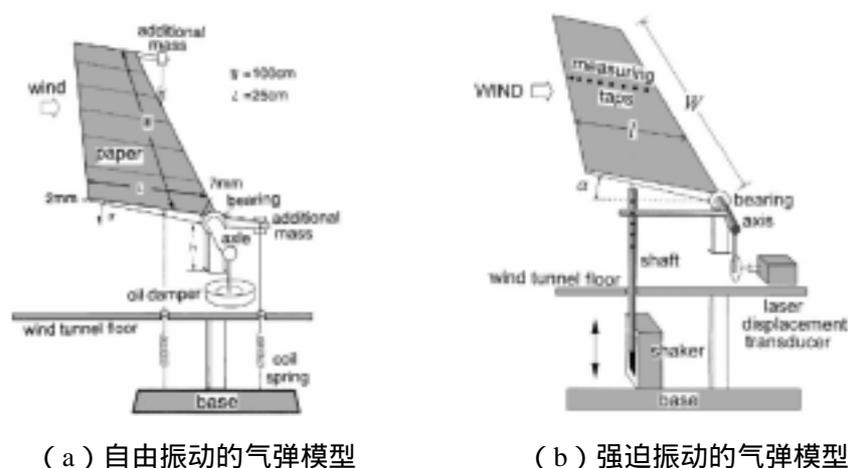


图 1.2.12 单自由度体系悬挑屋盖的气弹模型

Jiming Xie (1999) 进行了一座悬挑体育场的气动弹性模型风洞试验<sup>[36]</sup>，通过测量加速度响应以获得各个模态的惯性力。文中结合刚性模型测压试验得到的平均风荷载和背景风荷载，构造了结构的静力等效风荷载。

Lakshmanan (1999) 设计了独特的测力装置（如图 1.2.13）测量了一个平屋盖上的阻力、升力及扭矩<sup>[50]</sup>，并从试验结果中归纳出平屋盖上的气动导纳函数。

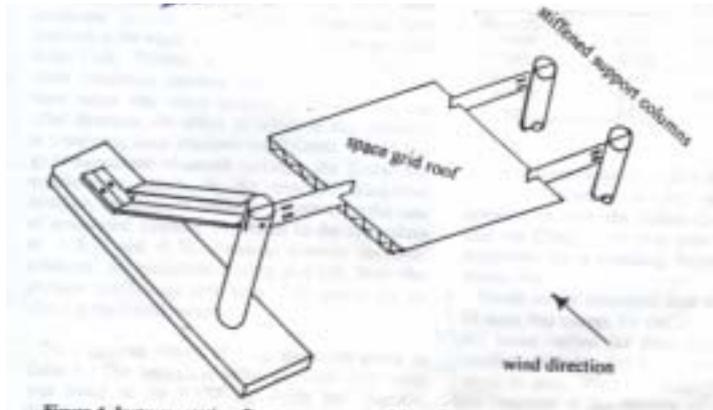


图 1.2.13 平屋面的测力装置

陆锋(2001)对大跨度平屋面结构在四周封闭、四周敞开、带与不带女儿墙以及墙体突然开洞等情况下进行了气动弹性模型风洞试验研究<sup>[137]</sup>。研究发现,大跨度平屋面的风振以第一阶模态的振动为主,高阶模态对加速度风振响应的影响比较大。屋面的风振响应对风速变化非常敏感,随着风速的增大而增大,但对风向变化不敏感。

同济大学土木工程防灾国家重点实验室(2002)对南京奥林匹克体育中心体育场屋盖进行了气动弹性模型风洞试验<sup>[145]</sup>,体育场结构立面图及平面图如图 1.2.14 示。在设计气动弹性模型时满足了几何参数、密度比、刚度以及阻尼比的相似条件,气弹模型照片如图 1.2.15 示。屋盖气动弹性模型由空心不锈钢管、卡纸和配重构成。其中空心不锈钢管模拟屋盖结构的骨架,挑篷和主拱分别采用同一种规格的材料。卡纸模拟屋盖的蒙皮和外形,同时模拟模型质量。焊接屋盖结构骨架的焊锡的质量也计入配重,从而使模型精确模拟结构的质量分布。试验结果表明,大型体育场环状挑篷的风振响应特性非常复杂,挑篷的风振响应随着不同风向角有较大的变化,最大的动力响应主要发生在主看台和副看台部分挑篷的中部。由于挑篷的加速度响应是多模态耦合振动,文中指出这将给计算等效风荷载带来很大的困难。

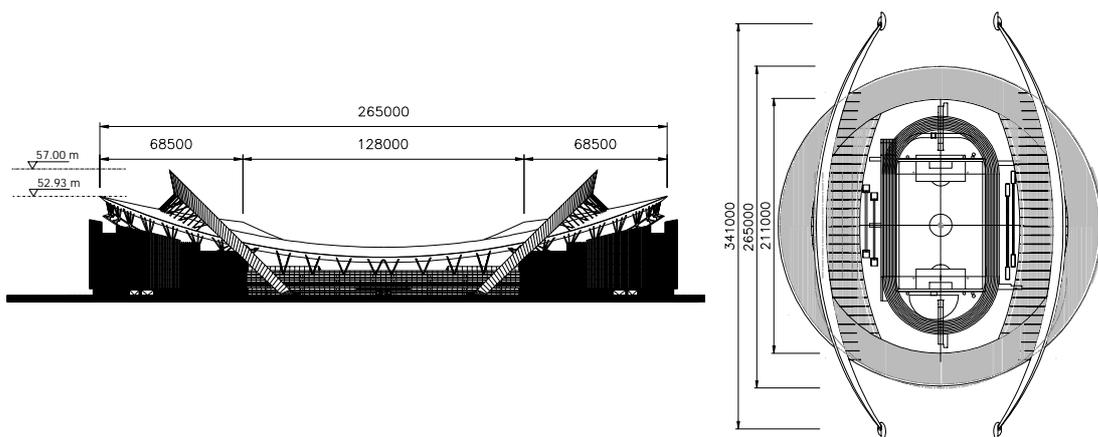


图 1.2.14 体育场结构立面图及平面图



图 1.2.15 气弹模型照片

### 1.2.2 大跨度屋盖结构抗风研究的现场实测方法

现场实测一般利用风速仪、加速度计等仪器在现场对实际风环境及结构风响应进行测量，以获得风特性和结构响应的第一手资料，是风工程研究中一项非常重要的基础性工作。由于现场实测投资大，很多因素难以人为控制，因而在实际研究中较少应用，国内则未见报道，国外也仅对少量的大跨度屋盖结构进行了现场实测研究。

Apperly (1986) 对悉尼的 Belmore 体育场悬挑屋盖上的风压进行了现场实测<sup>[3]</sup>，共布置了 9 个测点。风压参考点位于超过屋盖最高点 4 米的高度。来流的风向主要为东北、东南两个方向，采样时间为 15 至 20 分钟之间。结果表明，实测的平均及峰值风压系数与风洞试验得到的结果基本一致，但脉动风压系数小于风洞试验结果。

Pitsis (1991) 对悉尼的另一座体育场——Caltex 主看台悬挑屋盖上的风压进行了实测研究<sup>[74]</sup>，并与风洞试验结果进行了比较。屋盖的悬挑长度为 6.1 米，实测的 6 个测点分别布置于挑篷端部前缘 0.5 米、1.5 米、2.5 米处，采样时间共为 45 分钟。研究发现，在挑篷为小倾角（例如  $5^\circ$ ）的情况下，前缘附近雷诺数的影响显著。实测的平均风压系数、脉动风压系数与风洞试验数据存在一定的偏差，但两者的峰值风压系数比较吻合。而远离前缘测点的各压力系数均吻合得较好。

Yoshida (1992) 对一座位于海边的穹顶屋盖进行了风压的实测研究<sup>[106]</sup>。风压参考点距此屋盖结构 70 米远、离地高度 11 米的地方。试验时当地风速为 4~15 米/秒，紊流度为 20~50%。在屋盖上共布置了 90 个测压点（测点的布置见图 1.2.16），这些测压点分别与单通道测压管路或多通道测压管路相连接。连接测点与扫描阀传感器的柔性管长 20 米，内直径为 15 毫米，然后由 200 毫米长、内直径为 1.6 毫米的 PVC 管将传感器与气动总管相连（测压管路系统见图 1.2.17）。测压采样频率为 20 赫兹（采样间隔为 50 毫秒），每个测点采样样本长度为 8192 个数据。实测结果表明，屋盖顶部的风压系数最大（-1.2）。功率谱的分析说明多通道测压管路对测点压力的气动平均有平滑功率谱的作用。文中还对沿来流方向各测点的相关性进行了分析，相关函数说明沿来流方向各测点与屋盖顶部某点最大相关性的出现有一个滞后的时间。分析表明，此滞后的时间即为来流经屋盖分离后的涡旋在屋盖上的移动时间。

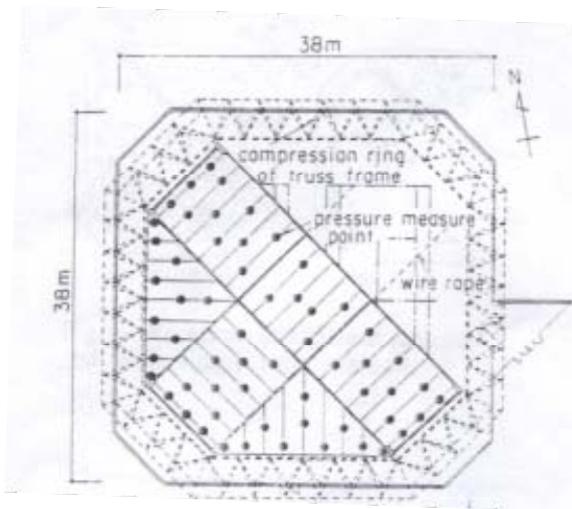


图 1.2.16 穹顶屋盖上的测点布置

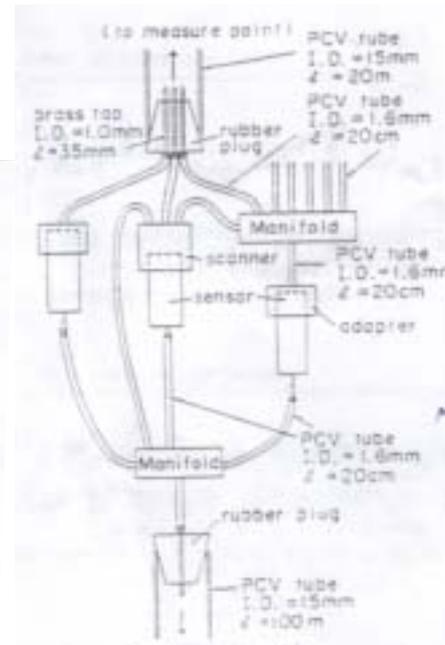


图 1.2.17 现场实测用的测压管路系统

刚性模型测压试验、气动弹性模型试验以及现场实测方法都是进行大跨度屋盖结构抗风研究的有效手段。表 1.2.1 列出了三种试验方法优缺点的比较。可见每种方法都有不同的适用性，实践中应根据大跨度屋盖结构的实际情况来选择合适的试验手段。另外，为了能进一步加深对事物本质的了解，试验方法必须和理论分析方法有机结合起来。

表 1.2.1 三种试验方法的比较

试验方法名称	优点	缺点
刚性模型测压试验	1、能够细致地分析各测点的风压特性及测点间的相关性能，反映屋盖表面风压的时空分布特性； 2、可获得任意复杂形状结构的多阶广义气动力，进而计算结构响应。	1、需要对结构表面上大量的测点进行同步测压的设备； 2、不能反映风与结构的相互作用。
气动弹性模型试验	1、可直接获得所关心的结构响应； 2、能考虑结构与风的相互作用。	1、大跨度屋盖结构模式密集，如何正确制作并测试反映结构动力特性的气弹模型是一个难题； 2、不能直接获得结构上的荷载。
现场实测	能直接反映结构真实的响应。	投资大，很多因素难以人为控制。

### 1.3 大跨度屋盖结构的理论研究概述

大跨度屋盖结构风致振动的研究必须将理论分析方法与试验方法有机结合。本节从风荷载的构成和数值模拟方法、结构风致动力响应的计算方法及大跨度屋盖结构的静力等效风荷载三个方面出发, 对大跨度屋盖结构抗风研究中的理论分析方法及相应的成果进行概述。

#### 1.3.1 风荷载的构成和数值模拟方法

##### 1.3.1.1 非定常气动力的构造

风洞模型测压试验实际上就是一种模拟非定常风荷载的方法。试验正确模拟建筑物的外形及周边环境, 所以获得的非定常风荷载比较准确。这样得到的非定常气动力并不能马上施加到理论模型上进行风致振动的计算。针对试验过程中产生的信号畸变, 需用数值方法进行修正。另外, 由于试验依据一定的相似律进行, 因此还需对信号进行一系列的变换, 方能得到相应于实际风场中的非定常风荷载。关于非定常风荷载的处理过程详见本文第四章。

##### 1.3.1.2 准定常抖振气动力的构造

只有对特殊类型的线状空间结构才能用准定常方法。准定常假设认为, 脉动风荷载的抖振气动力系数与平均风荷载的定常气动力系数是一致的, 并且脉动风压与风速中的脉动成分有内在的联系, 即

$$\begin{aligned} P_i(x, y, z, t) &= \frac{1}{2} \rho C_{Li} A_i [U(z) + u(z, t)]^2 \\ &= \frac{1}{2} \rho C_{Li} A_i U(z)^2 + \frac{1}{2} \rho C_{Li} A_i u(z, t)^2 + \rho C_{Li} A_i U(z) u(z, t) \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

一般  $\frac{1}{2} \rho C_{Li} A_i u(z, t)^2$  一项可以忽略, 故有

$$P_i(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \rho C_{Li} A_i U(z)^2 + \rho C_{Li} A_i U(z) u(z, t) = \bar{P}_i + p_i(x, y, z, t) \quad (1.3.2)$$

式中  $\rho$  代表空气密度;  $C_{Li}$  是相对节点  $i$  高度平均风速  $U(z)$  的平均风压系数, 对于外形复杂的建筑  $C_{Li}$  一般由风洞实验确定 ( $C_{Li}$  也可表示为对应于梯度风高度风压的平均风压系数, 此时  $U(z)$ 、 $u(z, t)$  则分别为对应于梯度风高度的平均风速及脉动风速; 实际上风洞实验的测试结果一般为相应于边界层内的某个参考点而言, “对应于梯度风高度” 只是将相应参考点的数值进行了换算);  $A_i$  指与节点  $i$  相关的屋面面积;  $u(z, t)$  为节点  $i$  高度的脉动风速。  $P_i(x, y, z, t)$  表示屋盖表面法向方向的风压力, 因此, 计算时应将法向力分解成沿  $x$ 、 $y$ 、 $z$  坐标的三个力。

根据平均风压系数、脉动风速谱及脉动风的空间相关性, 就可构造随机振动计算的力谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$ , 从而完成准定常频域方法计算。

为了进行结构的时程分析必须先模拟出风速时程, 然后根据式 (1.3.2) 构造准定常的气动力

时程。

由于大跨度屋盖结构对风荷载的空间分布比较敏感，所以必须精确模拟各点的风谱。国内外对风速时程的模拟方法主要有 CAWSFA 法、WAWA 法及线性回归滤波器法。研究人员可根据不同的情况选择风速时程的模拟方法。利用准定常抖振气动力在频域或时域内对大跨度屋盖结构进行风致响应研究得到了一定程度的应用，但如前一节所述，对于体形比较复杂的大跨度屋盖结构，风荷载一般都不符合准定常假设。

### 1.3.1.3 风荷载的 CFD 模拟方法

随着计算机硬件水平的飞速发展和 CFD ( computation fluid dynamics ) 技术的不断完善，出现了与试验相对应的数值风洞方法。数值模拟较之传统的风洞试验主要有以下优点：a、成本低，所需周期短、效率高；b、不受模型尺度影响，可以进行全尺度的模拟，能克服边界层风洞试验中难以满足雷诺数相似的困难；c、可以方便地变化各种参数，以便于及早发现问题；d、易于实现结构设计的数字化、一体化。

在土木工程领域不乏 CFD 成功运用的例子，如陈勇 ( 2002 ) 利用 CFD 软件对上海虹口体育场悬挑屋盖上的风压力进行了模拟<sup>[112]</sup>，并研究了体育场内部流场的规律。武岳 ( 2003 ) 编制了计算二维结构流固耦合的程序<sup>[146]</sup>，对一些典型形状的大跨度屋盖结构进行了流固耦合分析，直接得到了结构上的非定常气动力及动力响应。顾明、杨伟 ( 2004 ) 对上海铁路南站屋盖上的平均风荷载进行了数值模拟<sup>[115]</sup>，并将 CFD 计算结果与文献<sup>[116]</sup> ( 顾明, 2004 ) 的风洞试验结果进行了比较，比较结果说明两者的数值很接近。

大多数建筑结构表现为钝体形状，而钝体周围的流场很复杂，它由撞击、分离、再附、环绕和涡旋等流体运动方式确定。因此，CFD 包含了当今世界上被认为是最困难的所有流体动力学内容。计算流体力学本身的理论以及湍流模型仍需进一步发展，计算机的计算速度尚需进一步提高，但可以预见，CFD 领域在土木工程界将有广泛的应用前景。

## 1.3.2 结构风致动力响应的计算方法

在研究结构的风致振动问题时，一般把风荷载表示为一个平稳随机过程。根据风荷载的随机性质，可按照随机振动理论分析结构响应。用于工程结构随机振动分析的方法可分为频域分析方法和时域分析方法两类，同时确定性的时程分析方法也用来计算大跨度屋盖结构的风致响应。下面分频域、时频计算方法分别阐述。

### 1、频域计算方法

频域分析方法中的模态叠加法概念清晰、计算简便，得到了广泛的应用。它的基本思想是将系统的响应统计量表示成各模态响应统计量的加权和。由于模态叠加法是以线性化假定为前提的，在计算过程中结构刚度、阻尼性质保持不变，不能考虑结构的非线性效应，因此仅限于线性结构或弱非线性结构的振动问题。

由于大跨度屋盖结构模态密集，对于模态叠加法中参振模态选取的问题进行了较多的研究。Nakamura ( 1994 ) 利用刚性模型得到的风压力，对一个拱形悬挑屋盖体育场结构进行分析<sup>[64]</sup>，并

采用经验性的相干函数考虑了沿跨度方向气动力之间的相关性能。计算结果表明,如果仅计算结构的位移响应,在模态叠加时考虑前两阶模态即可。如果要计算内力,如杆件的剪力,则需组合更多阶的模态,文中建议考虑前 6 阶模态。Nakayama (1998) 指出大跨度屋盖结构的高阶模态中存在模态贡献很大的 X-模态<sup>[65]</sup>,但在传统的模态叠加法中容易被忽略。文中认为所选择的模态通过一定的系数加以组合应能很好地反映结构的静力位移。从这个角度出发可构造出一个新的模态以弥补初始模态不足以反映的静力位移部分,这个新的模态即为 X-模态。文中指出将 X-模态和初始模态一起再进行模态叠加法的计算可减小计算误差。胡继军(2001)建立了网壳结构的空间三维有限元模型<sup>[119, 120]</sup>,用模态叠加法在频域中计算网壳结构的风振响应。文中提出根据模态特性矩阵来判断模态贡献大小的方法,认为模态特性矩阵与模态位移协方差矩阵反映相同的规律,但计算量相对小很多。王国砚(2002)认为应基于 CQC 法(Complete Quadratic Combination)计算大跨度屋盖结构的风振响应<sup>[147]</sup>,忽略模态间耦合效应的 SRSS 法(Root-Sum-Square Method)是不正确的,并指出应同时计算风荷载互谱的实部和虚部。何艳丽(2002)采用了与文献[65](Nakayama, 1998)类似的方法<sup>[118]</sup>,不同之处是从结构背景响应的角度来构造补偿模态。黄开明(2003)通过产生一组与脉动风荷载空间分布有关的正交里兹向量<sup>[122]</sup>来代替传统模态叠加法中采用的结构自由振动模态,可避免由于模态截断而遗漏的高阶模态带来的误差。

对于频域中的非线性随机振动问题,可用 FPK 法、摄动法、等价线性化法、加权等价线性化法等解决。由于这些方法要求解复杂的非线性方程,所以在实际工程中应用较少。

## 2、时域计算方法

由于频域分析方法不能方便地给出响应相关函数、瞬态响应值,以及在非线性分析方面的缺陷,随机振动的时域数值分析方法引起了研究人员的兴趣。如杨庆山、沈世钊(1998)利用随机振动离散分析法对悬索结构进行了动力分析<sup>[78, 148]</sup>,文中指出该方法具有数值计算的无条件稳定性和计算随机响应的高度精确性。

确定性时程分析方法也被引入对大跨度屋盖结构进行风致响应分析。由于风荷载可认为是一个平稳随机过程,为了获得结构风压的平稳过程,使用的风压时程必须是多次采样的平均值。为了使得到的结构响应包含低频响应,输入的风压时程应有足够的长度,能包含风压中必要的长周期信息;同样,为了使结构响应包含高频能量,风压时程的采样间距应小于一定的数值。确定性时程分析方法得到的结果可视为平稳过程的一个样本,可对此进行概率统计分析,更重要的是该方法能相对方便地考虑结构体系的非线性效应,包括结构几何非线性与材料非线性、阻尼特性等。常用的确定性时程分析法有中心差分法、线性加速度法、Wilson  $\theta$  法、Newmark 法等。时程分析法计算的精度取决于步长  $\Delta t$  的大小,在选择步长  $\Delta t$  的大小时,应考虑下面几个因素:a、作用荷载  $P(t)$  的变化速率;b、非线性阻尼和刚度特性的复杂性;c、结构的振动周期。为了可靠地反映这些因素,步长  $\Delta t$  必须足够短,这样以来计算量将会增大。因此选择合适的步长  $\Delta t$  非常重要。

沈世钊、赵臣(1995)将 Wilson- $\theta$  法与 Newtm-Raphson 法相结合<sup>[158]</sup>,提出了悬索结构体系非线性风振反应分析的时域方法。Uematsu(1999)在紊流场中同步测量了圆屋顶上的 196 个测点<sup>[96]</sup>,并采用 Newmark  $\beta$  法对穹顶屋盖进行了时程分析。结果表明,参与振动的模态主要是前

3~4 阶对称模态以及前几阶非对称模态。Uematsu (2001) 利用正交分解法 (POD) 模拟脉动压力历程<sup>[97]</sup>, 在时域内分析穹顶圆屋盖的动力响应, 重点考察了控制振动响应的模态, 在此基础上初步总结了圆屋顶的设计荷载模式。Massimiliano (2001) 根据已有的互功率谱密度矩阵<sup>[59]</sup>, 利用线性回归滤波器人工模拟了风压谱, 然后采用 Newmark 法对一个悬索结构进行了几何非线性分析。

### 1.3.3 大跨度屋盖结构的静力等效风荷载

上世纪 60 年代, Davenport 采用随机过程的方法来描述风荷载<sup>[11]</sup>, 成为风工程发展过程中的里程碑。然而, 如果直接用随机振动理论来进行结构设计, 即使对于简单结构, 计算过程也过于复杂。因此, 人们探寻了一种便于工程设计人员接受的方法——利用静力等效风荷载来计算结构在风荷载作用下结构的响应。所谓静力等效风荷载, 就是当这个等效荷载作为静力荷载作用于结构上时, 它引起的结构某一响应与实际风荷载作用时该响应的最大值一致。静力等效风荷载是联系风工程师和结构工程师的纽带, 结构工程师利用风工程师提供的静力等效风荷载进行结构分析或者与其它荷载进行组合。在本小节中将介绍用于大跨度屋盖结构静力等效风荷载的常用方法。

#### 1.3.3.1 阵风荷载因子法 (GLF 法)

在风工程研究领域, 对静力等效风荷载的系统研究始于高层建筑。Davenport (1967) 引入“阵风荷载因子”(Gust Loading Factor) 来考虑脉动风荷载对结构响应的放大<sup>[12,100]</sup>, 这种简单可行的方法得到发展并运用到实际工程中, 成为制定高层建筑风荷载规范的主要依据。

GLF 法定义峰值响应与平均响应之比——“阵风荷载因子” $G$  (Gust Loading Factor) 来表征结构对脉动荷载的放大作用。作用在结构上以某个响应等效的静力等效风荷载可用下式计算,

$$\hat{p}(z) = G(z) \bar{p}(z) \quad (1.3.3)$$

式中,  $\bar{p}(z)$  为平均风荷载, 阵风荷载因子  $G(z)$  由下式确定,

$$G(z) = \frac{\hat{r}(z)}{\bar{r}(z)} \quad (1.3.4)$$

其中  $\hat{r}(z)$  表示峰值响应,  $\hat{r}(z) = \bar{r}(z) + g\sigma_r(z)$ ;  $g$  为峰值因子,  $\sigma_r(z)$  为计算得到的某个响应的均方根值,  $\bar{r}(z)$  为平均响应。所以

$$G(z) = 1 + g \frac{\sigma_r(z)}{\bar{r}(z)} \quad (1.3.5)$$

利用阵风荷载因子法来表示静力等效风荷载简单方便, 因而在大跨度屋盖结构的抗风研究中应用很广。

目前对封闭平屋盖静力等效风荷载的研究一般都采用了阵风荷载因子法。Marukawa (1993) 针对来流紊流度、屋盖的几何特性和梁的结构特性为阵风荷载因子提供了经验公式<sup>[58]</sup>。Ueda (1994) 采用同步测压技术研究了梁柱框架结构平屋盖的风振响应<sup>[91]</sup>, 特别研究了来流紊流对风

荷载的影响,提供了比文献[58] (Marukawa, 1993)更详尽的阵风荷载因子表达形式。Uematsu 根据封闭平坦矩形屋盖的结构形式,把平坦矩形屋盖分为两大类:第一类平屋盖由互相平行的主梁作为承重结构,主梁之间可以有次梁连接,结构振型为主梁在竖向的振动,第一阶振型可用一维的正弦曲线描述;第二类为空间网架等平屋盖,在风荷载作用下屋面发生类似弹性板的竖向振动,振型可用两个正弦函数的乘积形式描述。Uematsu (1997)对不同跨高比的第一类平屋盖在不同流场进行了刚性模型试验<sup>[93]</sup>,用第一阶模态力计算了主梁的动力反应,发现靠近屋盖边缘的主梁最大风振反应发生在风向垂直于梁轴线的情况;而位于屋盖中央的主梁其最大风振反应发生在来流平行于梁轴线的情况。根据这个规律对第一阶模态力推导的梁阵风荷载因子公式进行了简化,提出了适合工程运用的经验公式,其中考虑了紊流度、结构跨高比、主梁位置等因素。Uematsu (1996, 1997)还研究了第二类平坦矩形屋盖<sup>[92, 94]</sup>,研究方法 with 第一类矩形平屋盖基本相同。由于其振动形式与第一类矩形平屋盖不同,所以最不利的工况为来流垂直于屋盖边缘的情况。对阵风荷载因子的研究表明,当折减频率比较小时,阵风响应因子受结构跨高比的影响较大,并且此时的等效风荷载比按准定常方法得到的风荷载要大很多。Uematsu (1999)采用类似平坦矩形屋盖的方法进一步研究了圆形平屋盖的风振响应<sup>[96]</sup>。文中用考虑第一阶模态的阵风荷载因子经验公式(包含了高跨比及来流紊流的影响)计算了几个圆形平屋盖的位移及弯矩,发现计算结果与时程分析结果吻合得很好。Uematsu 的方法优点在于计算简便、快捷,但仅考虑了一阶模态的贡献,忽略了高阶振型的影响。楼文娟(2001)利用刚性模型测压试验得到的风压时程直接进行时域计算<sup>[127]</sup>,并根据计算结果对准定常假设方法得到的位移风振系数进行修正。陆峰(2002)结合有限元方法推导出大跨度平屋盖结构在风荷载作用下的风振响应谱分析方法<sup>[138]</sup>;然后采用 Davenport 谱和风洞试验得到的屋盖表面平均风压分布系数来计算屋面的风振响应及风振系数。由于计算建立在准定常假设的基础上,文中也指出这样产生的气动力会大于真实的非定常力。楼文娟(2002)进一步改进了 Uematsu 的模态力法<sup>[128]</sup>,根据模态叠加原理提出了多阶模态力法,可方便地计算封闭平坦矩形屋盖的风振响应和阵风荷载因子,但对于模态之间相互耦合的情况却不能考虑。

Uematsu (2001)对穹顶屋盖的风致振动采用了阵风荷载因子法<sup>[97]</sup>。研究表明,穹顶屋盖的动力响应受矢跨比的影响很大,而对檐高与跨度之比并不敏感。并且动力响应主要由少量的对称及非对称模态控制。尤其对于矢跨比大(0.2)的结构,第一阶对称模态起主要作用,据此对矢跨比大(0.2)的穹顶屋盖提出阵风荷载因子法来计算风振效应(文中建议阵风荷载因子约为0.3)。对于矢跨比大(0.1)的结构,由于多阶非对称模态参与振动,由单一的阵风荷载因子法就难以反映这种情况。因此文中提出了组合多阶模态力的方法(没有考虑模态间的耦合效应)来表述等效风荷载,并将等效风荷载作用的结构响应与时程分析的结果进行了比较。

阵风荷载因子法同样被用于结构外形相对复杂的大跨度屋盖结构。

Suzuki (1995)将风洞试验得到的某大跨度悬挂屋盖(如图 1.2.9)上非定常的风压力输入有限元分析软件——ADINA 中进行时程计算<sup>[89]</sup>,采用了 Newmark 积分法( $\beta = 1/4$ ),计算过程考虑了结构的几何非线性。计算结果表明对于主跨索各点的内力,阵风荷载因子基本上等于 2.0,而主跨上各点位移的阵风荷载因子之间却相差很远(3.6~5.6)。

沈世钊、赵臣 (1997) 对于中小跨度悬索结构的风振响应进行了研究<sup>[141]</sup>, 发现当施加一定的预应力后, 体系的非线性程度大为降低, 因而可采用随机振动理论的振型叠加法在频域中对其动力反应进行分析。然而当结构的跨度较大, 非线性程度较高时, 仍用线性方法计算就不合适了。文中将 Wilson- $\theta$  与 Newtm-Raphson 法相结合, 提出了悬索结构体系非线性风振反应分析的时域方法。作为工程应用的方法, 文中归纳了对于特定索网结构的位移和内力的阵风荷载因子。

阵风荷载因子法形式简单, 得到广泛的应用。从式 (1.3.5) 可知, 该方法给出的静力等效风荷载是与平均风荷载同分布的。由于大跨度屋盖结构各响应的阵风响应因子常常差别很大, 就可能导致某响应对应静力等效风荷载作用下的该响应大小, 并不是所有静力等效风荷载作用下的最大响应, 这样易导致设计人员的误解。另外, 如果结构的平均响应 (荷载) 为零时, GLF 法给出的阵风荷载因子将会出现无穷大 (零) 的情况。

### 1.3.3.2 惯性风荷载法 (GBJ 法)

在实际应用中, 根据阵风荷载因子的原理发展为两种不同的计算方法: 1.3.3.1 中的阵风荷载因子法 (Gust Loading Factor Method) 和惯性风荷载法 (用于中国建筑结构荷载规范 GBJ 中, 习惯称为 GBJ 法)。

如果第  $j$  振型  $\phi_j(z)$  在结构上的模态坐标标准差为  $\sigma_j$ , 则相应于该振型的惯性力为  $m(z)\omega_j^2\sigma_j\phi_j(z)$ 。因此, 在中国建筑结构荷载规范中, 对于主要只有第一阶振型起作用的结构 (对于多阶模态作用的结构可用相同的方法计算阵风荷载因子), 阵风荷载因子 (中国规范 GBJ9-87 称风振系数) 为:

$$G(z) = 1 + g \frac{m(z)\omega_1^2\sigma_1\phi_1(z)}{\bar{p}(z)}, \quad (1.3.6)$$

其中  $\omega_1$  为第一阶自振圆频率。

下面证明在惯性力  $m(z)\omega_j^2\sigma_j\phi_j(z)$  作用下产生的响应为  $\sigma_j\phi_j(z)$ 。

在此惯性力下的广义力为  $\int_0^L \phi_j(z)m(z)\omega_j^2\sigma_j\phi_j(z)dz = M_j^*\sigma_j\omega_j^2$  (因振型对质量的正交性, 其它阶振型的广义力均为零), 而在此广义力作用下的广义模态坐标为,

$$M_j^*\sigma_j\omega_j^2 / K_j^* = \sigma_j \quad (1.3.7)$$

因此得以证明惯性力  $m(z)\omega_j^2\sigma_j\phi_j(z)$  作用下产生的响应为  $\sigma_j\phi_j(z)$ 。

显然, GBJ 法给出的阵风荷载因子与结构的质量分布和动力特性有关, 其静力等效风荷载与平均风荷载的分布是不同的, GBJ 法赋予了静力等效风荷载明确的物理意义。GBJ 法给出的共振等效风荷载和响应与实际值是相同的, 而除了背景位移响应等于实际值外, 背景等效风荷载和其它响应则与实际情况不同。并且 GBJ 法无法处理多模态的耦合情况。类似于 GLF 法, 如果结构的平均荷载为零时, GBJ 法给出的风振系数也将会出现无穷大的情况。

阵风荷载因子法和惯性风荷载法都用阵风荷载因子来反映总等效风荷载和平均风荷载之间的关系；不同之处在于对阵风荷载因子的计算，前者认为阵风荷载因子等于动力响应与平均响应的比值，而后者则将风振惯性力与平均风荷载的比值作为阵风因子来反映风荷载的脉动放大作用。以上根据“阵风荷载因子”思想提出的静力等效风荷载方法写入了许多国家的高层建筑结构抗风规范。使用阵风荷载因子法虽然简单方便，但直接把研究高层结构的方法搬到大跨度屋盖结构显然行不通。因为大跨度屋盖结构相对高层结构而言，不论荷载还是响应特性都要复杂很多，在本节最后将对此进行专门讨论。

### 1.3.3.3 背景分量和共振分量的组合

周印、顾明(1998)根据 Davenport 提出的把顺风向响应处理为平均、背景和共振分量的思想 (Davenport, 1995) [13]，提出了用这三个分量的组合来表示高层建筑静力等效风荷载<sup>[108, 161]</sup>的方法。其中背景等效风荷载用 LRC 法 (Load-Response-Correlation Method) 表示；由于共振时结构等效风荷载等于惯性力，因此用代表共振分量的等效风振惯性力表示共振等效风荷载。和以上方法类似，Holmes (1996, 1999) 建议采用 LRC 法和等效风振惯性力相结合的办法来表示大跨度屋盖结构的静力等效风荷载<sup>[28, 29]</sup>。并且 Holmes (2002) 给出了平均风荷载、背景风荷载以及代表多阶共振分量的惯性风荷载一起组合的等效风荷载形式<sup>[30]</sup>，试图解决工程中遇到的各种复杂情况。文中虽然考虑了背景和多阶模态共振响应均不能忽略的情况，遗憾的是必须假定参振模态之间能够很好的分离。而在工程实践中，常见的大跨度屋盖结构不仅要包含多振型的贡献，而且应该考虑不同振型之间的相互耦合影响，这使得 Holmes 提出的方法在实践中受到了限制。下面分别介绍 LRC 法、背景分量 (LRC 法) 和共振分量 (等效风振惯性力) 的组合形式。

## 1、荷载-响应相关法 (LRC 法)

Kasperski (1992) 年提出的荷载-响应相关法，即 LRC 法 (Load-Response-Correlation Method) <sup>[39]</sup>，是在研究低矮建筑风洞试验<sup>[17, 25, 27, 41]</sup>基础上发展起来的一种计算静力等效风荷载的方法。LRC 法利用准静力的方法计算背景响应，能够得到背景风荷载的等效分布形式，它的出现使等效背景风荷载的计算有了坚实的理论基础。Kasperski (1992) 认为，即使对于非高斯过程的荷载，LRC 法仍然能给出具有很好近似程度的等效荷载分布<sup>[39]</sup>。Holmes (1992) 将 LRC 法与正交分解法结合在一起来表示等效的背景风荷载<sup>[26]</sup>。

从结构动力学可以知道，结构在低频部分的响应可以认为仅是弹性恢复力来抵抗外力的 (俞载道, 1987) <sup>[149]</sup>。根据这一原理，LRC 法考虑了结构上脉动风荷载之间的相关性，用准静力的方法计算出结构表面等效背景风荷载。

用准静态方法可以得到  $t$  时刻结构上某点的瞬态背景响应，

$$r(t) = \int_0^L p(z,t) I_r(z) dz, \quad (1.3.8)$$

其中， $p(z,t)$  为作用在结构上的脉动风荷载， $I_r(z)$  为对应于响应  $r$  的影响线。

$$\text{相应的平均响应为 } \bar{r} = \int_0^L \bar{p}(z) I_r(z) dz. \quad (1.3.9)$$

根据 (1.3.8), 可得到响应的标准差  $\sigma_{r,B}$ ,

$$\sigma_{r,B} = \left[ \int_0^L \int_0^L \overline{p(z_1,t)p(z_2,t)I_r(z_1)I_r(z_2)} dz_1 dz_2 \right]^{1/2} \quad (1.3.10)$$

式中下标“B”表示背景响应, 以区别于共振响应。

相应的峰值响应 (仅考虑平均和背景响应的组合) 为

$$\hat{r} = \bar{r} + g_B \sigma_{r,B} \quad (1.3.11)$$

LRC 法给出相应于峰值响应  $\hat{r}$  的等效背景风荷载和平均风荷载分布为

$$[p(z)]_{\hat{r}} = \bar{p}(z) + p_B(z) = \bar{p}(z) + g_B \rho_{pr}(z) \sigma_p(z), \quad (1.3.12)$$

其中  $\sigma_p(z)$  为脉动荷载的标准差,  $\rho_{pr}(z)$  为脉动荷载  $p(z,t)$  和脉动响应  $r(z_1)$  之间的相关系数, 可表示为,

$$\rho_{pr}(z) = \frac{\overline{p(z,t) \int_0^L p(z_1,t) I_r(z_1) dz_1}}{\sigma_p(z) \sigma_{r,B}} = \frac{\overline{p(z,t) r(z_1,t)}}{\sigma_p(z) \sigma_{r,B}(z_1)} \quad (1.3.13)$$

下面验证 (1.3.12) 是否能产生峰值响应  $\hat{r}$ ,

$$\begin{aligned} \int_0^L [p(z)]_{\hat{r}} I_r(z) dz &= \int_0^L (\bar{p}(z) + g_B \rho_{pr}(z) \sigma_p(z)) I_r(z) dz \\ &= \int_0^L \bar{p}(z) I_r(z) dz + \int_0^L g_B \rho_{pr}(z) \sigma_p(z) I_r(z) dz \\ &= \bar{r} + \frac{g_B}{\sigma_{r,B}} \int_0^L \left( \int_0^L \overline{p(z,t) p(z_1,t) I_r(z_1)} dz_1 \right) I_r(z) dz \\ &= \bar{r} + \frac{g_B}{\sigma_{r,B}} \sigma_{r,B}^2 \\ &= \bar{r} + g_B \sigma_{r,B} \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

式 (1.3.14) 表明 (1.3.12) 给出的  $[p(z)]_{\hat{r}}$  确实能产生峰值响应  $\hat{r}$ 。LRC 法用荷载响应相关系数  $\rho_{pr}(z)$  来表示对峰值荷载的折减, 由此得名。

从上述的推导可知, LRC 法通过荷载与响应之间的相关性分析, 过滤掉了对所考察响应没有贡献或贡献很小的脉动荷载, 从而体现了对响应有效的脉动荷载分布。对于响应和荷载的均值为零的情况, LRC 法均可以给出解答。利用 LRC 法, 某响应对应静力等效风荷载作用下的该响应的大小, 一定是所有静力等效风荷载作用下的最大响应。由于  $\rho_{pr}$  小于 1, 所以 LRC 法定义的等效荷载分布在峰值压力分布 ( $\hat{p} = \bar{p} + g_B \sigma_{r,B}$ ) 的包络线内。由此可见 LRC 法是一个易于理解的等效静荷载概念。另外, LRC 法采用了准静态方法, 实际上已经包含了构成背景分量的所有模

态的贡献。

## 2、LRC 法表示的背景分量和等效风振惯性力表示的共振分量的组合形式

对于背景、共振响应均不能忽略的风致结构振动问题，Holmes (2002) 采用了将 LRC 法和等效风振惯性力相结合的办法来表示静力等效风荷载<sup>[30]</sup>，并给出了平均风荷载、背景风荷载以及代表共振分量的惯性风荷载一起组合的等效风荷载形式。

当背景以及多个模态的共振响应均应考虑时，总的峰值响应可表示为，

$$\hat{r}_T = \bar{r} + \sqrt{\hat{r}_B^2 + \hat{r}_{R,1}^2 + \hat{r}_{R,2}^2 + \cdots + \hat{r}_{R,N}^2} \quad (1.3.15)$$

式中下标“R”表示共振响应。易见(1.3.15)就是常用的 SRSS 法，它基于小阻尼及各模态之间的交叉项可忽略的假定。

相应的静力等效风荷载(包括平均、背景和共振分量)为

$$p_T(z) = \bar{p}(z) + W_B p_B(z) + W_{R,1} p_{R,1}(z) + W_{R,2} p_{R,2}(z) + \cdots + W_{R,N} p_{R,N}(z) \quad (1.3.16)$$

式中  $p_B(z)$  为 LRC 法得到的背景等效静力风荷载  $g_B \rho_{pr}(z) \sigma_p(z)$ ， $W_B$ 、 $W_{R,k}$  分别为背景风荷载、第  $k$  阶振型惯性力(仅包含共振区的能量)的权值系数，由下式表示，

$$W_B = \frac{g_B \sigma_{r,B}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2)^{1/2}}, \quad W_{R,k} = \frac{g_{R,k} \sigma_{R,k}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2)^{1/2}} \quad (1.3.17)$$

其中  $\sigma_{r,B}$ 、 $\sigma_{R,k}$  分别表示背景响应的标准差及第  $k$  阶振型响应的标准差(仅包含共振区的响应)；

$g_B$ 、 $g_{R,k}$  分别表示背景响应及第  $k$  阶振型响应的峰值因子。式(1.3.16)中  $p_{R,j}(z)$  为第  $j$  阶振型对应的等效惯性风荷载(仅包含共振区的响应)，可表示为，

$$p_{R,j}(z) = g_R m(z) \omega_j^2 \sigma_j \phi_j(z) \quad (1.3.18)$$

式中  $\omega_j$  为第  $j$  阶自振圆频率， $\sigma_j$  为第  $j$  阶振型的模态坐标标准差(仅包含共振能量)， $\phi_j(z)$  为第  $j$  阶振型。

下面验证(1.3.16)是否能产生峰值响应  $\hat{r}$ ，

$$\begin{aligned} \int_0^L p_T(z) I_r(z) dz &= \int_0^L [\bar{p}(z) + W_B p_B(z) + \sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(z)] I_r(z) dz \\ &= \int_0^L \bar{p}(z) dz + W_B \int_0^L g_B \rho_{pr}(z) \sigma_p(z) dz + \int_0^L \sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(z) I_r(z) dz \\ &= \bar{r} + W_B g_B \sigma_{r,B} + \int_0^L \sum_{j=1}^N W_{R,j} g_R m(z) \omega_j^2 \sigma_j \phi_j(z) I_r(z) dz \\ &= \bar{r} + W_B g_B \sigma_{r,B} + \sum_{j=1}^N W_{R,j} g_R \sigma_j \phi_j(z) \\ &= \bar{r} + \frac{g_B \sigma_{r,B}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2)^{1/2}} g_B \sigma_{r,B} + \sum_{j=1}^N \frac{g_{R,j} \sigma_{R,j}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2)^{1/2}} g_R \sigma_{R,j} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \bar{r} + \sqrt{g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2} \\
&= \bar{r} + \sqrt{\hat{r}_B^2 + \sum_{j=1}^N \hat{r}_{R,j}^2} \quad (1.3.19)
\end{aligned}$$

式 (1.3.19) 表明 (1.3.16) 给出的  $p_T(z)$  确实能产生峰值响应  $\hat{r}$ 。注意到每阶模态的等效惯性风荷载 (仅包含共振区的响应) 作用到结构上后, 对于需要形成等效惯性风荷载的响应都会产生一个正 (或负) 的响应值 ( $+\sigma_{R,j}$  或  $-\sigma_{R,j}$ ), 而平均响应  $\bar{r}$  的方向并不都是一致的。这意味着对于复杂的大跨度屋盖结构, 形成等效惯性风荷载时各阶模态的方向确定将随着所关心响应的不同而有差别。

上述方法虽然考虑了背景和多个模态共振响应均不能忽略的情况, 遗憾的是必须假定参振模态之间能够很好的分离。而在工程实践中, 常见的大跨度屋盖结构不仅要包含多振型的贡献, 而且应该考虑不同振型响应之间的耦合影响。这使得 Holmes 提出的方法在处理大跨度屋盖结构的静力等效风荷载问题上遇到了障碍。

表 1.3.1 列出了三种静力等效风荷载方法优缺点的比较。

表 1.3.1 三种静力等效风荷载方法的比较

静力等效风荷载方法名称	优点	缺点
阵风荷载因子法 (GLF 法)	<ol style="list-style-type: none"> <li>形式简单, 使用方便;</li> <li>不必区分背景共振响应, 用得到的总动力响应除以平均响应即可得到阵风荷载因子。</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>给出的静力等效风荷载与平均风荷载同分布;</li> <li>某响应对应静力等效风荷载作用下的该响应大小, 并不一定是所有静力等效风荷载作用下的最大响应, 易导致设计人员的误解;</li> <li>结构的平均响应 (荷载) 为零时, 阵风荷载因子将会出现无穷大 (零) 的情况。</li> </ol>
惯性风荷载法 (GBJ 法)	<ol style="list-style-type: none"> <li>等效风荷载与结构的质量分布和动力特性有关, 赋予了静力等效风荷载明确的物理意义;</li> <li>共振等效风荷载和响应与实际值是相同的。</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>除了背景位移响应, 等效风荷载作用下的背景响应与实际情况不同;</li> <li>无法处理多模态的耦合情况;</li> <li>难以处理平均荷载为零的情况。</li> </ol>
LRC 法表示的背景分量和等效风振惯性力表示的共振分量的组合形式 (Holmes 方	<ol style="list-style-type: none"> <li>静力等效风荷载有明确的物理意义;</li> <li>LRC 法表示的背景分量给出</li> </ol>	必须假定参振模态之间能够很好的分离。

法)	了有效的背景等效风荷载,包含了构成背景分量的所有模式的贡献; 3、某响应对应静力等效风荷载作用下的该响应大小,一定是所有静力等效风荷载作用下的最大响应。	
----	---	--

#### 1.3.3.4 大跨度屋盖结构静力等效风荷载的复杂性分析

静力等效风荷载是大跨度屋盖结构抗风研究中的一个重要问题,那么对于一个复杂大跨度屋盖结构(本文所指的是建筑外型及结构比较复杂的大跨度屋盖结构),究竟有无可能如高层建筑结构那样得到形式简单、能针对所有响应且误差不大的等效风荷载。在回答这个问题之前,本文先从如下几个方面说明大跨度屋盖结构的静力等效风荷载问题相对高层建筑结构具有复杂性的原因:

##### 1、大跨度屋盖荷载分布的复杂性

高层建筑结构可利用人工模拟的风速谱,如 Davenport 谱、Karman 谱、Kaimal 谱等,然后根据准定常假设就可获得风压谱;而大跨度屋盖结构表面的风荷载情况要复杂很多。由于流场有明显的三维效应,来流经大跨度屋盖结构的屋面后会产生分离,形成旋涡,然后再附于屋面上,致使屋盖上的风压场非常复杂。大跨度屋盖结构的风荷载具有如下特点:a、由于大跨度屋盖结构具有明显的三维特征,风荷载需考虑空间相关性,并且风压相关性很难用数学公式或经验公式来描述;b、风荷载受结构几何外形及周围环境的影响很大,致使不同的结构有不同的风荷载分布特点;c、大跨度屋盖结构上的风荷载一般不满足准定常假设。可见,由于大跨度屋盖荷载分布的复杂性,必须采用风洞试验同步测压的手段才能比较准确地获得结构表面的风荷载。

##### 2、大跨度屋盖结构关注的结构响应呈明显的个性特征

结构设计人员对一个复杂大跨度屋盖结构所关注的响应,因其极具个性(如就位移而言,某个结构可能会关心梁的悬挑端、跨中的竖向位移,或者柱顶的水平位移。并且有的响应是结构整体性的,如柱子的基底弯矩,而有的响应是结构局部性的,如梁的悬挑端位移),这就导致没有一个响应能代表所有响应的特点,从而导致各个响应对应的等效风荷载之间差别很大。而高层结构要简单很多,主要关心沿高度的位移、基底弯矩及剪力。高层建筑结构等效风荷载方法一般采用了位移等效的方法,然后用这个等效风荷载去计算其它响应,如基底弯矩、剪力等。而实际上即使对于高层建筑结构,采用这一方法得到的其它响应的偏差也不小。对于大跨度屋盖结构而言,就更难找到一个基本的响应,根据它等效得到的风荷载去计算其它响应时误差会很小。因此大跨度屋盖结构的等效风荷载必然是随着响应不同而不同的,不会有一个等效风荷载能对所有响应都适合(或者满足工程精度)。

##### 3、结构形式多样化

由于大跨度屋盖结构具有复杂的空间形式,不能运用片条理论。并且作用力的影响线对于不同结构、不同响应差别很大,这样就难以像高层建筑结构那样使计算得到简化。

#### 4、多模态及模态耦合影响

大跨度屋盖结构必须考虑多模态的共同作用，高层结构仅考虑第一阶模态。并且对于大跨度屋盖结构，多个模态之间的耦合效应明显，而高层建筑结构不存在这个问题。

因此，对于一个复杂大跨度屋盖结构的风振计算，很难像高层建筑结构那样把理论化的公式写入规范（对于一般的悬挑屋盖或者形式简单的门式刚架、平顶屋盖，应有可能如高层结构那样得到形式简单的静力等效风荷载）。

### 1.4 目前研究存在的问题和不足及本文工作

本节首先指出了过去大跨度屋盖结构抗风研究工作中的不足之处，然后介绍了本文的工作。

#### 1.4.1 存在的问题和不足

如前文所述，对于大跨度屋盖结构的抗风研究已经取得了比较丰富的成果，但是，仍然存在一些问题和不足。

##### （1）风洞试验方法

目前风场的模拟特别是紊流尺度的模拟是一个非常难处理的问题，而大跨度屋盖结构一般比较低矮，处于高紊流区，因此准确模拟风场尤其是紊流尺度对于大跨度屋盖结构的风振研究非常重要。

对测压管路系统的理论分析多采用递归式的 Bergh-Tijdeman 方程，而基于电路传输线理论的流体管道耗散模型是非递归形式，使用起来更加方便。但流体管道耗散模型不能直接用于并联管道的方程，这使得用耗散模型对多通道测压系统进行分析时受到限制。Holmes 提供的优化系统总长度只有 0.5 米，而大跨度屋盖结构的模型一般比较大，过短的测压管路系统难以满足实际需要，并且 Holmes 给出的用于优化测压系统的限制器（压扁管）加工困难，精度也难以保证。大跨度屋盖结构表面需同步测量大量测点的风压系数，这是大跨空间结构风荷载和风致振动研究的难点之一。虽然有的文献提出气压平均系统（即多通道测压系统）来扩大同步测点的数目，但对于多通道测压系统合并气动力的效率没有进行深入研究。

大跨度屋盖结构气动弹性模型需模拟结构多阶模态，而气动弹性模型的设计及制作方式至今没有一个被大家普遍接受的方法。对于气动弹性模型的测试和调试方法也需要进一步的研究。

此外，试验测量的设备有待进一步改进。如目前电子扫描阀在扫描同步测量测点压力时，各个测点信号之间仍然存在一个短暂的时差。

##### （2）风荷载的研究

大跨度屋盖结构的风洞试验一般限于研究某种特定外形的屋盖结构（如悬挑屋盖、平屋盖、穹顶屋盖），但即使对于简单外形的大跨度屋盖结构，也没有做到按不同类型建立非定常风荷载的统一表达式。在生产实践中大跨度屋盖结构的形式是多种多样的，目前对于一般性封闭式大跨

度屋盖表面的平均及脉动风荷载特性，风荷载形成机理及分布规律的研究开展得很少。

### (3) 风致振动响应的计算方法亟待深入研究

在响应计算方法方面，目前仍存在很多问题有待解决。例如：由于非大变形柔性屋盖结构在风荷载作用下振动幅度小，所以风致振动的计算一般不考虑气弹效应对于结构刚度、阻尼的影响。但气弹效应对结构风振所起的作用究竟有多大，在计算上应如何定量地考虑，尚没有被普遍接受的方法。应用模态叠加法时如何考虑模态截断对结果的影响也需进一步研究。对新的计算方法也需要展开进一步的研究，如将 POD 方法和动力计算方法相结合对结构进行分析等。

### (4) 静力等效风荷载的研究主要针对简单的结构形式

悬挑屋盖、平屋盖、穹顶屋盖等大跨度屋盖结构，由于其外形和结构形式简单，易于得到公式化的静力等效风荷载。Holmes 提出的方法虽然考虑了背景和多个模态共振响应均不能忽略的情况，遗憾的是必须有一个前提，即各个参与共振的模态之间能够很好的分离。目前的方法尚不能考虑一般大跨度屋盖结构的多模态参振及模态间互相耦合的特性。另外，如何根据结构可能破坏的形式确定等效风荷载的最不利分布，也是一个有待解决的问题。

## 1.4.2 本文的工作

从前文可知，目前大跨度屋盖结构抗风工作大多局限于特定结构形式的屋盖结构，而对于一般性大跨度屋盖结构却没有建立系统的研究方法。针对研究中的不足之处，本文的目的在于，结合风洞同步测压试验技术及有限元的结构模拟技术，为一般性大跨度屋盖结构提供一种荷载测量、响应特性分析及静力等效风荷载计算（考虑多模态参振及模态间互相耦合影响）的系统方法。

本文的主要研究工作具体安排如下：

第一章为文献综述部分，主要从大跨度屋盖结构抗风试验研究（包括刚性模型测压试验、气动弹性模型试验、现场实测）、大跨度屋盖结构的理论研究（包括风荷载的构成和数值模拟方法、结构风致动力响应的计算方法、静力等效风荷载）等方面回顾了大跨度屋盖结构的抗风研究概况。

第二章系统地研究了风洞试验中的测压管路系统。首先比较了 Bergh-Tij deman 方程和流体管道的耗散模型，并基于电路传输线理论，推导了可用于并联管道（多通道测压管路系统）的方程。随后分别用这两种数学模型对管道系统进行分析，结果表明 B-T 方程和耗散模型的计算结果完全相同，说明了两者的 consistency。为充分了解测压管路系统频响函数的特性，分析了测压管路系统各个参数对频响函数的影响，并对理论模型进行了大量的实验验证。由于测压管路系统的气动总管对于合并测点气动的重要性，本章接下来设计、制作了气动总管，并进行了一系列试验，对气动总管的气动平均性能进行了考察。最后利用优化算法对测压管路系统进行了优化设计，给出了不同长度的优化后的测压管路系统，并对优化后的测压管路系统进行了试验测试。

第三章结合刚性模型测压试验，对大跨度屋盖表面风荷载测量及其特性进行了研究。由于风荷载的准确测量，特别是风压的同步测量对于风荷载分析的重要性，本章首先介绍了刚性模型风洞试验的一般方法，编制的测压试验数据处理软件不仅能将测压试验结果方便地输出为图形格式及文本格式，而且具有直接用管路系统的频响函数对实验值进行修正的功能。接下来以实际工程为例，阐述了多通道测压系统技术的运用方法。与试验技术相对应，本章还提出了一种数值方法——根据有限的风洞试验测试结果用神经网络方法预测未知点平均和脉动风压系数、以及脉动风

压的自功率谱和互功率谱函数，以更全面地获得大跨度屋面的风压特性。在以上工作的基础上，对三个不同大跨度屋盖表面的平均、脉动风荷载特征（包括风压自功率谱及互功率谱）进行了详细分析，概括了一般性大跨度屋盖风压分布的一些共性规律，并指出对于不同屋盖形状风荷载的个性特征。

第四章对一个典型大跨度屋盖结构（上海铁路南站工程屋盖结构）风致抖振的频域计算方法和主要计算参数进行了研究。首先提出了结构风致抖振的非定常频域计算方法，本方法以非定常荷载作为输入荷载并考虑多模态之间的耦合影响，引入了虚拟激励法以提高计算效率，并根据以上算法编制了有限元动力计算程序 SWDP。利用 SWDP 程序对上海铁路南站工程屋盖结构进行风致抖振分析，比较了准定常方法、非定常方法的计算结果，指出准定常方法不适合大跨度屋盖结构风致抖振的分析；分析了结构响应的频谱特征，并对结构动静力响应随风向角变化的规律进行了研究。最后，考察了主要频域计算参数对结构风致抖振响应的影响。参数分析的内容包括参振模态的数目、力谱交叉项、模态交叉项、结构阻尼比。通过以上分析，获得了一些有价值的结论。

第五章对大跨度屋盖结构的静力等效风荷载方法进行了研究。针对大跨度屋盖结构风致抖振须考虑多模态及模态间耦合影响的特点，将 LRC 法和等效风振惯性力方法相结合来解决大跨度屋盖结构静力等效风荷载的问题。为了突破用等效风振惯性力表示共振分量等效力时的限制条件——各个参与共振的模态之间必须能够很好的分离，提出了用于共振分量的修正 SRSS 法。用本文的方法，能克服模态之间耦合情况的限制，给出的静力等效风荷载有明确的物理意义，并能克服 GLF 法的一些缺点。最后，用本章提出的方法，对上海铁路南站工程屋盖结构的静力等效风荷载进行了计算分析。

第六章对本文的研究工作进行了总结，并提出了未来工作的展望。

## 第二章 测压管路系统的研究及优化设计

如何有效而准确地测量大跨度屋盖表面风压的相关性能对于结构的风致响应研究是一个非常关键的基础性问题。为此，本章采用理论和试验方法系统研究了风洞单通道测压管路系统和多通道测压管路系统的频响函数特性和管路系统的优化。首先比较了 Bergh-Tijdeman 方程和流体管道的耗散模型，并基于电路传输线理论，推导了可用于并联管道（多通道）的方程。然后分析了测压管路系统各个参数对测压管路系统频响函数的影响，重点考察了气动总管对输入信号的气动平均性能，最后利用优化算法对测压管路系统进行了优化设计。本章中重要的理论结果均经试验验证。

### 2.1 测压管路系统的理论分析

本节比较了 Bergh-Tijdeman 方程和流体管道的耗散模型，指出了两者的一致性。然后基于电路传输线理论，推导了用于并联管道的耗散模型。

#### 2.1.1 Bergh-Tijdeman 方程

Bergh-Tijdeman 方程要求满足的前提条件 (Gumley, 1983)<sup>[18]</sup>：1、流体在圆管中作层流流动，并只有小幅值扰动，从而可以迭加流动中的均匀流分量和脉动分量；2、考虑到流动沿圆管轴向对称的特性，流体在轴对称的流速  $\mu_\theta = 0$ ；3、管长与管内径的比值应大于 10，这样就可以认为流动在管道终端反射波的影响很小，可忽略不计；4、管壁基本是刚性的；5、对于气体流动，管道周围的气温不发生变化。

Bergh 在这些前提条件下简化了流体的基本微分方程：Navier-Stokes 方程、能量方程、连续性方程和状态方程，推导出适于简单串联管路（见图 2.1.1）的 Bergh-Tijdeman 方程（简称 B-T 方程）：

$$P_{j-1} / P_j = \cosh(\phi_j L_j) + (V_j / \pi R_j^2)(\sigma_j + 1/k_j)n_j \phi_j \sinh(\phi_j L_j) + \\ (R_{j+1}^2 / R_j^2)(\phi_{j+1} / \phi_j)[J_0(\alpha_j) / J_0(\alpha_{j+1})][J_2(\alpha_{j+1}) / J_2(\alpha_j)] \\ \times [\sinh(\phi_j L_j) / \sinh(\phi_{j+1} L_{j+1})][\cosh(\phi_{j+1} L_{j+1}) - P_{j+1} / P_j] \quad (2.1.1)$$

式中  $\phi_j = (\omega / a_0)[J_0(\alpha_j)J_2(\alpha_j)]^{1/2}(\gamma / n_j)^{1/2}$

$$n_j = 1 / \{1 + [(\gamma - 1) / \gamma]J_2(\alpha_j \text{Pr}^{1/2}) / J_0(\alpha_j \text{Pr}^{1/2})\}$$

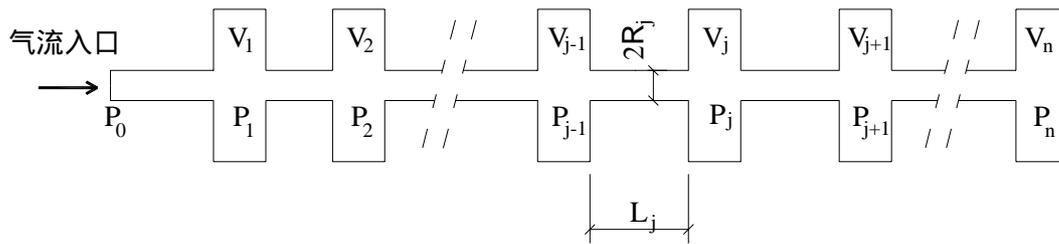


图 2.1.1 串联管道

其中  $P$  为流体压力,  $j$  指第  $j$  节管道或容腔,  $\omega$  为圆频率,  $a_0$  为压力波传递速度 (即音速),

$\alpha_j = i^{3/2} R_j [\rho_s \omega / \mu]^{1/2}$ , 为剪切波的数目 ( $R$  为管道半径,  $\rho_s$  为流体的平均密度, 对于空气取  $1.293 \text{ 千克/米}^3$  ( $0^\circ$ ) 或  $1.207 \text{ 千克/米}^3$  ( $20^\circ$ ),  $\mu$  为流体粘性系数, 取  $1.81 \times 10^{-5} \text{ 牛顿} \cdot \text{秒/米}^2$ ),  $\gamma$  为比热比 (即绝热指数, 对于空气取  $1.4$ ),  $Pr$  为普朗特数 (对于空气,  $T=300\text{K}$  时取  $0.708$ ),  $J_2$  和  $J_0$  分别为二阶和零阶的第一种贝塞尔函数,  $L$  为管道长度,  $V$  为腔体体积,  $\sigma$  为容腔变形的无量纲系数,  $k$  为多变指数 (认为流体在容腔里的热力学过程是一个多变过程, 对于空气取  $1.4$ ).

应用 Bergh-Tijdeman 方程对管道系统进行分析时, 刚性管壁可取  $\sigma=0$ 。在不同直径管道的交接处, 如果没有腔体, 取  $V=0$ 。对于最后一节管道, 由于  $P_{n+1}$  不存在, 可令方程的最后一项为零。因此, 管道输出与输入两点的压力传递关系 (即测压管路系统的频响函数) 为:

$$P_n / P_0 = (P_n / P_{n-1})(P_{n-1} / P_{n-2})(P_{n-2} / P_{n-3}) \dots (P_2 / P_1)(P_1 / P_0) \quad (2.1.2)$$

从式 (2.1.2) 可以看出, Bergh-Tijdeman 方程是一种递归式的数学模型, 为了求某一节管路的输出压力, 不仅需要本节管路的参数, 还需要前一节管路的参数, 所以使用起来不是十分方便。

气流在容腔里的热力学过程是一个多变过程, 实践证明多变指数可取为  $1.0$  (等温过程)  $\sim 1.4$  (绝热过程) 之间的数值。气流在管路里的定常压力和气体密度变化很小, 因此声速可认为是一个不变量。由于风洞中气流的脉动值相对大气压力而言很小 (不到  $1\%$ ), 故流体在管路中的流动只有小幅值扰动。PVC 管和气动总管 (manifold, 按容腔计算, 计算方法见文后) 的侧壁可认为是刚性的 (Rubinow, 1971) [75, 76]。

Gumley 根据质量守恒的原理, 对简单管道的 Bergh-Tijdeman 方程作了进一步发展, 推导了并联管道系统的理论公式。他认为: 1、气动总管的侧壁是刚性的, 取  $\sigma=0$ ; 2、在气动总管 (manifold) 内的气体压力和密度只是时间的函数, 与在气动总管的位置无关, 于是理论公式的计算结果与输入管道在连接总管的具体位置无关; 3、管道终端反射波的影响在气动总管里忽略不计 (实际上反射波影响很小); 4、气动总管 (manifold) 和管道的侧壁有很大的热传导率, 且周围的气温不发生变化。

并联管道 (见图 2.1.2, 气动总管的所有输入管的长度及内径均相同) 的 Bergh-Tijdeman 方程如下:

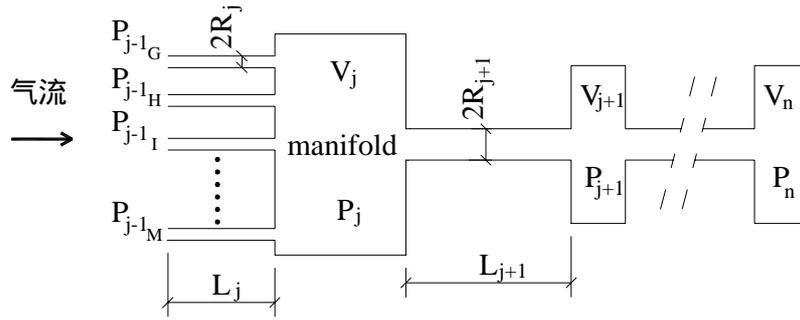


图 2.1.2 并-串联管道

$$\sum_{l=G}^M P_{j-1_l} / P_j = m \cosh(\phi_j L_j) + V_j n_j \phi_j \sinh(\phi_j L_j) / \pi R_j^2 k_j +$$

$$(R_{j+1}^2 / R_j^2)(\phi_{j+1} / \phi_j)[J_0(\alpha_j) / J_0(\alpha_{j+1})][J_2(\alpha_{j+1}) / J_2(\alpha_j)]$$

$$\times [\sinh(\phi_j L_j) / \sinh(\phi_{j+1} L_{j+1})][\cosh(\phi_{j+1} L_{j+1}) - P_{j+1} / P_j] \quad (2.1.3)$$

结合方程 (2.1.2), 可得输出压力与输入管道平均压力的传递关系为:

$$P_n / \{(1/M) \sum P_0\} = P_n / \bar{P}_0 = M / (P_n / P_{n-1})(P_{n-1} / P_{n-2})(P_{n-2} / P_{n-3}) \dots (P_2 / P_1)(P_1 / \sum P_0) \quad (2.1.4)$$

从以上论述可知, 风洞实验的测压管路系统能够满足 Bergh-Tij deman 方程的前提条件。在风洞测压实验时, 气动总管 (manifold) 的输入管道与模型表面的测压孔之间有铜管 (或铝管) 和 PVC 管相连。也许会认为从传感器到气动总管 (manifold) 的串联管路的压力比可反复用公式 (2.1.2), 然后用公式 (2.1.4) 可以得到传感器所测压力与气动总管的输入管道平均压力之间的比值, 接着再反复用公式 (2.1.2) 就可求出模型表面各个测压孔入口的压力。但这种想法是无法实现的, 因为必须注意到: 公式 (2.1.4) 求出的只是气动总管的前一节所有输入管道的平均脉动压力 (averaged fluctuating pressure), 而公式 (2.1.2) 要求的是单根管道的实际压力。

### 2.1.2 流体管道的耗散模型

流体传输管道系统还可用电路传输线理论进行分析 (蔡亦钢, 1990) [110]。管道系统可分成无数的单元, 每一单元的流体特性可由流阻、流容、流导和流感来表示。在电路传输线理论中, 这些参数用电阻、电容、电导和电感来模拟。电路传输线可以用两个复变量函数, 即特征阻抗  $Z_c(s)$

和传播算子  $\Gamma(s)$  来描述。因此, 流体管道在频域内的分析方法通常又叫做特征阻抗法。对于流体管道, 特征阻抗和传播算子决定于管道的串联阻抗和并联阻抗, 而这两个参数又决定于流体的性质、流体的类型、管道尺寸和热传导等因素。因此, 对流体管道在频域内的动态特性分析, 应从连续性方程、动量方程、能量方程和状态方程中得出不同流动条件下的特征阻抗和传播算子, 并结合具体的负载阻抗 (管路输出端压力与流量的比值) 和源阻抗 (管路输入端压力与流量的比值), 就能处理一个复杂的管路流体力学问题。

管路系统一般是由各种流体元件组成的复杂网络—流体网络。流体网络可看作是一个四端口网络，它有压力、流量的输入和输出四个变量（见图 2.1.3）。图中  $Q_1$ 、 $P_1$  表示流量和压力的输入， $Q_2$  和  $P_2$  表示流量和压力的输出，用四个网络参数  $m_{11}$ 、 $m_{12}$ 、 $m_{21}$ 、 $m_{22}$  确定上面四个变量的矩阵传递关系：

$$\begin{Bmatrix} P_1 \\ Q_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_2 \\ Q_2 \end{Bmatrix} = M \begin{Bmatrix} P_2 \\ Q_2 \end{Bmatrix} \quad (2.1.5)$$

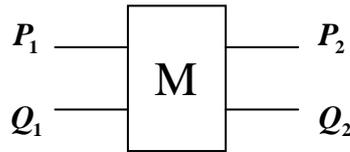


图 2.1.3 流体四端口网络

对于由若干个子网络组成的复杂流体网络，网络的矩阵传递关系为：

$$\begin{Bmatrix} P_1 \\ Q_1 \end{Bmatrix} = M_1 M_2 \dots M_{n-1} M_n \begin{Bmatrix} P_2 \\ Q_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_2 \\ Q_2 \end{Bmatrix} \quad (2.1.6)$$

其中  $M_i$  为各子网络的传递矩阵。

传递矩阵可分为两种基本类型（苏尔皇，1985）<sup>[142]</sup>：联系同一管中两个不同点上状态向量的传递矩阵为场传递矩阵（如简单管道的传递矩阵）；联系不连续处两边的状态向量的传递矩阵为点传递矩阵（如并联-串联管道的连接处）。

风洞实验测压管路系统中典型元件的传递矩阵分别介绍如下。

### 1、简单管道

测压管路系统中的 PVC 管、固定在模型表面测压孔处的铜（铝）管以及限制器（restrictor）都可认为是简单管道。

对于简单管道（见图 2.1.4， $V_{j-1}=0$ ），运用电路传输线理论中的基尔霍夫电流与电压定律，有

$$-\frac{\partial P(x,s)}{\partial x} = Z(s)Q(x,s) \quad (2.1.7)$$

$$-\frac{\partial Q(x,s)}{\partial x} = Y(s)P(x,s) \quad (2.1.8)$$

进而得到简单管道输入和输出两端参数的关系式：

$$\begin{Bmatrix} P_{j-1}(x,s) \\ Q_{j-1}(x,s) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} ch\Gamma_j(s) & Z_{C_j}(s)sh\Gamma_j(s) \\ \frac{1}{Z_{C_j}(s)}sh\Gamma_j(s) & ch\Gamma_j(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_j(x,s) \\ Q_j(x,s) \end{Bmatrix}, \quad (2.1.9)$$

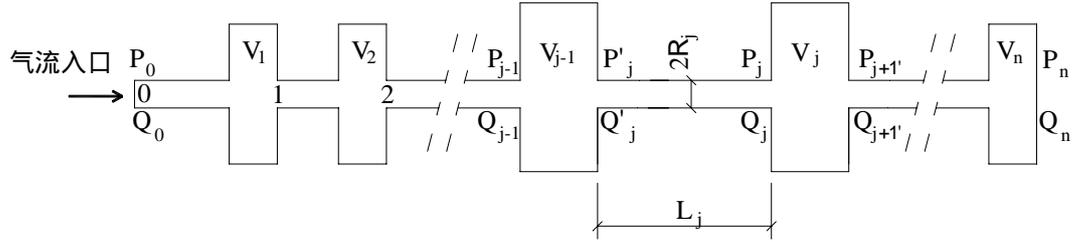


图 2.1.4 串联管道

式中  $j$  指第  $j$  节管道， $P(x,s)$  是流体压力  $p(x,t)$  的拉氏变换， $Q(x,s)$  是体积流量  $q(x,t)$ （即

$\int_0^{R_0} 2\pi r u dr$ ）的拉氏变换。 $Z_C(s) = \sqrt{Z(s)/Y(s)}$  为特征阻抗， $Z(s)$  表示串联阻抗， $Y(s)$  表示

并联阻抗。 $\Gamma(s) = \gamma(s)l$  为传播算子， $\gamma(s) = \sqrt{Z(s)Y(s)}$  为传播常数， $l$  为管道长度。

为了获得串联阻抗  $Z(s)$  和并联阻抗  $Y(s)$ ，必须结合流体的基本微分方程：

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.1.10)$$

动量方程：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \nu_0 \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial u}{\partial R} \right) \right] \quad (2.1.11)$$

能量方程：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_0(\gamma-1)}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\nu_0 \gamma}{\sigma_0} \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( r \frac{\partial T}{\partial R} \right) \right] \quad (2.1.12)$$

气体状态方程：

$$\frac{dp}{p_0} = \frac{d\rho}{\rho_0} + \frac{dT}{T_0} \quad (2.1.13)$$

式中： $\rho$  为流体密度， $u$  为流体速度， $R$  为管道半径， $T$  为温度， $p$  为流体压力， $\gamma$  为绝热指数， $\nu$  为运动粘度， $\sigma$  为普朗特数，下标 0 表示时间平均值。以上四个基本方程已根据假设（与 Bergh-Tijdeman 方程相同）进行了简化。上述方程同时考虑了粘性和热传递效应，因此耗散模型能够比较精确地分析流体管道频率特性。

从基本方程解得串联阻抗  $Z(s)$  和并联阻抗  $Y(s)$ ：

$$Z(s) = \frac{\rho_0 s}{\pi R_0^2} \left[ 1 - \frac{2J_1(iR_0 \sqrt{\frac{s}{\nu_0}})}{iR_0 \sqrt{\frac{s}{\nu_0}} J_0(iR_0 \sqrt{\frac{s}{\nu_0}})} \right]^{-1} \quad (2.1.14)$$

$$Y(s) = \frac{\pi R_0^2 s}{\rho_0 a_0^2} \left[ 1 + \frac{2(\gamma - 1)J_1(iR_0 \sqrt{\frac{\sigma_0 s}{\nu_0}})}{iR_0 \sqrt{\frac{\sigma_0 s}{\nu_0}} J_0(iR_0 \sqrt{\frac{\sigma_0 s}{\nu_0}})} \right] \quad (2.1.15)$$

式中： $J_2$ 和 $J_0$ 分别为二阶和零阶的第一种贝塞尔函数， $a_0$ 为压力波传递速度（即音速）。再结合具体的负载阻抗和源阻抗（相当于边界条件），就能求解一个的简单管路问题。

## 2、容腔

测压管路系统中的气动总管（pneumatic manifold）以及传感器内部的腔体可用容腔来描述。

若管道之间有容腔（见图 2.1.4， $V_{j-1} > 0$ ）连接，容腔的传递矩阵表达式为：

$$\begin{Bmatrix} P_{j-1}(x, s) \\ Q_{j-1}(x, s) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{V_{j-1}}{K_e} s & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P'_j(x, s) \\ Q'_j(x, s) \end{Bmatrix} \quad (2.1.16)$$

式中： $V_{j-1}$ 为容腔的容积， $K_e$ 为容腔组合体积弹性模量（考虑了流体的压缩变形和容腔壁的膨胀变形）。于是，有

$$\begin{Bmatrix} P_{j-1}(x, s) \\ Q_{j-1}(x, s) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{V_{j-1}}{K_e} s & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ch\Gamma_j(s) & Z_{C_j}(s)sh\Gamma_j(s) \\ \frac{1}{Z_{C_j}(s)}sh\Gamma_j(s) & ch\Gamma_j(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_j(x, s) \\ Q_j(x, s) \end{Bmatrix} \quad (2.1.17)$$

在考虑压力传感器对频响函数的影响时，一般把它等效为一个简单管路和容腔的串联体系。

## 3、并联管道

在多通道测压管路系统中，从模型表面测压孔的铜管至气动总管（manifold）的输入管之间有平行连接的 PVC 管，它们与气动总管构成了一个并联管路（常用的多通道测压管路系统如图 2.1.5）。实际操作时要求这些平行连接的 PVC 管的长度和管径完全一致。这不仅是因为计算和实验操作的方便，更重要的是管道尺寸将影响信号发生畸变的程度。如果平行连接的 PVC 管的长度和管径不一致，气流从模型表面测压孔至气动总管时，经过这些管道后发生畸变的程度就有所不同，这样一来信号在气动总管内迭加后就不能反映真实地情况。在进行实验时，平行连接 PVC 管道的长度和管径要一致，并且应尽可能短一些，这样就可认为气流从模型表面测压孔至气动总管时基本没有发生畸变。

下面推导的并联管道公式限于并联管道的长度和内径均相同的情况。

用数学归纳法证明：

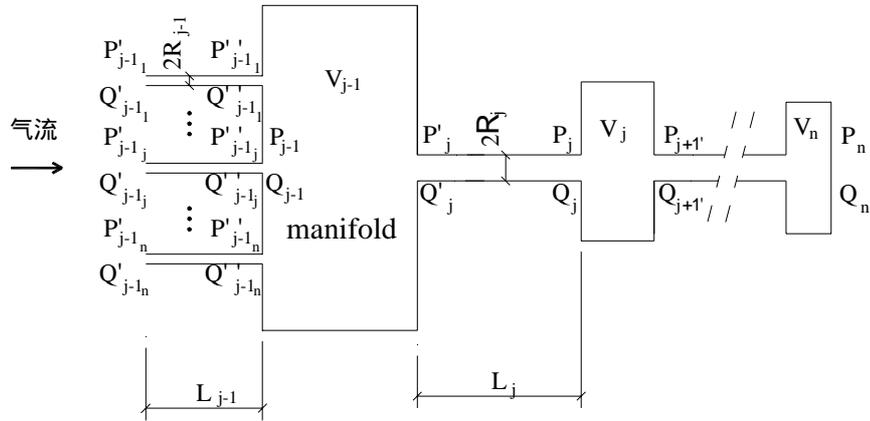


图 2.1.5 并-串联管道

第一步：对于只有两个并联输入管的情况（如图 2.1.6）。

由并联管道连接处的节点条件可得：

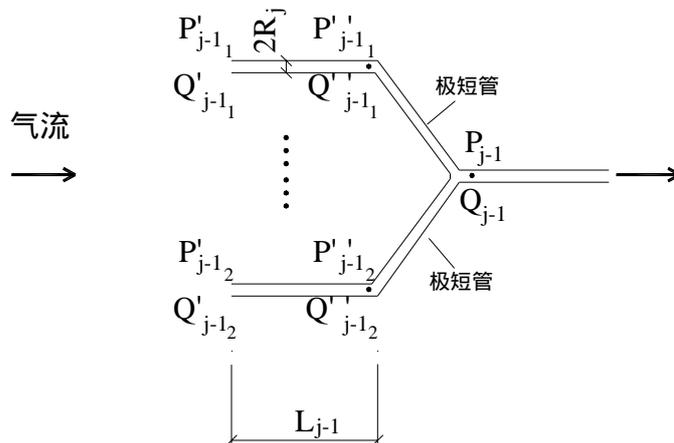


图 2.1.6 两个并联输入管道

$$P''_{j-1_1} = P''_{j-1_2} = P_{j-1}$$

$$Q_{j-1} = Q''_{j-1_1} + Q''_{j-1_2}$$

由简单管道的传递矩阵得：

$$\begin{Bmatrix} P'_{j-1_1} \\ Q'_{j-1_1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P''_{j-1_1} \\ Q''_{j-1_1} \end{Bmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} P'_{j-1_2} \\ Q'_{j-1_2} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P''_{j-1_2} \\ Q''_{j-1_2} \end{Bmatrix}$$

其中参数  $a_{mn}$ 、 $b_{mn}$  见式 (2.1.17)

展开后得：

$$\begin{aligned} P'_{j-1} &= a_{11}P''_{j-1} + a_{12}Q''_{j-1} \\ Q'_{j-1} &= a_{21}P''_{j-1} + a_{22}Q''_{j-1} \\ P'_{j-2} &= b_{11}P''_{j-2} + b_{12}Q''_{j-2} \\ Q'_{j-2} &= b_{21}P''_{j-2} + b_{22}Q''_{j-2} \end{aligned}$$

结合前面的节点条件可以得：

$$\begin{aligned} b_{12}P'_{j-1} + a_{12}P'_{j-2} &= (a_{11}b_{12} + a_{12}b_{11})P_{j-1} + a_{12}b_{12}Q_{j-1} \\ b_{22}Q'_{j-1} + a_{22}Q'_{j-2} &= (a_{21}b_{22} + a_{22}b_{21})P_{j-1} + a_{22}b_{22}Q_{j-1} \end{aligned}$$

因为并联管道的长度和内径均相同，有

$$a_{11} = b_{11}, a_{12} = b_{12}, a_{21} = b_{21}, a_{22} = b_{22}$$

于是，

$$\begin{Bmatrix} P'_{j-1} + P'_{j-2} \\ Q'_{j-1} + Q'_{j-2} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 2a_{11} & a_{12} \\ 2a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 2ch\Gamma_{j-1}(s) & Z_{C_{j-1}}(s)sh\Gamma_{j-1}(s) \\ \frac{2}{Z_{C_{j-1}}(s)}sh\Gamma_{j-1}(s) & ch\Gamma_{j-1}(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix}$$

第二步：对于有  $n$  个并联输入管道的情况（如图 2.1.7 实线），假设：

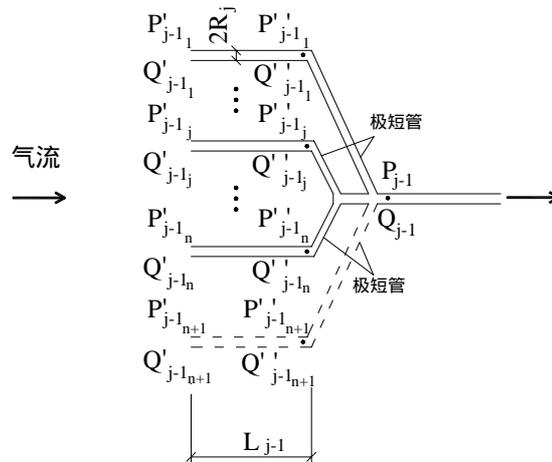


图 2.1.7 多个并联输入管道

$$\begin{Bmatrix} \sum_{i=1}^n P'_{j-1,i} \\ \sum_{i=1}^n Q'_{j-1,i} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} na_{11} & a_{12} \\ na_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} nch\Gamma_{j-1}(s) & Z_{C_{j-1}}(s)sh\Gamma_{j-1}(s) \\ \frac{n}{Z_{C_{j-1}}(s)}sh\Gamma_{j-1}(s) & ch\Gamma_{j-1}(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix}$$

当再增加一个并联输入管道时（如图 2.1.7 虚线），

$$\therefore \begin{Bmatrix} P'_{j-1,n+1} \\ Q'_{j-1,n+1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P''_{j-1,n+1} \\ Q''_{j-1,n+1} \end{Bmatrix}$$

$$\therefore P'_{j-1,n+1} = a_{11}P''_{j-1,n+1} + a_{12}Q''_{j-1,n+1}$$

$$Q'_{j-1,n+1} = a_{21}P''_{j-1,n+1} + a_{22}Q''_{j-1,n+1}$$

$$\text{又} \because P''_{j-1, n+1} = P_{j-1}$$

$$\therefore P'_{j-1, n+1} = a_{11}P_{j-1} + a_{12}Q''_{j-1, n+1} \quad (2.1.18)$$

$$Q'_{j-1, n+1} = a_{21}P_{j-1} + a_{22}Q''_{j-1, n+1} \quad (2.1.19)$$

由假设得：

$$\sum_{i=1}^n P'_{j-1, i} = na_{11}P_{j-1} + a_{12}Q_{j-1} \quad (2.1.20)$$

$$\sum_{i=1}^n Q'_{j-1, i} = na_{21}P_{j-1} + a_{22}Q_{j-1} \quad (2.1.21)$$

并且由节点条件： $P'_{j-1} = P_{j-1}, Q'_{j-1} = Q''_{j-1, n+1} + Q_{j-1}$  ( $P'_{j-1}, Q'_{j-1}$  表示  $n+1$  并联输入管道时汇入串联管的压力和流量),

(2.1.18) + (2.1.20) 得：

$$\sum_{i=1}^{n+1} P'_{j-1, i} = (n+1)a_{11}P_{j-1} + a_{12}(Q''_{j-1, n+1} + Q_{j-1}) = (n+1)a_{11}P'_{j-1} + a_{12}Q'_{j-1}$$

(2.1.19) + (2.1.21) 得：

$$\sum_{i=1}^{n+1} Q'_{j-1, i} = (n+1)a_{21}P_{j-1} + a_{22}(Q''_{j-1, n+1} + Q_{j-1}) = (n+1)a_{21}P'_{j-1} + a_{22}Q'_{j-1}$$

$$\therefore \begin{Bmatrix} \sum_{i=1}^{n+1} P'_{j-1, i} \\ \sum_{i=1}^{n+1} Q'_{j-1, i} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} (n+1)a_{11} & a_{12} \\ (n+1)a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P'_{j-1} \\ Q'_{j-1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} (n+1)ch\Gamma_{j-1}(s) & Z_{C_{j-1}}(s)sh\Gamma_{j-1}(s) \\ \frac{(n+1)}{Z_{C_{j-1}}(s)}sh\Gamma_{j-1}(s) & ch\Gamma_{j-1}(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P'_{j-1} \\ Q'_{j-1} \end{Bmatrix}$$

综合上述证明，可以得到  $n$  个并联输入管道（长度和内径均相同）时的传递矩阵：

$$\begin{Bmatrix} \sum_{i=1}^n P'_{j-1, i} \\ \sum_{i=1}^n Q'_{j-1, i} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} na_{11} & a_{12} \\ na_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} nch\Gamma_{j-1}(s) & Z_{C_{j-1}}(s)sh\Gamma_{j-1}(s) \\ \frac{n}{Z_{C_{j-1}}(s)}sh\Gamma_{j-1}(s) & ch\Gamma_{j-1}(s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_{j-1} \\ Q_{j-1} \end{Bmatrix} \quad (2.1.22)$$

### 2.1.3 Bergh-Tijdeman 方程和耗散模型的比较

为了验证 Bergh-Tijdeman 方程和流体管道耗散模型的一致性，分别用这两种数学模型对管道系统进行分析，其结果表明 B-T 方程和耗散模型的计算结果完全相同。图 2.1.8 为一串联管路和并串联管路，图 2.1.9 是对这两个管路分别用 Bergh-Tijdeman 方程和耗散模型进行计算的结果。两者的一致性同时也验证了耗散模型并联管道公式推导的正确性。流体管道耗散模型为非递归型公式，为了求某一节的频响函数，只需要本节管路的参数，使用起来比 B-T 方程方便。因此本文中的理论分析均采用耗散模型。

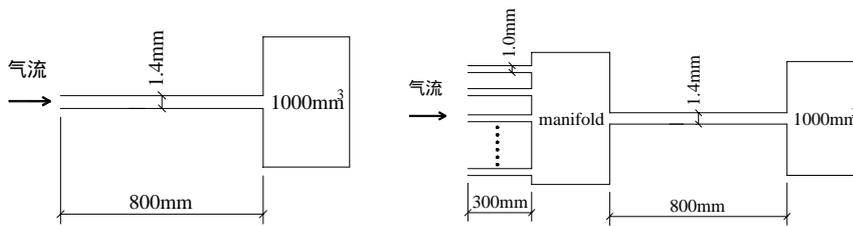
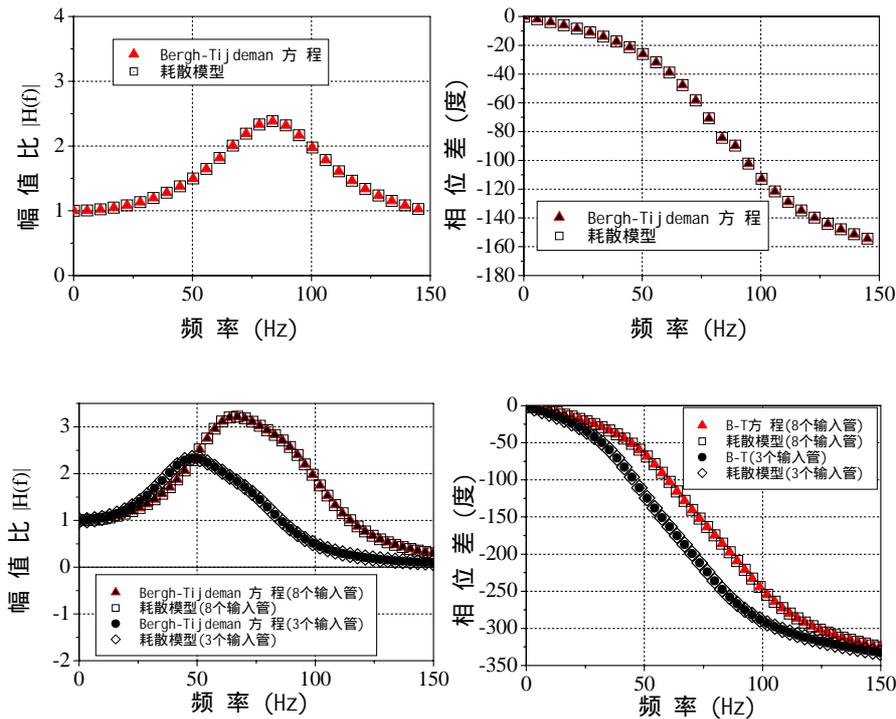


图 2.1.8 用于比较的串联管路和并串联管路



(b) 并串联管路系统

图 2.1.9 两种方程的结果比较

## 2.2 耗散模型的试验验证及测压管路系统的参数分析

本节首先用实验方法对不同 PVC 管长度及气动总管的简单测压管路系统（没有限制器）的频响函数进行了测试，并将实验结果与流体管道耗散模型的计算值进行了比较，验证了耗散模型的正确性。然后运用流体管道的耗散模型，对串联限制器的复杂测压管路系统各个参数（包括 PVC 管的长度及半径，气动总管的输入管道半径及长度、容腔体积及输入管道数目，限制器半径及长度，传感器等效管道长度及半径、等效容腔体积等参数）对频响函数的影响进行了理论分析，得出了一些定性的规律。

### 2.2.1 测压管路系统组成元件表示方法的约定

#### 1、PVC 管

PVC 管表示为： $PL_{PVC}$ ，其中 P 表示 PVC 管路， $L_{PVC}$  表示 PVC 管的长度（单位为毫米）。如 P800 表示 800 毫米长度的 PVC 管。本章实验采用的 PVC 管内直径均为 1.4mm。

#### 2、气动总管（pneumatic manifold）

气动总管表示为： $L_M/n-MV_M$ ，其中  $L_M$  表示输入管的长度（单位为毫米），n 表示输入管的数目，M 表明是气动总管， $V_M$  表示气动总管的容积（单位为立方毫米）。如 15/4-M160 表示有四个输入管（长度为 15 毫米）且容积为  $160\text{mm}^3$  的气动总管。气动总管的外形如图 2.2.1 所示。

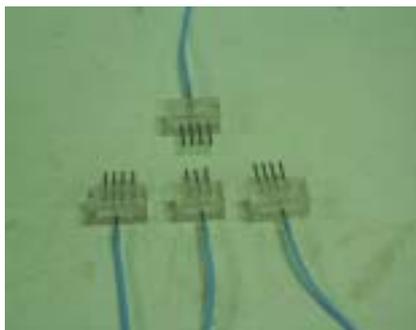


图 2.2.1 气动总管



图 2.2.2 限制器

#### 3、限制器（restrictor）

限制器表示为  $L_rRR_r$ ，其中  $L_r$  表示限制器的长度（单位为毫米），R 表明是限制器， $R_r$  表示限制器的内半径（单位为毫米）。如 10R0.4 表示长度为 10 毫米，内半径为 0.4 毫米的限制器。

限制器是由铜管或铝管压扁而成，又称为压扁管，管路的截面已经不是圆截面，所以它的内直径一般为等效内直径。限制器的外形如图 2.2.2 所示。

由于模型表面测压孔处的铜（铝）管尺寸以及传感器的内部等效管路尺寸都是固定的，故在表示测压管路系统时已将其省略。

### 2.2.2 基本实验方法

实验的目的是为了得到测压管路系统的频响函数。为了达到这一目的，必须同时测量已发生畸变的信号和未发生畸变的信号（作为参考信号）。实验采用了如图 2.2.3 的测量系统，采用信号发生器驱动扬声器发出压力波作为信号源。在 PVC 平板的中心位置上安装了两个相隔很近的测压点（以保证接受的信号完全相同），分别用被测管路系统和一根极短 PVC 管同时连接到压力传感器模块上，传感器再将感受到的压力传至扫描阀系统进行数据采集。

由于 PVC 管非常短，可认为通过它测得的信号没有发生畸变，且由于它和被测管路系统的测点位置很近，所以用它的测量结果作为未畸变的信号。当信号发生器发出单频信号时，对采集到的这两个信号利用傅立叶变换在频域里分析，就可得到被测管路系统的在这一频率点的频响函数值。对感兴趣的频率范围中各个频率点分别进行上述操作，就得到频响函数在这些离散频点的值，连接这些离散值就得到被测管路系统的频响函数曲线。

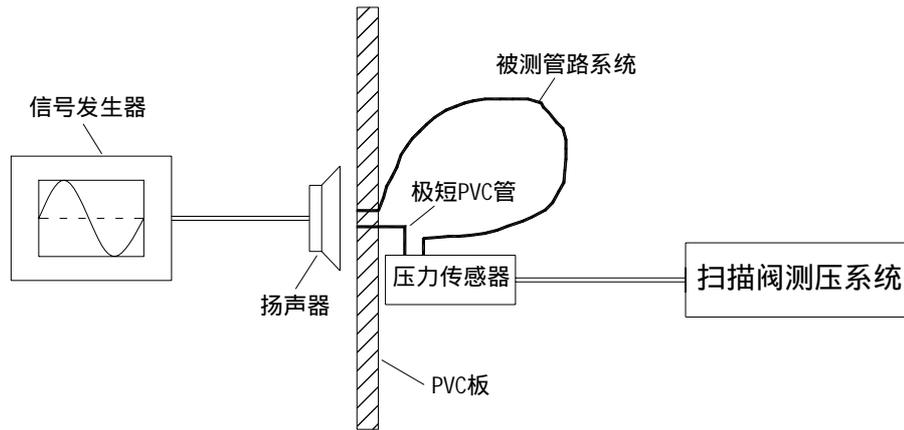


图 2.2.3 实验测量系统

### 2.2.3 耗散模型的实验验证

本小节用前文介绍的实验方法对不同 PVC 管长度及气动总管的简单测压管路系统(以区别于串联限制器的复杂测压管路系统)的频响函数进行了测试,并将实验结果与流体管道耗散模型的计算值进行了比较。

由于这部分的目的主要是为了验证耗散模型的正确性,所以只考察了 PVC 管长度及气动总管(没有考虑其他元件的参数变化)对管路系统频响函数的影响。参数分析将在下一小节中进行。

串联及多通道测压系统的频响函数分别见图 2.2.4 和图 2.2.5,管路系统的参数已在图中表示。由图可见,理论计算与实验结果吻合得比较好,说明了耗散模型的精确性。

从图 2.2.4 和图 2.2.5 可知,随着 PVC 管长度的增加,幅频曲线在变得平缓的同时峰值频率前移,相位差的变化也随着增大。如果把测压管路里流动的气流看作一个流体系统,则 PVC 管越长,这个流体系统的自振频率就越小或者系统就越柔。从幅值变化的角度分析,当 PVC 管的长度逐渐增大时,幅值的变化逐渐衰减(如将测量的频域范围扩大,会发现 300mm、500mm 长 PVC 管路系统的峰值很大,峰值频率也很高)。这说明 PVC 管的长度越长,流体在沿管路流动的过程中能量的损失也越大(如摩擦和热传递等导致的能量损失),致使幅值的峰值降低。图中反映出,来流信号经过测压系统后发生了严重的畸变,幅值发生放大或衰减,相频曲线也呈非线性。

图 2.2.5 说明气动总管的容积大小对频响函数的影响很小,气动总管的影响在下一小节中将继续讨论。从图 2.2.4、图 2.2.5 的对比中可以发现,对于有相同长度的 PVC 管的测压系统,有了气动总管后幅频曲线的峰值有所减小,但这并不是气动总管造成的结果。峰值减小的原因是因为气动总管的输入及输出管路采用的是比 PVC 管内径小的铜管(PVC 管内直径 1.4mm,铜管内直径 1.0mm),铜管的存在增大了系统的阻尼,结果导致幅频曲线的峰值有所减小。

### 2.2.4 测压管路系统的参数分析

前一小节中在对流体管道耗散模型进行实验验证的同时,考察了 PVC 管长度及气动总管对简单管路系统频响函数的影响。本节将进一步对串联限制器的复杂测压管路系统进行参数分析。

复杂测压管路系统各个元件的几何尺寸对频响函数都会有一定的影响,本文在各个参数常用

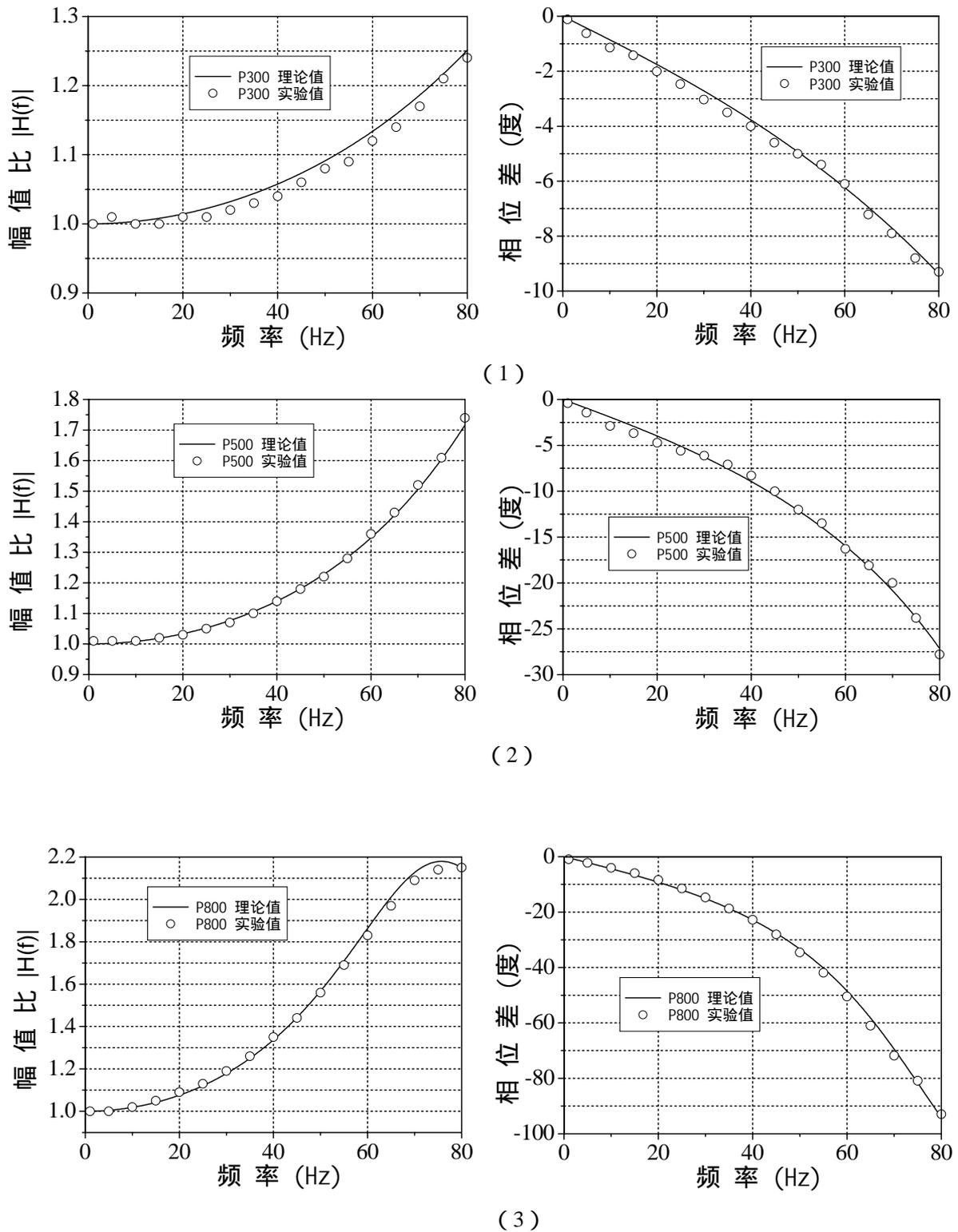
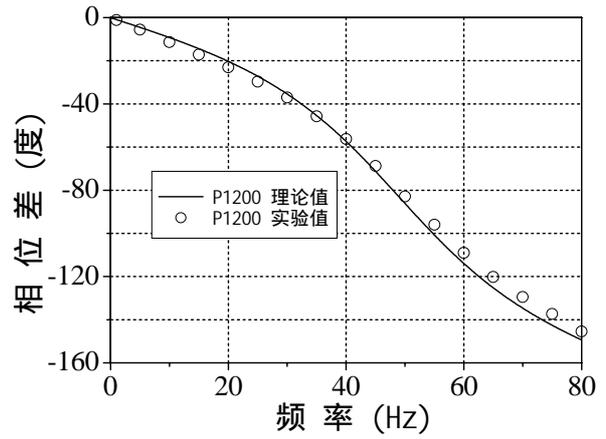
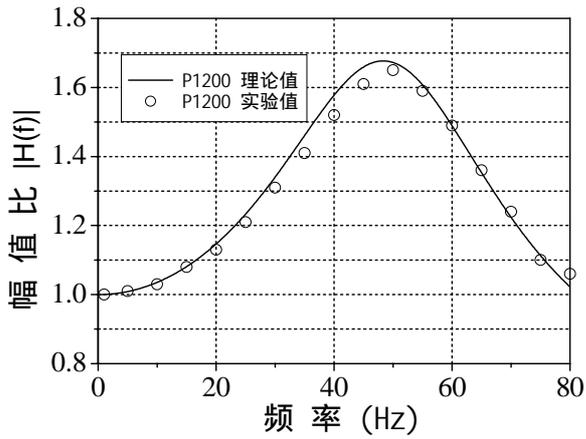
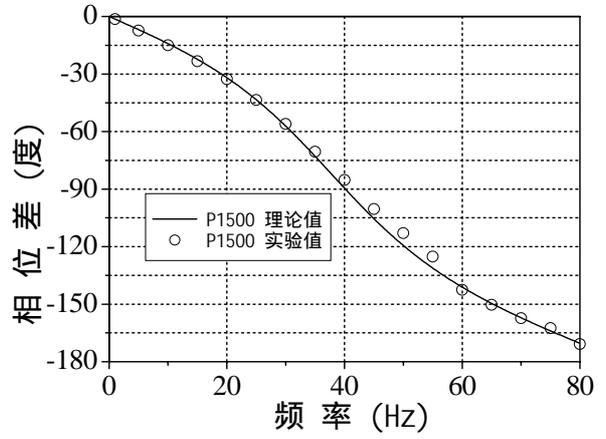
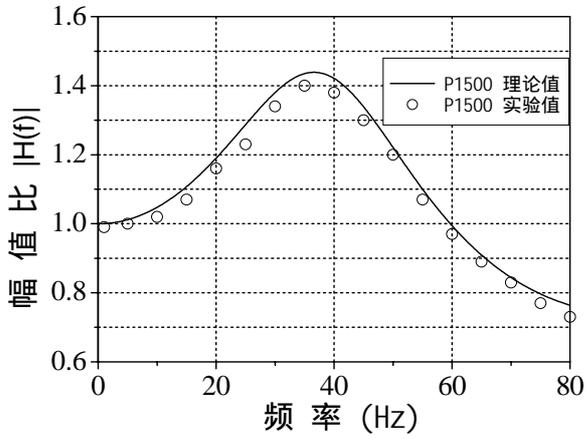


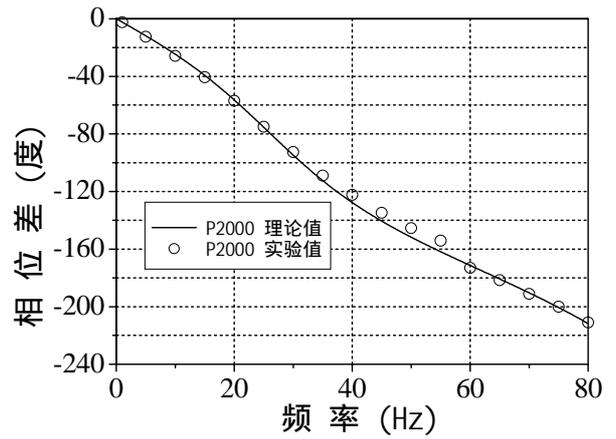
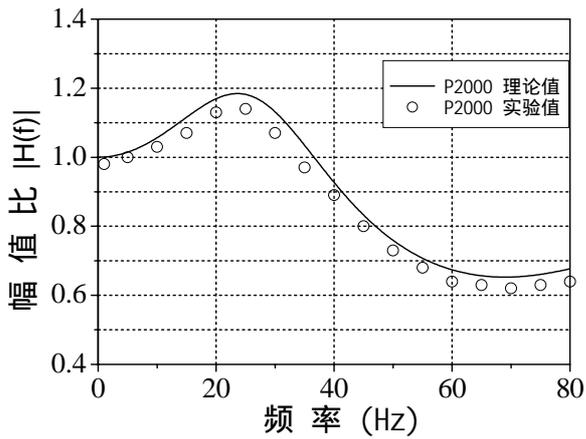
图 2.2.4 理论计算和实验结果的比较  
(串联测压管路系统)



(4)

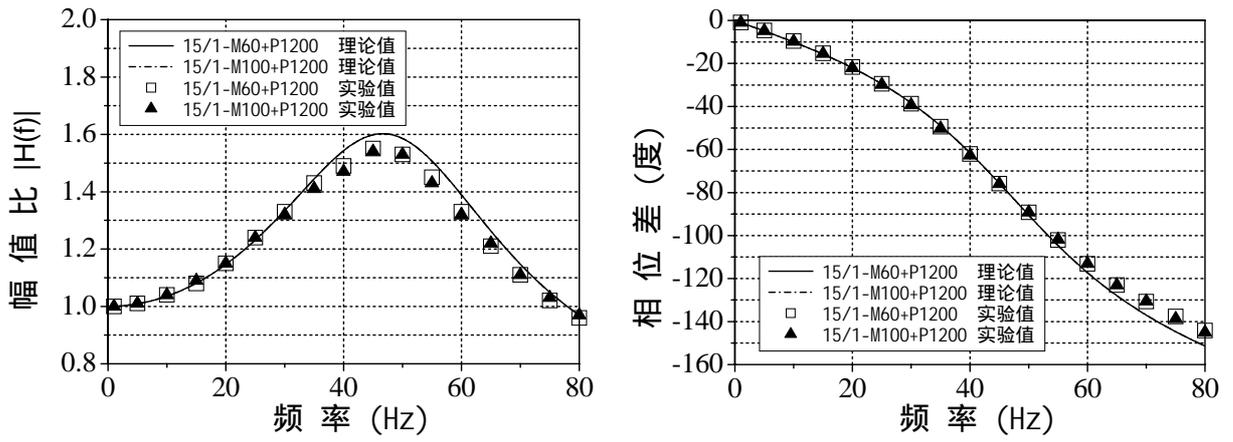


(5)

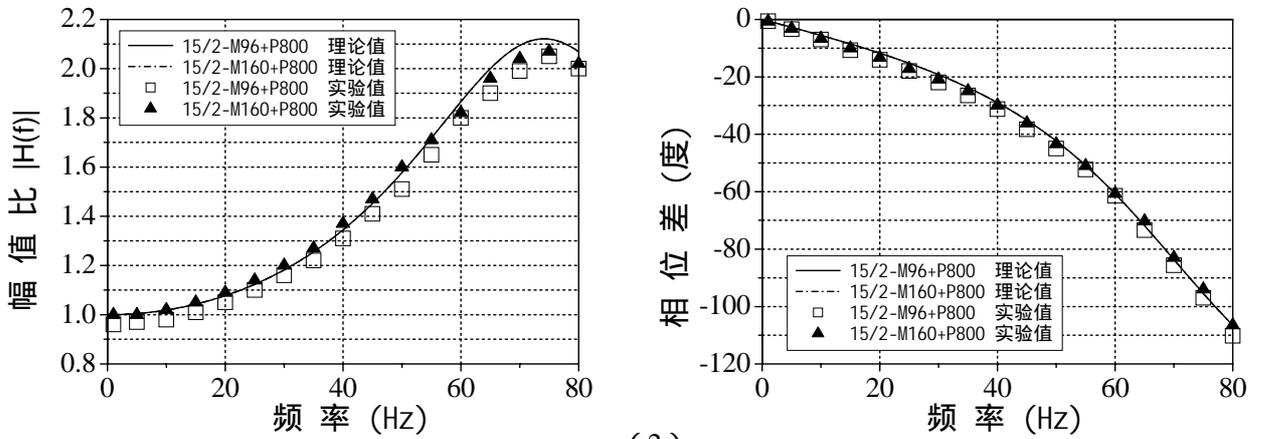


(6)

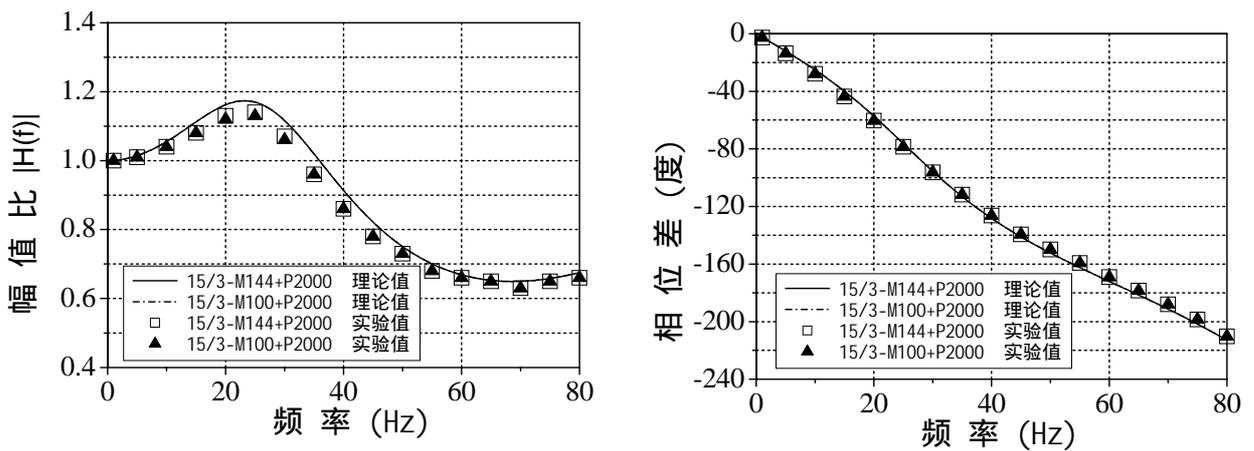
图 2.2.4 (续) 理论计算和实验结果比较  
(串联测压管路系统)



(1)

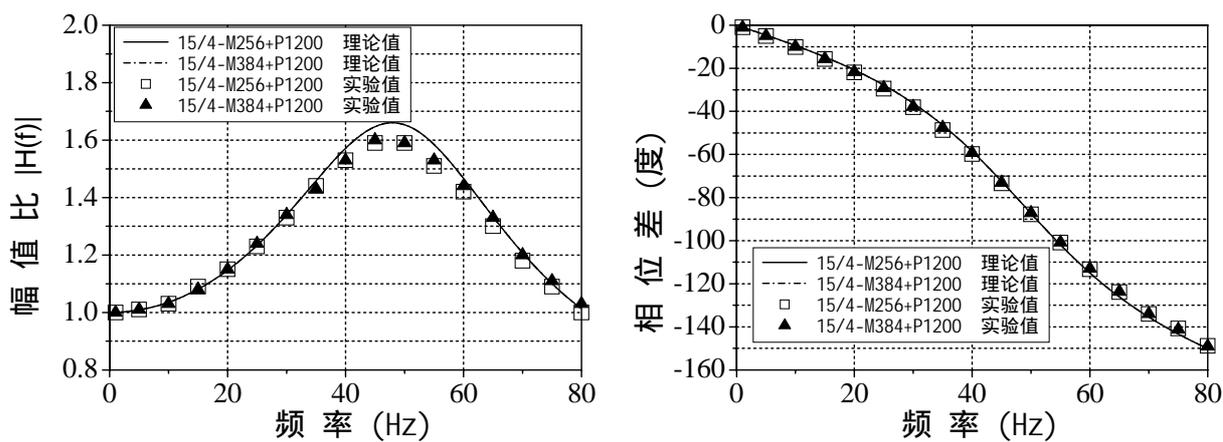


(2)



(3)

图 2.2.5 理论计算和实验结果比较  
(多通道测压系统)



(4)

图 2.2.5 (续) 理论计算和实验结果比较  
(多通道测压系统)

的几何尺寸范围内对多通道测压系统 (如图 2.2.6) 进行分析。

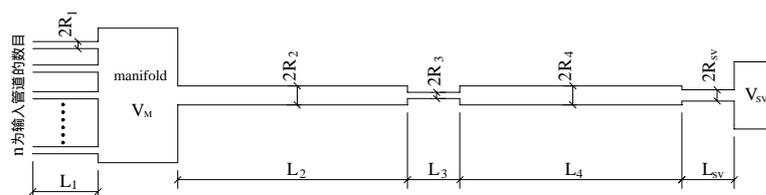


图 2.2.6 多通道测压系统  
(各个参数的具体数值见表 2.2.1 ~ 2.2.7)

### 1、PVC 管的半径对频响函数的影响

PVC 管的半径影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.1。数值计算的结果如图 2.2.7 所示。随着  $R_2$ 、 $R_4$  的增大，幅频曲线的峰值往后移，这说明随着 PVC 管半径的增大，整个体系的自振频率增大；相位差也随着减小，但变化的幅度没有幅频曲线大。随着  $R$  的增大，幅频曲线的峰值并不是单调增大的，而是表现出先放大后衰减的规律：当 PVC 管半径从 0.4mm 增大至 0.7mm 时，幅频曲线的峰值一直在上升，这说明此阶段随着 PVC 管半径增大，管路的阻尼效应逐渐减小；而当 PVC 管半径继续增大至 1.0mm 时，幅频曲线的峰值却逐渐下降，这说明此阶段随着 PVC 管半径增大，流体与管路的接触面积也增加，因而在沿管路流动的过程中能量的损失也增大，结果导致幅值的峰值降低。

表 2.2.1 PVC 管的半径影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$R_2$ (mm)	$R_4$ (mm)
1	0.4	0.4
2	0.5	0.5
3	0.6	0.6

4	0.7	0.7
5	0.8	0.8
6	0.9	0.9
7	1.0	1.0
其它参数： $n=4$ ， $L_1=15\text{mm}$ ， $R_1=0.5\text{mm}$ ， $L_2=700\text{mm}$ ， $L_3=10\text{mm}$ ， $R_3=0.2\text{mm}$ ， $L_4=500\text{mm}$ ， $L_{sv}=60\text{mm}$ ， $R_{sv}=0.5\text{mm}$ ， $V_M=100\text{mm}^3$ ， $V_{sv}=10\text{mm}^3$ 。		

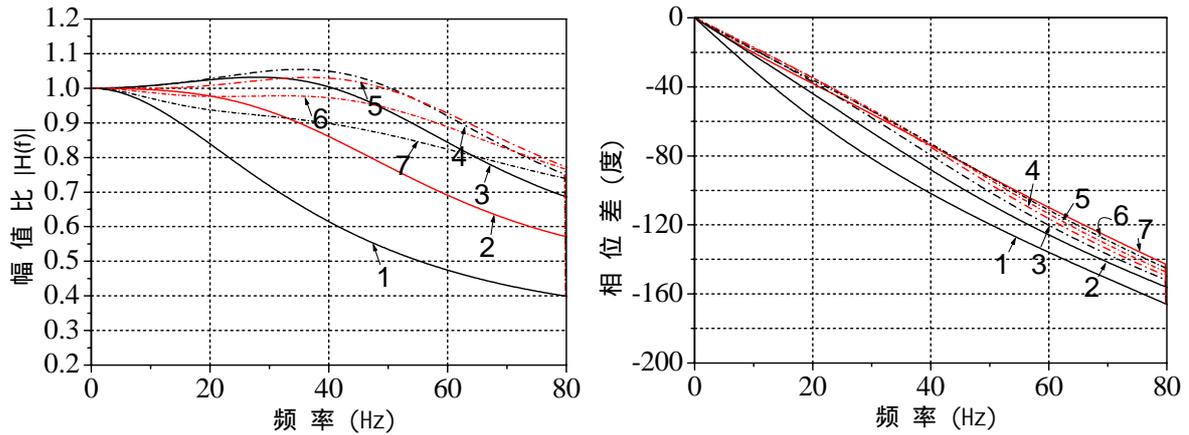


图 2.2.7 PVC 管的半径对频响函数的影响

## 2、PVC 管的长度对频响函数的影响

PVC 管长影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.2。数值计算的结果如图 2.2.8 所示。随着  $L_2$ 、 $L_4$  的增大，幅频曲线的峰值往前移，相位差的变化也随着增大。随着  $L_2$  的增大，幅频曲线的峰值表现出先放大后衰减的规律（变化不如改变  $L_4$  时剧烈），而随着  $L_4$  的增大，幅频特性曲线的峰值只发生衰减。在总长度相等的情况下，限制器靠近传感器时幅频曲线的峰值频率相对后移，峰值也相对较大。这说明如果想增大测压管路的有效频率带宽，可以把限制器放在靠近传感器的一端，但同时会需要更大的阻尼才能使频响函数的峰值降低。

表 2.2.2 PVC 管长影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$L_2$ (mm)	$L_4$ (mm)
1	300	500
2	600	500
3	900	500
4	500	300
5	500	600
6	500	900
7	800	1200
其它参数： $n=4$ ， $L_1=15\text{mm}$ ， $R_1=0.5\text{mm}$ ， $R_2=0.7\text{mm}$ ， $L_3=10\text{mm}$ ， $R_3=0.2\text{mm}$ ， $R_4=0.7\text{mm}$ ， $L_{sv}=60\text{mm}$ ， $R_{sv}=0.5\text{mm}$ ， $V_M=100\text{mm}^3$ ， $V_{sv}=10\text{mm}^3$ 。		

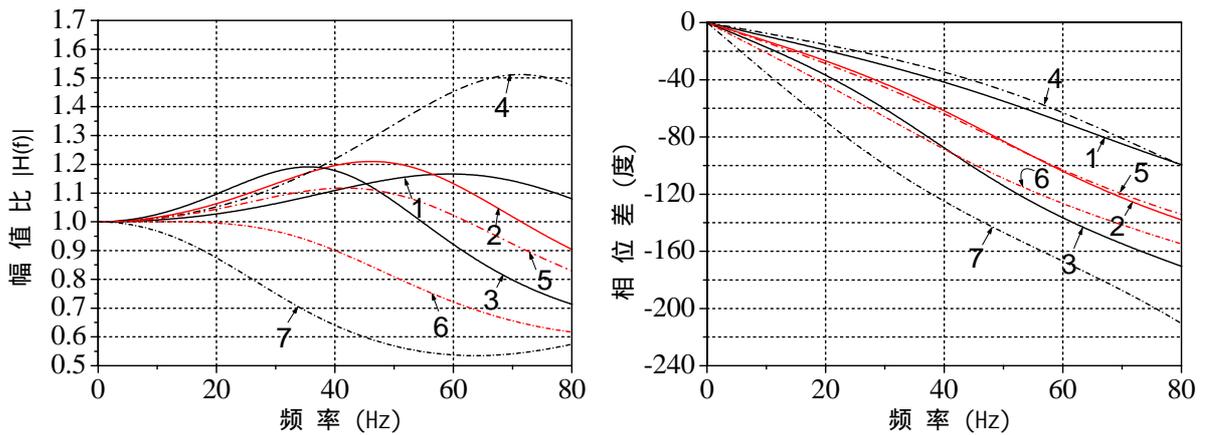


图 2.2.8 PVC 管的长度对频响函数的影响

### 3、限制器半径及其长度对频响函数的影响

限制器半径及其长度影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.3。限制器 (restrictor) 是将铜管局部压扁后形成内径很小的管道, 又称为压扁管。在管路系中加限制器是为了增加局部压力损失而达到提高测压管路系统阻尼的目的, 通过限制器可以将幅频曲线的峰值降低。数值计算的结果如图 2.2.9 所示。随着  $R_3$  的减小、 $L_3$  的增大, 幅频曲线的峰值有较大的衰减, 并且幅频曲线的峰值频率有一定的变化, 而相位差的变化不大。减小  $R_3$  对降低幅频曲线峰值的效果比增大  $L_3$  明显。由此可知限制器特别是其内径加工精度的控制非常重要。

表 2.2.3 限制器半径及其长度影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$R_3$ (mm)	$L_3$ (mm)
1	0.15	6
2	0.20	6
3	0.25	6
4	0.20	8
5	0.20	10

其它参数  $n=4$ ,  $L_1=15\text{mm}$ ,  $R_1=0.5\text{mm}$ ,  $L_2=700\text{mm}$ ,  $R_2=0.7\text{mm}$ ,  $L_4=500\text{mm}$ ,  $R_4=0.7\text{mm}$ ,  $L_{sv}=60\text{mm}$ ,  $R_{sv}=0.5\text{mm}$ ,  $V_M=100\text{mm}^3$ ,  $V_{sv}=10\text{mm}^3$ 。

### 4、气动总管的输入管道半径及长度对频响函数的影响

气动总管的输入管道半径及长度的影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.4。数值计算的结果如图 2.2.10 所示。从分析结果可见气动总管的输入管道半径及长度对系统频响函数的影响不大, 因此可选择适当的尺寸以利于实验操作的方便。

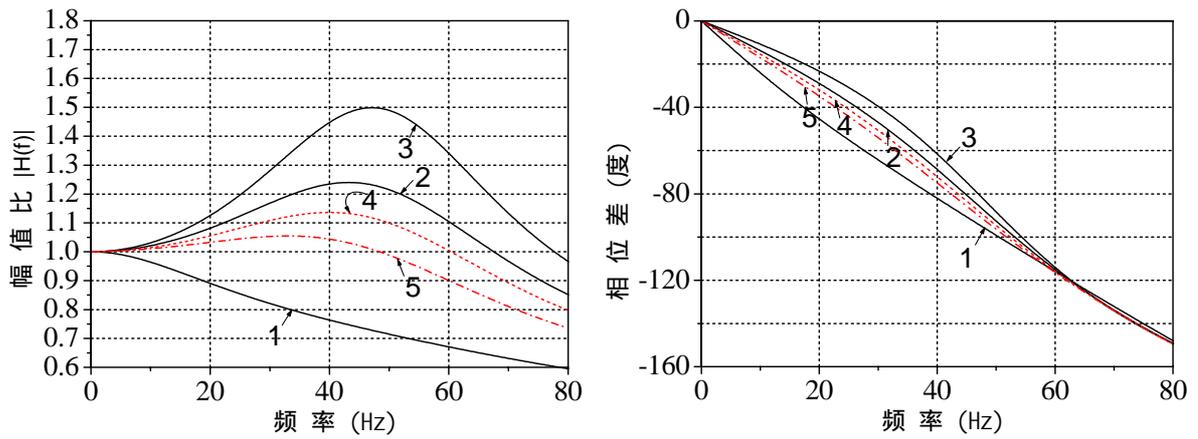


图 2.2.9 限制器半径及其长度对频响函数的影响

表 2.2.4 气动总管的输入管道半径及长度的影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$R_1$ (mm)	$L_1$ (mm)
1	0.5	10
2	0.5	30
3	0.7	30
4	0.7	100
5	0.7	200

其它参数： $n=4$ ， $L_2=700\text{mm}$ ， $R_2=0.7\text{mm}$ ， $L_3=10\text{mm}$ ， $R_3=0.2\text{mm}$ ， $L_4=500\text{mm}$ ， $R_4=0.7\text{mm}$ ， $L_{sv}=60\text{mm}$ ， $R_{sv}=0.5\text{mm}$ ， $V_M=100\text{mm}^3$ ， $V_{sv}=10\text{mm}^3$ 。

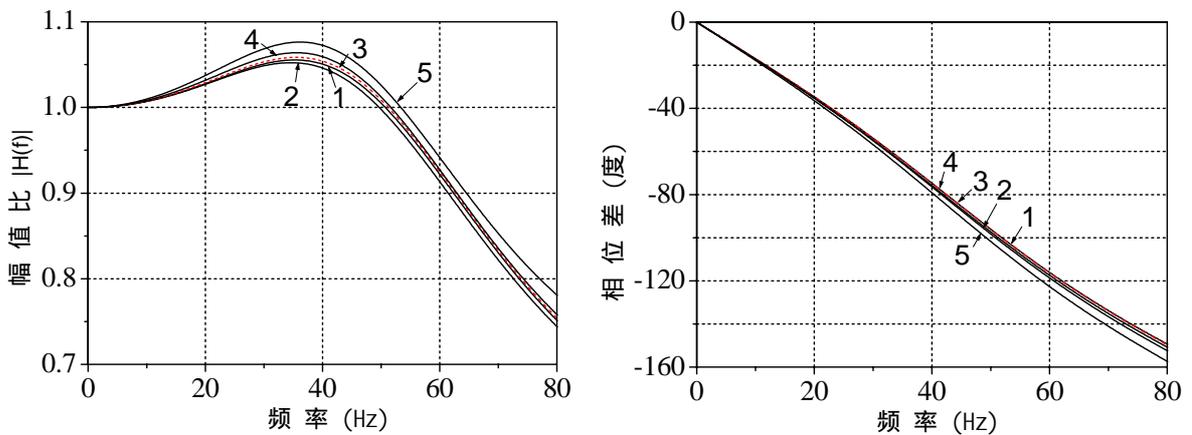


图 2.2.10 气动总管的输入管道半径及长度对频响函数的影响

### 5、气动总管的容腔体积及输入管道数目的影响

气动总管的容腔体积及输入管道数目的影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.5。数值计算的结果如图 2.2.11 所示。 $V_M$  的增大提高了幅频曲线的峰值,但在实验中  $V_M > 1000 \text{ mm}^3$  的气动总管已不常用。因此,在一般情况下气动总管的容腔体积及输入管道数目对系统频响函数的影响不大,因此可放宽对容腔体积加工精度的要求,并可根据实验需要增加输入管道的数目。

表 2.2.5 气动总管的容腔体积及输入管道数目的影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$V_M (\text{mm}^3)$	n
1	0.0	4
2	400	4
3	800	8
4	10000	10
5	20000	10

其它参数 : $n=4$  , $L_1=15\text{mm}$  , $R_1=0.5\text{mm}$  , $L_2=700\text{mm}$  , $R_2=0.7\text{mm}$  , $L_3=8\text{mm}$  , $R_3=0.2\text{mm}$  ,  
 $L_4=500\text{mm}$  , $R_4=0.7\text{mm}$  , $L_{sv}=60\text{mm}$  , $R_{sv}=0.5\text{mm}$  , $V_M=100\text{mm}^3$  , $V_{sv}=10\text{mm}^3$ 。

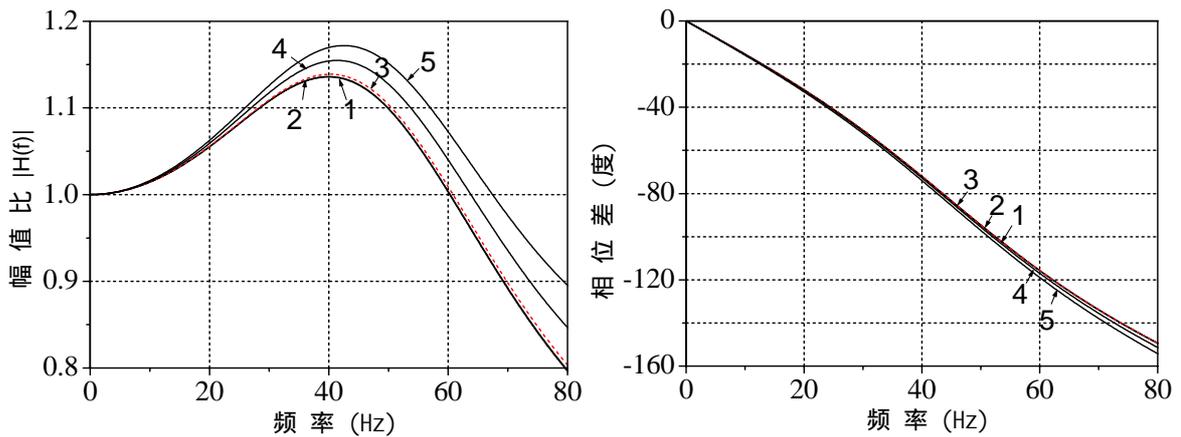


图 2.2.11 气动总管的容腔体积及输入管道数目对频响函数的影响

## 6、传感器等效管道长度及半径的影响

如前文所述,在考虑传感器对频响函数的影响时,一般把它等效为一个简单管路和容腔的串联体系。传感器等效管道长度及半径的影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.6。数值计算的结果如图 2.2.12 所示。从图中可见  $L_{sv}$ 、 $R_{sv}$  的增大对幅频曲线的峰值有抑制的作用,但  $L_{sv}$ 、 $R_{sv}$  的变化对频响函数的影响不大。

表 2.2.6 传感器等效管道长度及半径的影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$R_{sv} (\text{mm})$	$L_{sv} (\text{mm})$
1	0.5	60
2	0.5	100
3	0.5	150

4	0.4	60
5	0.6	60
6	0.7	100
其它参数 : $n=4$ , $L_1=15\text{mm}$ , $R_1=0.5\text{mm}$ , $L_2=700\text{mm}$ , $R_2=0.7\text{mm}$ , $L_3=10\text{mm}$ , $R_3=0.2\text{mm}$ , $L_4=500\text{mm}$ , $R_4=0.7\text{mm}$ , $V_{sv}=10\text{mm}^3$ , $V_M=100\text{mm}^3$ 。		

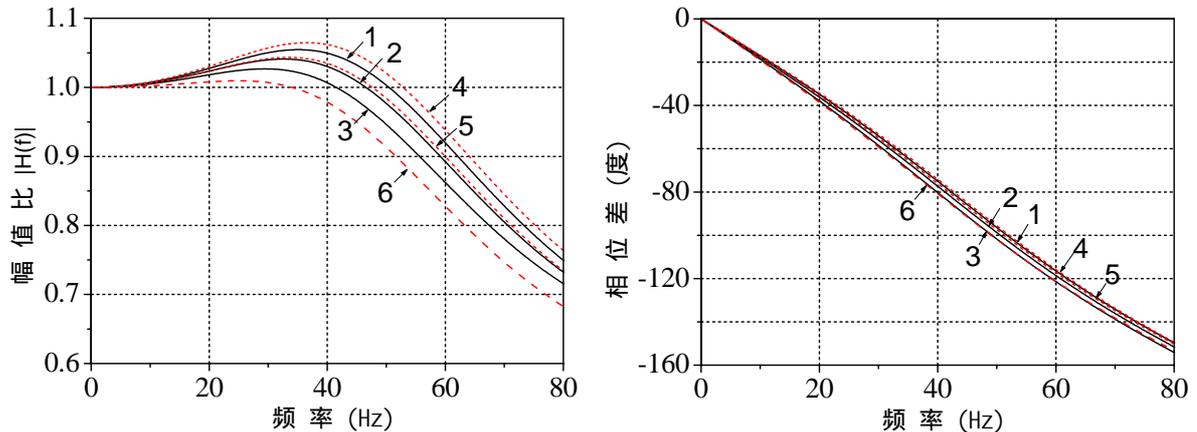


图 2.2.12 传感器等效管道长度及半径对频响函数的影响

### 7、传感器等效容腔体积的影响

传感器等效容腔体积的影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.7。数值计算的结果如图 2.2.13 所示。可见， $V_{sv}$  增大对幅频曲线的峰值有抑制的作用，对相位差的影响很小。

表 2.2.7 传感器等效容腔体积的影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$V_{sv}$ ( $\text{mm}^3$ )
1	0.0
2	50
3	100
4	200
其它参数 : $n=4$ , $L_1=15\text{mm}$ , $R_1=0.5\text{mm}$ , $L_2=700\text{mm}$ , $R_2=0.7\text{mm}$ , $L_3=7\text{mm}$ , $R_3=0.2\text{mm}$ , $L_4=500\text{mm}$ , $R_4=0.7\text{mm}$ , $L_{sv}=60\text{mm}$ , $R_{sv}=0.5\text{mm}$ , $V_M=100\text{mm}^3$ 。	

### 8、有两个限制器时，限制器位置的影响

有两个限制器的多通道测压系统见图 2.2.14。两个限制器位置的影响分析所用的测压系统参数见表 2.2.8。数值计算的结果见图 2.2.15。为了提高测压系统的阻尼，常常需把两个限制器串联起来，但这样就增加了管路系统分析的复杂性。由图 2.2.15 可知，限制器的位置对频响函数有较大的影响。当两个限制器之间的 PVC 管长度增加时，幅频特性曲线的峰值往前移，相位差绝对值的变化也随着增大。另外，如同单一限制器时的特征，在总长度相等的情况下，限制器靠近传

感器时幅频曲线的峰值频率相对后移，峰值也相对较大。

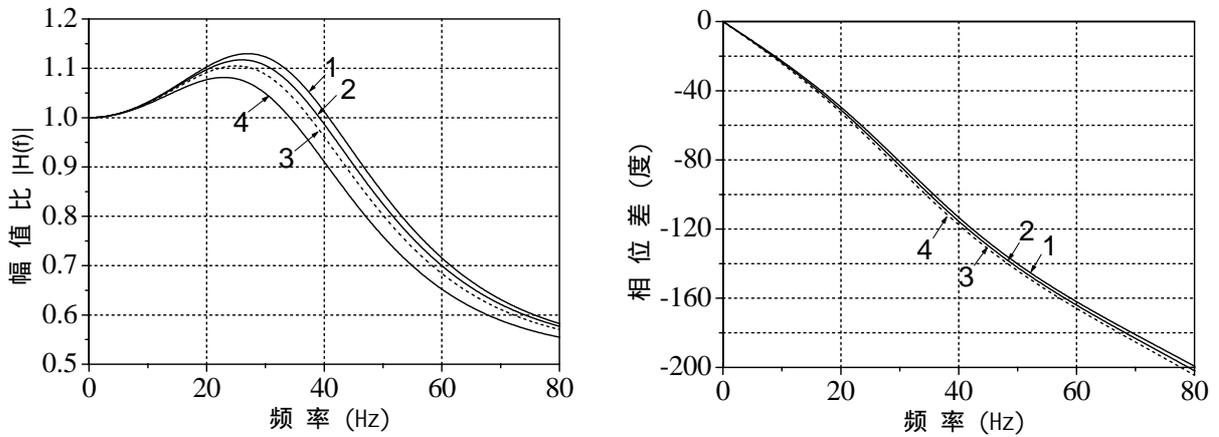


图 2.2.13 传感器等效容腔体积对频响函数的影响

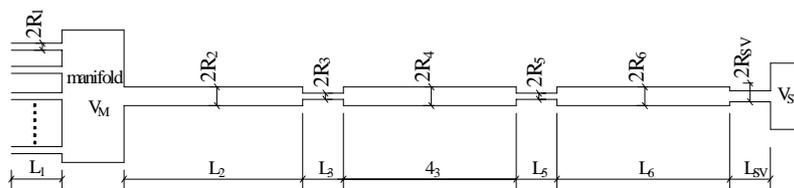


图 2.2.14 有两个限制器的多通道测压系统  
(各个参数的具体数值见表 2.2.8)

表 2.2.8 两个限制器位置的影响分析所用的测压系统参数

实验编号	$L_2$ (mm)	$L_4$ (mm)	$L_6$ (mm)
1	400	200	400
2	400	400	400
3	400	600	400
4	300	300	600
5	600	300	300
6	100	0	1100
7	1100	0	100

其它参数： $n=4$ ， $L_1=15\text{mm}$ ， $R_1=0.5\text{mm}$ ， $R_2=R_4=R_6=0.7\text{mm}$ ， $L_3=5\text{mm}$ ， $R_3=0.22\text{mm}$ ， $L_5=5\text{mm}$ ， $R_5=0.2\text{mm}$ ， $L_{SV}=60\text{mm}$ ， $R_{SV}=0.5\text{mm}$ ， $V_M=100\text{mm}^3$ 。

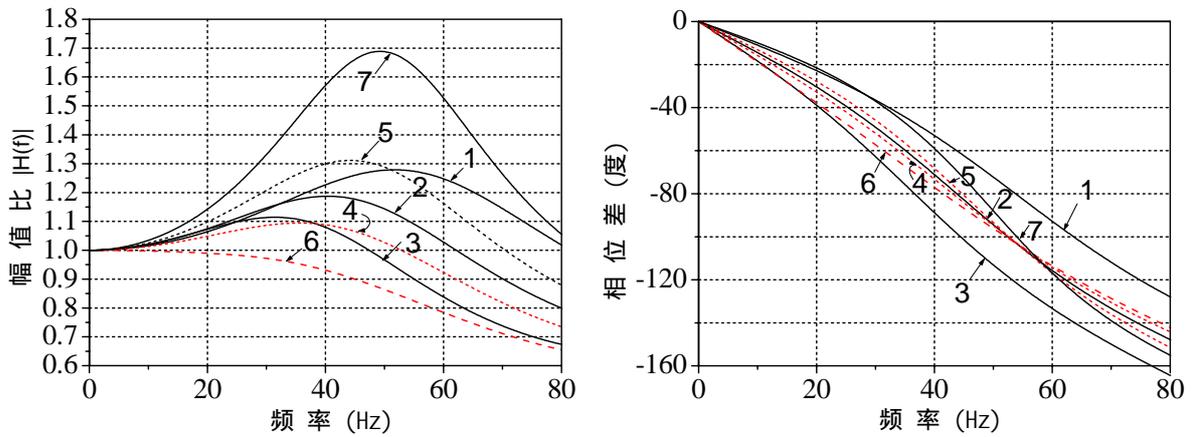


图 2.2.15 限制器（两个）的位置对频响函数的影响

### 2.3 气动总管对输入信号气动平均性能的分析

气动总管是多通道测压管路系统的关键部件。前文分析了气动总管的输入管道半径、长度、输入管道数目以及容腔体积对频响函数的影响，本节通过试验手段研究气动总管对输入信号的气动平均性能——即是否真正做到将输入信号在时间域上进行了气动平均。首先考察了输入管位置对气动平均性能的影响，然后输入简单信号以及复杂风压信号，对气动总管的性能进行了试验研究。

#### 2.3.1 气动总管输入管位置的影响

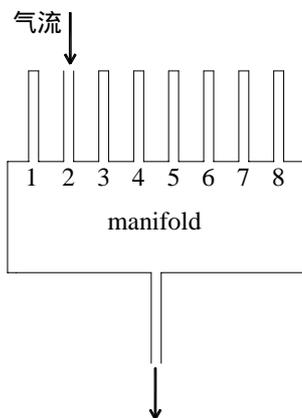


图 2.3.1 实验方法

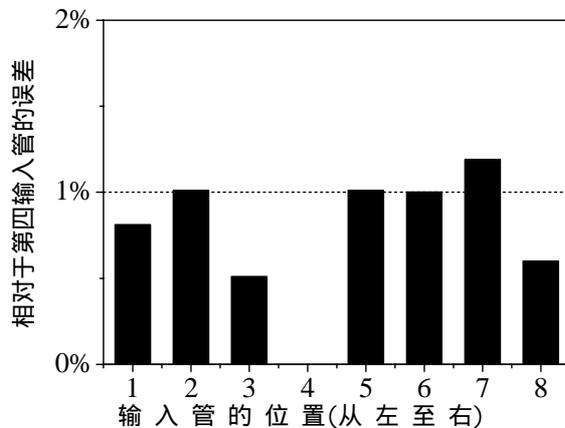


图 2.3.2 输入管位置对实验结果的影响

在理论分析时，把多通道测压管路系统的气动总管及其输入管作为一个并联管路。进行并联

管路计算时，实际上假设计算结果与输入管道在连接总管的具体位置无关。由于实践中的输入管道可能达到 8~10 个，那么各个输入管距离输出管的位置就有较大差别。为了分析输入管位置对气压信号是否有明显的影响，将信号发生器产生的单频信号输入气动总管（15/8-M868，八个输入通道的气动总管，见 2.2.1 小节）的一个输入管道，而同时把其它七个输入管道封闭（见图 2.3.1），在输出管端部测量只有单个输入时的输出信号。依次把八个输入管作为唯一的输入端（输入相同的单频信号），就可得到八次试验结果。选择离输出管最近的第四个输入管输入信号时的结果作为参考信号，实验结果如图 2.3.2 所示。从图可见，从其它输入管道进入气动总管后测得的输出结果相对于第四个输入管的偏差很小，除了第七个输入管外，其余的误差均小于 1%。可见输入管的位置对计算结果的影响很小，亦即输入管的位置对输入信号气动平均性能影响非常小。

### 2.3.2 压力信号和零压力信号的气动平均

在进行风洞试验时，气动总管各个输入端输入的信号可能压力会差别较大，那么压力非常小的输入管是否也会成为另一个输出管，还是按照设想的那样，输入管的信号进行气动平均后再进入输出管？因此有必要对输入压力差别很大时气动总管的气动平均性能进行考察。对气动总管 15/4-M256（四个输入通道的气动总管，见 2.2.1 小节）的某些输入管输入信号发生器生成的单频压力波，剩余的输入管敞开于空气中（相当于输入压力为零的信号）。实验结果如图 2.3.3 所示，

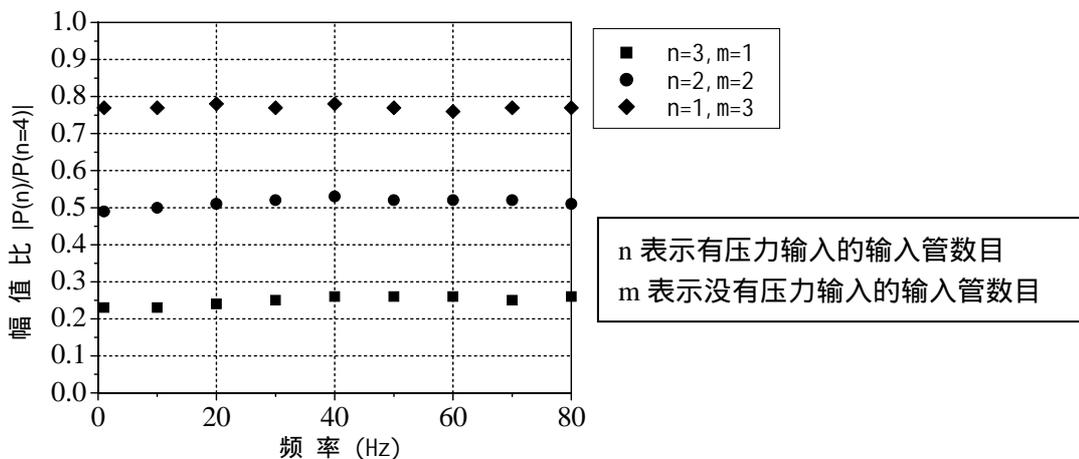


图 2.3.3 压力信号和零压力信号的气动平均

表明压力信号和零压力信号确实在气动总管里较好地进行了气动平均后再进入了输出管，同时也说明了气动总管制作时其密封性的重要性。如果密封性能不好将会导致结果偏小。

### 2.3.3 相同及不同的单频信号的气动平均

本小节的目的是为了考察相同及不同的单频信号在气动总管中的气动平均性能。相同频率信号气动平均时所用的测压系统参数如表 2.3.1 的 a~c 所示。输入管采用不同长度 PVC 管，目的是为了人为地产生具有不同幅值及相位差的同频信号，并且也便于用理论公式计算输出的结果。实验结果如图 2.3.4 所示，表明理论计算和实验值吻合得较好。

表 2.3.1 相同及不同频率的单频信号气动平均时所用的测压系统参数

实验编号	测压系统			
	输入管	气动总管	PVC管	后接元件
a	40mmPVC	15/2-M96	800mmPVC	传感器
	1200mmPVC			
b	40mmPVC	15/3-M144	1200mmPVC	传感器
	800mmPVC			
	1500mmPVC			
c	40mmPVC	15/4-M256	1500mmPVC	传感器
	800mmPVC			
	1200mmPVC			
	1500mmPVC			
d	极短的 PVC 管	15/2-M160	1200mmPVC	传感器
	极短的 PVC 管			

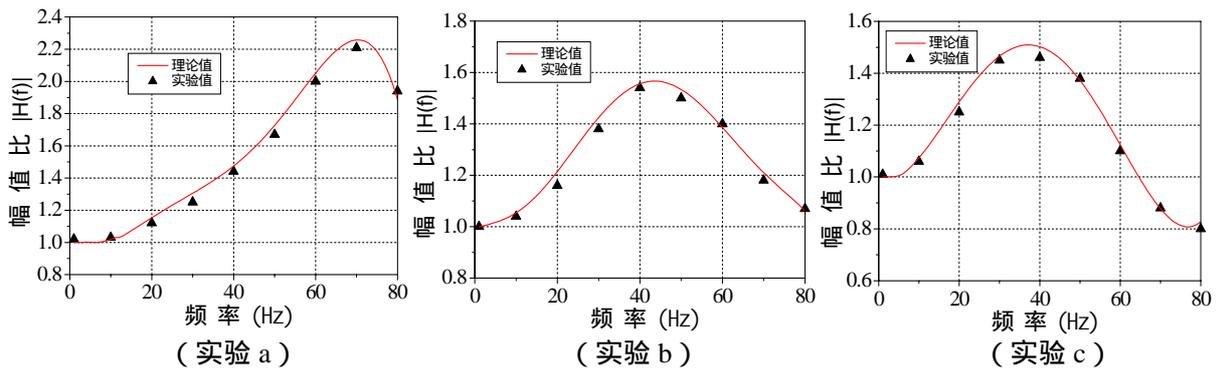


图 2.3.4 相同频率信号的气动平均

两个不同频率的单频信号波气动平均时所用的测压系统参数如表 2.3.1 的 d 所示, 输入的工况及结果如表 2.3.2 所示, 理论值与实验值之间的误差很小。

从以上实验结果可知, 气流在气动总管里的平均实际上是能量在各自频率上的平均。

表 2.3.2 不同单频信号实验的工况及实验结果

工况	第一种输入频率	理论值	实验值	误差	第二种输入频率	理论值	实验值	误差
1	1Hz	1.00	1.00	0.0%	5Hz	1.00	1.00	0.0%
2	5Hz	2.06	2.07	0.5%	7Hz	0.55	0.55	0.4%
3	5Hz	1.87	1.88	0.6%	10Hz	0.62	0.61	0.6%
4	10Hz	1.98	1.98	0.4%	15Hz	0.60	0.58	2.4%
5	40Hz	1.33	1.28	3.6%	50Hz	0.28	0.26	5.7%

6	70Hz	0.32	0.32	2.2%	80Hz	0.058	0.060	3.3%
---	------	------	------	------	------	-------	-------	------

### 2.3.4 实际风压的气动平均

为了进一步考察气动总管对于复杂信号（如风压信号）的气动平均性能，在风洞实验模拟的 B 类风场中对如图 2.3.5 所示的模型进行了测压实验。模型表面的四个测压点连接四通道气动总管（15/4-M256）的输入管，气动总管的输出管与长度为 800mm 的 PVC 管相连至扫描阀。为了检验气动平均后的压力，四个测压点旁都有一个相隔很近的测压点（图中未画出），并将其分别与长度为 800mm 的 PVC 管相连至扫描阀。对上述的五个压力信号进行同步测量。把同步测得的四个单通道测压点的压力时程直接相加后再除 4，得到的结果可认为是这四点气动平均压力的真实值。

图 2.3.6 对气动平均后的压力与同步测量信号经过叠加平均后的结果进行了比较，表 2.3.3 则对两者的平均压力及标准差进行了比较。从比较结果可知，两者吻合得较好。虽然进入气动总管各个输入管的气流的平均值与脉动值差别较大，气动总管仍然对于输入的风压信号很好地进行了气动平均。

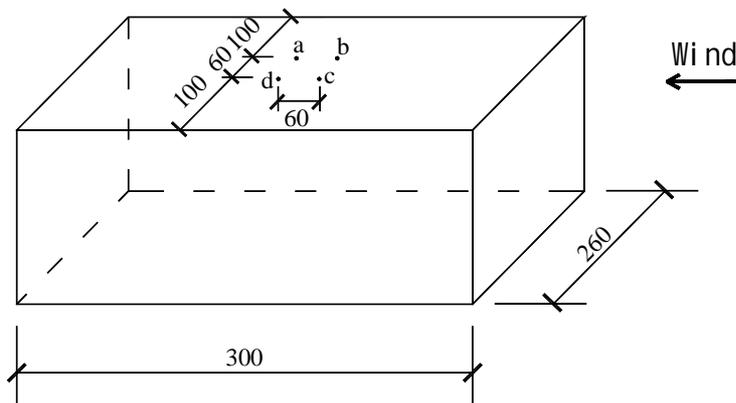
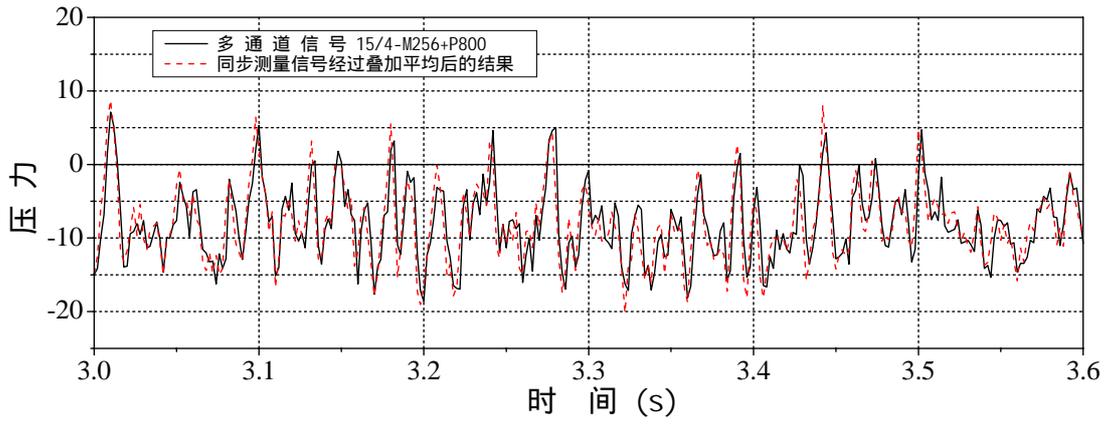


图 2.3.5 模型示意图（单位：mm）

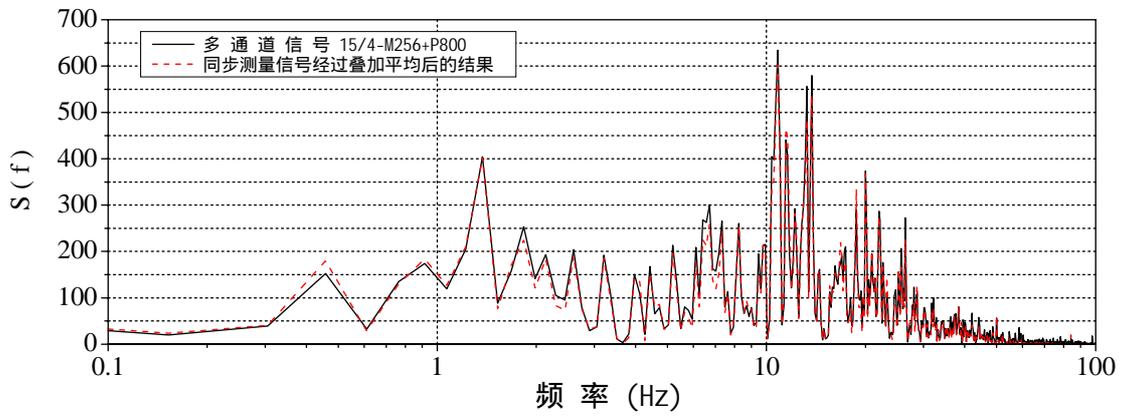
表 2.3.3 平均压力及压力标准差的比较（单位：Pa）

信号类型	平均压力	RMS
气动平均压力	-8.464	5.658
测压点 a 压力	-9.811	6.606
测压点 b 压力	-6.739	6.304
测压点 c 压力	-7.431	5.976
测压点 d 压力	-10.370	6.258
同步测量信号叠加平均后的压力	-8.588	5.413
第一项与第六项的误差（%）	1.46	4.33

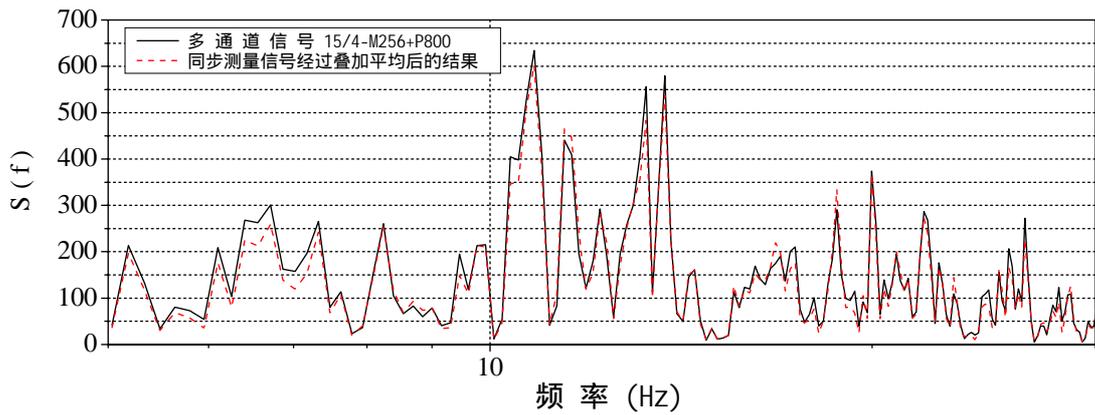
从本节的实验结果可见，气动总管对输入信号有很好的气动平均效率。



(1)



(2)



(3)

图 2.3.6 风压信号（风洞实验）的气动平均

## 2.4 测压管路系统的优化及直接修正方法

本节对测压管路系统进行了优化设计，并对优化后的管路系统进行了测试。除了利用限制器增大系统阻尼来达到在一定频率范围内测量结果不发生畸变的目的外，对有特殊要求的测压实验还提出了进行直接修正的方法。

### 2.4.1 测压管路系统的优化

最优化是一门应用相当广泛的学科，它讨论决策问题的最佳选择，构造寻求最佳解的计算方法，研究这些计算方法的理论性质及实际计算表现。伴随着计算机的高速发展和优化计算方法的进步，规模越来越大的优化问题得到解决，最优化问题在土木工程领域已经得到广泛运用（张炳华, 1998）<sup>[151]</sup>。

从前几节的分析中可以看到，测压管路是一个复杂的系统。系统中的许多参数对测压管路系统的频响函数都会造成很大的影响，特别当需要两个或更多的限制器来提高阻尼时，情况会更加复杂，用常规的试算法很难得到最优的结果。从参数分析的结果可知，在常用的几何尺寸范围内测压管路中影响频响函数的因素主要有 PVC 管的长度和限制器的尺寸及位置（PVC 管的内直径均为 1.4mm）。为了达到没有发生畸变的理想情况，我们总可以用减小限制器内径和增大其长度的方法来提高管路系统的阻尼，但这样的方法因受加工工艺的限制并不十分有效。另外，试算法难以保证有效频率带宽（在此频率范围内系统为没有发生畸变的理想状况）是最大的，因为从参数分析中可知 PVC 管的长度和限制器的位置对峰值频率有很大的影响。所以，利用优化领域的研究成果对测压管路进行优化设计是一种有效的途径。

优化的目标是使频响函数在有效频率带宽内尽可能接近无畸变的理想状况。由于受加工工艺的限制，限制器的内径及长度须在一定的范围内。大跨度屋盖结构的风洞实验由于往往需要较大长度的测压管，各段 PVC 管的长度也要受到制约。因此测压管路系统的优化问题是一个非线性多参数优化问题。如下为管路系统优化问题的数学表达形式：

$$\text{优化目标函数：} Z = \text{Min} \left\{ \sum_{i=1}^m [|H(\omega_i)| - 1] \right\} \quad (2.4.1)$$

式中，m 的大小代表了可以控制的有效频率带宽。

$|H(\omega_i)| = f(l_{1p}, \dots, l_{np}, l_{1r}, \dots, l_{nr}, R_{1r}, \dots, R_{nr})$  为用耗散模型计算的幅频函数的模。

其中， $l_{ip}$  为第 i 根 PVC 管道的长度， $i = 1, 2, \dots, n1$ ，

$l_{ir}$  为第 i 根限制器的长度， $i = 1, 2, \dots, n2$ ，

$R_{ir}$  为第 i 根限制器的内半径， $i = 1, 2, \dots, n2$ 。

$$\text{约束条件：} l_{\min p} < \sum_{i=1}^{n1} l_{ip} < l_{\max p}$$

$$l_{\min r} < l_{ir} < l_{\max r}, i = 1, 2, \dots, n2,$$

$$R_{\min r} < R_{ir} < R_{\max r}, i = 1, 2, \dots, n2。$$

从以上数学表达式可知，优化设计的目的就是在一定约束条件下，寻求合适的管路参数，使频率响应函数在有效频率带宽内表现为没有发生畸变的理想状况。

在优化目标函数中没有要求相位差与频率成线性关系。这是因为满足幅值不发生放大或衰减后，相位差与频率的线性关系能够自动满足，这在本节后面的结果将会看到。

本文采用了约束条件下的拟牛顿法对优化问题进行求解。牛顿法的基本思想是利用了目标函数的二次 Taylor 展开，并将其极小化。牛顿法必须使用 Hesse 矩阵提供的曲率信息，计算 Hesse 矩阵的工作量非常大，并且有的目标函数的 Hesse 矩阵很难计算，甚至不好求。而拟牛顿法构造出目标函数的曲率近似，不需要明显形成 Hesse 矩阵，并且同时具有收敛速度快的优点（袁亚湘，1997）<sup>[150]</sup>。

#### 2.4.2 测压管路系统的优化结果及实验测试

待优化的复杂测压管路系统如图 2.4.1 所示。由于 2.2 节中认识到气动总管参数的变化对频响函数影响很小，所以表 2.4.1 的优化参数对串联测压管路系统及多通道测压系统都是适用的。用与 2.2.2 相同的实验方法对优化后的测压管路系统进行测试，管路系统频响函数的理论计算和实验结果的比较见图 2.4.2、图 2.4.3。管路越长，峰值频率也就越小。所以不同长度的测压系统其有效频率带宽（以幅值与 1 之间的差别在 5% 内为限）是不一样的。1#测压管路的有效频率带宽为 80 赫兹，2#测压管路的有效频率带宽为 55 赫兹，3#测压管路的有效频率带宽为 30 赫兹。在有效频率带宽内，幅值比在 1 左右，相位差与频率成线性关系。针对不同的实验情况，可选择合适的优化测压管路。

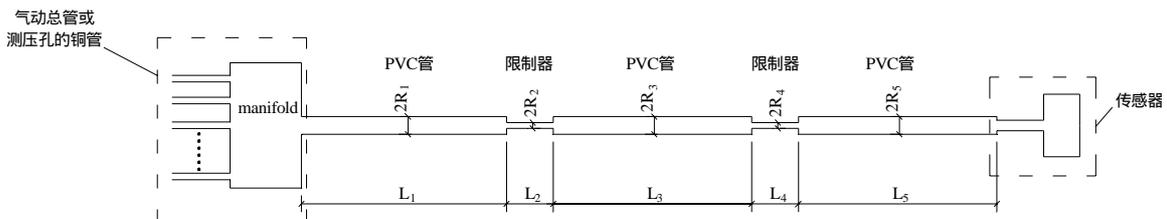


图 2.4.1 优化的复杂测压管路系统

表 2.4.1 优化后测压管路系统的参数

测压管路编号	L <sub>1</sub> (mm)	L <sub>2</sub> (mm)	R <sub>2</sub> (mm)	L <sub>3</sub> (mm)	L <sub>4</sub> (mm)	R <sub>4</sub> (mm)	L <sub>5</sub> (mm)
1	570	10	0.2	0	10	0.2	230
2	850	10	0.2	100	10	0.2	250
3	600	10	0.3	0	0	0	1400

注：R<sub>1</sub>=R<sub>3</sub>=R<sub>5</sub>=0.7mm。

图 2.4.4 ~ 2.4.9 比较了输入随机信号时优化管路及强、弱阻尼管路系统的结果。实验结果表明

经过优化后的测压管路系统能够保证测量信号基本没有发生畸变。强阻尼管路系统则抑制了信号的峰值（实验通过串联多个内径较小的限制器实现强阻尼效应），而弱阻尼管路系统则放大了信号的峰值（实验通过串联单个内径较大的限制器实现弱阻尼效应）。在多通道测压管路系统的实验中，未畸变信号是把同步测得的输入管的复杂信号相加后得到，通过图 2.4.4、图 2.4.7 可知未畸变信号和经过气动修正后的信号吻合得很好，这同时也说明了气动总管对于复杂信号有很好的气动平均性能。

通过对一些大跨度屋盖结构风洞测压实验结果的分析，风压的能量绝大部分都集中在 20 赫兹内，并且峰值一般都在 10 赫兹左右（详见本文第三章）。因此，本文提供的优化测压管路能满足大多数风洞测压实验的要求。

### 2.4.3 测量结果的直接修正

对于测量结果有更高要求的实验，可直接用管路系统的频响函数对实验值进行修正。图 2.4.10~图 2.4.11 的实验就是用直接修正法对一个随机信号的测量结果进行修正，从图中可见，直接修正的方法亦取得了很好的效果，图 2.4.12 表示直接修正法的过程。直接修正的算法已经编入测压试验数据处理软件，运用其对风洞测压数据进行修正十分方便（详见本文 3.1 节）。

## 2.5 本章小结

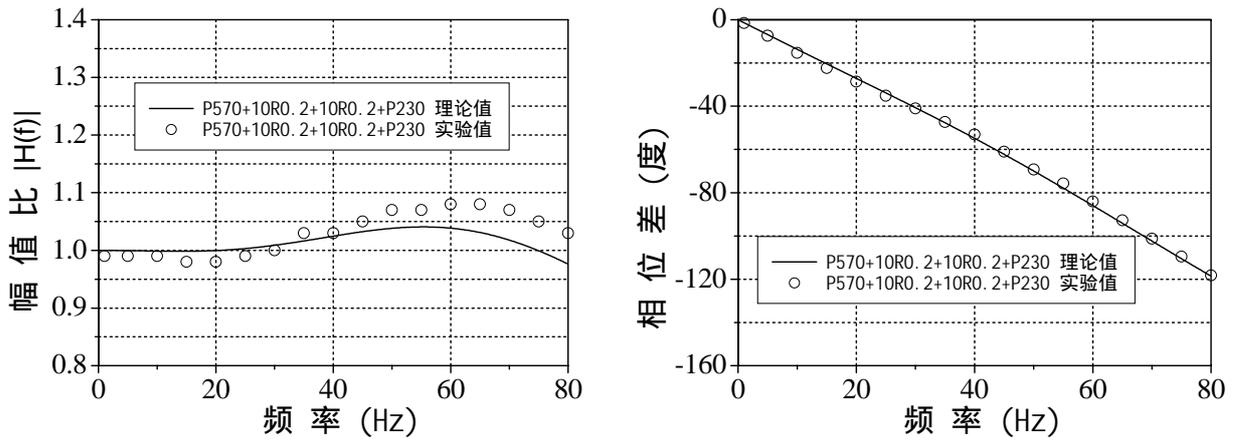
为了准确地同步测量大跨度屋盖表面的风压时空分布特性，本章研究了测压管路系统的特性，以及利用多通道测压系统来扩充电子扫描阀同步测点数目的方法。

比较了 Bergh-Tijdeman 方程和耗散模型这两种常用的理论模型，指出两者的一致性。基于电路传输线理论，推导了用于并联管道的方程，进一步完善了耗散模型，使非递归型的耗散模型能够方便地用来分析风洞测压实验中的多通道测压系统。

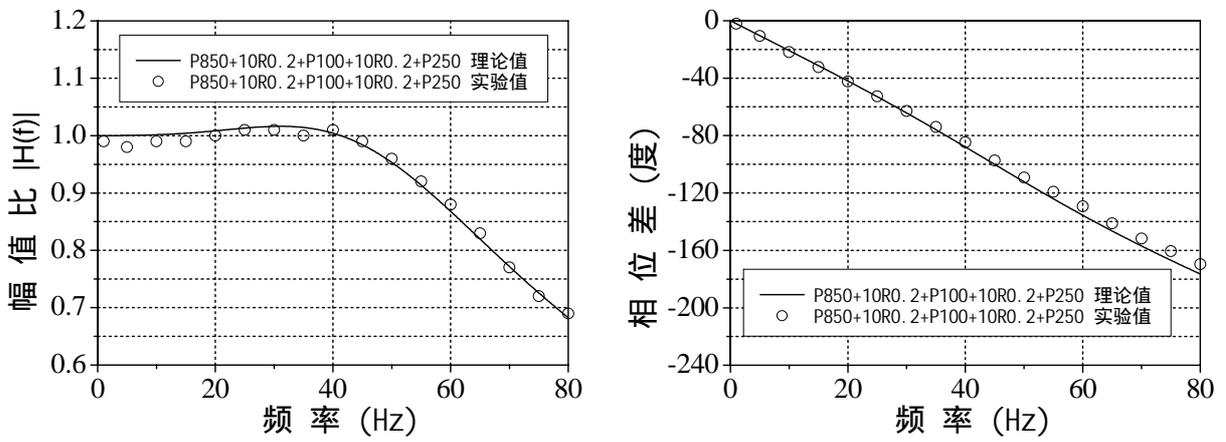
运用流体管道的耗散模型，对测压管路系统各个参数（包括 PVC 管的长度及半径、气动总管的输入管道半径及长度、容腔体积及输入管道数目、限制器半径及长度，传感器等效管道长度及半径、等效容腔体积等参数）的影响进行了理论分析，得到了管路系统一些定性的规律。从计算结果可知，测压管路系统中影响频响函数的因素主要有 PVC 管的长度、内径和限制器的尺寸及位置。理论与实验值的比较同时也验证了耗散模型的正确性。

设计、制作了试验装置，并进行了一系列试验，考察了多通道测压系统中气动总管对来流的气压平均性能，结果表明本文设计的气动总管对输入信号有着很好的气动平均效率，为采用多通道测压管路系统测量屋盖表面压力打下了基础。

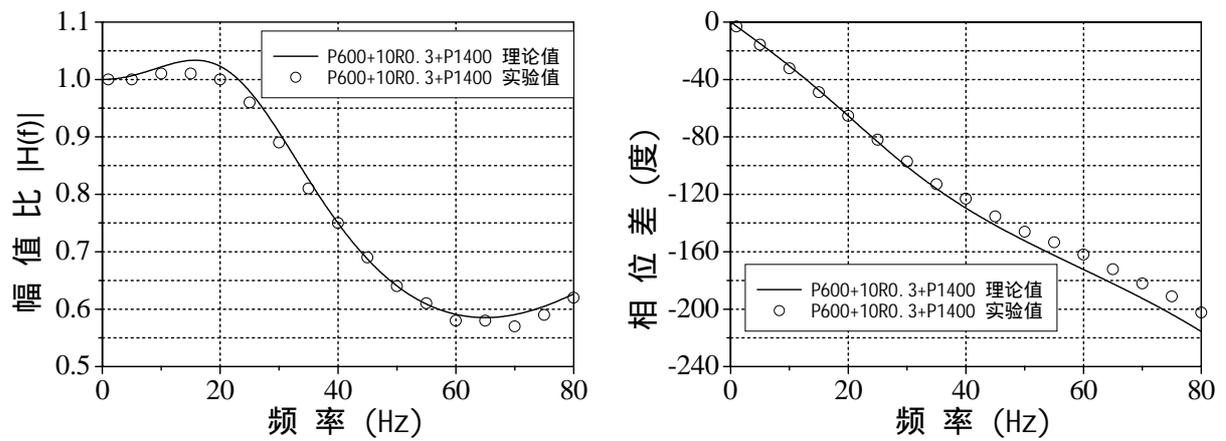
最后，以 PVC 管长度、限制器尺寸及位置等为优化参数对测压管路系统进行了优化设计，并对优化后管路系统的频响函数进行了试验测试，结果说明本文提供的优化测压管路能满足大多数风洞测压实验的要求。同时，也给出了测压管路系统的直接修正方法。这两种方法已经编入风洞测压试验数据处理软件，能方便地对测压数据进行修正。



(1)

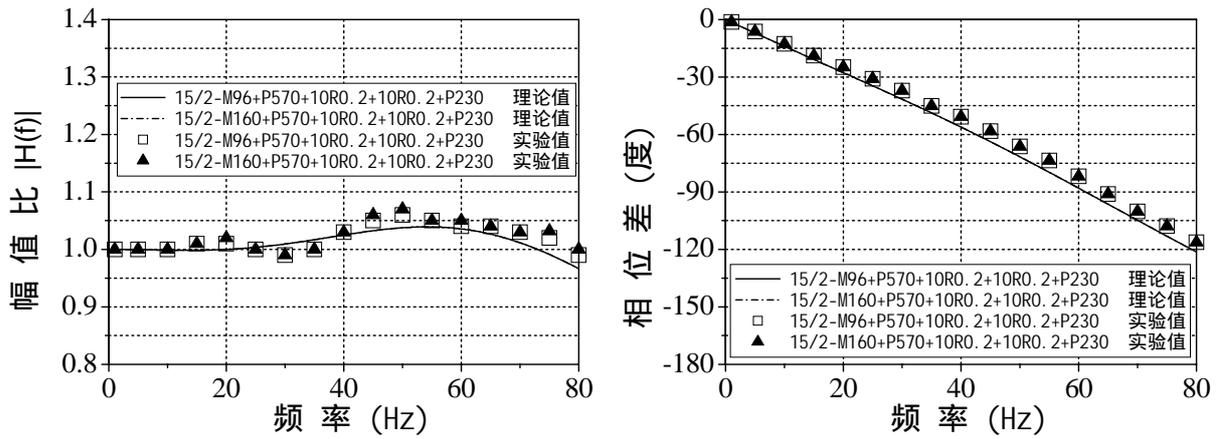


(2)

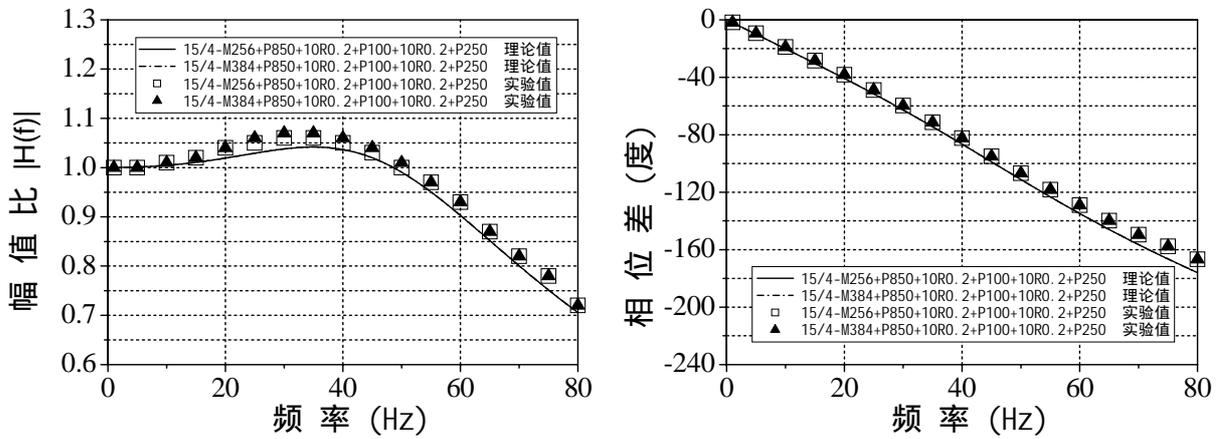


(3)

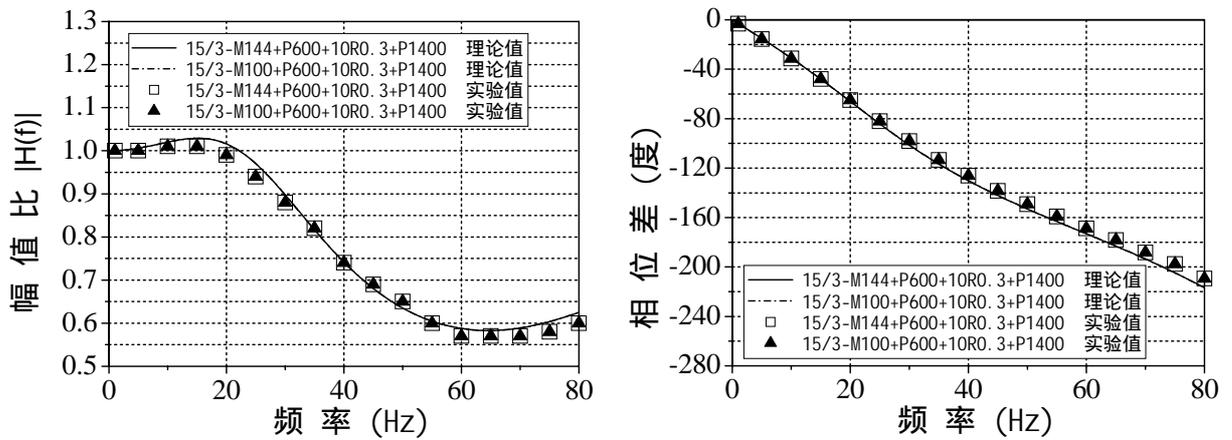
图 2.4.2 理论计算和实验结果比较  
(优化后的串联测压管路系统)



(1)

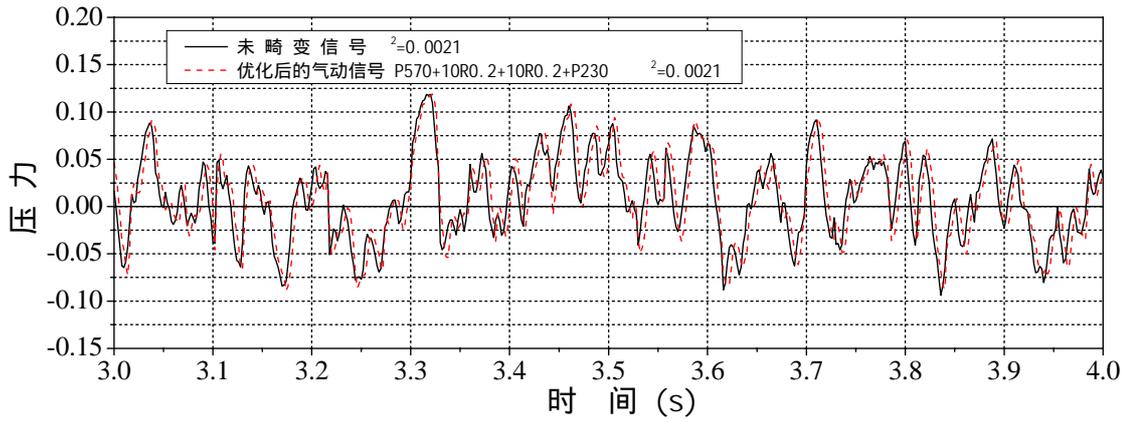


(2)

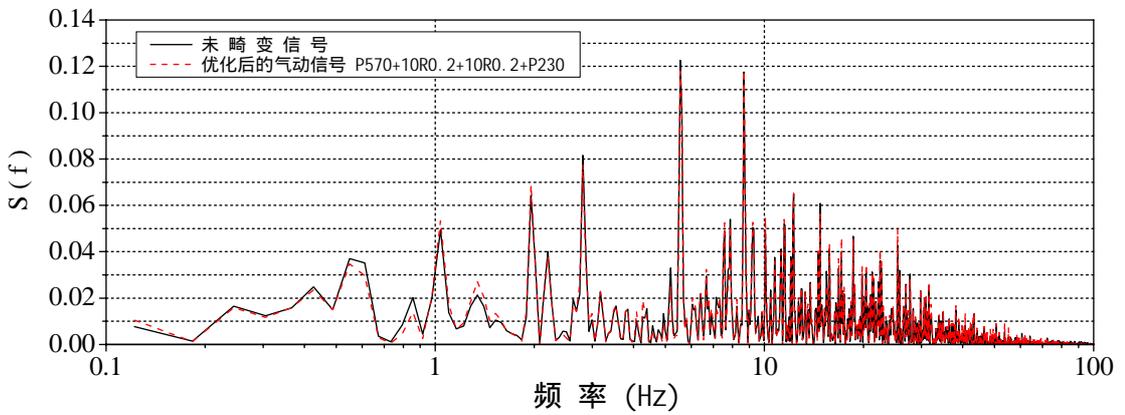


(3)

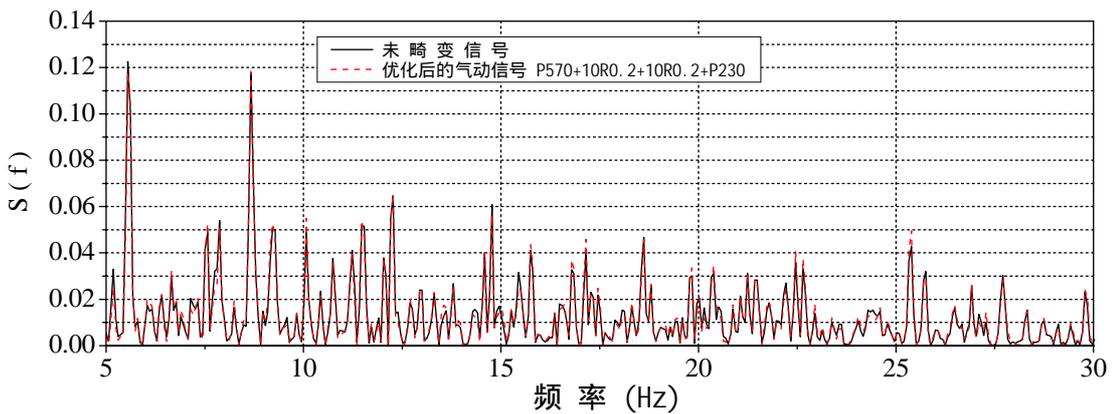
图 2.4.3 理论计算和实验结果的比较  
(优化后的多通道集成测压系统)



(1)

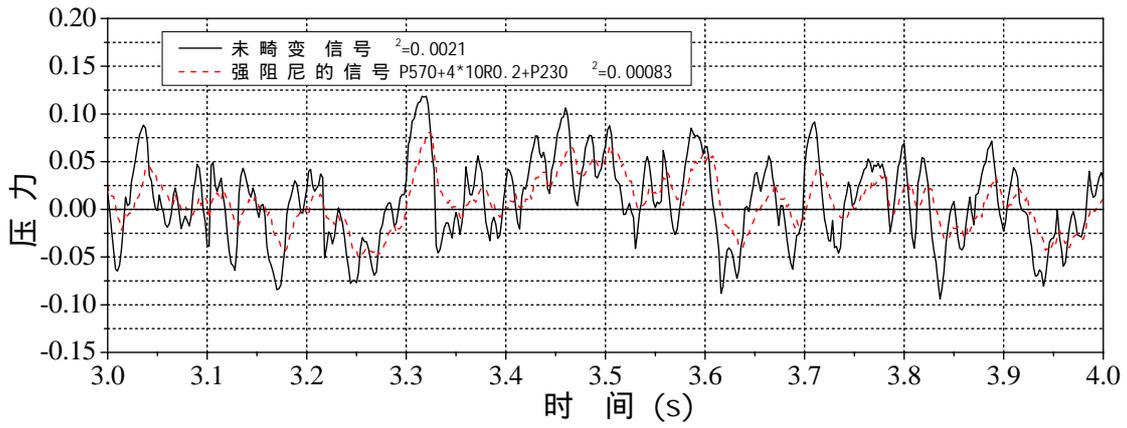


(2)

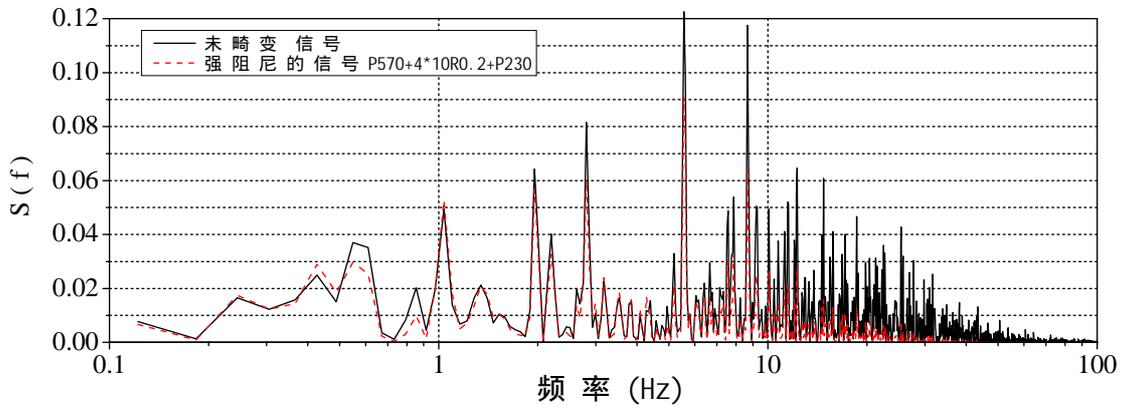


(3)

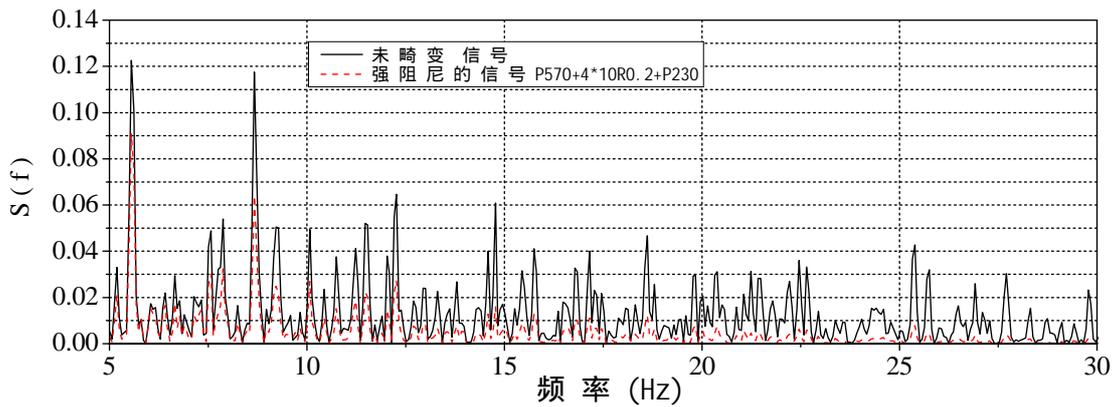
图 2.4.4 优化后的气动信号和未畸变信号的比较  
(串联测压管路系统)



(1)

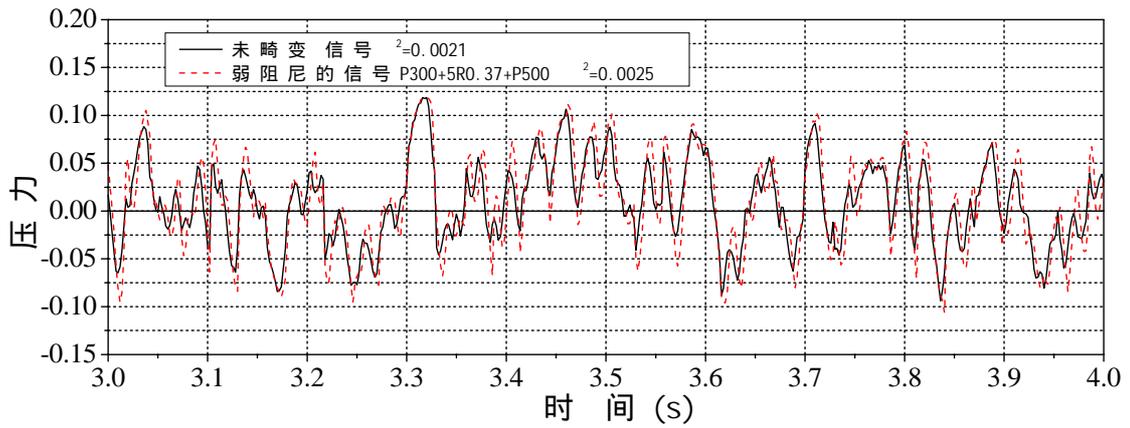


(2)

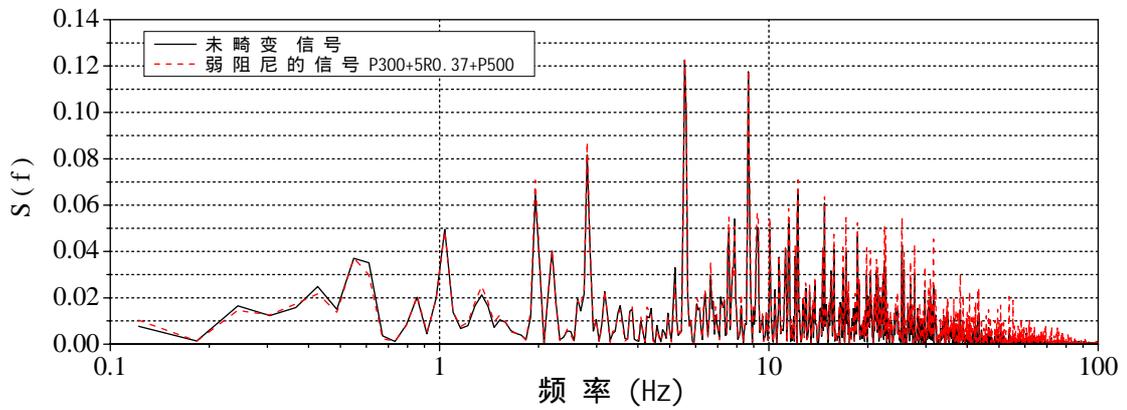


(3)

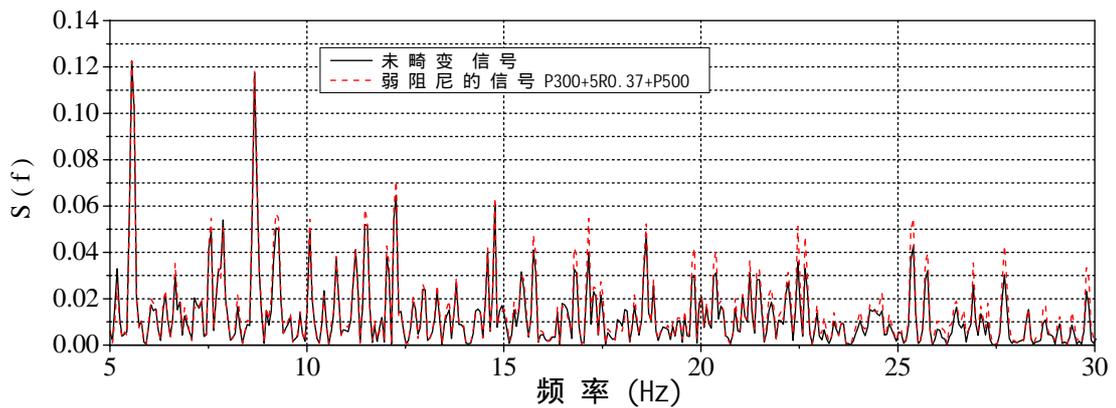
图 2.4.5 强阻尼的气动信号和未畸变信号的比较  
(串联测压管路系统)



(1)

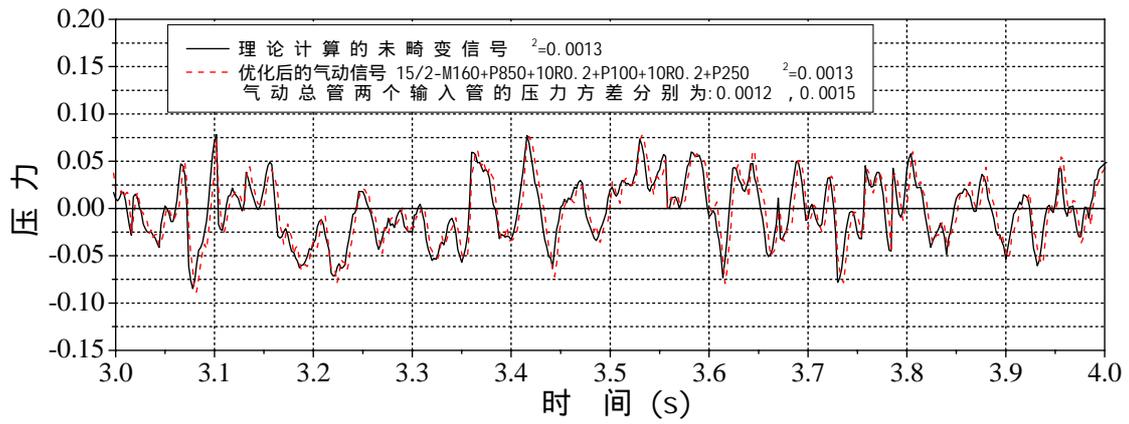


(2)

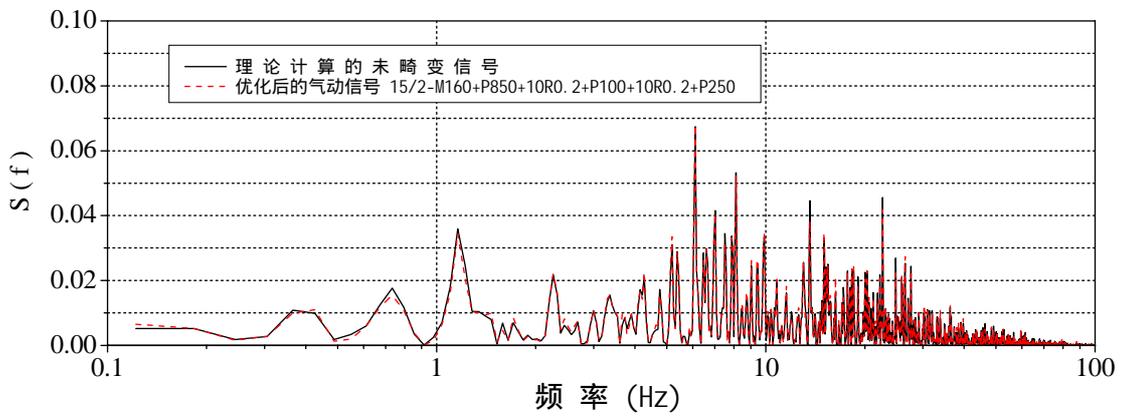


(3)

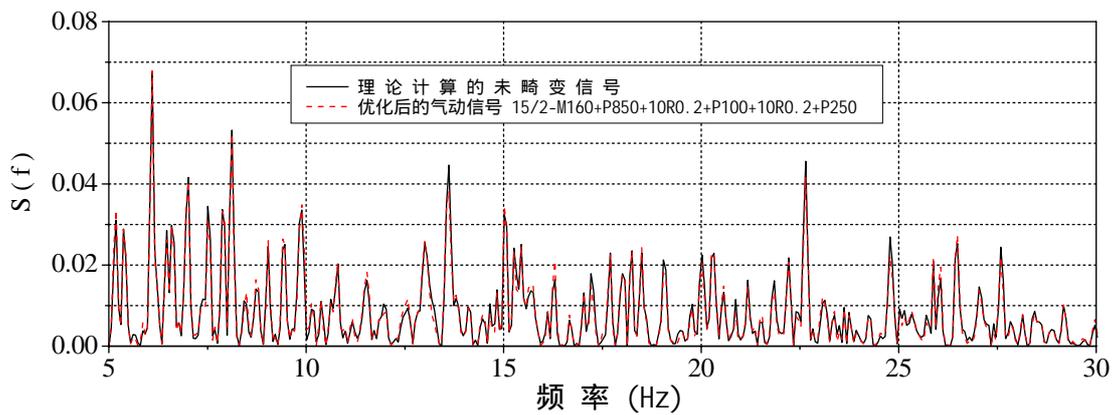
图 2.4.6 弱阻尼的气动信号和未畸变信号的比较  
(串联测压管路系统)



(1)

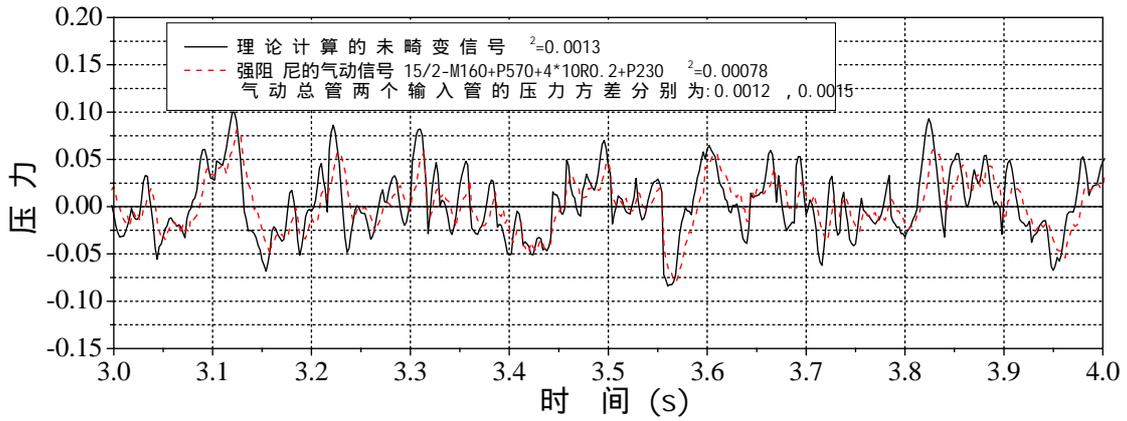


(2)

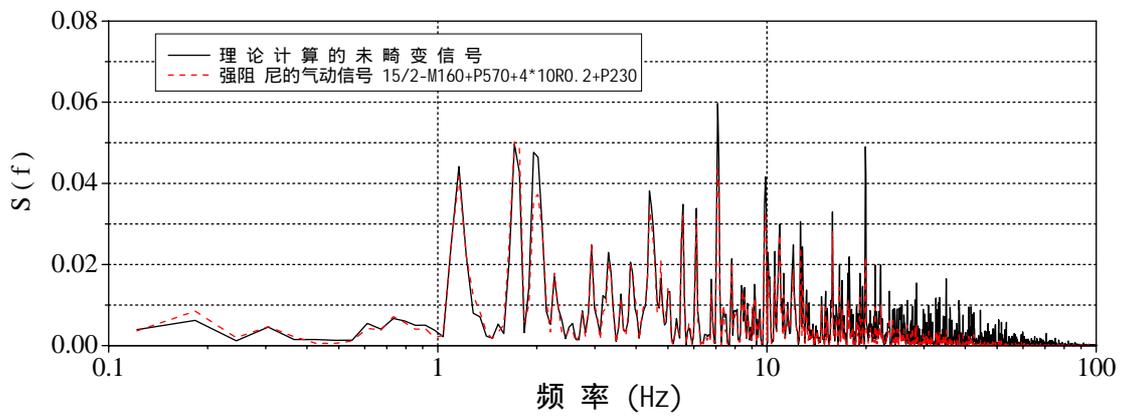


(3)

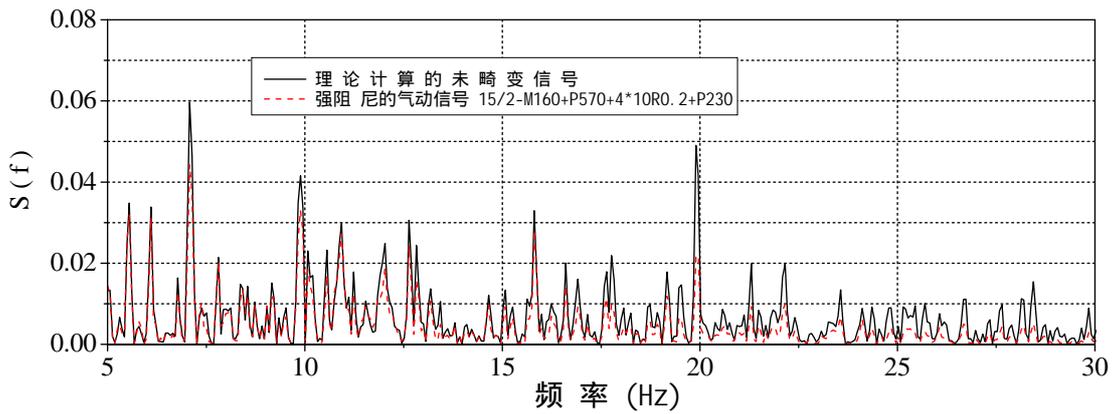
图 2.4.7 优化后的气动信号和未畸变信号的比较  
(多通道集成测压系统)



(1)

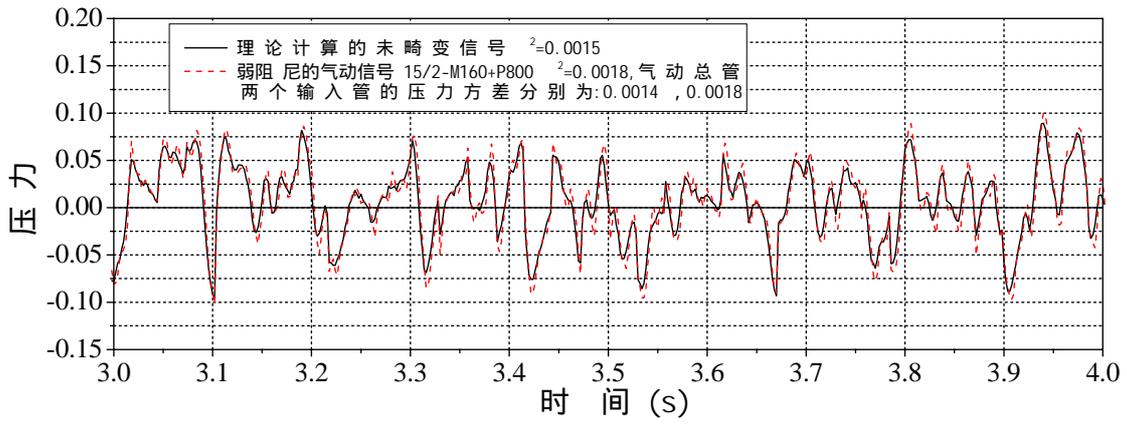


(2)

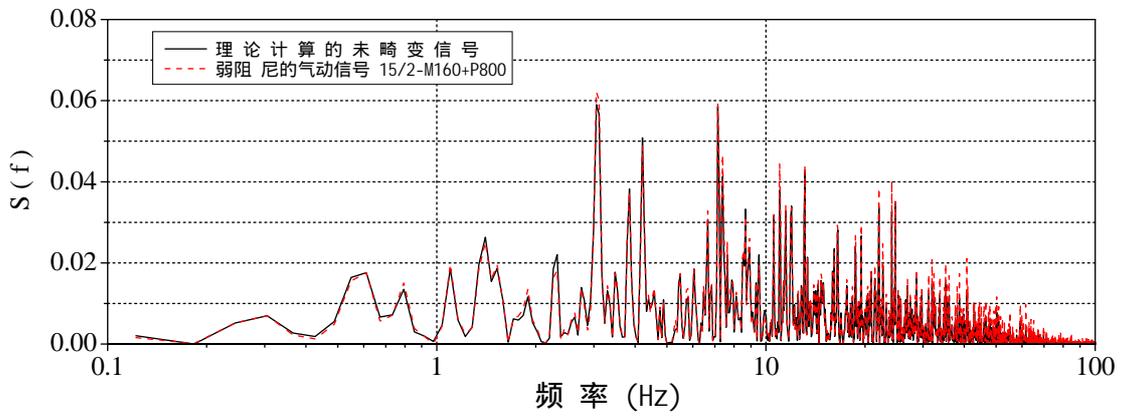


(3)

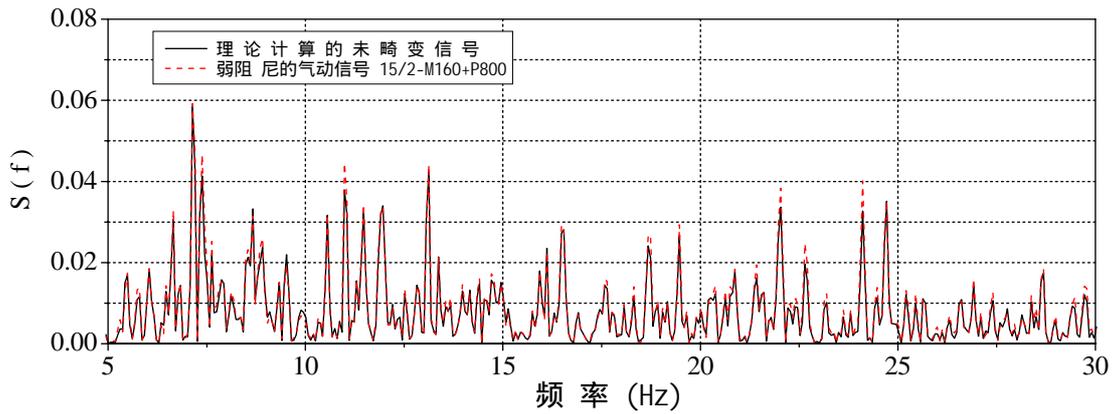
图 2.4.8 强阻尼的气动信号和未畸变信号的比较  
(多通道集成测压系统)



(1)

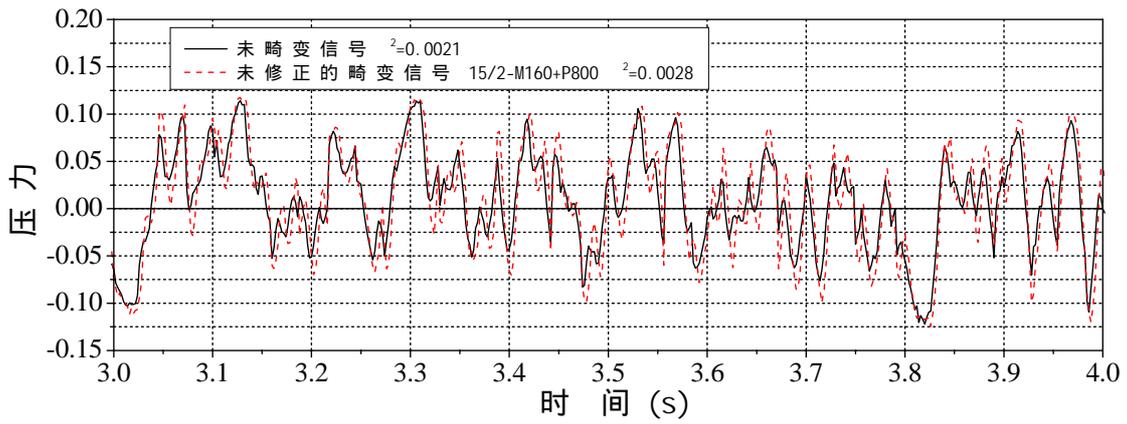


(2)

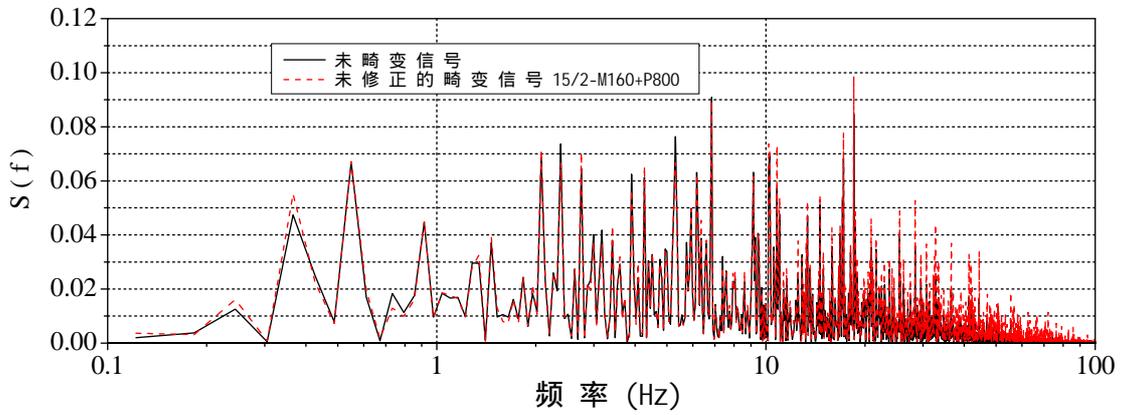


(3)

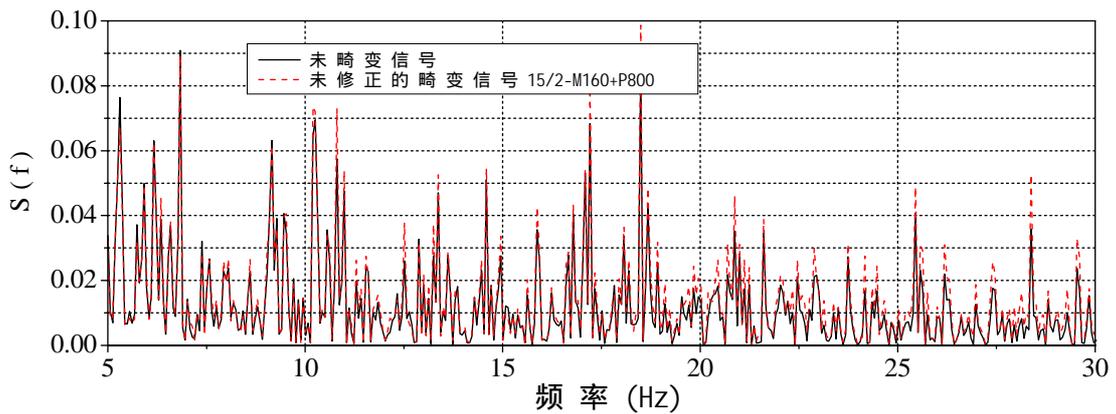
图 2.4.9 弱阻尼的气动信号和未畸变信号的比较  
(多通道集成测压系统)



(1)

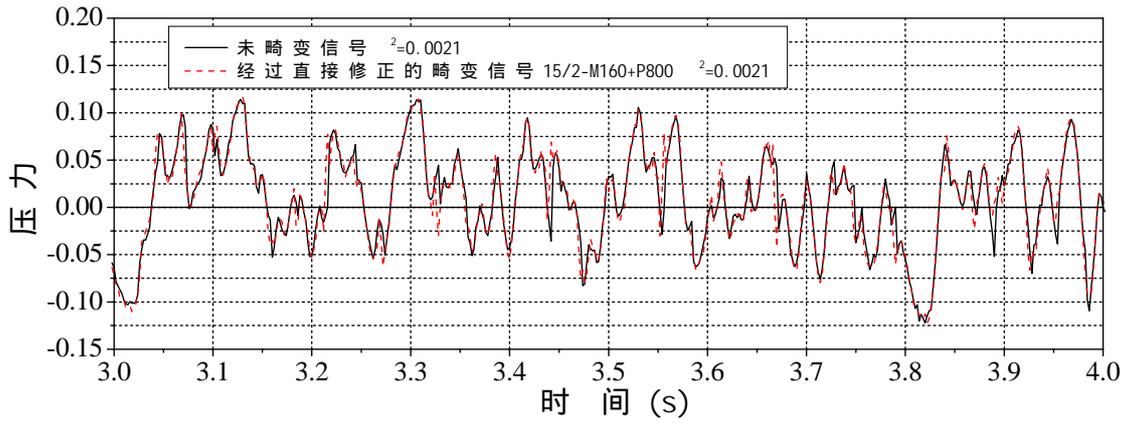


(2)

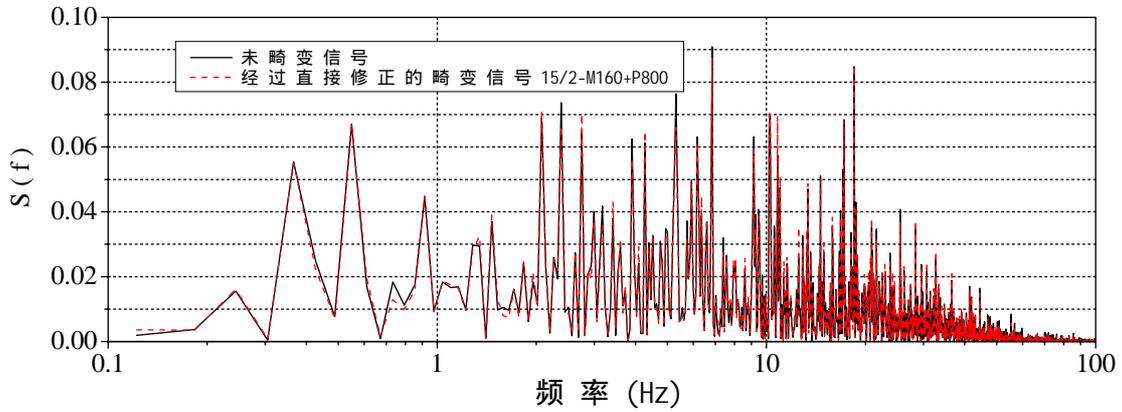


(3)

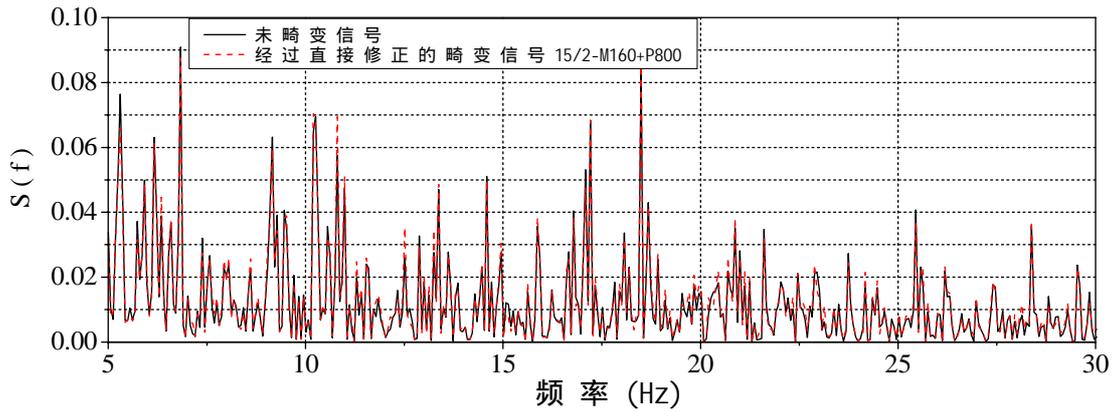
图 2.4.10 未直接修正的气动信号和未畸变信号的比较  
(多通道集成测压系统)



(1)



(2)



(3)

图 2.4.11 经过直接修正的气动信号和未畸变信号的比较  
(多通道集成测压系统)

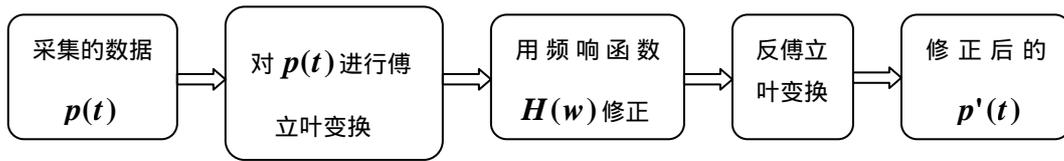


图 2.4.12 直接修正法

## 第三章 大跨度屋盖表面风荷载的试验方法及特性研究

刚性模型试验是获得大跨度屋盖表面风压的基本方法。为了计算大跨度屋盖结构的风致振动响应，必须对屋盖上测点的风压进行同步测量，以获得各个测点风压间的相关性能。本章首先结合实际工程介绍了大跨度屋盖结构刚性模型风洞试验的过程及数据处理的方法。除了风洞试验技术的改进外，本章还用数值方法——人工神经网络方法来预测未知测点的平均、脉动风压以及测点间风压相关性能，以达到在数值方法上进一步提高获得屋盖表面风压信息能力的目的。之后，通过三个实际大跨度屋盖结构的风洞试验实例，详细分析了大跨度屋盖结构平均、脉动风荷载的特性，归纳了一些具有共性的规律，并分析了一些具有个性的特点。

### 3.1 大跨度屋盖结构的刚性模型风洞试验方法

为了得到大跨度屋盖表面的风压分布，在同济大学土木工程防灾国家重点实验室的 TJ-3 大气边界层风洞中，利用电子扫描阀对三个大跨度屋盖工程——工程：上海南站屋盖结构，工程：杭州六堡试验大厅、工程：第五届全国城市运动会游泳跳水馆——进行了刚性模型风洞试验。本节先对这三个大跨度屋盖工程进行简要介绍，然后说明了刚性模型风洞试验的一般方法，最后以上海南站屋盖结构为例，阐述了多通道测压系统技术的运用方法。

#### 3.1.1 工程介绍

##### 1、工程：上海南站屋盖结构

上海南站屋面工程（以下称工程）为上海市二十一世纪的铁路枢纽工程。平面投影为圆形，

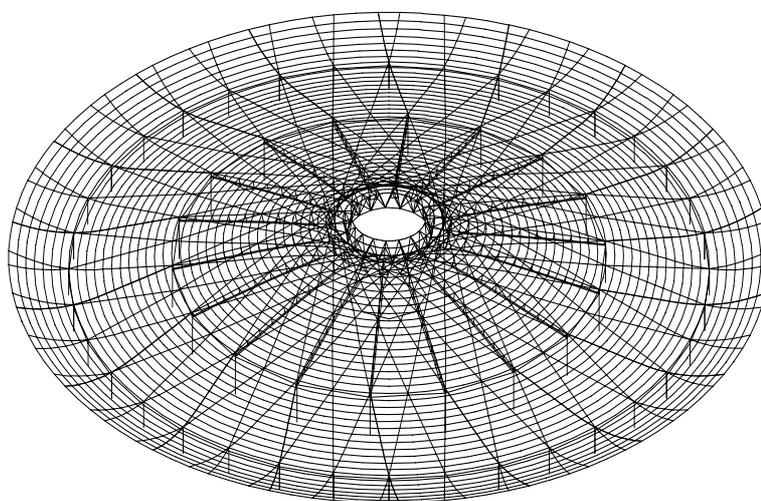


图 3.1.1 上海南站工程屋面结构平面（工程）

中部呈圆锥状，墙体外周悬挑部分略为上翘，主结构全为钢结构（屋面结构平面见图 3.1.1）。整个屋面结构由 18 根 Y 形主梁支撑，主梁支撑在内外两圈柱子以及直径为 26 米的中心内压环上。主梁平面形状为 Y 形，截面形式为变截面的橄榄形，内柱以内部分则增设拉杆和腹杆使主梁成为桁架。主梁结构见图 3.1.2。外柱以内屋盖为封闭结构，跨度为 224 米，屋顶最大高度为 42.0 米；外柱的周边为悬挑部分，悬挑屋盖在水平面上的投影长度为 21.4 米。

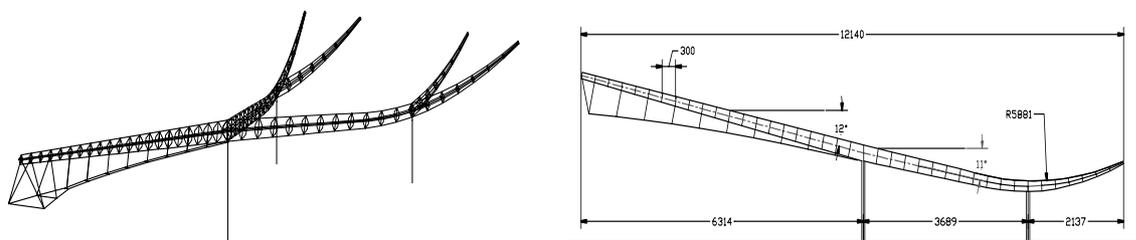


图 3.1.2 主梁结构形式

## 2、工程：杭州六堡试验大厅

杭州六堡试验大厅（以下称工程）为单层大跨度结构，屋盖采用多层网架结构体系。下部为钢筋混凝土结构，立面材料为玻璃幕墙。南北长 158.4 米，东西宽 105 米，大厅总建筑面积近 2 万平方米，屋顶最大高度为 23.2 米（见图 3.1.3）。整个建筑形似一只飞翔的海鸥，为该地区的标志性建筑。本屋盖结构的特点是屋面较为平坦，平面投影近似为矩形。

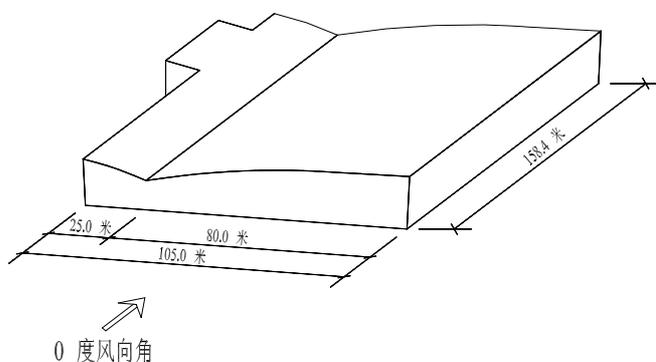


图 3.1.3 试验大厅（工程）

## 3、工程：第五届全国城市运动会游泳跳水馆

第五届全国城市运动会游泳跳水馆是位于长沙体育新城内的一个大型体育场馆（以下称工程），其屋面结构为两个短边相接的双曲抛物面，屋盖结构亦采用多层钢网架结构体系。总长 170.1m，总宽为 113.4 米，屋顶最大高度 47.8 米（见图 3.1.4）。

### 3.1.2 风洞设备及测量系统

#### 3.1.2.1 风洞设备

风洞试验是在同济大学土木工程防灾国家重点实验室风洞试验室的 TJ-3 大气边界层风洞中进行的。该风洞是一座竖向回流式低速风洞（图 3.1.5），试验段尺寸为 15m 宽、2m 高、14m 长，

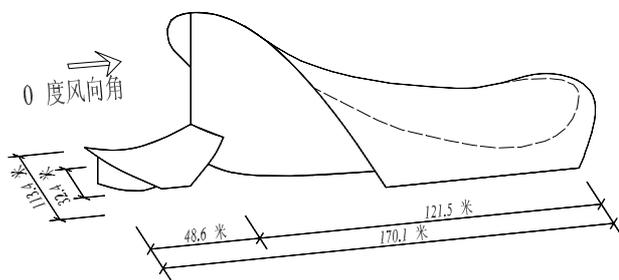


图 3.1.4 第五届全国城市运动会游泳跳水馆（工程）

其规模在同类边界层风洞中居世界第二位。在试验段底板上的转盘直径为 4.8m，其转轴中心距试验段进口为 10.5m。并列的 7 台风扇由直流电机驱动，每台电机额定功率为 45 千瓦，额定转速为 750 转/分。试验风速范围从 0.2m/s ~ 17.6m/s 连续可调。流场性能良好，试验区流场的速度不均匀性小于 2%、湍流度小于 2%、平均气流偏角小于 0.2°。

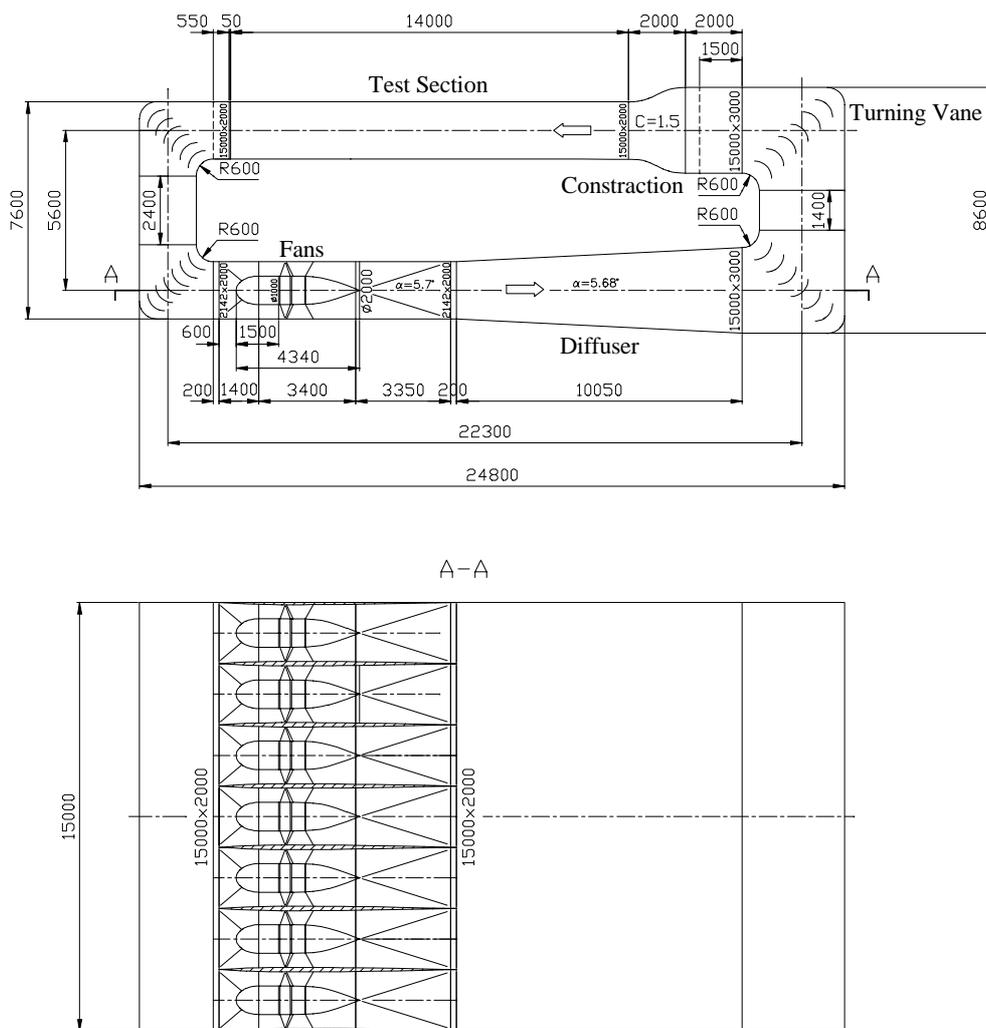


图 3.1.5 同济大学 TJ-3 大气边界层风洞（单位：mm）

### 3.1.2.2 测量系统

在风洞试验中使用了两套测量系统。

#### 1、风速测量系统

试验流场的参考风速是用皮托管和微压计来测量和监控的。大气边界层模拟风场的调试和测定是用丹麦 DANTEC 公司的 streamline 热线/热膜风速仪、A/D 板、PC 机和自编软件组成的系统来测量。热膜探头事先已在空风洞中仔细标定。该系统可以用来测量风洞流场的平均风速、风速剖面、湍流度以及脉动风功率谱等数据。

#### 2、风压测量、记录及数据处理系统

由美国 Scanivalve 扫描阀公司的量程为 $\pm 254$  和 $\pm 508$  mm 水柱的 DSM3000 电子式压力扫描阀系统、PC 机、以及自编的测压试验数据处理软件组成风压测量、记录及数据处理系统。

自编的测压试验数据处理软件（界面见图 3.1.6a）不仅能将测压试验结果方便地输出为图形格式及文本格式，而且具有直接用管路系统的频响函数对实验值进行修正的功能（界面见图 3.1.6b）。



图 3.1.6a 测压试验数据处理软件

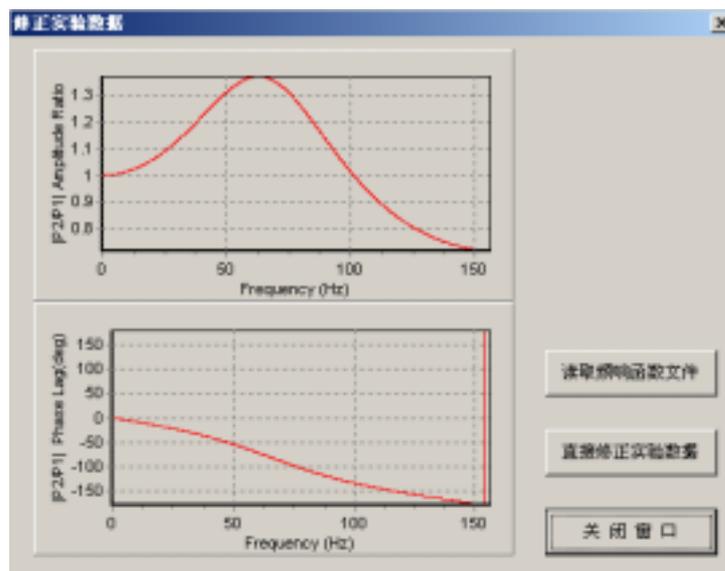


图 3.1.6b 测压试验数据处理软件

### 3.1.3 模型试验概况

#### 3.1.3.1 大气边界层风场的模拟

风场模拟装置为放置在风洞入口处的尖塔、挡板和沿风洞底板布置的粗糙元。工程 ~ 工程 的大气边界层流场均模拟为 B 类地貌风场。按照文献[123] (黄鹏, 1997) 的方法模拟了 B 类风场 (图 3.1.7、图 3.1.8)。根据已有研究结果, 地面粗糙度类别不同, 会影响结构上风压数值, 但不会影响风压分布趋势。

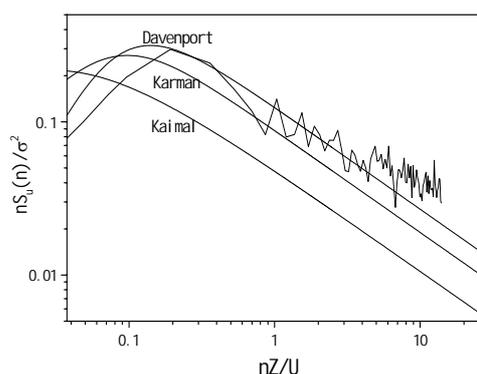
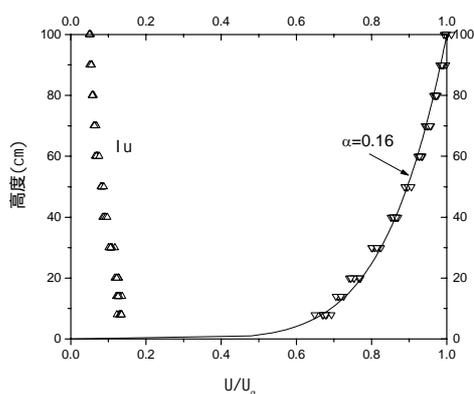


图 3.1.7 B 类模拟风场的平均风速和湍流度剖面 图 3.1.8 B 类模拟风场 50cm 高处的风速谱

#### 3.1.3.2 试验模型和测点布置

工程 ~ 工程 的测压试验模型为刚体模型 (分别见图 3.1.9、图 3.1.10、图 3.1.11), 用有机玻璃板制成, 具有足够的强度和刚度, 在试验风速下不发生变形, 并不出现明显的振动现象, 以保证压力测量的精度。考虑到实际建筑物和所模拟的周边建筑物的范围以及风场模拟情况, 模型的几何缩尺比分别为 1/200、1/100、1/200, 模型与实物在外形上保持几何相似。试验时将模型放置在直径为 4.8m 的木制转盘中心, 通过旋转转盘模拟不同风向。根据有关资料, 试验模拟了周边范围内的主要建筑, 以考虑风荷载干扰效应。

在工程 模型上总共布置了 760 个测压孔, 其中沿悬挑结构部分的测压点包括上下测孔, 以同时测量该点上下表面的压力, 而该点的压力为上下表面压力之和。考虑上下测压孔对合并后共有 630 个测压点, 屋面上测点的布置如图 3.1.12 所示。工程 、工程 模型上分别布置了 648、436 个测压孔, 测点的布置如图 3.1.13、图 3.1.14 所示。

#### 3.1.3.3 试验工况

风向角的定义见测点布置图 (图 3.1.12 ~ 图 3.1.14), 风向角按顺时针方向增加。试验中风向角间隔取为  $15^\circ$ , 每个模型试验有 24 个风向。

#### 3.1.3.4 风洞中的参考点位置

在风洞中选一个不受建筑模型影响、且离风洞洞壁边界层足够远的位置作为试验参考点。在

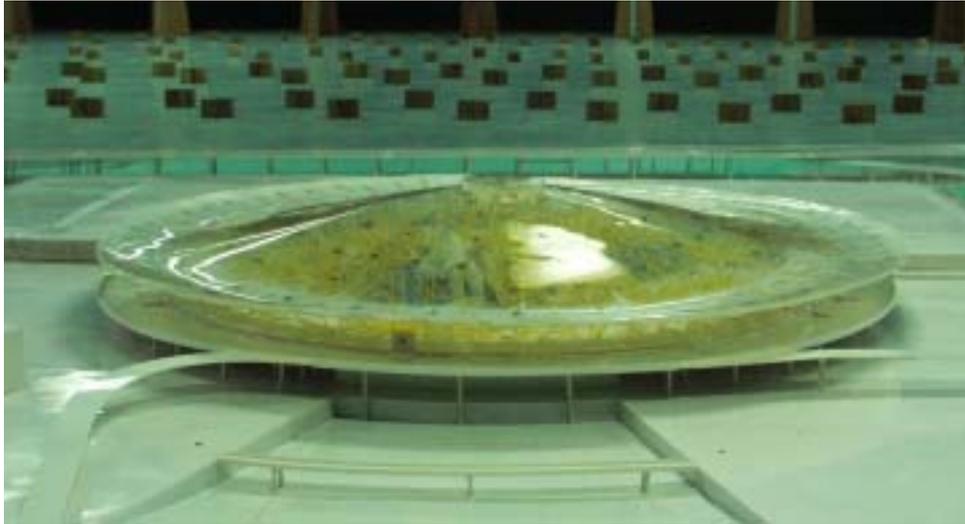


图 3.1.9 上海铁路南站模型（工程）

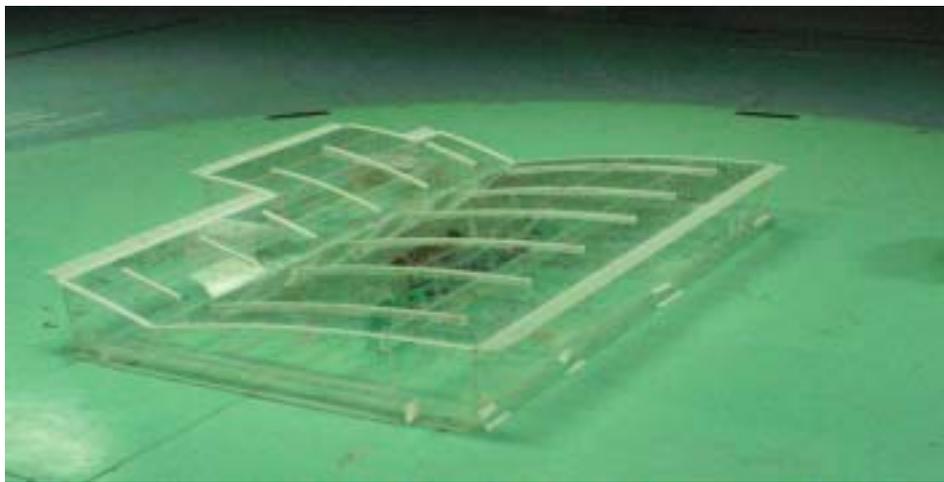


图 3.1.10 杭州六堡试验大厅模型（工程）



图 3.1.11 第五届全国城市运动会游泳跳水馆模型（工程）

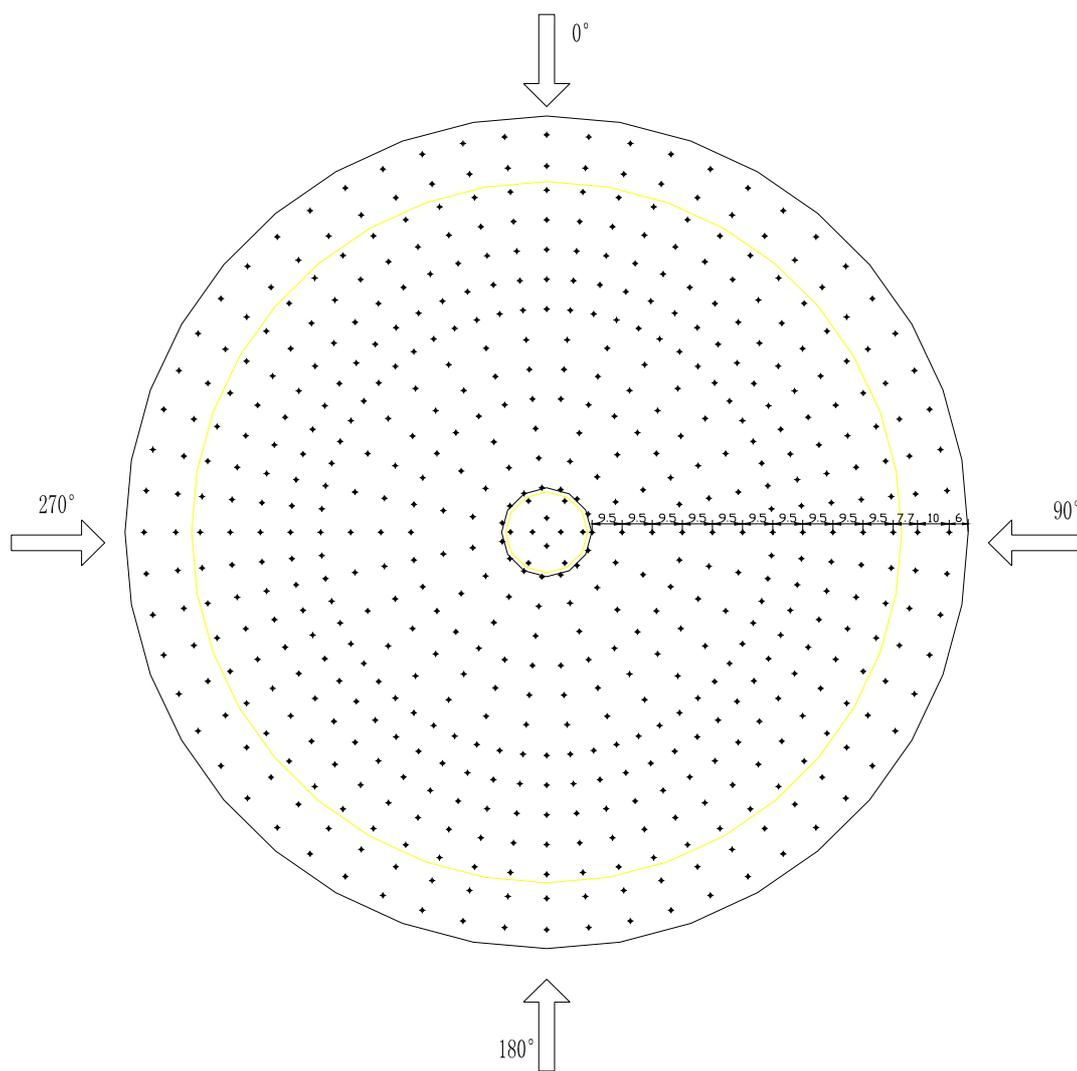


图 3.1.12 上海铁路南站屋面测点布置图  
(图中尺寸为投影尺寸, 单位为 m)

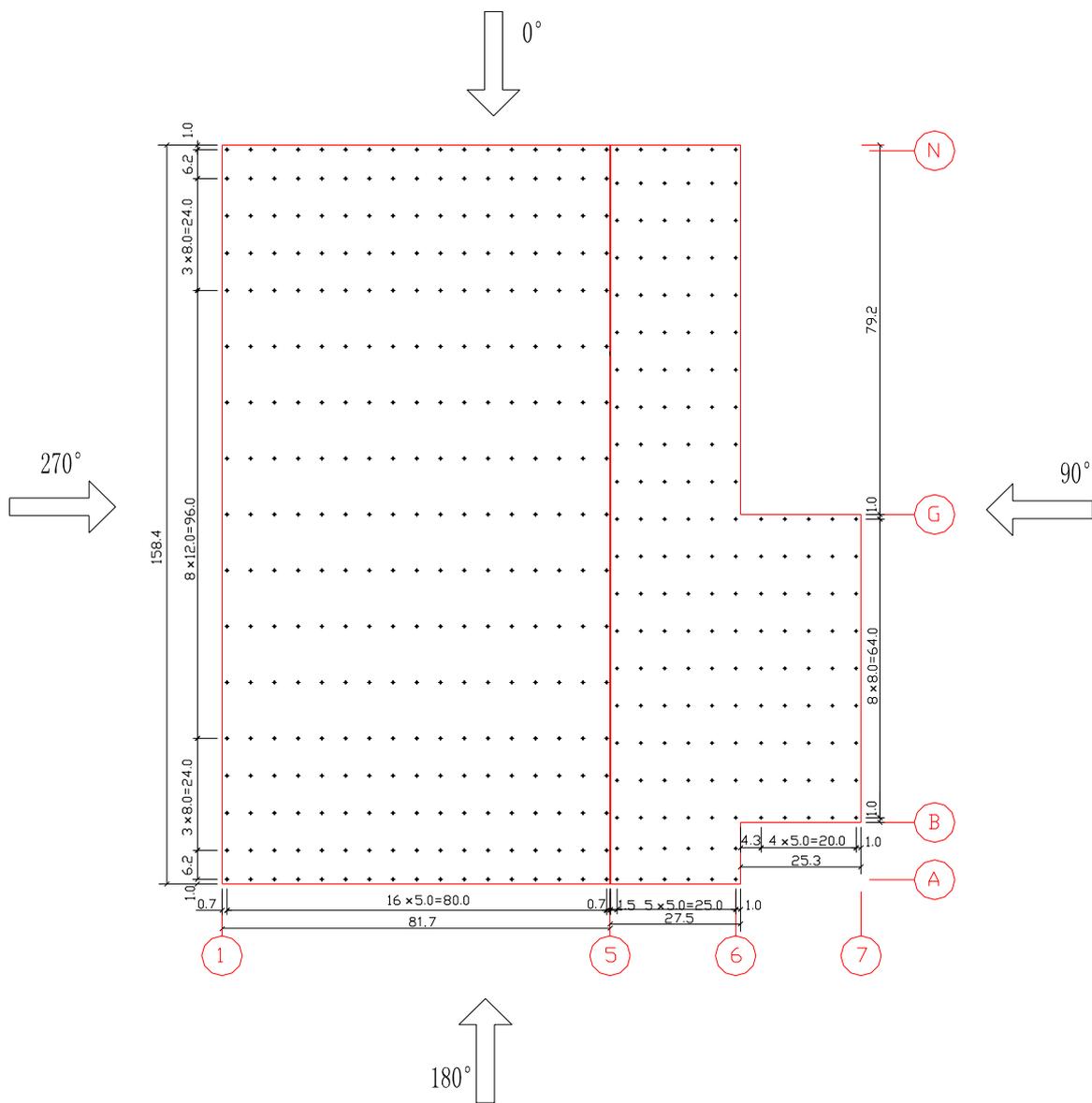


图 3.1.13 杭州六堡试验大厅屋面测点布置图  
(图中尺寸为投影尺寸, 单位为 m)

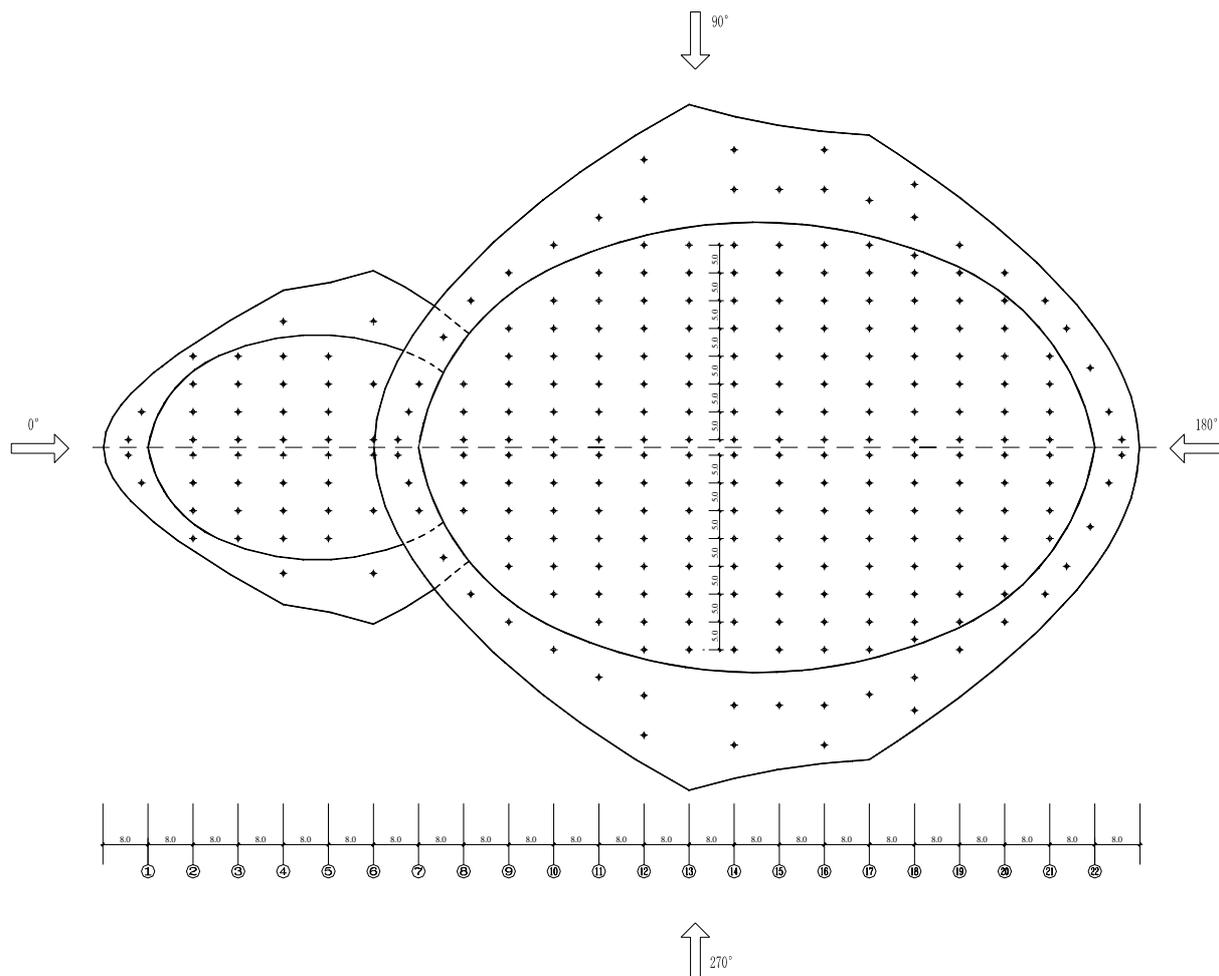


图 3.1.14 第五届全国城市运动会游泳跳水馆屋面测点布置图  
(图中尺寸为投影尺寸, 单位为 m)

该处设置了一根皮托管来测量参考点风压, 用于计算各测点上与参考点高度有关但与试验风速无关的无量纲风压系数。试验参考点选在高度为 1.20m 处, 该高度在缩尺比为 1/200 (1/100) 的情况下对应于实际高度 240m (120m)。

在同一地区, 基于各类地貌所对应的梯度风高度虽然各不相同, 但它们的梯度风速度和梯度风压都相等这个原则, 在实际应用中为了方便, 都取梯度风压为参考风压。为此, 必须把所有直接测得的风压系数换算成以与地貌无关的梯度风压为参考风压的压力系数。按我国的规范, 大气边界层中的风速剖面以幂函数表示, 即

$$U_z = U_G \left( \frac{Z}{Z_G} \right)^\alpha \quad (3.1.1)$$

其中  $Z_G$  为各类地貌所对应的梯度风高度 (即大气边界层高度);  $\alpha$  为反映各类地貌地面粗糙度特性的平均风速分布幂指数;  $U_G$  为梯度风速度;  $U_z$  为离地面高度  $Z$  处的风速。

由于风压与风速的平方成正比，所以将风洞测得的风压系数换算到梯度风高度的换算因子  $CpScale$  为  $(240/Z_G)^{2\alpha}$ （对于 1/100 的比例， $CpScale$  为  $(120/Z_G)^{2\alpha}$ ）。对于 B 类风场  $Z_G=350m$ 、 $\alpha=0.16$ ，风压系数的换算因子为  $CpScale=(240/350)^{0.32}=0.8863$ （对于 1/100 的比例， $CpScale=0.71$ ）。

文中给出的风压系数是乘了  $CpScale=0.8863$ （或 0.71）这个换算因子后、以梯度风压为参考风压的风压系数。这样，实际应用时，将各点的风压系数统一与实际梯度风压相乘即为该点对应的实际风压值。

### 3.1.3.5 试验风速、采样频率和样本长度

风洞测压试验的参考点风速为 13m/s。测压信号采样频率为 312.5Hz，每个测点采样样本的总长度为 6000 个数据，对应的采样时间为 19.2s。为了防止压力信号通过测压管路系统后发生的畸变，对每个样本用直接修正法（详见 2.4.3）进行了修正。

下面检验采样频率、采样时间是否能够满足计算要求。

设实际风场的截止频率（此频率处的风压能量已经很小）为 3Hz（根据 Davenport 谱），以工程 为例，模型的几何相似比 1/200，风速相似比 1/3.7988。根据相似定律，有

$$(nL/V)_m = (nL/V)_p \quad (3.1.2)$$

式中， $n$  为频率， $L$  为几何尺寸， $V$  为风速， $m$  表示模型， $p$  表示原型。

从上式可以得到， $n_m = n_p (L_p / L_m)(V_m / V_p) = 3 \times (200/1) \times (1/3.7988) = 157.9\text{Hz}$ 。考虑奈奎斯特采样准则，实验最小采样频率为  $157.9\text{Hz} \times 2 = 315.8\text{Hz}$ 。如果实验采样频率小于最小采样频率，将会得到偏小的实验结果（Letchford, 1992）<sup>[52]</sup>。虽然试验采样频率 312.5Hz 略小于最小采样频率，但从文后风荷载的频谱可见，频率超过 100Hz 后功率谱密度函数值已经非常小。另外，文后对结构的模态分析结果可知，采样频率为 312.5Hz 时已经包含了工程 结构的 200 多阶模态，而频域计算表明考虑前 50 阶模态对于此结构已经足够。因此采样频率为 312.5Hz 是合适的。根据相似比关系，采样时间 19.2s 对应实际风场的时间为 1010.8s，能包含足够多的长周期成分。为了获得结构风压的平稳过程，最后采用的风压时程是多次采样的平均值。

与上面的方法类似，可以从计算结果知同样的采样频率、采样时间也能满足工程 、工程 的要求。

### 3.1.3.6 各测压点上的风压值符号的约定

风压符号的约定为：压力向下或向内为正，向上或向外为负。

## 3.1.4 数据处理方法

在空气动力学中，物体表面的压力通常用无量纲压力系数表示为

$$C_{Pij} = \frac{P_{ij} - P_{\infty}}{P_0 - P_{\infty}} \quad (3.1.3)$$

其中  $C_{Pij}$  为测点  $i$  第  $j$  个采样点的无量纲风压系数瞬态值， $P_{ij}$  为作用在测点  $i$  处第  $j$  个采样点的压力瞬态值， $P_0$  和  $P_{\infty}$  分别是试验时参考高度处的总压和静压瞬态值。

对屋盖结构的悬挑部分，在进行结构设计时，需要用到的是悬挑部分各测点对的净压差值，即将各测压点上下表面同步测压所获得的测点对的两个时域信号相减后得到该测点处的净风压时域信号，再对其进行概率统计分析。

悬挑部分上下表面同步测量的各对测压点上的净压力系数由式 (3.1.3) 导出如下

$$C_{Pij} = \frac{P_{iuj} - P_{idj}}{P_0 - P_{\infty}} \quad (3.1.4)$$

其中  $P_{iuj}$  为作用在测点  $i$  处第  $j$  个采样点的上表面压力瞬态值， $P_{idj}$  为作用在测点  $i$  处第  $j$  个采样点的下表面压力瞬态值。

为了将风洞测得的风压系数换算成以梯度风压为参考风压的风压系数，(3.1.3)、(3.1.4) 相应地变为

$$C_{Pij} = CpScale \times \frac{P_{ij} - P_{\infty}}{P_0 - P_{\infty}} \quad (3.1.5)$$

$$C_{Pij} = CpScale \times \frac{P_{iuj} - P_{idj}}{P_0 - P_{\infty}} \quad (3.1.6)$$

由于紊流场中的风压时程是个平稳随机变量，因此各测点的平均风压系数以及脉动风压系数成为重要的统计量。

对样本含  $N$  ( $N=6000$ ) 个采样点的风压时程取算术平均，得到测点  $i$  的平均风压系数

$$C_{Pi,mean} = \sum_{j=1}^N C_{Pij} / N \quad (3.1.7)$$

测点  $i$  的脉动风压系数定义为

$$C_{Pi,rms} = \sqrt{\sum_{j=1}^N (C_{Pij} - \bar{C}_{Pi})^2 / (N-1)} \quad (3.1.8)$$

### 3.1.5 多通道测压系统的运用

大跨度屋盖结构风振计算要求不仅测量模型表面每个测点的脉动压力，为了考虑风压间的相关性能，所有荷载输入点的风压力还要做到同步测量。文后的算例对上海南站屋盖结构进行了风振计算，所以在上海南站屋盖模型试验中运用了多通道测压系统。为了得到模型表面各个测点风压的详细信息，对上海南站屋盖表面的所有测点还用单通道测压系统进行了试验测量，文后的分析除了相关性分析外，均采用单通道测压试验的结果。对工程、仅进行单通道测压试验。

上海铁路南站屋面共有 700 多个测点，要做到所有测点都同步测压就对实验设备提出了很高的要求。如 DSM3000 电子式压力扫描阀系统，每个模块有 64 个测压通道，必须有十多个模块才能达到同步测量 700 多个测点的目的，这对一般的实验室是很难做到的。从另一方面来说，工程设计人员更希望获得在建筑物表面局部面积上气动平均后的风压力。为了这个目的，在风洞试验中将多通道测压系统运用到风洞测压试验中：连接模型表面测点的多个测压管中的气流在气动总管中进行气动平均后再汇入连至传感器的总管。必须认识到，用气动总管得到的气动平均后的峰值压力与将各点测得的峰值压力直接相加有着本质的区别。由于各点的峰值并不是同时发生（即相关性不为 1），直接相加各点的峰值压力会导致过大地估计结构的风荷载。而多通道测压系统测量多点气动平均的脉动风压，是将气动总管的各个输入管气流瞬时相加，这样就更真实地反映了模型表面局部面积上的风压力。

前一章对多通道测压系统的性能已进行了详细的研究，这里介绍多通道测压系统在南站工程中的具体应用。选用了 15/3-M260 与 15/4-M300 两种类型的气动总管，对模型表面上的测点进行三个或四个测点的局部合并。利用气动总管合并后的测点分布见图 3.1.15，虚线内的测点连接同一个气动总管（见图 3.1.16）。通过局部测点的合并后，模型上需要同步测量的点共为 186 个，这对实验设备的要求就大为降低。实验采用的多通道测压系统可描述为：模型表面的铝管+50mmPVC 管+15/3-M260（或 15/4-M300）+1200mm PVC 管+电子扫描阀。

## 3.2 神经网络方法在大跨度屋面风压研究中的应用

3.1 小节对多通道测压系统在大跨度屋面模型试验中的运用做了说明。与此试验技术相对应，本节提出了一种数值方法——根据有限的风洞试验测试结果用人工神经网络方法预测未知点平均和脉动风压系数、以及脉动风压的自功率谱和互功率谱函数，以更精确地研究大跨度屋面的风压特性，并将这一方法应用于实际大跨度屋盖结构。最后对如何有效地测量屋盖表面风压的相关性能提出了解决方法，并给出了获得大跨度屋盖表面风荷载的流程图。

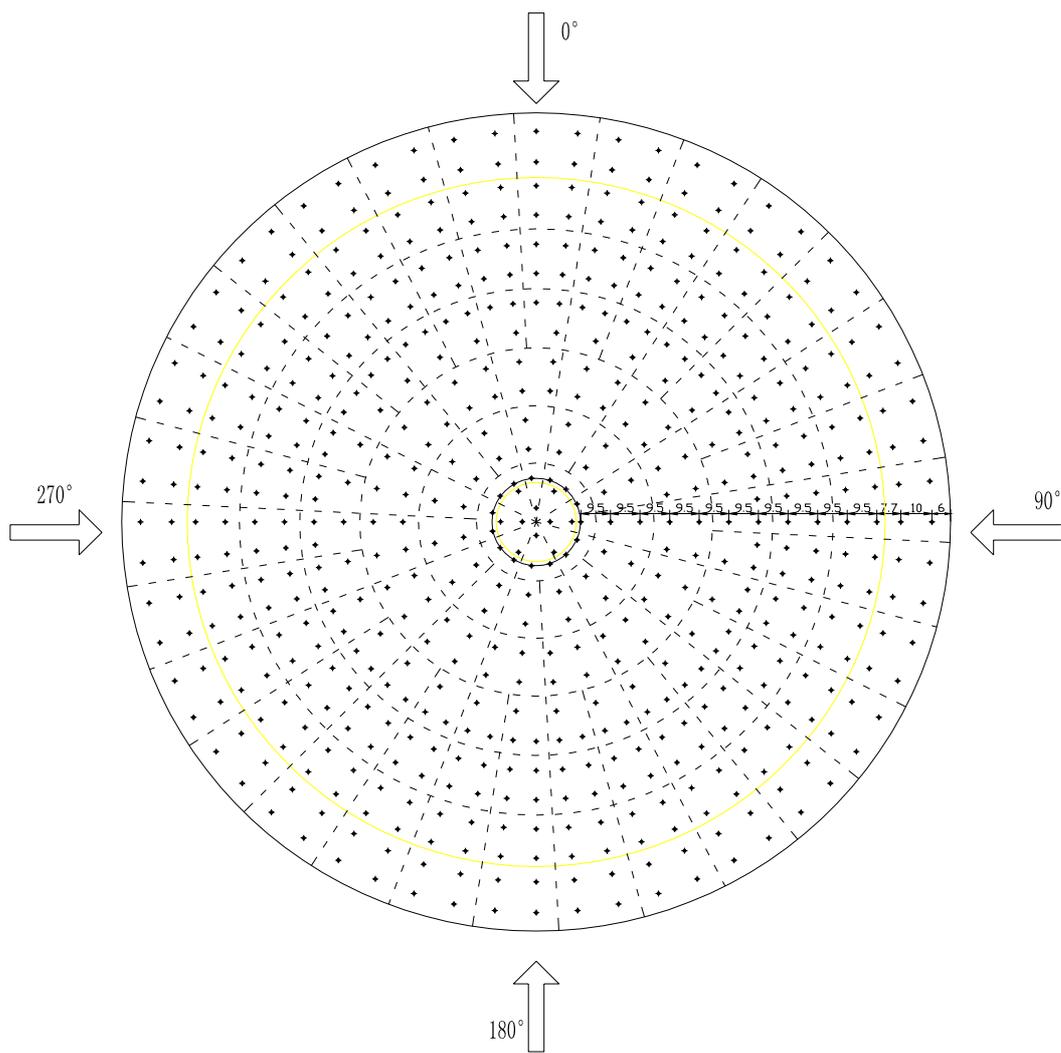


图 3.1.15 利用气动总管合并后屋面测点布置图  
(图中尺寸为投影尺寸,单位为 m)

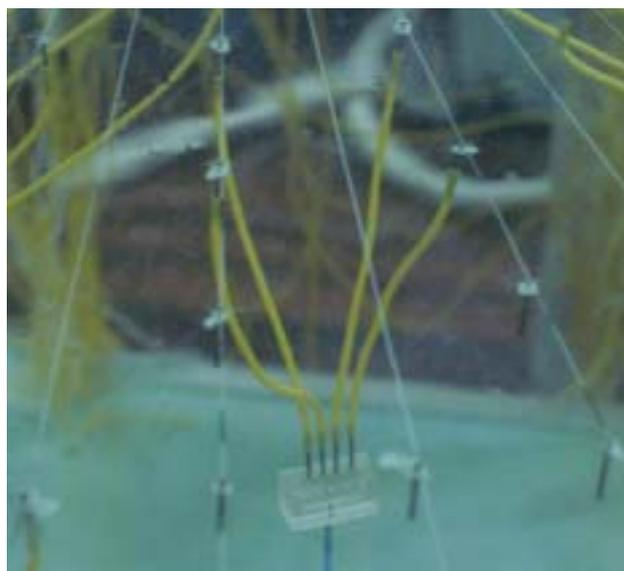


图 3.1.16 模型表面测点与气动总管的连接

### 3.2.1 人工神经网络的特点及 BP 神经网络的基本原理

神经网络方法自问世以来，已被广泛应用于许多领域。近年来神经网络方法在土木工程领域已显示了很大的应用价值，被认为是一个很有发展前途的研究方向（Flood, 1994）<sup>[15]</sup>。人工神经网络是由大量简单的处理单元，以某种拓扑结构广泛地相互连接而构成的复杂非线性动力学系统（董聪, 1995）<sup>[113]</sup>。它不仅能对信息进行分布并行处理，具有很强的容错性和学习联想能力，而且具有一般非线性系统的共性。神经网络这些特点非常适合解决常规方法所无法解决的抗风研究中的一些难点，如气动弹性效应，气动力的非线性，结构的非线性响应，结构参数的漂移，以及结构动力学模型的不确定性等。近年来不乏神经网络方法在风工程领域成功运用的例子。文献[124]（黄鹏, 2001）利用神经网络研究了建筑物间的风致干扰效应。傅继阳（2002）用神经网络方法预测了大跨屋盖上的平均风压特性<sup>[117]</sup>。但目前没有文献运用神经网络方法预测大跨屋盖上的脉动风压特性。

对大跨度屋盖结构的刚体模型进行测压风洞试验时，屋盖表面一般布置 800 ~ 1000 个测点，有时测点甚至更多，而大多数研究机构很少有能同步测量如此大数量测点的电子扫描阀设备。本节将神经网络方法与风洞试验的测试技术结合起来——根据风洞测压实验提供的有限数据，用神经网络方法预测大跨度屋盖表面上未知点的风压特性，以获得满足大跨度屋盖上的风荷载及风振响应所分析需要的数据。

本文采用目前应用最广泛的 BP 神经网络。BP 网络无需建立数学模型就能直接实现系统输入与输出参数之间的复杂非线性映射。图 3.2.1 为 BP 网络的拓扑结构。BP 网络由三个层次的神经单元组成：输入层、隐含层和输出层。

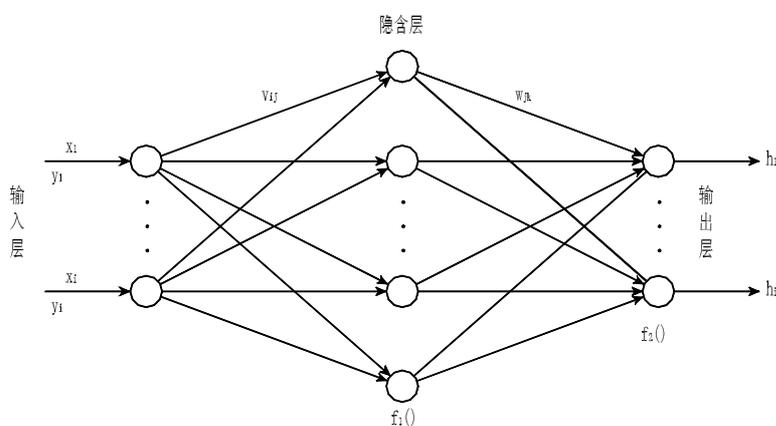


图 3.2.1 BP 神经网络拓扑图

BP 网络的信息传递关系为：

$$y_k = f_2 \left( \sum_{j=1}^{N_2} w_{kj} * f_1 \left( \sum_{i=1}^{N_1} v_{ji} x_i + b_j \right) + b_k \right) \quad (3.2.1)$$

式中：\$x\_i\$ 和 \$y\_k\$ 为输入值和输出值；\$v\_{ij}\$ 和 \$w\_{jk}\$ 为输入层到隐层、隐层到输出层的连接权；\$b\_j\$ 和 \$b\_k\$

为隐层和输出层各单元的偏置值（阈值）；\$f\_1()\$ 和 \$f\_2()\$ 为隐层和输出层各单元的转换函数。本文

采用  $f(s) = 1/(1 + e^{-s})$  作为转换函数。

$$\text{误差函数定义为：} E = \sum_{k=1}^{N_3} (y_k - o_k)^2 \quad (3.2.2)$$

其中  $o_k$  为输出单元的目标值。训练神经网络的目标是使网络实际输出与目标输出尽量一致。BP 网络应用最速下降法，使权值沿着误差函数的负梯度方向改变。权值改变由下式确定（批处理方式）：

$$\text{输出层：} \quad w_{jk}(n+1) = w_{jk}(n) + \sum_{P_1=1}^P \delta_{jk}^{P_1} h_j^{P_1} \quad (3.2.3)$$

$$\delta_{jk}^{P_1} = (o_k^{P_1} - y_k^{P_1}) y_k^{P_1} (1 - y_k^{P_1}) \quad (3.2.4)$$

$$\text{隐层：} \quad v_{ij}(n+1) = v_{ij}(n) + \sum_{P_1=1}^P \delta_{ij}^{P_1} x_i^{P_1} \quad (3.2.5)$$

$$\delta_{ij}^{P_1} = \sum_{k=0}^{N_2} \delta_{jk}^{P_1} w_{jk} h_k^{P_1} (1 - h_k^{P_1}) \quad (3.2.6)$$

式中 P 为输入输出样本数据的总组数，n 为训练次数。

采用以上标准 BP 算法训练网络有收敛速度慢，容易陷入局部极小的问题，因而近年来发展了一些 BP 算法的改进算法（张立明, 1993）<sup>[152]</sup>：

$$\Delta \mathbf{w}(n) = \eta(n) \mathbf{d}(n) + \alpha \Delta \mathbf{w}(n-1) \quad (3.2.7)$$

式中  $\mathbf{d}(n)$  误差 E 的负梯度方向； $\eta(n)$  为学习率，当误差 E 朝小的方向变化时， $\eta(n)$  变大，否则减小； $\alpha$  为动量因子，以记忆上一时刻权的修改方向。通过学习率变化和引入动量因子，可加速收敛和防止振荡。

### 3.2.2 屋盖表面平均风压系数的预测

将以上介绍的 BP 神经网络方法用于杭州六堡试验大厅主屋盖表面风压的预测。本文仅介绍部分主要预测结果。风洞试验在同济大学土木工程防灾国家实验室风洞试验室的 TJ-3 大气边界层风洞中进行。大气边界层流场模拟为 B 类地貌风场，模型的几何缩尺比为 1/100。风洞试验的概况及数据处理的方法见 3.1 小节。

各个测点的风压特性非常复杂，而 BP 神经网络具有映射复杂非线性关系的功能，这种映射结果的精度一般可由足够的训练样本（由实验数据得到）来保证。平均风压系数反映了屋盖表面静风压的大小。此处的神经网络方法采用具有一个隐层的三层网络结构。输入层有两个输入单元，分别是大跨度屋盖上某点的横坐标 x、纵坐标 y，隐层有 20 个单元。输出层仅一个单元，即该点的平均风压系数。试验大厅在南北方向长达 158 米，沿西侧屋盖方向建筑外形的变化不大。试验数据表明在屋盖前缘的风压明显比后端大，并且前缘各点风压也比后缘各点风压的变化大。因此，

为了给神经网络提供有效的输入数据,用于训练数据的测点取屋盖前缘测点适当多一些,而后缘相对少一些。神经网络预测结果与实测值的比较结果也说明按此原则选择训练数据的测点是合适的。接受训练数据的测点与未接受训练数据的测点的位置见图 3.2.2。图中给出了接受训练数据的测点(记为“ $\bullet$ ”)和未接受训练但用于预测数据的测点(记为“ $\circ$ ”)。同时图中还给出了部分测点的实测值与神经网络预测值的比较,结果表明两者的误差很小(本节只给出了部分预测点,对以后的图不再进行说明)。

根据神经网络预测的结果和实测值,分别绘制了试验大厅西侧主跨屋盖表面的平均风压系数分布图(图 3.2.3),经过比较可以发现它们反映的平均风压系数分布规律是一致的。

### 3.2.3 屋盖表面脉动风压功率谱的预测

此处的 BP 神经网络采用具有两个隐层的四层网络结构。输入层有三个输入单元,分别是大跨度屋盖上某点的横坐标  $x$ 、纵坐标  $y$  及频率  $f$ 。两个隐层分别有 6、30 个单元。输出层仅一个单元,即相应测点位置在频率  $f$  上的功率谱值。

接受训练数据的测点与未接受训练数据的测点的位置见图 3.2.4。图中给出了接受训练数据的测点(记为“ $\bullet$ ”)和未接受训练但用于预测数据的测点(记为“ $\circ$ ”)。

脉动风压功率谱由实验采集的风压时间序列经 FFT 变换得到。采集的数据中含有噪音成分,因此最初的功率谱不适合直接用来作为神经网络的输入数据,故将脉动风压功率谱进行了曲线拟合。实测的功率谱密度在低频部分都有一个明显的峰值,然后谱值随频率升高反而衰减,因此可参照日本建筑规范(AIJ Recommendations, 1993)<sup>[2]</sup>用式(3.2.8)进行拟合:

$$\frac{fS_{M_x}(f)}{\sigma_{M_x}^2} = \frac{4K_j(1+0.6\beta_j)\beta_j}{\pi} \times \frac{(f/f_{sj})^2}{[1-(f/f_{sj})^2]^2 + 4\beta_j^2(f/f_{sj})^2} \quad (3.2.8)$$

在拟合功率谱时,重点控制功率谱均方根、峰值点的频率及其谱值大小的误差,因为屋盖风压这个复杂随机场的特征主要由这些参数来表征。

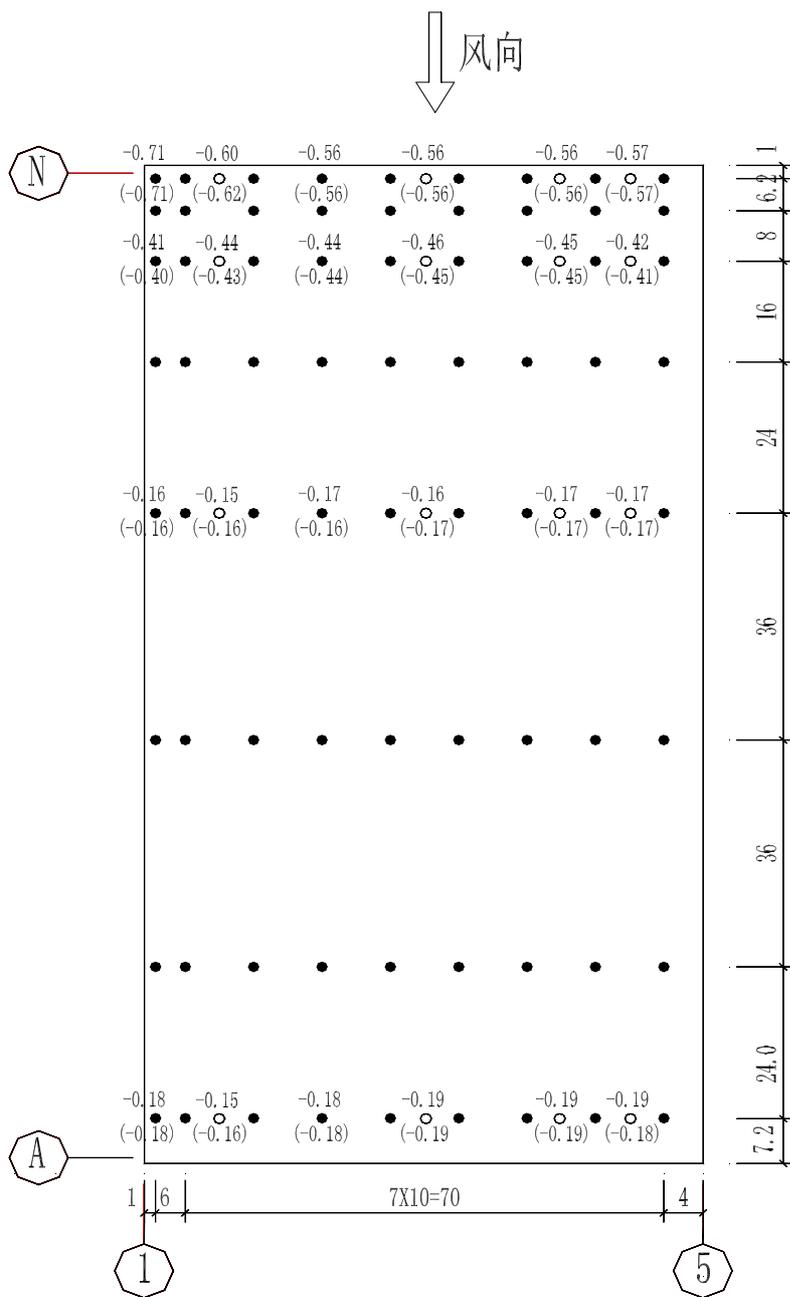
自功率谱由实验采集的风压时间序列经 FFT 变换得到,自功率谱数据在输入神经网络之前按式(3.2.8)进行了拟合。考虑风致响应计算时感兴趣的频率范围,频率  $f$  取 0~50Hz,共有 1088 个输入样本。

本小节功率谱曲线横坐标为折减频率,按下式计算

$$f^* = \frac{fH}{U} \quad (3.2.9)$$

式中  $f$  为频率,  $H$  为屋盖模型顶部高度,  $U$  为屋顶模型高度处的风速。对于杭州六堡试验大厅主屋盖,  $H$  为 0.23 米,  $U$  为 11.1 米/秒。

图 3.2.5 为神经网络输出的自功率谱与训练数据的比较,图 3.2.6 为神经网络输出值与未接受训练数据的比较,图中还给出了脉动风压均方根拟合的误差。由图可见神经网络预测的自功率谱能较好地模拟实测自功率谱的形状和峰值,并且均方根的误差基本上都在 5%之内。这说明预测的结果能直接用于结构风振响应计算。



- 接受训练的点
- 未接受训练的点 标注单位：米
  - xxx 实测的风压系数
  - ( xxx ) 神经网络预测的风压系数

图 3.2.2 主要测点试验平均风压系数及预测值

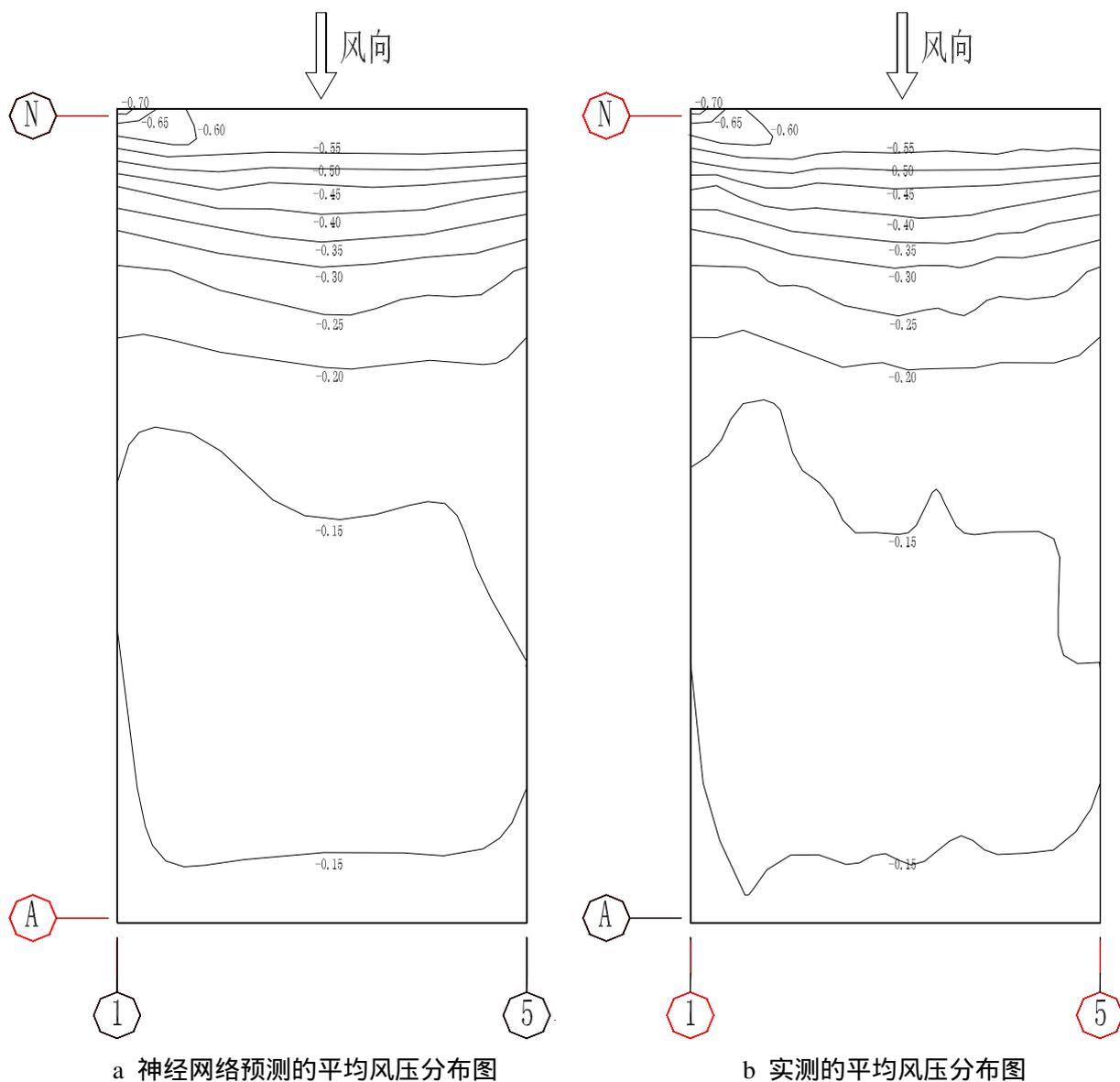
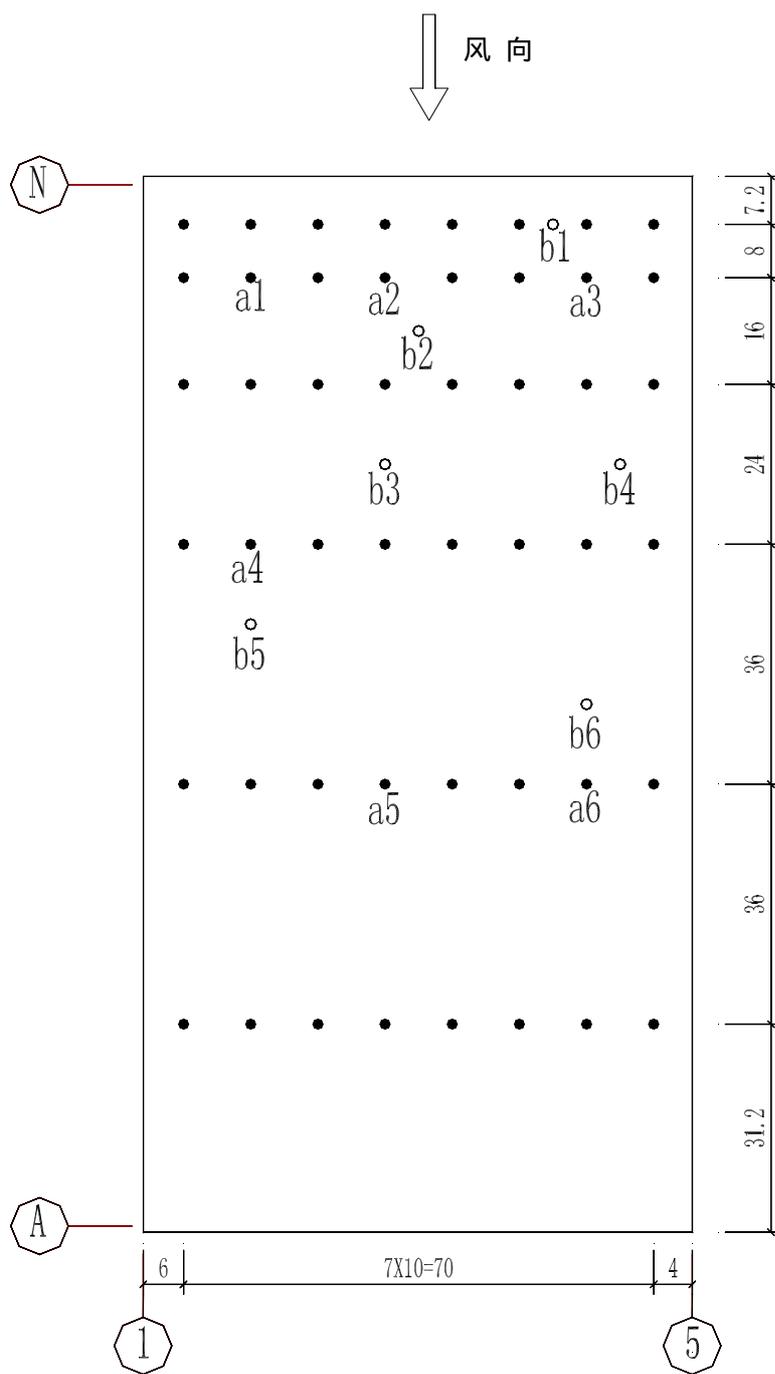


图 3.2.3 神经网络预测及实测的平均风压系数分布图

由于互功率谱是一个复数序列，在此取复数的模作为每个频率点的数值。采用与自功率谱相同的方法，神经网络同样用来预测屋盖表面风压的互功率谱。图 3.2.7 为神经网络输出的互功率谱与训练数据的比较，图 3.2.8 为神经网络输出值与未接受训练数据的比较，图中还给出了互功率谱在频谱上积分后的数值（也用  $\sigma$  表示）误差。由图可见神经网络预测的互功率谱能较好地模拟实测互功率谱的形状和峰值，并且  $\sigma$  的误差基本上都在 5% 之内。

### 3.2.4 获得大跨度屋盖表面风荷载的流程图

如前文所言，对于大跨度屋盖结构，如何有效地测量屋盖表面风压特别是风压间的相关性能



- 接受训练的点
- 未接受训练的点 单位：米

图 3.2.4 用于风压谱预测的测点位置

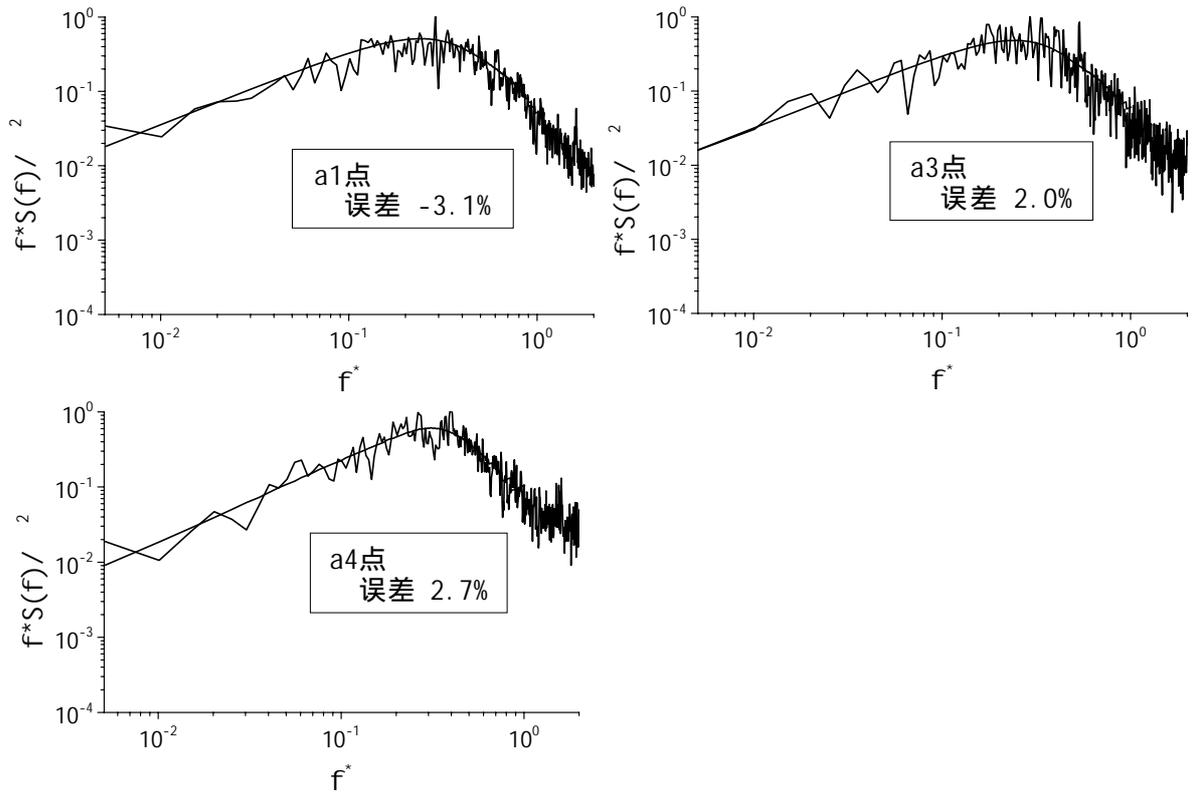


图 3.2.5 神经网络预测值与接受训练数据的比较 (自谱)

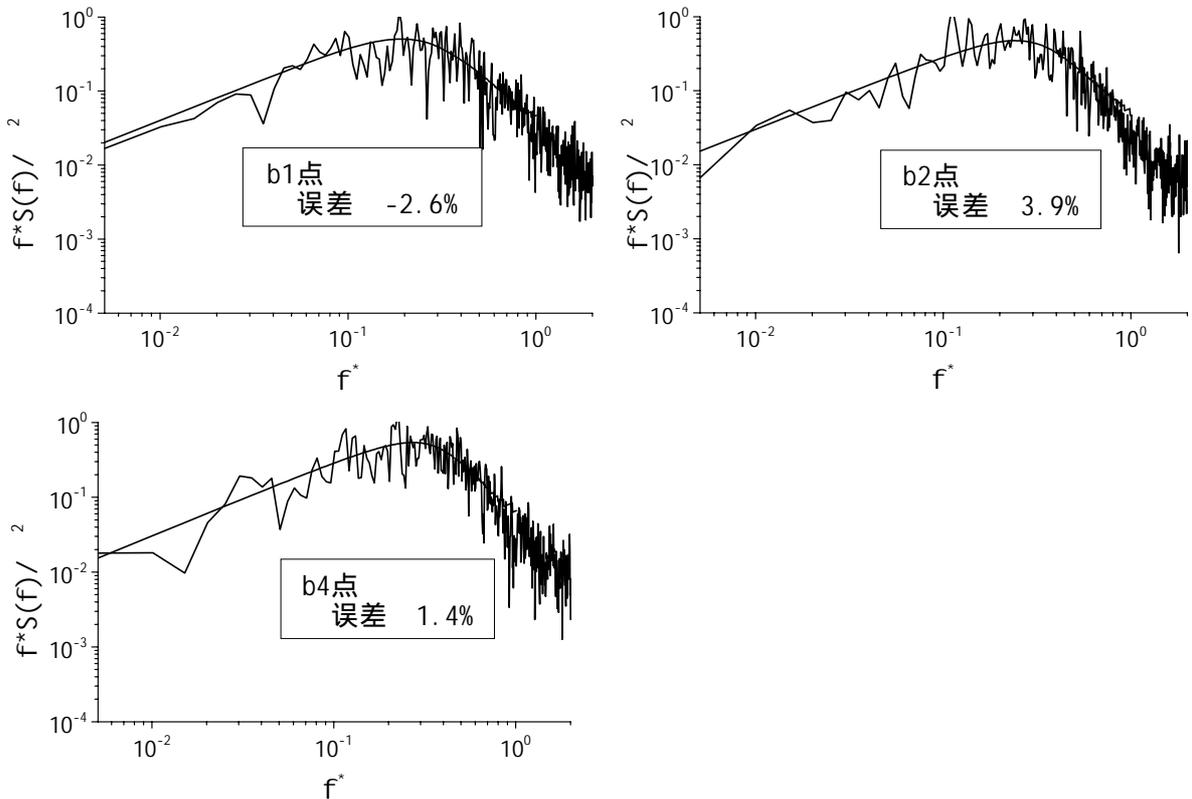


图 3.2.6 神经网络预测值与未接受训练数据的比较 (自谱)

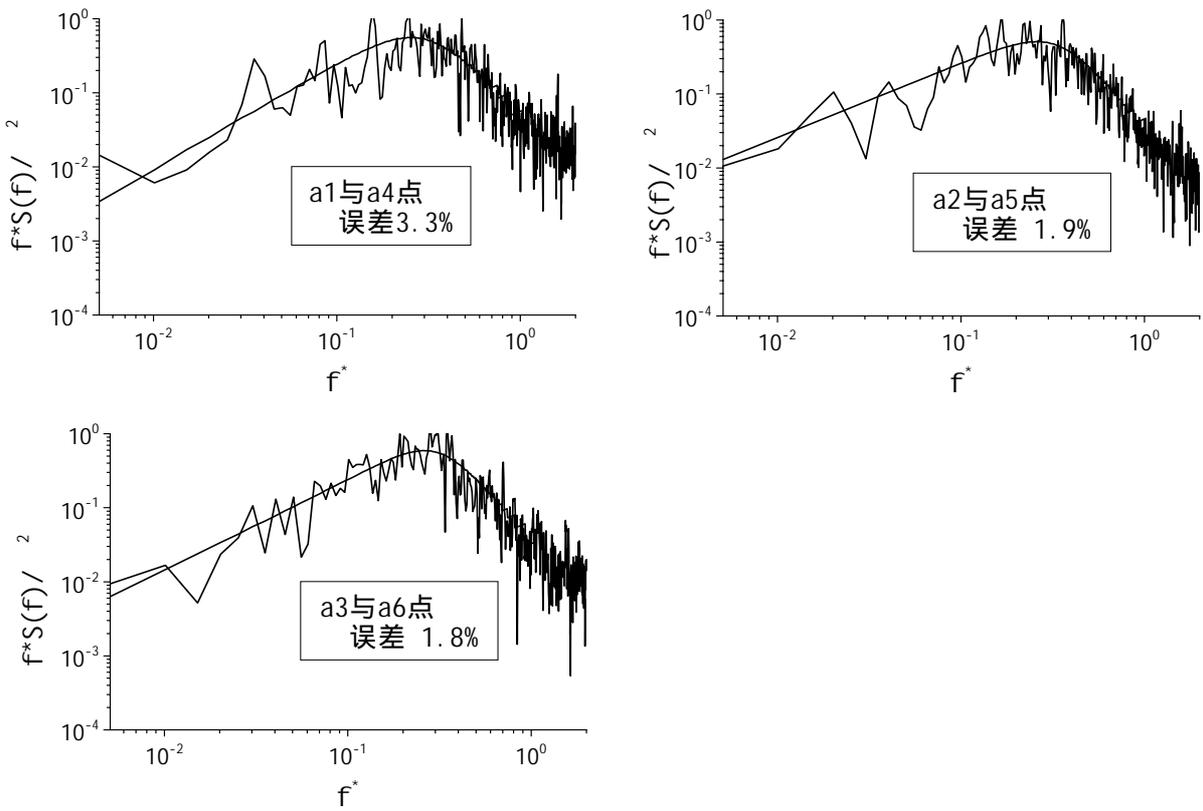


图 3.2.7 神经网络预测值与接受训练数据的比较（互谱）

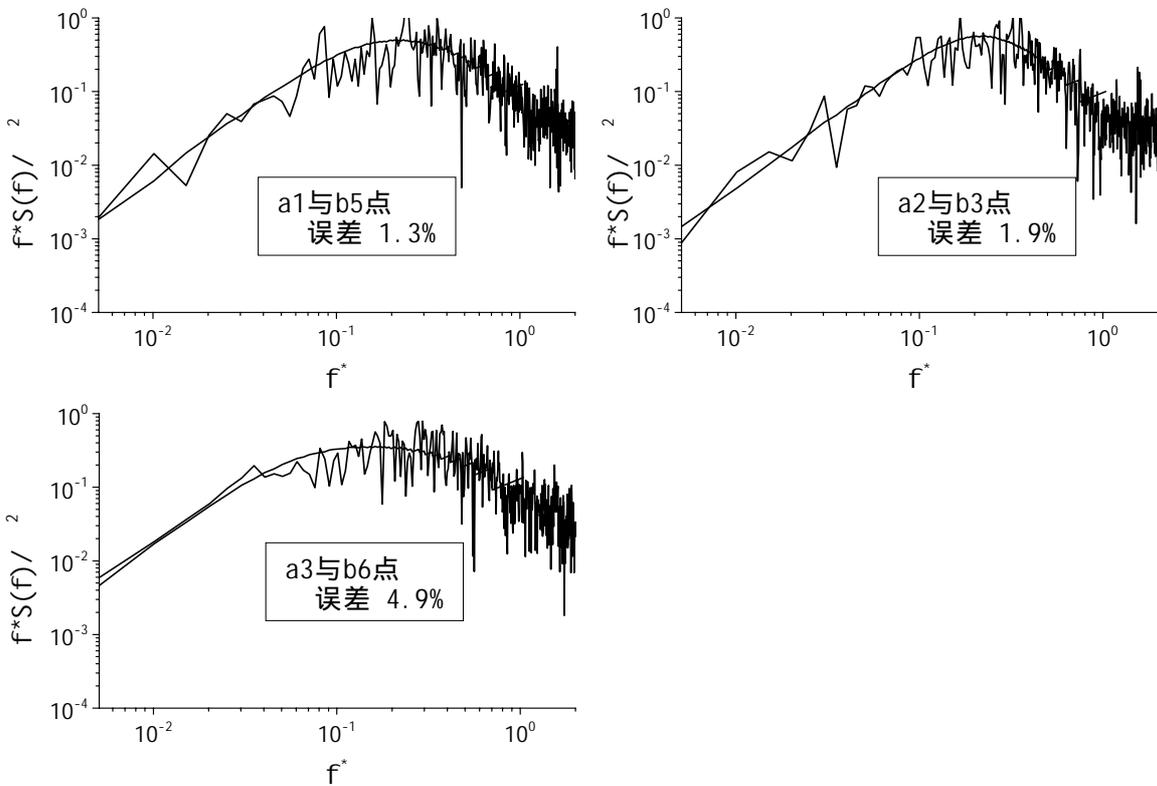


图 3.2.8 神经网络预测值与未接受训练数据的比较（互谱）

对于计算大跨度屋盖结构的风致振动响应是一个关键性的问题。本文提出的解决办法是：利用已有的屋盖表面测点的试验结果，采用神经网络方法预测未知测点的风压特性，运用多通道测压系统以弥补硬件测点数目不足的缺陷，神经网络方法与多通道测压方法相结合来改善数据处理和实验技术方法，以求更完整地获得大跨度屋盖结构风荷载的空间相关性能。获得大跨度屋盖表面风荷载的流程图见图 3.2.9。

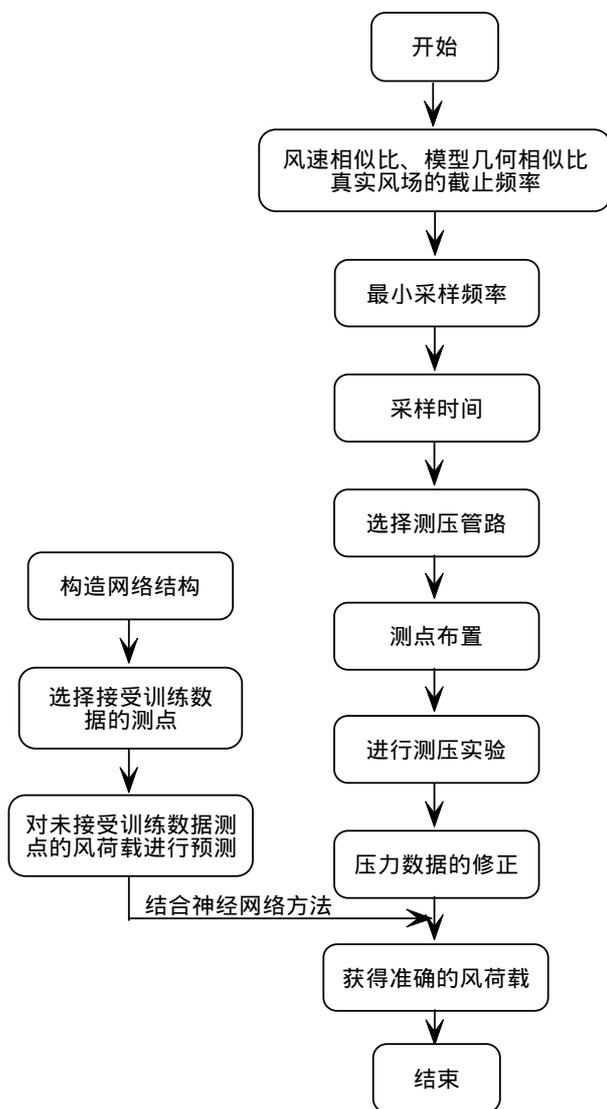


图 3.2.9 获得大跨度屋盖表面风荷载的流程图

### 3.3 大跨度屋盖结构的平均风荷载特征

本节分析三个不同大跨度屋盖（工程 ~ 工程）表面的平均风荷载特征。首先考察屋面外轮廓形状对平均风压分布的影响，得出了一些共性的规律。接着分析了平均风压系数随风向角变

化以及沿直线方向变化的规律，以便从整体和局部更完整地理解大跨度屋盖表面平均风荷载的特点。

### 3.3.1 屋面外轮廓形状对平均风压分布的影响

随着建筑设计水平的发展，大跨度屋盖结构的屋面形状越来越体现出个性化的特点，而屋面外轮廓形状对其风压分布影响很大。由于方形平屋面是屋盖结构最简单的形式，所以研究其风压分布的特点可以作为一般大跨度屋盖结构的参考。当来流垂直于平屋面外边缘时，来流在平屋盖的前缘发生分离，形成一个明显的线形柱状涡（Kawai, 1996; Lin, 1995）<sup>[42,55]</sup>（如图 3.3.1a）。由于旋涡中有很大的逆压梯度，导致在气流分离处产生极大的负压区。文献[42]（Kawai, 1996）对来流与平屋面外边缘倾斜时的风压分布做了细致地研究，认为此时控制屋面风压的是来流遇到屋面拐角时形成的一对锥形涡（见图 3.3.1b）。在很多情况下屋面的外边缘为曲线形式，最简单的情况如圆形平屋面。从方形平屋面外边缘形成线形柱状涡推论，来流在圆形平屋面的外边缘发生分离，将会形成一个绕屋面边缘的曲线形柱状涡（见图 3.3.1c），并且当风向角发生变化时，迎风屋面前缘不会出现类似方形平屋面的锥形涡。一般的大跨度屋盖外沿都有较大的挑檐，以满足遮阳挡雨的需要。来流遇到带挑檐屋面时的分离应与没有挑檐的情况类似，如图 3.3.2。以上推论从下面工程 ~ 工程 屋面平均风压系数等压线分布图的分析中可以得到证明。

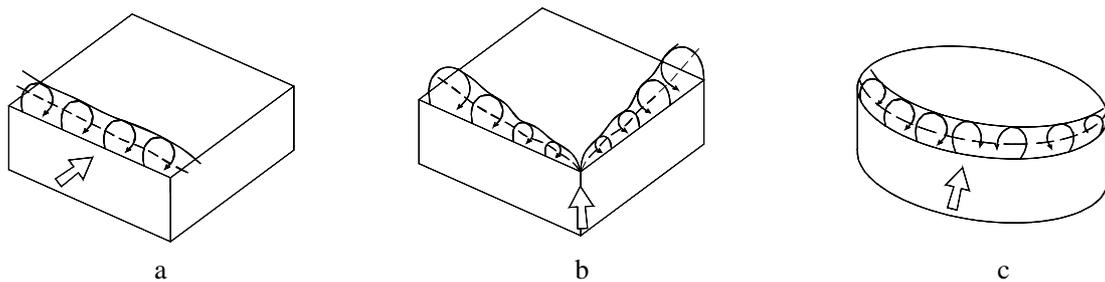


图 3.3.1 来流在迎风屋面前缘的分离（无挑檐）

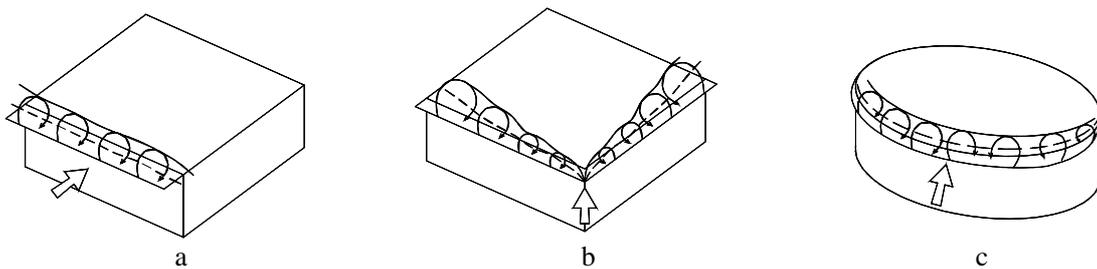


图 3.3.2 来流在迎风屋面前缘的分离（有挑檐）

图 3.3.3 ~ 图 3.3.5 分别为三个工程在典型工 况下的屋面平均风压系数分布图。工程 外柱周边的悬挑屋檐长度达 20 多米，因此在风压系 数分布图上也表现了屋檐的风压系数分布，而 另外两个工程的屋檐悬挑长度小，所以图中只 给出了封闭屋盖上的风压系数分布（工程 只 给出主屋盖的风压系数分布）。

这三个大跨度屋盖的形状各有其特点。工程 屋盖的中部呈圆锥状，墙体外周悬挑部分略为

上翘；工程 屋盖表面比较平坦，没有起伏；工程 的主屋盖呈马鞍状。虽然这些屋盖表面的风压分布十分复杂，但仔细研究可从中发现一些具有共性的规律：

- 1、屋面以负压为主，平均风压系数等压线的分布成阶梯状。当屋盖具有对称的外型时，其平均风压分布基本上也是对称的。
- 2、除了工程 在 315 度风向角外，等值线的形状与屋面轮廓线比较一致，如三个工程的屋面轮廓线分别为圆形、直线及椭圆。所以在平均风压系数分布图中，工程 和工程 的等值线形状表现为圆弧形，而工程 在迎风屋面一端基本上表现为直线。这种规律在屋盖远离来流的一端不如迎风屋面一端明显。这就证实了前文的推测：来流遇到带挑檐屋面时的分离与没有挑檐的情况类似：方形屋面外边缘形成线形柱状涡；而来流在圆弧形平屋面的外边缘发生分离，将会形成一个绕屋面边缘的曲线形柱状涡。
- 3、工程 在 315 度风向角时，屋面平均风压等值线的分布沿着来流方向明显形成两个对称的扇形高负压区。这表明迎风屋面前缘形成了一对锥形涡，这同样与没有挑檐的情况类似。
- 4、迎风屋面边缘附近出现高负压区，而且平均风压系数的变化梯度较大，在其他区域变化相对平缓，这说明来流在迎风屋面前缘严重分离。特别在工程 屋面的角部，因建筑外型发生较大变化，来流的分离也最为严重。所以在结构设计时，要采取必要的构造措施，防止屋盖角部被风荷载掀起而破坏。例外的是，工程 在风向角为 90 度时，由于其马鞍形状，前缘没有强分离，流速在中部最高。因此，最大的负压区域在屋盖中央，并且平均风压系数基本呈对称分布。

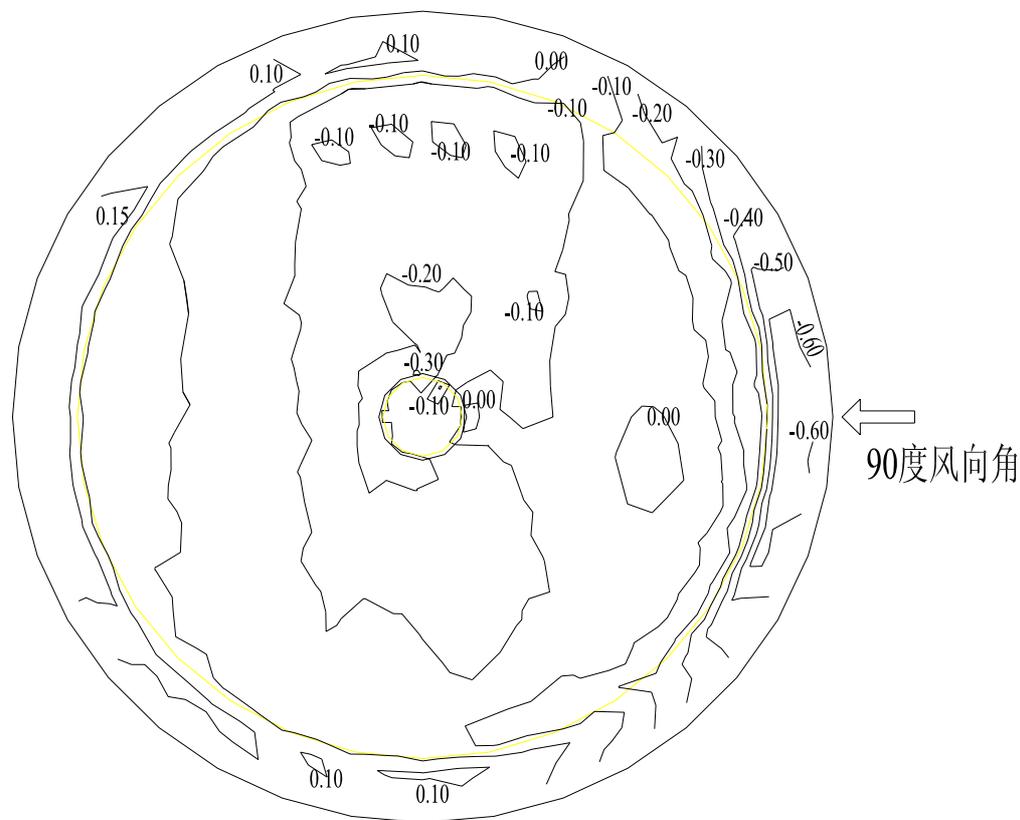


图 3.3.3 工程 屋面平均风压系数分布图（90 度风向角）

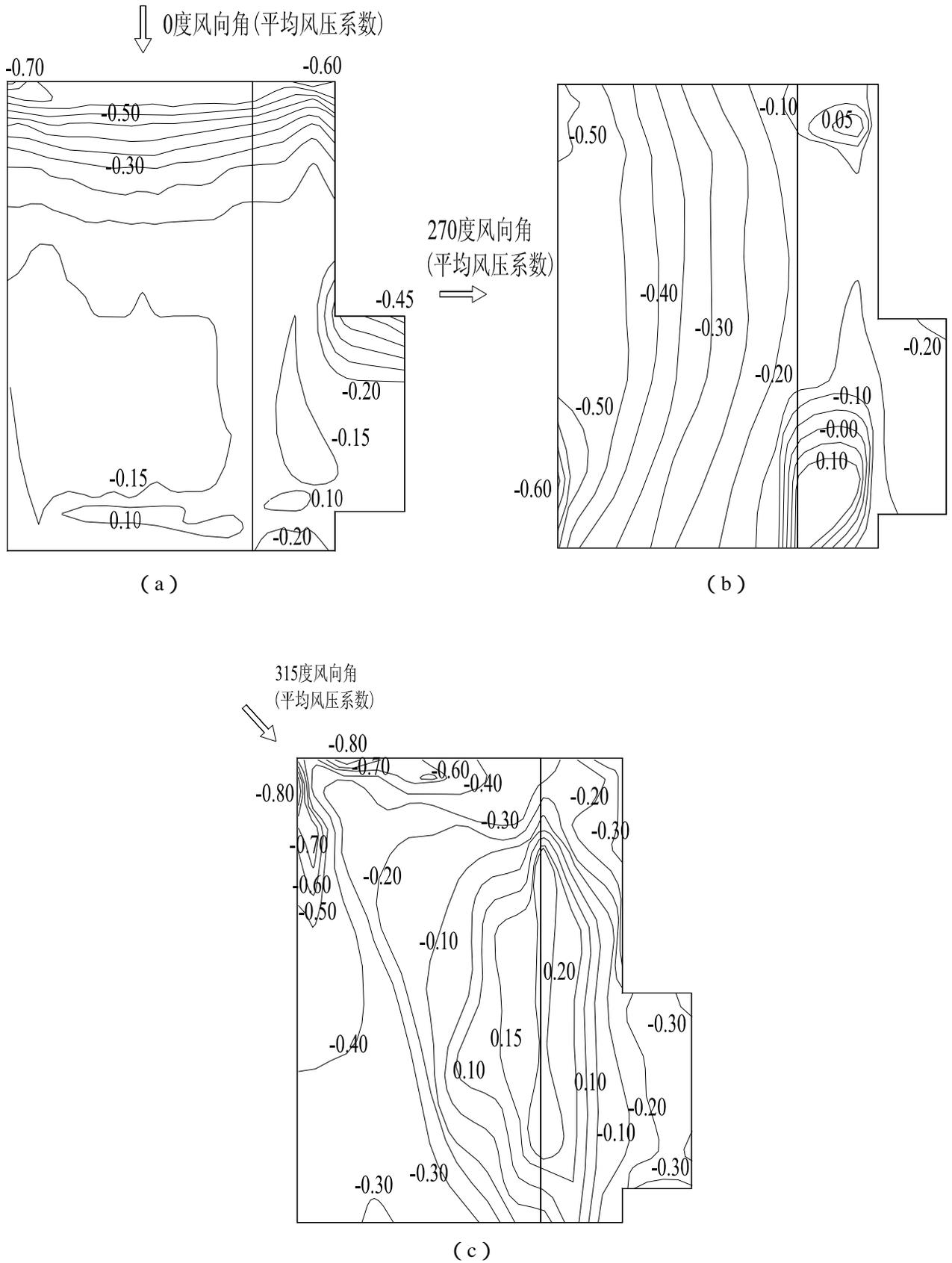


图 3.3.4 工程 屋面平均风压系数分布图

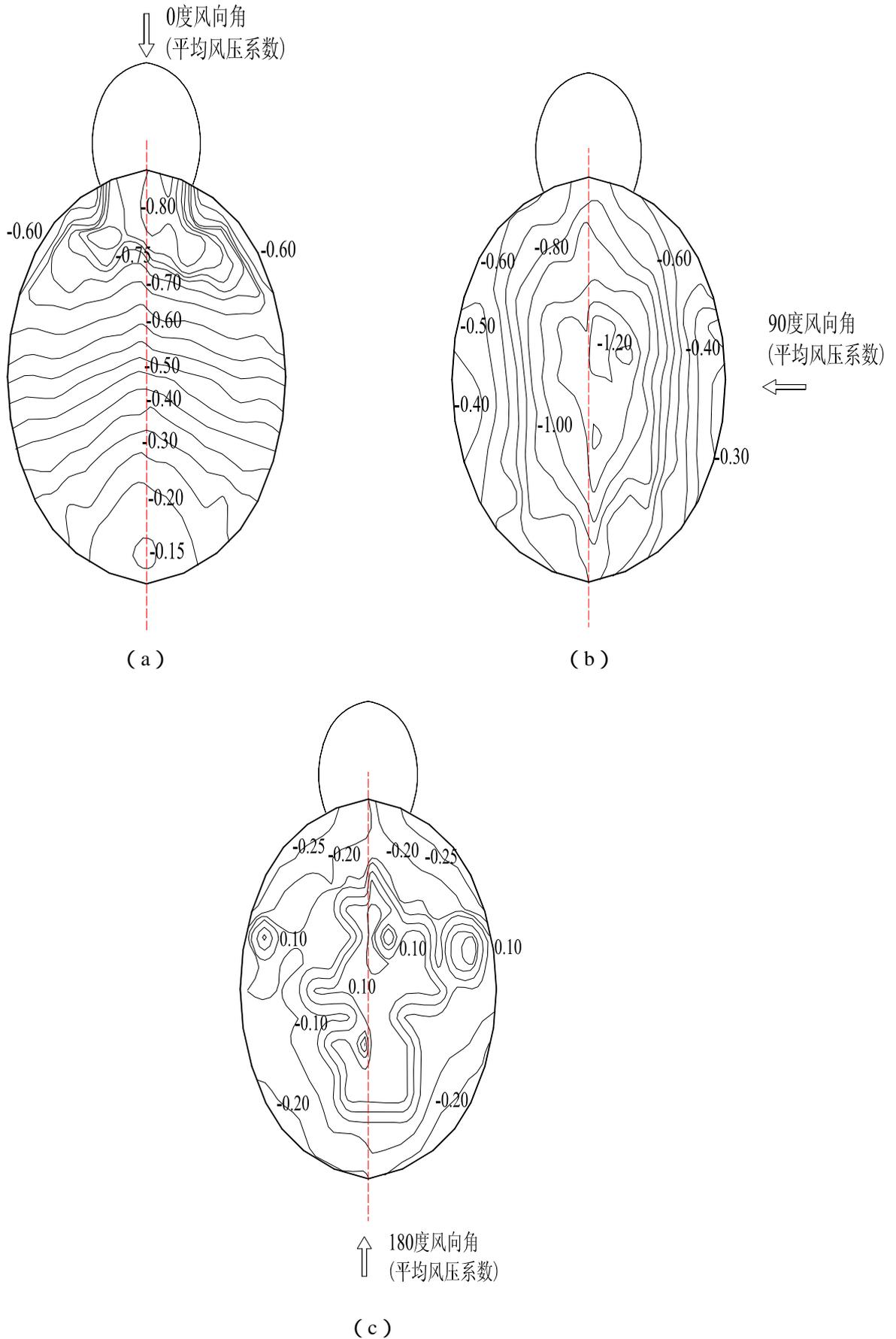


图 3.3.5 工程 屋面平均风压系数分布图

5、大跨度屋盖表面常会发生尾流再附现象。如工程 、 屋盖远离来流一端平均风压系数出现正值,这都是因为尾流发生了再附造成的。而工程 因其独特的马鞍形状表现出不同的特点,如风向角为 0 度时屋盖的前端分离很强,表现出较大的负压,而远离来流一端的屋面虽然没有出现正压区,但负压力已明显减小。

以上的分析表明,大跨度屋盖的平均风压分布具有一些共同的特点,但这些特点并不能一概而论,屋盖的某些独特外形以及周围建筑物的干扰会使其平均风压分布具有个性化特征。

### 3.3.2 典型测点平均风压系数随风向角变化的规律

3.3.1 小节从宏观角度分析了三个工程屋盖平均风压分布的共同特点,接下来从屋盖局部的微观角度,选取了一些具有代表性的测点来分析其平均风压系数随风向角变化的规律(测点位置见图 3.3.6)。

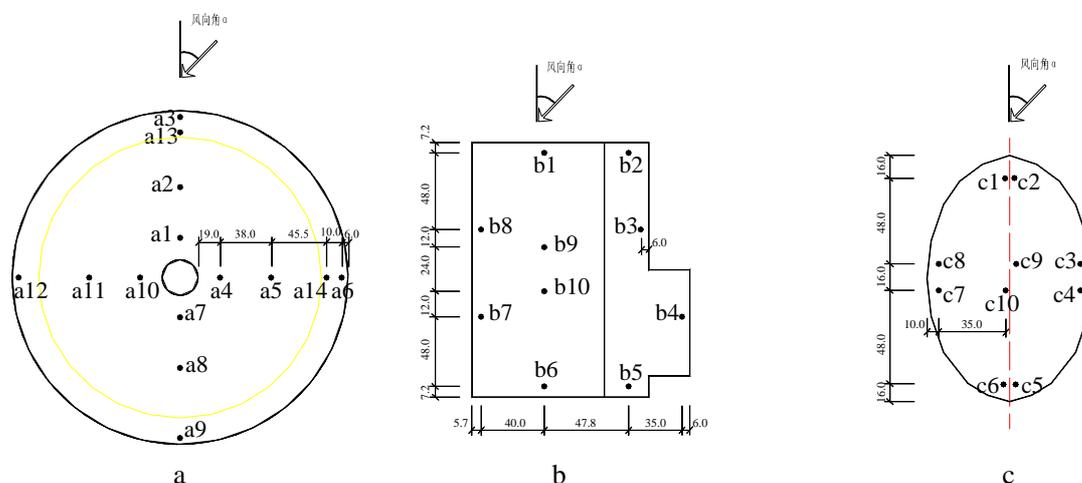


图 3.3.6 典型测点的位置

图 3.3.7 表现了工程 典型测点的平均风压系数随风向角变化的规律:(1) 随着风向角变化,测点平均风压系数呈均匀的周期性变化;(2) 封闭屋盖上的成对测点,如 a1 和 a2,平均风压系数的变化规律基本相同,并且靠近内环的测点其平均风压的绝对值相对较大;(3) 与封闭屋盖上测点对应的悬屋盖上的测点,如 a3,其平均风压系数的变化规律与 a1 及 a2 的变化规律在处于迎风方向时正好相反,即当封闭屋盖上的测点平均风压增大(减小)时,悬挑屋檐上相对应测点的平均风压却减小(增大);而处于背风方向时两者的变化规律却基本相同;(4) 封闭屋盖上的成对测点,当其连线处于顺来流方向时其平均风压系数比较大,如测点 a4 和 a5 在风向角为 90 度、270 度时平均风压系数比其他风向角时大(平均风压的绝对值还是很小的);当其连线处于垂直来流方向时其平均风压系数比较小,如测点 a4 和 a5 在风向角为 0 度、180 度时平均风压系数比其他风向角时小(此时为负压);(5) 悬挑屋盖上测点在处于迎风方向时其平均风压系数出现负的最大值,处于背风方向时其平均风压系数出现正的最大值,而悬挑屋檐的竖向位移正是设计人员比较关心的问题。如测点 a6,在风向角为 90 度时平均风压系数出现负的最大值,在风向角为 180 度时平均风压系数出现正的最大值。

图 3.3.8 表现了工程 典型测点的平均风压系数随风向角变化的规律:(1) 随着风向角变化,

测点从位于建筑物前缘变为建筑物后缘时,平均风压系数一般都经历了一个从极小值到极大值变化的过程;(2)从图中可见,b1~b8点在迎风前缘时平均风压系数出现负的最大值,但最大值并不是在来流与屋面外边缘垂直时发生,而是有一个约45度的偏角;(3)部分测点的平均风压系数出现正值是因为在大跨度屋盖表面发生了尾流再附现象;(4)屋盖中央的测点b9和b10,随着风向角变化其平均风压系数变化没有其他测点明显。

图3.3.9表现了工程典型测点的平均风压系数随风向角变化的规律:(1)随着风向角变化,测点平均风压系数成呈均匀的周期性变化;(2)当风向角为180度时,屋盖短轴方向的测点,如c3、c7~c10测点出现正风压,这是尾流再附现象造成的;此时整个屋盖的平均风压系数绝对值均较小;(3)从图中可见,风向角为0、180度时,测点的平均风压系数处于波峰位置,出现正的最大值;而风向角为90、270度时,测点的平均风压系数处于波谷位置,出现负的最大值,这是由于屋盖独特的马鞍形状造成的。

从以上分析可见,每个屋盖上的测点平均风压系数随风向角的变化有一定的规律,这是由屋盖的外形所决定的;但对于不同屋盖上的测点却很难找到共同的变化规律,这反映出大跨度屋盖结构的个性特点。

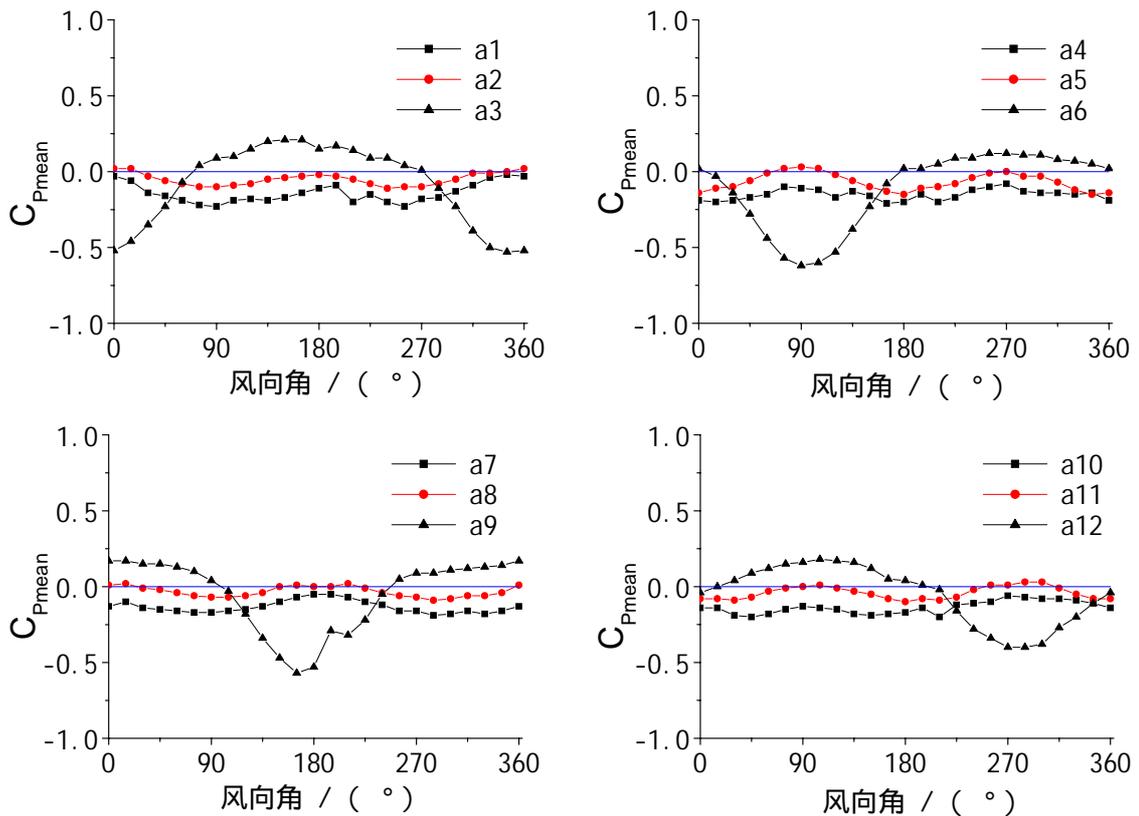


图 3.3.7 工程 测点的  $C_{pmean}$  随风向角变化的曲线

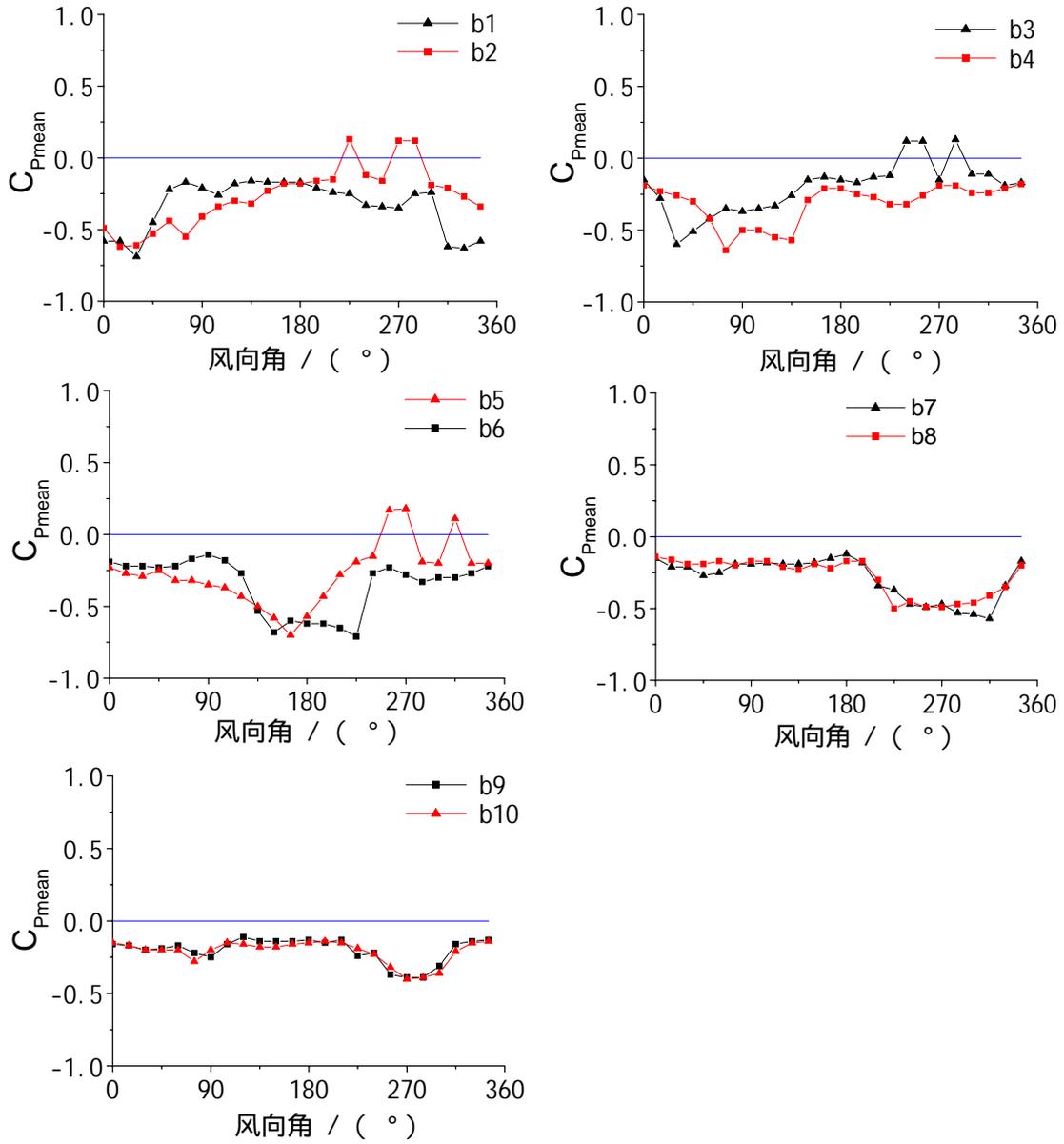


图 3.3.8 工程 测点的  $C_{pmean}$  随风向角变化的曲线

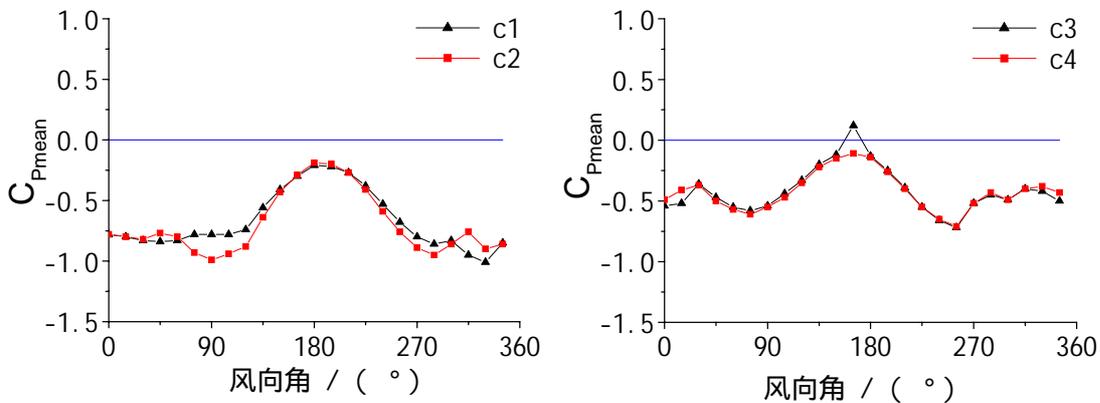


图 3.3.9 工程 测点的  $C_{pmean}$  随风向角变化的曲线

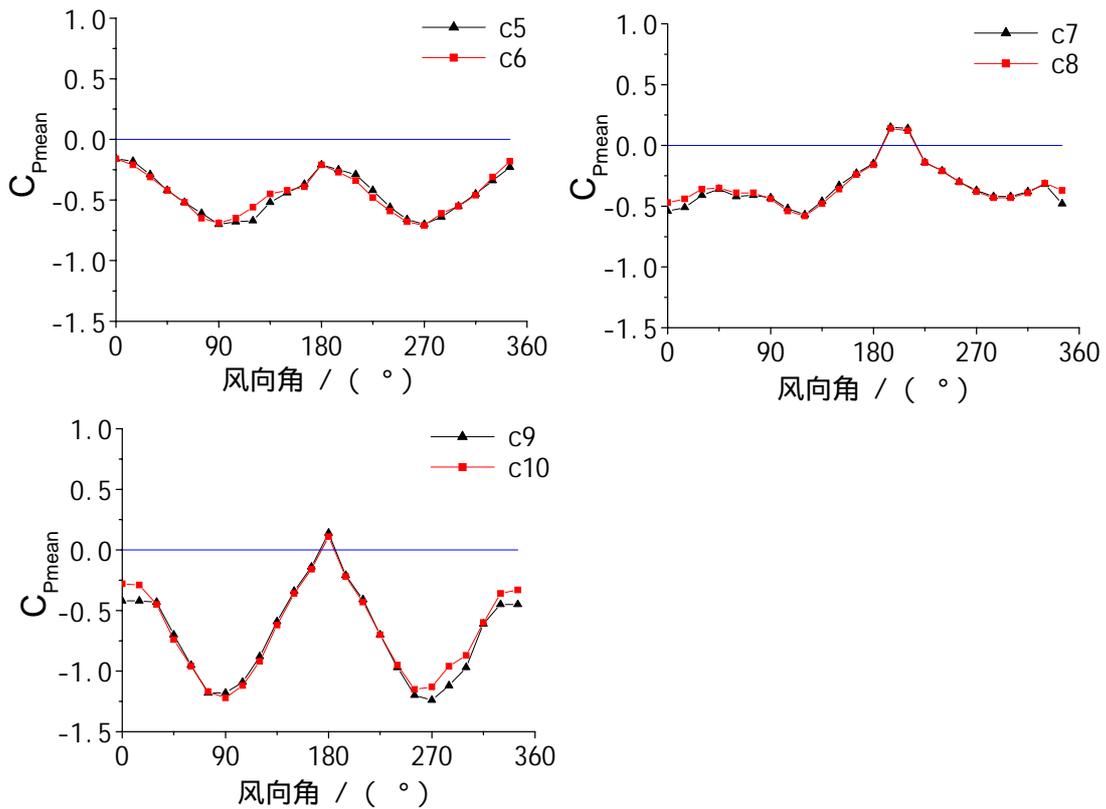


图 3.3.9 (续) 工程 测点的  $C_{Pmean}$  随风向角变化的曲线

### 3.3.3 平均风压系数沿直线方向变化的规律

下面分析平均风压系数沿直线方向变化的规律。这种规律反映了来流经屋盖干扰后风压在顺风向及横风向的分布特点。

图 3.3.10 为工程 沿 a6 至 a12 线、a3 至 a9 线之间的测点在 90 度风向角时平均风压系数的变化规律。从图中可见，顺来流方向的 a6 至 a12 线在迎风屋盖挑檐前缘有很大的负压区，至封闭

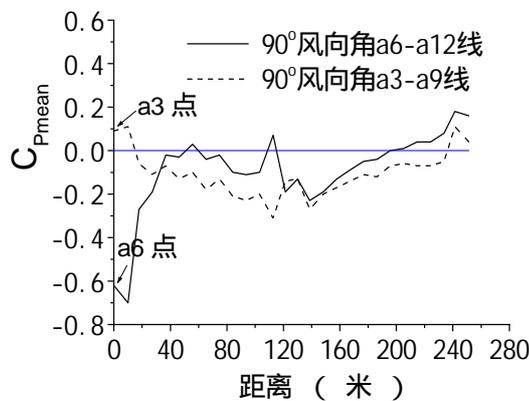


图 3.3.10 工程  $C_{Pmean}$  随距离变化的曲线

屋盖区后发生突变,平均风压系数迅速增大 ( $C_{Pmean}$  在零值附近),并且封闭屋盖的中央区域相对其边缘区域的平均风压系数绝对值要大。还可观察到屋盖后缘的悬挑部分有较大的正风压。在垂直来流方向的 a3 至 a9 线上平均风压基本呈对称分布,屋盖的悬挑部分有较大的正风压,然后风压基本上呈单调减小的趋势,至封闭屋盖中央区域出现较大负压区。

图 3.3.11a 为工程沿 b1 至 b6 线、b2 至 b5 线之间的测点在 0 度风向角时(顺来流方向)平均风压系数的变化规律。从图中可见,来流在迎风屋盖前缘分离形成很大的负压区,然后平均风压系数曲线单调上升,在屋盖的中央区域平均风压系数变化不大,至屋盖后缘因尾流再附而出现正风压。图 3.3.11b 为工程沿 b7 至 b4 线、b8 至 b3 线之间均匀分布的测点在 0 度风向角时(垂直来流方向)平均风压系数的变化规律。从图中可知,由于屋盖外形平坦,平均风压系数的变化较小。

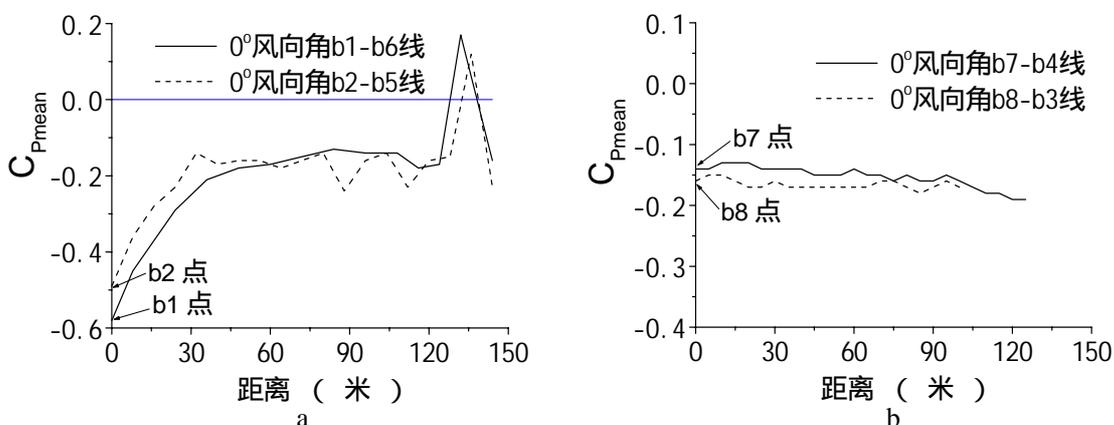


图 3.3.11 工程  $C_{Pmean}$  随距离变化的曲线

图 3.3.12a 为工程沿 c1 至 c6 线(顺来流方向) c8 至 c3 线(垂直来流方向)之间的测点在 0 度风向角时平均风压系数的变化规律。从 c1 至 c6 线的变化曲线可见,来流在迎风屋盖前缘分离形成很大的负压区,然后平均风压系数曲线单调上升。而 c8 至 c3 线的变化曲线呈对称变化,在屋盖中央部分平均风压系数的绝对值相对较小。因没有发生尾流再附,整个屋盖上都是负压。

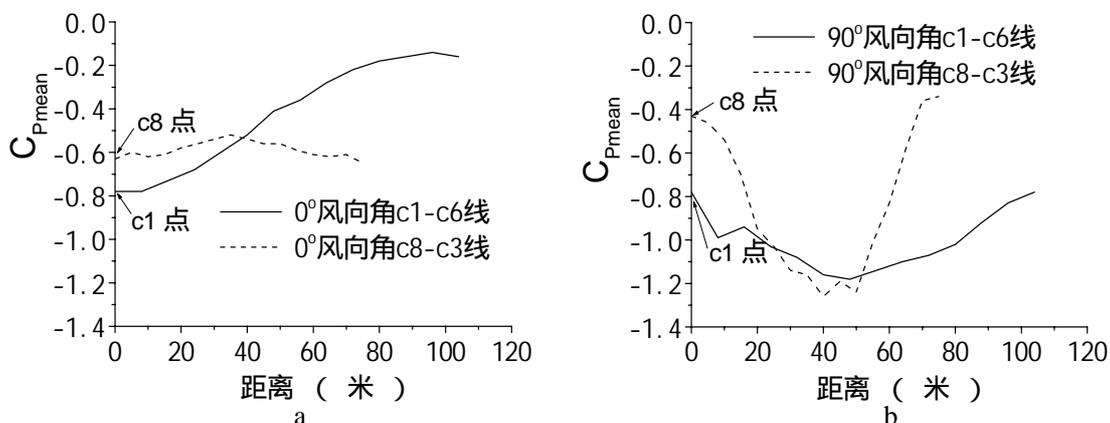


图 3.3.12 工程  $C_{Pmean}$  随距离变化的曲线

图 3.3.12b 为工程 沿 c1 至 c6 线(垂直来流方向)、c8 至 c3 线(顺来流方向)之间均匀分布的测点在 90 度风向角时平均风压系数的变化规律。两条曲线的变化规律基本相同,都呈对称变化,且在屋盖中央部分出现负的最大值。由于屋盖呈马鞍形状,来流的流速在中部最高,因此,平均风压系数最大的负压区域在屋盖中央。c8 至 c3 线因为是顺来流方向,其风压系数的变化梯度比 c1 至 c6 线要大很多。

### 3.3.4 风速对平均风压系数的影响

本文在工程 的风洞试验中初步考察了风速对屋面平均风压系数的影响(见表 3.3.1,风向角 270°),测点位置及编号见图 3.3.6。从表 3.3.1 可以看出,随着风速变化,平均风压系数基本不变。

表 3.3.1 风速对屋面平均风压系数的影响

风速	b1 点	b4 点	b6 点	b8 点	b10 点
7m/s	-0.27	-0.09	-0.31	-0.48	-0.19
11m/s	-0.28	-0.11	-0.33	-0.49	-0.19
15m/s	-0.28	-0.11	-0.34	-0.49	-0.19

## 3.4 大跨度屋盖结构的脉动风荷载特征

本节分析三个不同大跨度屋盖表面(工程 ~ 工程 )的脉动风荷载特征。首先考察了屋面外轮廓形状对脉动风压分布的影响,得出了一些共性的规律。接着分析了脉动风压系数随风向角变化以及沿直线方向变化的规律,并比较了脉动风压分布与平均风压分布的不同之处。文中还分析了风压自功率谱及互功率谱的特点。

### 3.4.1 屋面外轮廓形状对脉动风压分布的影响

图 3.4.1 ~ 图 3.4.3 分别为工程 ~ 工程 在典型工况下的屋面脉动风压系数分布图。本文总结了如下脉动风压分布的特点:

- 1、当屋盖具有对称的外型时,其脉动风压分布基本上也是对称的,但对称性不如平均风压分布明显,甚至在某些情况下失去了对称性。如工程 在 90 度风向角时,脉动风压的最大区域偏向背风屋盖的一侧。
- 2、除了工程 在 315 度风向角外,等值线的形状与屋面轮廓线比较一致,但不如平均风压那样明显。与平均风压分布不同的是,工程 当风向角为 0 度时,即使迎风屋面一端的等值线的形状也呈圆弧状。
- 3、工程 在 315 度风向角时,屋面脉动风压等值线的分布沿着来流方向明显形成两个对称的扇形高负压区。这表明迎风屋面前缘形成了一对锥形涡。

- 4、脉动风压较大的区域一般都是平均风压较大的区域。
- 5、迎风屋面边缘脉动风压系数的变化梯度较大，而其他区域脉动风压系数的变化相对平缓。特别在工程 屋面的角部脉动风压系数很大。唯一例外的是，工程 当风向角为 90 度时，由于其马鞍形状，前缘没有强分离，脉动风压的最大区域在屋盖中部及背风的屋盖一侧。

以上的分析表明，大跨度屋盖的脉动风压分布具有与平均风压分布相类似的特点，但其分布特性比平均风压系数更复杂。来流中的紊流成分是造成这种现象的主要原因。来流在屋盖上的分离与再附现象决定了屋盖上平均及脉动风压分布的特点，而来流的分离与再附又随着大跨度屋盖外形的不同呈现出个性化的特征，但同时又使不同的大跨度屋盖具有一些同性的规律。

### 3.4.2 典型测点脉动风压系数随风向角变化的规律

3.4.1 小节从宏观角度分析了三个工程屋盖脉动风压分布具有共性的一些特点，接下来类似平均风压分布的分析，从屋盖局部的微观角度，选取了具有代表性的一些测点分析其脉动风压系数随风向角变化的规律（测点位置见图 3.3.6）。

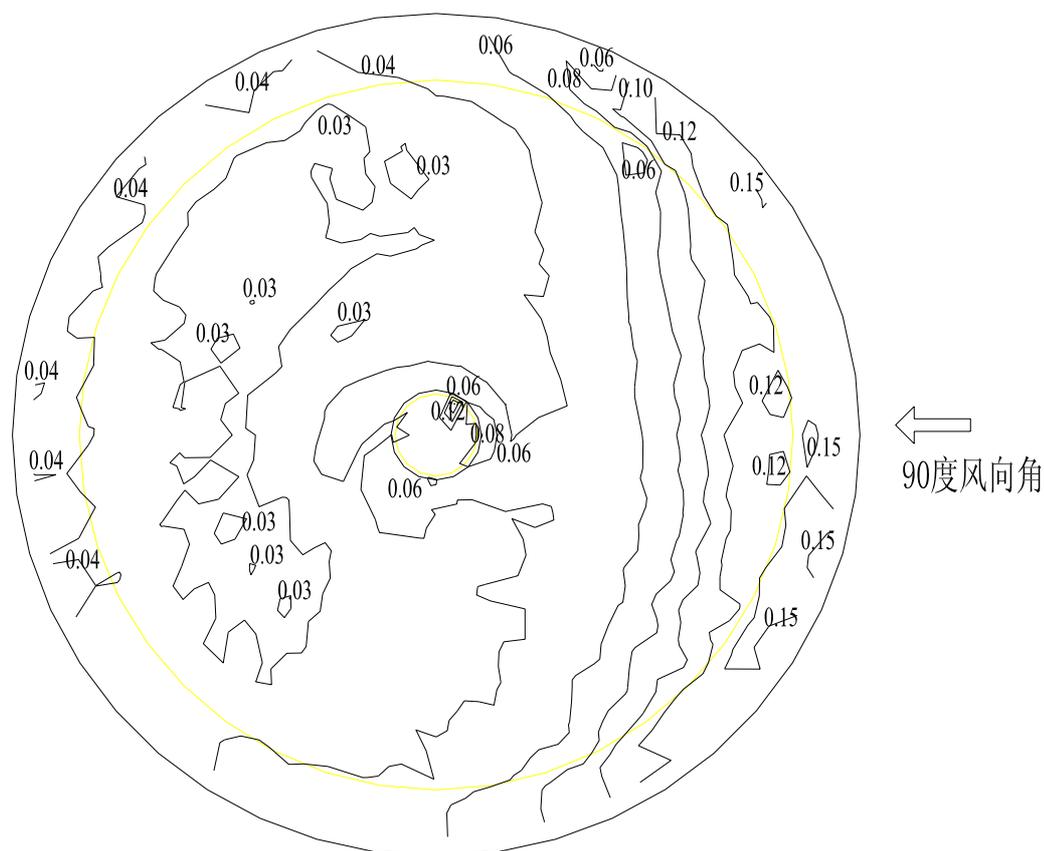


图 3.4.1 工程 屋面脉动风压系数分布图（90 度风向角）

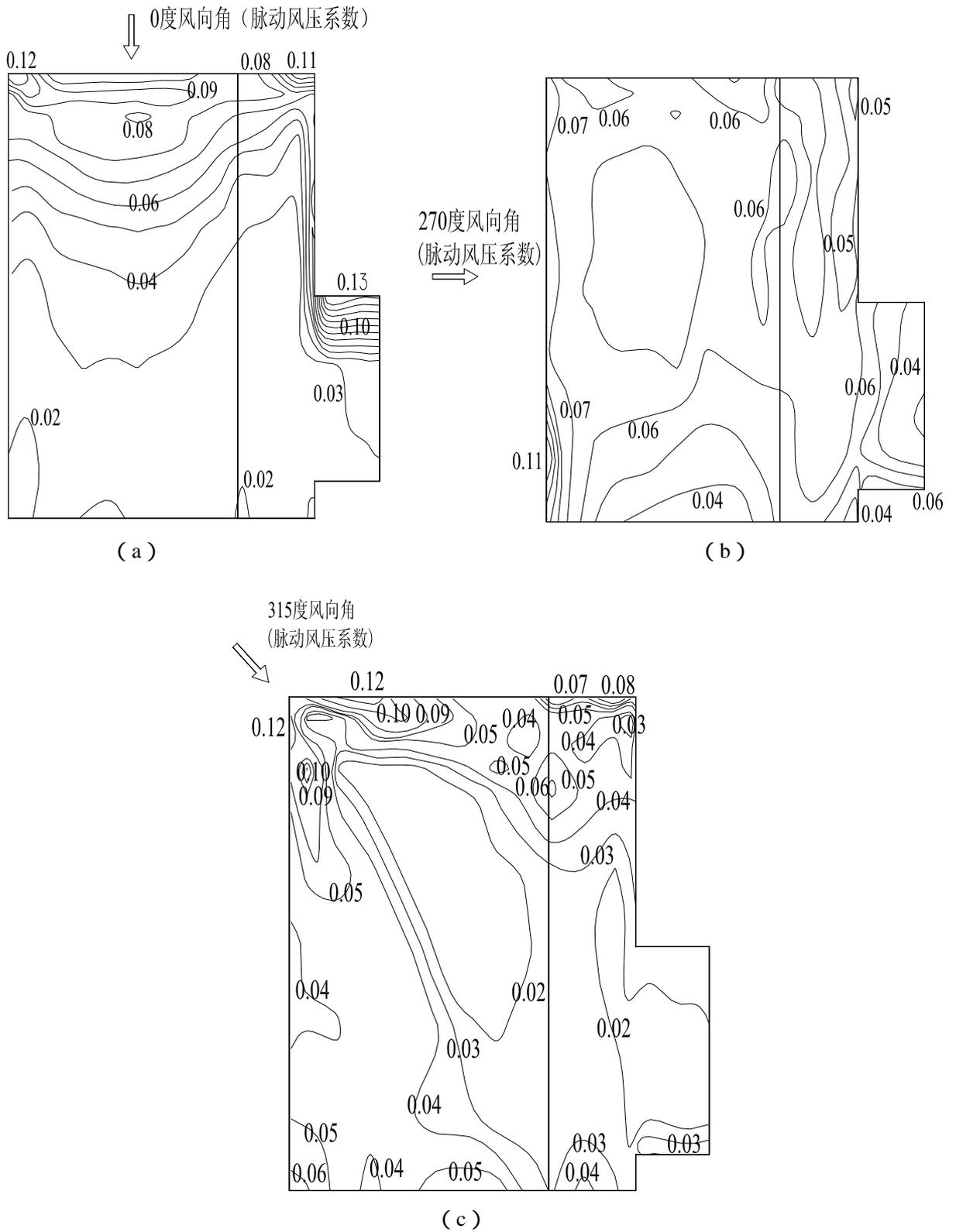


图 3.4.2 工程 屋面脉动风压系数分布图

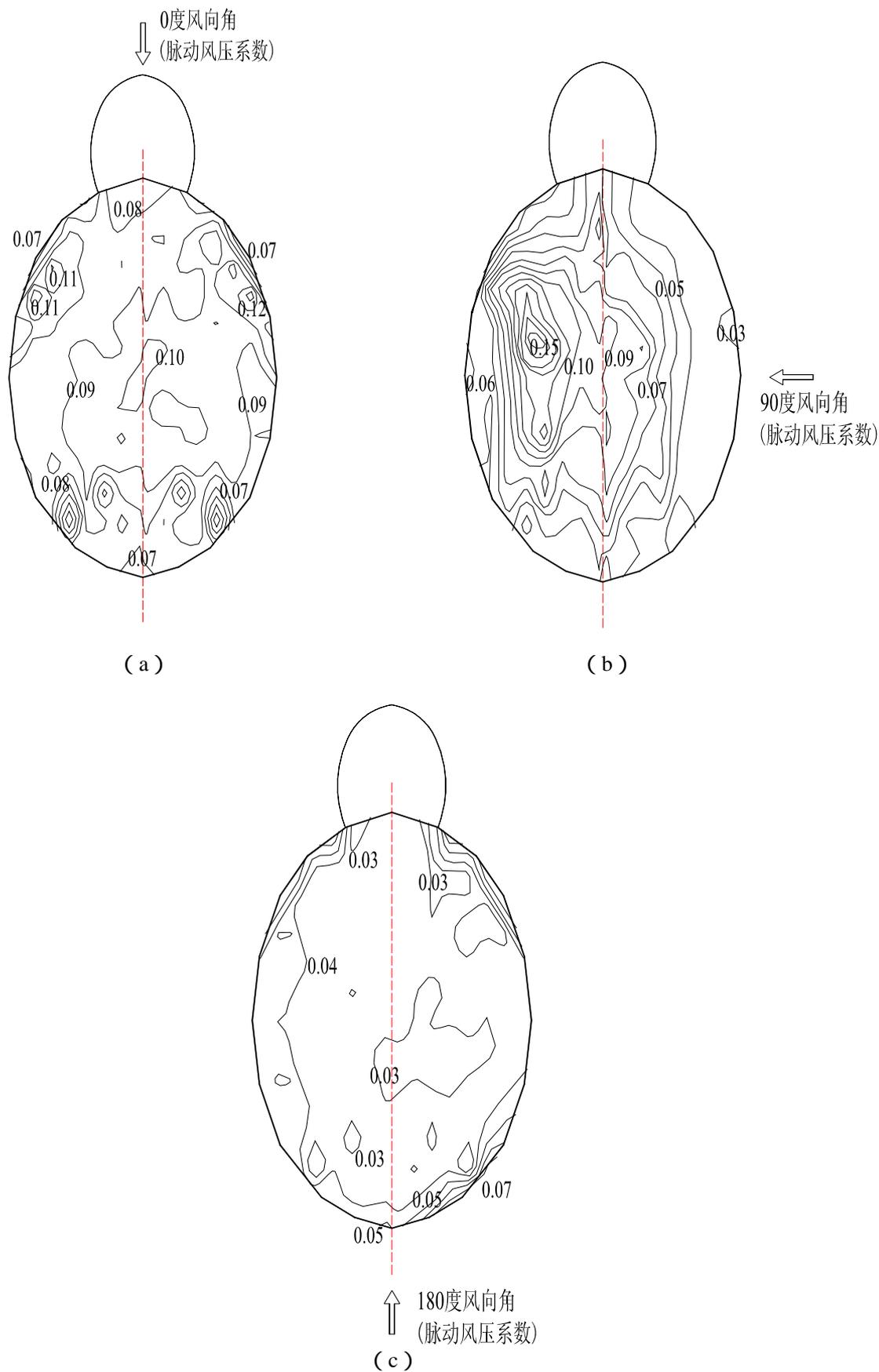


图 3.4.3 工程 屋面脉动风压系数分布图

图 3.4.4 表现了工程 典型测点的脉动风压系数随风向角变化的规律:(1) 随着风向角变化,测点脉动风压系数基本呈均匀的周期性变化;(2) 封闭屋盖上的成对测点,如 a1 和 a2,当处于迎风方向时靠近内环的测点其脉动风压值相对较小,当处于背风方向时靠近内环的测点其脉动风压值相对较大;(3) 与封闭屋盖上测点相对应的悬屋盖上的测点,如 a3,其平均风压系数的变化规律与 a2 的变化规律基本相同:在处于迎风方向时脉动风压值相对较大,在处于背风方向时脉动风压值相对较小;(4) 相对靠近内环的测点,如 a1、a4、a7、a10,其余测点的脉动风压值随着风向角变化的幅度要大很多。

图 3.4.5 表现了工程 典型测点的脉动风压系数随风向角变化的规律:(1) 随着风向角变化,测点从位于建筑物前缘变为建筑物后缘时,脉动风压系数一般都经历了一个从极大值到极小值变化的过程;(2) 从图中可见,b1~b8 点在迎风前缘时脉动风压系数出现最大值,类似于平均风压,最大值并不是在来流与屋面外边缘垂直时发生,而是有一个约 45 度的偏角;(3) 脉动风压随着风向角变化的曲线不如平均风压的曲线平滑;(4) 屋盖中央的测点 b9 和 b10,其脉动风压与平均风压不同的是,随着风向角变化脉动风压系数变化幅度也比较明显,而平均风压变化不大。

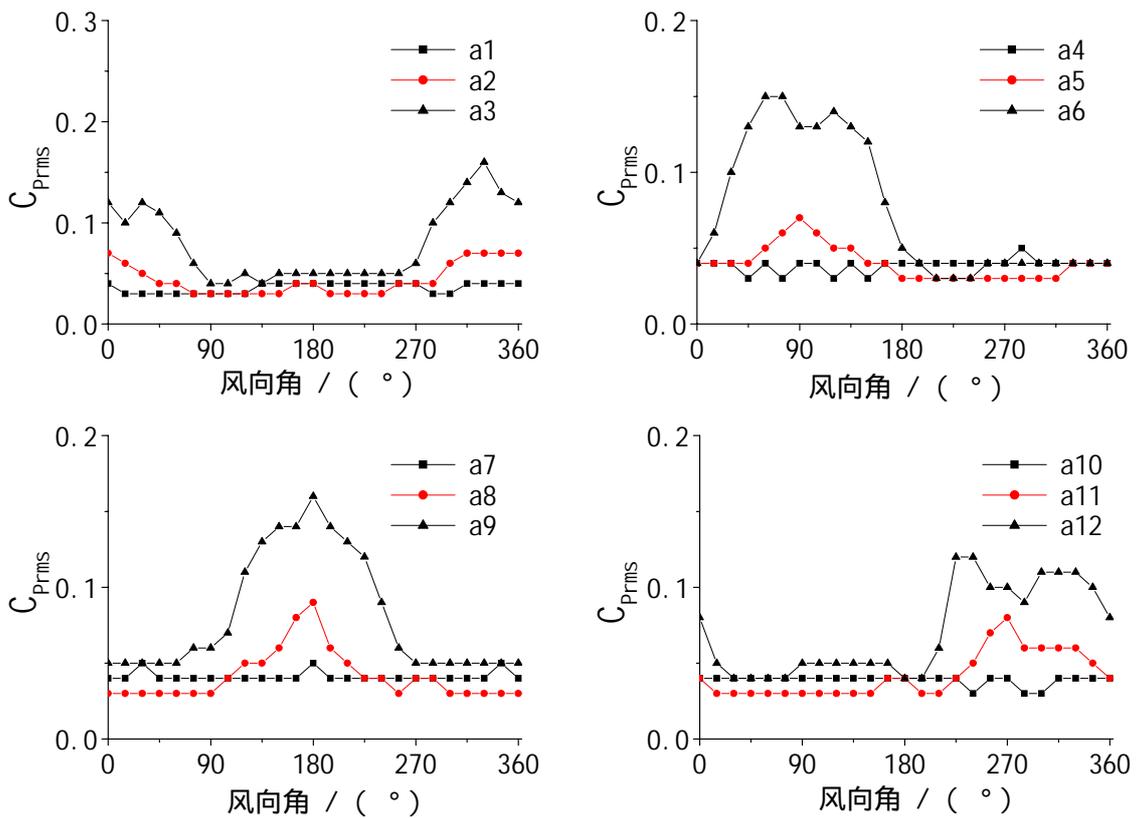


图 3.4.4 工程 测点的  $C_{Prms}$  随风向角变化的曲线

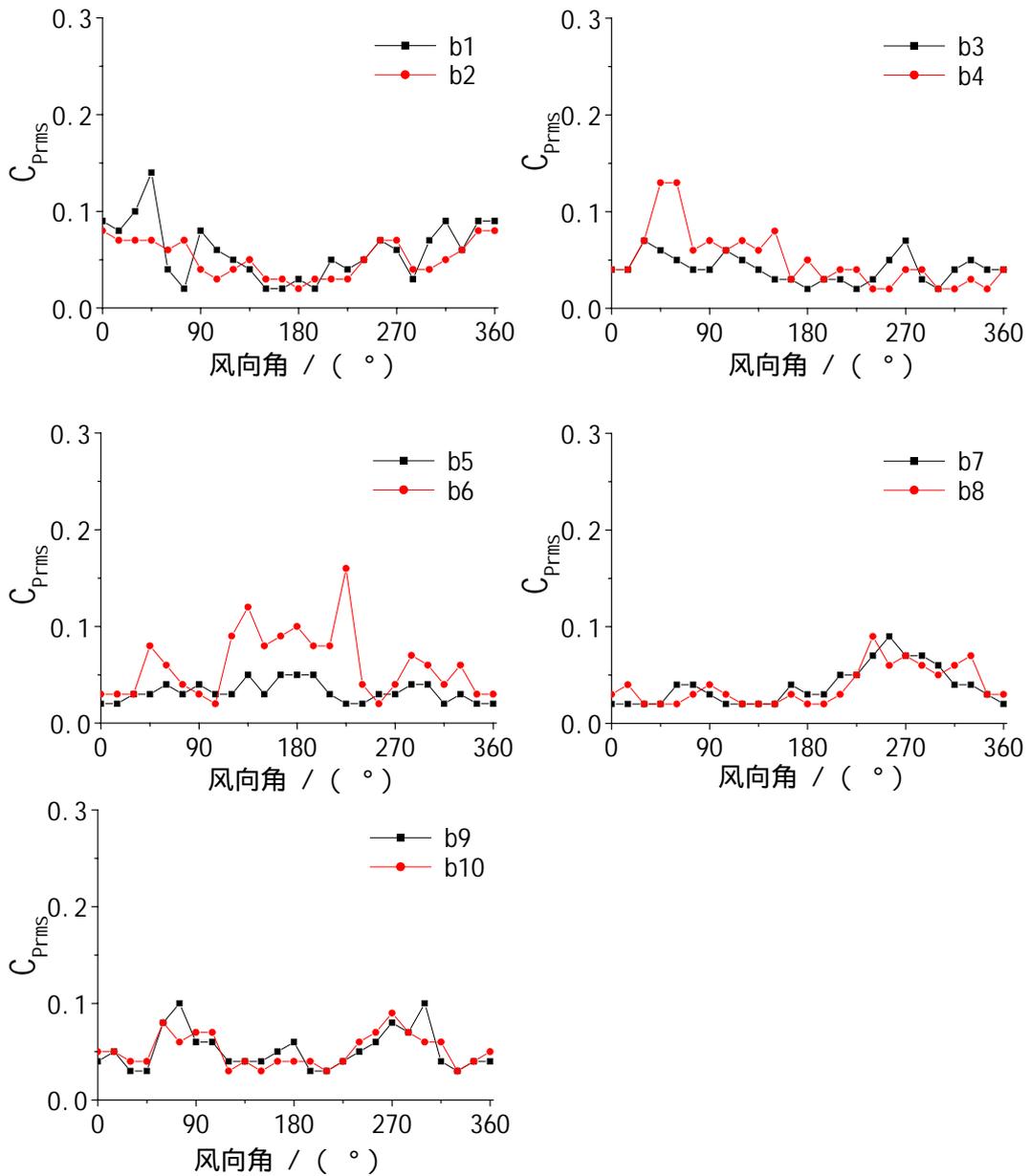


图 3.4.5 工程 测点的  $C_{Prms}$  随风向角变化的曲线

图 3.4.6 表现了工程 典型测点的脉动风压系数随风向角变化的规律：(1) 随着风向角变化， $c_1$ 、 $c_2$ 、 $c_9$  及  $c_{10}$  测点的脉动风压系数呈均匀的周期性变化，而其余测点的变化曲线就没有这种特点；(2) 当风向角为 180 度时，屋盖短轴方向的测点，如  $c_3$ 、 $c_7 \sim c_{10}$  测点因尾流再附出现正的平均风压（绝对值很小），此时这些测点的脉动风压也较小；(3) 与平均风压分布不同的是，发生最大负风压的风向角并没有出现最大的脉动风压。如  $c_1$ 、 $c_2$  点的平均最大负发生在 90、270 度风向角，而它们最大的脉动风压发生在 45、315 度风向角左右。

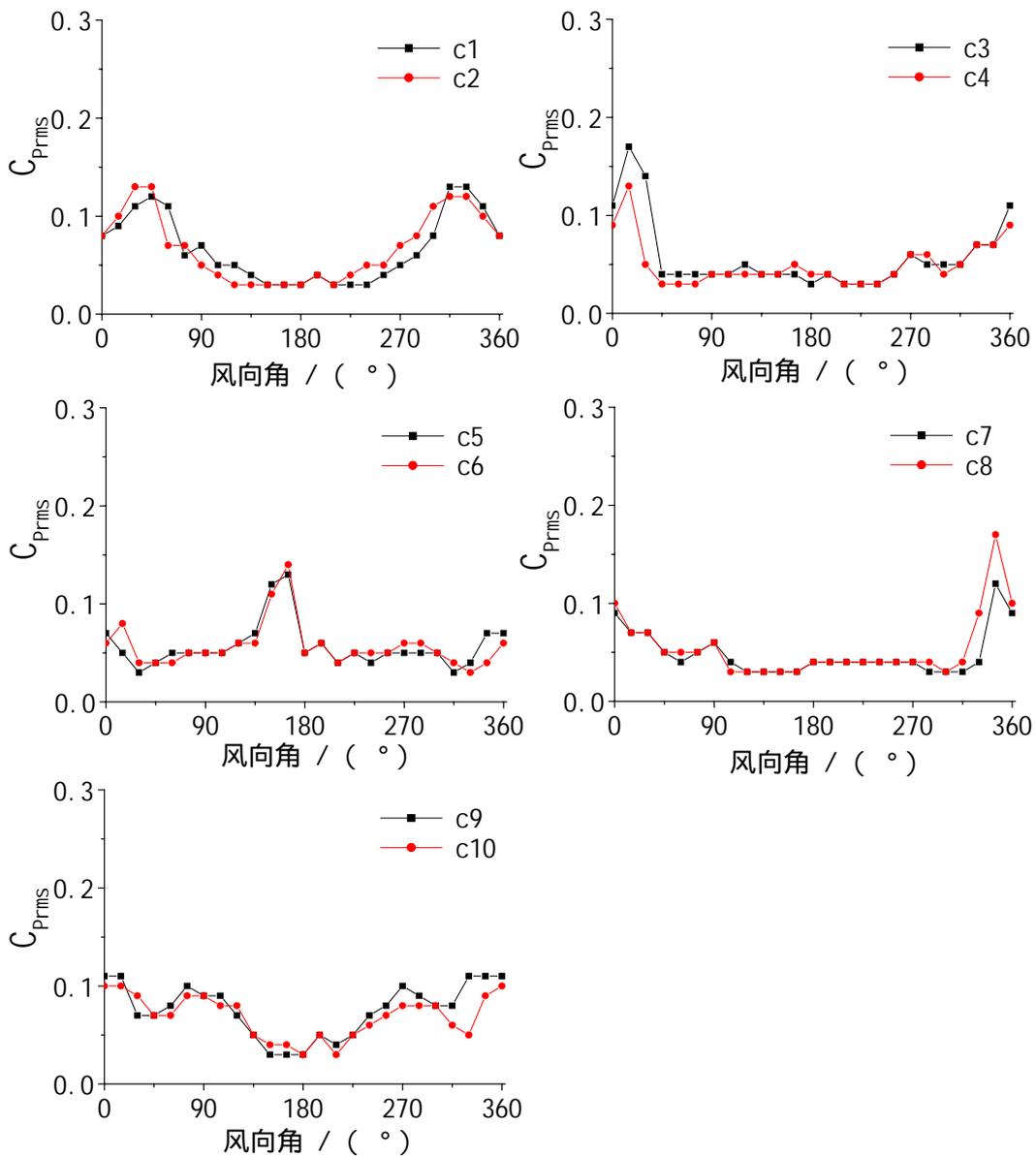


图 3.4.6 工程 测点的  $C_{Prms}$  随风向角变化的曲线

以上的分析表明，大跨度屋盖测点上的脉动风压随风向角的变化规律与平均风压分布的变化情况并不完全一致，而是有一定的差别。这就提示我们，静风压力最危险的工况并不一定是脉动风压力最不利的情况。从以上分析还可见，每个屋盖上的测点脉动风压系数随风向角的变化有一定的规律，但其变化规律非常复杂，反映出大跨度屋盖结构的个性特点。

### 3.4.3 脉动风压系数沿直线方向变化的规律

下面分析脉动风压系数沿直线方向变化的规律。

图 3.4.7 为工程 沿 a6 至 a12 线、a3 至 a9 线之间的测点在 90 度风向角时脉动风压系数的变化规律。从图可见，顺来流方向的 a6 至 a12 线，在迎风屋盖挑檐前缘有很大的脉动风压，至封

闭屋盖区后脉动风压系数迅速降低，并且封闭屋盖的中央区域相对其边缘区域的脉动风压要大。还可观察到屋盖后缘的悬挑部分有较大的脉动风压。因此，顺来流方向屋盖挑檐前缘的平均及脉动风压都很大，应引起结构设计人员的重视。在垂直来流方向的 a3 至 a9 线上脉动风压基本呈对称分布，屋盖的悬挑部分和闭屋盖中央区域有较大的脉动风压。

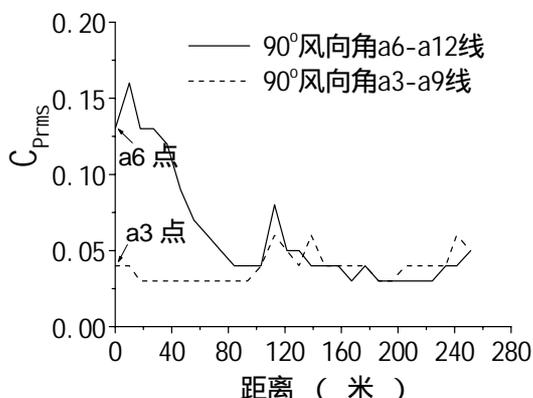


图 3.4.7 工程  $C_{Prms}$  随距离变化的曲线

图 3.4.8a 为工程沿 b1 至 b6 线、b2 至 b5 线之间均匀分布的测点在 0 度风向角时（顺来流方向）脉动风压系数的变化规律。从图中可见，迎风屋盖前缘的脉动风压很大，顺着风向逐渐减小，但衰减过程中脉动风压系数的大小有一定起伏。图 3.4.8b 为工程沿 b7 至 b4 线、b8 至 b3 线之间均匀分布的测点在 0 度风向角时（垂直来流方向）脉动风压系数的变化规律。从图中可知，由于屋盖外形平坦，垂直来流方向直线上的脉动风压变化幅度较小。

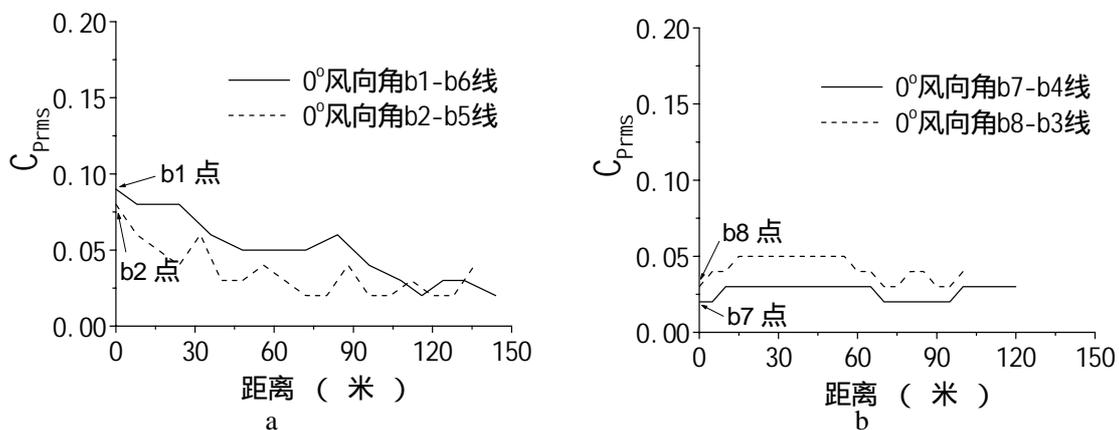


图 3.4.8 工程  $C_{Prms}$  随距离变化的曲线

图 3.4.9a 为工程沿 c1 至 c6 线（顺来流方向）、c8 至 c3 线（垂直来流方向）之间均匀分布的测点在 0 度风向角时脉动风压系数的变化规律。从 c1 至 c6 线的变化曲线可见，脉动风压最大值并不发生在屋盖前缘（相应于最大负风压），而是在屋盖中央部位。而 c8 至 c3 线的变化曲线呈对称变化，在屋盖中央部分的脉动风压较大。

图 3.4.9b 为工程 沿 c1 至 c6 线（垂直来流方向）c8 至 c3 线（顺来流方向）之间均匀分布的测点在 90 度风向角时脉动风压系数的变化规律。两条曲线的变化规律基本相同，都呈对称变化，且在屋盖中央部分脉动风压较大。与平均风压在直线上分布类似，c8 至 c3 线上风压系数的变化梯度比 c1 至 c6 线要大很多。

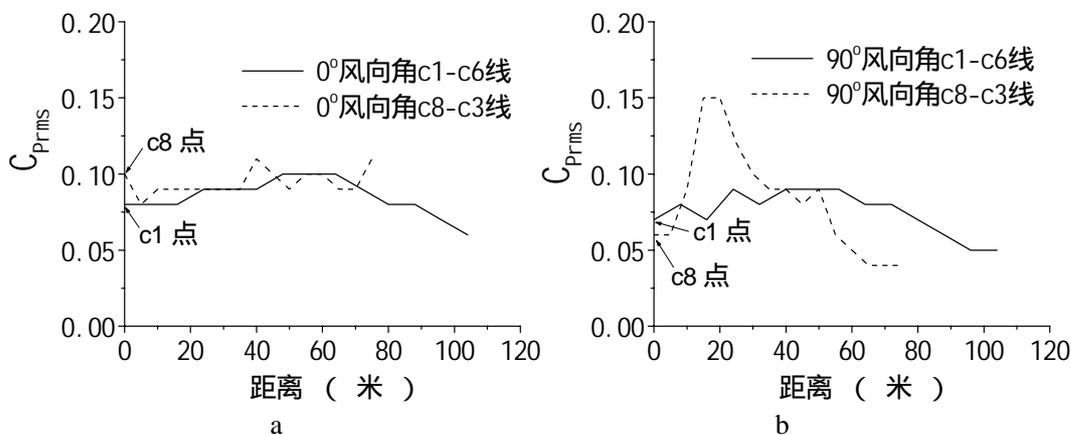


图 3.4.9 工程  $C_{Prms}$  随距离变化的曲线

### 3.4.4 极值风压系数 $C_{Ppeak}$ 与平均风压系数大小的比较

定义极值风压系数  $C_{Ppeak}$  为

$$C_{Ppeak} = C_{Pmean} \pm gC_{Prms} \quad (3.4.1)$$

式中  $g$  为峰值因子，取 2.5。“±”的选取与  $C_{Pmean}$  的正负号相同。

对三个工程各个风向角下的数据进行分析，按  $C_{Ppeak} / C_{Pmean}$  取值大小统计的概率直方图如图 3.4.10。从图可知，工程 超过 90% 的比值在 1.6~3.0 之间，工程 、工程 超过 90% 的比值在 1.3~2.0 之间。图中反映出  $C_{Ppeak} / C_{Pmean}$  的分布比较分散，这表明利用准定常假定的方法来计算大跨度屋盖的风致响应是不合适的，这一结论和文献[36]中的有关结论一致 (Xie Jiming, 1999)。

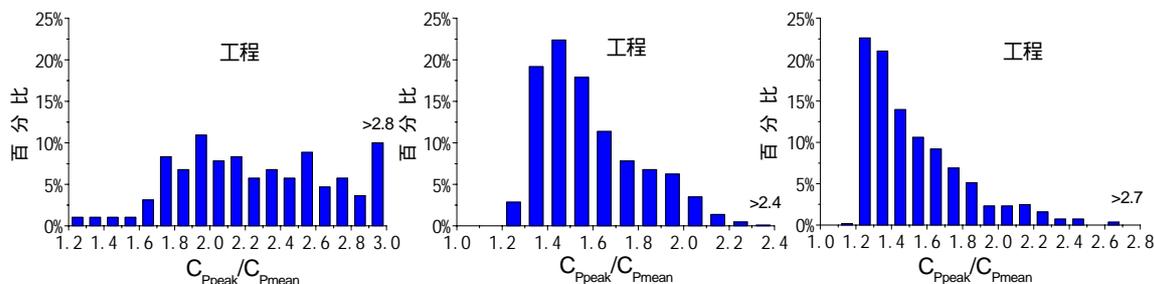


图 3.4.10  $C_{Ppeak} / C_{Pmean}$  的概率分布图

### 3.4.5 风压自功率谱的特性分析

本小节功率谱曲线的横坐标为折减频率，按下式计算

$$f^* = \frac{fH}{U} \quad (3.4.2)$$

式中  $f$  为频率， $H$  为屋盖模型顶部高度， $U$  为屋顶模型高度处的风速。

工程 ~ 的屋盖顶部高度及该高度的风速见表 3.4.1。

表 3.4.1 屋盖模型顶部高度及该高度的风速

工程名称	屋盖模型顶部高度 (米)	屋顶模型高度处的风速 (米/秒)
工程	0.21	9.71
工程	0.23	11.1
工程	0.24	11.2

图 3.4.11 为工程 典型测点的风压自功率谱。从图中可见，风压的能量主要集中在折减频率小于 0.2 的范围以内。迎风前缘 a6 测点的峰值折减频率为 0.09 左右，这是来流在前缘分离涡旋引起的。由于受来流中紊流的影响，a6 测点的风压在低频部分（折减频率小于 1）的能量明显大于封闭屋盖上迎风侧的 a4、a5 测点。封闭屋盖中央的测点，如 a1、a4、a7、a10，风压在低频部分（折减频率小于 0.02）的能量要高于远离屋盖中央的测点 a2、a5、a8、a11。在顺风风向，迎风侧的测点（a4、a5、a6）风压相对背风侧的测点（a10、a11、a12）风压在低频段叠加了较多的窄带波峰。在与来流垂直的连线上，a1、a2、a3 测点由于对称性的关系，自功率谱与 a7、a8、a9 测点基本相似。

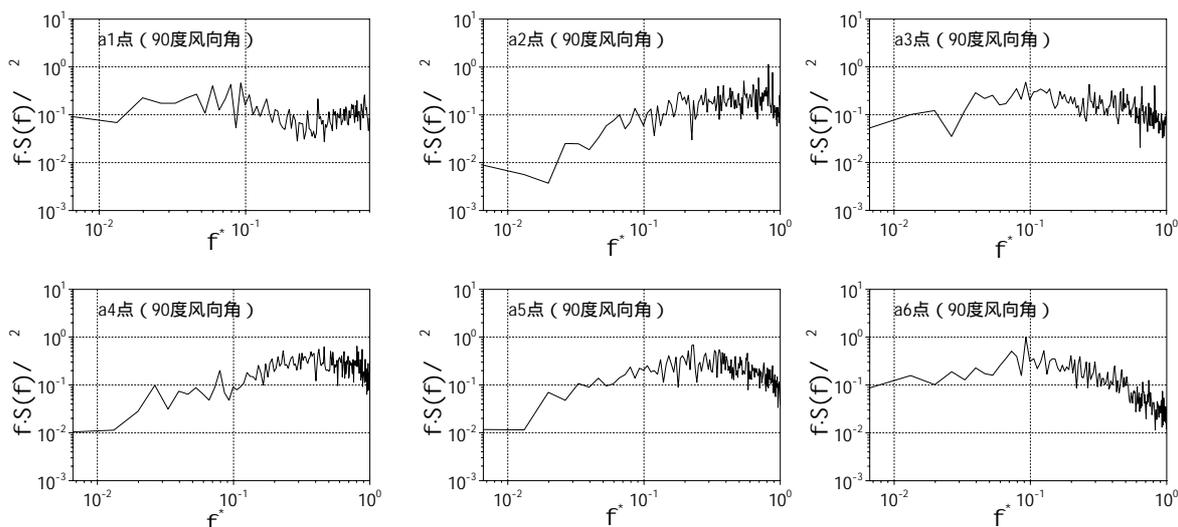


图 3.4.11 工程 测点的风压自功率谱

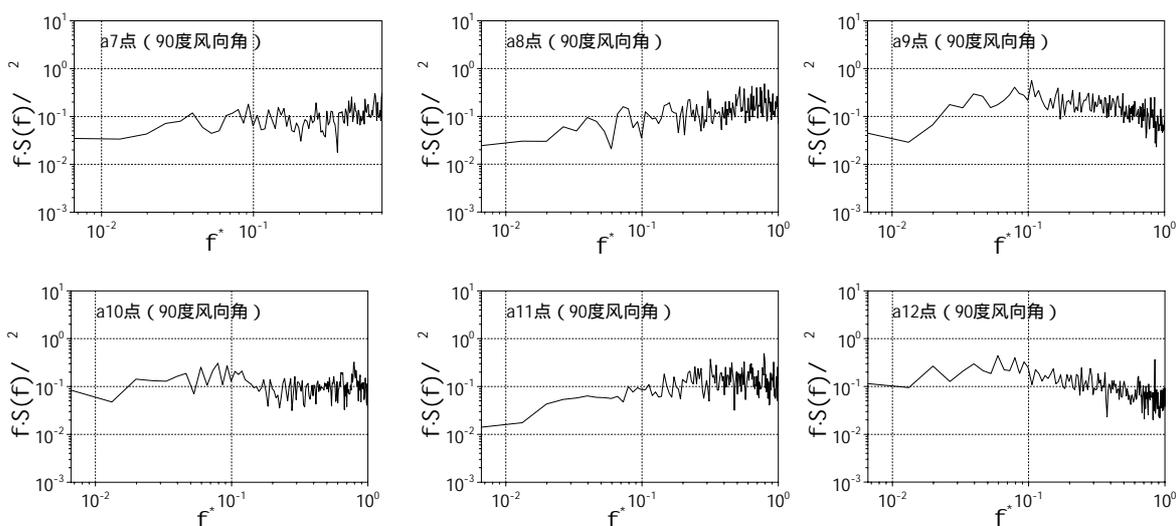


图 3.4.11 (续) 工程 测点的风压自功率谱

图 3.4.12 为工程 典型测点的风压自功率谱。从图中可见，风压的能量主要集中在折减频率小于 0.2 的范围内。b1、b2 测点的折减频率峰值为 0.06 左右，这是来流在前缘分离涡旋引起的。而其它测点就没有明显的峰值频率。

图 3.4.13 为工程 典型测点的风压自功率谱。从图中可见，风压的能量同样主要集中在折减频率小于 0.2 的范围内。风向角为 0 度时，迎风屋盖前缘测点 c1 并没有出现明显的旋涡脱落频率，而在折减频率小于 0.2 的范围内各个频段都有较大的能量贡献；而远离前缘的测点，如 c6、c10，在折减频率小于 0.02 的能量比测点 c1 低很多。此风向角下，受周边环境的影响，c4、c7 的功率谱并不完全相似。风向角为 90 度时，顺风向测点 c10 的风压能量比较大，并且峰值频率比 c4、c7 测点小。此时 c1、c6 测点的峰值频率相对风向角为 0 度时偏小。

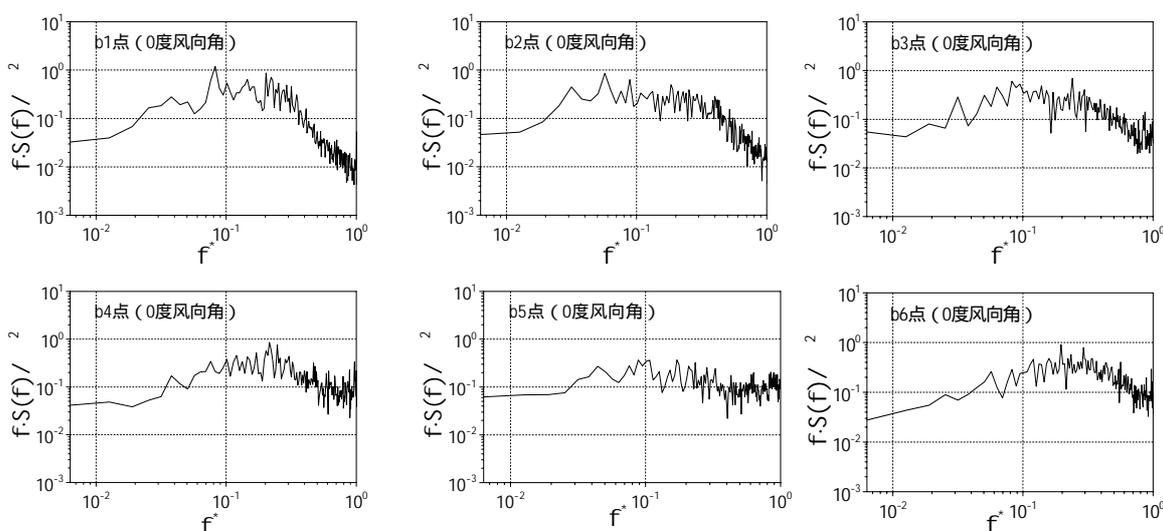


图 3.4.12 工程 测点的风压自功率谱

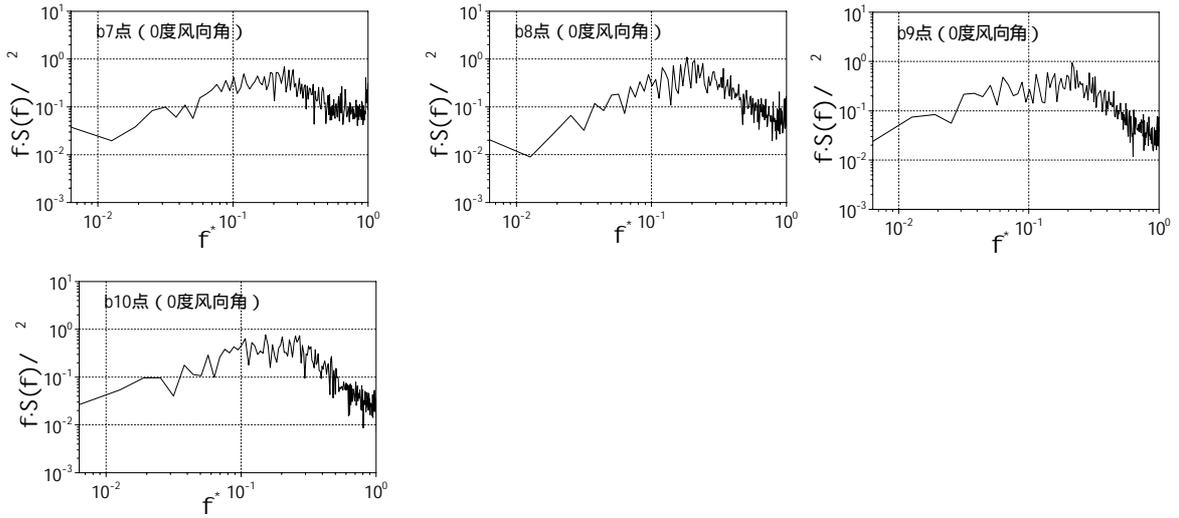


图 3.4.12 (续) 工程 测点的风压自功率谱

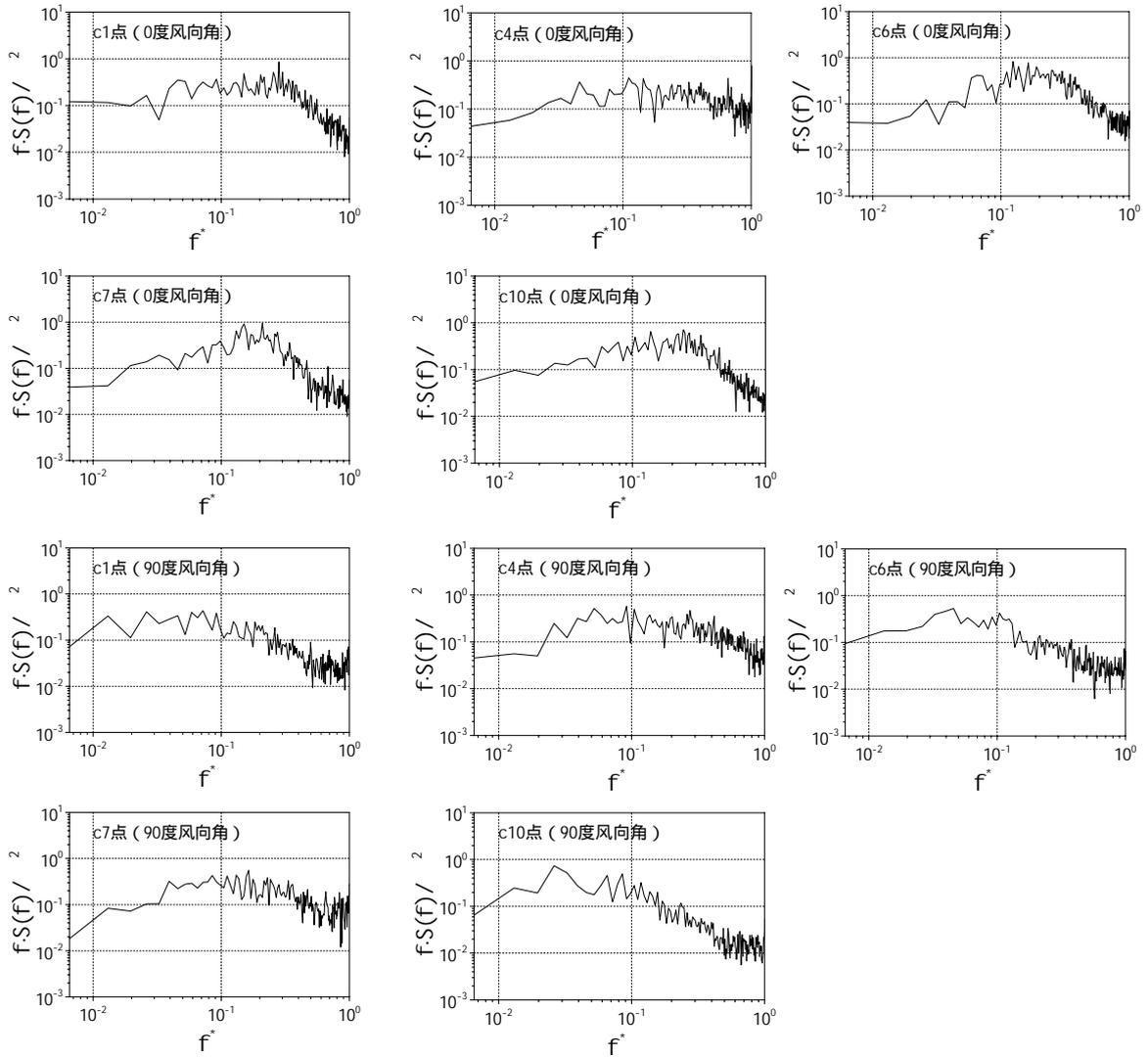


图 3.4.13 工程 测点的风压自功率谱

从以上的分析可见知，测点的频谱特征受建筑外形的影响较大。测点自功率谱的能量主要集中在低频部分。虽然迎风前缘测点一般有明显的涡旋脱落频率，但涡旋脱落提供的风压能量并不占绝对优势，并且随着测点远离迎风前缘，涡旋脱落频率在屋盖风压功率谱中并不明显。

### 3.4.6 风压谱的相关性分析

本小节以工程 在 90 度风向角工况下为例，说明部分测点间的相关性能。图 3.4.14 为部分测

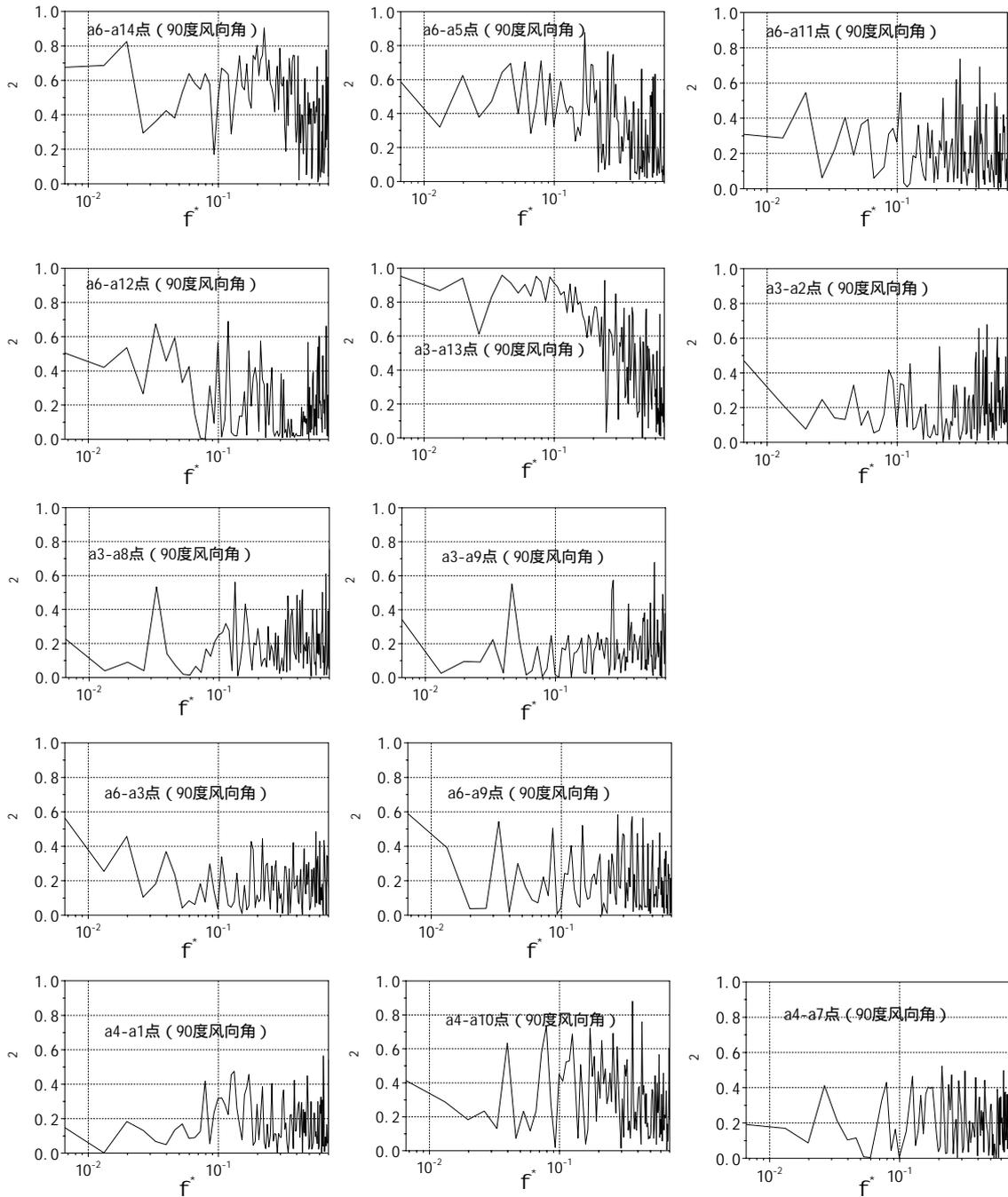


图 3.4.14 工程 测点之间的脉动风压相干函数

点间脉动风压相干函数。图中“a6-a14”表示 a6、a14 两点间的互功率谱。 $\gamma^2$  为两个测点信号间的相干函数，即

$$\gamma_{XY}^2(\omega) = \frac{|s_{XY}(\omega)|^2}{s_X(\omega)s_Y(\omega)} \quad (3.4.3)$$

式中  $s_X(\omega)$ 、 $s_Y(\omega)$  表示自谱密度函数。

从图中可见，在顺风方向，a6 与邻近点 a14 的相关性很强，在折减频率为 0.02 和 0.2 时相干函数的峰值超过了 0.8。随着距离的增大，如 a5、a11 点与 a6 点的相关性逐渐降低，而 a6 与同是悬挑屋盖上测点的 a12 点之间的相关性比 a6 与 a11 点间的相关性要大一些，尽管前者的距离要大于后者。在垂直风向方向上，a3 与邻近点 a13 的相关性很强，在折减频率为 0.02、0.04、0.09 时相干函数的峰值达到了 0.9。随着距离的增大，a3 点与 a2、a8 及 a9 点与的相关性相对要小很多。

分析 a6 点与悬挑屋盖上测点的相关性能，a6 与 a12 点的相关性较强，在折减频率为 0.03 和 0.101 时相干函数的峰值超过了 0.6；而 a6 与 a3、a9 点的相关性较弱，峰值一般低于 0.5。这说明在顺风向悬挑屋盖上测点之间的相关性要强一些。

类似于 a6 点与悬挑屋盖上测点的相关性，a4 点与 a10 点的相关性较强，相干函数的峰值超过了 0.6；而 a4 与 a1、a7 点的相关性较弱，相干函数的峰值刚达到 0.4。这说明测点与顺风向方向上测点的相关性要大于垂直来流方向上测点的相关性。

可以观察到，图 3.4.14 列出的相干函数的折减频率峰值频域范围一般在 0.02 赫兹以内，这与自功率谱的峰值频域范围比较一致。

### 3.5 本章小结

为了进一步提高获得屋盖表面风压信息特别是风压相关性能的能力，本章从试验技术和数值方法的角度分别提出了改进的方法，并分析了三个实际大跨度屋盖表面的风压特性。

结合大跨度屋盖的实际工程介绍了刚性模型风洞试验的过程及数据处理的方法，并以上海南站屋盖结构为例，对多通道测压系统在大跨度屋盖模型风洞测压试验中的运用作了详细介绍。提出了根据有限的风洞试验测试结果用神经网络方法预测未知点平均和脉动风压系数、以及脉动风压的自功率谱和互功率谱的方法，并将这一方法应用于实际大跨度屋盖结构，其预测结果与实测值吻合得较好。这为研究大跨度屋盖结构的风荷载和风振响应提供了一个有效方法。

对三个不同大跨度屋盖表面的平均、脉动风荷载特征进行了详细分析。考察了屋面外轮廓形状对风压分布的影响，得出了一些共性的规律。重要结论有：(1) 对于平均风压系数，屋面以负压为主，平均风压系数等值线的分布成阶梯状；平均风压系数等值线的形状与屋面轮廓线比较一致；迎风屋面边缘附近出现高负压区，而且平均风压系数的变化梯度较大；来流遇到带挑檐屋面

时的分离与没有挑檐的情况具有类似性；静风压力最危险的工况并不一定是脉动风压力最不利的情况。(2)对于脉动风压系数，其分布具有与平均风压分布相类似的特点，但比平均风压系数更复杂。来流中的紊流成分是造成这种现象的主要原因。此外，还分析了风压系数随风向角变化以及沿直线方向变化的规律、测点风压自功率谱及互功率谱的特征，从整体和局部方面更完整地了解大跨度屋盖表面风荷载的特点。从分析结果还可见，大跨度屋盖表面的风压分布具有一些共性的规律，但对于不同的屋盖形状，其风压分布的个性特征也很明显。文中对风压分布的认识，可作为今后研究大跨度屋盖表面风压特性的参考。

## 第四章 大跨度屋盖结构风致抖振的频域计算方法 和参数研究

脉动风速具有随机性质,可以用随机过程来表示,而且大量的实测分析结果表明,它可以近似表示为一个平稳随机过程,并具有各态历经性。根据风荷载的随机性质,可按照随机振动理论分析结构的抖振响应(张相庭, 1990)<sup>[156]</sup>。

本文研究的对象是非大变形柔性屋盖结构。在风荷载作用下,结构表现为线性或弱非线性特征,因而可以在频域中采用叠加原理进行计算。在紊流风场作用下,由于屋盖结构运动引起的气动力对结构响应的影响很小(Barnard, 1981; Nakamura, 1994)<sup>[4, 64]</sup>,故本章在进行大跨度屋盖结构的抖振计算时,采用了刚性模型的风洞测压试验结果,忽略了自激力的影响——即气弹效应。

在前文获得屋盖表面风压及风压相关性能的基础上,针对大跨度屋盖结构的特点,本章提出了结构风致抖振的非定常频域计算方法。本方法考虑输入非定常荷载及多模态之间的耦合项,引入虚拟激励法以提高计算效率,并编制了相应的动力计算程序 SWDP。然后以一个大跨度屋盖结构工程为例,比较了准定常方法与非定常方法结果的差别,并分析了结构响应随风向角变化的规律。最后研究了频域计算参数(包括参振模态的数目、力谱交叉项、模态交叉项及结构阻尼比)的选取对屋盖结构风致抖振响应的影响。

### 4.1 大跨度屋盖结构风致抖振的非定常频域计算方法

从计算理论上讲,抖振计算的方法可分为频域计算方法和时域计算方法;从构造气动力的方式而言又可分为准定常方法和非定常方法。本节根据大跨度空间结构的特点,提出了频域中结构风致抖振的非定常计算方法,其理论基于平稳激励下线性系统随机振动的模态叠加法,考虑非定常荷载输入以及多模态之间的耦合项,并引入虚拟激励法以提高计算效率。

#### 4.1.1 非准定常的频域计算方法

##### 4.1.1.1 非定常气动力谱的构造方法

对于高层建筑顺风向响应,建筑表面平均风荷载与脉动风荷载的变化规律基本相同,基于准定常假设的抖振计算方法可以得到比较准确的结果;但对于具有复杂外型的大跨度屋盖结构,由于流场有明显的三维效应,平均风荷载与脉动风荷载的变化趋势并不相同。如果仍然用准定常假设的方法计算,得到的结果将会有较大的误差,文后的算例将会证实这个观点。必须认识到,准定常方法获得的也是非定常气动力,只不过认为非定常气动力与平均风荷载有内在的联系。另外,目前常用的空间相干函数仅给出脉动风的竖向相关和侧向相关,这对于具有明显三维特征的大跨

度屋盖结构并不合适。

刚性模型的风洞测压试验是当前获得大跨度屋盖结构非定常气动力的主要方法。力谱矩阵的对角元是激励的自功率谱，非对角元是激励之间的互功率谱，反映了外力之间的相关性能。因此对模型表面脉动风压的同步测量是进行非定常频域计算的实验基础。

随着近几十年传感器、电子扫描阀等设备的发展，人们能够通过风洞试验较精确测量脉动风压以满足工程实践的需要。本文在第二章、第三章中对多通道测压系统所做的研究工作，不仅能扩大同步测点的数目，并能更合理地考虑模型表面脉动风压的相关性能，为非定常的抖振计算方法奠定了基础。

下面介绍构造非定常气动力谱的方法。

首先根据大跨度屋盖的结构形式、同步采样测点的数目确定刚性模型表面测压点的布置，再将同步测压点号与有限元模型中需要加载的节点号对应起来，即形成运动方程中的力指示矩阵。这样就将风洞试验测压点的物理编号与计算模型中的加载节点编号联系起来。

刚性模型表面第  $i$  个测压点上的风压样本记录为  $p(t)$ ，设对其采样后得到的离散数据序列为  $\{p_{j,i}\}$ ， $j = 1, 2, \dots, N$ ，其对应的时间序列为  $\{t_j\}$ ， $j = 1, 2, \dots, N$ 。 $\{p_{j,i}\}$  的均值为

$$\bar{p}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N p_{j,i} \quad (4.1.1)$$

将离散数据序列  $\{p_{j,i}\}$  中心化后得

$$\{p'_{j,i}\} = \{p_{j,i}\} - \{\bar{p}_i\} \quad (4.1.2)$$

新的数据序列  $\{p'_{j,i}\}$  的均值为零。

为了将风洞试验得到的压力  $\{p'_{j,i}\}$  转化为实际大气风场的气动力  $\{p''_{j,i}\}$ ，必须将  $\{p'_{j,i}\}$  进行如下换算，

$$p''_{j,i} = CpScale \times \frac{p'_{j,i} - \bar{p}_\infty}{\bar{p}_0 - \bar{p}_\infty} \times \frac{U_g^2}{1600} \quad (4.1.3)$$

式中  $CpScale$  为换算因子，在 3.1 节中已定义。 $\bar{p}_0$ 、 $\bar{p}_\infty$  分别是试验时参考高度处的总压平均值和静压平均值。 $U_g$  为梯度风高度处的风速。为了表示方便，下面仍然将  $\{p''_{j,i}\}$  用  $\{p_{j,i}\}$  表达。

对时间序列  $\{t_j\}$  也必须进行相应的转化。

根据  $(nL/V)_m = (nL/V)_p$ ，式中， $n$  为频率， $L$  为几何尺寸， $V$  为风速， $m$  表示模型， $p$  表示原型。有

$$\frac{n_p}{n_m} = \frac{L_m/L_p}{V_m/V_p} \Rightarrow \frac{\Delta t_p}{\Delta t_m} = \frac{V_m/V_p}{L_m/L_p} \quad (4.1.4)$$

也就是说,风速比越大或者几何缩尺比越小,对应实际风场中风压时程离散点的时间间隔就越大,亦即对应实际风场中的采样率就越低。

通过(4.1.3) (4.1.4)就得到实际风场中的风压离散数据序列,可将此序列用于时程分析法进行风致响应计算。

力谱矩阵的每个对角元对应一个风压时程,将 $\{p_{j,i}\}$ 进行自功率谱密度函数分析,就得到力谱矩阵的对角元。将两个不同的风压离散数据序列 $\{p_{j,i}\}$ 进行互功率谱密度函数分析,就得到力谱矩阵的非对角元。在进行频域计算时,频域上离散多少个频率点,就要构造多少个力谱矩阵。

#### 4.1.1.2 平稳激励下线性系统随机振动的模态叠加法

模态叠加法,也称模态分析法,正交模态法或主坐标法,是预测多自由度时不变线性系统随机响应的有效方法。该方法的基本思想是将系统的响应统计量表示成各模态响应统计量的加权和。对于我们所研究的线性结构或弱线性结构,适合利用模态叠加法在频域中分析结构的风致响应。

当被分析的对象为有限自由度体系时,结构在抖振荷载作用下的运动方程为

$$[M]\{\ddot{y}\} + [C]\{\dot{y}\} + [K]\{y\} = [R]\{p(t)\} \quad (4.1.5a)$$

其中 $[M]$ 、 $[C]$ 、 $[K]$ 分别是 $n$ 阶质量、阻尼及刚度矩阵; $\{y\}$ 、 $\{\dot{y}\}$ 、 $\{\ddot{y}\}$ 分别是结构的位移、速度和加速度向量; $[R]$ 是一由0和1组成的 $n \times m$ 矩阵,即力指示矩阵,它将 $m$ 维激励向量 $\{p(t)\}$ 扩展成 $n$ 维向量。

真实的结构具有连续分布的特性,一维无限自由度连续体系的运动方程(注意一维无限自由度连续体系并不适用于大跨度屋盖这样的三维结构)为

$$m(z)\ddot{y} + c(z)\dot{y} + [EI(z)\ddot{y}]'' = p(z,t) \quad (4.1.5b)$$

其中 $m(z)$ 、 $c(z)$ 、 $EI(z)$ 分别是分布质量、速度阻抗及弯曲刚度; $y$ 、 $\dot{y}$ 、 $\ddot{y}$ 分别是结构顺风向的位移、速度和加速度; $p(z,t)$ 为作用在结构上的激励。

采用振型分解法将位移 $y(x, y, z, t)$ 展开为

$$\{y(x, y, z, t)\} = \sum_{j=1}^q \{\phi_j(x, y, z)\} u_j(t) = [\Phi]\{u\} \quad (4.1.6a)$$

$$\text{或 } \{y\} = \sum_{j=1}^q \phi_j(z) u_j(t) \quad (4.1.6b)$$

假设振型已经关于质量规一化， $[C]$ 是正交阻尼矩阵（ $c(z)$ 满足正交阻尼假定），即可用实模态对角化，第  $j$  阶振型阻尼比为  $\zeta_j$ ，则方程（4.1.5）可以缩减为  $q$  个单自由度方程

$$\ddot{u}_j + 2\zeta_j \omega_j \dot{u}_j + \omega_j^2 u_j = F_j(t) \quad (4.1.7)$$

$$\text{其中, } F_j(t) = \{\phi_j\}^T [R] \{p(t)\} \text{ 或 } \{F(t)\} = [\Phi]^T [R] \{p(t)\} \quad (4.1.8a)$$

$$\text{对于无限自由度体系, } F_j(t) = \int_0^l \phi_j(z) p(z, t) dz \quad (4.1.8b)$$

自（4.1.7）得模态坐标  $u_j(t)$  的解

$$u_j(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) F_j(t - \tau) d\tau, \text{ 其中 } h(\tau) \text{ 为脉冲响应函数。}$$

从而

$$\{y(t)\} = \sum_{j=1}^q \{\phi_j\} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) F_j(t - \tau) d\tau,$$

于是其相关函数矩阵为

$$\begin{aligned} [R_{yy}(\tau)] &= E[\{y(t)\} \{y(t + \tau)\}^T] \\ &= E\left[\sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} \{\phi_k\}^T \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1) h(\tau_2) F_j(t - \tau_1) F_k(t + \tau - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2\right] \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} \{\phi_k\}^T \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1) h(\tau_2) E[F_j(t - \tau_1) F_k(t + \tau - \tau_2)] d\tau_1 d\tau_2 \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} \{\phi_k\}^T \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1) h(\tau_2) R_{F_j F_k}(\tau + \tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1) h(\tau_2) R_{F_j F_k}(\tau + \tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \{\phi_k\}^T \end{aligned} \quad (4.1.9)$$

将它转到频域内，得位移响应功率谱密度矩阵

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) S_{F_j F_k}(\omega) H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \quad (4.1.10)$$

其中  $H_j(i\omega)$  为振型频率响应函数

$$H_j(i\omega) = \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + 2i\zeta_j \omega_j \omega}, \quad i = \sqrt{-1} \quad (4.1.11)$$

由（4.1.8），得模态力谱

$$S_{F_j F_k}(\omega) = \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_k\} \quad (4.1.12a)$$

$$S_{F_j F_k}(\omega) = \int_0^l \int_0^l S_{pp'}(\omega, z, z') \phi_j(z) \phi_k(z) dz dz' \quad (4.1.12b)$$

代入到 (4.1.10), 有

$$\begin{aligned} [S_{yy}(\omega)] &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_k\} H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \\ &= [\Phi][H]^* [\Phi]^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T [\Phi][H][\Phi]^T \end{aligned} \quad (4.1.13a)$$

其中  $[H]$  是对角阵。对于无限自由度体系,

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) \int_0^l \int_0^l S_{pp'}(\omega, z, z') \phi_j(z) \phi_k(z) dz dz' H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \quad (4.1.13b)$$

(4.1.13) 为精确的 CQC (Complete Quadratic Combination) 计算公式, 包括了所有振型交叉项, 考虑了振型之间的耦合 (气动耦合在荷载项里已经忽略)。

于是, 当激励功率谱为双边谱时结构的位移响应均方根由功率谱密度积分而得, 即

$$\sigma_y(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} S_{yy}(\omega) d\omega} \quad (4.1.14)$$

工程中通常在小阻尼和参振频率为稀疏分布的假定下将 (4.1.13) 式中  $j \neq k$  的振型交叉项忽略掉, 而得到以下近似的 SRSS 公式 (Root-Sum-Square Method)。

$$[S_{yy}(\omega)] \approx \sum_{j=1}^q |H_j(i\omega)|^2 \{\phi_j\} \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_j\} \{\phi_j\}^T \quad (4.1.15a)$$

$$\text{或 } S_{yy}(\omega) \approx \sum_{j=1}^q \phi_j^2(z) |H_j(i\omega)|^2 \int_0^l \int_0^l S_{pp'}(\omega, z, z') \phi_j^2(z) dz dz' = \sum_{j=1}^q S_{yy,j}(\omega) \quad (4.1.15b)$$

于是, 当激励功率谱为双边谱时,

$$\sigma_{yy}(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^q S_{yy,j}(\omega) d\omega} = \sqrt{\sum_{j=1}^q \sigma_{y,j}^2} \quad (4.1.16)$$

尽管大跨度屋盖结构能满足小阻尼的假定, 但其固有频率密集, 模态之间的耦合项不能忽略。

如果不是求位移  $y(x, y, z, t)$ , 而是求其他响应量  $r(x, y, z, t)$ , 如内力、应力等, 则可将式

(4.1.6) 写成更广泛的形式, 此时位移振型  $\phi_j$  改为相应于模态坐标  $u_j = 1$  时的该响应量

$A_j(x, y, z)$ , 即

$$\{r(x, y, z, t)\} = \sum_{j=1}^q \{A_j(x, y, z)\} u_j(t) = [A]\{u\} \quad (4.1.17)$$

式 (4.1.13) 相应地变为

$$[S_{rr}(\omega)] = [A][H]^*[\Phi]^T[R][S_{pp}(\omega)][R]^T[\Phi][H][A]^T \quad (4.1.18a)$$

$$[S_{rr}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{A_j\} H_j^*(i\omega) \int_0^l \int_0^l S_{pp'}(\omega, z, z') \phi_j(z) \phi_k(z) dz dz' H_k(i\omega) \{A_k\}^T \quad (4.1.18b)$$

(4.1.14) ~ (4.1.16) 也做相应的改变, 见如下公式 (4.1.19) ~ (4.1.21)。

$$\sigma_r(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} S_{rr}(\omega) d\omega} \quad (4.1.19)$$

$$[S_{rr}(\omega)] \approx \sum_{j=1}^q |H_j(i\omega)|^2 \{A_j\} \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_j\} \{A_j\}^T \quad (4.1.20a)$$

$$S_{rr}(\omega) \approx \sum_{j=1}^q A_j^2(z) |H_j(i\omega)|^2 \int_0^l \int_0^l S_{pp'}(\omega, z, z') \phi_j^2(z) dz dz' = \sum_{j=1}^q S_{rr,j}(\omega) \quad (4.1.20b)$$

$$\sigma_{rr}(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^q S_{rr,j}(\omega) d\omega} = \sqrt{\sum_{j=1}^q \sigma_{r,j}^2} \quad (4.1.21)$$

#### 4.1.1.3 虚拟激励法的应用

虚拟激励法 (Pseudo Excitation Method, 简称 PEM) 是由我国学者林家浩提出的结构随机响应求解的新方法。最初用于计算地震响应, 被称为随机地震响应功率谱快速算法 (林家浩, 1985) [131-135]。由于地震引起的结构振动和结构的风致振动在本质上都属于随机振动, 近年来虚拟激励法被推广到风工程领域, 如桥梁的抖振分析<sup>[35, 87, 102, 104]</sup>、结构的风振控制 (Hansen, 1992) [20]等。大跨度屋盖结构因其固有频率密集, 在风致振动计算时必须考虑模态之间的耦合项, 并且激励的数目可达到几百甚至几千, 所以计算量很大。由于虚拟激励法得到的结果与 CQC 法在数学上是等价的, 而其计算量却比 CQC 法大大降低, 因此本文将虚拟激励法引入结构风致振动的频域计算程序中。下面对多点平稳随机激励的虚拟激励法进行说明。

结构在抖振荷载作用下的运动方程为 (4.1.5a)。设激励项  $\{p(t)\}$  的功率谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$  已知。

如果运动方程右边为单点激励  $p(t)$ , 则功率谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$  成为一个数值  $S_{pp}(\omega)$ , 运动方程右边的单点激励被一虚拟激励  $p(t) = \sqrt{S_{pp}(\omega)} e^{i\omega t}$  所代替。这就相当于结构被施加了一个确定性的简谐荷载, 原先的随机激励问题转换为确定性的动力分析问题。对于多点平稳随机激励问题, 则可通过有限数目的广义平稳单激励问题的叠加而求得。因此首先必须将功率谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$  进行分解, 以构造多个虚拟激励。

因为任意两个激励的互谱之间满足  $S_{ij} = S_{ji}^*$ , 所以  $[S_{pp}(\omega)]$  是一个厄米特矩阵。当  $[S_{pp}(\omega)]$  为正定时, 可用 Choleskey 分解方法将其转化成如下形式

$$[S_{pp}(\omega)] = [L]^* [D] [L]^T \quad (4.1.22)$$

其中  $[L]$  为对角元素均为 1 的下三角矩阵,  $[D]$  为实对角矩阵。如将  $[L]$  的第  $k$  列用向量  $\{L_k\}$  来表示,  $[D]$  的第  $k$  号对角元素用  $d_k$  来表示, (4.1.22) 可表示为

$$[S_{pp}(\omega)] = \sum_{k=1}^r d_k \{L_k\}^* \{L_k\}^T = \sum_{k=1}^r [S_{pp}(\omega)]_k \quad (4.1.23)$$

于是  $m$  维功率谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$  就被转化为  $r$  个子功率谱谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]_k$  ( $k=1,2,\dots,r; r \leq m$ ) 的叠加。每个子功率谱矩阵代表一个广义单激励。

对应于  $r$  个单源激励构造  $r$  个虚拟激励向量

$$\{p_k(t)\} = \sqrt{d_k} \{L_k\} e^{i\omega t} \quad (k=1,2,\dots,r) \quad (4.1.24)$$

式中  $\{L_k\}$  为  $m$  维向量。

对于本文提倡的非定常频域计算方法, 功率谱矩阵来自风洞试验数据。实践表明, 并不是所有的矩阵都满足正定的条件。此时, 功率谱矩阵的分解可采用矩阵谱分解的方法。设功率谱矩阵  $[S_{pp}(\omega)]$  的  $r$  阶特征对为  $\lambda_k$ 、 $\{\psi_k\}$  ( $k=1,2,\dots,r; r \leq m$ )。其中  $\lambda_k$  为实数,  $\{\psi_k\}$  一般为复向量。它们满足

$$[S_{pp}(\omega)] \{\psi_k\} = \lambda_k \{\psi_k\} \quad (4.1.25)$$

根据谱分解的表达式, 可得,

$$[S_{pp}(\omega)] = \sum_{k=1}^r \lambda_k \{\psi_k\}^* \{\psi_k\}^T = \sum_{k=1}^r [S_{pp}(\omega)]_k \quad (4.1.26)$$

(4.1.26) 与 (4.1.23) 的形式是一样的, 只是分解的方式不一样。通过这两种方法, 都可以构造  $r$  个虚拟激励向量, 即 (4.1.24) 式。

下面考虑受单源激励  $\{p_k(t)\} = \sqrt{\lambda_k} \{L_k\} e^{i\omega t}$  作用的有限自由度结构系统,

$$[M]\{\ddot{y}\} + [C]\{\dot{y}\} + [K]\{y\} = [R]\sqrt{\lambda_k} \{L_k\} e^{i\omega t} \quad (4.1.27)$$

类似模态叠加法, 易得上式得稳态响应为

$$\{y_k\} = [\Phi][H][\Phi]^T [R]\{L_k\} \sqrt{\lambda_k} e^{i\omega t} = \{Y_k(\omega)\} e^{i\omega t} \quad (k=1,2,\dots,r) \quad (4.1.28)$$

响应  $\{y\}$  的功率谱矩阵可由下式计算

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{k=1}^r \{y_k\}^* \{y_k\}^T = \sum_{k=1}^r \{Y_k(\omega)\}^* \{Y_k(\omega)\}^T \quad (4.1.29)$$

将 (4.1.28) 代入 (4.1.29),

$$\begin{aligned}
 [S_{yy}(\omega)] &= \sum_{k=1}^r [\Phi][H]^*[\Phi]^T[R]\{L_k\}^* \lambda_k \{L_k\}^T [R]^T [\Phi][H]^T [\Phi]^T \\
 &= [\Phi][H]^*[\Phi]^T [R][S_{pp}][R]^T [\Phi][H]^T [\Phi]^T
 \end{aligned}
 \tag{4.1.30}$$

比较 (4.1.30) 与 (4.1.13), 可知虚拟激励法考虑了参振振型的交叉项, 并且得到的结果与传统 CQC 法完全一致, 但计算量却大大减少。虚拟激励法将传统 CQC 的四重求和算式 ( $\sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q$ ) 降为一次  $n$  维向量乘法, 加上矩阵分解的计算量, 虚拟激励法总的计算量也大为减少。另外, 在实际工程计算中, 一般并不需要计算整个  $[S_{yy}(\omega)]$  矩阵, 而通常只需计算位移向量  $\{y\}$  中  $n'$  ( $n' \leq n$ ) 个元素的自谱。这时只需计算

$$\{S_{yy}(\omega)\} = \sum_{k=1}^r \{ |y'_k| \}^2
 \tag{4.1.31}$$

其中  $\{ |y'_k| \}^2$  表示虚拟响应  $\{y\}$  中相应的  $n'$  个元素的模取平方, 从而进一步减少了计算量。

有关虚拟激励法节省计算量的详细内容见文献[135, 144] (林家浩, 1998; 孙东科, 1999)。虚拟激励法在内力 (应力) 功率谱的计算、处理非正交阻尼等问题上亦有很大的优势, 在此不多叙。

由于虚拟激励法具有计算精度高、计算量小等诸多优势, 在本文编制的动力计算程序 SWDP 中将虚拟激励法作为计算内核引入。

#### 4.1.2 动力计算程序 SWDP 的验证

图 4.1.1 为一简支梁的计算简图。刚度  $EI=1$  牛顿<sup>2</sup>·米<sup>2</sup>, 线分布质量  $m=1$  千克/米,  $L=3$  米。在质点 1、2 上分别作用有随机荷载  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ , 其谱密度见图 4.1.2, 在频域上两者的互谱密度为  $S_{P_1P_2}(f) = 0.2 \times S_{P_1}(f) \times S_{P_2}(f)$ 。此结构的第一阶频率为 0.1743 赫兹, 第二阶频率为 0.6752 赫兹。

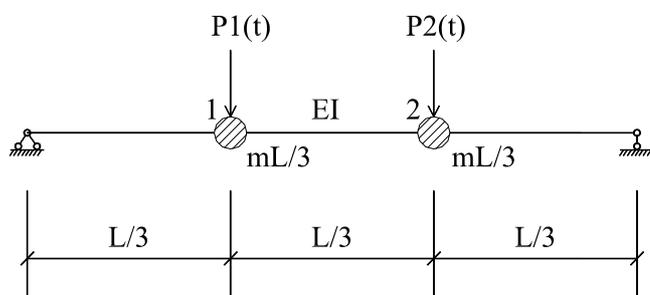


图 4.1.1 简支梁的计算简图

利用本文编制的程序 SWDP 计算质点 1 的位移响应谱密度见图 4.1.3, 图中的理论计算结果与

程序 SWDP 的结果完全吻合。由此，程序 SWDP 的正确性得到了初步验证。进一步的验证将结合实际应用进行（见本章 4.2 及 4.3 节）。

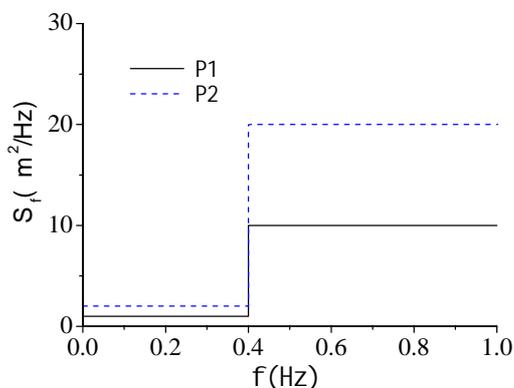


图 4.1.2 随机荷载的谱密度

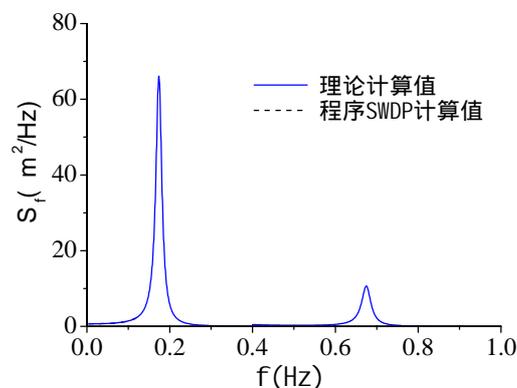


图 4.1.3 理论计算值与程序 SWDP 结果的比较

#### 4.1.3 大跨度屋盖结构风致抖振分析的计算流程图

对于具有复杂外型的大跨度屋盖结构，其风荷载、动力性能的个体特性都很强，很难像高层建筑那样能提出普遍适合的风荷载分布和动力响应规律。但这并不意味着对于大跨度屋盖结构的研究只能束手无策。本文认为，非定常的计算方法适于大跨度屋盖结构，为了研究的其风致动力响应，应在风洞试验技术、风致响应计算及等效风荷载方面建立一种便于操作、适于电算的成套技术；为了准确地获得结构的风致响应，试验技术、有限元的模拟应有机地结合在一起，而不是仅成为孤立的两个部分。等效风荷载的研究将在下一章叙述。

图 4.1.4 为大跨度屋盖结构风致抖振分析的流程图。图中试验技术部分在第三章中已经给出，不同的是它在这里不再是孤立的部分，而是与有限元模拟部分成为一个有机的整体。最小采样频率除了决定于风洞试验的模拟条件外，还要考虑结构可能参与振动的高阶模态对应的频率；否则，输入的风荷载中就缺乏激发高阶模态的高频部分。共振能量对应的结构响应称为共振响应，由于大跨度屋盖结构多个模态参与振动，因此是否在试验中测量足够的高频信号就很重要。采样时间必须考虑风振中的长周期成分，以充分反映结构振动的低频部分，采样时间过短也难以反映风荷载的平稳特性。这部分能量对应的结构响应称为背景响应，由于风荷载的能量主要集中在低频部分，因此背景响应在结构风致响应分析中有着重要地位。另外，空间技术的发展使得大跨度屋盖的结构体系形式多样。在测点布置时应考虑不同结构体系的特点。因此，刚性模型上的测点布置要与结构有限元模型联系在一起，应充分考虑可能参与振动的高阶振型及风荷载的低频能量，并结合结构体系的特点。

在风洞试验获得有效的风荷载及结构动力特性分析结束后，可根据情况采用时域或频域计算方法。时域计算中的时间步长  $\Delta t$ 、 $t_{\max}$  分别对应于频域计算中的  $\omega_{\max}$ 、 $\omega_{\min}$ ，为了正确地模拟大跨度屋盖结构在风致振动时的特点，它们必须分别由参振模态的数目及风振中的长周期成分决定，并且采样时间要反映风荷载的平稳特性。计算流程图中频域计算方法建议引入虚拟激励方法

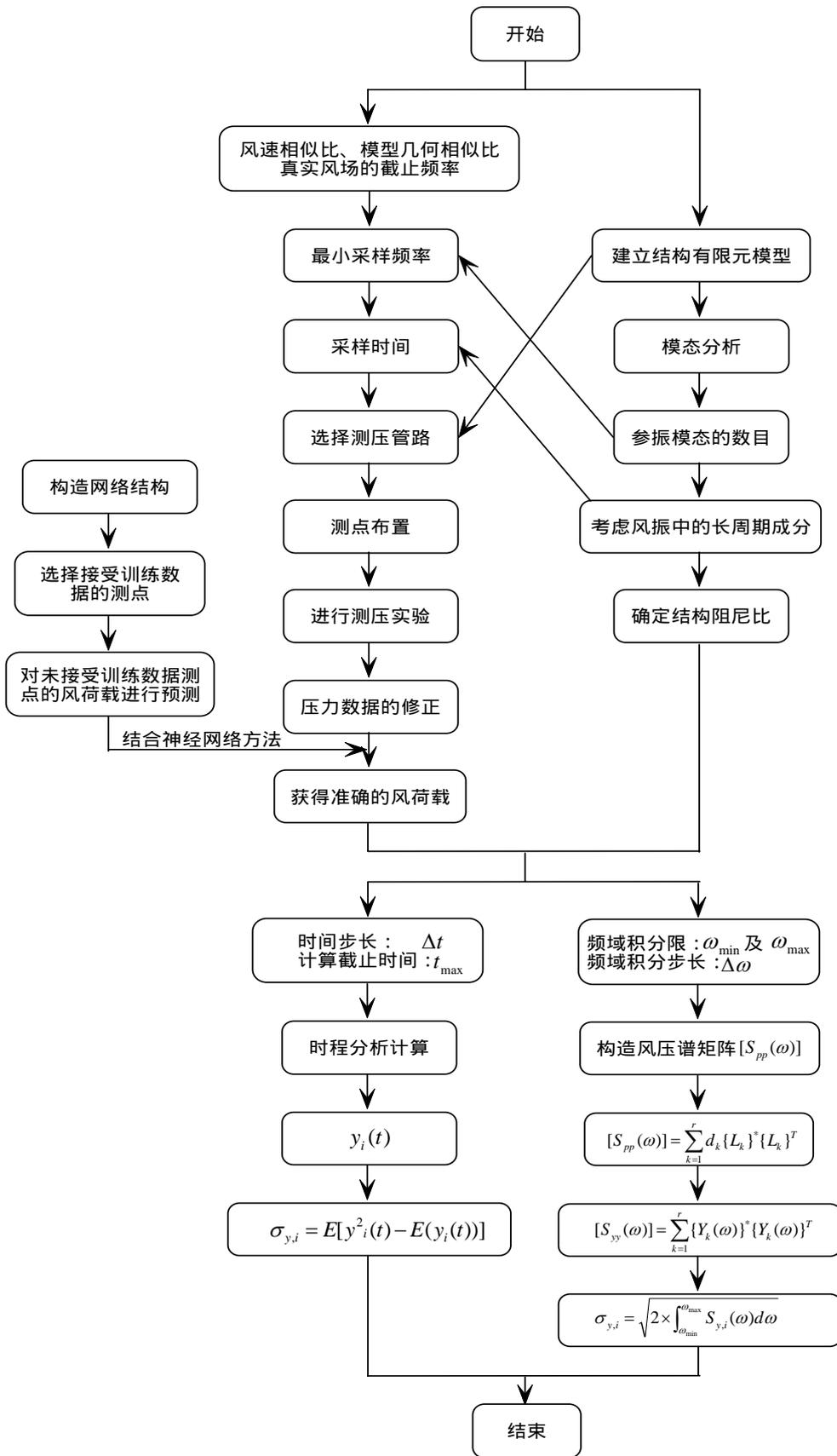


图 4.1.4 大跨度屋盖结构非正常风致抖振分析流程图

以提高计算效率，并能反映结构多模态耦合的特点。对于几何非线性不明显的结构，时域和频域方法的计算结构应该比较一致。

基于上叙计算流程图，本文编制了频域上的动力计算程序 SWDP，其中的平稳随机振动计算模块引入了虚拟激励方法，该程序与第三章中提到的测压试验数据处理软件具有很好的接口，能方便地实现风洞试验技术与有限元模拟技术部分的数据交互。

## 4.2 上海铁路南站屋盖结构的抖振响应计算及分析

前一章对上海南站工程模型的风荷载性质做了介绍，本节将利用前一节提出的非定常频域计算方法对上海南站工程的屋盖结构进行风致抖振分析。计算采用的有限元模型由华东建筑设计研究院有限公司提供。首先对比了准定常、非定常方法的频域计算结果，分析了结构响应的频谱特征，并对结构响应随风向角变化的规律进行了研究。由于南站工程的屋盖是迴转对称结构，并且屋盖上的风荷载随风向角变化时的差别较小，所以本文在进行算例分析时除了特别说明外，一般只选取了有代表性的风向角为 90 度时的工况进行分析，以后不再进行说明。

### 4.2.1 结构参数的选取

计算结构风致抖振响应时的有关参数见表 4.2.1。

表 4.2.1 计算参数的取值

参数名称	参数取值
地貌类型	B 类
基本风压 (50 年重现期)	0.55 kPa
计算风速 (50 年重现期, 10 米高度)	29.67 米/秒
阻尼比	0.01

### 4.2.2 荷载输入点的布置

为了简化计算，将所有压力测点（均为同步测压点）进行局部合并为 450 个荷载输入点，再进行结构响应计算。图 4.2.1 给出了 450 个荷载输入点的位置。风荷载由包含在输入点附属面积内的刚性模型测压点的风压力经过平均得到，然后以集中力的方式施加在有限元模型相应的荷载输入点上。有限元模型的边界条件为柱底刚性连接。

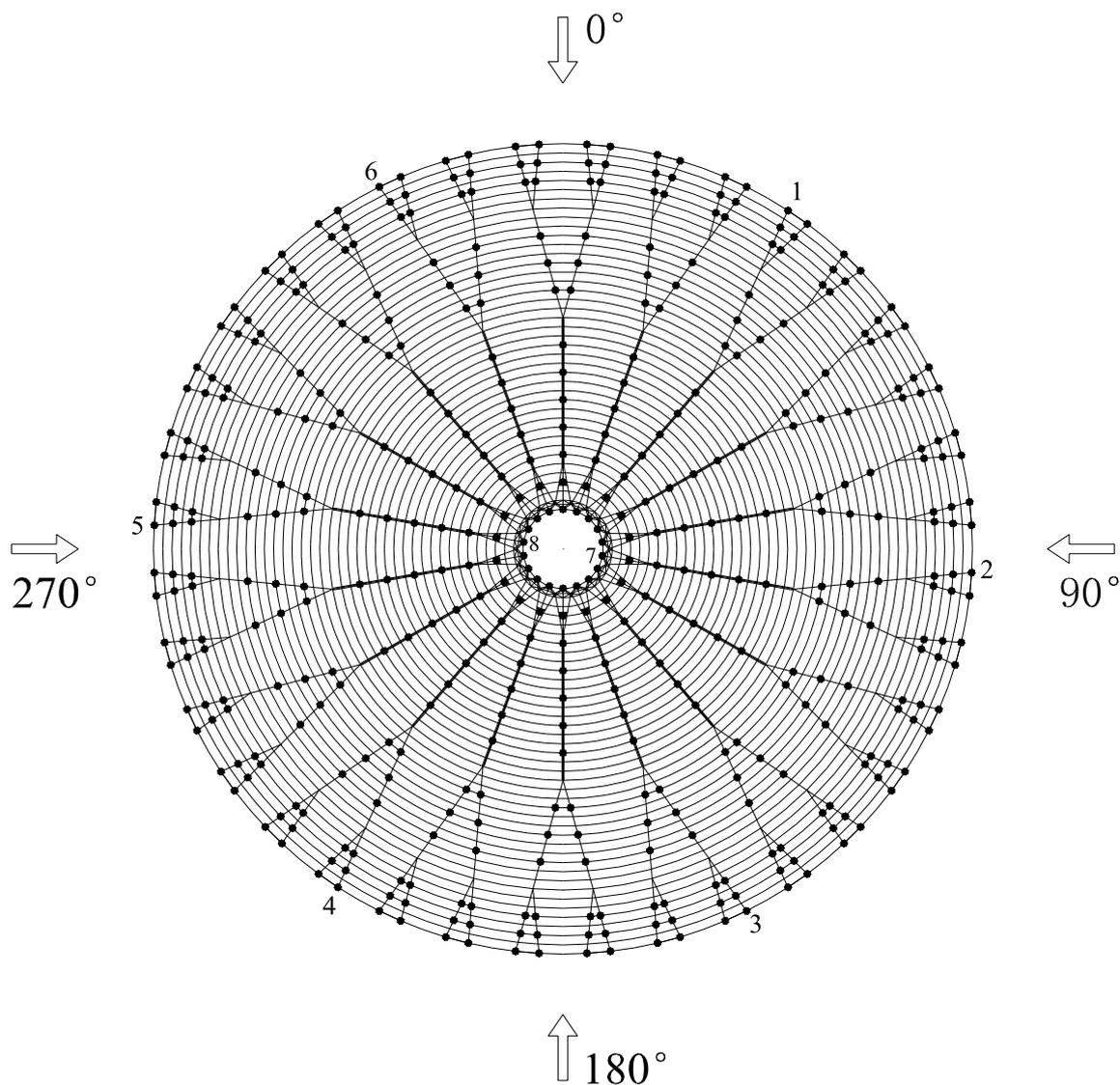
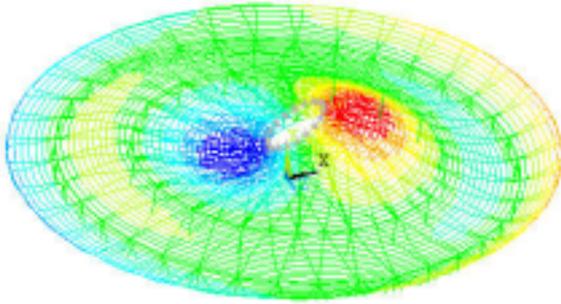


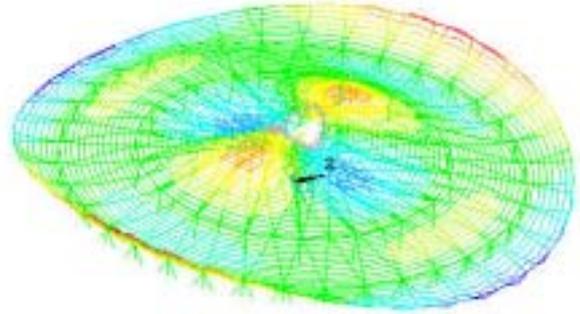
图 4.2.1 荷载输入点位置

#### 4.2.3. 结构模态分析结果

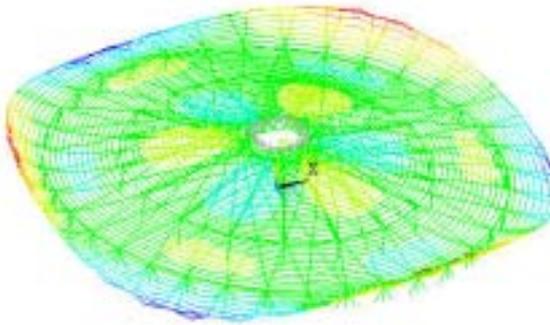
图 4.2.2 给出了有代表性的前四十三阶振型。由图可知，屋盖结构的一阶频率为 0.6582Hz；在 0.6582Hz 和 1.2328 Hz 频率之间存在四十三阶频率，振型非常密集。图中两阶模态用同一振型图表示，说明此两阶模态为对称模态。第七阶、第四十三阶模态为屋盖结构在平面扭转的单频模态，其余模态都是以竖向位移为主，并且外环悬挑部分的竖向位移比较显著，其中第二十二阶、第二十九阶及第三十四阶模态为基本上无径向位移的单频模态。这说明结构的竖向刚度比水平刚度要小，而且外环悬挑部分相对内环封闭部分又更柔一些。而前一章的荷载分析表明，不论是平均风荷载还是脉动风荷载，迎风前缘的外环悬挑部分都很大；同时由于结构的基频较低，共振响应也容易被激发出来。因此可以预测外环悬挑部分的响应会很大，文后的计算结果也证实了这一点。另外，由于此屋盖结构的外环为悬挑结构，内环为小矢跨比的穹顶屋盖，因此结构的模态类似这两类结构的组合，并且随着模态阶数的增大，屋盖上的波数也逐渐增加。



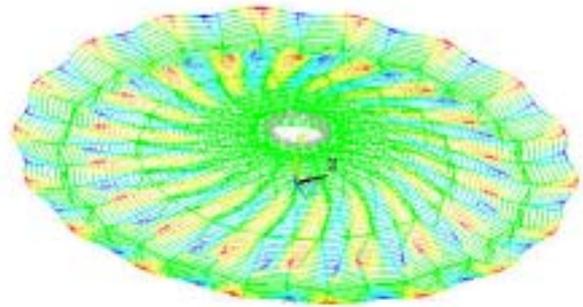
第一、二阶模态：0.6582 Hz( T=1.5193s )



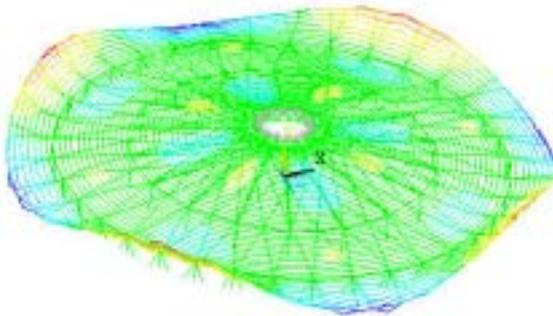
第三、四阶模态：0.6908 Hz( T=1.4475s )



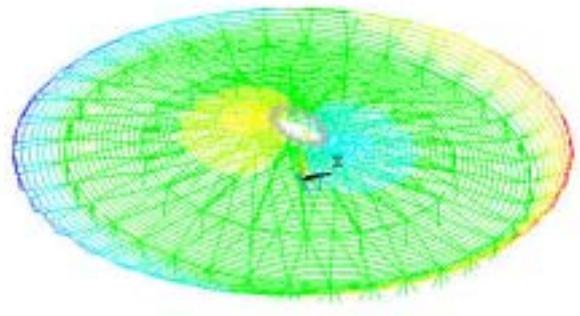
第五、六阶模态：0.7348 Hz ( T=1.3609s )



第七阶模态：0.7420 Hz ( T=1.3478s )

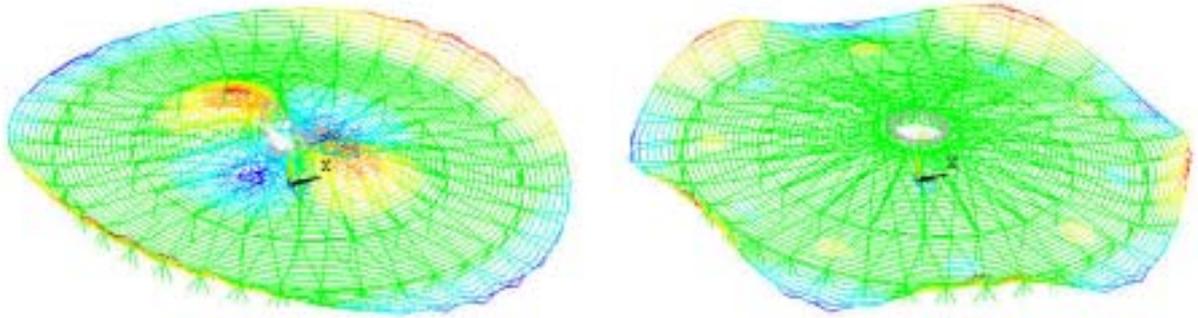


第八、九阶模态：0.7704 Hz( T=1.2981s )

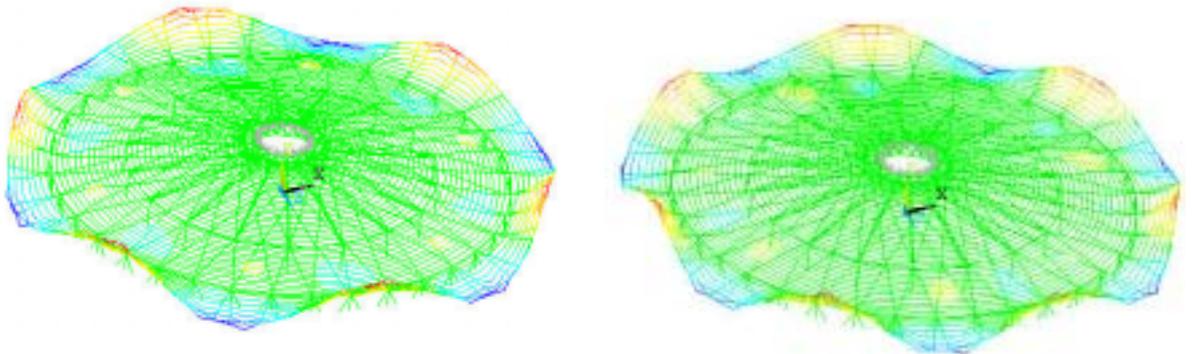


第十、十一阶模态：0.7747 Hz( T=1.2908s )

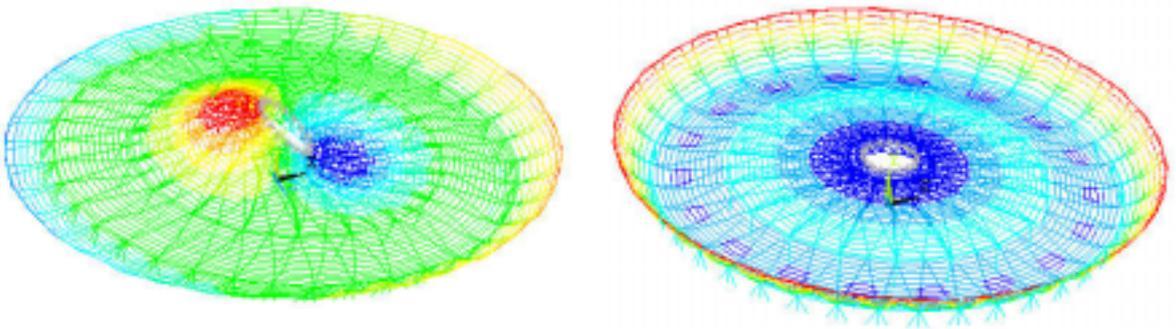
图 4.2.2 有代表性的前几阶振型



第十二、十三阶模态：0.7972 Hz (T=1.2544s)    第十四、十五阶模态：0.8106 Hz (T=1.2336s)

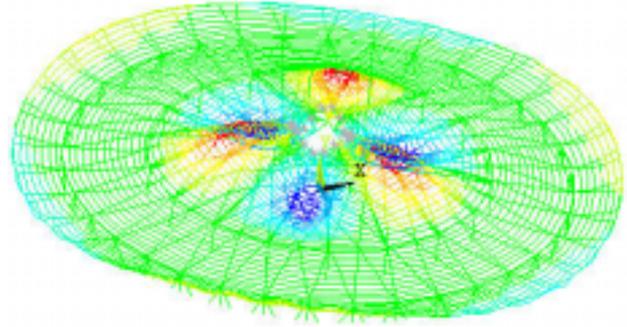
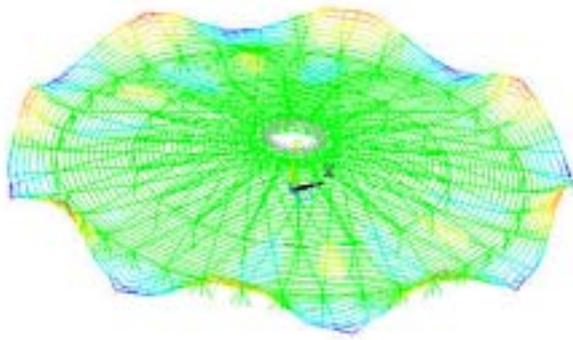


第十六、十七阶模态：0.8550 Hz (T=1.1696s)    第十八、十九阶模态：0.9019 Hz (T=1.1088s)



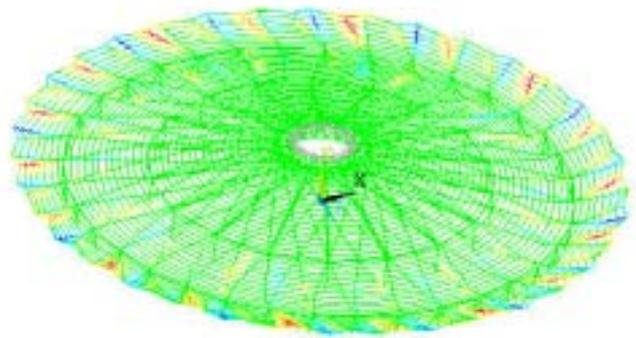
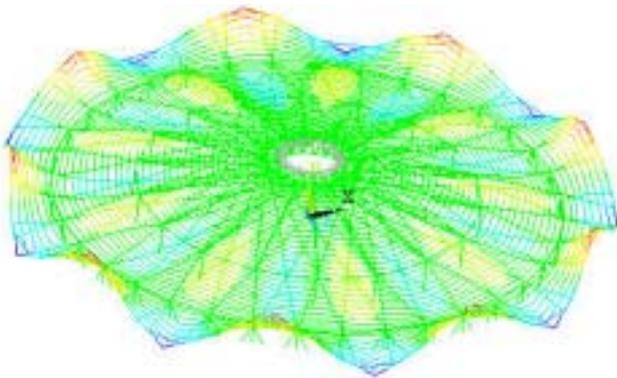
第二十、二十一阶模态：0.9114 Hz (T=1.0972s)    二十二阶模态：0.9377 Hz (T=1.0664s)

图 4.2.2 (续) 有代表性的前几阶振型



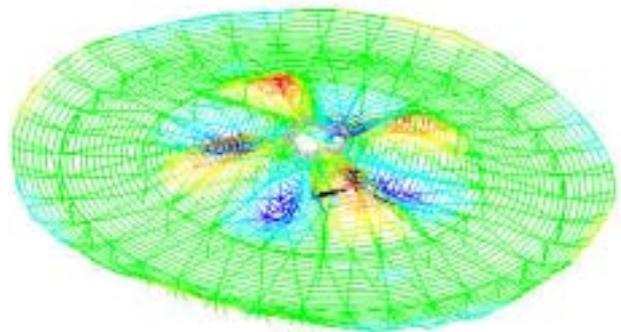
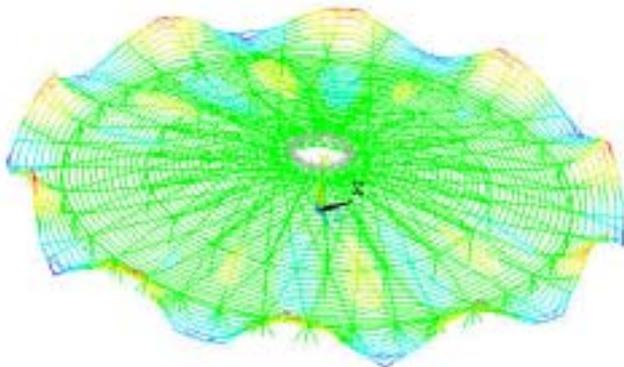
第二十三、二十四阶模态：0.9499 Hz (T=1.0527s)

第二十五、二十六阶模态：0.9511 Hz (T=1.0515s)



第二十七、二十八阶模态：0.99643 Hz (T=1.0036s)

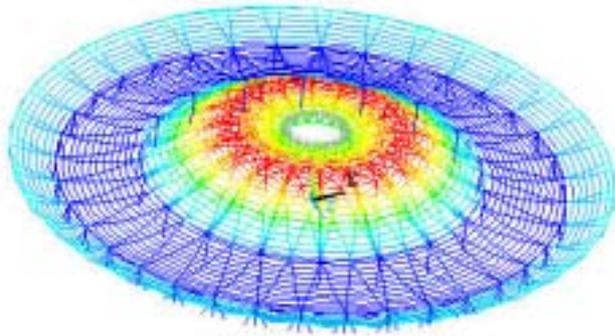
第二十九阶模态：1.0544 Hz (T=0.9484s)



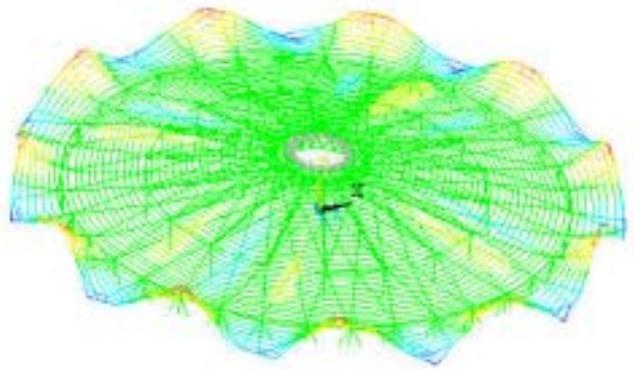
第三十、三十一阶模态：1.0565 Hz (T=0.9465s)

第三十二、三十三阶模态：1.0858 Hz (T=0.9210s)

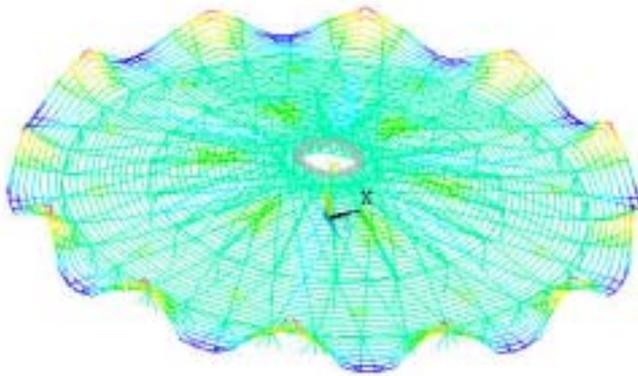
图 4.2.2 (续) 有代表性的前几阶振型



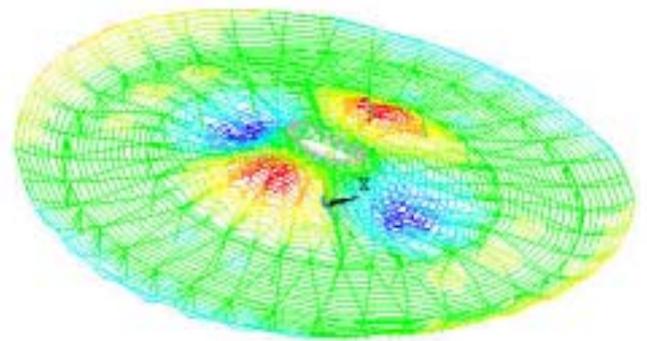
第三十四阶模态： 1.0895 Hz ( T=0.9179s )



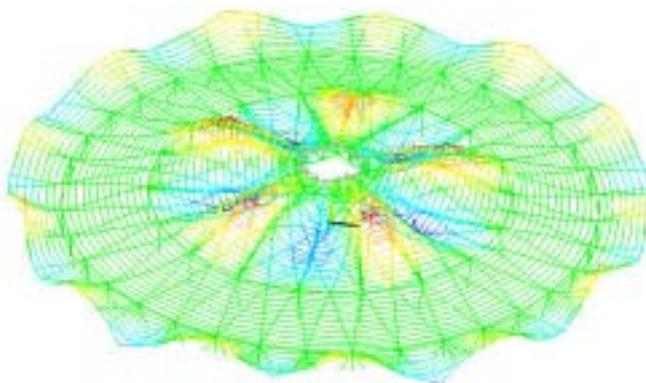
三十五、三十六阶模态： 1.1180 Hz ( T=0.8945s )



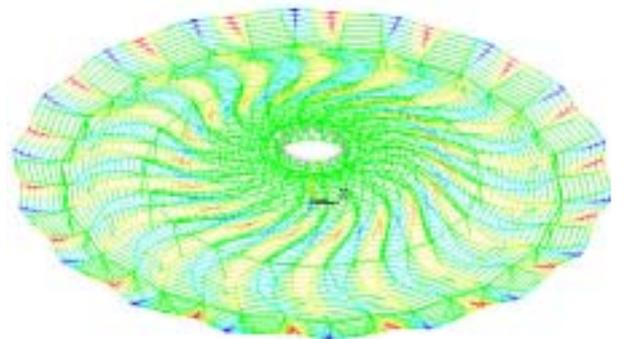
第三十七、三十八阶模态： 1.1791 Hz( T=0.8481s )



第三十九、四十阶模态： 1.1928 Hz( T=0.8384s )



第四十一、四十二阶模态： 1.2054 Hz ( T=0.8296s )



第四十三阶模态： 1.2328 Hz ( T=0.8112s )

图 4.2.2 (续) 有代表性的前几阶振型

## 4.2.4 准定常、非定常方法的频域计算结果比较及结构响应的频谱特征

本文分析的 8 个节点（节点位置见图 4.2.1）的竖向位移均为设计人员关心的响应，即外环悬挑端及内环端部的节点竖向位移。选定频率积分范围  $f \in [0.000, 2.500](Hz)$ ，积分步长  $\Delta f = 0.0025Hz$ 。频率积分范围包含了 250 阶模态， $\Delta f$  对应的周期为 400 秒，从文后的结果分析可见这对计算的精度已经足够。文后频域计算的积分范围及积分步长都采用这样的设置，不再进行说明。表 4.2.2 给出了准定常和非定常的频域计算方法在 90 度风向角下得到的响应标准差的比较（整个屋盖上都有风荷载），图 4.2.3 将结果直观地表示成柱状图。图 4.2.4 给出了两种计算方法的节点位移自功率谱。

表 4.2.2 准定常方法与非定常方法计算响应比较  
(整个屋盖上有风荷载)

计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
准定常的方法	28.2 (-48.1%)	53.4 (-27.9%)	32.9 (-40.1%)	29.7 (-37.7%)
非定常的方法	54.3 (0.0%)	74.1 (0.0%)	54.9 (0.0%)	47.7 (0.0%)
计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
准定常的方法	29.1 (-41.1%)	29.4 (-37.2%)	12.4 (-59.9%)	11.9 (-59.8%)
非定常的方法	49.4 (0.0%)	46.8 (0.0%)	30.9 (0.0%)	29.6 (0.0%)

注：1、参与计算的模态数目为 250 阶；

2、误差定义为： $(\text{准定常的结果} - \text{非定常的结果}) / \text{非定常的结果} * 100$ 。

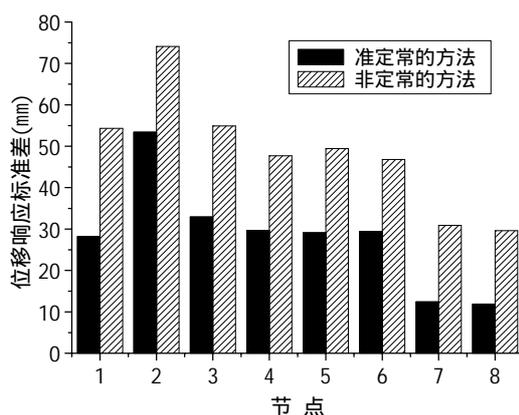


图 4.2.3 准定常方法与非定常方法计算响应比较的柱状图  
(整个屋盖上有风荷载时)

从图 4.2.3、图 4.2.4 及表 4.2.2 可见，两种方法的计算结果相差很大，非定常方法得到的响应标准差是准定常方法的 2 倍左右。位移响应功率谱也反映出结果在频谱上同样有很大的差异。不

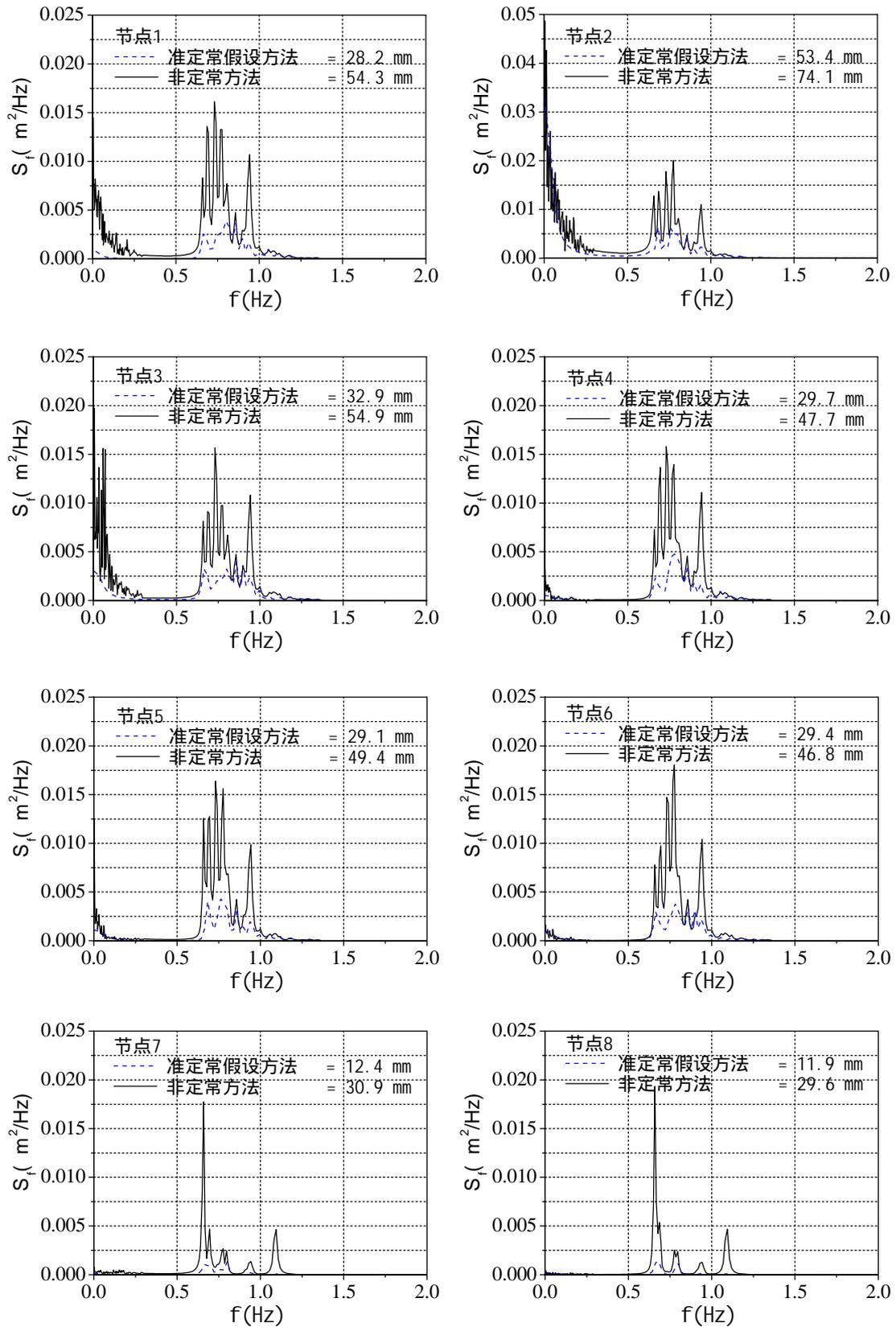


图 4.2.4 整个屋盖上都有风荷载时的位移功率谱

论背景还是共振响应，基于准定常方法的结果都要比非定常方法得到的结果小很多。因此，对于此结构用准定常方法将得到偏于不安全的结果。

下面主要从图 4.2.4 中非定常方法的结果来分析结构响应的频谱特征。从图 4.2.4 可见结构的背景位移响应与共振位移响应在频谱上明显分离，对不同点响应两者占总响应的比例都不相同。这从表 4.2.3 及图 4.2.5 中同样可以得到证实。节点 1~3 处于悬挑部分的迎风位移，平均风压以及脉动风压都比较大（见图 3.3.3 及图 3.4.1），背景响应占总响应方差比较大的比例（大于 20%），节点 2 的背景响应甚至还略大于共振响应（51.7%），节点 4~6 处于屋盖远离来流的一端，节点 7~8 位于屋盖内环中央，平均风压以及脉动风压相对较小，共振响应在总响应中占有绝对优势。从中可见，对于复杂屋盖结构的不同响应而言，背景响应与共振响应占总响应的比例并不一样。因此，不能简单地得出结论认为大跨度屋盖结构主要是由背景响应或共振响应为主。图 4.2.4 中，结构的参振模态为 250 阶，参振模态的频率范围为 0.6582 赫兹 ~ 1.9874 赫兹。但从图中观察到，响应共振区的能量主要集中在 0.6582 赫兹 ~ 1.0 赫兹内，这说明高阶模态基本上没有对响应起作用，在 4.3 小节中还要对参振模态数目进行进一步研究。考察节点 1~6 响应谱的共振区，可发现在风荷载作用下激发出了许多阶模态；而节点 7~8 的共振区却有不同特点，只有零散的几个模态被激发出来。共振区的这个特点，与节点在各个模态中的位移大小有关：悬挑节点的竖向位移在绝大多数模态中都比较突出，而内环中央节点 7~8 的竖向位移只在少数模态中才比较大，因而其参振模态的数目就少。从图中还可知，第一阶模态并不一定是共振响应模态中贡献最大者。由于自振频率密集，模态坐标下的传递函数之间的差别就很小。相对而言，决定模态贡献大小的，更重要的是模态力谱的大小。而高层建筑的风致响应振动就是以第一阶模态为主。

表 4.2.3 背景和共振位移响应的比例关系

比例关系	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
背景方差 / 总响应方差	23.5%	51.7%	32.8%	5.1%	8.5%	3.7%	10.6%	4.6%
共振方差 / 总响应方差	76.5%	48.3%	67.2%	94.9%	91.5%	96.3%	89.3%	95.4%

注：1、表中数据来自非定常频域计算方法得到的结果；

2、背景方差是将位移响应谱从 0~0.5 赫兹积分后得到的数值；

3、共振方差是将位移响应谱从 0.5~1.5 赫兹积分后得到的数值。

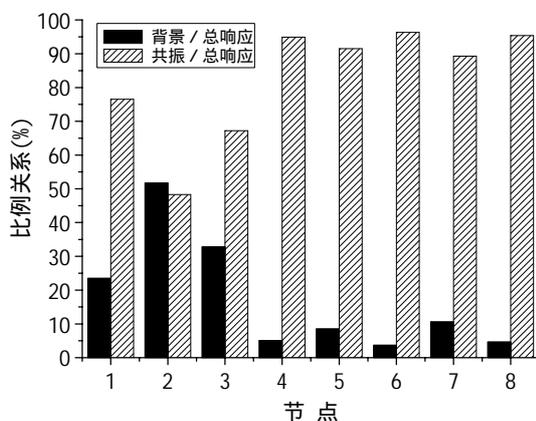


图 4.2.5 背景和共振位移响应的比例关系的柱状图

由于结构外环为悬挑结构，内环为封闭的屋盖结构，本文把整个屋盖结构分为外环悬挑、内环封闭两个区域（见图 4.2.6）分别加风荷载，然后用准定常方法与非定常方法进行分析。

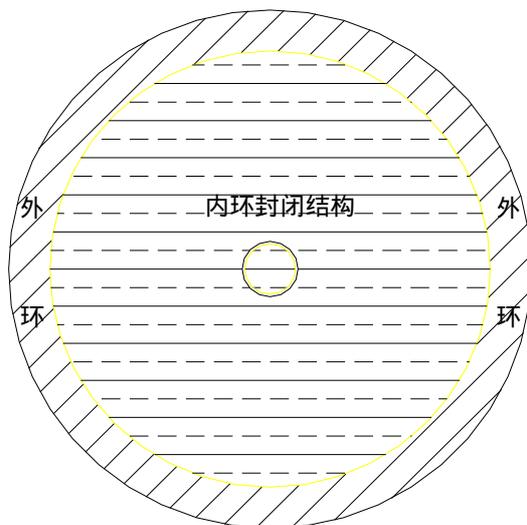


图 4.2.6 内外环区域

表 4.2.4 给出了准定常和非定常的频域计算方法在 90 度风向角下得到的响应标准差的比较（仅悬挑屋盖上有风荷载），图 4.2.7 将其直观地表示成柱状图。从表 4.2.4 及图 4.2.7 可知，仅悬挑屋盖上有风荷载时两种方法得到的响应标准差之间的差别比较小（10%左右），各节点位移响应功率谱也比较接近。这说明悬挑屋盖上风荷载的分布基本符合准定常假设，图 4.2.8 给出了两种计算方法的节点位移自功率谱。从图 4.2.8 中可见，在此荷载模式下，两种方法得到的节点位移自功率谱比较一致。节点 1、3 的背景响应谱准定常方法结果偏小；节点 7、8 的共振响应谱准定常方法结果偏大，所以这四个节点的响应标准差误差较大一些。因此在仅悬挑屋盖上有风荷载时，用准定常假设方法也可得到比较准确的结果。

表 4.2.4 准定常方法与非定常方法计算响应比较  
（只有悬挑屋盖上有风荷载）

计算方法	节点位移响应标准差（误差）			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
准定常的方法	17.2 (9.5%)	26.1 (7.5%)	17.2 (11.3%)	18.0 (6.3%)
非定常的方法	19.0 (0.0%)	28.2 (0.0%)	19.4 (0.0%)	19.2 (0.0%)
计算方法	节点位移响应标准差（误差）			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
准定常的方法	17.1 (8.6%)	18.0 (2.2%)	7.1 (-9.2%)	5.9 (-9.3%)
非定常的方法	18.7 (0.0%)	18.4 (0.0%)	6.5 (0.0%)	5.4 (0.0%)

注：同表 4.2.2。

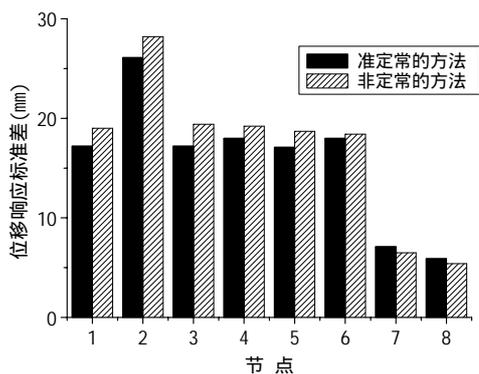


图 4.2.7 准定常方法与非定常方法计算响应比较的柱状图 (仅悬挑屋盖上有风荷载)

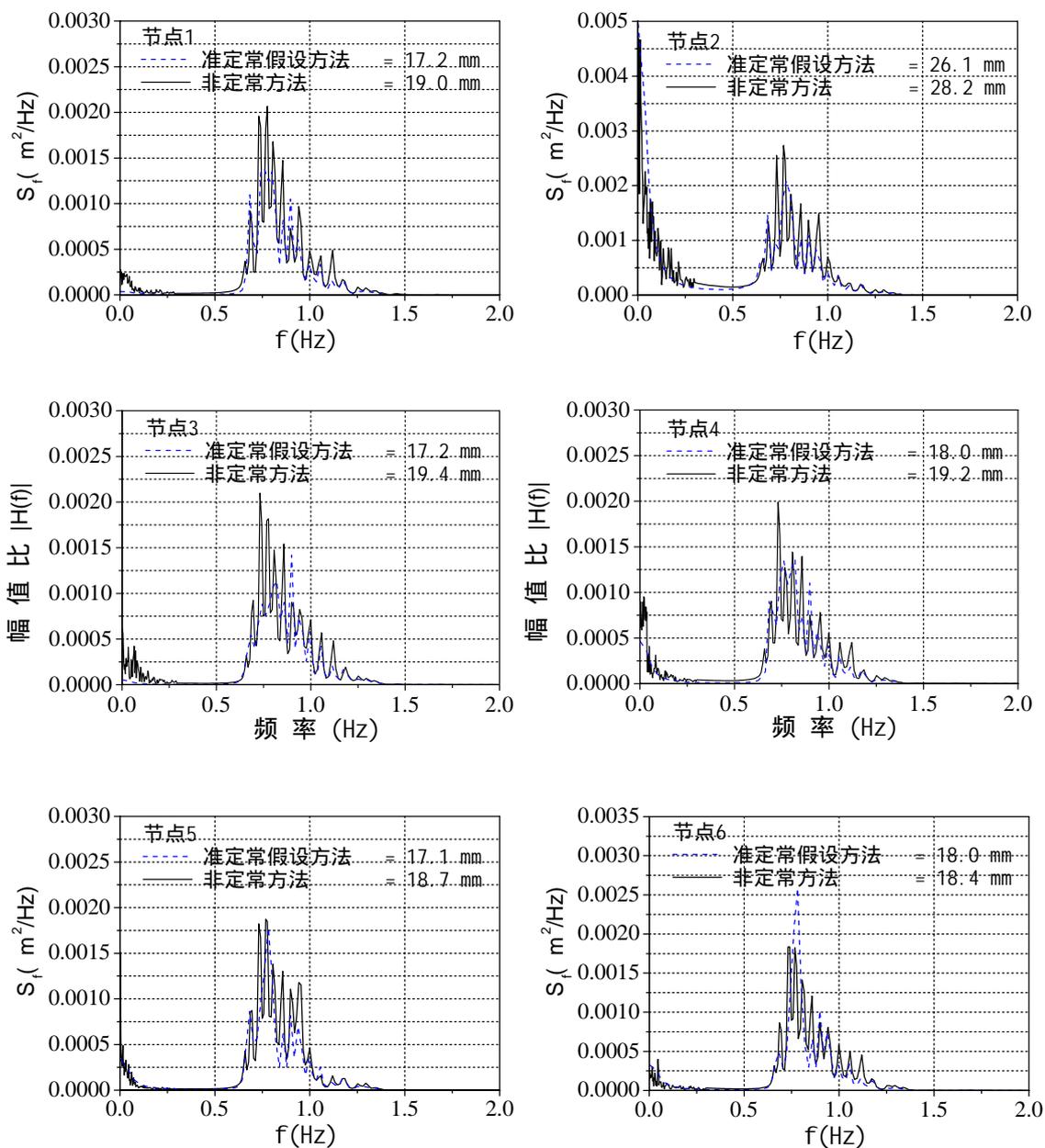


图 4.2.8 仅悬挑屋盖上有风荷载时的位移功率谱

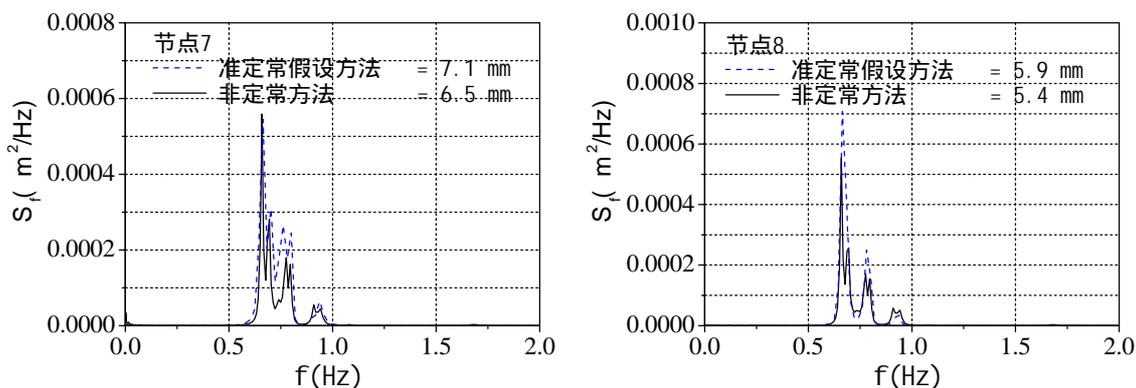


图 4.2.8 (续) 仅悬挑屋盖上有风荷载时的位移功率谱

表 4.2.5 给出了仅内环屋盖上有风荷载时响应标准差的比较，图 4.2.9 将其直观地表示成柱状图。在这种荷载模式下，非正常方法得到的响应标准差是基于准正常假设方法的 2 倍多。图 4.2.10

表 4.2.5 准正常方法与非正常方法计算响应比较  
(只有内环屋盖上有风荷载)

计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
准正常的方法	7.9 (53.0%)	7.5 (64.5%)	8.0 (53.2%)	7.8 (53.9%)
非正常的方法	16.8 (0.0%)	21.1 (0.0%)	17.1 (0.0%)	16.9 (0.0%)
计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
准正常的方法	7.7 (57.0%)	8.2 (48.8%)	5.6 (57.3%)	6.2 (50.8%)
非正常的方法	17.9 (0.0%)	16.0 (0.0%)	13.1 (0.0%)	12.6 (0.0%)

注：同表 4.2.2。

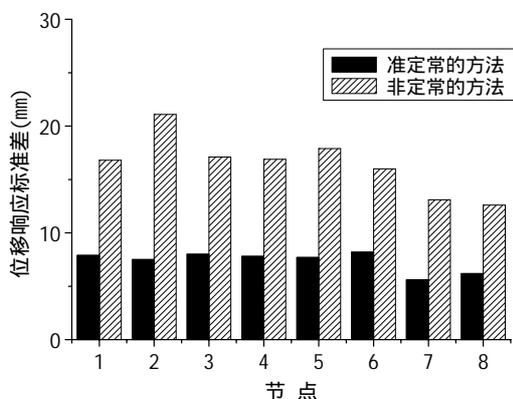


图 4.2.9 准正常方法与非正常方法计算响应比较的柱状图  
(只有内环屋盖上有风荷载)

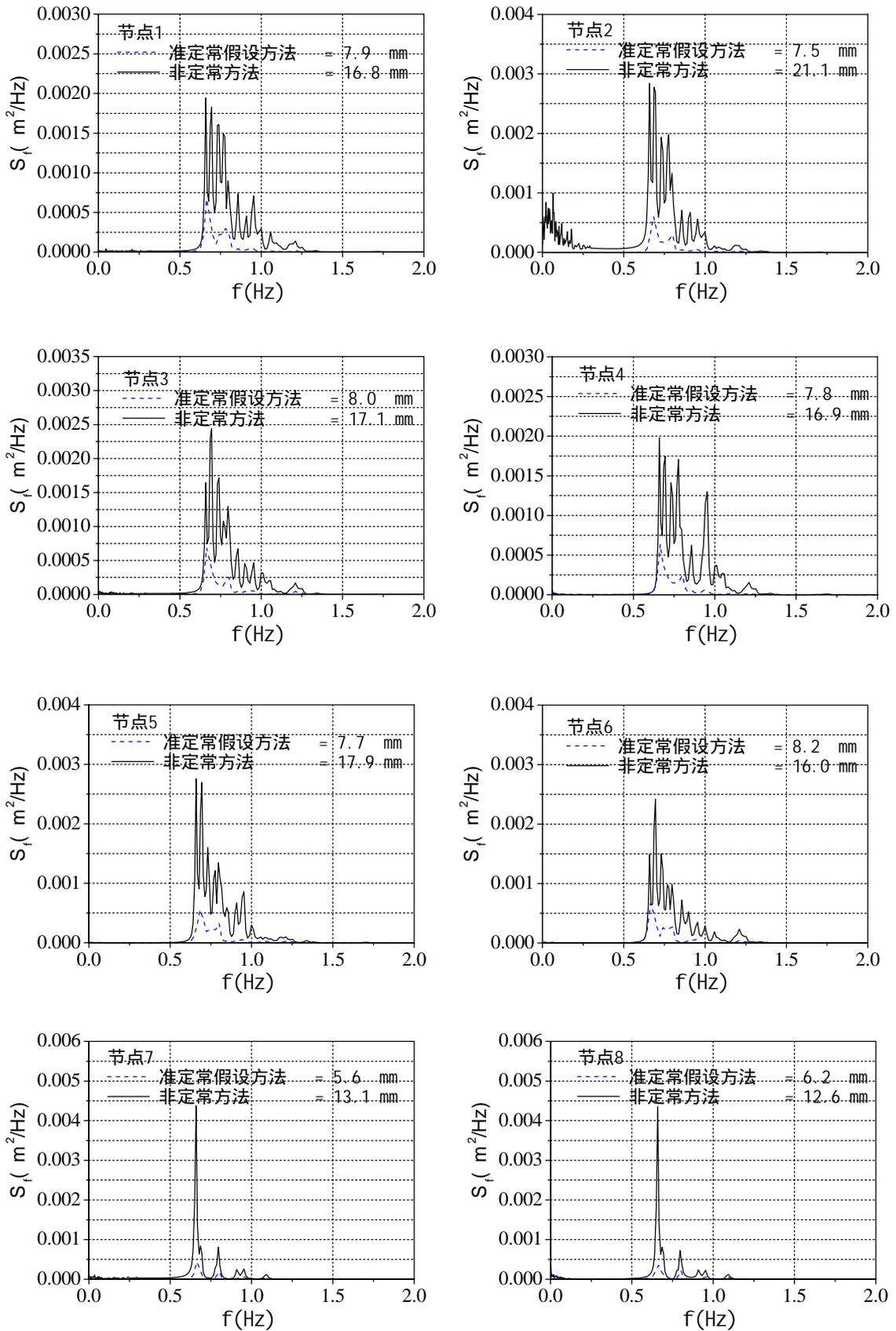


图 4.2.10 仅内环屋盖上有风荷载的位移功率谱

给出了节点位移自功率谱。从图中可见，在此荷载模式下，两种方法得到的节点位移自功率谱差别很大。节点响应绝大部分的贡献来自共振响应，而在共振区准定常方法结果偏小很多。两种方法的差别要大于整个屋盖上有风荷载的情况。

由此可见，对于此结构造成准定常方法误差大的原因就在于内环屋盖上的风荷载不满足准定常假设。由于屋盖结构跨度大以及独特的建筑外型（上翘的悬挑屋盖以及中部内环屋盖的突出），导致空气绕流、再附作用非常突出。而迎风端悬挑屋盖上的情况比较简单，类似一个简单的悬挑型屋盖，风荷载基本符合准定常假设，文献[114]（顾明，朱川海，2002）也认为准定常理论可用于没有干扰情况下大型体育场单片悬挑屋盖风振分析；内环屋盖上的平均风荷载相对悬挑屋盖而言非常小，有的地方甚至接近零风压的状况，而脉动风荷载却没有明显地减小，这就导致内环屋盖上风荷载特性与准定常假设相去甚远。这一点可以从图 3.3.3（平均风压系数的等值线）及图 3.4.1（脉动风压系数的等值线）清楚地看到。

从以上分析可知，对于一般的大跨度屋盖结构不宜采用准定常方法进行风致响应计算。因此，本文算例进行频域计算时均采用非定常方法，以后不再进行说明。

#### 4.2.5 结构响应随风向角变化的规律

图 4.2.11 为 90 度风向角时屋盖结构在平均风荷载作用下的变形图。可见，迎风侧悬臂端向上的位移值很大，而下风侧悬臂端也有较大的向下位移。其它风向角下结构的平均位移变形图与此大致相同，这里不再列出。

图 4.2.12 为 90 度风向角时屋盖结构在脉动风荷载作用下的振动位移图。图中反映出迎风侧悬臂端的动位移值很大，而下风侧悬臂端也有较大的动位移。其它工况下的振动变形图与此大致相同。

定义最大位移  $r_{\max}$ 、最小位移  $r_{\min}$  为

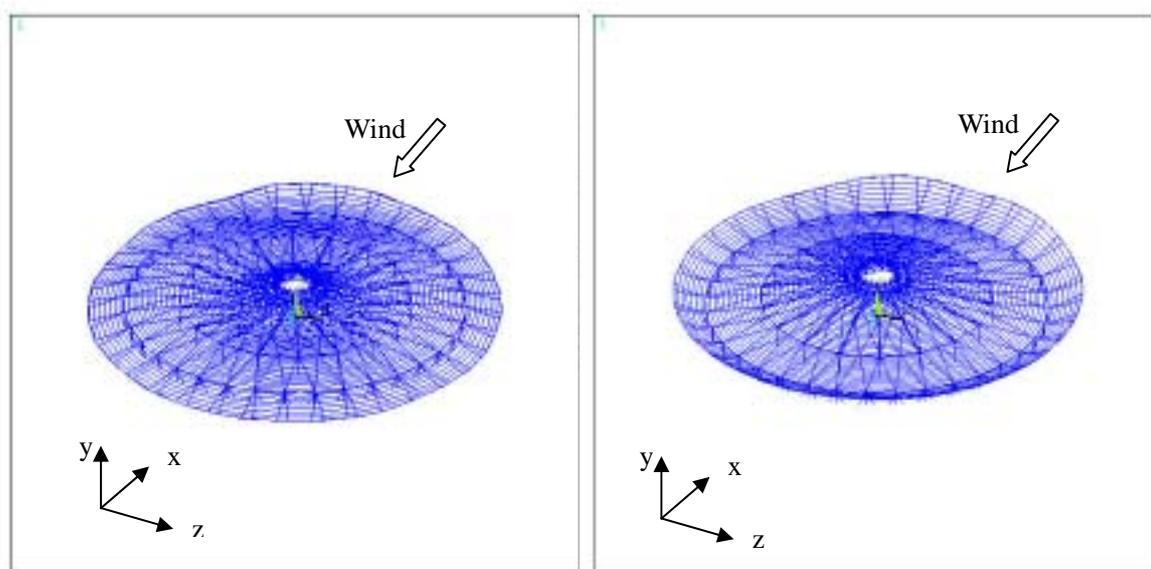


图 4.2.11 90 度风向角下平均风压力下的变形图 图 4.2.12 90 度风向角下风致振动计算的变形图

$$r_{\max}(x, y, z) = \bar{r}(x, y, z) + g\sigma_r(x, y, z) \quad (4.2.1)$$

$$r_{\min}(x, y, z) = \bar{r}(x, y, z) - g\sigma_r(x, y, z) \quad (4.2.2)$$

其中  $\bar{r}(x, y, z)$  为某点的平均响应,  $\sigma_r(x, y, z)$  为计算得到的某点位移的均方根值,  $g$  为峰值因子, 在此取为 2.5。

图 4.2.13 为节点 1~8 位移响应随风向角变化的曲线。从图可知, 当屋盖悬臂端处于来流的前缘(迎风侧)或者后缘(背风侧)时, 其竖向位移的静力和动力位移响应比较大; 处于前者位置时的静力和动力位移响应相对更大一些。而节点 7~8 位于内环中央, 位移响应随风向角变化的幅度没有节点 1~6 明显, 位移响应变化比较小。

### 4.3 上海南站工程屋盖结构风振响应的参数分析

为了研究结构的主要动力参数对上海南站工程屋盖结构风致振动响应的影响, 本节利用非定期的频域计算方法(动力计算程序 SWDP)对上海铁路南站结构的风振动力响应进行参数分析。同前所述, 本节只选取了有代表性的风向角为 90 度时的工况进行分析。参数分析的内容包括参振模态的数目、力谱交叉项、模态交叉项、结构阻尼比及结构自振频率。计算时未说明的参数见 4.2 小节。

#### 4.3.1 参振模态的数目

对于多模态参与振动的结构, 如何选取参振模态的数目对于模态叠加法而言是一个很重要的问题。在此本文将分析参振模态数目对上海南站工程屋盖结构风致振动响应的影响。不同模态数目计算结果的比较表 4.3.1、图 4.3.1。

从表 4.3.1 及图 4.3.1 可见, 当参振模态数目小于 50 阶时, 模态数目对计算结果影响很大; 当参振模态数目大于 50 阶后, 计算结果差别很小。对于上海南站工程屋盖这 8 个节点而言, 当模态数目少于前 50 阶时, 随着参振模态数目的增加, 响应标准差也随着单调增大。这说明如果频域计算时参振模态没有达到一定的数目, 将会得到偏于不安全的结果。而选取前 50 阶模态参与计算就能得到足够精度的结果。后文关于上海南站工程屋盖结构的计算均只考虑前 50 阶模态。

表 4.3.1 同时也反映出, 一旦模态数目达到一定的阶数(对此结构为 50 阶)后, 参振模态数目即使再增加, 计算结果的差别也非常小。表中结果说明, 模态数目从 50 阶增加至 250 阶, 参振模态数目增大了五倍, 计算结果间的误差仅小于 0.5%。对于动力计算程序 SWDP 来说, 增大参振模态数目是非常容易的事情; 而高阶模态的传递函数相对低阶模态而言较小, 并且风压谱能量也随着频率的增大而逐渐减小。因此, 通过几次试算应能够得到所需要的模态数目。

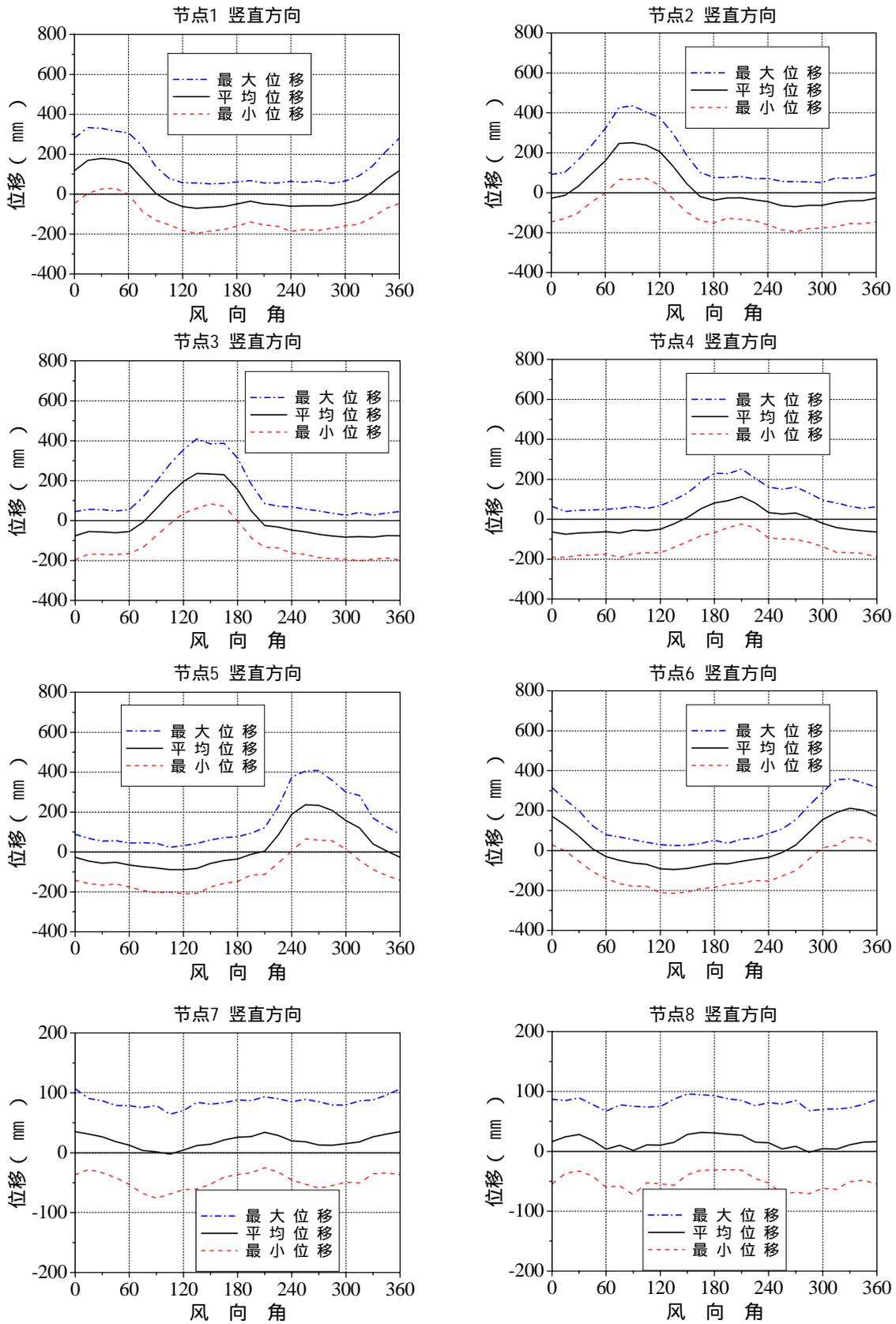


图 4.2.13 位移响应随风向角变化的曲线

表 4.3.1 参振模态数目的影响

参振模态的数目	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
1 阶模态	5.7 (-89.5%)	16.6 (-77.6%)	10.9 (-80.1%)	5.7 (-88.1%)
3 阶模态	17.4 (-68.0%)	18.3 (-75.3%)	23.3 (-57.6%)	15.8 (-66.9%)
5 阶模态	36.9 (-32.0%)	39.6 (-46.6%)	30.4 (-44.6%)	30.4 (-36.3%)
10 阶模态	40.0 (-26.3%)	54.9 (-25.9%)	38.7 (-29.5%)	35.0 (-26.6%)
30 阶模态	53.9 (-0.7%)	73.1 (-1.3%)	53.3 (-2.9%)	47.0 (-1.5%)
50 阶模态	54.1 (-0.4%)	73.9 (-0.3%)	54.5 (-0.7%)	47.6 (-0.2%)
100 阶模态	54.2 (-0.2%)	74.0 (-0.1%)	54.7 (-0.4%)	47.7 (0.0%)
150 阶模态	54.2 (-0.2%)	74.1 (0.0%)	54.8 (-0.2%)	47.7 (0.0%)
200 阶模态	54.2 (-0.2%)	74.1 (0.0%)	54.8 (-0.2%)	47.7 (0.0%)
250 阶模态	54.3 (0.0%)	74.1 (0.0%)	54.9 (0.0%)	47.7 (0.0%)
参振模态的数目	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
1 阶模态	16.6 (-66.4%)	10.9 (-76.7%)	21.6 (-30.1%)	21.6 (-27.0%)
3 阶模态	18.3 (-63.0%)	21.4 (-54.3%)	21.8 (-29.4%)	21.8 (-26.4%)
5 阶模态	32.1 (-35.0%)	30.4 (-35.0%)	26.5 (-14.2%)	23.1 (-22.0%)
10 阶模态	41.0 (-17.0%)	38.7 (-17.3%)	25.6 (-17.2%)	24.1 (-18.6%)
30 阶模态	48.9 (-1.0%)	46.0 (-1.7%)	27.9 (-9.7%)	26.2 (-11.5%)
50 阶模态	49.4 (0.0%)	46.7 (-0.2%)	31.0 (0.3%)	29.5 (-0.3%)
100 阶模态	49.4 (0.0%)	46.7 (-0.2%)	31.0 (0.3%)	29.5 (-0.3%)
150 阶模态	49.4 (0.0%)	46.7 (-0.2%)	31.0 (0.3%)	29.5 (-0.3%)
200 阶模态	49.4 (0.0%)	46.7 (-0.2%)	31.0 (0.3%)	29.5 (-0.3%)
250 阶模态	49.4 (0.0%)	46.8 (0.0%)	30.9 (0.0%)	29.6 (0.0%)

注：1、节点的位移的单位：mm；

2、表中 n 阶模态指模态叠加法的参振模态为 1 至 n 阶模态；

3、误差定义为： $(n \text{ 阶参振模态的计算结果} - 250 \text{ 阶参振模态的计算结果}) / 250 \text{ 阶参振模态的计算结果}$ 。

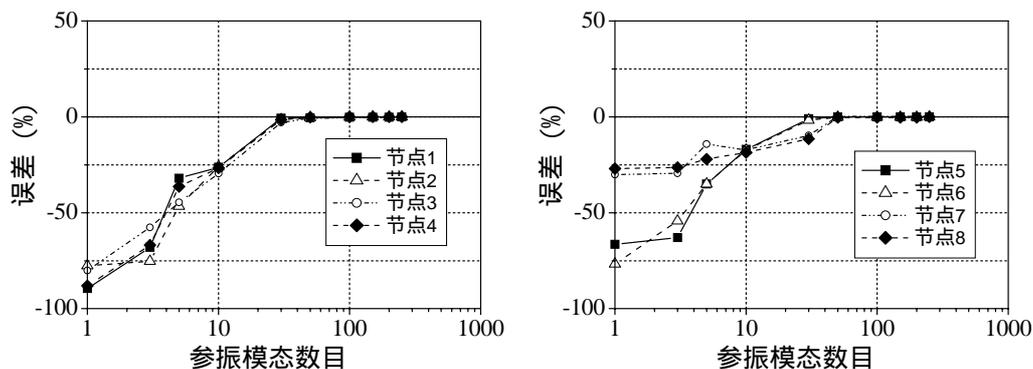


图 4.3.1 误差随参振模态数目的变化

## 4.3.2 力谱交叉项

力谱交叉项表示测点风压在频域上的相关性。在有限元程序计算时，荷载的相关性体现在(4.1.13)中力谱矩阵 $[S_{pp}(\omega)]$ 的非对角元上。力谱矩阵的对角元是力的自功率谱。若不考虑荷载之间的相关性，相当于把 $[S_{pp}(\omega)]$ 简化为对角阵。为了得到正确模拟荷载相关性的力谱矩阵，风洞试验必须采用同步测压系统，这在论文的前部分已经进行了很多的论述。根据风洞试验的压力时程曲线进行谱分析得到的力谱非对角元往往是一个复数。在构造力谱矩阵时，是直接把谱分析得到的复数作为非对角元，还是把复数的模作为非对角元，或者仅仅取这个复数的实部(虚部)。力谱交叉项不同处理方法得到的计算结果见表4.3.2，图4.3.2将结果表示为柱状图。

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_k\} H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \quad (4.1.13)$$

表 4.3.2 力谱交叉项的影响

力谱交叉项的处理方法	节点位移响应标准差(误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
不考虑力谱交叉项	34.5 (-36.5%)	42.1 (-43.2%)	38.0 (-30.8%)	32.4 (-32.1%)
力谱交叉项取实部	54.0 (-0.6%)	74.8 (0.9%)	54.9 (0.0%)	47.4 (-0.6%)
力谱交叉项取虚部	34.7 (-36.1%)	40.4 (-45.5%)	37.4 (-31.9%)	32.7 (-31.5%)
力谱交叉项取模	51.6 (-5.0%)	66.8 (-9.9%)	54.2 (-1.3%)	46.5 (-2.5%)
力谱交叉项取复数	54.1 (0.0%)	73.9 (0.0%)	54.5 (0.0%)	47.6 (0.0%)
力谱交叉项的处理方法	节点位移响应标准差(误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
不考虑力谱交叉项	32.6 (-34.0%)	32.2 (-31.2%)	19.3 (-37.5%)	18.5 (-37.5%)
力谱交叉项取实部	48.4 (-2.0%)	46.2 (-1.3%)	31.5 (1.9%)	28.9 (-2.4%)
力谱交叉项取虚部	33.9 (-31.4%)	32.9 (-29.7%)	18.3 (-40.8%)	19.4 (-34.5%)
力谱交叉项取模	47.1 (-4.7%)	45.4 (-3.0%)	32.4 (4.9%)	29.7 (0.3%)
力谱交叉项取复数	49.4 (0.0%)	46.7 (0.0%)	31.0 (0.0%)	29.5 (0.0%)

注：误差定义为：(不同考虑力谱交叉项方法的结果-力谱交叉项取复数的结果)/力谱交叉项取复数的结果\*100。

从表4.3.2及图4.3.2中可见，虽然力谱的构成都是来自风洞试验数据，但力谱交叉项的不同处理方法对计算结果影响很大。不考虑力谱交叉项由于忽略了荷载之间的相关性能，节点1~节点8都得到了偏小的响应结果，这显然是不可取的。直接把谱分析得到的复数作为非对角元的方法与取实数的方法非常一致，而把复数取模的方法与这两种方法的结果比较接近。而取这个复数的虚部作为非对角元的方法与不考虑力谱交叉项的结果比较接近，这说明此方法相当于不考虑力谱交叉项，这也是不可取的。本文在此仅对这些不同处理方法计算的结果作一比较，不再进行深

入分析讨论。

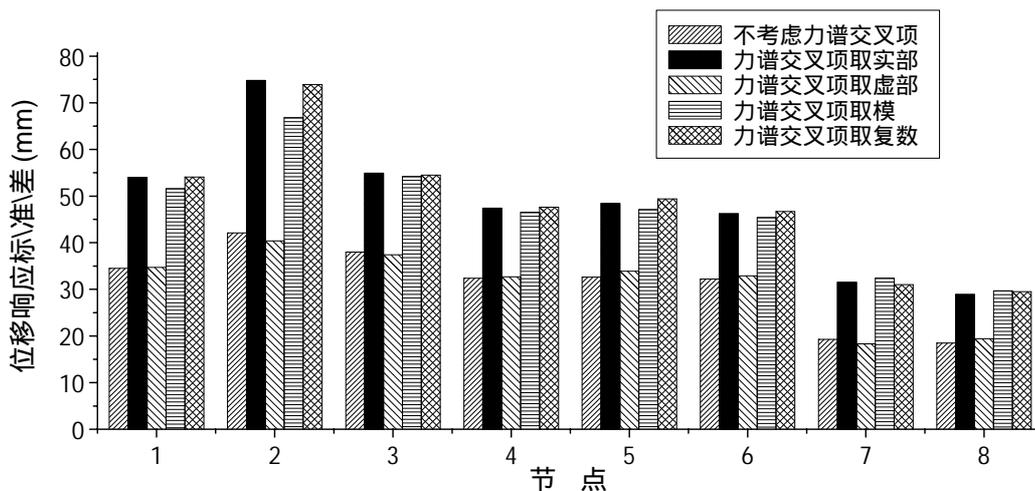


图 4.3.2 力谱交叉项不同处理方法对结果的影响的柱状图

#### 4.3.3 模态交叉项

为了考察模态交叉项对频域计算结果的影响，本文将忽略模态交叉项后的计算结果与考虑模态交叉项的结果进行了比较，见表 4.3.3。图 4.3.3 将结果表示为柱状图。从中可知，模态交叉项对计算结果有一定影响，特别是对于位移响应较大的节点 2，误差达到-23.7%。并且可知，如果考虑模态交叉项，并非都是简单地增加或减小响应标准差。因此复杂大跨度屋盖结构进行频域计算时一般应考虑模态间的交叉项。

表 4.3.3 模态交叉项的影响

模态交叉项的处理方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
忽略模态交叉项	53.2 (-1.7%)	56.4 (-23.7%)	53.4 (-2.0%)	53.2 (11.8%)
考虑模态交叉项	54.1 (0.0%)	73.9 (0.0%)	54.5 (0.0%)	47.6 (0.0%)
模态交叉项的处理方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
忽略模态交叉项	56.4 (14.2%)	53.4 (14.3%)	32.4 (4.5%)	32.4 (9.8%)
考虑模态交叉项	49.4 (0.0%)	46.7 (0.0%)	31.0 (0.0%)	29.5 (0.0%)

注：误差定义为： $(\text{忽略模态交叉项的结果} - \text{考虑模态交叉项的结果}) / \text{考虑模态交叉项的结果} * 100$ 。

#### 4.3.4 模态阻尼比

在进行频域计算时，本文对所有参振模态取相同的阻尼比。为了考察阻尼比对计算结果的影响，本文设置了四个阻尼比 0.005、0.01、0.02 及 0.05，阻尼比对响应标准差的影响见表 4.3.4，相应的柱状图表示见图 4.3.4。阻尼比对背景及共振响应标准差的影响见表 4.3.5。阻尼比对共振标准差的影响见柱状图表示见图 4.3.5。计算的节点位移自功率谱见图 4.3.6。

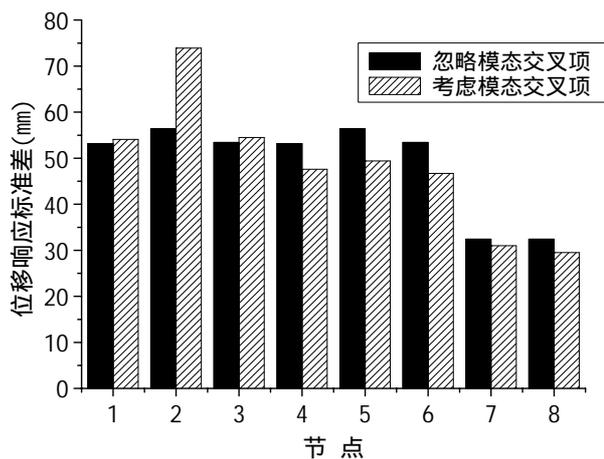


图 4.3.3 模态交叉项对结果影响的柱状图

表 4.3.4 阻尼比对响应标准差的影响

阻尼比	节点位移响应标准差 (mm)							
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
$\zeta=0.005$	69.8	86.8	68.9	65.4	68.4	65.2	43.0	42.8
$\zeta=0.01$	54.1	73.9	54.5	47.6	49.4	46.7	31.0	29.5
$\zeta=0.02$	43.2	66.5	45.3	33.3	34.3	31.4	23.4	20.6
$\zeta=0.05$	34.6	60.7	38.1	20.4	21.9	17.9	17.0	13.3

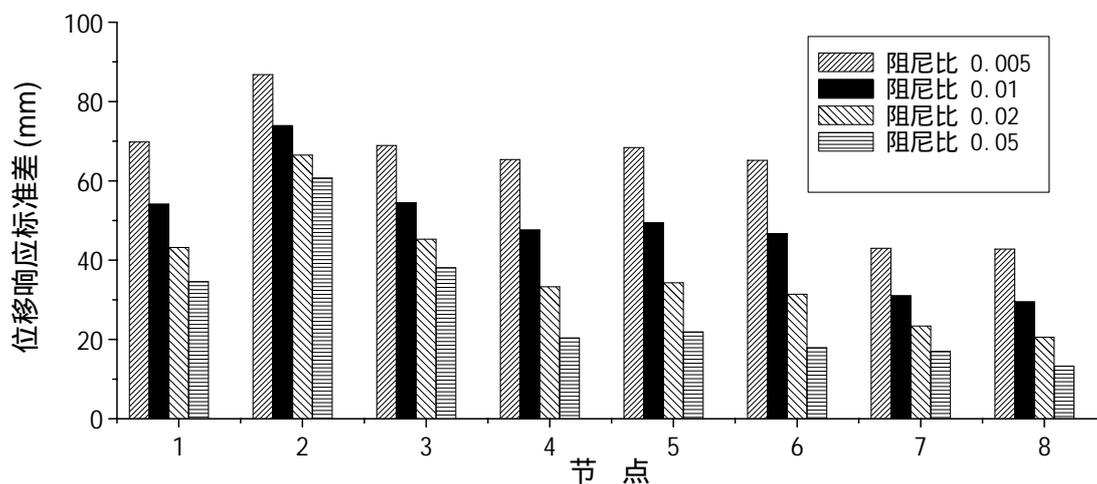


图 4.3.4 阻尼比对响应标准差的影响的柱状图

表 4.3.5 阻尼比对背景及共振标准差的影响

阻尼比	背景标准差 (mm) / 共振标准差 (mm)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
$\zeta=0.005$	26.4 / 64.6	53.4 / 68.4	31.6 / 61.2	10.7 / 64.5

$\zeta=0.01$	26.4 / 47.4	53.4 / 51.4	31.6 / 44.8	10.7 / 46.4
$\zeta=0.02$	26.4 / 34.1	53.4 / 39.7	31.6 / 32.4	10.7 / 31.5
$\zeta=0.05$	26.4 / 22.3	53.4 / 29.0	31.6 / 17.4	10.7 / 17.4
阻尼比	背景标准差 (mm) / 共振标准差 (mm)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
$\zeta=0.005$	14.4 / 66.9	9.1 / 64.5	9.8 / 41.7	6.1 / 42.3
$\zeta=0.01$	14.4 / 47.3	9.1 / 45.8	9.8 / 29.3	6.1 / 28.9
$\zeta=0.02$	14.4 / 31.1	9.1 / 30.0	9.8 / 21.2	6.1 / 19.6
$\zeta=0.05$	14.4 / 16.5	9.1 / 15.4	9.8 / 13.8	6.1 / 11.7

注：1、背景标准差是将位移响应谱从 0~0.5 赫兹积分后再开根号后得到的数值；

2、共振标准差是将位移响应谱从 0.5~1.5 赫兹积分后再开根号后得到的数值。

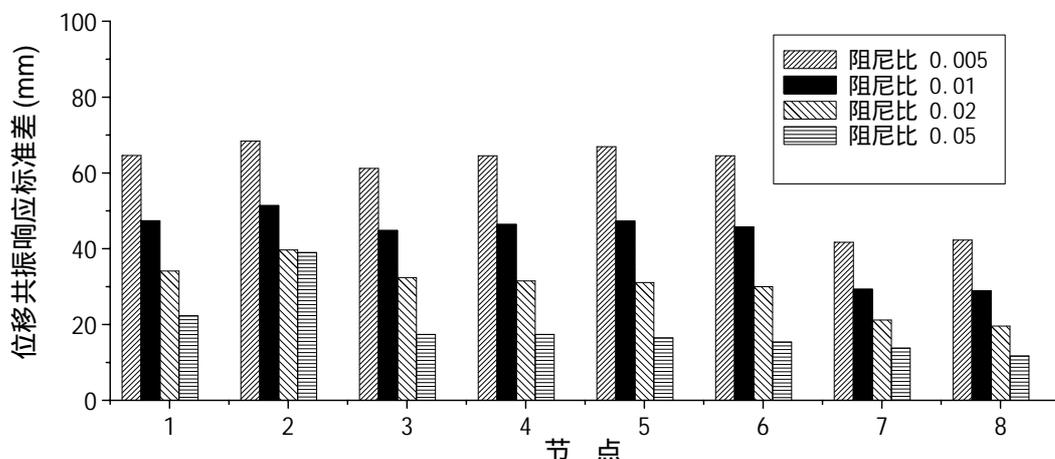


图 4.3.5 阻尼比对共振标准差的影响的柱状图

从表 4.3.4 及图 4.3.4 可见，阻尼比对结果的影响非常大，响应标准差随着阻尼比的增大而减小。从图 4.3.6、表 4.3.5 可知，阻尼比对背景响应几乎没有影响。从结构动力学可知，这是因为在低频部分主要由弹性力来抵抗外力，与阻尼力无关。从图 4.3.5、表 4.3.5 可知，阻尼比对共振响应的影响显著，随着阻尼比的增大共振响应明显减小，这是由于在共振部分主要由阻尼力来抵抗外力。阻尼比越小，共振峰值就越陡峭，带宽也越窄；阻尼比越大，共振区响应谱曲线就越平滑。由于节点 1~8 结构位移响应谱中的共振能量比较突出（见表 4.2.3），尤其是节点 7、节点 8，所以导致节点位移响应对阻尼比的变化比较敏感。

#### 4.4 本章小结

本章在第二、三章准确获得结构风荷载及对风荷载细致分析的基础上，进一步对结构风致抖

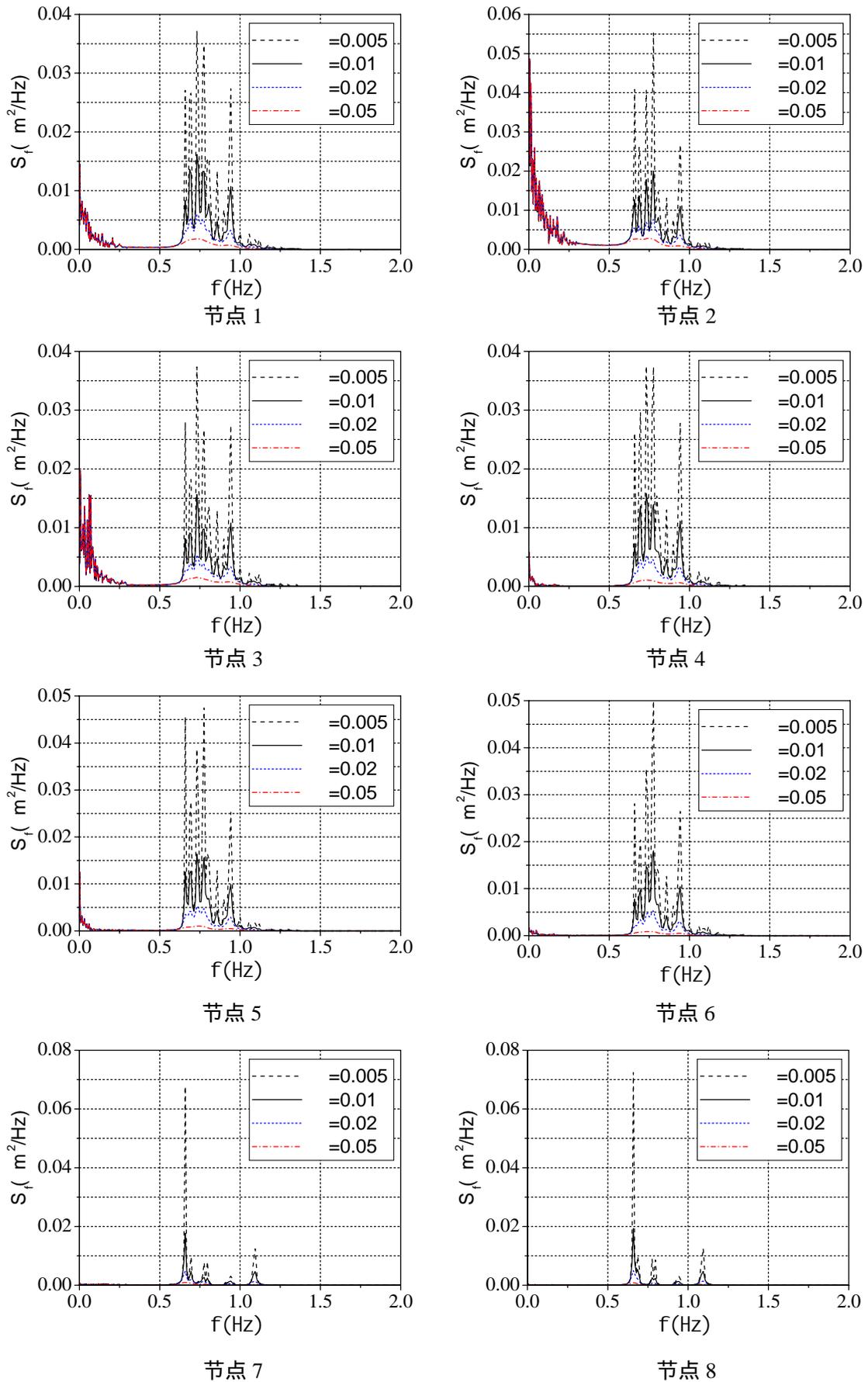


图 4.3.6 阻尼比对位移功率谱的影响

振的频域计算方法和计算参数进行了研究。

首先提出了计算大跨度空间结构风致抖振的非定常频域计算方法。本方法考虑输入非定常荷载和多模态之间的耦合。详细讨论了用试验得到的非定常风压构造抖振气动力的方法，并引入虚拟激励法以提高计算效率。在此基础上，编制了动力计算程序 SWDP。

应用以上方法和程序，对上海南站工程屋盖结构进行风致抖振分析。比较了准定常方法、非定常方法的计算结果，指出准定常方法不适合用于大跨度屋盖结构风致抖振计算，还分析了结构响应的频谱特征。研究发现对于复杂屋盖结构的不同响应而言，背景响应与共振响应占总响应的比例并不一样，不能简单地认为大跨度屋盖结构主要是由背景响应或共振响应为主。此外，还对结构动静力响应随风向角变化的规律进行了研究。

用非定常的频域计算方法（动力计算程序 SWDP）考察了主要频域计算参数对上海南站工程屋盖结构风致振动响应的影响。参数分析的内容包括参振模态的数目、力谱交叉项、模态交叉项、结构阻尼比，得到了一些规律性的结论：

（1）对于上海南站工程屋盖结构，选取前 50 阶模态参与计算对于所考察的节点位移响应能得到足够精度的结果，高阶模态对响应结果几乎没有影响。

（2）力谱交叉项的不同处理方法对计算结果影响很大。不考虑力谱交叉项由于忽略了荷载之间的相关性能，将得到偏小的结果。

（3）模态交叉项对计算结果也有一定的影响。如果考虑模态交叉项，并非都是简单地增加或减小响应标准差。

（4）阻尼比对共振响应的影响显著，随着阻尼比的增大共振响应明显减小。

## 第五章 大跨度屋盖结构的静力等效风荷载研究

静力等效风荷载是联系风工程师和结构工程师的纽带。结构工程师利用风工程师提供的静力等效风荷载进行结构分析或者与其它荷载进行组合。

对于复杂的大跨度屋盖结构，Holmes 提出的等效风荷载方法并不能解决模态间的耦合问题。而著名的 GLF 法运用起来虽然简单，却又存在不能处理响应为零的情况等问题（详见第一章）。大跨度屋盖结构的风致振动具有自己的特点，如背景和多个模态共振响应一般均不能忽略，应考虑多模态及模态之间的耦合影响。这些难点也是至今国内外尚未建立起计算大跨度空间结构静力等效风荷载的有效方法的主要原因。如何针对这些特点来进行大跨度屋盖结构的静力等效风荷载研究是本章所做的工作。

利用将 LRC 法和等效风振惯性力方法相结合来解决大跨度屋盖结构静力等效风荷载的问题。即结构的背景等效风荷载分量用“荷载响应相关法”确定，共振等效风荷载分量用惯性风荷载描述。为了突破用等效风振惯性力表示共振分量等效力时的限制条件——各个参与共振的模态之间必须能够很好的分离，本章提出了用于共振分量的修正 SRSS 法。接着在此基础上用 LRC 法和考虑模态耦合系数的惯性风荷载法相组合的方法来表示大跨度屋盖结构的静力等效风荷载，并相应地给出了与中国规范协调的风振系数形式。本文的方法能突破模态之间耦合情况的限制，给出的荷载具有明确的物理意义，并能克服 GLF 法的一些缺点。最后本文提出，针对大跨度屋盖结构的复杂特点，屋盖表面风荷载的测量、抖振计算直至静力等效风荷载的计算应是一个系统的工程。

### 5.1 风致抖振共振分量的模态耦合效应研究

本节通过理论推导，建立了考虑模态耦合效应时计算结构响应共振分量的近似方差形式，并基于此得出用于计算风振响应共振分量的修正 SRSS 法。

#### 5.1.1 考虑耦合效应时共振分量近似方差形式的推导

在前一章中推导了精确的 CQC (Complete Quadratic Combination) 计算公式，考虑了多个模态及模态之间的耦合影响，

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) \{\phi_j\}^T [R][S_{pp}(\omega)][R]^T \{\phi_k\} H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \quad (5.1.1)$$

亦即

$$[S_{yy}(\omega)] = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \{\phi_j\} H_j^*(i\omega) [S_{FF}(\omega)] H_k(i\omega) \{\phi_k\}^T \quad (5.1.2)$$

式中 $[S_{FF}(\omega)]$ 为模态力谱矩阵， $H_j(i\omega)$ 为第 $j$ 阶振型频率响应函数，即

$$H_j(i\omega) = \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + 2i\zeta_j\omega_j\omega}, \quad i = \sqrt{-1}, \quad \zeta_j \text{ 为第 } j \text{ 振型的阻尼比。}$$

对于所关心某一位移响应 $i$ 的自功率谱，相应的频域解为

$$S_{ii}(\omega) = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} H_j^*(i\omega) S_{F_j F_k}(\omega) H_k(i\omega) \phi_{ik} \quad (5.1.3)$$

下面将(5.1.3)中的模态力谱分成实部和虚部分别讨论。即

$$\begin{aligned} S_{ii}(\omega) &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \operatorname{Re}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)] S_{F_j F_k} \\ &\quad + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \operatorname{Im}(H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)) i S_{F_j F_k} \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

$\operatorname{Re}[\ ]$ 、 $\operatorname{Im}[\ ]$ 分别代表一个复数的实部和虚部。

为了研究多自由度结构的响应，Vanmarcke (1972) 推导了 $\operatorname{Re}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)]$ 的表达式<sup>[10]</sup>，

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)] &= \frac{1}{2} [NN_{kj} - PP_{kj}(1 - \omega_k^2 / \omega^2)] |H_k(i\omega)|^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} [NN_{jk} - PP_{jk}(1 - \omega_j^2 / \omega^2)] |H_j(i\omega)|^2 \end{aligned} \quad (5.1.5)$$

式中 $NN_{jk}$ 、 $PP_{jk}$ 为模态阻尼比 $\zeta_j$ 、 $\zeta_k$ 及变量 $q = \omega_k / \omega_j$ 的函数，

$$NN_{jk} = \frac{1}{D_{jk}} \{8q\zeta_j(\zeta_k + \zeta_j q)[(1 - q^2)^2 - 4q(\zeta_j - \zeta_k q)(\zeta_k - \zeta_j q)]\} \quad (5.1.6)$$

$$PP_{jk} = \frac{1}{D_{jk}} \{2(1 - q^2)[4q(\zeta_j - \zeta_k q)(\zeta_k - \zeta_j q) - (1 - q^2)^2]\} \quad (5.1.7)$$

其中 $D_{jk}$ 定义为

$$D_{jk} = 8q^2[(\zeta_j^2 + \zeta_k^2)(1 - q^2)^2 - 2(\zeta_k^2 - \zeta_j^2 q^2)(\zeta_j^2 - \zeta_k^2 q^2)] + (1 - q^2)^4 \quad (5.1.8)$$

$$\text{定义 } T_{jk} = \frac{1}{2} [NN_{jk} - PP_{jk}(1 - \omega_j^2 / \omega^2)] |H_j(i\omega)|^2 \quad (5.1.9)$$

利用(5.1.5)有，

$$\sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \operatorname{Re}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)] S_{F_j F_k} = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} (T_{kj} + T_{jk}) S_{F_j F_k}$$

$$= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{kj} S_{F_j F_k} + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{jk} S_{F_j F_k} \quad (5.1.10)$$

$$\text{而 } \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{kj} S_{F_j F_k} = \sum_{k=1}^q \sum_{j=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} T_{jk} S_{F_k F_j} = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} T_{jk} S_{F_k F_j}, \quad (5.1.11)$$

$$\begin{aligned} \therefore \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{kj} S_{F_j F_k} + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{jk} S_{F_j F_k} &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} T_{jk} S_{F_k F_j} + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} T_{jk} S_{F_j F_k} \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} T_{jk} (S_{F_k F_j} + S_{F_j F_k}) \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} T_{jk} 2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}) \end{aligned} \quad (5.1.12)$$

上式中最后一步推导利用了模态力矩阵为 Hermite 矩阵的性质。

将 (5.1.9) 代入 (5.1.12) 中得，

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \operatorname{Re}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)] S_{F_j F_k} &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} N N_{jk} |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}) \\ &+ \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} P P_{jk} (1 - \omega_j^2 / \omega^2) |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}) \end{aligned} \quad (5.1.13)$$

Vanmarcke (1972) 同样推导了  $\operatorname{Im}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)]$  的表达式<sup>[10, 98]</sup>，

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}[H_j^*(i\omega) H_k(i\omega)] &= 2\{[V V_{kj} (\frac{\omega}{\omega_k}) + W W_{kj} (\frac{\omega}{\omega_k})^3] |H_k(i\omega)|^2 \\ &- [V V_{jk} (\frac{\omega}{\omega_j}) + W W_{jk} (\frac{\omega}{\omega_j})^3] |H_j(i\omega)|^2\} \end{aligned} \quad (5.1.14)$$

式中  $V V_{jk}$ 、 $W W_{jk}$  为结构自振圆频率  $\omega_j$ 、 $\omega_k$ 、模态阻尼比  $\zeta_j$ 、 $\zeta_k$  及变量  $q = \omega_k / \omega_j$  的函数，

$$V V_{jk} = \frac{1}{Q_{jk}} \{q(\zeta_k - \zeta_j q)[\zeta_j(\zeta_j - \zeta_k q^2) - (1 - q^4)] - (\zeta_j - \zeta_k q)(\zeta_j - \zeta_k q^2)\} \quad (5.1.15)$$

$$W W_{jk} = \frac{1}{Q_{jk}} [q(\zeta_k - \zeta_j q)(\zeta_j - \zeta_k q^2) + (\zeta_j - \zeta_k q)(q^4 - 1)] \quad (5.1.16)$$

其中  $Q_{jk}$  定义为

$$Q_{jk} = q^4 (\zeta_j^2 + \zeta_k^2) - \zeta_j \zeta_k q^2 (1 + q^4) + (1 - q^4)^2 \quad (5.1.17)$$

$$\text{定义 } U_{jk} = 2[VV_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right) + WW_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3] |H_j(i\omega)|^2 \quad (5.1.18)$$

利用 (5.1.14) 有 ,

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \text{Im}[H_j^*(i\omega)H_k(i\omega)]iS_{F_j F_k} &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} (U_{kj} - U_{jk})iS_{F_j F_k} \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{kj}iS_{F_j F_k} - \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk}iS_{F_j F_k} \end{aligned} \quad (5.1.19)$$

$$\text{而 } \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{kj}iS_{F_j F_k} = \sum_{k=1}^q \sum_{j=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} U_{jk}iS_{F_k F_j} = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} U_{jk}iS_{F_k F_j} \quad (5.1.20)$$

$$\begin{aligned} \therefore \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{kj}iS_{F_j F_k} - \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk}iS_{F_j F_k} &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} U_{jk}iS_{F_k F_j} - \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk}iS_{F_j F_k} \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk}i(S_{F_k F_j} - S_{F_j F_k}) \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk}i[-2\text{Im}(S_{F_j F_k})i] \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} U_{jk} 2\text{Im}(S_{F_j F_k}) \end{aligned} \quad (5.1.21)$$

将 (5.1.18) 代入 (5.1.21) 中得 ,

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \text{Im}[H_j^*(i\omega)H_k(i\omega)]iS_{F_j F_k} &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} 4VV_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right) |H_j(i\omega)|^2 \text{Im}(S_{F_j F_k}) \\ &\quad + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} 4WW_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3 |H_j(i\omega)|^2 \text{Im}(S_{F_j F_k}) \end{aligned} \quad (5.1.22)$$

结合 (5.1.13) 和 (5.1.22), (5.1.4) 化为 ,

$$\begin{aligned} S_{ii}(\omega) &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \text{Re}[H_j^*(i\omega)H_k(i\omega)]S_{F_j F_k} + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} \text{Im}[H_j^*(i\omega)H_k(i\omega)]iS_{F_j F_k} \\ &= \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} NN_{jk} |H_j(i\omega)|^2 \text{Re}(S_{F_j F_k}) + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} PP_{jk} (1 - \omega_j^2 / \omega^2) |H_j(i\omega)|^2 \text{Re}(S_{F_j F_k}) \\ &\quad + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} 4VV_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right) |H_j(i\omega)|^2 \text{Im}(S_{F_j F_k}) + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ij} \phi_{ik} 4WW_{jk} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3 |H_j(i\omega)|^2 \text{Im}(S_{F_j F_k}) \end{aligned} \quad (5.1.23)$$

对 (5.1.23) 在各个参振模态共振区内 $[\omega_{j,s}, \omega_{j,e}]$ 积分, 得到位移响应  $i$  的方差 (只包含共振能量),

$$\begin{aligned} \sigma_{R,i}^2 = & \int_{\omega_{R,s}}^{\omega_{R,e}} S_{ii}(\omega) d\omega = \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} NN_{jk} \int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega \\ & + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} PP_{jk} \int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} (1 - \omega_j^2 / \omega^2) |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega \\ & + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} 4VV_{jk} \int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right) |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega \\ & + \sum_{j=1}^q \sum_{k=1}^q \phi_{ik} \phi_{ij} 4WW_{jk} \int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3 |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega \end{aligned} \quad (5.1.24)$$

注意到当  $j = k$  时,  $NN_{jk} = 1, PP_{jk} = VV_{jk} = WW_{jk} = 0$ , 设

$$\sigma_{R,ji}^2 = \sum_{j=1}^q \phi_{ij}^2 \int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_j}(\omega)) d\omega$$

为位移响应  $i$  的第  $j$  个模态 (不包含模态交差项

影响) 的方差 (只包含共振能量), 式 (5.1.24) 变为,

$$\begin{aligned} \sigma_{R,i}^2 = & \sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 \left\{ 1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^q \frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}} \frac{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega}{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 S_{F_j F_j}(\omega) d\omega} \right. \\ & + PP_{jk} \frac{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} (1 - \omega_j^2 / \omega^2) |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega}{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 S_{F_j F_j}(\omega) d\omega} \\ & + 4VV_{jk} \frac{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right) |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega}{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 S_{F_j F_j}(\omega) d\omega} \\ & \left. + 4WW_{jk} \frac{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3 |H_j(i\omega)|^2 \operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega)) d\omega}{\int_{\omega_{j,s}}^{\omega_{j,e}} |H_j(i\omega)|^2 S_{F_j F_j}(\omega) d\omega} \right\} \end{aligned} \quad (5.1.25)$$

注意到式 (5.1.25) 并没有引入任何假设, 因此同 CQC 法一样是结构抖振响应的精确解。在工程实践中结构一般为小阻尼, 所以  $|H_j(i\omega)|^2$  是一个窄带过程; 在积分区间 $[\omega_{j,s}, \omega_{j,e}]$ 内,  $S_{F_j F_k}(\omega)$  可以认为是一个近似白噪声激励, 即  $S_{F_j F_k}(\omega_j) = \operatorname{Const}$ , 并假设在上述积分区间内

$\frac{\omega_j^2}{\omega^2} = \frac{\omega}{\omega_j} = \left(\frac{\omega}{\omega_j}\right)^3 \approx 1$ ，由此式 (5.1.25) 可简化为

$$\sigma_{R,i}^2 = \sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 \left\{ 1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^q \frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}} \left[ NN_{jk} \frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} + 4(VV_{jk} + WW_{jk}) \frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} \right] \right\} \quad (5.1.26)$$

令  $N_{jk} = NN_{jk}$ ， $M_{jk} = 4(VV_{jk} + WW_{jk})$  则上式化为，

$$\sigma_{R,i}^2 = \sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 \left\{ 1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^q \frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}} \left[ N_{jk} \frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} + M_{jk} \frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} \right] \right\} \quad (5.1.27)$$

式 (5.1.27) 即为物理位移下考虑模态耦合效应时共振分量的方差形式。从文后的算例中可以发现式 (5.1.27) 式精度较高，适合工程应用。

式 (5.1.27) 形式简洁明了，具有比较明确的物理意义。式中  $\sigma_{R,ji}^2$  为忽略结构模态耦合效应

时位移响应  $i$  的第  $j$  模态的方差。  $\sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^q \frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}} \left[ N_{jk} \frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} + M_{jk} \frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} \right]$  体现了因模

态交叉作用，其余模态对  $\sigma_{R,ji}^2$  的影响。其中， $\frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}}$  表明了位移响应  $i$  在两个模态下的响应比值；

$N_{jk}$ 、 $M_{jk}$  为自振频率及阻尼比的影响系数，将在文后做专门讨论； $\frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)}$ 、

$\frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)}$  考虑了模态力谱矩阵中非对角元实、虚部与对角元之比对  $\sigma_{R,ji}^2$  的影响，表示出

外界激励的作用。式 (5.1.27) 同时也说明，虽然响应的方差为实数，但模态力谱矩阵中非对角元素的虚部对方差的计算仍然起作用。

### 5.1.2 模态耦合系数及计算共振分量的修正 SRSS 法

如前所述，Holmes 给出的等效背景荷载和多个模态共振惯性荷载组合的方法有一定限制条件——各个参与共振的模态之间必须有很好的分离，这个假设对于大多数大跨度屋盖结构而言一般是不成立的。如果有一种直接修正不考虑共振分量耦合的响应结果以实现考虑耦合效应的目的无疑具有实践意义。要实现这个目的，就需要一个参数，可以很直观且准确地反映模态之间耦合程度的大小。利用前文推导的共振分量近似方差形式，可以实现以上目的。

$$\text{令 } \theta_{jk} = \frac{\phi_{ik}}{\phi_{ij}} \left[ N_{jk} \frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} + M_{jk} \frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} \right] \quad (5.1.28)$$

则式 (5.1.27) 化为，

$$\sigma_{R,i}^2 = \sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 (1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^q \theta_{jk}) = \sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 (1 + \theta_j) \quad (5.1.29)$$

式(5.1.29)中 $\theta_{jk}$ 的物理意义就是第 $j$ 阶共振分量的抖振方差由于考虑第 $k$ 阶模态的耦合效应而变化的比例。由于 $\theta_{jk}$ 的大小反映了将第 $k$ 阶模态计入耦合分析后对第 $j$ 阶共振分量抖振方差的直接影响,因此可以表示 $j$ 、 $k$ 模态之间的耦合程度,于是定义 $\theta_{jk}$ 为**考虑第 $k$ 阶模态耦合效应后第 $j$ 阶共振分量的模态耦合系数**;  $\theta_j$ 为第 $j$ 阶共振分量的抖振方差由于考虑其余模态的耦合效应而变化的比例,本文把 $\theta_j$ 定义为**考虑其余模态耦合效应后第 $j$ 阶共振分量的模态耦合系数**。计算 $\theta_j$ 所需要的参数为自振频率下的模态力谱、该响应在各阶模态中的大小以及 $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$ ,这在计算程序中可以方便地实现。传统的频域方法求共振响应方差时必须对共振区域的频域段离散求解,频域段离散程度越高,计算量越大。而式(5.1.29)只要求在各个自振频率的频率点进行计算,相比之下计算量大大减少。

于是,结构第 $i$ 个位移响应的标准差为

$$\sigma_{R,i} = \sqrt{\sum_{j=1}^q \sigma_{R,ji}^2 (1 + \theta_j)} \quad (5.1.30)$$

设 $\tilde{\sigma}_{R,ji}^2 = \sigma_{R,ji}^2 (1 + \theta_j)$ ,  $\tilde{\sigma}_{R,ji}^2$ 为经过共振分量的模态耦合系数修正后的第 $j$ 模态方差,则

$$\sigma_{R,i} = \sqrt{\sum_{j=1}^q \tilde{\sigma}_{R,ji}^2} \quad (5.1.31)$$

式(5.1.31)式即为经过模态耦合系数修正后的SRSS公式,可供工程师进行快速估计时使用。如果不是求位移响应,而是求其它响应量如内力、应力等,则可类似4.1.1.2的做法,将式(5.1.28)改为式(5.1.32),即

$$\theta_{jk} = \frac{A_{ik}}{A_{ij}} \left[ N_{jk} \frac{\operatorname{Re}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} + M_{jk} \frac{\operatorname{Im}(S_{F_j F_k}(\omega_j))}{S_{F_j F_j}(\omega_j)} \right] \quad (5.1.32)$$

$A_{ij}$ 为相应于模态坐标 $u_j = 1$ 时的内力或应力等响应量。

### 5.1.3 对参数 $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$ 的分析

$N_{jk}$ 、 $M_{jk}$ 为模态阻尼比 $\zeta_j$ 、 $\zeta_k$ 及变量 $q = \omega_j / \omega_k$ 的函数,体现了自振频率及阻尼比对模态耦合效应的影响,反映了结构自身的特性,和荷载、振型无关。故在本小节中将对这两个参数进行单独分析。

图 5.1.1 给出了  $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$  随频率比变化的规律。从图可见， $N_{jk}$  随频率比变化的规律如同一个窄带滤波器，在频率比等于 1 处有一峰值，并且随着阻尼比的增加带宽也随着增大。 $M_{jk}$  随着阻尼比的增加带宽同样也随着增大； $M_{jk}$  在频率比等于 1 处发生突变，从正的最大值变为负的最大值。在结构阻尼较小的情况下，当频率比小于 0.25 或大于 2.5 时， $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$  比较小，说明当两个模态相隔较远时两者的交叉项很小。阻尼比对模态耦合影响很大，阻尼比越大，模态间的耦合就越严重。

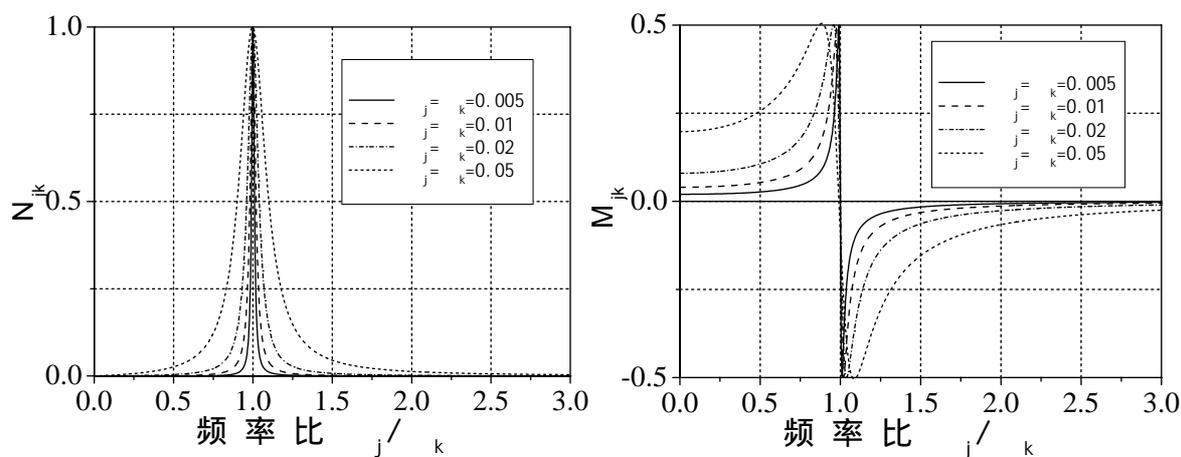


图 5.1.1  $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$  随频率比变化的规律

为了便于应用，本文已将  $N_{jk}$ 、 $M_{jk}$  随频率比的变化情况编制成表格（表 5.1.1、表 5.1.2），工程设计人员可方便地从表格中查找相应的数值。

## 5.2 大跨度屋盖静力等效风荷载及特性分析

本节利用将 LRC 法和等效风振惯性力方法相结合来解决大跨度屋盖结构静力等效风荷载的计算问题。即结构的背景等效风荷载分量用“荷载响应相关法”确定，共振等效风荷载分量用考虑模态耦合系数的惯性风荷载描述。相应地给出了与中国规范协调的风振系数形式。然后以上海南站工程的屋盖结构作为算例，分别对在风向角为 90 度时背景静力等效风荷载、共振等效风荷载计算的响应及总动力响应进行了分析，并通过对模态耦合系数的研究总结了大跨度屋盖结构模态耦合的特性。

### 5.2.1 LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法

表 5.1.1  $N_{jk}$  随频率比、阻尼比变化的列表

$\omega_j / \omega_k$	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$\zeta = 0.005$	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001
$\zeta = 0.01$	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001	0.0002	0.0003	0.0004	0.0005	0.0006	0.0008
$\zeta = 0.02$	0.0000	0.0002	0.0004	0.0006	0.0008	0.0011	0.0015	0.0020	0.0025	0.0033
$\zeta = 0.05$	0.0000	0.0011	0.0022	0.0036	0.0052	0.0071	0.0094	0.0122	0.0157	0.0202
$\omega_j / \omega_k$	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95
$\zeta = 0.005$	0.0001	0.0002	0.0003	0.0004	0.0006	0.0010	0.0018	0.0035	0.0085	0.0357
$\zeta = 0.01$	0.0011	0.0014	0.0019	0.0026	0.0036	0.0055	0.0088	0.0161	0.0366	0.1353
$\zeta = 0.02$	0.0043	0.0056	0.0075	0.0102	0.0145	0.0215	0.0345	0.0616	0.1325	0.3878
$\zeta = 0.05$	0.0261	0.0341	0.0452	0.0611	0.0849	0.1224	0.1852	0.2964	0.4986	0.8120
$\omega_j / \omega_k$	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.25	1.30	1.35	1.40	1.45
$\zeta = 0.005$	1.0000	0.0413	0.0114	0.0054	0.0033	0.0022	0.0016	0.0013	0.0010	0.0008
$\zeta = 0.01$	1.0000	0.1403	0.0401	0.0186	0.0108	0.0071	0.0050	0.0037	0.0029	0.0023
$\zeta = 0.02$	1.0000	0.3921	0.1425	0.0703	0.0416	0.0276	0.0196	0.0147	0.0115	0.0092
$\zeta = 0.05$	1.0000	0.7880	0.4989	0.3146	0.2098	0.1481	0.1098	0.0845	0.0670	0.0545
$\omega_j / \omega_k$	1.50	1.55	1.60	1.65	1.70	1.75	1.80	1.85	1.90	1.95
$\zeta = 0.005$	0.0007	0.0006	0.0005	0.0005	0.0004	0.0004	0.0004	0.0003	0.0003	0.0003
$\zeta = 0.01$	0.0019	0.0016	0.0014	0.0012	0.0010	0.0009	0.0008	0.0007	0.0006	0.0006
$\zeta = 0.02$	0.0076	0.0064	0.0054	0.0047	0.0041	0.0036	0.0032	0.0029	0.0026	0.0023
$\zeta = 0.05$	0.0453	0.0382	0.0327	0.0284	0.0248	0.0219	0.0195	0.0175	0.0158	0.0143
$\omega_j / \omega_k$	2.00	2.05	2.10	2.15	2.20	2.25	2.30	2.35	2.40	2.45
$\zeta = 0.005$	0.0003	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002
$\zeta = 0.01$	0.0005	0.0005	0.0004	0.0004	0.0004	0.0004	0.0003	0.0003	0.0003	0.0003
$\zeta = 0.02$	0.0021	0.0019	0.0018	0.0016	0.0015	0.0014	0.0013	0.0012	0.0012	0.0011
$\zeta = 0.05$	0.0131	0.0120	0.0110	0.0102	0.0094	0.0087	0.0081	0.0076	0.0071	0.0067
$\omega_j / \omega_k$	2.50	2.55	2.60	2.65	2.70	2.75	2.80	2.85	2.90	3.00
$\zeta = 0.005$	0.0002	0.0002	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
$\zeta = 0.01$	0.0003	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002	0.0001
$\zeta = 0.02$	0.0010	0.0010	0.0009	0.0009	0.0008	0.0008	0.0007	0.0007	0.0007	0.0006
$\zeta = 0.05$	0.0063	0.0059	0.0056	0.0053	0.0050	0.0047	0.0045	0.0043	0.0041	0.0037

表 5.1.2  $M_{jk}$  随频率比、阻尼比变化的列表

$\omega_j / \omega_k$	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$\zeta = 0.005$	0.0200	0.0200	0.0202	0.0205	0.0208	0.0213	0.0220	0.0228	0.0238	0.0251
$\zeta = 0.01$	0.0400	0.0401	0.0404	0.0409	0.0416	0.0426	0.0439	0.0455	0.0476	0.0501
$\zeta = 0.02$	0.0799	0.0801	0.0806	0.0817	0.0831	0.0851	0.0876	0.0908	0.0948	0.0998
$\zeta = 0.05$	0.1980	0.1983	0.1995	0.2018	0.2051	0.2096	0.2153	0.2226	0.2316	0.2426
$\omega_j / \omega_k$	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95
$\zeta = 0.005$	0.0267	0.0287	0.0312	0.0346	0.0392	0.0456	0.0554	0.0718	0.1042	0.1972
$\zeta = 0.01$	0.0532	0.0572	0.0623	0.0690	0.0781	0.0908	0.1100	0.1416	0.2024	0.3533
$\zeta = 0.02$	0.1060	0.1138	0.1238	0.1367	0.1541	0.1783	0.2136	0.2690	0.3622	0.4939
$\zeta = 0.05$	0.2562	0.2730	0.2937	0.3195	0.3517	0.3918	0.4398	0.4882	0.4986	0.3419
$\omega_j / \omega_k$	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.25	1.30	1.35	1.40	1.45
$\zeta = 0.005$	0.0000	-0.1876	-0.0943	-0.0617	-0.0453	-0.0355	-0.0290	-0.0243	-0.0208	-0.0181
$\zeta = 0.01$	0.0000	-0.3368	-0.1832	-0.1219	-0.0900	-0.0707	-0.0577	-0.0485	-0.0416	-0.0362
$\zeta = 0.02$	0.0000	-0.4817	-0.3291	-0.2318	-0.1749	-0.1387	-0.1139	-0.0960	-0.0825	-0.0720
$\zeta = 0.05$	0.0000	-0.4503	-0.4989	-0.4378	-0.3671	-0.3081	-0.2617	-0.2253	-0.1964	-0.1730
$\omega_j / \omega_k$	1.50	1.55	1.60	1.65	1.70	1.75	1.80	1.85	1.90	1.95
$\zeta = 0.005$	-0.0160	-0.0143	-0.0128	-0.0116	-0.0106	-0.0097	-0.0089	-0.0083	-0.0077	-0.0071
$\zeta = 0.01$	-0.0319	-0.0285	-0.0256	-0.0232	-0.0211	-0.0194	-0.0178	-0.0165	-0.0153	-0.0143
$\zeta = 0.02$	-0.0636	-0.0567	-0.0511	-0.0463	-0.0422	-0.0387	-0.0356	-0.0330	-0.0306	-0.0285
$\zeta = 0.05$	-0.1540	-0.1381	-0.1248	-0.1135	-0.1037	-0.0953	-0.0879	-0.0814	-0.0757	-0.0706
$\omega_j / \omega_k$	2.00	2.05	2.10	2.15	2.20	2.25	2.30	2.35	2.40	2.45
$\zeta = 0.005$	-0.0067	-0.0062	-0.0059	-0.0055	-0.0052	-0.0049	-0.0047	-0.0044	-0.0042	-0.0040
$\zeta = 0.01$	-0.0133	-0.0125	-0.0117	-0.0110	-0.0104	-0.0098	-0.0093	-0.0088	-0.0084	-0.0080
$\zeta = 0.02$	-0.0266	-0.0249	-0.0234	-0.0221	-0.0208	-0.0197	-0.0186	-0.0177	-0.0168	-0.0160
$\zeta = 0.05$	-0.0660	-0.0619	-0.0582	-0.0548	-0.0517	-0.0489	-0.0463	-0.0440	-0.0418	-0.0398
$\omega_j / \omega_k$	2.50	2.55	2.60	2.65	2.70	2.75	2.80	2.85	2.90	3.00
$\zeta = 0.005$	-0.0038	-0.0036	-0.0035	-0.0033	-0.0032	-0.0030	-0.0029	-0.0028	-0.0027	-0.0025
$\zeta = 0.01$	-0.0076	-0.0073	-0.0069	-0.0066	-0.0064	-0.0061	-0.0058	-0.0056	-0.0054	-0.0050
$\zeta = 0.02$	-0.0152	-0.0145	-0.0139	-0.0133	-0.0127	-0.0122	-0.0117	-0.0112	-0.0108	-0.0100
$\zeta = 0.05$	-0.0379	-0.0362	-0.0346	-0.0331	-0.0317	-0.0304	-0.0292	-0.0280	-0.0269	-0.0249

1.3.3.3 小节中介绍了将 LRC 法和等效风振惯性力相结合来表示静力等效风荷载的方法，其中等效风振惯性力的原理是基于 SRSS 法的。在前一小节的基础上，很容易将修正 SRSS 法用来表示考虑模态耦合效应的静力等效风荷载。所需要做的只是将式 (1.3.17) (1.3.18) 略作修改成式 (5.2.1) (5.2.2) 即可

$$W_B = \frac{g_B \sigma_{r,B}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 (1 + \theta_j) \sigma_{R,j}^2)^{1/2}} \quad (5.2.1a)$$

$$W_{R,k} = \frac{g_{R,j} \sigma_{R,j}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 (1 + \theta_j) \sigma_{R,j}^2)^{1/2}} \quad (5.2.1b)$$

$$p_{R,j}(x, y, z) = g_R m(x, y, z) \omega_j^2 \sqrt{(1 + \theta_j)} \sigma_{R,j} \phi_j(x, y, z) \quad (5.2.2)$$

式中  $\theta_j$  为考虑其余模态耦合效应后第  $j$  阶共振分量的模态耦合系数；和线状结构不同，式中  $(x, y, z)$  反映了三维的大跨度屋盖结构的特点。 $W_B$ 、 $W_{R,k}$  分别为背景风荷载、第  $k$  阶振型惯性力（仅包含共振区的能量）的权值系数。 $p_{R,j}(z)$  为第  $j$  阶振型对应的等效惯性风荷载（仅包含共振区的响应）。

相应的静力等效风荷载（包括平均、背景和共振分量）仍然为

$$p_T(x, y, z) = \bar{p}(x, y, z) + W_B p_B(x, y, z) + \sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z) \quad (5.2.3)$$

其中  $p_B(x, y, z)$  为用 LRC 法求得的等效背景风荷载，即

$$p_B(x, y, z) = g_B \rho_{pr}(x, y, z) \sigma_p(x, y, z), \quad (5.2.4)$$

其中  $\sigma_p(x, y, z)$  为脉动荷载的标准差， $\rho_{pr}(x, y, z)$  为脉动荷载  $p(x, y, z, t)$  和脉动响应  $r(x, y, z, t)$  之间的相关系数。

## 5.2.2 用风振系数的形式表示静力等效风荷载

国内设计人员习惯了规范中采用（荷载）风振系数来表示静力等效风荷载的方法。为了与中国规范的方法相适应，把 5.2.1 节中“LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法”计算得到的静力等效风荷载，用（荷载）风振系数的形式来表示。

定义风振系数为

$$\begin{aligned} G(x, y, z) &= \frac{p_T(x, y, z)}{\bar{p}(z)} = \frac{\bar{p}(x, y, z) + W_B p_B(x, y, z) + \sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} \\ &= 1 + g_B \frac{W_B \rho_{pr}(x, y, z) \sigma_p(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} + g_R \frac{\sum_{j=1}^N W_{R,j} m(x, y, z) \omega_j^2 \sqrt{(1 + \theta_j)} \sigma_{R,j} \phi_j(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} \end{aligned}$$

$$= 1 + \frac{W_B p_B(x, y, z) + \sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} \quad (5.2.5)$$

其中

$$g_B \frac{W_B \rho_{pr}(x, y, z) \sigma_p(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} \quad (5.2.6)$$

表示背景等效风荷载与平均风荷载的比值；

$$g_R \frac{\sum_{j=1}^N W_{R,j} m(x, y, z) \omega_j^2 \sqrt{(1 + \theta_j)} \sigma_j \phi_j(x, y, z)}{\bar{p}(x, y, z)} \quad (5.2.7)$$

表示共振等效风荷载与平均风荷载的比值。

自编的动力计算程序 SWDP 中已经编制了以上算法，可以方便地输出响应的等效风荷载及风振系数。下面将用 5.2.1、5.2.2 提出的等效风荷载及风振系数方法进行算例分析。

### 5.2.3 背景响应分析

LRC 法计算结构背景响应实际上采用的是准静态方法，因此包含了构成背景分量的所有模式的贡献。而用 GBJ 法确定等效风荷载以及用第四章介绍的模态叠加法求结构响应时，都必须确定模态截断的数目。结构的背景响应实质上是动力荷载在低频部分的响应。对于上海南站工程的屋盖结构，在频谱上背景和共振响应分离得比较开（见图 4.2.3），因此可以将模态叠加法计算的响应自功率谱在低频部分积分再开根号而得到背景响应标准差（通过对南站工程响应功率谱的分析，从 0~0.5 赫兹积分比较合适）。在此，将模态叠加法计算的结果与由 LRC 法确定的背景等效荷载计算的结构响应做一比较，见表 5.2.1 及图 5.2.1。从表中可见，大跨度屋盖结构的背景响应是由多阶模态起控制作用。使用模态叠加法计算背景响应时，如果没有对模态截断数目的影响做认真分析，得到的结果将会有很大的误差；并且此时模态叠加法得到的结果可能会偏大或偏小，这是由于大跨度屋盖结构振型的复杂性和多阶模态共同叠加的结果所致。当模态叠加法中参与计算的模态达到一定的阶数（本算例 50 阶模态），模态叠加法与 LRC 法计算的背景响应标准差之间的误差很小（小于 3.5%），可见 50 阶以上的模态对背景响应的贡献很小。从比较的结果可知，参振模态为 1~50 阶与参振模态为 1~250 阶时，两者用模态叠加法计算的结果差别很小。LRC 法计算量小、使用方便，不必考虑模态截断效应对背景响应的影响，是计算背景静力等效风荷载的理想方法。

表 5.2.1 背景响应计算结果

背景响应计算方法		节点位移的背景响应标准差 $\sigma_B$ （误差）			
		节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
随机振动的模态叠加法	1 阶模态	2.5 (90.7%)	7.1 (87.1%)	4.6 (85.7%)	2.5 (77.3%)
	3 模态	8.6 (67.9%)	7.6 (86.2%)	12.6 (60.7%)	5.0 (54.5%)
	5 模态	21.7 (19.0%)	24.7 (55.0%)	13.3 (58.6%)	8.7 (20.9%)

	10 阶模态	20.0 ( 25.4% )	38.3 ( 30.2% )	21.0 ( 34.6% )	10.1 ( 8.2% )
	30 阶模态	25.9 ( 3.4% )	52.8 ( 3.8% )	30.5 ( 5.0% )	10.4 ( 5.5% )
	50 阶模态	26.2 ( 2.2% )	53.1 ( 3.3% )	31.2 ( 2.8% )	10.7 ( 2.7% )
	100 阶模态	26.2 ( 2.2% )	53.2 ( 3.1% )	31.4 ( 2.2% )	10.8 ( 1.8% )
	150 阶模态	26.3 ( 1.9% )	53.3 ( 2.9% )	31.5 ( 1.9% )	10.8 ( 1.8% )
	200 阶模态	26.3 ( 1.9% )	53.4 ( 2.7% )	31.6 ( 1.6% )	10.8 ( 1.8% )
	250 阶模态	26.4 ( 1.5% )	53.4 ( 2.7% )	31.6 ( 1.6% )	10.9 ( 1.0% )
LRC 法		26.8	54.9	32.1	11.0
背景响应计算方法		节点位移的背景响应标准差 $\sigma_B$ ( 误差 )			
		节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
随机振动的 模态叠加 法	1 阶模态	7.1 ( 52.3% )	4.6 ( 49.5% )	9.2 ( 10.7% )	9.2 ( -41.5% )
	3 阶模态	8.1 ( 45.6% )	7.7 ( 15.4% )	9.1 ( 11.7% )	9.4 ( -44.6% )
	5 阶模态	9.8 ( 34.2% )	12.1 ( -33.0% )	14.5 ( -40.8% )	6.7 ( -3.1% )
	10 阶模态	17.4 ( -16.8% )	14.3 ( -57.1% )	11.0 ( -6.8% )	6.3 ( 3.1% )
	30 阶模态	15.9 ( -6.7% )	9.2 ( -1.1% )	10.1 ( 1.9% )	6.4 ( 3.1% )
	50 阶模态	14.4 ( 3.4% )	8.9 ( 2.1% )	10.1 ( 1.9% )	6.3 ( 3.1% )
	100 阶模态	14.4 ( 3.4% )	9.0 ( 1.1% )	10.1 ( 1.9% )	6.3 ( 3.1% )
	150 阶模态	14.4 ( 3.4% )	9.0 ( 1.1% )	10.1 ( 1.9% )	6.3 ( 3.1% )
	200 阶模态	14.4 ( 3.4% )	9.0 ( 1.1% )	10.1 ( 1.9% )	6.3 ( 3.1% )
	250 阶模态	14.4 ( 3.4% )	9.1 ( 0.0% )	10.1 ( 1.9% )	6.3 ( 3.1% )
LRC 法		14.9	9.1	10.3	6.5

注：1、节点位移的单位：mm；

2、表中 n 阶模态指参与模态叠加法的模态为 1 至 n 阶模态；

3、模态叠加法计算的背景响应是将位移响应谱从 0~0.5 赫兹积分后再开根号而得到的数值；

4、误差定义为： $(\text{LRC 法结果} - \text{模态叠加法结果}) / \text{LRC 法结果}$ ；

5、节点的位置见图 4.2.1。

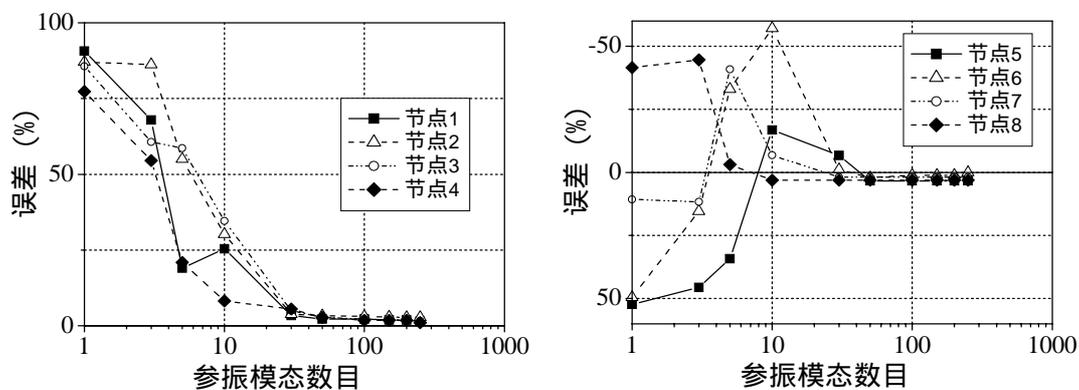


图 5.2.1 误差随参振模态数目的变化

## 5.2.4 共振响应及总动力响应分析

为了考察修正 SRSS 法计算响应的准确性，表 5.2.2 列出了节点 1~节点 8 用模态叠加法、考虑模态耦合系数的惯性风荷载法计算的共振响应结果，图 5.2.2 表示结果的柱状图。表 5.2.3 列出了节点 1~8 用模态叠加法、“LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法”计算的总动力响应结果，图 5.2.3 表示出结果的柱状图。与模态叠加法的结果相比，考虑模态耦合系数的惯性风荷载法以及“LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法”得到的响应值误差均小于 3.5%。说明本文提出的静力等效风荷载方法对于工程应用具有较高的精度。

表 5.2.2 共振响应结果比较

计算方法	节点位移共振响应标准差（误差）			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
随机振动的模态叠加法	47.4 (0.0%)	51.5 (2.9%)	44.7 (2.7%)	46.4 (-0.4%)
考虑模态耦合系数的惯性风荷载法	47.4 (0.0%)	53.0 (0.0%)	45.9 (0.0%)	46.2 (0.0%)
计算方法	节点位移响应标准差（误差）			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
随机振动的模态叠加法	47.2 (-3.8%)	45.8 (-1.8%)	29.2 (1.0%)	28.9 (0.0%)
考虑模态耦合系数的惯性风荷载法	45.4 (0.0%)	45.0 (0.0%)	29.5 (0.0%)	28.9 (0.0%)

注：1、表中随机振动的模态叠加法，参与计算的模态数目为 50 阶；

2、模态叠加法计算的共振响应标准差是将位移响应谱从 0.5~1.5 赫兹积分后再开根号而得到的数值；

3、误差定义为：（考虑模态耦合系数的惯性风荷载法结果-模态叠加法结果）/模态叠加法\*100；

4、位移共振响应标准差的单位为毫米。

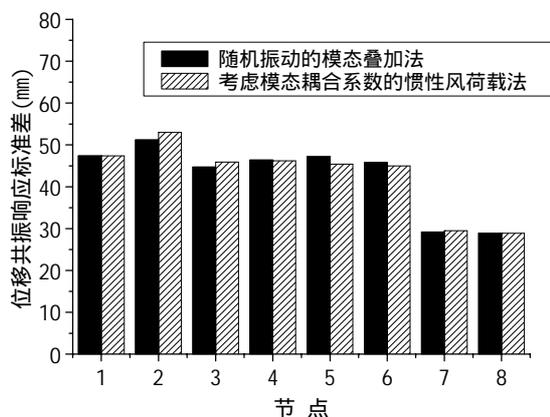


图 5.2.2 共振响应结果比较的柱状图

表 5.2.3 总动力响应结果比较

计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4
随机振动的模态叠加法	54.1 (-0.7%)	73.9 (-3.2%)	54.5 (-2.8%)	47.6 (0.2%)
LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法	54.5 (0.0%)	76.3 (0.0%)	56.0 (0.0%)	47.5 (0.0%)
计算方法	节点位移响应标准差 (误差)			
	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
随机振动的模态叠加法	49.4 (3.2%)	46.7 (1.7%)	31.0 (-0.6%)	29.5 (-0.3%)
LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法	47.8 (0.0%)	45.9 (0.0%)	31.2 (0.0%)	29.6 (0.0%)

- 注：1、表中随机振动的模态叠加法，参与计算的模态数目为 50 阶；  
 2、模态叠加法计算的响应标准差是将位移响应谱在整个频谱上积分后再开根号而得到的数值；  
 3、误差定义为：(LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法结果-模态叠加法结果)/模态叠加法\*100。  
 4、位移响应标准差的单位为毫米。

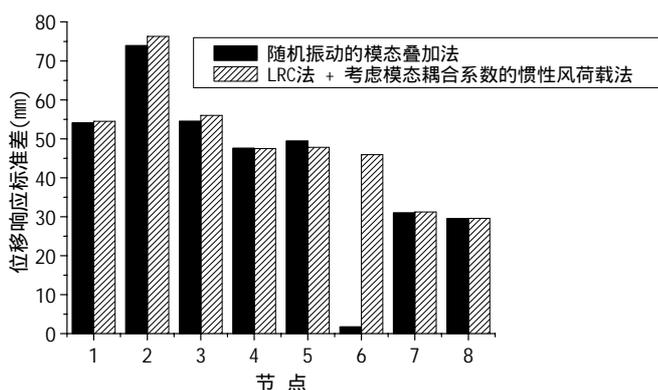


图 5.2.3 总动力响应结果比较的柱状图

### 5.2.5 模态耦合特性

为了分析屋盖结构响应的共振分量中模态之间的耦合情况，利用动力计算程序 SWDP 计算了部分节点共振分量的模态耦合系数，见图 5.2.4。柱状图的横坐标表示模态阶数，纵坐标表示考虑第  $k$  阶模态耦合效应后第  $j$  阶共振分量的模态耦合系数  $\theta_{jk}$ ；考虑其余模态耦合效应后第  $j$  阶共振分量的模态耦合系数  $\theta_j$  就是该柱状图中所有  $\theta_{jk}$  相加的结果。图 5.2.4 可以清楚地反映出模态之间的耦合程度以及考虑耦合效应后各阶模态应变化的比例。虽然大跨度屋盖结构表现出的模态耦合特性十分复杂，但仔细研究可从中发现一些具有共性的规律：

#### 1、多模态参与性

对于特定的某个  $j$  模态， $\theta_j$  受到其它多个模态的影响。从图 5.2.4 中可见， $\theta_{jk}$  表现为宽带过

程。这与大跨度屋盖结构频率分布密集有关。

## 2、模态就近耦合的原则

对 $\theta_j$ 影响大的模态，其自振频率一般与 $j$ 模态的自振频率比较接近。考察传递函数在频谱上的分布可知，远离自振频率的频段相对自振频率附近频段的数值要小。从 5.1.3 小节对 $NN_{jk}$ 、 $MM_{jk}$ 的分析可见， $\omega_j/\omega_k$ 越接近 1 时，耦合效应就越明显；反之， $\omega_j$ 、 $\omega_k$ 相隔越远， $\omega_j/\omega_k$ 越远离 1，耦合效应就越弱。

## 3、模态耦合程度与模态响应大小的相关性

对于特定的响应，考察 $k$ 阶模态对 $j$ 模态的耦合效应时，在 $k$ 阶模态中该响应必须有较大的数值才可能对第 $j$ 模态产生耦合影响，否则此模态对其它模态的耦合影响就会很小。如第七阶模态为屋盖的扭转模态，节点的竖向位移小，故在考察的节点竖向位移时，第七阶模态几乎没有对其它模态产生耦合影响。

## 4、模态方差占共振方差的比例非常小的模态，受其它模态耦合的影响可能非常大。

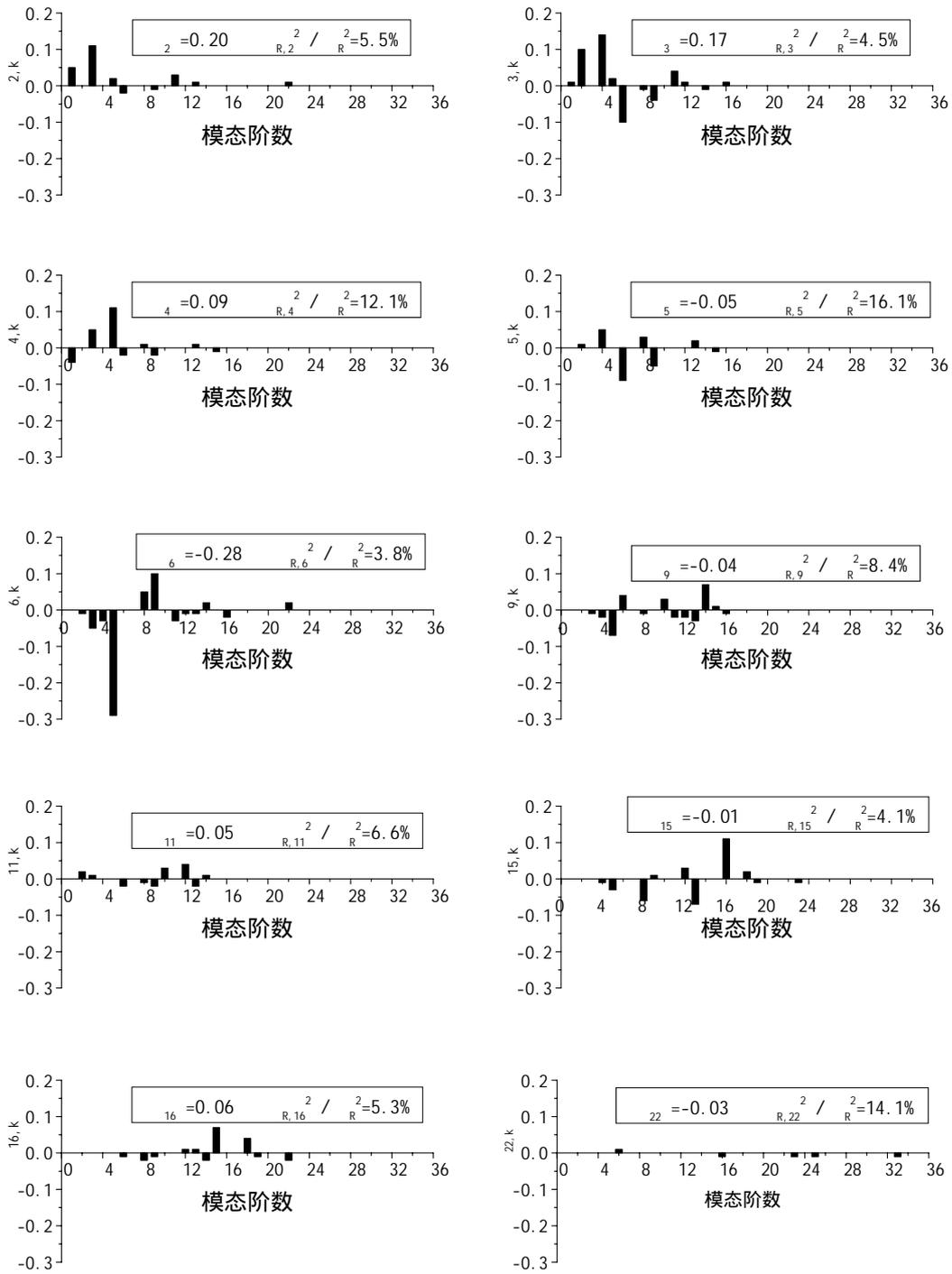
图 5.2.4 给出了八个节点的模态耦合情况，列出的模态方差占共振方差的比例均大于 3%。在这些模态的模态耦合系数中， $\theta_{jk}$ 最大的不过是节点 4 的 $\theta_{6,5}=-0.30$ ，而此时第六阶模态在共振响应中的比例并不大， $\sigma_{R,6}^2/\sigma_R^2=3.6\%$ 。未列出的 $\theta_{jk}$ ，模态方差占共振方差的比例几乎可不考虑， $\theta_j$ 却达到几百甚至几千，但此时 $\theta_j$ 已无实际意义。

## 5、不考虑模态耦合可增大或减小模态方差。

如节点 2 的 $\theta_5=0.09$ ， $\sigma_{R,6}^2/\sigma_R^2=14.2\%$ ，考虑耦合效应对模态方差有放大的作用；而同一节点的 $\theta_6=-0.16$ ， $\sigma_{R,16}^2/\sigma_R^2=3.4\%$ ，耦合效应对模态方差有减小的作用。这是因为对于此结构，第五模态与第六模态为重叠模态，自振频率相同，振型在屋盖平面的相位相差 90 度。因此，屋盖悬挑端的竖向位移在这两个模态中方向相反。所以考虑模态间的耦合效应，并非都是简单地增加或减小模态方差。第四章表 4.3.3（模态交叉项的影响）的计算结果也体现出这个特点。

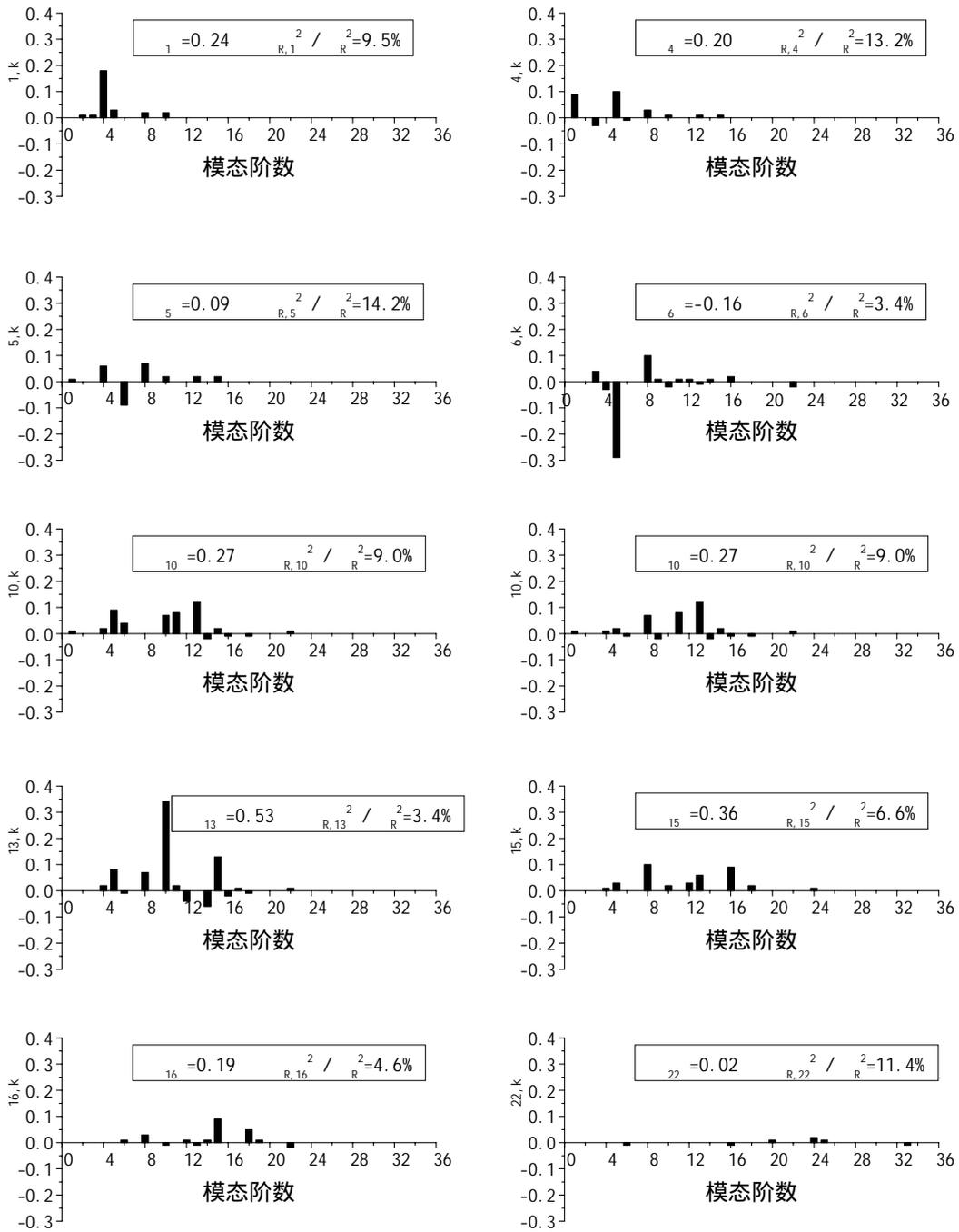
## 6、对于同一模态而言，不同响应的模态耦合系数一般都不一样，模态方差占共振方差的比例也不一样。

这个特性说明，在构造静力等效风荷载时，共振风荷载随着响应的不同也是不一样的。通过修正 SRSS 法，可以清楚地分析出各阶模态在共振响应中所占的比例。图 5.2.5 给出了各模态



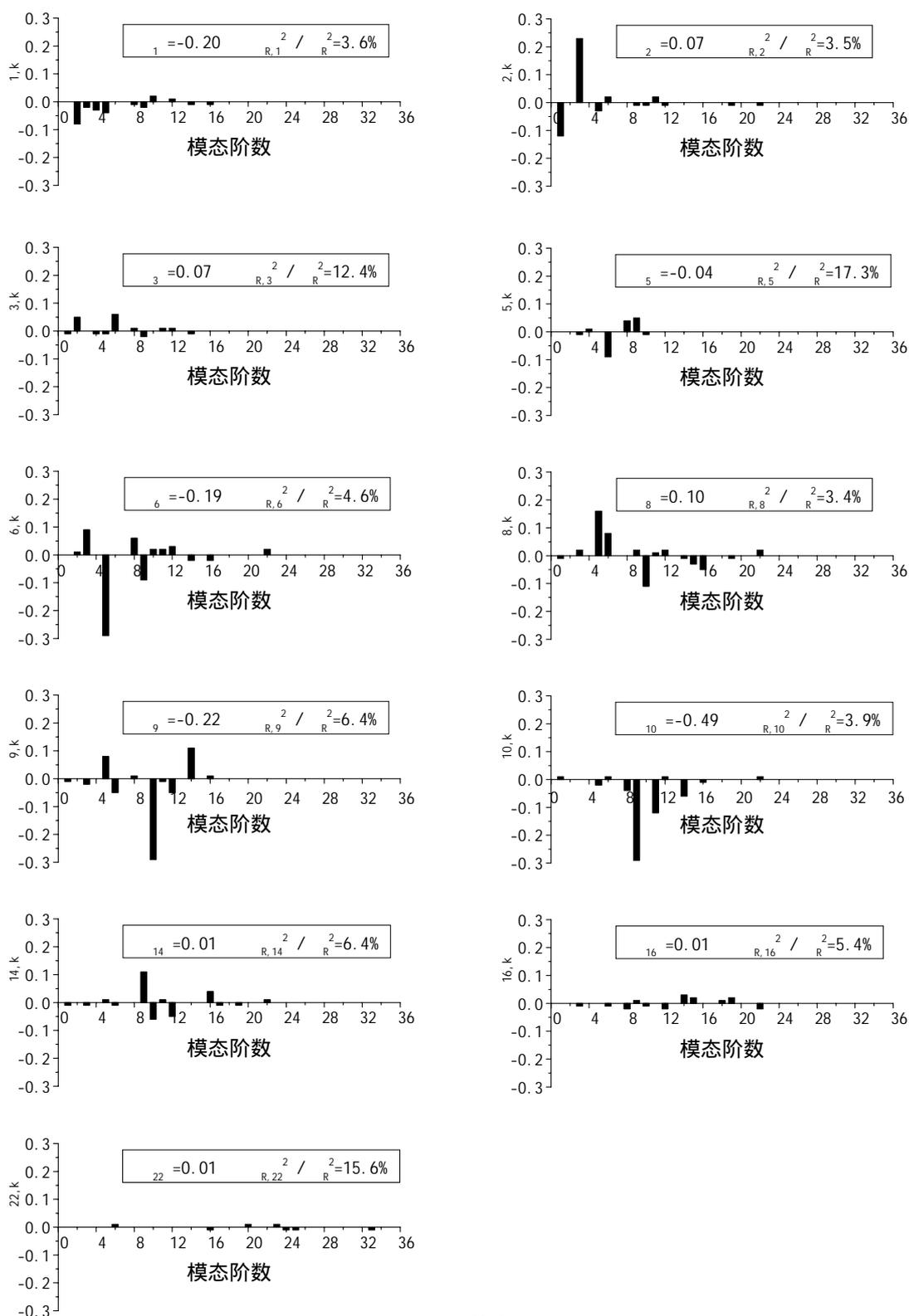
(1) 节点 1

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数



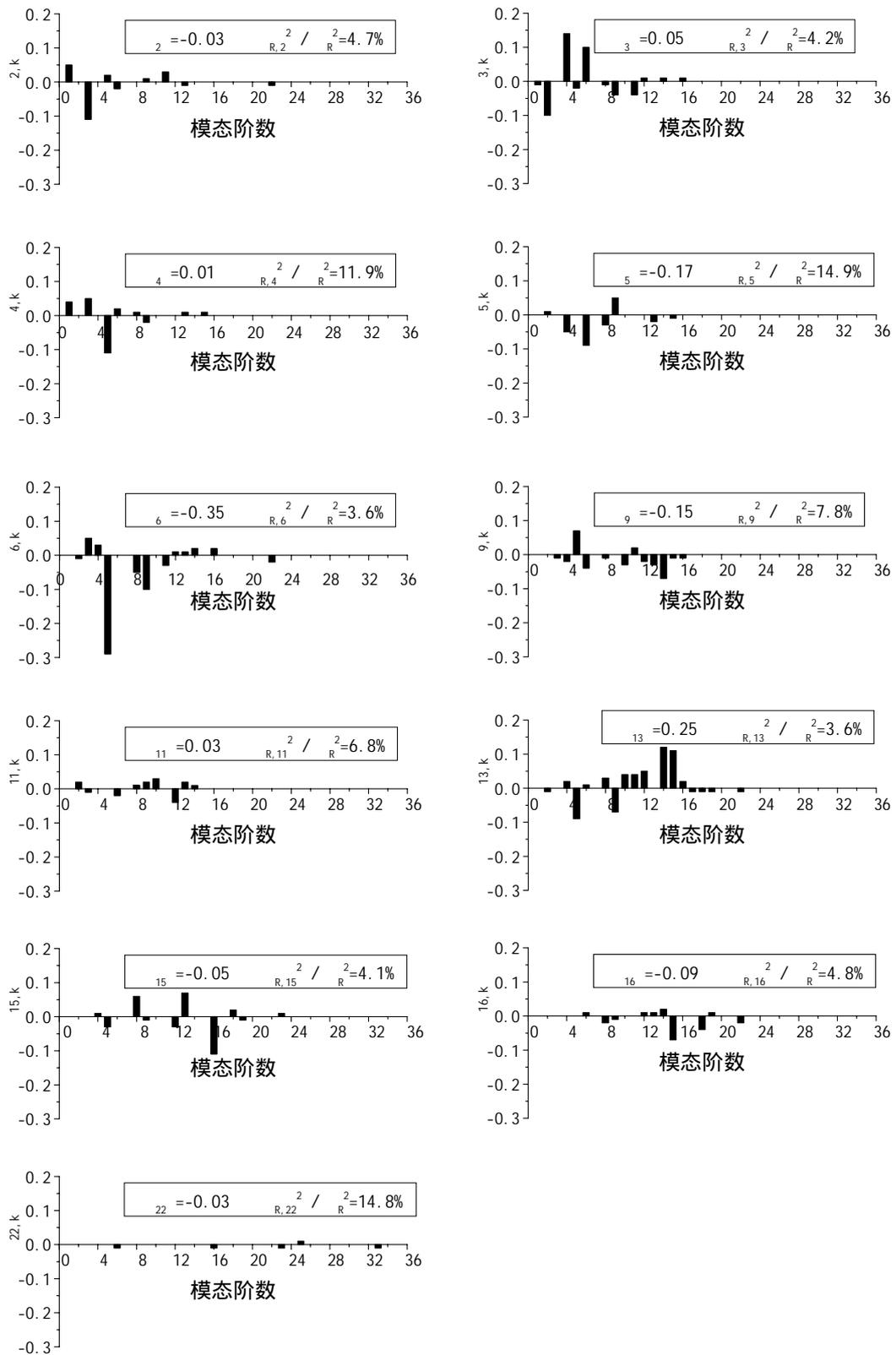
(2) 节点 2

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



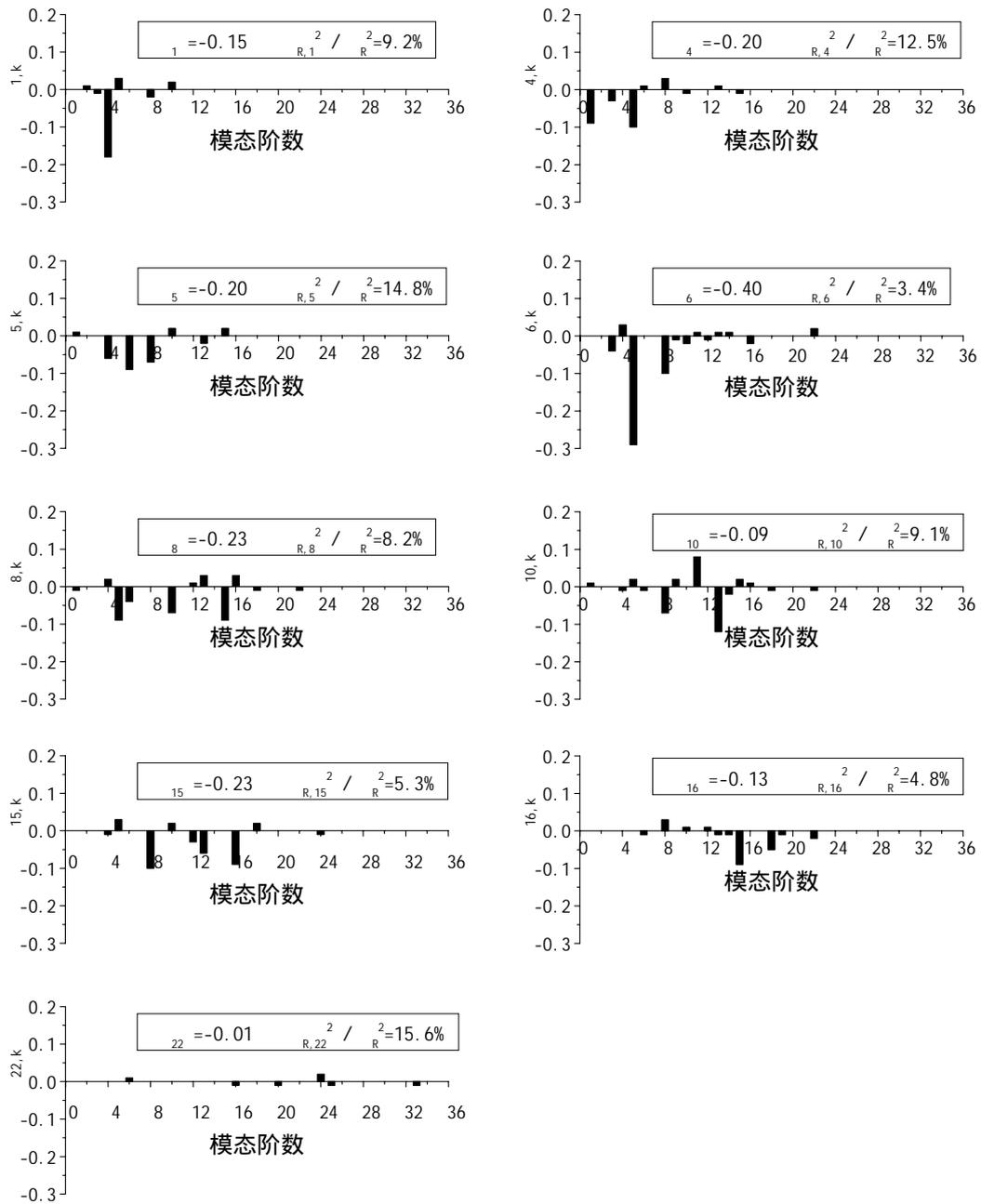
(3) 节点 3

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



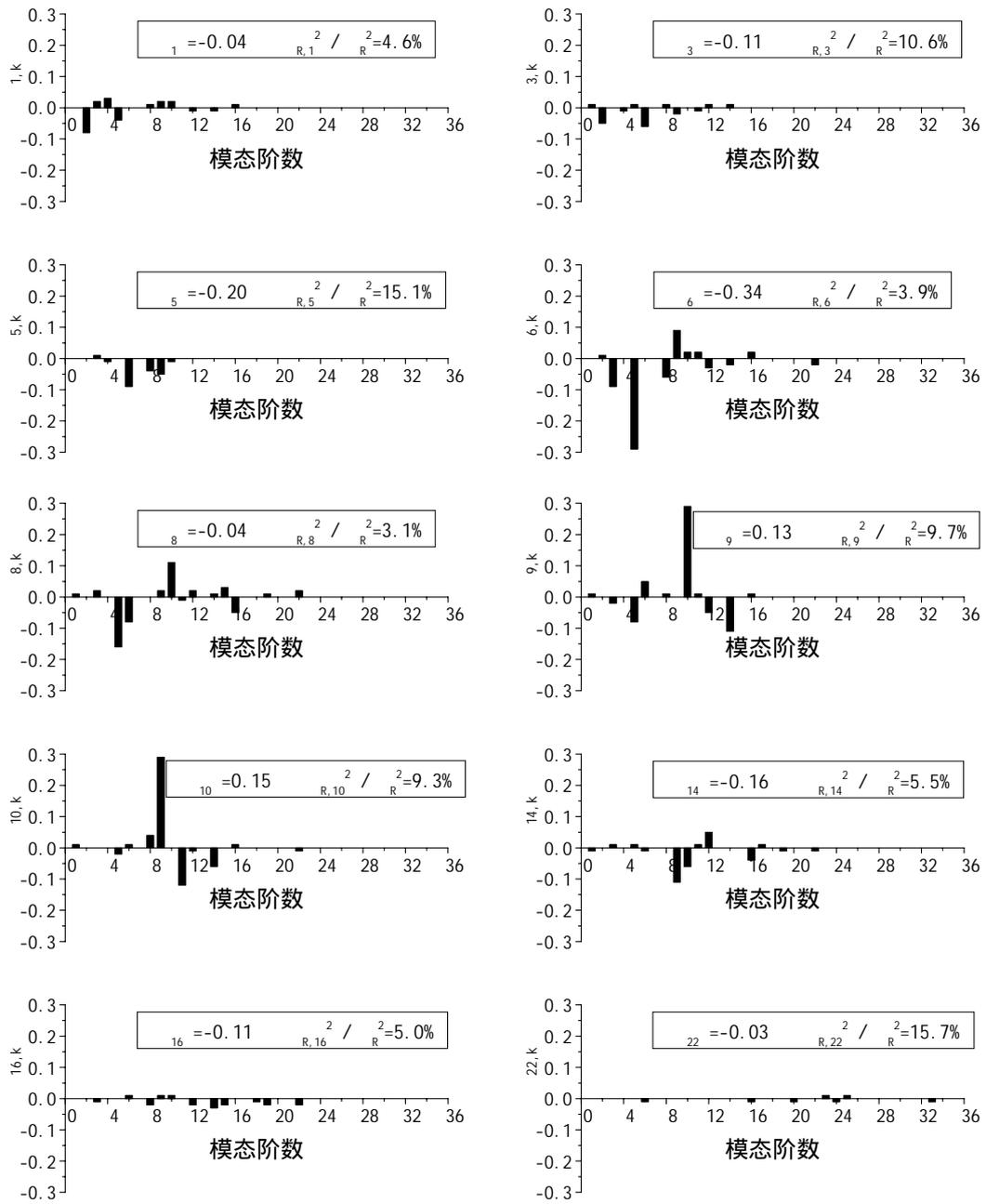
(4) 节点 4

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



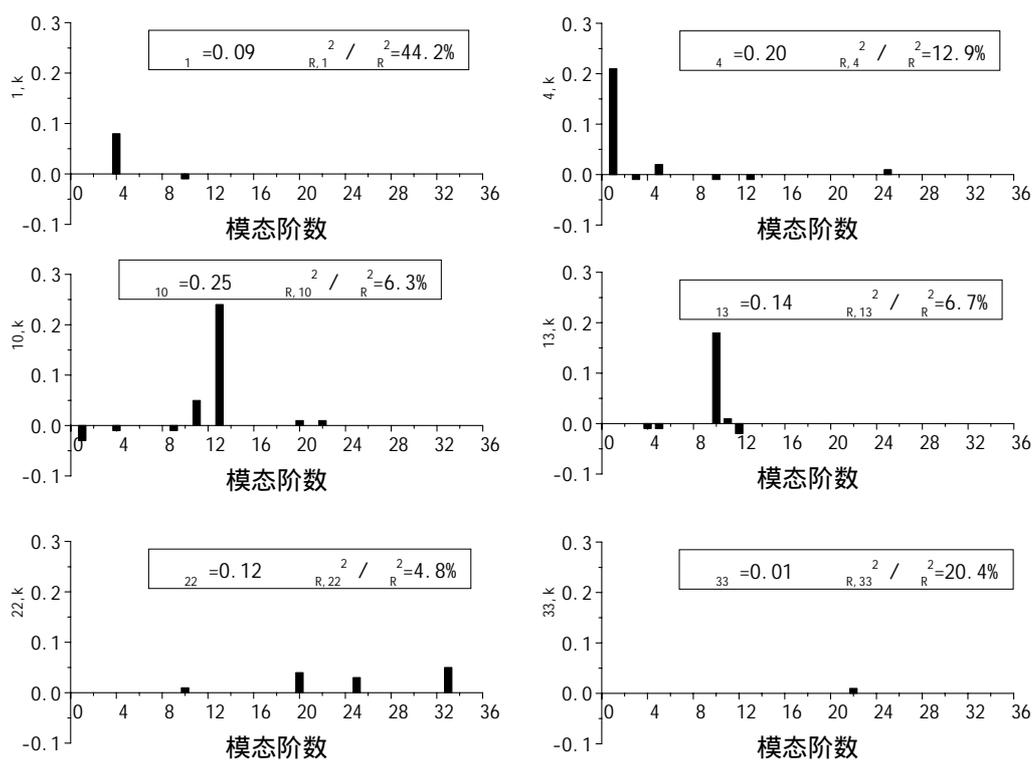
(5) 节点 5

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



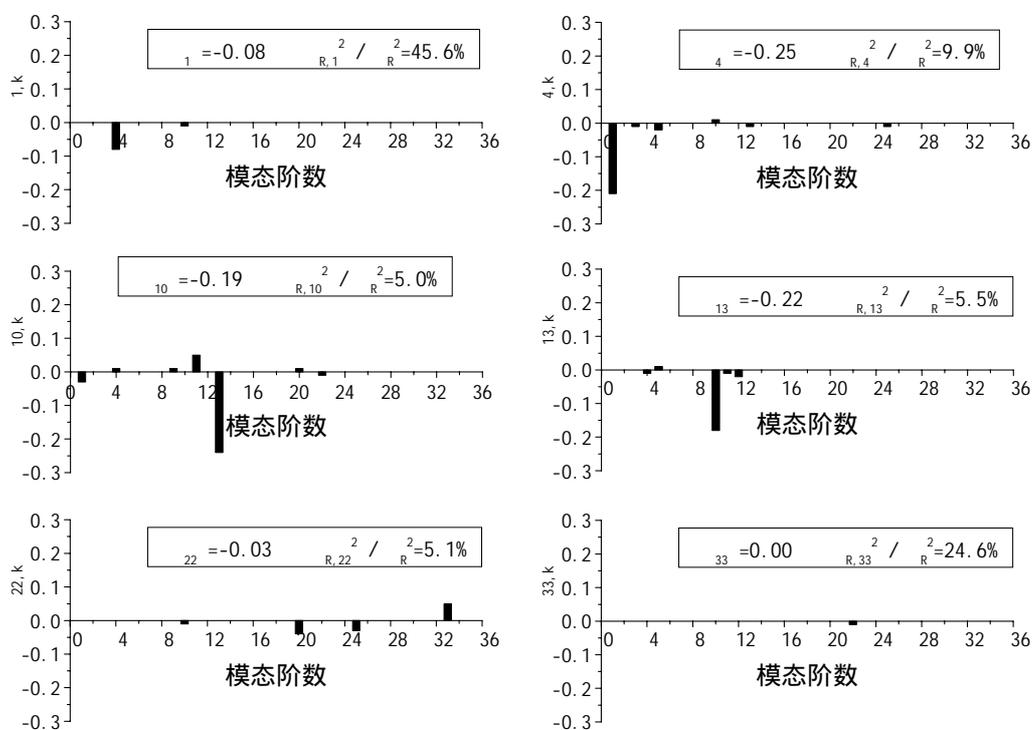
(6) 节点 6

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



(7) 节点 7

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)



(8) 节点 8

图 5.2.4 部分节点的模态耦合系数 (续)

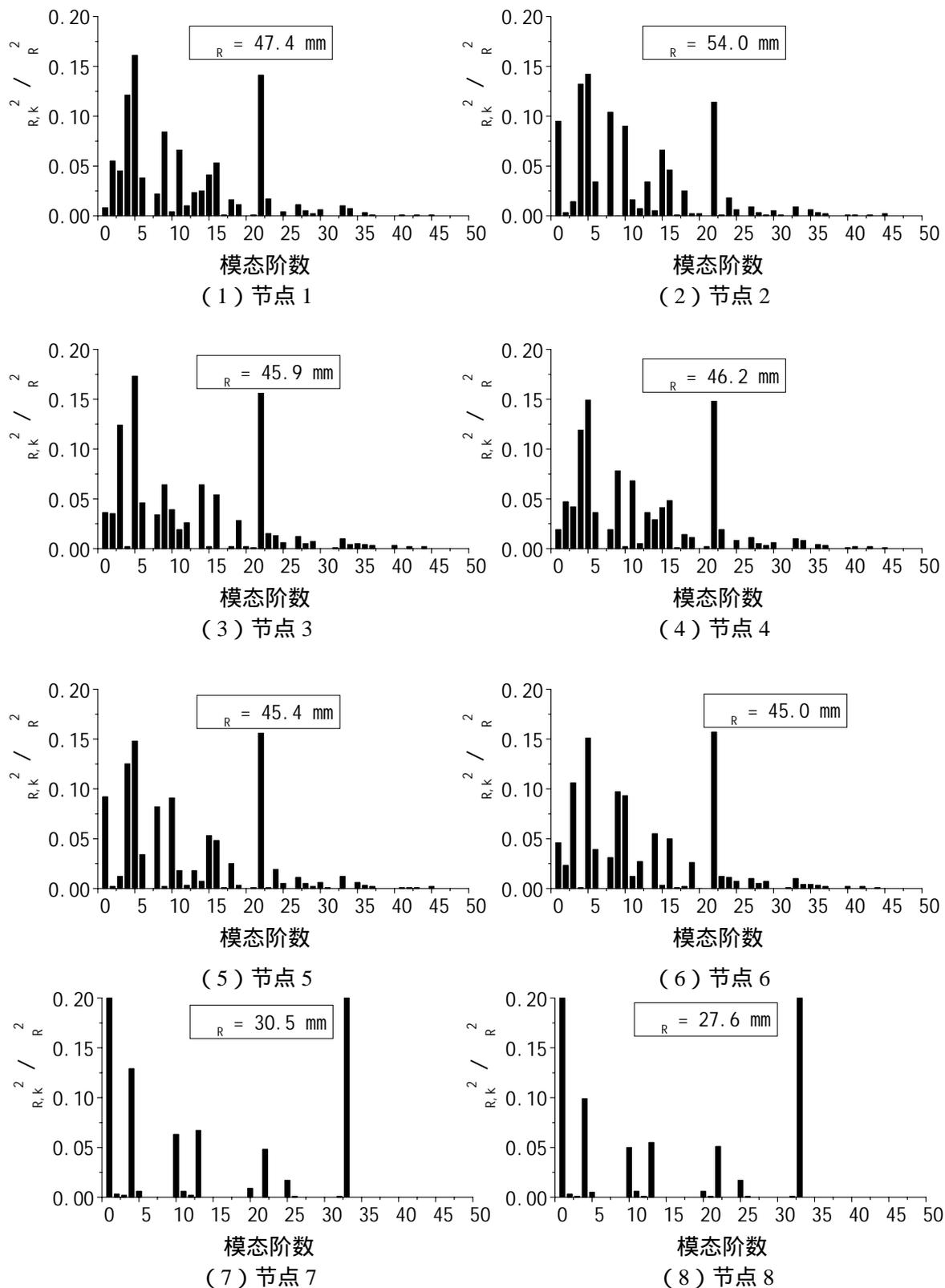


图 5.2.5 各模态占共振响应的比例

占共振响应的比例。从图可见,前五十阶模态对结构的共振响应有不同程度的贡献,在计算中必须充分认识到这一点。相对于节点 1~6,节点 7、节点 8 参与共振的模态数目要少一些,能量主要集中在第一、四、三十三阶模态上,这从图 4.2.2 的振型图中可以得到解释;结合图 5.2.4 的  $\theta_{jk}$  分布图,可知节点 7 与节点 8,模态耦合效应影响较大的模态相对较少,参与共振的模态数目也比较少。

### 5.3 上海南站工程屋盖结构的静力等效风荷载分析

为了进一步理解本文提出的方法,本节计算上海南站工程屋盖结构的静力等效风荷载,并分别对背景等效风荷载、共振等效风荷载及风振系数进行了细致的分析。最后将本文方法与阵风荷载因子法进行了比较。

#### 5.3.1 上海南站工程屋盖结构的静力等效风荷载

图 5.3.1 为上海南站工程屋盖表面分块图,图 5.3.2 为屋盖表面分块上的静风荷载。

限于篇幅,在此仅分析有代表性的节点 2 及节点 7 竖向位移相对应的 90 度风向角时等效风荷载(两个节点分别位于迎风悬挑屋盖前缘和内环)。需要说明的是,此处的风荷载对应于屋盖表面法向方向,正值表示压力,负值表示吸力, $g_B$ 、 $g_R$  均取 2.5。

图 5.3.3~图 5.3.4 和图 5.3.11~图 5.3.12 分别反映了节点 2 及节点 7 竖向位移相对应的背景等效风荷载、共振等效风荷载。从图中可见按本文方法定义的等效风荷载的大小比较合理,不会出现整个屋盖上的荷载都要扩大几十倍的情况(如果用阵风荷载因子法来表示节点 7 竖向位移的等效风荷载,计算得到的阵风荷载因子为 52.2,这将导致屋盖上的荷载超乎寻常的大。详见后文)。

下面将分析各分块区域背景等效风荷载与脉动风荷载的比值、背景等效风荷载与平均风荷载的比值、共振等效风荷载与平均风荷载的比值以及背景等效风荷载与共振等效风荷载的相对比例,并给出了屋盖结构各个分块区域的风振系数,这样做的目的是为了能比较全面地分析屋盖结构静力等效风荷载的性质。

##### 5.3.1.1 背景等效风荷载分析

LRC 法定义的等效风荷载在峰值压力分布的包络线内。本文方法给出的背景等效风荷载为 LRC 法计算的背景风荷载与一个权值系数(小于 1)的乘积,因此也应在峰值压力分布的包络线内。图 5.3.5、图 5.3.13 分别表示节点 2、节点 7 竖向位移相对应的背景等效风荷载与脉动风荷载(风洞试验结果)的比值,即  $g_B W_B \rho_{pr}(x, y, z)$ 。两个图中的数值均在[-1, 1]的范围之间,图 5.3.5 的数值相对图 5.3.13 较大,如图 5.3.5 中最大的数值为 0.70,而图 5.3.13 中最大的数值为 0.17,

部分原因是由于存在系数  $W_B$  ( $W_B = \frac{g_B \sigma_{r,B}}{(g_B^2 \sigma_{r,B}^2 + \sum_{j=1}^N g_{R,j}^2 \sigma_{R,j}^2)^{1/2}}$ ) 的缘故。由于节点 2 的

动力响应中背景部分所占的比例比节点 7 要大很多, 因此节点 2 的系数  $W_B$  也要大许多, 从而导致图 5.3.5 的数值较大。从图 5.3.5 中可见, 节点 2 附近的数值相对较大; 图 5.3.13 也反映出节点 7 附近的数值相对较大。这是由于邻近所考察响应的区域, 荷载影响因子相对较大, 因而其脉动荷载与响应之间的相关性较强; 而其它区域脉动荷载与响应之间的相关性就要弱很多, 因此反映在图中的数值也较小。这种背景等效荷载的分布, 正体现出了荷载脉动成分对响应的“有效”部分。另外, 从图中可看出荷载响应相关系数  $\rho_{pr}(x, y, z)$  的正负号在各个区域并不一致, 这也反映出大跨度屋盖结构中脉动荷载与响应之间的复杂关系。

图 5.3.6、图 5.3.14 分别表示节点 2、节点 7 竖向位移相对应的背景等效风荷载与平均风荷载的比值。与图 5.3.6、图 5.3.14 不同的是, 不仅所考察响应邻近区域的数值较大, 内环封闭屋盖(外环悬挑屋盖、内环封闭屋盖的图示见第四章的图 4.2.6) 部分区域的数值明显较大, 如块 14、15、68、69、70、80、86、87、88、98、104、105、106。导致这些分块的数值大并不是因为分块上的背景风荷载很大, 而是由于内环封闭屋盖上平均风荷载很小的原故, 这也是大跨度屋盖结构的风振系数区别于高层建筑结构的特点之一。这个特点在图 5.3.7、图 5.3.8、图 5.3.15 及图 5.3.16 中也存在, 文后不再重叙。

### 5.3.1.2 共振等效风荷载分析

图 5.3.7、图 5.3.15 分别表示节点 2、节点 7 竖向位移相对应的共振等效风荷载与平均风荷载的比值。从图 5.3.7 中可见, 节点 2 附近的数值相对较大; 图 5.3.15 也反映出节点 7 附近的数值相对较大。这是因为在形成每阶模态的等效惯性风荷载时, 模态方向的确定原则是为了使所关心的响应都产生正(或负)的响应值——“ $+\sigma_{R,j}$  或  $-\sigma_{R,j}$ ”(详见第一章中公式 1.3.19 的推导)。当参振模态数目很多时, 这样做就会导致其它响应因在各阶模态中的方向不一样而产生正负抵消的情况。正如第一章中提到, 这意味着对于复杂的大跨度屋盖结构, 形成等效惯性风荷载时各阶模态的方向确定将随着考察响应的不同而有差别, 从而使等效惯性风荷载随着响应的不同而不一样。而对于所关心的响应却是众多模态组合中最不利的一种情况。实际上由于利用了修正 SRSS 法, 对于同一模态而言, 不同响应的模态耦合系数一般都不一样, 这也会使共振等效风荷载随着响应的不同而不一样。另外, 用本方法得到的共振等效风荷载与平均风荷载的比值在各个区域的正负号不一致, 这也是由于各阶模态叠加的结果。从上面的分析可知, 某响应的共振等效风荷载作用下该响应的数值应比其它响应的共振等效风荷载作用下该响应的数值要大。而 LRC 法得到的背景等效风荷载也有同样的性质。背景及共振等效风荷载的共同性质使利用本文方法具有一个特点——某响应等效风荷载作用下该响应的数值比其它响应的等效风荷载作用下数值要大。

### 5.3.1.3 风振系数分析

图 5.3.8、图 5.3.16 分别表示相对于节点 2、节点 7 竖向位移的屋盖表面风振系数。从这两幅图的比较可见，对于的不同响应，风振系数的差别很大。从风振系数的数值中可看出大跨度屋盖结构风致响应的复杂性。由于背景等效风荷载中的荷载响应相关系数  $\rho_{pr}(x, y, z)$  以及共振等效风荷载中各阶模态叠加的复杂性，导致风振系数在有的区域大于 1，有的区域小于 1 甚至为负值。有的区域风振系数达到几十，但并不意味着此处等效风荷载就很大，风振系数大的主要原因是由于其平均风荷载小。

#### 5.3.1.4 背景及共振等效荷载相对大小的分析

为了分析背景等效荷载与共振等效荷载的相对大小，下面定义

$$\eta_B = \frac{|W_B p_B(x, y, z)|}{|W_B p_B(x, y, z)| + |\sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z)|} \quad (5.3.1)$$

$$\eta_R = \frac{|\sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z)|}{|W_B p_B(x, y, z)| + |\sum_{j=1}^N W_{R,j} p_{R,j}(x, y, z)|} \quad (5.3.2)$$

式中  $\eta_B$ 、 $\eta_R$  分别表示背景等效荷载与共振等效荷载的相对大小。图 5.3.9 ~ 图 5.3.10 和图 5.3.17 ~ 图 5.3.18 分别反映了节点 2 及节点 7 的  $\eta_B$ 、 $\eta_R$  分布情况。从图 5.3.9 ~ 图 5.3.10 中可见，对于节点 2 竖向位移的等效荷载，尽管在各个分块里共振等效荷载大多数占优，但背景等效荷载仍占相当的比例，许多分块  $\eta_B$  在 0.5 左右。因此对于节点 2，背景等效风荷载不可忽略。而图 5.3.17 ~ 图 5.3.18 中，除了少数分块的  $\eta_B$  达到 0.1 ~ 0.2，大多数  $\eta_B$  小于 0.05。这说明在节点 7 的等效风荷载中，共振等效风荷载占绝对优势。 $\eta_B$ 、 $\eta_R$  反映的特点与第四章表 4.2.3 的背景共振响应比例关系的特征比较一致。

#### 5.3.2 本文方法与阵风荷载因子法的比较

评价某一等效风荷载方法是否为有效的工程近似方法应根据以下几点：

- 1、用该方法确定的等效风荷载计算得到的响应与实际的风致振动响应相同，或作为一种工程近似方法，其响应与实际风致响应的偏差应在工程可接受的精度范围；
- 2、作为工程应用目的，该方法应当足够简便。

为了进一步了解大跨度屋盖结构静力等效风荷载的特点，本文用阵风荷载因子法对上海南站屋盖结构进行了静力等效风荷载的计算。表 5.3.1 列出了节点 1 ~ 节点 8 在 90 度风向角下竖向位移的平均响应、响应标准差、峰值响应及阵风荷载因子。

表 5.3.1 部分节点竖向位移的阵风荷载因子

节点号	节点 1	节点 2	节点 3	节点 4	节点 5	节点 6	节点 7	节点 8
平均响应 (mm)	4.2	250.6	60.7	-54.6	-80.2	-62.7	1.5	1.6
响应标准差 (mm)	54.1	73.9	54.5	47.6	49.4	46.7	31.0	29.5
峰值响应 (mm)	139.6	435.2	197.0	-173.6	-203.6	-179.3	78.9	75.4
阵风荷载因子	32.9	1.74	3.24	3.18	2.54	2.86	52.2	48.4

注：1、峰值因子  $g$  取 2.5；

2、响应为正值表示位移方向竖直向上，负值表示位移方向竖直向下。

阵风荷载因子法运用起来非常简单。只需要将平均荷载乘以阵风荷载因子，即可得到某个响应的静力等效风荷载。在此静力等效风荷载作用下，自然将得到所需的峰值响应。但阵风荷载因子法难以真实地反映荷载分布。对于复杂大跨度屋盖结构，经常会出现某个关心的响应其平均响应很小，而动力响应很大的情况。由于这里阵风荷载因子法采用了响应等效的方法，得到的静力等效风荷载将会比平均荷载大许多倍。如节点 1、节点 7 及节点 8，阵风荷载因子分别为 32.9、52.2 及 48.4，即整个屋盖上的荷载都同时增大几十倍，这显然没有真实地反映动风荷载分布的情况。另外，从表 5.3.1 可知，对于此结构，不同的响应对应的阵风荷载因子是不一样的。

本文的方法——即把大跨度屋盖结构的等效风荷载表示为背景等效风荷载、共振等效风荷载之和，其中背景等效风荷载用 LRC 法表示、共振等效风荷载用考虑模态耦合系数的惯性风荷载法表示。从表 5.2.3 可见该方法计算精度非常高。由于从响应的频率特性角度来构造等效风荷载，因而该方法给出的等效风荷载具有明确的物理意义，并且（荷载）风振系数与中国规范一致，便于工程人员理解。从图 5.3.8、图 5.3.16 给出的屋盖表面风振系数可知，即使少数分块区域的风振系数较大，那是由于这些分块区域平均风压很小的缘故。虽然本文方法给出的每个分块都有一个风振系数，使用起来相对复杂一些，但由于一个结构所关心的响应并不多，因而设计人员在实际应用中可以接受的。因此，本文提出的静力等效风荷载方法应是一种有效的等效风荷载方法，并且能克服阵风荷载因子法的某些弱点。

静力等效风荷载方法最理想的情况是，如同高层建筑结构，等效风荷载能写入规范，并且根据规范公式计算得到的等效风荷载不针对具体响应。在第一章中，专门讨论了大跨度屋盖结构的静力等效风荷载相对高层建筑结构具有复杂性的原因，并指出对于一个复杂大跨度屋盖结构的风振计算，很难像高层建筑结构那样把不针对具体响应的理论化公式写入规范。

实际上，通过本文的研究可知，对于一个复杂的大跨度屋盖结构（本文所指的是建筑外型及结构比较复杂的大跨度屋盖结构。对于一般的悬挑屋盖或者形式简单的门式刚架，应有可能如高层结构得到针对所有响应且误差不大的等效风荷载），必须由专门的风工程研究人员来完成风洞试验、风振计算分析及等效风荷载计算的全部过程。风工程研究人员将与结构设计人员的合作更加紧密。本文正是立足于这一点，从风荷载的测量及数值模拟、抖振计算至等效风荷载计算方法的角度入手，为复杂大跨度屋盖结构的风振研究提供一个系统的方法。

## 5.4 本章小结

本章根据大跨度屋盖结构的风振特点,提出了适用于大跨度屋盖结构的静力等效风荷载方法。

首先在理论上建立了考虑模态耦合效应时计算结构响应共振分量的近似方差形式,并基于此得出用于计算风振响应共振分量的修正 SRSS 法。在此基础上,针对大跨度屋盖结构的风振特点——背景和多个模态的共振响应一般均不能忽略、应考虑模态之间的耦合影响,用 LRC 法和考虑模态耦合系数的惯性风荷载法相组合来表示大跨度屋盖结构的静力等效风荷载,并相应地给出了与中国规范协调的风振系数形式。

通过模态叠加法计算的背景响应与 LRC 法计算结果的比较,指出 LRC 法计算量小,使用方便,是计算背景等效风荷载的理想方法。

通过对模态耦合系数的分析,指出大跨度屋盖结构模态耦合影响的一些特点:1、多模态参与性;2、模态就近耦合的原则;3、模态耦合程度与模态响应大小的相关性;4、模态方差占共振方差的比例非常小的模态,受其它模态耦合的影响可能非常大;5、不考虑模态耦合可增大或减小模态方差;6、对于同一模态而言,不同响应的模态耦合系数一般都不一样。

为了进一步了解静力等效风荷载的特性,还对上海南站工程的屋盖结构静力等效风荷载进行了细致地分析,并将本文方法与阵风荷载因子法进行了比较。从分析结果可知,本文方法能突破模态之间耦合情况的限制,给出的等效风荷载具有明确的物理意义;即使当平均响应(荷载)为零或很小时,也能给出合理的静力等效风荷载。而这些问题对于 GLF 法而言就难以克服。此外,本文方法的计算精度能满足工程应用的要求。

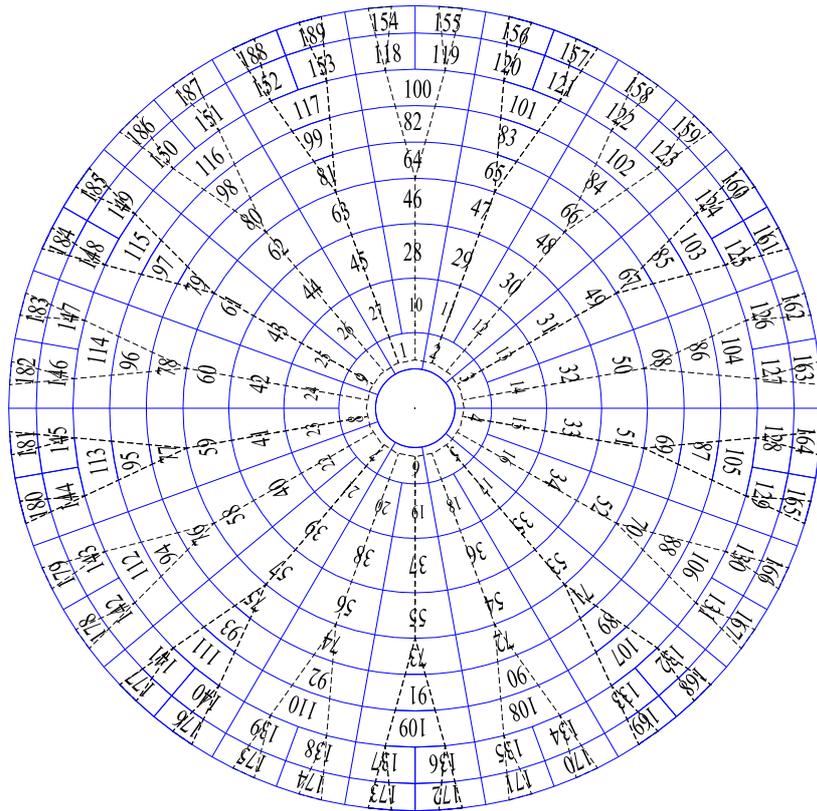


图 5.3.1 上海南站工程屋盖结构的表面分块图

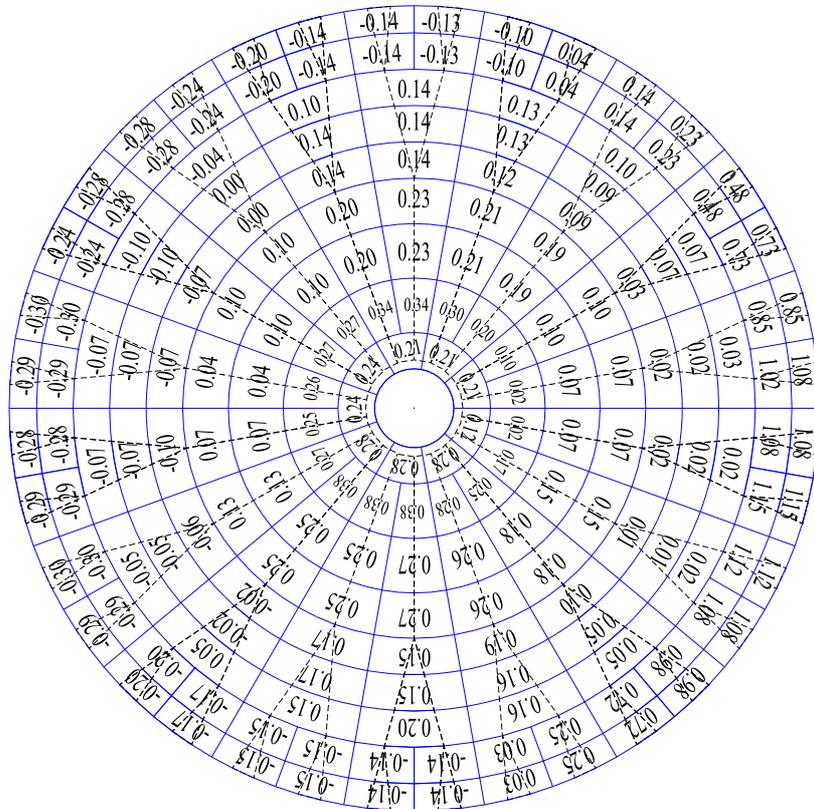


图 5.3.2 静风荷载 (kPa)

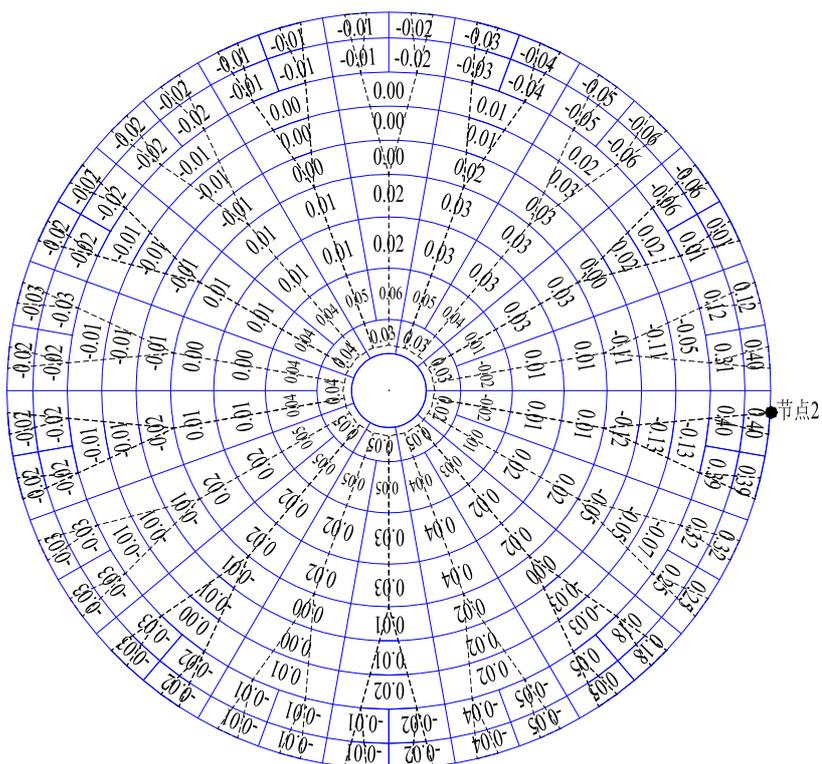


图 5.3.3 背景等效风荷载 (kPa, 节点 2)

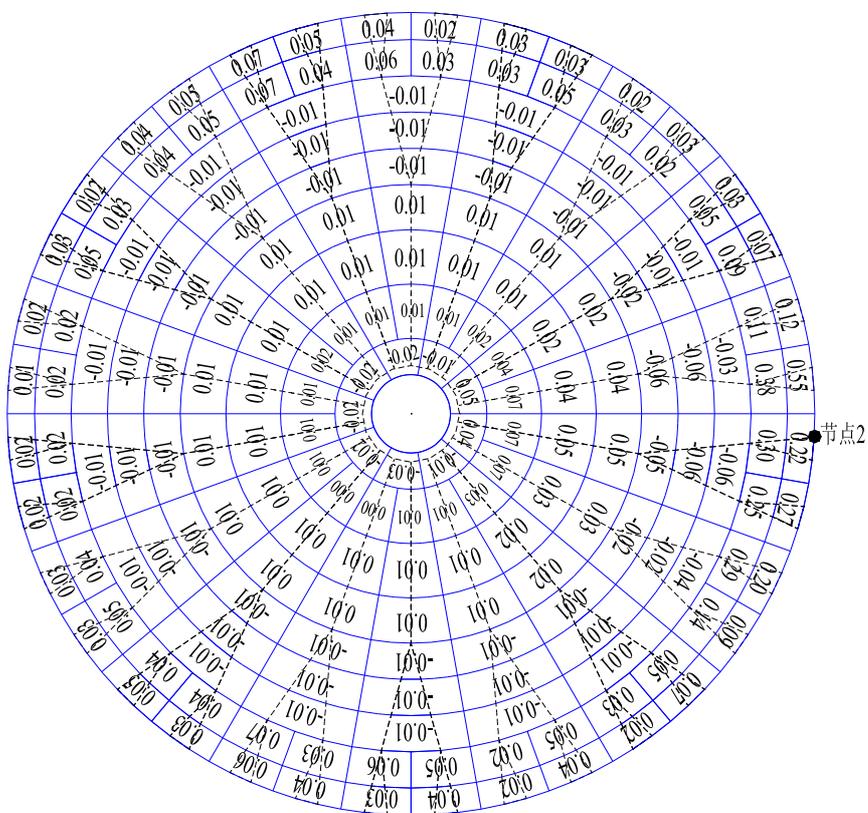


图 5.3.4 共振等效风荷载 (kPa, 节点 2)

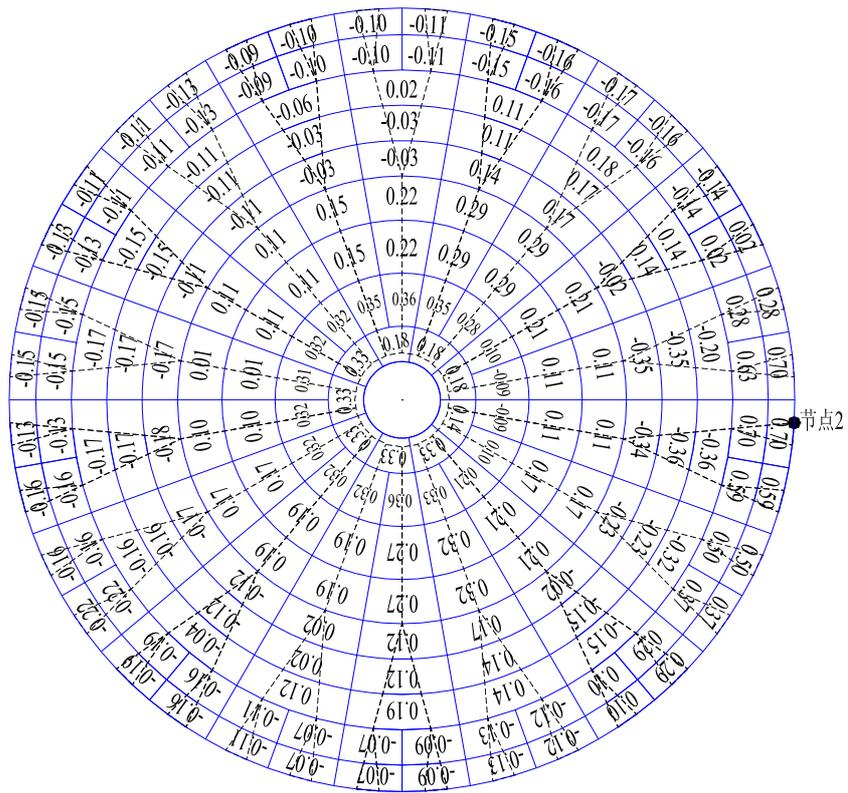


图 5.3.5 背景等效风荷载与脉动风荷载的比值 (节点 2)

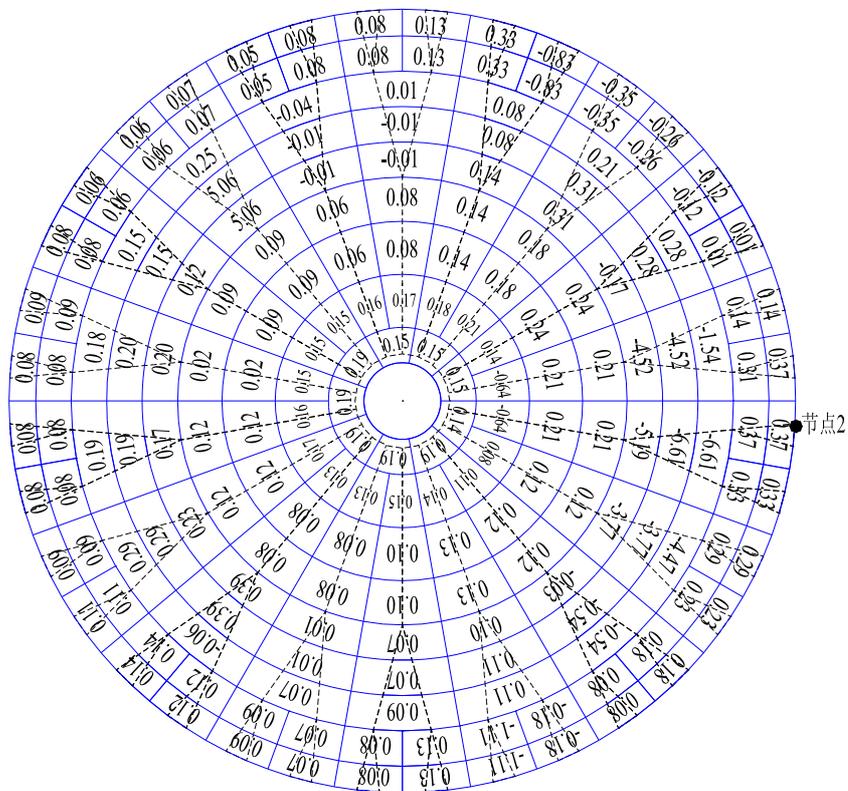


图 5.3.6 背景等效风荷载与平均风荷载的比值 (节点 2)

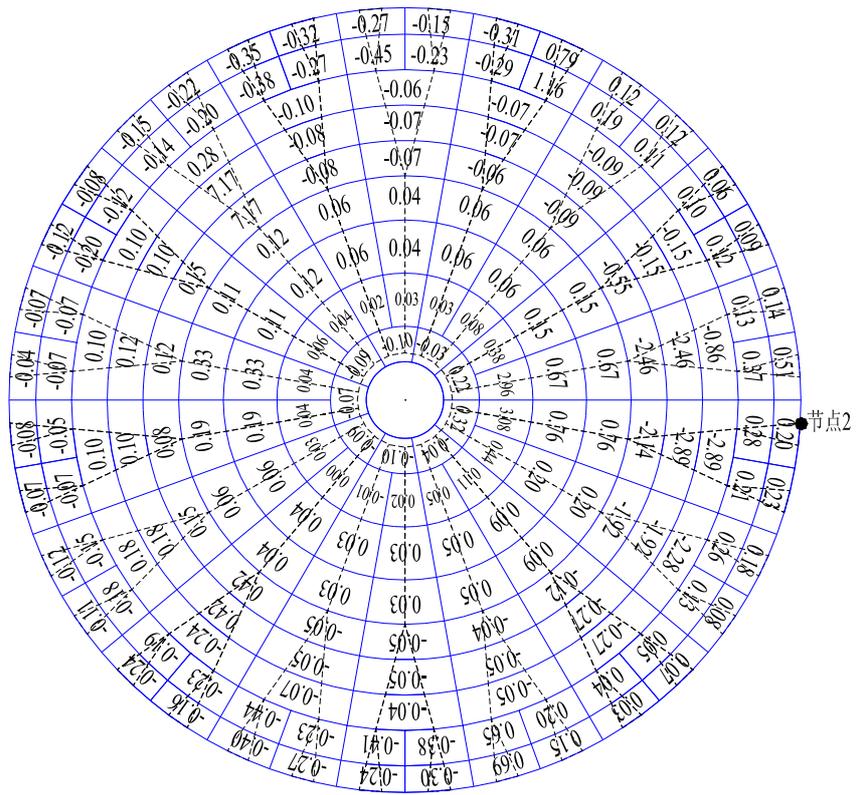


图 5.3.7 共振等效风荷载与平均风荷载的比值 (节点 2)

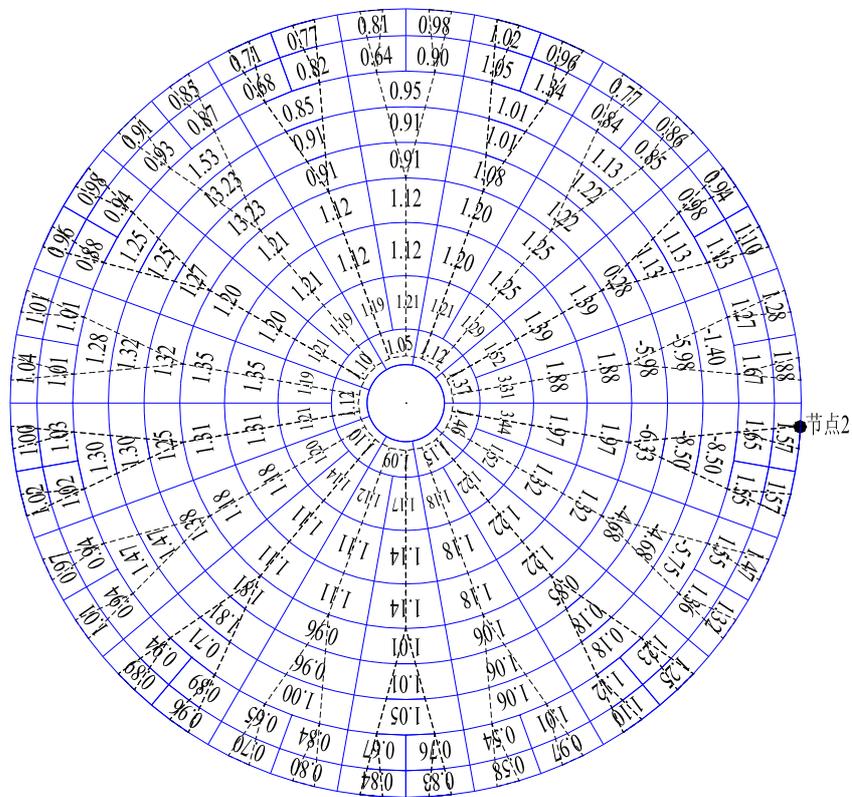


图 5.3.8 风振系数 (节点 2)



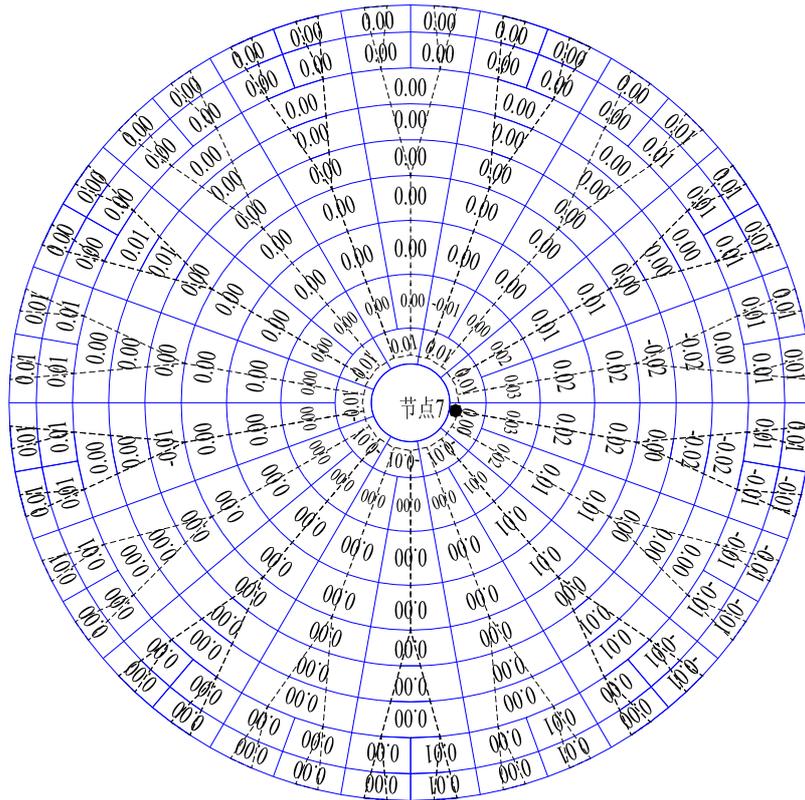


图 5.3.11 背景等效风荷载 (kPa, 节点 7)

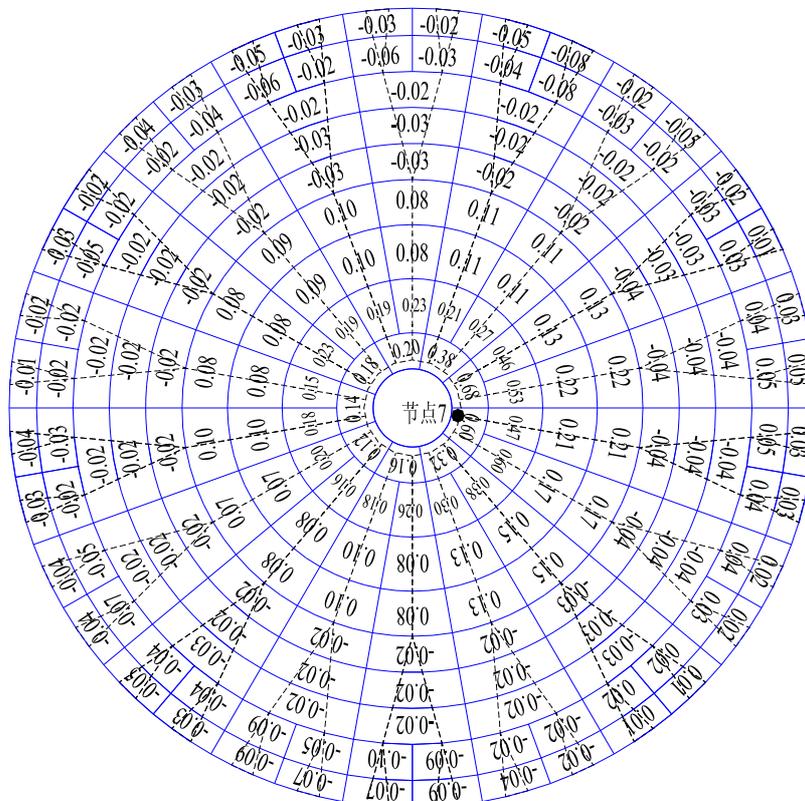


图 5.3.12 共振等效风荷载 (kPa, 节点 7)

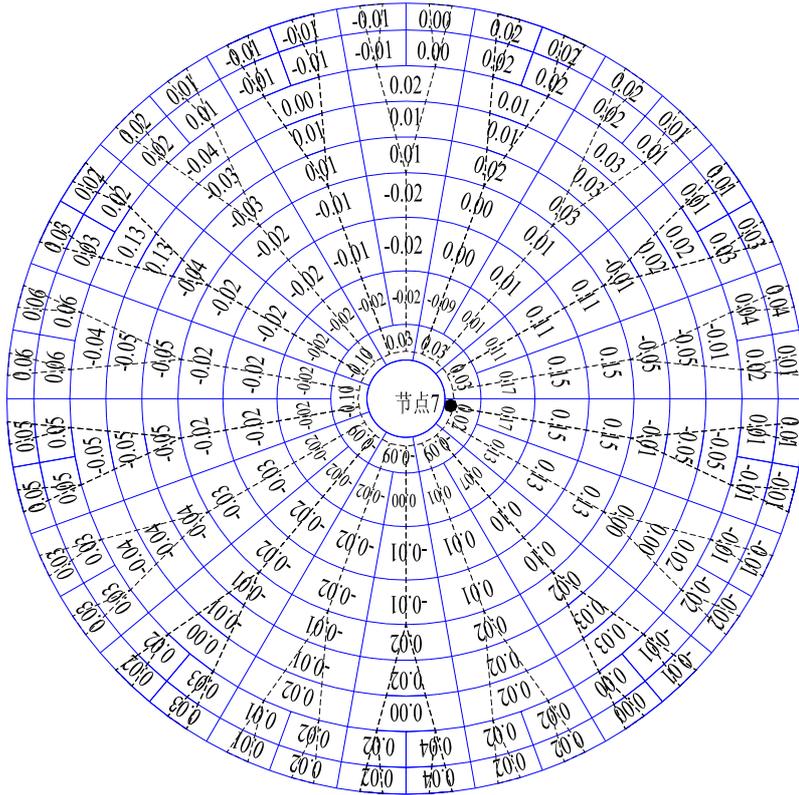


图 5.3.13 背景等效风荷载与脉动风荷载的比值 (节点 7)

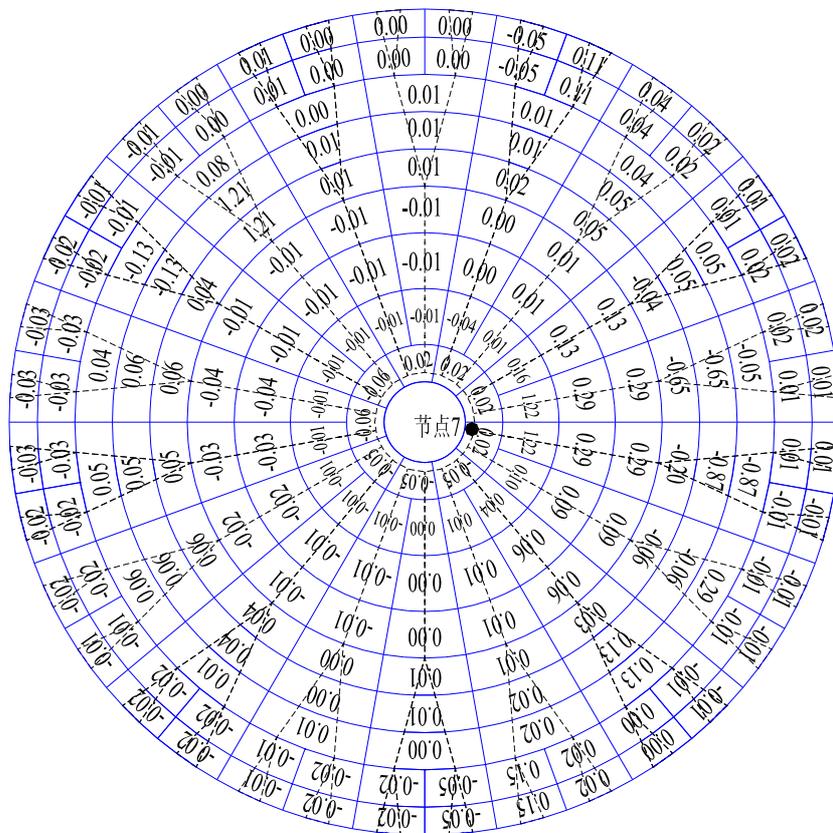


图 5.3.14 背景等效风荷载与平均风荷载的比值 (节点 7)

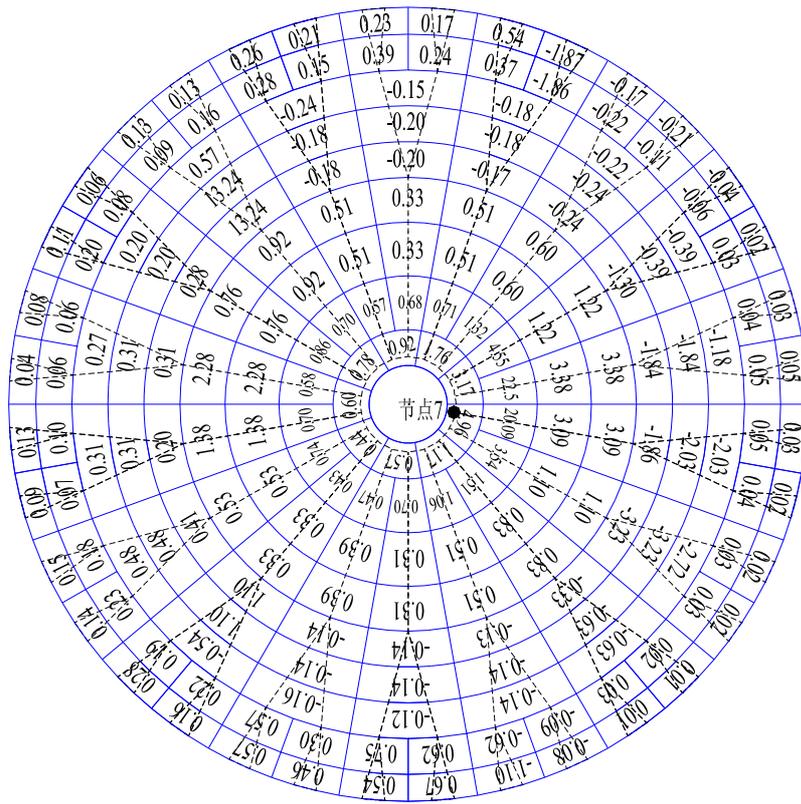


图 5.3.15 共振等效风荷载与平均风荷载的比值 (节点 7)

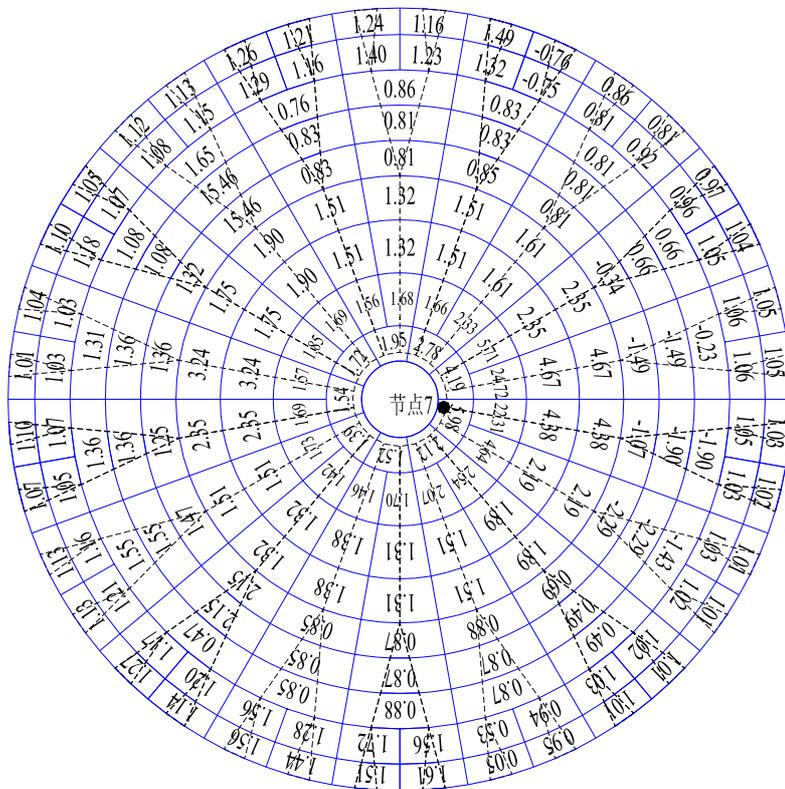


图 5.3.16 风振系数 (节点 7)

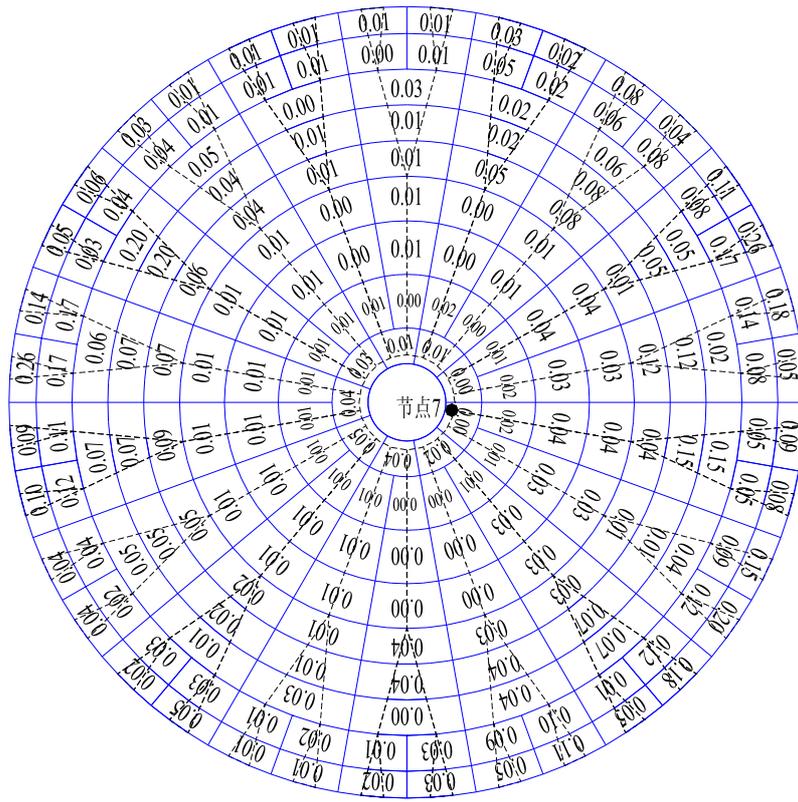


图 5.3.17  $\eta_B$  (节点 7)

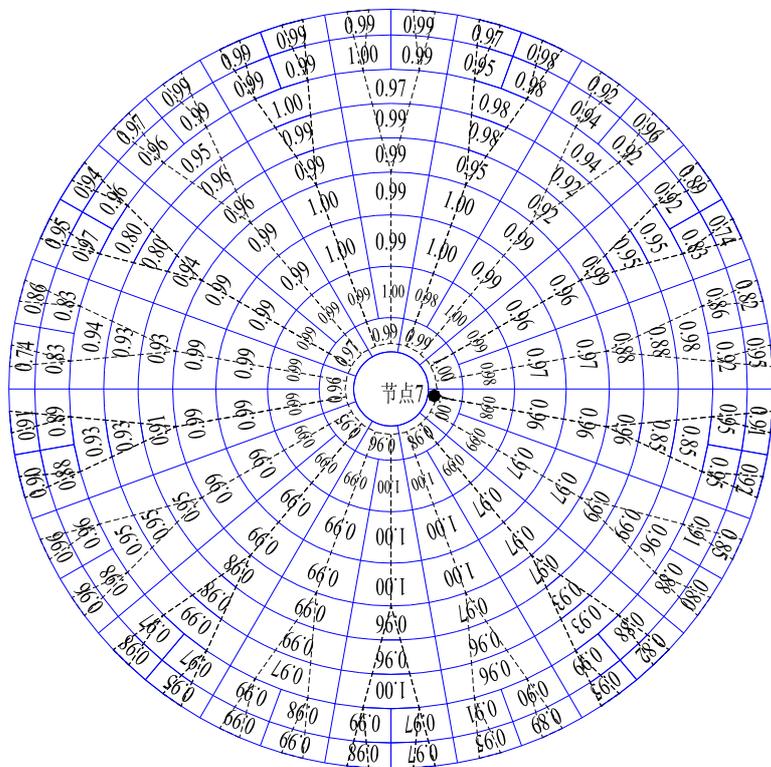


图 5.3.18  $\eta_R$  (节点 7)



## 第六章 结论和展望

### 6.1 本文的工作总结

本文首先对大跨度屋盖结构抗风研究的进展进行了详细的回顾和评述,主要涉及刚性模型测压试验研究、气弹模型试验研究、现场实测、风荷载的构成和数值模拟方法、结构风致动力响应的计算方法及静力等效风荷载等方面。然后,从风荷载的测量和数值模拟、风压特性分析、抖振计算及静力等效风荷载等全方面入手,建立了大跨度屋盖结构风致抖振响应研究的一个系统方法。

本文的主要成果和结论有以下几个方面:

#### 1、关于获得大跨度屋盖表面非定常风荷载的方法

(1) **对多通道测压管路系统的研究。**基于电路传输线理论,推导了用于并联管道的耗散模型方程,使非递归型的耗散模型能够方便地用来分析风洞测压实验中的多通道测压系统。在完善耗散模型的基础上,对多通道测压管路系统各个参数的影响进行了理论分析,得到了管路系统频响函数的定性规律。指出影响测压管路系统频响函数的主要因素:PVC管的长度及内径、限制器的尺寸及位置。由于气动总管是多通道测压管路系统用于大跨度屋盖表面风压同步测量的关键部件,除了以上理论研究外,还设计、制作了气动总管,进行了一系列试验,对气动总管的气动平均性能进行了考察,指出设计的气动总管对输入的多个信号很好地进行了气动平均。从试验结果中同时也了解到制作气动总管时需要注意的问题。

(2) **对测压管路系统的信号修正。**以PVC管长度、限制器尺寸及位置等为优化参数对测压管路系统进行了优化设计,提供了三种适用于不同测压管路长度和有效频率带宽的测压管路系统。实验结果表明经过优化后的测压管路系统能够保证测量信号在有效频率带宽内基本没有发生畸变。建议直接用管路系统的频响函数对实验值进行修正,并将直接修正的算法编入测压试验数据处理软件。试验证明直接修正的方法亦取得了很好的效果。

(3) **利用人工神经网络方法预测风压。**除了试验技术的改进外,还提出了一种数值方法——根据有限的风洞试验测试结果用人工神经网络方法预测未知点的平均和脉动风压系数、脉动风压的自功率谱和互功率谱函数,以更精确地研究大跨度屋面的风压时空分布特性,并将这一方法应用于实际大跨度屋盖结构。

#### 2、对大跨度屋盖表面非定常风荷载特性的认识

本文通过三个不同大跨度屋盖结构的刚性模型测压试验,对模型表面的平均、脉动风荷载特征进行了详细分析,得出了有关大跨度屋盖表面风压分布的一些具有共性的规律:

(1) **对风压系数分布规律的认识。**指出风压系数分布的共性规律:屋面以负压为主,风压系数等值线的形状与屋面轮廓线比较一致;屋面边缘附近风压系数的变化梯度较大,在其它区域变化相对平缓,来流在迎风屋面前缘严重分离;来流遇到带挑檐屋面时的分离与没有挑檐的情况具

有类似性，在方形屋面外边缘形成线形柱状涡，而在圆弧形平屋面的外边缘发生分离，将会形成一个绕屋面边缘的曲线形柱状涡；屋面拐角处风压等值线的分布沿着来流方向明显形成两个对称的扇形高负压区；大跨度屋盖测点上的脉动风压随风向角的变化规律与平均风压分布的变化情况并不完全一致，而是有一定的差别，应引起结构设计人员的注意。

(2) **对风压功率谱特征的认识。**测点风压功率谱的能量主要集中在低频部分。虽然迎风前缘测点一般有明显的旋涡脱落频率，但旋涡脱落提供的风压能量并不占绝对优势，并且随着测点远离迎风前缘，旋涡脱落频率在屋盖风压功率谱中并不明显。对相干函数的研究表明，相干函数与自功率谱的峰值频域范围比较一致。此外，测点与顺风向方向上测点的相关性要大于垂直来流方向上测点的相关性。

虽然不同的大跨度屋盖具有一些共性的规律，但对于不同的屋盖形状，风压的个性特征也很明显。文中对风压特性的认识，可作为今后研究大跨度屋盖表面风压的参考。

### 3、提出大跨度屋盖结构风致抖振响应的非定常频域计算方法

针对研究对象的线性或弱非线性特征，在准确地获得屋盖表面风压及风压相关性能的基础上，本文提出了结构风致抖振的非定常频域计算方法，认为应考虑非定常荷载及多模态之间的耦合项，并引入虚拟激励法以提高计算效率。本文编制的动力计算程序 SWDP 中应用了以上算法。

### 4、大跨度屋盖结构风致抖振响应特性的研究

利用结构风致抖振的非定常频域计算方法对上海南站工程屋盖结构进行计算，得出了有关大跨度屋盖结构风致抖振特性的结论：

(1) **准定常方法不适合大跨度屋盖结构风致抖振响应的分析。**由于流场有明显的三维效应，屋盖表面的风荷载一般不符合准定常假设。文中比较了准定常方法、非定常方法的计算结果，两者相差较大。由此得出结论：对一般大跨空间结构，应采用非定常方法计算其风致抖振响应。

(2) **关于背景响应与共振响应的相对大小。**本文研究了结构响应的频谱特征，指出对于复杂屋盖结构的不同响应而言，背景响应与共振响应占总响应的比例并不一样。因此，不能简单地得出结论认为大跨度屋盖结构主要是以背景响应或共振响应为主。

(3) **主要参数对大跨度屋盖结构风致抖振响应的影响。**a、力谱交叉项。力谱交叉项的不同处理方法对计算结果影响很大，不考虑力谱交叉项由于忽略了荷载之间的相关性能，将得到偏小的结果。b、模态交叉项。模态交叉项对计算结果也有一定的影响，考虑模态交叉项后并非都是简单地增加或减小响应标准差。c、阻尼比。阻尼比对共振响应的影响显著，随着阻尼比的增大共振响应明显减小。

### 5、大跨度屋盖结构静力等效风荷载的研究

根据大跨度屋盖结构风致振动的特点——背景和多个模态的共振响应一般均不能忽略、应考虑模态之间的耦合影响等，本文对静力等效风荷载进行了如下研究工作：

(1) **提出了用于计算风振响应共振分量的修正 SRSS 法。**通过理论推导，建立了考虑模态耦

合效应时计算结构响应共振分量的近似方差形式，并基于此得出用于计算风振响应共振分量的修正 SRSS 法，这是本文静力等效风荷载方法的基础。

(2) **LRC 法+考虑模态耦合系数的惯性风荷载法**。本文用 LRC 法和考虑模态耦合系数的惯性风荷载法相组合来表示大跨度屋盖结构的静力等效风荷载，并相应地给出了与中国规范协调的风振系数形式。从上海南站屋盖结构的静力等效风荷载分析结果可知，本文方法能考虑模态之间耦合影响，给出的静力等效风荷载具有明确的物理意义；即使当平均响应（荷载）为零或很小时，也能给出合理的静力等效风荷载。本文方法的计算精度能满足工程应用的要求。

## 6.2 未来研究工作的展望

对今后的进一步研究提出如下几点建议：

1、重视对实际大跨度屋盖结构风荷载和风振响应的现场实测工作，这是检验其它各种方法和结果的最好途径。

2、大跨度屋盖表面风荷载分布规律的研究需进一步开展，对于简单的大跨度屋盖结构，应按不同结构类型建立非定常风荷载的统一表达式。

3、结构风振动力响应的理论模型和计算方法还有很多方面需要精细化。在计算中如何考虑结构的非线性及气弹效应还研究得不深入。模态叠加法是进行风振计算的常用方法之一，如何考虑模态截断对计算结果的影响也需进一步研究。

5、静力等效风荷载是工程设计人员很关注的问题，但目前的研究很少与大跨度屋盖的具体结构形式结合起来。不同结构体系的风振破坏形式并不一样，如何根据结构自身的特点研究风荷载的最不利分布是一个值得思考的问题。

6、应加强 CFD（计算流体力学）技术在大跨度屋盖结构抗风研究中的作用。CFD 技术能克服风洞试验的一些缺陷，将两者有机结合是研究风荷载及风振机理的一条很有价值的途径。

## 参考文献

- [1] K.Aas-Jakobsen, E.Strommen, Time domain buffeting response calculations of slender structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 89 (2001) 341-364.
- [2] AIJ Recommendations for Loads on Buildings, Architectural Institute of Japan (English version), 1993.
- [3] L.W.Apperley, N.G.Pitsis, Model/full-scale pressure measurements on grandstand, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 23 (1986) 99-111.
- [4] R.H.Barnard, Wind loads on cantilevered roof structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 8 (1981) 21-30.
- [5] R.H.Barnard, Predicting dynamic wind loading on cantilevered canopy roof structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 85 (2000) 47-57.
- [6] H.Bergh, H.Tijdeman, Theoretical and experimental results for the dynamic response of pressure measuring systems, Rep. NLR-TR F238, Natl. Aerospace Lab. (The Netherlands) 1965.
- [7] D.W.Boggs, J.A.Peterka, Aerodynamics model tests of tall buildings, *ASCE J. Eng. Mech.*, 115 (1989) 618-635.
- [8] C.Borri, M.Majowiecki, P.Spinelli, Wind response of a large tensile structure: the new roof of the Olympic stadium in Rome, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 41-44 (1992) 1435-1446.
- [9] N.J.Cook, *The designer's guide to wind loading of building structures*, 1985.
- [10] R.B.Corotis, E.H.Vanmarcke, C.A.Cornell, First passage of nonstationary random process, *J. Engrg. Mech. Div.*, 98 (1972) 401-414.
- [11] A.G.Davenport, The application of statistical concepts to the wind loading of structures, *Proc. Inst. Civil Eng.*, 19 (1961) 449-471.
- [12] A.G.Davenport, Gust loading factors, *ASCE J. Struct. Div.*, 93 (1967) 11-34.
- [13] A.G.Davenport, How can we simplify and generalize wind loads, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 54/55 (1995) 657-669.
- [14] English, E.C. and Fricke F.R, The interference index and its prediction using a neural network analysis of wind-tunnel data, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 83 (1999) 567-575.
- [15] I.Flood, N.Kartam, *Neural networks in civil engineering, I: principles and understanding, II: systems and applications*, *J. Comput. Civil Engng.*, ASCE, 8 (1994) 131-162.
- [16] P.Gerstoft, A new tubing system for the measurement of fluctuating pressures, *J. Wind Engng Indust. Aerodynam.*, 25 (1987) 335-354.
- [17] J.D.Ginger, G.F.Reardon, B.J.Whitbread, Wind load effects and equivalent pressures on a low-rise roofs, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 22 (2000) 638-646.
- [18] S.J.Gumley, Tubing systems for pneumatic averaging of fluctuating pressures, *J. Wind Eng. Ind.*

- Aerodyn., 12 (1983) 189-228.
- [19] S.J.Gumley, A detailed design method for pneumatic tubing systems, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 13 (1983) 441-452.
- [20] S.O.Hansen, P.Hojholt, K.Nielsen, Wind load on grandstands around a full perimeter of a stadium, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 41-44 (1992) 1423-1434.
- [21] J.D.Holmes, Effect of frequency response on peak pressure measurements, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 17 (1984) 1-9.
- [22] J.D.Holmes and R.E.Lewis, Optimization of dynamic-pressure-measurement systems. .single point measurements, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 25 (1987) 249-273.
- [23] J.D.Holmes and R.E.Lewis, Optimization of dynamic-pressure-measurement systems. .parallel tube-manifold systems, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 25 (1987) 275-290.
- [24] J.D.Holmes, Distribution of peak wind load on a low-rise building, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 29 (1988) 59-67.
- [25] J.D.Holmes, Analysis and synthesis of pressure fluctuations on bluff bodies using eigen- vectors, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 33 (1990) 219-230.
- [26] J.D.Holmes, Optimised peak load distributions, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 41-44 (1992) 267-276.
- [27] J.D.Holmes, M.J.Syme, M.Kasperski, Optimised design of a low-rise industrial building for wind loads, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 57 (1995) 391-401.
- [28] J.D.Holmes, B.Sc etc., Effective distributions of fluctuating and dynamic wind load, *Australian Civil/Structural Engineering Transactions*, CE38 (1996) 83-88.
- [29] J.D.Holmes, Equivalent static load distributions for resonant dynamic response of bridges, *Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Conference on Wind Engineering*, Copenhagen, 21-24 June, 1999 (Balkema) 907-911.
- [30] J.D.Holmes, Effective static load distributions in wind engineering, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 90 (2002) 91-109.
- [31] T.Hongo, Experimental study of wind forces on spherical roofs, Ph.D.Thesis, Tohoku University, 1995.
- [32] H.P.A.H.Irwin, K.R.Cooper and R.Girard, Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures, *J. Indust. Aerodynam.*, 5 (1979) 93-107.
- [33] M.S.Islam, B.Ellingwood & R.B.Corotis, Transfer function models for determining dynamic wind loads on buildings, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 36 (1990) 449-458.
- [34] Lin Jiahao, W.S.Zhang, J.J.Li, Structural responses to arbitrarily coherent stationary random excitations, *Computers & Structures*, 50 (1994) 629-633.
- [35] Lin Jiahao and Sun Dongke, Application of pseudo excitation method to 3-D buffeting analysis of the Tsing Ma long-span suspension bridge, *Journal of Dalian University of Technology (English Ed.)*, 39 (1999) 172-179.
- [36] Xie Jiming, Peter A.Irwin, John Kilpatrick, Greg Conley, Mike Soligo, Determination of wind

- loads on large roofs and equivalent gust factors, International symposium on Wind and Structures for the 21<sup>st</sup> century, Cheju, Korea, 1999, 417-424.
- [37] R.Jozwiak, J.Kacprzyk, J.A.Zuranski, Wind tunnel tests of a cable supported roof of a stadium, Wind engineering into the 21<sup>st</sup> century, Larsen, Larose & Livesey (eds), Balkema, Rotterdam, 1999, 1511-1517.
- [38] A.Kareem, T.Kijewski, 7<sup>th</sup> US national conference on wind engineering: A summary of papers, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 62 (1996) 81-129.
- [39] M.Kasperski, Extreme wind load distributions for linear and nonlinear design, Eng. Struct., 14 (1992) 27-34.
- [40] M.Kasperski, H-J. Niemann, The LRC (Load-response-correlation) method: a general method of estimating unfavourable wind load distributions for linear and nonlinear structural behaviour, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 43 (1992) 1753-1763.
- [41] M.Kasperski, Design wind loads for low-rise buildings: A critical review of wind load specifications for industrial buildings, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 61 (1996) 169-179.
- [42] H.Kawai, G.Nishimura, Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 60 (1996) 211-225.
- [43] H.Kawai, R.Yoshie, R.Wei, M.Shimura, Wind-induced response of a large cantilevered roof, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 83 (1999) 263-275.
- [44] S.Kawakita, B.Bienkiewicz, J.E.Cermak, Aeroelastic model study of suspended cable roof, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 41-44 (1992) 1459-1470.
- [45] S.Kawamura, T.Kiuchi, T.Mochizuki, Characteristics of wind pressure acting on spatial large dome, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 41-44 (1992) 1511-1512.
- [46] Khanduri, A.C., Bedard, and Stathopoulos, Neural network modeling of wind-induced interference effects, in Proc. 9th Int. Conf. Wind Engng., New Delhi, India, 1995 1341-1352.
- [47] G.P.Killen, A parametric study of wind loads on grandstand roofs, MEngSt thesis, Department of Civil Engineering, The University of Queensland, 1997.
- [48] G.P.Killen, C.W.Letchford. A parametric study of wind loads on grandstand roofs, Eng.Struct. 23 (2001) 725-735.
- [49] V.Kolousek, Wind effects on civil engineering structures, ELSEVIER Press, 1984.
- [50] N.Lakshmanan, S.Selvi YRajan, S.Arunachalam,&J.Shanmugasundaram, Wind tunnel tests on a space grid roof, Wind engineering into the 21<sup>st</sup> century, Larsen, Larose & Livesey (eds), Balkema, Rotterdam, 1999, 1525-1530.
- [51] K.M.Lam, A.P.To, Generation of wind loads on a horizontal grandstand roof of large aspect ratio, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 54-55 (1995) 345-357.
- [52] C.W.Letchford, et al., Frequency response requirements for fluctuating wind pressure measurements, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 40 (1992) 263-276.
- [53] C.W.Letchford, P.P.Sarkar, Mean and fluctuating wind loads on rough and smooth parabolic domes,

- J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 88 (2000) 101-117.
- [54] C.W.Letchford, G.P.Killen, Equivalent static wind loads for cantilevered grandstand roofs, *Eng.Struct.*, 24 (2002) 207-217.
- [55] J.X.Lin, D.Surry, H.W.Tieleman, The distribution of pressure near roof corners of flat roof low buildings, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 56 (1995) 235-265.
- [56] M.Majowiecki, Snow and wind experimental analysis in the design of long-span sub-horizontal structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 74-76 (1998) 795-807.
- [57] J.Marighetti, A.Wittwer, M.De Bortoli, B.Natalini, M.Paluch, M.Natalini, Fluctuating and mean pressure measurements on a stadium covering in wind tunnel, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 84 (2000) 321-328.
- [58] Marukawa, Y.Uematsu, Y.Tamura, O.Nakamura, H.Ueda, Design wind load on flat long-span roofs, *Proc. 4th east Asia-Pacific conf. on Structural Engineering and Construction*, Seoul, eds.Y.K.Shin, S.P.Chang and H.M.Koh, 3 (1993) 1619-1624.
- [59] Massimiliano Lazzari, Anna V.Saetta, Renato V.Vitaliani, Non-linear dynamic analysis of cable-suspended structures subjected to wind actions, *Computers and Structures*, 79 (2001) 953-969.
- [60] Y.Mataki, Y.Iwasa, Y.Fukao, A. Okada, Wind induced response of low-profile cable-reinforced, air-supported structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 29 (1988) 253-262.
- [61] W.H.Melbourne, J.C.K.Cheung, Reducing the loading on large cantilevered roofs, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 28 (1988) 401-410.
- [62] W.H.Melbourne, The response of large roofs to wind action, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 54-55 (1995) 325-335.
- [63] A.Miyake, T.Yoshimura, M.Makino, Aerodynamic instability of suspended roof models, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 41-44 (1992) 1471-1482.
- [64] O.Nakamura, Y.Tamura, K.Miyashita, M.Itoh, A case study of wind pressure and wind-induced vibration of a large span open-type roof, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 52 (1994) 237-248.
- [65] M. Nakayama, Y. Sasaki, K. Masuda, T. Ogawa, An efficient method for selection of vibrational modes contributory to wind response on dome-like roofs, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 73 (1998) 31-44.
- [66] T. Ogawa, M. Nakayama, S. Murayama, Characteristics of wind pressure on spherical domes in turbulent boundary layers, *Proceedings of the 10th National Symposium on Wind Engineering*, Tokyo, 1988, 55-60.
- [67] T. Ogawa, M. Nakayama, S. Murayama, Characteristics of wind pressure on spherical domes and response of domes in turbulent flow, *J. Struct. Constr. Eng.* 404 (1989) 95-102.
- [68] T. Ogawa, M. Nakayama, S. Murayama, Y. Sasaki, Characteristics of wind pressures on basic structures with curved surfaces and their response in turbulent flow, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 38 (1991) 427-438.

- [69] G.A.R.Parke, N.Toy, E.Savory, Appraisal of deployable dome structures under wind loading, *Wind and Structures*, 1 (1998) 317-336.
- [70] G.Piccardo, G.Solari, A refined model for calculating 3-D equivalent static wind forces on structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 65 (1996) 21-30.
- [71] G.Piccardo, G.Solari, Closed form prediction of 3-D wind-excited response of slender structures, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 74-76 (1998) 697-708.
- [72] G.Piccardo, G.Solari, 3D wind-excited response of slender structures: closed-form solution, *J. Struct. Eng.*, 126 (2000) 936-943.
- [73] G.Piccardo, G.Solari, 3D gust effects on slender vertical structures, *Proceeding of the Fourth International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications*, Bochum, September 2000.
- [74] N.G.Pitsis, L.W.Apperley, Further full-scale and model pressure measurements on a cantilever grandstand, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 38 (1991) 439-448.
- [75] S.I.Rubinow, J.B.Keller, Wave propagation in a fluid-filled tube, *J. Acoust. Soc. Am.*, 50 (1971) 198-223.
- [76] S.I.Rubinow, J.B.Keller, Wave propagation in a viscoelastic tube containing a viscous fluid, *J. Fluid Mech.*, 88 (1978) 181-203.
- [77] Standards Australia, AS 1170.2, SAA loading code Part 2: Wind Loads, 1989.
- [78] S.Z.Shen, Q.S.Yang, Wind-induced response analysis and wind-resistant design of hyperbolic paraboloid cable net structures, *Int. J. Space Structures*, 14 (1999) 57-65.
- [79] Emil Simiu, Gust factors and along-wind pressure correlations, *J. Struct. Div., ASCE*, 99 (1973) 773-783.
- [80] Emil Simiu, Revised procedure for estimating along-wind response, *J. Struct. Div., ASCE*, 106 (1980) 1-10.
- [81] G.Solari, Along-wind response estimation: closed form solution, *J. Struct. Div., ASCE*, 108 (1982) 225-244.
- [82] G.Solari, Wind response spectrum, *ASCE J. Eng. Mech.*, 115 (1989) 2057-2073.
- [83] G.Solari, A generalized definition of gust factor, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 36 (1990) 539-548.
- [84] G.Solari, Gust buffeting. : Peak wind velocity and equivalent pressure, *J. Struct. Eng.*, 119 (1993) 365-382.
- [85] G.Solari, Gust buffeting. : Dynamic alongwind response, *J. Struct. Eng.*, 119 (1993) 383-398.
- [86] G.Solari, Along-wind response estimation: closed form solution, *ASCE J. Struct. Div.*, 108 (EM6) 1086-1102.
- [87] D.K.Sun, Y.L.Xu, J.M.Ko and J.H.Lin, Fully coupled buffeting analysis of long-span cable-supported bridges: formulation, *Journal of Sound and Vibration*, 228 (1999) 569-588.
- [88] D.Surry and T.Stathopoulos, An experimental approach to the economical measurement of spatially-averaged wind loads, *J. Indust. Aerodynam.*, 2 (1979) 385-397.

- [89] M.Suzuki, S.Sanada, Y.Hayami, S.Ban, Prediction of wind induced response of a semi-rigid hanging roof, 9ICWE, New Delhi, India, (1995) 1195-1206.
- [90] T.J.Taylor, Wind pressures on a hemispherical dome, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 40 (1991) 199-213.
- [91] H.Ueda, Y.Tamura, Equivalent design pressure coefficients for beams supporting flat roofs, J. Struct.Construction Eng., Architectural Institute of Japan 464 (1994) 59-69.
- [92] Y.Uematsu, M.Yamada, A.Sasaki, Wind-induced dynamic response and resultant load estimation for a flat long-span roof, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 65 (1996) 155-166.
- [93] Y.Uematsu, M.Yamada, A.Karasu, Design wind loads for structural frames of flat long-span roofs: Gust loading factor for the beams supporting roofs, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 66 (1997) 35-50.
- [94] Y.Uematsu, M.Yamada, A.Karasu, Design wind loads for structural frames of flat long-span roofs: Gust loading factor for a structurally integrated type, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 66 (1997) 155-168.
- [95] Y.Uematsu, M.Yamada, A.Inoue, T.Hongo, Wind loads and wind-induced dynamic behavior of a single-layer latticed dome, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 66 (1997) 227-248.
- [96] Y.Uematsu, K.Watanabe, A.Sasaki, M.Yamada, T.Hongo, Wind-induced dynamic response and resultant load estimation of a circular flat roof, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 83 (1999) 251-261.
- [97] Y.Uematsu, O.Kuribara, M.Yamada, A.Sasaki, T.Hongo, Wind-induced dynamic behavior and its load estimation of a single-layer latticed dome with a long span, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 89 (2001) 1671-1687.
- [98] E.H.Vanmarcke, Properties of spectral moments with applications to random vibration, J. Engrg. Mech. Div., 98 (1972) 425-446.
- [99] J.Vellozzi, E.Cohen, Gust response factors, ASCE J. Struct. Div., 94 (1968) 1295-1313.
- [100] B.J.Vickery, On the assessment of wind effects on elastic structures, Aust. Civil Eng. Trans. CE8 (1966) 183-192.
- [101] B.J.Vickery, M.Majowiecki, Wind induced response of a cable supported roof, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 41-44 (1992) 1447-1458.
- [102] Y.L.Xu, D.K.Sun, J.M.Ko and J.H.Lin, Buffeting Analysis of Long Span Bridges: a New Algorithm, Computers & Structures, 68 (1998) 303-313.
- [103] Y.L.Xu, W.S.Zhang, J.M. Ko and J.H. Lin, Pseudo-Excitation Method for Vibration Analysis of Wind-Excited Structures, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 83 (1999) 443-454.
- [104] Y.L.Xu, D.K.Sun, J.M.Ko and J.H.Lin, Fully coupled buffeting analysis of Tsing Ma supported bridge, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 85 (2000) 97-117.
- [105] H.Yasui, H.Marukawa, J.Katagiri, A.Katsumura, Y.Tamura, K.Watanabe, Study of wind-induced response of long-span structure, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 83 (1999) 277-288.
- [106] M.Yoshida, K.Kondo and M.Suzuki, Fluctuating wind pressure measured with tubing system, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 41-44 (1992) 987-998.
- [107] Jian-Guang Zhao, Lam Kit-Ming, Occurrence of peak lift on a large cantilevered roof,

- International symposium on Wind and Structures for the 21<sup>st</sup> century, Cheju, Korea, 1999, 26-28.
- [108] Yin Zhou, MingGu, Haifan Xiang, Along-wind static equivalent wind loads and responses of tall buildings, Part : Unfavorable distributions of static equivalent wind loads, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 79 (1999) 135-150.
- [109] Yin Zhou & Ahsan Kareem, MingGu, Gustor loading factors for design applications, Wind Engineering into the 21<sup>st</sup> Century, 1999, 169-176.
- [110] 蔡亦钢, 流体传输管道动力学, 浙江大学出版社, 1990.
- [111] 程志军, 楼文娟, 孙炳楠, 唐锦春, 屋面风荷载及风致破坏机理, 建筑结构学报, 21 (2000) 39-47.
- [112] 陈勇, 体育场风压风流场数值模拟及模态分析法研究大悬挑屋盖风振动力响应, 同济大学硕士论文, 2002.
- [113] 董聪, 酆正能, 夏人伟, 何庆芝, 多层前向网络研究进展及若干问题, 力学进展, 25 (1995), 186-196.
- [114] 顾明, 朱川海, 大型体育场主看台挑篷的风压有其干扰影响, 建筑结构学报, 23 (2002) 20-26.
- [115] 顾明, 杨伟, 傅钦华, 陈东杰, 周建龙, 上海铁路南站屋盖结构平均风荷载的数值模拟, 同济大学学报, 2004年2月.
- [116] 顾明, 黄鹏, 杨伟, 汪大绥, 周建龙, 上海铁路南站平均风荷载的风洞试验和数值模拟, 建筑结构学报, 2004年5月.
- [117] 傅继阳, 谢壮宁, 倪振华, 大跨屋盖结构风压分布特性的模糊神经网络预测, 建筑结构学报, 23 (2002) 62-67.
- [118] 何艳丽, 董石麟, 龚景海, 空间网格结构频域风振响应分析模态补偿法, 工程力学, 19 (2002) 1-6.
- [119] 胡继军, 黄金枝, 董石麟, 陈务军, 网壳风振随机响应有限元法分析, 上海交通大学学报, 34 (2000) 1053-1060.
- [120] 胡继军, 李春祥, 黄金枝, 网壳风振响应主要贡献模态的识别及模态相关性影响分析, 振动与冲击, 20 (2001) 22-25.
- [121] 黄本才, 结构抗风分析原理及应用, 同济大学出版社, 2001.
- [122] 黄开明, 倪振华, 谢壮宁, 里兹向量直接叠加法在圆拱顶屋盖风致响应分析中的应用, 第十一届全国结构风工程学术会议论文集, 2003, 321-326.
- [123] 黄鹏, 大气边界层风场模拟及高层建筑脉动风压系数的研究, 同济大学硕士论文, 1997.
- [124] 黄鹏, 高层建筑风致干扰效应研究, 同济大学博士论文, 2001.
- [125] 李国豪, 桥梁结构稳定与振动, 中国铁道出版社, 1996.
- [126] 李建俊, 林家浩, 张文首, 张洪宝, 大跨度结构受多点随机地震激励的响应, 计算结构力学及其应用, 1 (1995) 445-452.
- [127] 楼文娟, 孙炳楠, 陆峰, 大跨度平屋面结构的风压响应及风振系数, 第十届全国结构风工程学术会议论文集, 2001, 303-308.

- [128] 楼文娟, 庞振钱, 孙炳楠, 模态力法确定大跨度屋盖风振响应及风振系数, 第六届全国风工程及工业空气动力学学术会议论文集, 2002, 196-200.
- [129] 楼文娟, 李本悦, 陆峰, 大跨度屋面风压分布拟和公式及风荷载取值, 同济大学学报, 30 (2002) 587-593.
- [130] 蓝天, 张毅刚, 大跨度屋盖结构抗震设计, 中国建筑工业出版社, 2000.
- [131] 林家浩, 随机地震响应的确定性算法, 地震工程与工程振动, 5 (1985) 89-93.
- [132] 林家浩, 张文首, 抗震结构随机响应与反应谱方法比较, 振动工程学报, 1 (1988) 55-60.
- [133] 林家浩, 随机地震响应功率谱快速算法, 地震工程与工程振动, 10 (1990) 38-45.
- [134] 林家浩, 李建俊, 郑浩哲, 任意相干多激励随机响应, 应用力学学报, 12 (1995) 97-103.
- [135] 林家浩, 钟万勰, 关于虚拟激励法与结构随机响应的注记, 计算力学学报, 15 (1998) 217-223.
- [136] 刘尚培, 项海帆, 谢霖明译, 风对结构的作用 风工程导论, 同济大学出版社, 1992.
- [137] 陆锋, 大跨度平屋面结构的风振响应和风振系数研究, 浙江大学博士论文, 2001.
- [138] 陆峰, 楼文娟, 孙炳楠, 大跨度平屋面的风压响应及风振系数, 工程力学, 2002, 19 (2) 52-57.
- [139] 庞加斌, 朱乐东, 陈伟, 大面积屋顶上下表面脉动风压的相关性分析与风洞测压方法研究, 第九届全国结构风效应学术会议论文集, 10 (1999) 267-272.
- [140] 全涌, 超高层建筑横风向风荷载及响应研究, 同济大学博士论文, 2002.
- [141] 沈世钊, 徐崇宝, 赵臣, 悬索结构设计, 中国建筑工业出版社, 1997.
- [142] 苏尔皇, 管道动态分析及液流数值计算方法, 哈尔滨工业大学出版社, 1985.
- [143] 孙炳楠, 傅国宏, 陈鸣, 唐锦春, 9417 号台风对温州民房破坏的调查, 第七届全国结构风效应学术会议论文集, 1996, 81-129.
- [144] 孙东科, 长跨桥梁三维风振分析, 大连理工大学博士论文, 1999.
- [145] 同济大学土木工程防灾国家重点实验室, 南京奥林匹克体育中心体育场屋盖气动弹性模型风洞试验研究报告, 2003.
- [146] 武岳, 考虑流固耦合作用的索膜结构风致动力响应研究, 哈尔滨工业大学博士论文, 2003.
- [147] 王国砚, 黄本才, 林颖儒, 徐晓明, 基于 CQC 方法的大跨度屋盖结构随机风振响应计算, 第六届全国风工程及工业空气动力学学术会议论文集, 2002, 113-119.
- [148] 杨庆山, 沈世钊, 悬索结构随机风振响应分析, 建筑结构学报, 19 (1998) 29-39.
- [149] 俞载道, 结构动力学基础, 同济大学出版社, 1987.
- [150] 袁亚湘, 最优化理论与方法, 科学出版社, 1997.
- [151] 张炳华, 土建结构优化设计, 同济大学出版社, 1998.
- [152] 张立明, 人工神经网络的模型及其应用, 复旦大学出版社, 1993.
- [153] 张文首, 李建俊, 林家浩, 多相位激励随机地震响应快速算法, 计算结构力学及其应用, 1 (1994) 241-247.
- [154] 张相庭, 结构风压和风振计算, 同济大学出版社, 1985.
- [155] 张相庭, 工程抗风设计计算手册, 中国建筑工业出版社, 1998.

- [156] 张相庭, 工程结构风荷载理论和抗风计算手册, 同济大学出版社, 1990.
- [157] 张相庭, 结构振动力学, 同济大学出版社, 2000.
- [158] 赵臣, 吕伟平, 沈世钊, 悬索屋盖结构风振反应的时域分析方法, 哈尔滨建筑大学学报, 2, 1995.
- [159] 钟万勰, 一个高效结构随机响应算法系列——虚拟激励法, 自然科学进展——国家重点实验室通讯, 6 (1996) 394-401.
- [160] 周岱, 舒新玲, 大跨度空间结构风振响应及其计算与试验方法, 振动与冲击, 21 (2002) 7-12.
- [161] 周印, 高层建筑静力等效风荷载和响应的理论与实验研究, 同济大学博士学位论文, 1998.
- [162] 周炬毅, 顾明, 大跨度屋盖表面风压系数的试验研究, 同济大学学报, 30 (2002) 1423-1428.
- [163] 朱位秋, 随机振动, 科学出版社, 1998.

文献[30]指出，大部分体育场建筑由桁架等钢结构承重，本身就提供了足够的刚度限制了结构发现大幅振动，并且对气动质量不敏感。一般不出现并且气动负阻尼。

内压不考虑

不足：气动弹性模型试验的不足之处在于模型制作和调试特别耗费时间和经费，另外模型设计原理和方法也有待于进一步研究。特别对于大跨度屋盖结构，由于其模态密集，必须考虑多阶模态（参与振动的模态数目常常达到几十阶）的共同作用，气动弹性模型的制作及调试的难度就大大高于高层建筑结构。

风致振动的机理问题。

# 致 谢

我仍记得三年前初来上海的心情，那时带着对大上海的憧憬，对同济大学的向往。时间过得很快，转眼间我已即将博士毕业。三年时间不太长，却发生了太多令我难忘的事。在这里，我要对所有帮助、关心和支持过我的人表示由衷的敬意与感谢。

首先是我的导师顾明教授。顾老师为人朴实宽厚，对学生关心备至。谦逊随和的处世风格和渊博的学识让我们这些学生有如沐春风之感。老师严谨求实的治学态度、刻苦忘我的工作热情令我佩服之至，同时为从事研究工作的青年学生作出了很好的榜样，也是学生终生学习的楷模。三年来，在老师的悉心指导下完成了博士论文的工作，论文几易其稿，字里行间凝聚了老师的心血。承蒙老师的关爱，让我留在他的身边工作，成为课题组的一员。我将好好珍惜这个机会，为蓬勃发展的风工程事业作出自己的努力。

同时，还要感谢指引我步入研究工作的启蒙老师——哈尔滨工业大学的张耀春教授，几年来对我各方面的关心。感谢同济大学项海帆院士领导的风工程学科队伍，为我提供了良好的学习环境和科研氛围，为本文的试验提供了优良的试验设备。感谢黄鹏博士在多次实验中给予我的热情帮助和指导。正是各位师长的无私帮助，才使本文工作得以顺利完成。

三年来我生活在一个令人羡慕的集体里。研究室的师兄弟们、师姐妹们和睦相处，互帮互助，共同渡过了一段美好的时光。他们包括叶丰、杜晓庆、朱川海、洪小健、杨伟、黄翔、李寿英、任淑琰、方平治、陆海峰、唐意、罗攀、许树壮、张红星、潘方、王勇军，还有已毕业的陈素琴、陈甦人、全涌、吕强、陈航、黄麟、秦仙蓉，几年的友谊将永生难忘。

感谢建工系的赵昕博士、何志军博士以及桥梁系的马如进博士提供的帮助，使我对专业的认识得到进一步的深入。

感谢华东建筑设计研究院的李时工程师，在上海南站屋盖工程中我们曾多次交流对结构分析的体会。

感谢妻子史习昕对论文工作的支持。三年来伴随着对我的温柔体贴与善解人意，在学业完成的同时我也寻找到相知相爱的人生伴侣。

最后感谢我的父母，在不算富裕的家境下支持我学业。求学二十余年却无以回报，惟有将来努力工作，以不辜负父母的养育之恩。

周晖毅

2004年1月