

分类号: O427.5

密 级: 公 开

U D C: 53

编 号: B2018-702-03

中 国 舰 船 研 究 院

博 士 学 位 论 文

离心风机振动噪声预报与控制技术研究

作 者: 李 亚

指导老师: 刘忠族 研究员

学科专业: 船舶与海洋结构物设计制造

中国船舶科学研究中心

二〇一八年二月

分类号： O427.5

密级： 公 开

U D C： 53

编号： B2018-702-03

博 士 学 位 论 文

离心风机振动噪声预报与控制技术研究

指导教师姓名： 刘忠族 职 称： 研究员
学位申请人姓名： 李 亚 申请学位级别： 工学博士
专 业 名 称： 船舶与海洋结构物设计制造
研 究 方 向： 推进器噪声
论文提交时间： 2018 年 2 月

培 养 单 位： 中国船舶科学研究中心

学位授予单位： 中国舰船研究院

PH. D. Dissertation

**Numerical Prediction of Vibratory Noise and Researches of
Noise Reduction for Centrifugal Fan**

PH. D. Candidate: Li Ya

Supervisor: Prof. Liu Zhongzu

Major: Design and Manufacture of Ship and
Ocean Structure

Research Fields: Propeller Noise

Date of Submission: February, 2018

Training Organization: China Ship Scientific Research Center

Degree Awarding Unit: China Ship Research & Development Academy

学位论文原创性声明

本人郑重声明：本论文所有研究工作，均在导师指导下由作者本人独立完成。引用的有关观点、方法、数据和文献已在论文中注明，并与参考文献对应。除论文中已注明引用的内容外，本论文不包含任何其它个人或集体已经公开发表的研究成果。对本文研究作出任何贡献的个人和集体，均已在论文中以明确方式注明并表示感谢。

学位论文作者签名：

日 期： 年 月 日

学位论文版权使用授权声明

中国舰船研究院和中国船舶科学研究中心有权保存本人呈交的学位论文复印件及电子版，有权向国家有关部门或机构送交论文复印件及电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国舰船研究院和中国船舶科学研究中心可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描手段保存或汇编本论文。

本学位论文属于：

公 开 ☒

秘 密 ☐，在_____年解密后适用本授权书。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：

导师签名：

日 期： 年 月 日

日 期： 年 月 日

摘 要

离心风机是一种广泛应用的流体机械，使用过程中突出的问题是噪声高，已成为影响人们工作与生活舒适性的重要噪声源之一，开展离心风机振动噪声预报与控制技术研究具有重要的理论意义和工程应用价值。

本文系统分析了离心风机振动噪声机理与控制技术国内外研究动态，归纳了各类振动噪声源。利用典型离心风机，在半消声室中进行了振动噪声测量试验，获得了风机结构振动、蜗壳辐射声、蜗壳内表面脉动压力、管内流速与噪声等试验数据，为风机流场、振动与噪声预报方法的验证提供了试验数据，同时也为风机优化设计效果验证提供对比数据。

采用激光扫描获得了叶轮三维构型，考虑了叶轮后盘与蜗壳之间的间隙和喇叭状进风口，进行了风机全流域精细的结构化网格划分，流域分为：包含叶轮的阶梯状旋转域、蜗壳为主的区域以及方变圆段与随后的管道区域。采用 RANS 方法计算了稳态流场，使用大涡模拟了瞬态流场，利用管中流速和蜗壳脉动压力试验结果进行了验证，从而形成了获取流体激励力源的数值预报方法。

基于大涡模拟方法获得了流体作用于叶轮的动态力和力矩，利用转子动力学计算原理得到了电机轴承处动态力，利用结构有限元分别计算了轴承动态力、蜗壳内表面脉动压力引起的蜗壳外表面振动位移。然后，用声学有限元预报了蜗壳结构声辐射，从而将稳态流场、瞬态流场、结构有限元、声学有限元等手段融合起来，形成了风机蜗壳振动与声辐射的完整预报方法，并用半消声室噪声测量结果进行对比分析，验证了蜗壳振动声辐射预报方法的有效性。

结合大涡模拟获得的叶轮表面脉动压力、蜗壳内表面流体脉动压力，考虑叶轮旋转，利用声学有限元计算了与风机连接的管道内部噪声，与试验结果较为接近，验证了旋转叶轮与蜗壳内压力脉动辐射声预报方法是准确可靠的。

最后，逐一梳理了风机振动噪声控制方法，针对试验风机，根据理论分析与振动噪声试验结果，采取了敷设阻尼材料、改进支撑方式、改动叶片出气边形状等减振降噪措施。测试表明：蜗壳噪声在轴频处降低了约 7dB，在高频段整体下降约 4dB，蜗壳噪声降低明显；管内流速降低了 0.5m/s，管内噪声在轴频处噪声降低约 3dB，在一阶叶频处降低约 4dB。

关键词：离心风机；大涡模拟；脉动压力；蜗壳振动辐射；管内噪声

Abstract

Centrifugal fan is widely used as a kind of universal fluid machinery and its high noise has already become one of the main noise sources that decrease the comfort when people working and living. Developing the vibratory noise prediction and the noise control technology research has great theoretical significance and engineering application value.

The domestic and international research trend is analyzed systematically, and the vibration sources and noise sources are categorized. According to the typical centrifugal fan, the vibratory noise experiment is carried out in the semi-anechoic room and the vibration of the fan, the radiation noise of volute, the fluctuation force on the volute interior surface, the wind velocity in the pipe and the noise in the pipe are obtained. These data will be used to validate the fan fluid field simulation method and the vibratory noise prediction method. Simultaneously it will provide the contrast data for the verification of fan optimum design.

The impeller model is acquired by the laser scan system. Considering the clearance between the impeller rear plate and volute and the bugle-like inlet, the fine structured grid of the whole field is meshed. The total fluid region includes the rotating zone containing the impeller with the ladder shape, volute zone and the round-square transition with the succedent region. The steady flow field is calculated by adopting the RANS method and the transient flow field is calculated by Large Eddy Simulation (LES) method. The validity of these methods are verified by comparing velocity with realistic result and the pressure fluctuation experiment result at three positions. So the method of predicting the fluid excitation source is obtained.

The dynamic force and moment that the fluid excites on the impeller can be got by the LES method. According to the rotor dynamics, the dynamic force at the bearing position can be got. By using the structure finite element method, the dynamic displacement caused by the bearing dynamic force and the fluctuation force on the volute interior surface is predicted. After that, the volute structure noise radiation is predicted. So it syncretize the steady field, unsteady field, structure finite element method, acoustic finite element method and develop the integral vibration and noise radiation prediction method of volute. Comparing with the experiment

result in the semi-anechoic room, the effectiveness of the method is validated.

Based on the fluctuation force on the impeller and on the volute interior surface, Adopting rotating dipole mode, using the acoustic finite method, the noise in the pipe which connected with the fan is predicted. The result is close to the experiment result, this prove that the method of predicting the noise radiated from the rotating impeller and the fluctuation force on the volute interior surface is very accurate and reliable.

Lastly, the noise control methods are sorted out one by one. Focusing on the fan, according to the theoretical analysis and the vibratory noise measurement, methods such as pasting damping material, strengthening the support and modifying the shape of the blade are adopted. The experiment shows that the volute noise decreases by about 7dB at shaft frequency, the overall high frequency band declines by 4dB or so; the velocity in the pipe decreased by 0.5 m/s, the noise in the pipe decreases by about 3dB at the shaft frequency and about 4 dB at blade pass frequency.

Keywords: centrifugal fan; Large Eddy Simulation; pressure fluctuation; volute vibratory noise; noise in the pipe

目 次

摘 要.....	I
ABSTRACT	III
目 次.....	V
第一章 绪论.....	1
1.1 引言	1
1.1.1 离心风机的工作原理	1
1.1.2 离心风机的基本参数	2
1.2 离心风机振动噪声源	3
1.2.1 风机振动产生的原因	3
1.2.2 风机噪声产生的原因	5
1.3 离心风机振动噪声的研究现状	8
1.3.1 风机内部流场数值模拟方法	9
1.3.2 蜗壳振动声辐射理论分析与数值模拟	17
1.3.3 风机管道内声辐射理论分析与数值模拟	19
1.4 离心风机振动噪声控制技术的研究现状	24
1.4.1 风机振动控制技术	24
1.4.2 风机噪声控制技术	28
1.5 本文主要工作	33
第二章 离心风机振动噪声测量试验	37
2.1 引言	37
2.2 试验对象	37
2.3 试验设施与仪器、仪表	38
2.4 试验方案	39
2.4.1 试验设计	39
2.4.2 试验依据	42
2.4.3 试验内容	42

2.4.4 具体试验方案	42
2.4.5 试验数据表达形式	47
2.5 小结	48
第三章 风机流场数值模拟	51
3.1 引言	51
3.2 离心风机稳态流场模拟与验证	51
3.2.1 数值计算方法	51
3.2.2 模型建立	53
3.2.3 结构化网格划分	57
3.2.4 网格收敛性分析	61
3.2.5 数值计算结果的分析与验证	63
3.2.6 流场分析	66
3.3 离心风机非稳态流场模拟与验证	68
3.3.1 大涡模拟方法	68
3.3.2 计算设置	69
3.3.3 脉动压力计算与验证	70
3.3.4 瞬态流场计算结果分析	73
3.3.5 大涡模拟结果输出	74
3.4 小结	74
第四章 风机蜗壳振动噪声预报	77
4.1 引言	77
4.2 半消声室中测量声成份分析	78
4.2.1 蜗壳隔声分析	78
4.2.2 电机不带叶轮时噪声分析	80
4.2.3 管道辐射噪声对风机噪声测量结果的影响	81
4.2.4 以活塞声源进行量级预报	81
4.3 叶片—轴承—电机壳体—蜗壳辐射声预报	82
4.3.1 来自叶片的电机轴承力	82
4.3.2 振动计算	88
4.3.3 振动辐射声计算	97

4.4 离心风机内表面流体激励诱发的蜗壳振动声	104
4.4.1 蜗壳内部表面力的获取	104
4.4.2 内表面流体激励蜗壳振动计算	106
4.4.3 内表面流体振动声辐射计算	107
4.5 风机蜗壳振动噪声验证	108
4.5.1 两条途径下振动噪声的对比	108
4.5.2 计算结果与验证	108
4.6 小结	111
第五章 风机管内噪声预报与验证	113
5.1 引言	113
5.2 风机叶轮引起的管内噪声	113
5.2.1 叶轮旋转引起的声辐射预报模型	113
5.2.2 风机在自由场中辐射声预报过程	114
5.2.3 叶轮引起管内噪声预报过程	116
5.3 蜗壳脉动压力引起管内噪声计算	118
5.3.1 壁面脉动压力的声辐射原理	120
5.3.2 蜗壳脉动压力引起管内噪声预报过程	123
5.4 管道内噪声预报结果验证与分析	125
5.4.1 两条途径下管内噪声的对比	125
5.4.2 计算结果与验证	127
5.5 小结	130
第六章 风机振动噪声优化设计	133
6.1 引言	133
6.1.1 一般的优化要求	133
6.1.2 现有风机振动噪声情况	133
6.1.3 振动噪声优化方向的确定	134
6.2 风机外表面粘贴阻尼材料方案设计	138
6.2.1 阻尼材料吸声原理	138
6.2.2 阻尼材料参数选用	138
6.3 风机添加弹性支撑方案设计	139

6.3.1 振动模态计算与分析	139
6.3.2 隔振原理	141
6.3.3 支撑方案	142
6.4 风机叶片优化方案设计	143
6.4.1 现有风机叶片剖析	143
6.4.2 优化后的方案	147
6.5 小结	148
第七章 离心风机优化试验验证	149
7.1 模型加工与安装	149
7.1.1 阻尼材料粘贴	149
7.1.2 截锥弹簧相关计算	149
7.1.3 阻尼弹簧减振器的选用	150
7.1.4 叶片改动	151
7.2 振动噪声测量结果	152
7.2.1 流量情况	152
7.2.2 振动测量结果与比较	152
7.2.3 蜗壳辐射声测量结果与比较	154
7.2.4 管内噪声测量结果与比较	156
7.3 小结	156
第八章 总结与展望	159
8.1 研究总结	159
8.2 工作展望	160
致 谢	163
参考文献	165
学术论文和科研成果目录	173

第一章 绪论

1.1 引言

风机是工业和民用通用机械设备，也是船舶必备装备之一，常安装在离工作人员或居民活动范围很近的地方。风机种类较多，其中离心风机占风机市场总量最高^[1]，离心风机使用过程中突出的问题是噪声高，噪声对工作效率、周围环境影响极大，即使劳动强度很小，也会心情烦躁、反应迟钝；噪声还会分散人的注意力，成为一些工作事故的诱因。

随着我国工业向新型工业化转型并持续发展，带来的产业升级、节能降耗、环境保护等项目的增加保持了对离心风机产品的旺盛需求，为离心风机行业提供了更广阔的发展空间，也对离心风机的性能提出了更高的要求，其中很重要的一条是风机在运行时要有比较小的振动噪声^[1]。据前瞻产业研究院发布的《2014-2018 年中国风机行业市场前瞻与投资战略规划分析报告》^[2]显示：目前就国外风机技术发展趋势而言，将沿着风机容量不断增大、高效化、高速小型化和低噪声的方向发展，由此可见降低噪声已是一大主要方向。

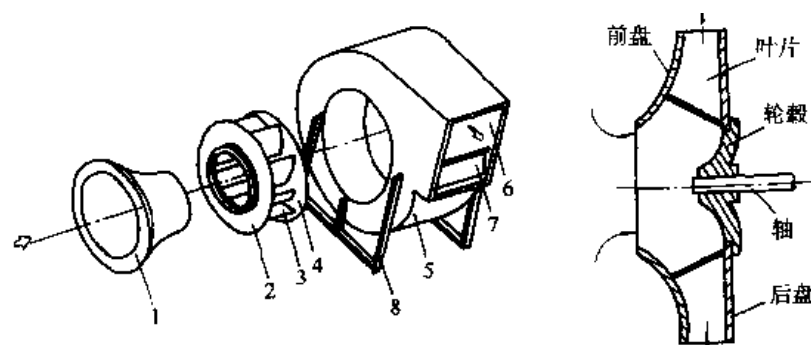
离心风机振动源、噪声源较多，且相互之间存在耦合，只有深入研究风机振动噪声产生机理，分离出各噪声源的辐射噪声，才能有的放矢地提出有效的降噪措施。因此，开展离心风机振动噪声预报与控制技术研究具有重要的学术意义和工程应用价值。

1.1.1 离心风机的工作原理

风机按工作原理一般可分为叶片式风机和容积式风机。叶片式风机的主要结构是可旋转的叶轮和固定的机壳，通过叶轮中叶片的旋转对流体做功，从而使流体获得能量。根据流体在叶轮内的流动方向和所受力的性质不同可分为：离心式、轴流式、混流式、贯流式四种形式^[3]。容积式风机在运转时，机械内部的工作容积不断发生变化，从而吸入或排出流体，按其结构不同，可分为往复式风机和回转式风机。往复式风机借助活塞在汽缸内的往复作用使缸内容积反复变化，以吸入和排出流体，中国早在公元 12 世纪前后就发明了双动式单活塞风箱。回转式风机工作时，机壳内的转子或转动部件旋转时，转子与机壳之间的工作容积发生变化，借以吸入和排出气体，如叶氏风机、罗茨风机、螺杆风机等。

离心风机的示意图如图 1.1 所示，工作时动力机带动叶轮旋转，则叶轮中的叶片就对流体做功，迫使流体旋转，旋转的流体将在惯性离心力作用下，从中心向叶轮边缘流去，其压力不断增高，以很高的速度流出叶轮进入机壳内，沿机壳运动，这个过程称为压出过程，是风机中唯一获得能量的过程。气体受到蜗舌的阻挡后，经风口排向输气管道。与此同时，叶轮中心处产生真空，气体在外界压力作用下被吸向叶轮，这个过程称为吸入过程。不断吸入、不断流出，形成了风机的连续工作。

离心式风机和其他形式相比，具有效率高、性能可靠、流量均匀、易于调节等优点，特别是可以制成各种压力及流量的风机以满足不同的需要，所以应用最为广泛。送风机、引风机等也大多用离心式风机。



1—吸入口；2—叶轮前盘；3—叶片；4—后盘；5—机壳；6—出口；7—蜗舌；8—支架

图 1.1 离心式风机示意图

1.1.2 离心风机的基本参数

风机参数一般包括风量、风压、转速、功率消耗、效率和噪声。风量是指单位时间内流过风机入口的气体体积，有气体流量和质量流量之分。风压是单位体积的气体通过风机后所获得的能量。风机的流量、压力和功率等参数都随着风机的转速而改变，所以转速也是一个特性参数。风机功率通常是指风机的输入功率，也就是原动机传递到风机轴上的功率，又称轴功率。有效功率是通过风机的流体在单位时间内从风机中获得的能量。效率是风机总效率的简称，指风机的输出功率与输入功率之比的百分数。风机的噪声也是衡量风机特性的一个重要指标，由于人耳对低频灵敏度差，高频灵敏度强，为了与人身的感受相吻合，一般都用 A 计权网络测量，测出的声压级为 A 声级。为了客观地评价风机在不同流量下噪声的大小，A 声级要换算成比 A 声级。

离心风机的核心部件是叶轮，由于叶片出口安装角和叶片形状的不同，叶轮的结构形式也有不同。

根据叶片出口角的不同，叶轮可分为前向、径向和后向三种形式，后向叶轮效率最

高，应用最普遍。离心通风机叶片形状有平板形、圆弧形和中空机翼形等几种。平板形叶片制造简单，圆弧形叶片可通过模压方式制造。中空机翼形叶片具有优良的空气动力特性，叶片强度高，通风机的气动效率一般较高，但中空机翼形叶片磨漏后，杂质易进入叶片内部，使叶轮失去动平衡而产生振动。前向叶轮一般都采用圆弧形叶片；径向叶轮一般采用平板型叶片；在后向叶轮中，对于大型通风机多采用机翼形叶片，而对于中、小型通风机，则以采用圆弧形和平板形叶片为宜。

1.2 离心风机振动噪声源

振动产生声，声有时也会激励振动，它们之间存在着耦合关系，由于风机的工作介质是气体，结构受到的声场作用力比较少，在以往的分析中均假设声的反作用是高阶小量，暂且忽略。在这个前提下，振动和噪声可以分开讨论。

1.2.1 风机振动产生的原因

振动是自然界最普遍的现象之一，是描述系统状态参量在其平衡位置往复的现象。只要涉及能量转换、传递的地方都不可能避免地产生周期性、非周期性或随机激励，激励作用于固体就会产生振动。风机包含有电机，电磁场的周期性变化会产生激励，机械能通过轴承传递，轴承中的非定常力会激励风机结构振动。另外流体流经叶片会产生非定常的涡流，它会引起叶片振动，通过轴和轴承会作用于壳体。所以，风机振动产生的原因比较多。

1.2.1.1 风机叶片引起的振动

在风机运转过程中，叶片会周期性地扫掠气体，由于来流的不均匀性，叶片会受到不均匀的流体激励；另外，即使来流是均匀的，气体流经叶片会产生边界层压力脉动，如果在叶片表面上有涡的分离，脉动力将更大。如果叶片刚度不高，这些动态力作用在叶片上自然会引起旋转叶片的直接振动。

当叶轮旋转时，轴对称的叶轮出口与非轴对称的蜗室（由于蜗舌的存在）之间的间距处于周期性变化之中，引起叶轮出口流动条件周期性变化，会引起叶轮和蜗室流动的不均匀。因此叶片受到的力也是周期变化的，这些力也会引起叶片的振动。

1.2.1.2 风机蜗壳引起的振动

在叶片旋转时，沿叶片会有气体甩出，壁面受到射流的“击打”，还有“搅混”在一起的高速气体沿着螺旋蜗壳排出，会在蜗壳壁面产生脉动压力，又由于蜗壳壁面较

薄，从而激励蜗壳振动^[4]。另外，前面提到的叶片上受的动态力会通过轴承传递到电机外壳，由于电机外壳与蜗壳直接相连，这些力会激励风机壳体振动。

1.2.1.3 电机引起的振动

异步电机一般由定子铁心、定子绕组、机座、转子、轴承等组成，每一个部件都有可能成为振动源。定子铁心的振动主要是由电磁力造成的，当定子叠片铁心内有交变磁场通过时，会产生轴向振动，若铁心未压紧，铁心就会产生剧烈的振动。电机定子绕组经常受到绕组中的电流与漏磁通的作用力、转子磁拉力、绕组热胀冷缩力，从而引起绕组振动^[5]。机座振动是由于定子铁心的电磁振动通过铁心与机座的连接传来，且随着单机容量的增大而增大。转子系统的负载扭矩的瞬变会引起转子系统的扭振，另外处于不稳定的运转工况将使电机的扭矩变化，导致扭转振动。转子系统的弯曲振动主要由于转子质量不平衡引起的振动：转子运行过程中的转子冷热不均及电磁不平衡，引起转子弯曲振动。在中小型电机中多采用滚动轴承，它引起的振动主要有：轴承的制造精度、轴承的安装配合精度、轴承润滑脂的情况、轴承的安装方法等。另外由于在风机中轴承受到来自叶轮的力，叶轮受力往往是非定常，这样轴承力会作用在电机壳体上引起振动。

值得注意的是，叶轮通过轴、轴承与电机转子联在一起，形成了刚性支承的多圆盘转子系统，在超过临界转速之后，涡动振幅增长，动力响应会加剧^[6]。这涉及到转子动力学的问题。

在风机没有发生故障，基础刚度足够，转子动平衡良好等情况下，按振动发生位置可以分为叶片振动、蜗壳振动、电机振动、管道振动，如图 1.2 所示。

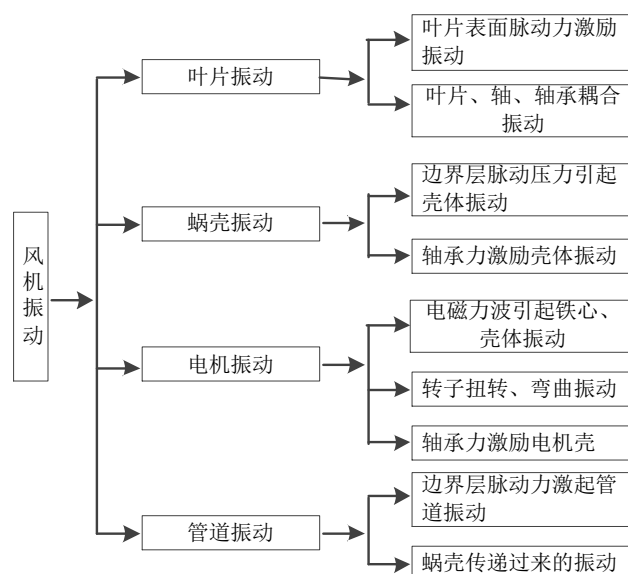


图 1.2 离心式风机振动源

1.2.2 风机噪声产生的原因

离心风机由风机（含叶轮、蜗壳）、电机组成，因而相应的噪声就从这几个部件产生。

1.2.2.1 风机噪声

风机的噪声示意图如图 1.3 所示。风机的空气动力噪声主要由两部分组成：旋转噪声和涡流噪声。如果风机出口直接排入大气，还有排气噪声。排气噪声的声功率与通风机出口气流速度的八次方成正比。通常，若排气速度很低，排气噪声可以不予考虑。除此之外，壳体振动噪声、蜗室的混响声，蜗舌部分的辐射声，也是风机声源。

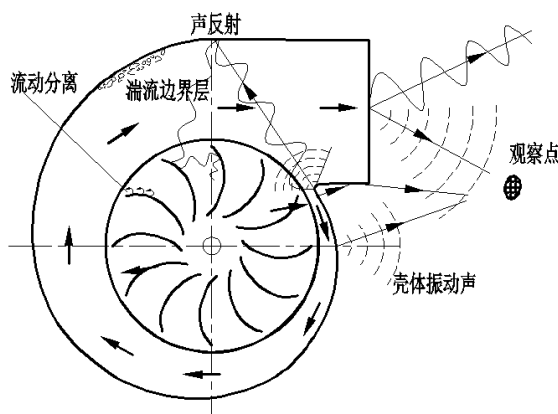


图 1.3 离心风机结构、流动和声波传播示意图^[7]

叶轮旋转噪声。旋转噪声是由于均匀分布的叶轮叶片周期性地扫掠流体介质，从而产生一种随时间周期起伏的力，结果叶轮就会辐射声。当然若把源点取在叶片上，就是一个旋转运动的点力源^[8]。

对于离心风机，由于存在蜗舌，产生了随时间变化的压力脉动。反过来，它又影响叶轮中气流的流动。于是，叶片上的气流也就具有随时间变化的脉动性质。因而，作用在叶片上的力就随时间脉动，使叶片产生旋转噪声。旋转噪声的表达式比较复杂，一般要用数值方法计算得到。这些噪声属于线谱噪声。

总之，由稳定力的作用方向周期性改变和不均匀伴流场导致的推力周期性脉动所激发的噪声，是频率为叶频及其各倍频的线谱，这些跟旋转运动有关，因而称为旋转噪声。

叶片涡流噪声。涡流噪声产生的主要原因有：叶面湍流边界层中压力脉动、随边附近边界层分离、尾缘旋涡发放等^[9]。由于这是一种非稳定的具有随机特性的噪声，在频

谱中为连续的宽带谱，统称为涡流噪声，它属偶极子型。

在低雷诺数下，周期性涡流的脱离将导致相应环量的改变，也使物体上的气流作用力产生变化。当然，对于具有气动流型的轴流式风机来说，除非在来流冲角很大时，一般不会产生明显的涡流脱离区。但从叶片尾缘无规律的涡流剥离，仍会引起升力的脉动而产生噪声。蜗舌位于出口处，由于受到周期性气流冲击，加上比较尖，也是一个振动噪声源。

叶片厚度噪声。只有当物体以亚声速在理想介质中作匀速直线运动时，不伴有声波的产生，所有其他形式的运动，包括匀速旋转，都伴有压缩波和稀疏波的产生。由于叶片在介质中划过时周围的流体质点受到挤压而产生周期性法向位移脉动，从而激发向外传播的声扰动^[10]。叶片厚度越大，通过速度越快则声源强度越大。

来流引起的噪声。当具有一定湍流度的气流流向叶片时，叶片前缘各点冲角大小，将取决于气流平均速度和瞬时扰动速度。在湍流情况下，后者是明显无规律地变化的，因而也使冲角产生无规律的变化，导致升力的无规律脉动而产生噪声^[11]。

湍流场噪声。从流体力学的观点，尾流场是湍流区，湍流是由大小不同尺度的涡叠加而成的。而涡的拉伸、扭转、变形必然也会成为噪声源。它属于四极子噪声源类型，是研究高速喷气发动机尾流噪声时必须考虑的主要部分。

叶片结构振动声辐射。对于比较刚硬的翼型体，噪声源就已经十分复杂，如果叶片认为是弹性的，这些力源会引起翼型的振动，振动反过来也会影响流场，如果弹性体的振动幅度大于边界层厚度，振动会改变边界层流动，最终引起气动力发生显著变化。振动的物体自然也会辐射声，叶片结构振动辐射的噪声也是一个噪声源。

蜗壳壁面边界层噪声。风机在叶片外面都有壳体，有壳体存在必然有边界层，从而辐射噪声。对于离心式风机中，叶片出口处沿着工作轮周围，由于存在尾迹，气流的速度和压力都不均匀。这种不均匀的气流作用在蜗壳上，边界层流动更为复杂，辐射声也较大。

蜗壳结构声辐射噪声。蜗壳表面的边界层压力脉动作用于壳体，会引起蜗壳振动，从而辐射出噪声。结构振动声比与涡流噪声小很多。当风机进出口安装消声器后，蜗壳振动的辐射噪声可能成为主要噪声源。

蜗室混响。蜗室的存在必须导致声波的反射，同时旋转叶片的存在，也会造成声的反射，因此蜗室里的噪声是十分复杂的混响声场。由于蜗壳的存在，还会引起声腔共

鸣，因为出入口与蜗壳一起形成了一个赫姆霍兹谐振器。

管道噪声。风机的出入口是两段管道，管道噪声包含边界层噪声，以及边界层激励引起的管道结构振动辐射声。与风管外壳产生共振而发生很大的噪音。同时，管道作为一个声管波导，对风机其他噪声的传播有很大影响。

1.2.2.2 电机噪声

电机噪声包括电磁噪声、机械噪声、空气动力噪声。

电磁噪声。电磁噪声主要是由气隙磁场作用于定子铁芯的径向分量所产生的。它通过磁轭向外传播，使定子铁芯产生振动变形。其次是气隙磁场的切向分量，它与电磁转矩相反，使铁芯齿局部变形振动^[12]。当径向电磁力波与定子的固有频率接近时，就会引起共振，使振动与噪声大大增强，甚至危及电机的安全。

机械噪声。主要由转子和轴承引起。轴承是电机转子和定子的连接构件，它承受了电机中各种力的激励并传递激励力，从而产生振动和噪声。电机轴承噪声产生的原因可归结为两大类：一是由于轴承自身几何形态缺陷所引起的振动和噪声；二是轴承因负荷引起周期性弹性变形所造成的振动和噪声。电机的电刷和滑环或换向器摩擦也会产生机械噪声。

空气动力噪声。电机的空气动力噪声是由旋转的转子及随轴一起旋转的冷却风扇造成空气的流动与变化所产生的。流动愈快、变化愈剧烈，则噪声越大。空气动力噪声与转速、风扇与转子的形状、粗糙度、不平衡量及气流的风道截面的变化和风道形状有关。风扇噪声在电机的噪声中往往占主要地位。风扇噪声与风机噪声的噪声源分析是一致的，都属于旋转物体的辐射声。

另外，当风叶边缘与通风室的间隙过小，就会产生笛声（似吹笛声）。适当地降低风扇外圆与定子端板之间的间隙以及小的风叶进风口角度和出风口角度，都有利于噪声的降低。

通过上面的分析，可以看出风机噪声包括叶片噪声、蜗壳噪声、电机噪声、管道噪声。由于电机中也有冷却风扇，在某种程度上与风机噪声类似，具体的噪声见图 1.4。

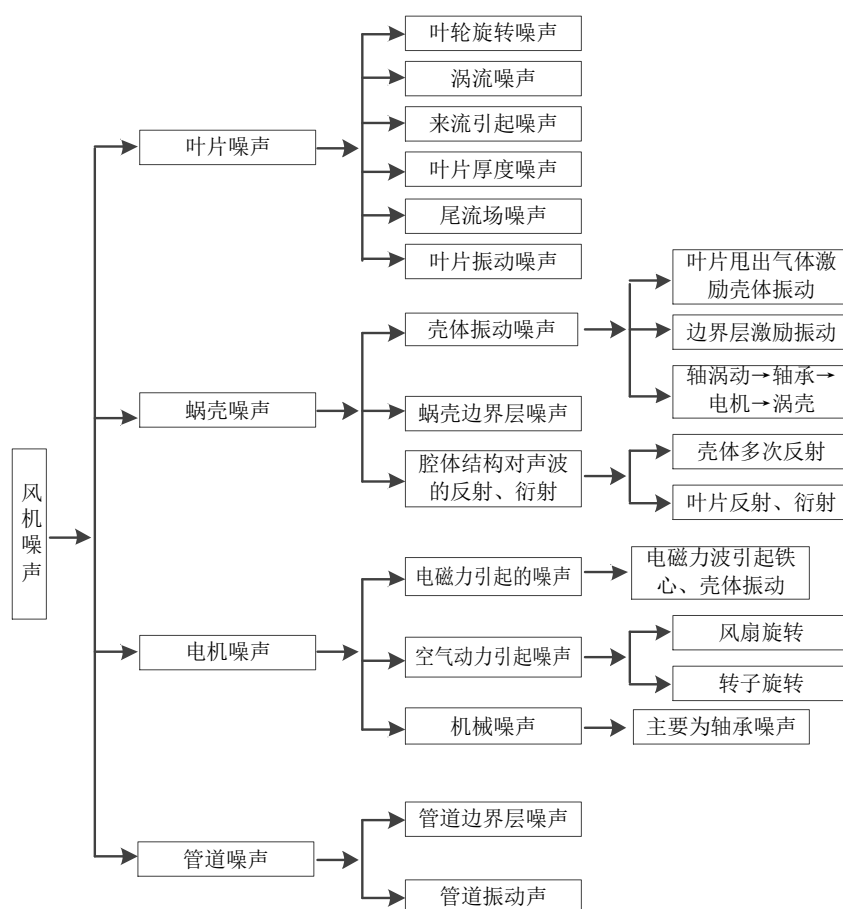


图 1.4 离心式风机噪声源

1.3 离心风机振动噪声的研究现状

风机振动源、噪声源众多，难以分离，所以早期的研究多数是定性机理分析和一些试验方面的验证研究。对于相对简单的问题，如规则板的结构振动与声辐射、翼型涡发放与声辐射，这些研究开展得很多，研究也相对充分，不过依然还有许多问题没有解决。当各个单一方向的研究逐渐成熟，噪声源特征明朗，规律总结可靠，预报精度提高，在这些基础上进行拓展应用，就可以逐渐推广应用于风机这样的综合体上。

离心风机振动噪声研究可以从试验、理论、数值模拟三个方面开展。如试验方面可以获得不同叶片形状与噪声的关系，蜗舌与振动的关系等，但现象之后的机理难以深入剖析，且结论多是碎片式的，难以广泛适用。理论方面涉及振动力学、转子动力学、气动声学，但风机是成套产品，各部分的影响难以分离，难以建立简单的理论分析模型。数值模拟包含结构建模、流场模拟、激励振动计算、振动声的计算，这里面环环相扣：模型要足够精准，也要适当的合理简化，流场模拟结果要可靠，由这些结果才可以结合

有限元知识预报各项振动，求得振动后要通过合理的声学模型进行声预报。这里涉及到多学科的知识，逐渐成为研究的热点。

从上面的振动源、噪声源分析中可以看出，要深入剖析风机振动噪声需要首先获取叶片受力、轴承受力、蜗壳表面脉动力，这些是振动或声的激励源，只有这些结果精确，才能预报振动噪声情况，所以首先综述风机流场的模拟情况。

1.3.1 风机内部流场数值模拟方法

由于计算机硬件水平的提高，以及一些有效的近似计算方法，数值计算在流体研究中作用和地位不断提高，已经成为与理论分析、试验方法并列的具有同等重要意义的研究方法。风机流场的模拟可以提供丰富的物理量信息，良好的可视化结果。这里首先介绍一些流场的模拟方法。

1.3.1.1 湍流场数值模拟常用方法

风机流场数值模拟是众多物理现象模拟中的一种，首先介绍通用的流场数值模拟，最后介绍一下风机的数值模拟技术。

流体力学方程组包括连续性方程、动量方程、能量方程、本构方程、状态方程等。流体力学方程是封闭的，而描述湍流运动的方程组由于采用了某种平均而不封闭，必须对方程组中出现的新未知量采用模型而使其封闭，这就是 CFD 中的湍流模型。湍流模型的主要作用是将新未知量和平均速度梯度联系起来。

目前湍流数值模拟方法可以分为直接数值模拟方法(DNS)和非直接数值模拟方法。直接数值模拟方法是指直接求解湍流控制方程，而非直接数值模拟方法就是不直接计算湍流的脉动特性，而是设法对湍流作某种程度的近似和简化处理。随着现代计算机的发展和先进数值方法的研究，DNS 方法已经成为解决湍流的一种实际的方法，但由于计算条件的限制，目前只能限于一些低雷诺数的简单流动，不能用于工程实际^[13]。

大涡模拟方法是将流动分解为大小两种尺度湍流，对于大尺度湍流直接模拟，而对于小尺度湍流近似处理，可以说既有直接模拟又有非直接模拟。大涡模拟方法首先将 N-S 方程在空间域内进行平均(或称之为滤波)，以便从流场中去掉小尺度涡，导出大涡所满足的方程。由于湍流的大涡结构强烈地依赖于流场的边界形状和边界条件，难以找出普遍的湍流模型来描述具备不同的边界特征的大涡结构，所以宜做直接模拟。相反地，由于小尺度涡对边界条件不存在直接依赖关系，而且一般具有各向同性性质，所以

亚格子尺度模型具有更大的普适性，比较容易构造，这是它比雷诺平均方法要优越的地方^[14]。LES 方法已经成为计算湍流的最强有力的工具之一，应用的方向也在逐步扩展，但是仍然受计算机条件等的限制，使之成为解决大量工程问题的成熟方法仍有很长的路要走。

目前大量应用于工程计算的方法就是湍流模式理论。所谓湍流模式理论，就是依据湍流的理论知识、实验数据或直接数值模拟结果，对 Reynolds 应力做出各种假设，即假设各种经验的和半经验的本构关系，从而使湍流的平均 RANS 方程封闭。

从对模式处理的出发点不同，可以将湍流模式理论分类成两大类：一类为二阶矩封闭模式，另一类称为涡粘性封闭模式。图 1.5 是湍流数值模拟方法的分类图。

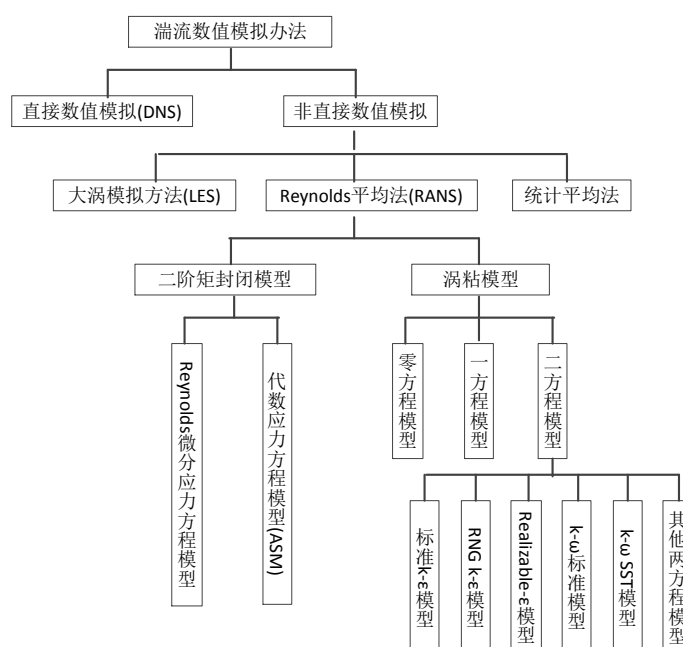


图 1.5 湍流数值模拟方法及相应的湍流模型

1.3.1.2 流场数值模拟常用软件

为了完成CFD计算，过去多是由用户自己编写计算程序。但由于CFD的复杂性及计算机软硬件条件的多样性，使得用户各自编写的应用程序往往缺乏通用性，而CFD本身又有其鲜明的系统性和规律性，因此比较适合于被制成通用的商用软件。目前比较流行的是PHOENICS、CFX、STAR-CCM、FIDAP、FLUENT等^[15]。

PHOENICS是世界上第一套计算流体动力学与传热学的商用软件。特点是计算能力强、模型简单、速度快，便于模拟前期的参数初值估算，以低速热流输运现象为主要模拟

对象,尤其适用于单相模拟和管道流动计算。其包含有一定数量的湍流模型、多相流模型、化学反应模型。

CFX是第一个通过ISO9001 质量认证的商业CFD 软件,由英国AEA Technology公司开发。该软件主要由三部分组成: Build, Solver 和Analyse。Build 主要是要求操作者建立问题的几何模型, Solver 主要是建立模拟程序,在给定边界条件下,求解方程; Analyse 是后处理分析。该平台的最大特点是具有强大的前处理和后处理功能以及结果导出能力,具有较多的数学模型。

STAR-CCM是英国帝国学院提出的通用流体分析软件。是全球第一个采用完全非结构化网格技术和有限体积方法来研究工业领域中复杂流动的流体分析商用软件包。它是流体力学中通用性强、功能强大的一份商用软件,不但可以为工业设计服务,亦可为科学研究所用。

FIDAP是英国Fluid Dynamics International (FDI) 公司开发的计算流体力学与数值传热学软件。与其他CFD软件不同的是,该软件完全基于有限元方法。FIDAP 可用于求解聚合物、薄膜涂镀、生物医学、半导体晶体生长、冶金、玻璃加工以及其他领域中出现的各种层流和湍流的问题。

FLUENT是由美国FLUENT公司于1983推出的CFD软件。它是继PHOENICS 软件之后第二个投放市场的基于有限体积法的软件。FLUENT是目前功能最全面、适用性最广、国内使用最广泛的CFD软件之一。FLUENT可完成各种参考系下流场模拟、定常与非定常流动分析、不可压流和可压流计算、层流和湍流模拟、传热和热混合分析、化学组分混合和反应分析、固体与流体耦合传热分析、多孔介质分析等。

1.3.1.3 流场数值模拟一般流程

CFD 求解流程图见图 1.6^[15]。其中三维建模与划分网格是一项重要的工作,它直接影响着后续数值计算分析结果的准确性和计算效率。有文献指出这些工作占数值计算一半以上的工作量,甚至高达 80%^[1]。相对三维建模,准备高质量的网格模型更费时间和精力,且极易出错,并且对人员的技术经验和背景要求较高。

网格类型主要有结构化网格和非结构化网格两种。结构化网格是指网格区域内所有的内部点都具有相同的毗邻单元。结构化网格有很多优点:(1) 它可以很容易地实现区域的边界拟合,适于流体和表面应力集中等方面的计算;(2) 网格生成的速度快;(3) 网格生成的质量好;(4) 数据结构简单;(5) 对曲面或空间的拟合大多数采用参数化或样条

插值的方法得到，区域光滑，与实际的模型更容易接近；(6) 可以很容易地实现区域的边界拟合，适于流体和表面应力集中等方面的计算。

结构化网格最典型的缺点是往往要结合多块分区技术，对于复杂模型要花费大量精力，效率较低。尤其随着近几年的计算机和数值方法的快速发展，人们对求解区域的复杂性的要求越来越高，在这种情况下，结构化网格生成技术就显得力不从心了。

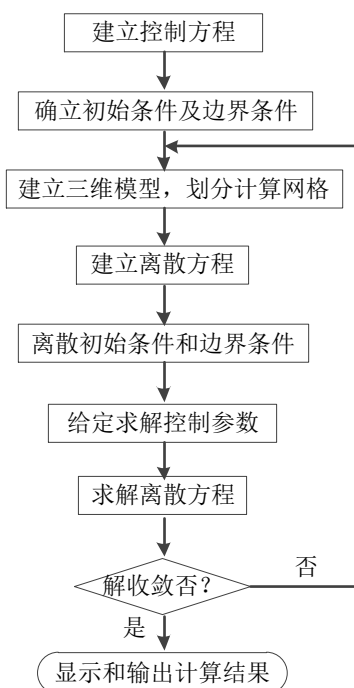


图 1.6 CFD 求解流程框图

同结构化网格相对应，非结构化网格是指网格区域内的内部点不具有相同的毗邻单元。非结构化网格技术从上世纪六十年代开始得到了发展,主要是弥补结构化网格不能够解决任意形状和任意连通区域的网格剖分的欠缺。非结构化网格没有规则拓扑关系，它对边界网格的依赖性较大，边界网格的质量直接影响网格划分结果。网格类型主要分为四面体网格、三棱柱网格、O-Grid 网格等。

1.3.1.4 带有旋转域的流场数值模拟技术

风机蜗壳部分是不旋转的，内部叶轮是旋转的，在求解时必须将模型分成多个流体区域，使用分界面边界将其分隔开。包含运动部分的区域可以采用运动参考系进行求解，而静止区域可以通过静止参考系求解。计算方法主要有多旋转参考系（包含多参考系模型（Multiple reference frame model, MRF）、混合平面模型（Mixing plane model, MPM））、滑移网格模型（Sliding mesh method, SMM）和动网格模型（Dynamic Mesh）。

MRF及MPM模型均是采用了稳态近似，它们的最大不同点在于对分界面的处理上。SMM是基于网格运动的，因此本质上是瞬态的。

MRF方法不会使相邻的两个运动区域间产生相对运动（可能是运动或静止）；用于计算的网格依然是固定的，这类似于在指定位置固定运动部分的运动且观察该位置瞬间流场。因此，MRF方法常常又称之为“冰冻转子法”，主要用于相邻运动区域间流动几乎一致的情况。如果分界面上流动不一致，则MRF模型可能给出不真实的物理解。在这种情况下，使用滑移网格模型可能是适合的，但是有时使用滑移网格是不实际的。例如，在多级透平机械中，如果每级叶片数量不相同，则为了获得周向上周期性，则必须使用大量的叶片，此外，滑移网格计算必须采用非稳态，因此需要非常多的计算时间。这种情况下，采用混合面模型可能是一个比较节省的方法。

在混合模型方法中，每一个流体域均当作稳态问题求解。相邻区域的流场数据通过在混合面上进行空间平均后作为边界条件施加到子区域上。混合剔除了任何由于周向变量引起的不稳态（如尾流、激波、分离流动等）。因此，最终获得的是稳态解。尽管混合面模型做了很多简化，但是依然可以提供许多时间平均流场问题的可信解。

滑移网格主要用来求解非定常问题，将计算区域划分为旋转的小区域与静止的大区域。两个分开的区域通过设置交接面（interface）来交换数据，在旋转域与静止域之间形成新的交界面，滑移网格技术可使在交界面两侧的网格相互滑动，而不要求交界面两侧的网格节点相互重合，但要计算交界面两侧的通量，并使其相等，以此来实现两个不同区域的流场耦合。

动网格模型用于计算运动边界问题，以及边界或流域内某个物体的移动问题，网格的动态变化过程可以用三种模型进行计算，即弹簧近似光滑模型（spring-based smoothing）、动态分层模型（dynamic layering）和局部重构模型（local remeshing）。

在弹簧近似光滑模型中，网格的边被理想化为节点间相互连接的弹簧。在网格边界节点发生位移后，会产生与位移成比例的力。边界节点位移形成的力虽然破坏了弹簧系统原有的平衡，但是在外力作用下，弹簧系统经过调整将达到新的平衡。从网格划分的角度说，从边界节点的位移出发，采用虎克定律，经过迭代计算，最终可以得到使各节点上的合力等于零的、新的网格节点位置。

动态分层模型的中心思想是根据紧邻运动边界网格层高度的变化，添加或者减少动态层，即在边界发生运动时，如果紧邻边界的网格层高度增大到一定程度，就将其划分

为两个网格层；如果网格层高度降低到一定程度，就将紧邻边界的两个网格层合并为一个层。如果运动边界的位移远远大于网格尺寸，则采用动态分层模型可能导致网格质量下降，甚至出现体积为负值的网格，或因网格畸变过大导致计算不收敛。只有将网格集中在一起进行局部网格的重新划分，如果重新划分后的网格可以满足畸变率要求和尺寸要求，则用新的网格代替原来的网格。

1.3.1.5 风机流场数值模拟技术

1998 年，清华大学王小华^[17]采用轴对称 N-S 方程，分别计算风机各部件内的流场。计算结果可用于给出三维叶轮通道计算的进口条件。2003 年，游斌^[18]对一前弯多翼离心风机的内流场进行了三维数值分析，给出了一些典型位置上的速度和静压沿轴向的分布，计算的流量和压力特性曲线与实验结果吻合良好。2005 年，陆蓓蕾等^[19]利用商业软件对离心风机内流场进行三维数值模拟，捕捉到了离心风机内部的流动冲击、间隙流及进口预旋的分布规律。D. V. Bbope^[20]等利用 CFD 方法绘制离心风机叶轮静压云图、速度矢量图等，离心风机内部的二次流动与观察到的比较接近。2006 年，李建锋^[21]应用 Fluent 对 9-26 型高压离心风机内部的三维气体流动进行了数值模拟与分析。计算中采用了非结构化四面体网格和标准 k- ϵ 湍流模型，从数值模拟的结果来看，风机内部的流场十分复杂。Younsi^[22]在研究离心风机非定常流时，使用了 SST k- ω 模型，蜗壳静域与叶片动域之间采用滑移网格，不同流速的预报结果都得到验证。

2007 年，B Tajadm^[23]在研究蜗壳壁面压力脉动时也采用了 FLUENT 进行瞬态求解。轴向 9mm 间隙在建模时没有考虑，网格在叶片与蜗舌部位进行了加密。脉动压力结果与试验结果进行了比对。

2008 年，方开翔^[24]利用 Fluent6.0 计算流体软件对风机的三维流场进行了模拟分析，流场模拟的紊流模型采用 RNG k- ϵ 模型，采用稳态、隐式、非耦合求解，风机旋转区与非旋转区的耦合采用了移动参考坐标系模型 MRF。

韩非非^[25]运用计算流体力学软件 Fluent，计算采用了 SIMPLEC 算法和标准的 k- ϵ 湍流模型，对多翼离心通风机进行了全三维的内部流场数值模拟。计算结果与试验结果的对比表明数值模拟具有较好的准确性和可信度。

某些简化模型下对风机内某个部件或某个流道做的数值仿真并不能准确反映蜗壳与叶轮之间的相互作用。2010 年，李晓丽^[26]对整机进行详细的流场结构分析。在软件 Numeca 的 Fine / Turbo 模块上，采用壁面函数法，采用多块/多重网格的计算技术，对某

离心风机在设计转速下不同工况点进行了数值仿真，与已有的试验数据对比，吻合较好。

2012 年，李艳^[27]等在研究离心风机的非定常流动时采用大涡模拟模型。并且对离心风机的蜗壳型线进行优化，主要采用二次回归正交实验法。

李照军^[28]用非结构化网格对进风口、叶轮、蜗壳区域分别进行了网格划分，对流场参数梯度变化较大的区域进行了网格加密，以求更好地模拟流场分布，计算得到的出风机产生的全压与风机性能试验测得的基本吻合。

以往分析风机的内部流场忽略了蜗壳与叶轮之间的流动规律，2014 年，叶福民^[29]对风机模型进行处理时，保留了蜗壳与叶轮之间的区域。流场模拟的湍流模型采用标准 $k-\epsilon$ 模型，风机旋转区与非旋转区的耦合采用移动参考坐标系模型 MRF 计算得到的流场更加接近实际工况。

值得一提的是，由于离心泵工作原理同离心风机相同，内部流场模拟与测量的研究也非常多，这两者互相借鉴、互相促进。

从以上的文献可以看出，不管是稳态的还是瞬态的，相关的验证并不明确。另外，在入口条件上基本上是以设计点的测量出的工况为入口条件。对于内部的结构交待不清。全部使用结构化网格的尚未见到。

由于流场模拟结果均揭示了内部流场情况，如果计算结果比较精确后，也就意味着激励源可以用来进行提取力源信息作为声辐射的激励源成为可能。

1.3.1.6 考虑流固耦合的流场模拟技术

前一节中的流场模拟时没有考虑叶片、蜗壳等结构体的振动。而在风机振动原因中已经指出叶片也会振动。弹性体的振动幅度远小于流体边界层厚度，是可以采用这种近似处理方法的，如果振动较大，则会改变边界层流动最终使得气动力发生显著变化。这里讨论的问题就是流固耦合（Fluid-Structure Interaction）。它是研究可变形固体在流场作用下的各种行为以及固体变形对流场影响这二者相互作用的一门分析方法。

其实流固耦合是一门很古老的学科，如板在水中的振动频率与在空气中的大不相同，这些现象早就被证实。对于一些简单结构如矩形简支板，可以获得解析解^[30]，但结构一复杂就难以求解。对于流场中的流固耦合问题则更具挑战性。随着计算科学及数值分析方法的不断发展，流固耦合从 20 世纪 80 年代以来，受到了世界学术界和工业界的广泛关注。

流体—结构耦合作用问题是高度非线性问题，数值模拟问题是数值计算科学中极具挑战性的问题之一^[31]。耦合作用的计算，要求出流体—结构耦合运动方程的瞬时解；流体—结构作用发生在流体和结构的交界面上，应满足运动学和动力学耦合条件。在流体—结构耦合作用计算中，面临的问题之一是流体和结构的描述方式不同，流体使用欧拉方法（Eulerian method）描述，而结构需要拉格朗日法（Lagrangian method）描述，因此，在流场中需对运动着的边界进行处理。奈维-斯托克斯方程（Navier-Stokes Equations, N-S）是以 Euler 观点描述流体运动，数值求解时，需选取空间位置固定的有限数目的离散点，求解得到的是流体微团的速度和压力等在这些离散点上的值；当流体与结构发生相互作用时，离散点的空间分布必定会随时间而变化，因此 N-S 方程进行分析已不合适。最普遍的解决方法是改变对流体运动的描述方式，即将 Euler 观点和 Lagrange 观点结合在一起，采用“任意拉格朗日—欧拉”（Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE）法。Hirt 等最早基于有限差分公式提出了 ALE 观点^[32]，ALE 描述的主要特征是给定合适的网格运动速度，以便维持计算网格的合理形状并准确描述物体的运动边界^[33]。当流体—结构耦合界面发生移动后，计算网格必须根据新的结构位形调整。

求解流固耦合问题一般采用两种耦合求解法：强耦合法（strongly coupled）和分区强耦合或弱耦合求解法（partitioned but strongly or loosely coupled）。强耦合法通过改写流体、结构控制方程使其成为同一种形式，它主要用于流体—结构耦合场的理论分析。强耦合分区求解法是利用导出的耦合项完全隐含的隐式公式，在每一个时间步求解非线性方程组，计算出全场变量的值。弱耦合分区求解法是在每一时间步内对 CFD 方程和 CSD（computational structure dynamics, 计算结构动力学）方程依次求解，即通过 CFD 求解 N-S 方程来模拟非定常气动力，CSD 模拟结构动力响应进行联合求解，结构场和流场的计算结果通过搭建中间数据交换平台彼此交换信息，从而实现两个场的耦合求解^{[34][35]}。此方法优点在于在求解过程中 CFD 计算和 CSD 计算模块相互独立，保持了 CFD 和 CSD 计算模块的完整性，充分发挥各自领域的擅长，实现数值模拟的模块化。这种计算方法相对成熟，结果也有较高的精度，是目前用得最多的流固耦合分析方法。

在风机领域，毛军^[36]对大型轴流风机叶片的气动弹性数值进行了分析研究，采用 CFX 软件进行流场计算、ANSYS 软件进行结构计算，以 MFX-ANSYS/CFX 为数据耦合平台，应用弱耦合分区法。并与不考虑叶片弹性变形的情况进行对比，发现考虑气动

弹性的最大应力几乎是不考虑气动弹性的最大应力的两倍。周忠宁^[37]利用 ANSYS 进行了对旋风机全通道的三维粘性非定常流固耦合模拟,在旋转预应力与耦合流场的作用下,模态频率约 10Hz 的上升,模态振型基本上都产生了最大位移位置点转移、位移值减少及振动方向改变等状况。在离心风机方面,还没有相关的研究。可能是计算资源占用高,网格质量要求高,另外,风机转速低,这方面的流固影响可能较小。

1.3.2 蜗壳振动声辐射理论分析与数值模拟

振动产生声,这里属于结构振动声辐射问题。结构振动与声也是一对耦合关系,特别在水中,结构与声的耦合必须考虑,否则结果会与和实际辐射向场相差就很大。计算方法对空气声学来说,因为介质密度和体积弹性模量比结构的密度和刚度小得多,所以耦合关系很弱,一般将把振动的物体作为声源,单独研究其结构振动特性,然后在声场的分析计算时,把结构振动的分布作为边值问题来计算声场。计算所得到的声场与实际情况很接近。风机中的介质是空气,因此可以采向单向耦合进行求解,即先获得振动速度等边界条件,然后再利用声学方程求解。

1.3.2.1 风机振动数值模拟技术

风机振动力源来源于风机流场数值模拟时得到的蜗壳表面随时间变化的力。振动主要采用模态分析方法,结果用固有频率、振型和稳态响应等表征,常采用有限元方法求解。由于阻尼、非线性的存在,数值计算方法也在不断完善,以更接近于实际结果。目前这方面的计算多采用商用软件,这方面的设置基本不用考虑,主要的工作就是连接方式简化、建模、材料属性、网格划分等。

吴正人^[38]采用数值计算软件 CFX 和 ANSYS 对离心风机叶轮进行了流固耦合模拟研究,对叶轮的强度、模态和振动特性进行了计算和分析。张文浩^[39]以风机蜗壳声辐射为研究对象,首先利用 Pro/e 建立风机蜗壳三维模型,通过对蜗壳施加载荷,并进行谐响应分析,以获得风机蜗壳表面的动态位移。卢傅安^[40]等研究了离心风机蜗壳在内部流场脉动压力激励下的动力响应研究,得到了风机蜗壳振幅数量级 $\sim O(10^{-3})$ cm。胡彪^[41]先利用 Solidworks 软件建立了该离心风机叶轮的实体模型,并利用 ANSYS 有限元分析软件对叶轮进行了强度分析和模态分析,对现有的风机振动支撑底座进行了谐响应分析。周侣勇^[42]在计算蜗壳振动时壳体上振动时,铆钉铆接的地方全部简化为一个整体、不考虑风机底座,将底座对外壳的固定用约束替代。

在一些大型软件教程上, 谐响应分析, 随机振动分析, 已经作为算例。这说明软件功能满足工程要求。但必须指出的是, 这些激励力源计算方法各异, 很少采用 LES 进行数值模拟。另外, 电机是风机的一部分, 不仅起到驱动作用, 也是一个重要结构连接部件, 过去的工作中鲜有对电机的处理。蒋爱华^[43]采用 CFD 计算了离心泵叶轮旋转一周的合力与合力矩, 根据达朗伯原理建立数学模型, 得到了流体激励力影响基座振动的矩阵表达式, 流体力激励泵内表面-蜗壳-支架-基座所引起的基座振动小于激励叶轮-转轴-支撑-基座所引起的基座振动。那么在风机中轴承也会作用于蜗壳, 这条途径引起的振动也应考虑。

1.3.2.2 风机振动噪声数值模拟技术

一般来讲, 凡是振动的地方, 都会引起周围介质的脉动, 从而向外辐射噪声。振动源的获得, 一种是测量, 一种是数值预报。测量需要考虑相位的问题, 要将各个测点的相位取为一致, 一般以一个测点为固定参照点; 另外, 测量点的密度问题, 测点个数要很多, 否则蜗壳离散成的单元点个数会少, 影响预报精度, 某离心风机蜗壳表面法向振动采用了超过 500 个测点^{[43][44]}。蜗壳振动预报基本多数采用数值计算的方法。在得到振动边界条件后就可以得到声场结果。

对于声辐射问题的求解, 主要有三种方法: 声学有限元法 (FEM)、边界元法 (BEM)、统计能量分析法 (Statistical energy analysis, SEA)。统计能量分析法适用于模态密集的高频声。边界元法是将控制方程转换为边界上的积分方程, 然后引入边界上的有限个单元将方程离散求解, 方程组只含有沿边界上的结点未知量, 因而降低了问题的维数^[45]。有限元法是一种求解场问题微分方程而采用的变通方法, 是寻找一种泛函形式, 用求它的极值去等价这个微分方程。寻求等价泛函是最大的难点, 一般通过加权余量法建立声场有限元公式^[46]。现在这些算法都已经融入到声学计算软件中, 如目前用得较多的 LMS Virtual.Lab、Vnoise、Actran 等。Virtual.Lab 是西门子公司 (Siemens) 旗下的著名的三维多学科集成仿真平台, 包含完整的结构、振动、声学、多体动力学、疲劳、混合仿真分析和优化设计等分析能力, 功能强大, 是振动—声学领域的领导产品。Vnoise 提供了用于前处理和后处理的强大的用户界面, 集成了有限元和边界元求解器, 可以进行声学、空气声学、振动声学的仿真和计算。Actran 是振动噪声分析的专用工具, 也是集有限元与边界元于一体的声学分析软件, 是比利时 FFT (Free Field Technologies) 公司的旗舰产品。

蔡建程^[48]进行了离心风机蜗壳振动辐射噪声的数值预测。先是使用 CFD 软件 ANSYS CFX 对风机内部流场做了整场瞬态数值模拟。流体压力脉动作用于蜗壳产生一个随时间变化的力,激励其振动,实现流体到结构的单向耦合。接着运用 ANSYS multiphysics 模块对风机蜗壳进行了谐响应分析,最后应用 SYSNOISE (Virtual.Lab 的早期版本) 中的边界元模块预报了蜗壳振动向外辐射的噪声。张文浩^[39]通过边界元方法计算和 Sysnoise 分析得到蜗壳的声辐射,蜗壳外场点的声压强度,为风机蜗壳优化提供了理论依据,并通过实验对数值仿真结果进行验证。韩宝坤^[48]首先对蜗壳本身进行振动模态的分析,运用软件仿真和实验方法分别获得风机蜗壳的前六阶模态,根据风机蜗壳模态分析得到的各阶模态的振型图得出蜗壳振动强烈的部位。在这些位置处黏贴丁基阻尼材料对风机蜗壳的振动进行控制。通过软件仿真和实验方法分别对控制前和控制后的风机蜗壳进行声辐射的测量并进行分析对比。Cai^[49]等研究了蜗壳振动与声辐射,也是通过 CFD 获得蜗壳内壁的脉动压力,在面上进行积分,就可以得到作用于蜗壳上的时域的力,采用快速傅立叶变换得到 BPF 上的分量。对这个蜗壳结构进行结构分析。然后使用非直接边界元法 (Indirect boundary element method, IBEM), 以结构振动速度作为边界条件。

这些办法多数采用了声学边界元进行计算,由于蜗壳有出入口,以及地面存在反射,这些细节的处理均没有详细介绍。另外,激励源仅使用了从内表面受的脉动力,轴承上的力也会激励壳体振动。其实蜗壳辐射声的预报,涉及的因素非常多,流场激励力要精确,振动响应要计算准确,声学边界元的边界条件要考虑细致,因此这方面的工作还需要进一步研究。

1.3.3 风机管道内声辐射理论分析与数值模拟

1.3.3.1 声学类比理论

与振动声学相比,气动声学研究的是刚性壁面假设下的流体声学,气动声学诞生的标记是 1952 年英国科学家 Lighthill 提出的声学类比理论^[50],它是基于自由空间假设的基础上的,即只适用于固体边界不起主要作用下的情况,如喷气噪声。1955 年,Curle^[51]采用 Kirchhoff 法将 Lighthill 理论推广到考虑了静止固体边界的影响,Curle 理论成功地解决了静止固体绕流等的气动声学问题,但未涉及到运动固体边界与流体耦合的气动声学问题,如螺旋桨、风扇等的噪声。1969 年 Ffowcs Williams 与 Hawkings 应用广义函数

法将 Curle 理论推广到考虑运动固体边界对气动噪声的影响, 提出了 FW-H 方程^[52], 综合考虑了湍流应力、固体边界以及运动固体对气动噪声的影响, 从方程可以看出运动物体与流体相互作用产生的声场是由脉动应力源(四极子源)、脉动力源(偶极子源)以及脉动质量源(单极子源)的叠加组成的, 这一方程在气动声学的计算中得到广泛的应用。但上述这些理论未考虑到运动介质对气动噪声传播的影响, 1974 年 Goldstein^[53]运用格林函数法研究了运动固体边界在均匀运动介质中的气动声学问题。

声类比方法通过将流场和声场区分开来, 并采用不同的方程进行求解, 使得气动噪声的计算得以简化, 但声类比理论无法描述声场与流场的相互作用, 以及声波能量在流场的转化、传递等问题。Powell^[54]通过气动噪声发声机理研究, 指出声波的产生与流场中旋涡的运动以及旋涡的相互作用密切相关, Powell 建立的涡声理论(Vortex Sound Theory)最初被用来计算低马赫数下自由空间流动的气动噪声, 后来 Howe^[55]将 Powell 的理论加以推广使得涡声理论能够应用到受限空间内流动的气动噪声问题。

采用 FW-H 方程的观点, 风机的噪声源性质见图 1.7, 其中蜗壳振动噪声按习惯方法分类在这里不属于气动噪声。

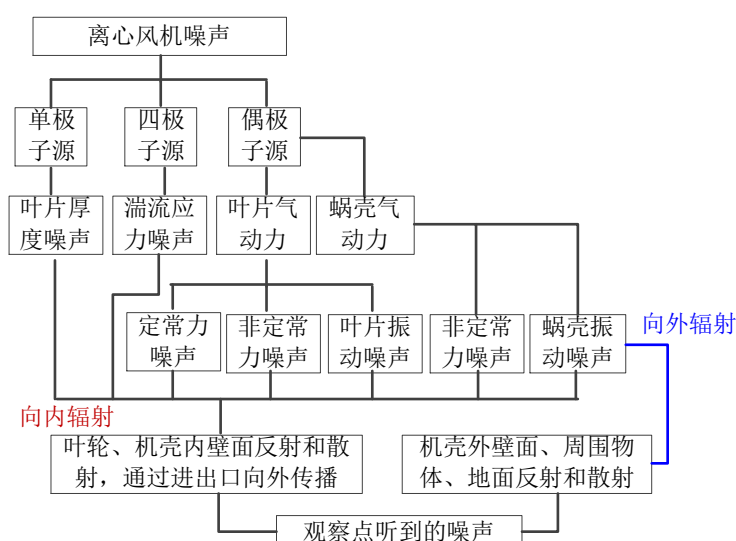


图 1.7 离心风机噪声产生机理和传播过程

值得注意的是, 厚度噪声、叶片气动力甚至湍流应力, 都受到旋转的影响。对于叶片气动力(偶极子)旋转时的发声与不旋转时是有所区别的^[56], 在旋转频率较高时, 声场分布具有复杂的空间指向性, 旋转频率的变化对谐波分布影响很大, 且出现明显的多普勒效应。旋转四极子源的声场更为复杂^[57], 因为四极子有横向四极子、纵向四极子, 轴线方向就有多种。

声比拟理论采用的是静态介质场假设,随着叶片式流体机械向大流量、高转速方向的发展,对流效应对噪声传播的影响已经不可忽略。对流条件下的噪声传播很早就受到了 Wells^[58]、Champaman^[59] 等学者的关注。Najafi-Yazdi^[60]和 Ghorbaniasl^[61]分别建立了考虑对流效应影响的任意运动声源辐射噪声的时域积分预测公式, Xu^[62]建立了考虑对流效应影响的旋转声源辐射噪声的频域积分预测公式。另外, Wolf^[63]的研究表明:对流效应不仅会使叶片声辐射的向流体运动的上游传播,而且还会改变声源对外辐射的声功率。

1.3.3.2 计算气动声学

尽管气动声学类比理论逐渐成熟,但要精确预报声场要知道声源信息,过去这些信息主要靠试验测量或假设给定,随着计算机的快速发展,这些噪声源的获得愈发容易。当然计算气动声学除了声类比方法,近些年还发展了其他方法,目前常用的气动噪声计算方法主要有以下三种:

(1) **声学类比方法 (Acoustic Analogy Method)**。采用气动声学类比理论的方法,将非定常流动的相关变量作为声源项,求解波动方程。其中由非定常流动引起的声源项通过计算流体力学 (CFD) 方法来获取。采用声类比法具有较高的计算效率,是当前气动声学的主流计算方法。其计算量小,能够很好地反映气动噪声的发声机理以及声场特性,并且计算精度也令人满意。(2) **混合数值法 (Hybrid Numerical Method)**。该方法将非稳态流体变量分解成对应着粘性流动的基准量与对应着声场的脉动量,并采用不同的方程分别加以描述。这种方法精度较高,但是不能很好地描述气动噪声的发声机理。(3) **计算气动声学方法 (Computational Aero-Acoustics, CAA)**。该方法采用可压缩 N-S 方程直接求解流场,并将远场的压力脉动作为声压,得出其声学特性。当进行远场噪声计算时,需要建立包括声源区以及远场的整个流域,因此计算域大,而且对网格质量要求高,网格数目大。由于远场的压力脉动非常微弱,必须采用很高阶的离散格式,而且为了计算远场噪声,需要在全场采用统一的计算格式。这都导致 CAA 的计算量非常大,当前仅限于简单模型的气动噪声计算,用于研究发声机理和验证噪声模型。

1.3.3.3 风机管道内噪声数值模拟技术

(1) 无管道影响的叶轮声辐射预报

在前面的噪声源分析中已经指出风机噪声 (不含电机)除了蜗壳引起的噪声外,还包括厚度噪声、旋转噪声、来流湍流噪声、涡流噪声、管内混响声、湍流场噪声、叶片结

构振动声辐射。由于离心风机叶片处在盘、后盘之间，叶片强度较高，最主要的原因是这方面的预报难度太大，涉及到叶片旋转时的振动计算，所以一般将叶片当作刚性处理，即叶片没有振动辐射声。

旋转叶片上的脉动力（受厚度、叶片在不均匀伴流场中旋转、来流湍流、涡流发放等因素影响）、湍流场，可以通过 CFD 软件直接预报。

在风机内部流场模拟方面，大涡模拟是最为主流的方法，因为在现阶段，相较其他数值模拟方法，精度较高；另外它的亚格子尺度模型具有更大的普适性，比较容易构造，比雷诺平均方法优越。在已发表的文章中，大涡模拟往往是作为振动或噪声计算的输入源。

Kato C^[64]（2003）等使用大涡模拟得到叶片表面脉动压力，并且尝试 Lighthill 理论计算了远场的声辐射。Younsi^[65]（2007）等应用 SST（k- ω shear stress model）计算了离心风机内部流场，其中蜗舌部分是流动最不稳定的主要区域，最后用非定常的流场参数做为 FW-H 方程输入项。陈敏^[66]采用大涡模拟计算螺旋桨水动力噪声，运用多块混合网格和动网格技术对螺旋桨的水动力性能进行大涡模拟，然后结合 FW-H 方程预报螺旋桨的低频流噪声。结果表明低频离散谱噪声远大于宽带噪声；通过傅里叶变换获得了低频离散谱噪声与一阶叶频相关的基本特性。验证了大涡模拟结合 FW-H 噪声模型预报螺旋桨水动力噪声的可行性，伍文华^[67]（2013）等采用流体力学计算软件 Fluent 和 LES 大涡模型对轴流风扇气动噪声进行了数值模拟，分析了轴流风扇气动噪声产生机理。这些研究，均是采用大涡模拟结果作为噪声的输入源，大部分采用试验结果进行验证，这也充分证明采用大涡模拟对流场进行数值预报是切实有效的。

从上面的研究中可以看出，预报噪声是用流场数值计算软件求出叶片上的压力脉动，然后将其做为声类比方程中的噪声源，采用 FW-H 方程预报噪声。但这些源项是非线性不可压缩流动诱发的脉动，一般缺少流体可压缩性诱发的声波波动。另外，FW-H 方程中求解风机辐射的噪声时是使用的自由空间 Green 函数，必须假设风机的几何尺寸满足声学紧致结构特征的要求，即必须忽略蜗壳反射、散射和衍射对高频段声波传播的影响。

（2）管内叶轮气动噪声预报

由于风机蜗壳和叶轮壁面的存在，非定常流动激发的噪声并不是在自由空间内传播，机壳内部声源激发的噪声在叶轮和蜗壳内壁面上发生多次反射和散射后最终通过风

机进出口向外辐射, 蜗壳壁面振动激发的向外辐射噪声则会受到蜗壳外壁面的反射和散射影响。声波在不规则曲面的多次反、散射过程, 使得风机噪声的实际声场与自由空间下的辐射声场存在很大的不同。

早在 1974 年 Moreland^[68] 就通过实验证实了蜗壳腔体结构对声波反射及散射会使得某些频率上向外辐射的声功率大大增强。Langthjem^[69]通过构建虚拟面, 采用外部边界元方法预测了离心水泵的散射声场。该方法需要设置合理的虚拟面声学阻抗, 而这在实际噪声预测中很难给定。

Seybert^[70] 提出多区域边界元方法并利用虚拟面上的速度、压力信息连续性条件同时求解内/外部声场, 能够求解声场内任意一点的声压, 但计算成本较高。Wu^[71]借鉴多区域边界元方法思想和正则化方法得到了一种开口薄壳体边界元方法 (thin-body BEM), 不需要进行虚拟面离散和声学阻抗设置。毛义军^{[72] [73]}将 Wu 提出的方法应用到离心风机气动噪声散射场的预测当中, 开展了相关的研究工作, 这种方法考虑蜗壳散射对离心风机气动噪声散射的影响, 研究结果表明, 蜗壳散射增强了风机对外辐射的噪声。

刘厚林^[74]等采用 CFX 软件, 用大涡模拟办法求得离心泵内部瞬态流场, 计算叶片表面偶极子辐射声场时, 认为蜗壳为完全刚性, 把叶片截成 10 部分, 并对叶片上的压力脉动时间历程按各部分进行面积积分得到对应的三个方向的时域力, 得到叶片旋转偶极子声源, 将声源作为边界条件, 以进出口为吸声边界, 其他壁面作为全反射壁面条件。整个操作在 Virtual.Lab 完成的。预报结果与试验结果趋势一致。

由于从出入口辐射出的声还会再次进入蜗壳, 所以这两部分的声要隔断。在以往的计算中, 没有关注这些。另外, 均没有考虑运动叶片散射对噪声传播的影响, 这需要在今后工作中进一步研究。

(3) 蜗壳壁面压力脉动声

过去一直认为叶片的气动噪声是风机最主要的气动噪声源。实际上, 壁面压力脉动也会辐射声。壁面脉动压力预报同样可以采用大涡模拟结合声类比的办法。如 Wang Meng^[75]利用大涡模拟 (LES) 和 Lighthill 理论计算了湍流流过叶片随边时引起宽带散射噪声, 计算的结果在一定频段内与试验有较好的一致性。但由于这部分噪声未引起重视相关的研究并不多。Liu^[76]等采用大涡模拟方法 (LES), 亚格子模型使用的是壁面自适应局部涡粘性 (WALL) 模型, 流场计算表面蜗舌部分的脉动力变化最为明显, 另外,

叶片经过蜗舌时，会有强的尾流涡。以蜗舌部位为主要积分面，结合 FW-H 方程对蜗舌处的偶极子进行了预报。由于实际测量的管内声是叶轮声与脉动声的叠加，所以在发展预报技术时，需要将这两个噪声源首先进行分离。

(4) 四极子声

除了偶极子声源外，流场湍流也会以四极子声形式向外辐射声。进行四极子计算时，需要提取整个流场的结果，计算量大，过去这方面的研究并不多。在计算孔隙中的流噪声时，得到了一个现象：即四极子源对于流激噪声频谱的影响主要在 600Hz 以下的低频段，其对于频谱有 2~12dB 的增加，频率越低越显著；对于 600~10KHz 的高频段，几乎没有明显影响^[77]。另外，Liu 在计算偶极子的同时，也利用涡声理论计算了附近的四极子源噪声进行了研究^[76]，计算结果表明偶极子声辐射是起主要作用。

离心风机内部流场比较乱，根据涡声理论，涡的变化越剧烈，辐射声也越大，但毕竟四极子声源辐射效率低，所以其辐射噪声一般不考虑。

1.4 离心风机振动噪声控制技术的研究现状

1.4.1 风机振动控制技术

在 1.2 节中分析了风机的各种振动源，主要是从风机各部件进行归纳的，在实际使用过程中，风机振动可以按如下方法归类。

(1) 因设计不合理的振动。

在实际的风机设计生产中，由于技术方面的原因，有些因素没考虑到，如风机效率低下，出风口设计不合理，蜗舌位置不好，管道发生共振。在这种情况下，振动比较大，是属于顶层设计就要细致考虑的事情。对于这种突出的振动情况，需要改进设计。

(2) 无法避免的振动

在 1.2 节中列出的振动源基本上是不可避免的，只能在原有风机基础上进行一些优化改进。风机有些振动是不可避免的，如蜗壳内表面总是受到脉动力作用的，如壁面极为光滑，但曲率的存在仍然会影响边界层，这还会造成生产成本增加；如叶轮的动平衡工艺上受限制，如轴承总会有波纹出现。

这部分振动降低难度很大，提高加工精度是一方面，另一方面可以局部改进风机部件。

（3）故障下的振动

另外一些是出现故障下的振动，如转子叶片由于附上灰尘导致不平衡引起的振动。关于故障振动解决有几种办法：鱼刺图分析法、因果分析法、逻辑流程图分析法、振动信号分析方法。电机转子不平衡、定子与转子磁力中心不正对时引起的振动^[78]。

我们所说的振动控制主要是针对第二种情况的振动控制。

1.4.1.1 风机引起的振动控制

（1）叶片振动控制

在风机运转过程中，叶片会周期性地扫掠气体，由于来流的不均匀性，叶片会受到不均匀的流体激励，因此，可以在叶轮进口安装紊流网粉碎大尺度旋涡，改善气流入口条件并在网后形成小尺度紊流，加速边界层紊流使脱体点后移和脱体区减小，从而使旋涡分离情况改善，减少振动。

当叶轮旋转时，轴对称的叶轮出口与非轴对称的蜗室之间的间距处于周期性变化之中，引起叶轮出口流动条件周期性变化，会引起叶轮和蜗室流动的不均匀，适当增加叶轮与蜗舌的间隙可降低对叶轮的激励作用，从而降低叶片的振动。

如果叶片刚度不高，这些动态力作用在叶片上自然会引起旋转叶片的直接振动，可以适当提高叶片刚度以减少叶片振动。

（2）蜗壳振动控制

由于叶片尾迹的存在，在非常接近于叶轮出口处的周向速度分布，在这一区域放置蜗舌将产生强的压力脉动。当加大蜗舌与叶轮间的距离时，周向速度分布变得较为平滑，在蜗舌处的压力脉动的幅值也会减少。蜗舌接近叶轮将周期性地阻塞两叶片间的流动。当蜗舌放置在远离叶轮的地方，流动阻塞就会缓解，从而减少振动。这些将会减少蜗壳表面脉动力的幅度，即减少激励源的大小^[79]。

另外一种办法就是在这些位置处黏贴丁基阻尼材料对风机蜗壳的振动进行控制^[80]。黏贴在风机蜗壳的两个侧面，运用声学分析软件 Sysnoise 和实验方法对治理前和治理后的风机蜗壳的声辐射进行了测量并进行了分析对比，结果表明控制方案是有效的。

（3）设计新型叶片

风机最核心的部件就是叶轮，减少叶片上涡的分离，从而使叶片振动减少，这需要设计高效的叶片。在 1990 年前，离心风机设计主要使用工程方法，相当程度上是凭经验设计，一些重要的经验系数选取的优劣无法确定。一旦风机性能比较优良就可以作为

母型风机，以此为基础再采用相似设计方法和速度系数设计法。相似设计方法，即已知一台风机的几何形状和风压、功率曲线，就可以利用相似定律，按一定比例放大或缩小为另一台几何相似的风机，并换算出这台风机相应的性能曲线。另外一种速度系数设计法，即以性能较好的产品为基础统计出风机叶轮各种流速的速度系数图，设计时按转速选取速度系数，作为计算叶轮尺寸的依据。

离心风机气动设计的现代方法，主要是结合使用 CFD 技术进行工况预报，如性能不佳，则改变设计参数，重新进行设计，再去进行三维流场计算，得到新的风机，满意后，做样机进行测试来验证预估性能，如不满意，再重新进行工程设计新风机，再计算预估性能，再做样机测试，直到工程设计的风机预估性能和实测性能相近又满意的样机。

整个的基本思路如图 1.8，但数值计算难以总结出理论方面的简洁公式（实际上也不存在简单的公式，各种参数是相互影响的）。

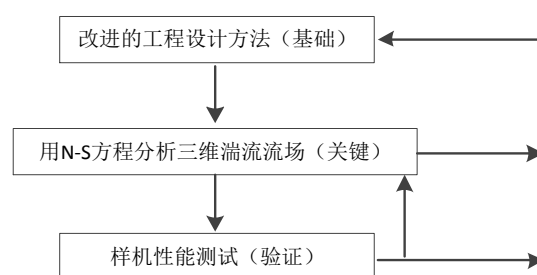


图 1.8 风机现代设计方法的基本思想^[81]

除了传统叶片外，朱之堃提出了长短开缝形式^[82]，如图 1.9 所示。这是因为在偏离设计工况时，长短开缝叶片结构可以将叶片尾缘吸力边的滞止边界层吹走，减少了流动分离。这必然会使得作用于叶片上的力比较“轻柔”。

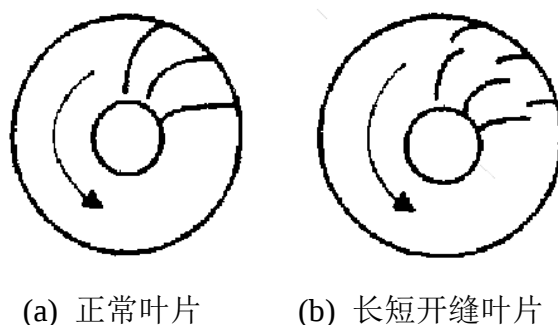


图 1.9 叶片结构形式

振动控制的目的一方面是降低噪声，另一方面是保证风机运行良好，安全可靠、效

率高。如果对振动放任不管，则时间久了，必然造成磨损或部件损坏。

1.4.1.2 电机引起的振动控制

(1) 降低不平衡电磁力

振动大小与电磁力的大小及定子、转子的刚度有关。作用于磁极的总拉力将在转子运转过程中不断变化，使磁极受到另一种径向不平衡力的作用，并可能激发磁极的径向振动。因此，任何情况下运转的电机，其磁极振动总是存在的，或是径向的，或是切向的，也可能兼而有之。

从理论上说，降低不平衡电磁力的方法是增加气隙间距，但是增加气隙间距受磁极磁通密度的饱和程度的限制。另一种方法是采用变化的气隙间距，使气隙由磁极中央向两个边缘逐渐增大，气隙磁通密度在间断位置逐渐减少，因而能降低脉动磁力。另外，采用斜槽转子，其减少噪声的原理与渐变气隙的方法相似，能使磁极边的磁拉力的突然变化减小。

电机所用的绝缘材料、叠片铁心、线圈嵌线等零部件的组成方式，使其结构刚度和运行时的热胀冷缩条件比较复杂。由于电流中存在高阶谐波分量，在定子、转子中会产生谐波磁场，从而产生不均匀的力与力矩。

(2) 轴承振动的控制

即使轴承处于高精度的理想状态，从前面叶轮和电机转子收到的激励可知，轴系会产生振动。除此之外，轴承自身也存在诸多因素产生振动激励源，从而增加系统的振动。

滚动轴承引起的振动因素主要有：

(a) 轴承的制造精度：轴承内圈的径向偏摆、套圈的椭圆度、滚动体的椭圆度、架孔中的间隙及滚道表面的波纹度等。架孔与滚动体的间隙是轴承振动的重要因素，间隙过大或过小都会导致轴承剧烈的机械振动；

(b) 轴承的安装配合精度：轴承的安装配合精度是指轴承与座孔、轴承与端盖（或轴承套）以及轴承与转轴轴承挡圈的配合精度；

(c) 轴承的安装方法会对系统的振动造成影响，常用的是热套法；

(d) 为了防止转子轴向窜动，应采用波形弹簧对轴承外圈施加轴向预应力；

(e) 轴承润滑脂的情况也会影响系统的振动。过稠的润滑脂对滚动体振动阻尼作用的效果差，过稀将导致干摩擦。

滑动轴承引起的振动因素主要有：

(a) 轴承加工精度存在误差；

(b) 由于安装造成的轴承对中误差导致的轴承受力不均；

(c) 由油膜涡动和油膜振荡现象引起，特别是油膜振荡会引起系统剧烈的振动，从而造成系统的破坏。

(3) 减少振动传递

为了减小机座的振动，经常采取如下措施：铁心与机座之间的连接采用弹性结构，以减少铁心振动对机座和基础的影响；采用弹性衬垫把轴承座与轴承外圆环隔开，可以减弱振动的传递。

(4) 避开共振频率

对机座的自振频率进行控制，使其避开铁心的倍频振动频率和转子的振动频率。

1.4.1.3 整体隔振安装

风机作为振动噪声的激励源，为了减小其振动对周围环境的影响，可以对风机机组采取整体隔振措施。

风机机组整体隔振可以采用隔振器或隔振材料的被动隔振方式，也可以采用主动或半主动隔振方式。

1.4.2 风机噪声控制技术

同风机振动起因一样，风机噪声也分为设计不合理的噪声，无法避免的噪声，以及发生故障时的噪声。

(1) 因设计不合理的噪声

在实际的风机生产中，有些因素没考虑到，如出风口设计不合理出现大的涡，蜗舌与涡流强烈作用辐射噪声；频率发生共振时产生噪声。在这种情况下，噪声往往较大，是属于顶层设计阶段就要细致考虑的工作。

(2) 无法避免的噪声

风机有些噪声是不可避免的，如出风口处边界层噪声，尽管蜗壳光滑，可以减少壁面粘性摩擦，但无法做到绝对光滑；叶片出气边涡的分离也是无法避免的，除非也是无限光滑和没有逆压，因此涡发放引起的叶片噪声也不可能无限小。轴承噪声，如轴承加工波纹出现，由于技术或造价的原因，不可能完全消除。

这部分振动降低难度很大,提高加工精度是一方面,另一方面可以局部改进风机部件。

(3) 故障下的噪声

另外一些是出现故障下的噪声,如转子叶片由于附上灰尘导致不平衡引起的叶频噪声。轴承出现裂纹时的噪声。由于使用条件复杂、时间长,总会出现这样那样的问题,因而噪声会增大,甚至风机不能正常工作,采用噪声故障机理分析方法,找到故障所在,然后加以更换部件或维修。

我们所说的噪声控制依然主要是前两种的噪声控制。

1.4.2.1 降低风机振动

一般来讲,结构振动就会向外辐射声。振动降低噪声就会相应降低,当然对于极少一些辐射效率低的,振动降低后噪声下降不明显。对于风机振动的降低在前一节已经分析过,这里重点介绍在不考虑振动下的噪声控制。

1.4.2.2 风机引起的噪声控制

(1) 叶片优化设计

(a) 设计新型叶片。尽可能选择较大叶轮直径和较低的风机转速,风机噪声与气流相对速度的六次方成正比,因此减小转速能有效地降低噪声。采用多叶片叶轮有利于增大叶栅的气动力载荷,在得到同样风量风压的情况下,叶轮叶片外圆上圆周速度减少,可使风机噪声明显降低。选用新型高效的叶栅,减少气流损失。降低叶片表面粗糙度,以减小附面层的厚度,从而降低边界层噪声和涡分离噪声。

(b) 应用不等距叶片降低风机旋转噪声。运用这种方法,可以把旋转噪声的峰值分散到一系列的线谱上,获得噪声能量的重新分布和总声级的降低。Mellin^[83]和 Duncan^[84]报道了通过采用轴流叶片周向不等角布置降低叶轮离散噪声的技术,还推导了计算不等距叶片离散噪声的公式; Krishnappa^[85]专门研究了离心风机不等距叶片对噪声的影响。Lewy^[86]理论研究了轴流风机开式叶轮采用不等距叶片布置对噪声的影响; Boltezarla^[87]采用试验研究了轴流风机不同周向布置角的影响。张宗茂^[88]采用这种方法后,轴流风机的噪声会降低 3dB。但这种方法伴随而来的是风机效率降低。

(c) 叶片穿孔方法降低风机涡流噪声。叶片的后缘处存在涡流分离现象,采用叶片穿孔方法可以使部分气流自叶片高压面流向叶片低压面,可以促使叶片分离点向流动下方移动,这样降低了叶片出口界面的分离区,噪声也随之减小。叶片穿孔法降噪效果

与穿孔数量、穿孔排数、穿孔面积、穿孔直径、穿孔偏转角以及穿孔位置有关。这种方法多用在机翼型叶片上^[89]。

(d) 仿生降噪。在水中或空气中运动的鱼类和鸟类具有低阻和低噪声特性，这种特性和生物体表的非光滑形态有关。仿生表面改形降噪技术，就是把具备低噪声性能的典型生物的体表非光滑形态特征，应用到实际工程上，具体可分为：波纹、条纹形非光滑表面降噪；边缘非光滑结构降噪；凸、凹非光滑表面降噪；柔性表面降噪^[90]。上述这些表面或者边缘仿生改形方法，改变了运动物体与流体的接触、流动和脱离三种过程的流体动力学和流体声学的特征^[91]。其中锯齿形结构应用较为广泛，即在叶片出气边上设锯齿形结构，可使叶片上层流附面层较早地转化为紊流，从而避免层流附面层中的不稳定流动导致涡流分离，使涡流及早分离，从而降低噪声。

(2) 蜗舌优化设计

(a) 倾斜蜗舌。离心式通风机叶轮叶栅气流的周期性脉动气动力与蜗舌相互作用产生旋转噪声。此噪声的大小与脉动气动力的剧烈程度及蜗舌的迎风面积有关。通风机蜗舌的边缘，一般都平行于轴。这样，从叶轮流出的周向不均匀气流，就会同时作用在蜗舌上，使蜗舌受到很大的脉冲力。如果使叶片出气边或蜗舌边缘线与轴线倾斜，就会使作用在蜗舌上的脉冲气流相位错开，减小蜗舌上的脉冲力，会使通风机的旋转噪声大为下降^[92]。

(b) 增加叶轮与蜗舌的间隙。由于叶片尾迹的存在，在非常接近于叶轮出口处的周向速度分布，会有很强的压力脉动，当加大蜗舌与叶轮间的距离时，周向速度分布变得较为平滑，在蜗舌处的压力脉动的幅值也会减少；另外，当蜗舌放置在远离叶轮的地方，流动阻塞就会缓解，从而可以降低噪音。不过蜗舌间隙也不能过大，当间隙增大到一定程度后，空气动力效率下降，但噪声下降不再明显^[93]。

(c) 增加蜗舌的曲率半径。适当选取较大的蜗舌前端半径可以有效地降低离心风机的旋转噪声与涡流噪声，不会对风机性能带来严重影响。如当蜗舌半径比由 $r/R = 0.01$ 增加到 $r/R = 0.2$ 时，最大噪声下降值为 6 dB^[94]。不过，蜗舌尖端半径对于叶片通过频率的影响要比蜗舌间隙的影响小得多。

(d) 在风机蜗舌处加装共鸣器。共鸣器的进口是由金属穿孔板构成，并且具有与蜗舌几何形状相同的曲线，共鸣器的长度用端部可移动的塞子调节。通过改变共鸣器的长度来改变共鸣器的频率。但这种共振器只对旋转噪声有影响，而对涡流噪声没有影响，

且调节共鸣器需要附加的机械或电气设备^[95]。

(3) 蜗壳优化设计

(a) 采用吸声蜗壳。在蜗壳内表面粘贴声衬，声波会被吸收。常用的吸声材料按结构可分为多孔材料、膜材料、板状材料和穿孔板等。采用吸声蜗壳后，在转速较低时，吸声蜗壳对降噪仍然是非常有利的，但当转速提高后，增大流动阻力，导致了风机的压升也有所降低^[96]。

(b) 在蜗壳内设置挡流圈。中、低压离心风机的蜗壳宽度与叶轮出口宽度一般较大，气流自叶轮进入蜗壳的扩压度变大，在叶轮前盘外侧与蜗壳间产生大尺度旋涡，使涡流噪声变大，可在蜗壳中加各种形式的挡流圈，在 DZG-80 系列风机上加挡流圈后试验表明，风机的整机噪声可降低 5dB(A)^[97]。

(c) 蜗壳形状优化。螺旋线终端截面处张开度较大的机壳。此使叶轮流出的高速气流获得均匀减速，既减少能量损失，又减小了气流对蜗舌冲击所引起的压力脉动，降低了风机噪声。

(4) 其他结构改进

(a) 叶轮进、出口加紊流网。在叶轮进口安装紊流网，可改善气流入口条件，并在网后形成小尺度紊流，从而使旋涡噪声降低。但网本身又是一个高频噪声源。同时，紊流网也增加阻力、减少风压、降低效率。径向或前向叶轮，加装紊流网以后，会有减噪效果，但对于高效率的通风机效果不大。根据实验研究，网安装在叶片背面附面层分离点前 10~15mm 处效果最佳^[98]。

(b) 采用旋转扩压器降低离心式风机噪声。在径向和前弯叶片离心式风机中，工作轮出口动压值较大，因此进入蜗室后必然产生扩压流动，这样不仅在蜗室内产生强烈的蜗流噪声，而且风机的性能也将恶化。通过试验得出，对于径向和前弯叶片的离心式风机，采用旋转扩压器，不仅可以降低风机噪声，而且可以改善风机的气动性能。而对于后弯叶片的离心式风机，采用旋转扩压器，对风机气动性能和噪声无明显影响。

(c) 双进口或双列叶片叶轮的叶片错开布置。双进口风机由两半组成，如果一半边叶片的位置在另一半边两叶片之间，沿着蜗舌所产生的压力是异相位的，因此可以降低叶片产生的噪声。错开布置叶片在用于小型风机时较容易。

1.4.2.3 电机引起的噪声控制

电机引起的噪声一般由电机的振动引起，振动降低了，噪声也自然降低了。

(1) 降低电磁噪声。电磁噪声在低频段与电机刚度有关, 高频段与槽配合有关。可以合理选择齿、槽配合, 气隙的均匀性和气隙值, 采用斜槽, 降低磁密等方法减少电磁噪声^[99]。

(2) 降低空气动力噪声。随电机一起旋转的风扇用来产生空气流动带走电机产生热量, 适当减小风扇直径可降低空气动力噪声; 轴流式风扇和后倾风叶离心式风扇所产生的噪声比径向风叶离心式风扇要低; 适当的降低风扇外圆与定子端板之间的间隙以及小的风叶进风口角度和出风口角度, 都有利于噪声的降低; 尽可能的减少风路中的障碍物及变化较缓的风路设计, 可以有效的降低噪声^[100]。

(3) 控制轴承振动噪声。为足够降低轴承噪声, 则需要保证轴承内外圈滚道的精加工质量, 减少波纹、凹坑、超糙度, 在可能的情况下采用小的径向游隙, 以及选用上好的润滑脂及合适的粘度, 控制轴承工装误差角在临界角以下, 同样可以降低滚动轴承的噪声。在电机结构中采用波形弹簧对轴承外圈施加一个轴向预紧力, 可以减消频率在 400Hz 左右的嗡嗡声。用滑动轴承代替滚珠轴承是降低轴承噪声的最有效的办法, 但它的负荷能力比相同外径的滚动轴承要小一些^[101]。

(4) 碳刷与换向器摩擦所引起的噪声。由于电刷压在旋转的换向器上而产生摩擦噪声。综上所述, 严格控制换向器的圆度, 保证表面良好的光洁度和跳动, 以及采用坚固牢靠的碳刷座结构, 都能降低电刷和换向器摩擦所引起的噪声^[102]。

电机噪声降低难度也非常大, 但本文重点在研究风机噪声, 所以仅简单介绍一下。

1.4.2.4 合理选择风机参数并进行负载匹配设计

在风机偏离最高效率点时, 经济性下降, 而且噪声也明显增加, 在选用风机时, 对系统的阻力和所需风量的计算要尽量准确, 以便在选型时使其运行点落入风机高效区。通风系统设计时, 尽量减少不必要的阻力损失, 这样风机就不需要产生高的压力, 其噪声就降下来了。弯风道、偏心风道等情况应当尽量避免。应当避免采用闸门调节, 因为闸门调节实际上是改变管网的阻力特性。如果必须在出口管路加闸门调节, 最佳位置是距出口末端 1m 处。

1.4.2.5 其他降噪方式

除了前面对声源的改进外, 还有在传播途径方面的控制, 如吸声、隔声等。

(1) 在通风机出气口管道上安装消声器。在通风机噪声中, 进、出气口辐射的空气动力性噪声强度最大, 在通风机进出口安装消声器是抑制通风机噪声的最有效的措施。

目前应用的消声器种类较多,选择使用时应考虑安装部位、弄清应降噪声的频段范围及预期要达到的降噪量大小、弄清安装消声器后对于通风机性能影响的大小、不同类型的消声器组合使用是否会出现相互干扰的情况。

(2) 采用消声箱。消声箱是建立在吸声、隔声、隔振、消声、阻尼基础上的一种综合治理风机、电动机、机壳和进出口噪声的有效设备,实际上是带有消声器的隔声罩或隔声间。这样既能保证设备的正常运转,又能隔除各部分声源向四周辐射噪声,起到了既消声又隔声的效果。

(3) 隔振、减振降噪。采用隔振、减振措施后,振动烈度降低,噪声自然也会降低。在车间内将风机机组安装在隔振器上,本车间内的噪声降低不明显,但在相邻车间内,由该机组传递过去的振动声却能明显降低。采用高阻尼材料后,可以减少结构振动产生的声辐射。

(4) 采用主动控制。主动控制(active noise control)的基本原理是在给定的声场中,通过技术手段产生另一个相位相反的等强度声场,从而达到噪声控制的目的。有源控制系统的基本元件包括:激励器(actuator),偏差传感器(error sensor)和控制器(controller)。最早的有源控制系统是1936年德国物理学家Lueg^[103]设计应用在管道声波传播的控制当中。Kopmann^[104]和Niese^[105]等较早研究了蜗舌噪声的主动控制技术,提供了控制系统的设计方法,对于叶片通过频率噪声可以有效的降低,并揭示出蜗舌附近声场很复杂,高阶模态的主动控制很困难。Mendat^[106]等研究了离心通风机离散谱和随机噪声的主动控制方法,对于离散谱噪声不明显的通风机,得到了总A声压级为7.9dB的降噪量。Mauro^[107]等研究了空调通风管道内离心通风机噪声的主动控制,对某些频率的噪声降低约14dB,但他们所使用的主动控制系统却使有些频率的噪声有所增加。噪声主动控制方法对于离心通风机能够达到相当不错的降噪效果,但由于需要复杂而昂贵的电声系统,在民用领域还不能够推广。

1.5 本文主要工作

从以上综述分析可以看出,风机由于其应用的广泛性,以及是一个涉及较多部件的“组合”产品,其振动噪声研究在机理分析、结构设计、流场模拟、振动与噪声预报、振动与噪声控制等方面的研究非常多,经过多年发展,已经取得大量研究成果。但过去的研究大多局限在某一方面,即使有通过流场预报声辐射的,也大多缺少试验验证。

离心风机振动源、噪声源众多，从理论上对噪声源进行研究，通过数值预报辐射声场，对于提高产品内在品质，实现产品在设计阶段的低噪声化、降低噪声污染具有重要的理论意义和工程应用价值。风机减振降噪方法较多，而且各方法之间存在着相互关联，根据风机振动噪声特征，选用合适的方法，也很有挑战性。

近年来，计算机硬件和数值计算手段都发展到一个较成熟的阶段，特别是大涡模拟在工程应用上不断拓展，这使得振动噪声激励源的精准求解成为可能。噪声源类别不同，预报方法自然不同，形成风机的综合预报方法很有必要。另外尚有一些激励源的作用还缺乏深入研究，如蜗壳壁面压力脉动辐射声的量级到底如何。本文研究的目的是形成一种集试验、流场模拟、噪声预报、降噪设计于一体的系统办法，同时尝试分析多个途径下的辐射噪声。

本论文主要工作如下：

(1) 为了验证数值预报结果并进行风机振动噪声优化设计，在半消声室中利用典型离心风机，开展风机空气动力与振动噪声综合试验，对试验中的相关物理量进行了获取，包括管内风速、流体脉动压力、结构振动、空气噪声等。其中，为了降低管道对风机振动噪声影响，在风机蜗壳出入口用橡胶管与金属试验管道相连。

(2) 为了对风机流场进行数值模拟，在充分考虑各个细节的基础上对整个离心风机进行建模，包括蜗壳进风口处的喇叭口，叶轮后盘与蜗壳之间的缝隙，重点处理了叶轮的建模。将流域分成三个部分，重点对叶轮部分与蜗壳部分进行结构化网格划分。

(3) 为了进行风机振动噪声预报，需要首先获取风机振动噪声激励力，该激励力需要通过流场数值模拟得到，激励力的精确性直接决定振动噪声预报精度。激励力尚难以全面验证，因此，采用 FLUENT 软件计算了稳态流场与瞬态流场，并用试验测得的风速和流体脉动压力进行了典型验证。

(4) 蜗壳振动来源于两条途径的激励：一个是叶轮非定常力通过轴及轴承传递到蜗壳引起的振动，另一个是流体脉动压力直接作用于蜗壳内表面引起的振动。通过瞬态流场数值计算得到叶轮所受的动态合力，从而得到轴承所受的动态力。而对于蜗壳内表面所受的脉动压力，则通过数值模拟直接得到。然后对风机结构进行三维精细建模，利用 Virtual.Lab 软件得到这些动态力作用下的振动响应，最终将动态位移响应作为边界条件计算风机结构声辐射。

(5) 风机管道内部噪声，主要是由于旋转叶片和内表面压力脉动引起的。旋转叶片

上的脉动力变化同样来自于流场的数值模拟，将叶片模拟成多个旋转偶极子声源，就可以得到叶轮辐射声。蜗壳表面脉动压力根据 Curle 理论，也可以当作偶极子源。由于声在管道中传播，还要考虑管道的影响。最后将两条途径计算的结果叠加，并与测量结果进行比较，验证计算方法的有效性。

(6) 结合现有风机的结构和振动噪声特性，逐一梳理分析了已有的减振降噪措施，确定了可行的优化方向。根据风机振动模态和流场情况与振动噪声的内在关系，形成具有针对性的减振降噪方案，最终进行振动噪声控制措施的实施及效果验证。

本文的研究思路如图 1.10 所示。

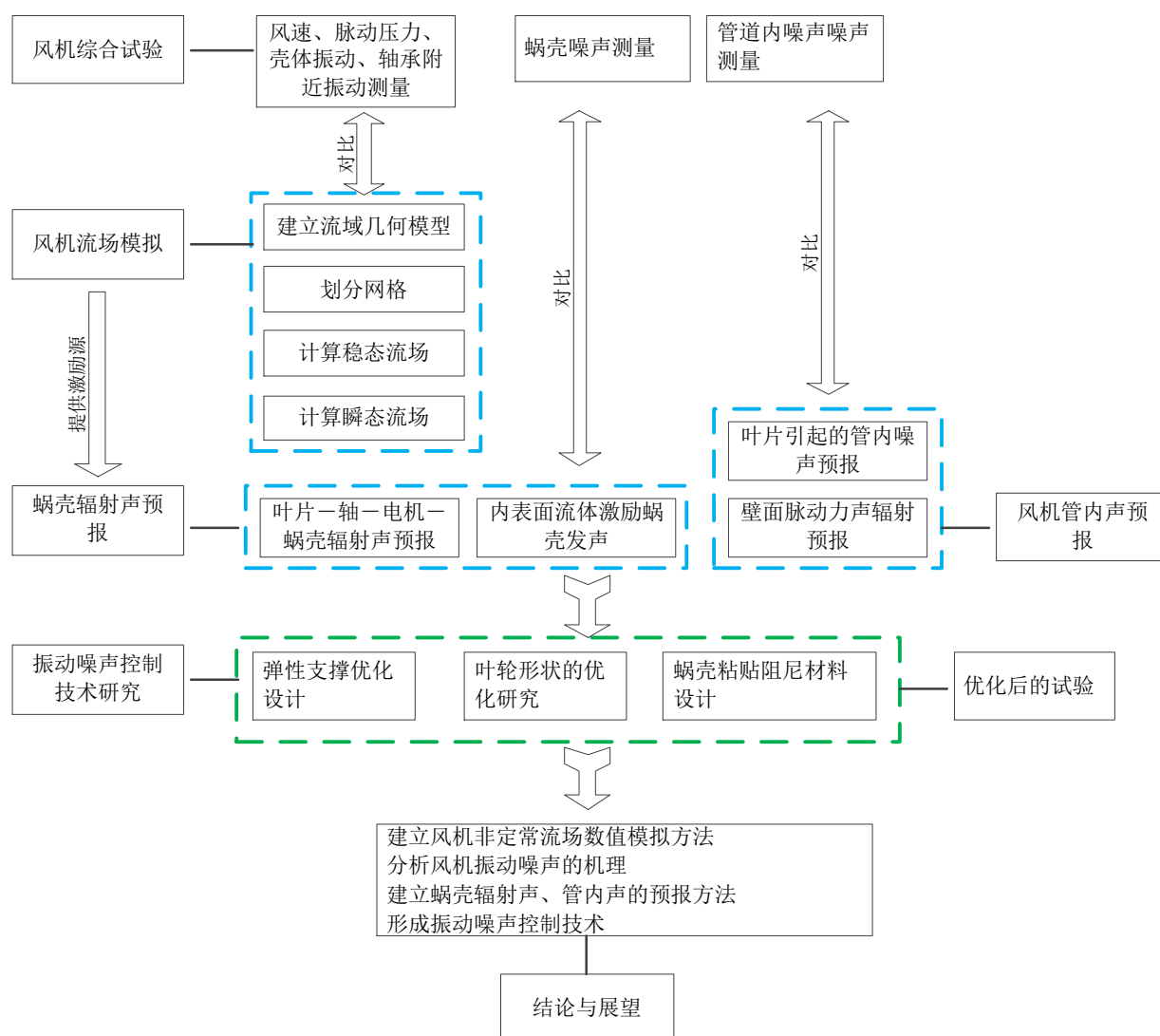


图 1.10 研究思路

第二章 离心风机振动噪声测量试验

2.1 引言

市场上离心风机种类繁多，在出风口方向、支撑形式、蜗壳材质、尺寸大小、叶片形式等类别下均有多种选择。由于本文要进行后期的几何建模、配合半消声室试验设施，因此选择了体形较大、结构清晰、叶片扭曲的离心通风机。风机试验在半消声室中进行，需对风机进行一些改装并加工配套管路。

试验旨在全面、综合地测量风机的振动、噪声，以获取选定风机的振动、噪声性能，同时为风机的振动源、噪声源分析提供依据，为随后的数值计算提供验证数据，也为后续风机优化设计和降低振动噪声提供比较数据。

风机测试的主要内容是采用风管测量系统测量管内流速与噪声；测量蜗壳内表面的脉动压力；测量蜗壳的振动和噪声。

2.2 试验对象

试验对象为一离心式通风机，如图 2.1 所示，风机重约 117kg，高约 1.25m。风机型号为 4-72-5A，电机为三相异步电机，电压 380V，功率 2.2kW，电流 3.43A。风机特征参数见表 2.1。

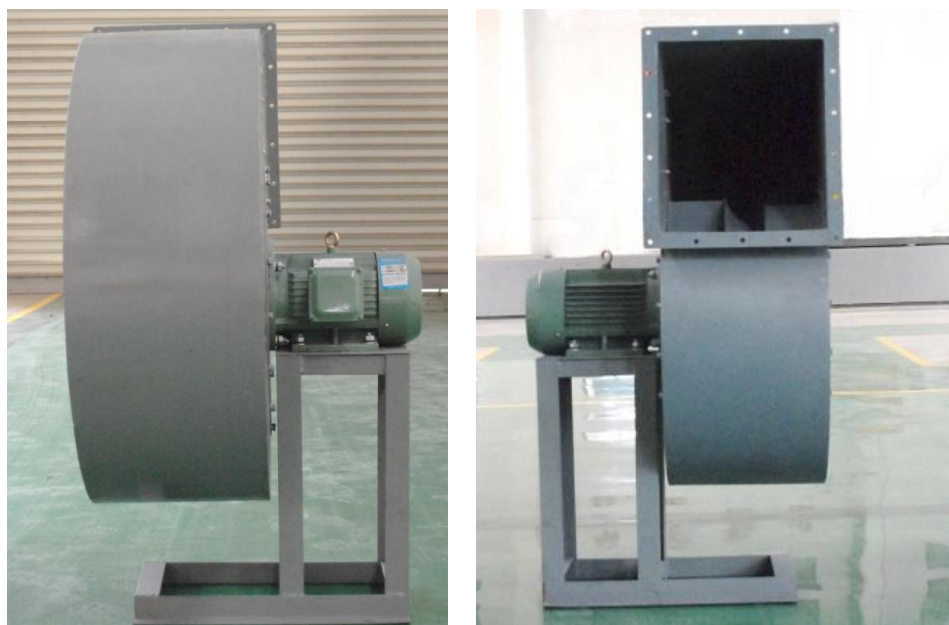


图 2.1 离心式风机

表 2.1 试验用风机特征参数

风机		匹配电机	
风机型号	4-72-5A	电机	三相异步电机
生产厂家	苏州德粤通风机机电设备有限公司	型号	YE2-100LI-1
流量	7800m ³ /h	生产厂家	南京环球电机有限公司
全压	550Pa	电压	380V
功率	2.2kW	电流	3.43A
转速	1410r/min	功率	2.2kW
出口轴线方向	与水平线夹角 3°	质量	34kg
整机重量	约 117kg	转速	1410r/min
—	—	η	81.30%
—	—	COS Φ	0.8
—	—	接线	Y 型接法

2.3 试验设施与仪器、仪表

离心风机试验在半消声室中进行，半消声室隶属于船舶振动噪声国家重点实验室，半消声室内部净尺寸为：14m×9.6m×5.38m，隔声量：66dB（A）（63Hz～10kHz），背景噪声 17.8 dB（A），地面表面垂直吸声系数不大于 0.06，吸声尖劈的吸声系数不小于 0.99，半消声空间频段 80～100kHz，隔振基础平台可安装的被测设备最大重量 10 吨。试验设施满足离心风机蜗壳噪声测量，内景图如图 2.2 所示。



图 2.2 半消声室内景

风机振动噪声测试系统的结构尺寸如图 2.3 所示，主要由被测风机、变径段、测试管道、消声末端等组成。风机的进出风口通过过渡段连接测试管道和消声末端。两段测试管道长度均为 4 米，管道直径为 267mm，消声末端长度约 2.6 米。其中，消声末端是一个单通道阻性消声器，管壁开有许多小孔，在孔的外面填充吸声玻璃纤维棉。当声波通过衬有多孔吸声材料的管道时，声波会激发多孔材料中无数小孔内空气分子的振动，

其中一部分声能将克服摩擦阻力和粘滞力而变为热能，从而达到吸收声能、降低噪声的目的。在管口附近阻抗渐变，最终反射声很小，且反射回来的声波也会被吸收，从而可以将出入口作为无反射边界处理。

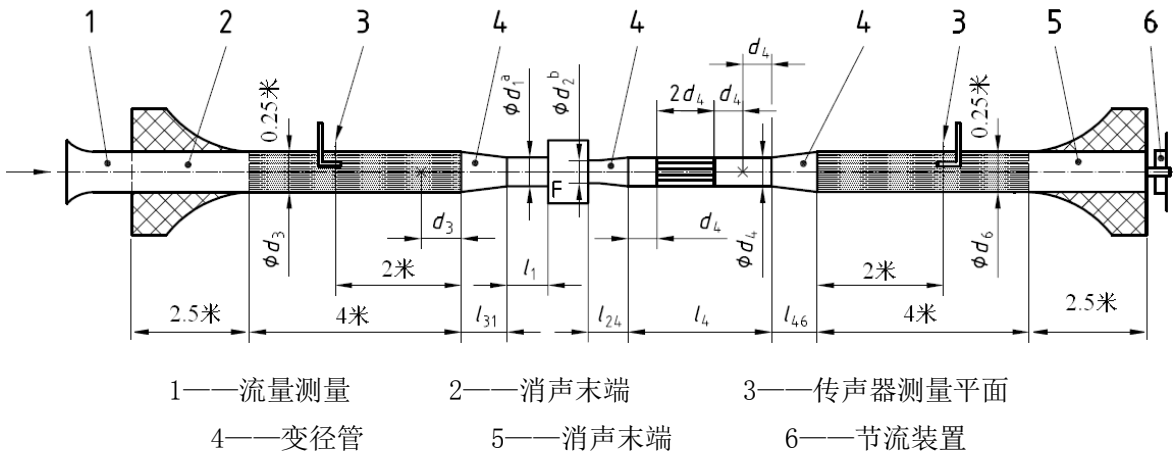


图 2.3 风机传入管道的噪声测试装置示意图

振动测试系统包括：加速度传感器、多通道数据采集系统等，脉动压力测量使用的空气脉动压力传感器，电机噪声测量使用的传声器等。试验测量主要使用的仪器和仪表及其量程、精度见表 2.2。

表 2.2 测量用主要仪器和仪表及其量程、精度

NO	名 称	型 号	量 程	精度	数量
1	振动加速度传感器	PCBM 352C68	0.5~10000Hz	±5%	6
2	空气脉动压力传感器	MPA416 传感器	灵敏度：50.5mV/Pa		1
3	传声器	B&K4189	频率范围：6.3Hz~20kHz，灵敏度：50mV/Pa，动态范围：14.6dB~146dB	±1dB	5
4	传声器配套前置放大器	B&K2669	频率范围：3Hz~200kHz、供电电压：±14V~60V		1
5	多通道采集器（6 通道）	Type 3050-B-060	—	1%	1
6	测 量 软 件 B&K-PULSE LabShop Customized Solution	Version 18.1.2.53	—		1
7	手持式风级计	testo425	0~25m/s	5%	1

2.4 试验方案

2.4.1 试验设计

被测风机安装示意图如图 2.4 所示，风机的进口、出口与风管测量系统通过 5mm 厚的橡胶管段连接，以减少风机和风管测量系统振动的相互影响，在后续振动计算中，近似地认为风机的进口、出口是自由的。

风机进风口与出风口连接风管测量系统中 4m 长的测量管道和两个消声末端，管道的两个末端均布置在半消声室外面，进风管道穿墙而过，出风管道通过半消声室的门缝伸向消声室外。这样进行试验的好处是：避免出口端放在室内时气体不断排在室内，室内压力会逐渐增大，造成试验状态不稳定；另外，尽管风机噪声传播到消声末端时，尽管有消声功能，但仍会有部分声波传出，出口布置在消声室外可减小对出口噪声对蜗壳噪声测量产生影响。安装示意图如图 2.4 所示。

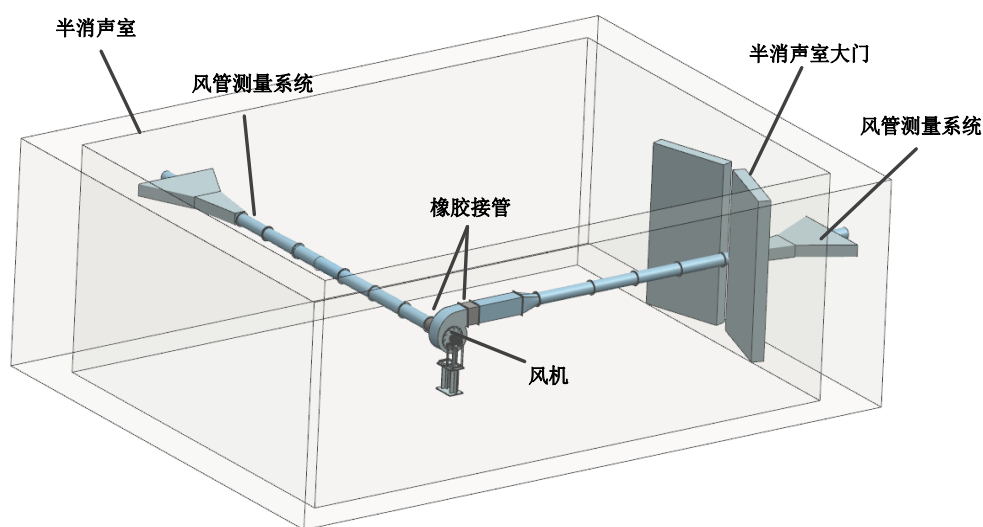
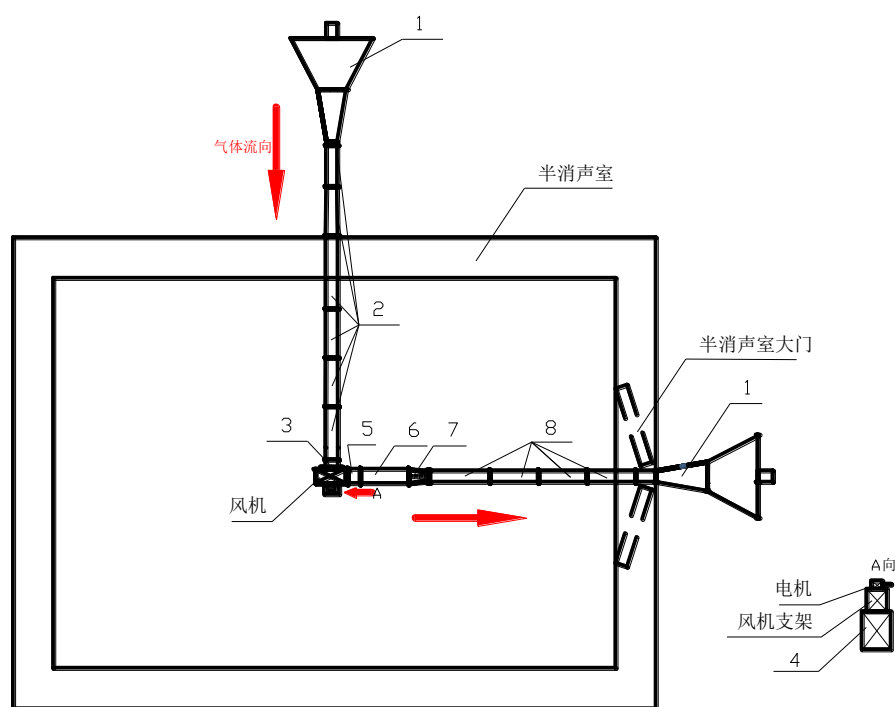


图 2.4 离心风机在半消声室安装示意图

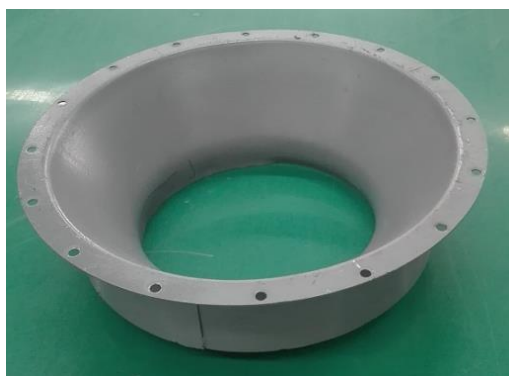
根据示意图，结合风管测量系统，进行了总图设计，如图 2.5 所示，其中两个橡胶过渡段、方形管道、方变圆段，需要加工。由于原来的进口管轴中心离地面为 125cm，出口管道中心轴线高度为 165cm，还另外加工了两个管道支架。



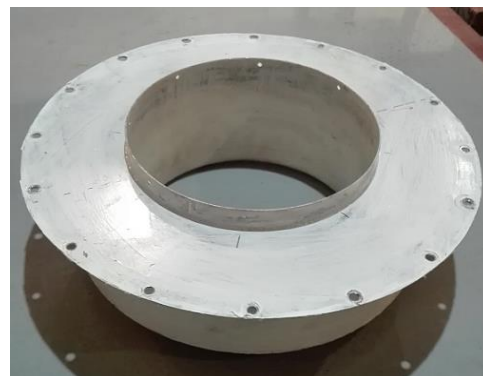
1——消声末端 2——进口管道 3——橡胶过渡段 1 4——风机刚性底座
5——橡胶过渡段 2 6——方形管道 7——方变圆段 8——出口管道

图 2.5 离心式风机在半消声室安装总图

风机蜗壳原有的进口如图 2.6(a)所示，其中进口最小直径为 315mm，不适合管道连接，重新设计后的进口管道如图 2.6(b)所示，变直径管道变为了统一直径管道，直径为 315mm。



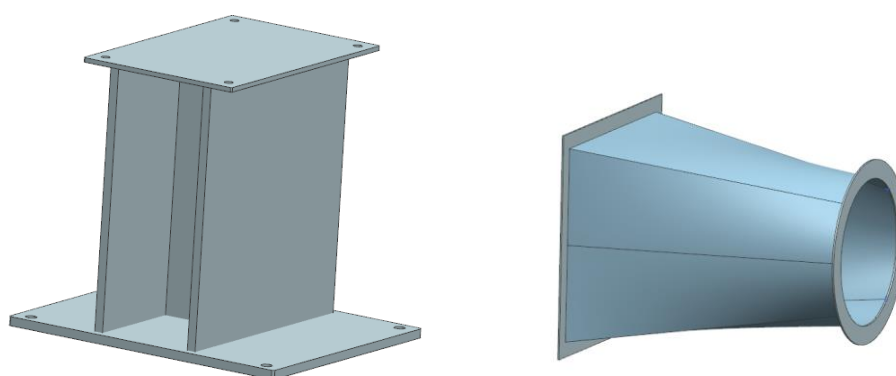
(a) 原风机进风口



(b) 改动后的进风口

图 2.6 风机进风口改动

刚性底座如图 2.7(a)所示，使用的钢板较厚，以满足刚性支撑。方变圆段总长为 610mm，其中方口的尺寸为 351mm×404mm，圆口的直径为 267mm。



(a) 刚性支座 (b) 方变圆段

图 2.7 风机配件

2.4.2 试验依据

在进行试验时，参照下列规程：1) ISO 5136-2003 声学、风机和其他空气处理设备辐射入管道的声功率测量；2) GB/T 2888-2008 风机和罗茨风机噪声测量方法；3) 《结构振动加速度级（结构噪声）检测实施细则》（Q/702J1313-2001）；4) GJB 4058-2000 舰船设备噪声、振动测量方法。

2.4.3 试验内容

进行试验时，采用管道进口、管道出口的连接方式，采用刚性安装。噪声测量频段范围为：20Hz~20000Hz(1/3oct 为 50Hz~16kHz)；振动信号测量范围为：10Hz~10kHz（1/3oct 为 50Hz~8kHz），具体测量内容见表 2.3。

表 2.3 试验测量内容

NO	具体内容	备注
1	风机出口管中流速	用于验证稳态流场计算
2	蜗壳脉动压力测量	用于验证瞬态流场计算
3	蜗壳表面振动加速度测量	
4	机脚振动加速度测量	
5	风机、电机噪声测量	用于验证蜗壳声预报
6	风管内流噪声	用于验证管内噪声声预报

2.4.4 具体试验方案

2.4.4.1 风管中风速测量

在出口管道中钻一直径 7mm 的孔，在风管中心放置风速仪，其中风速仪的工作元件

正对着来流，在运转稳定时测量管中风速并记录风速仪处管道截面尺寸。

2.4.4.2 蜗壳壳体脉动压力测量

在安装脉动压力传感器时，首先在机壳表面钻比传感器头部柱状体直径稍大一点的孔，再制作一个较大的橡胶圆柱体，中间钻同样大小的孔，试验时，先将传感器穿在橡胶柱中，露出壳体相同厚度的高度，然后用胶水将橡胶固定在壳体上，这样保持传感器头部与模型内表面齐平。试验中测点位置如图 2.8 所示，主要在蜗舌、侧面、出口等位置将原点设置在距电机一侧的蜗壳表面中心，则测点的坐标分别为：1#(0,554,93)、2#(479,0,93)、3#(-296.5,110.4,93)。在风机运行平稳后，再进行测量。

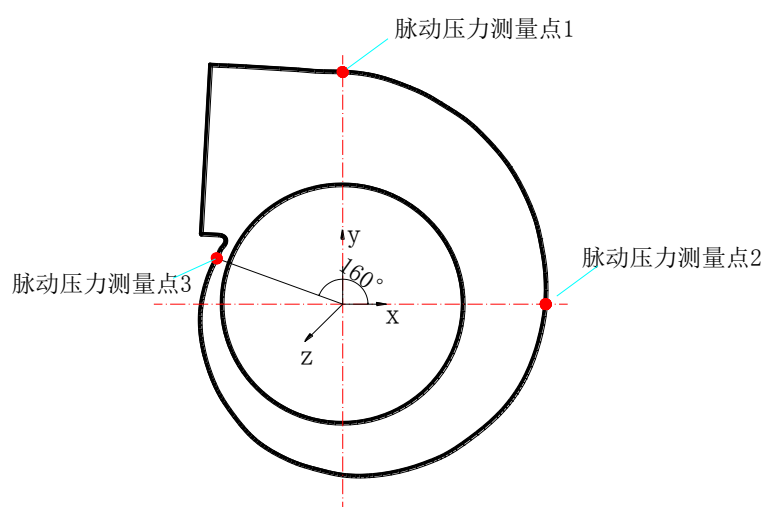
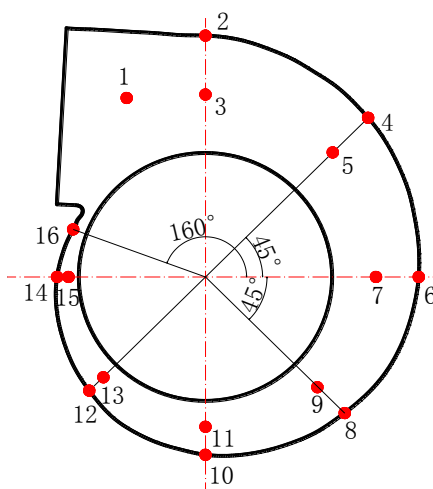


图 2.8 离心式风机脉动压力测点位置

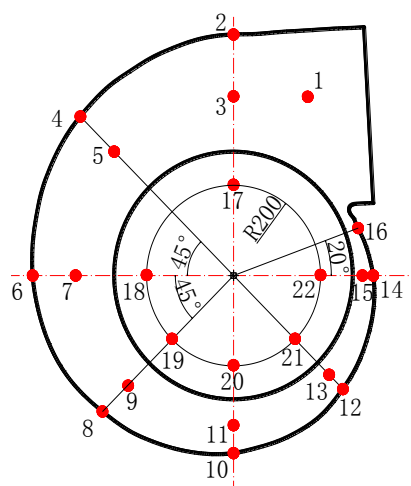
2.4.4.3 壳体振动加速度测量

在运行过程中分别测量典型位置处的振动加速度，测点见图 2.9，其中图 2.9(a)为风机正面振动加速度测点位置，测点布置在蜗壳边缘处，如 2、4、6、8、10、12、14、16，另外测点居于蜗壳边线与进口圆的中间位置；图 2.9(b)为风机背面振动加速度测点位置；图 2.9(c)为风机蜗壳侧面振动加速度测点位置。

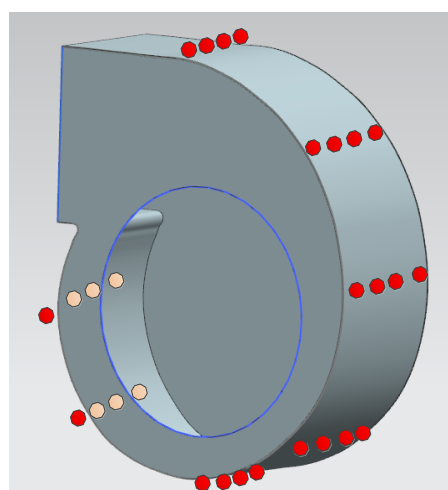
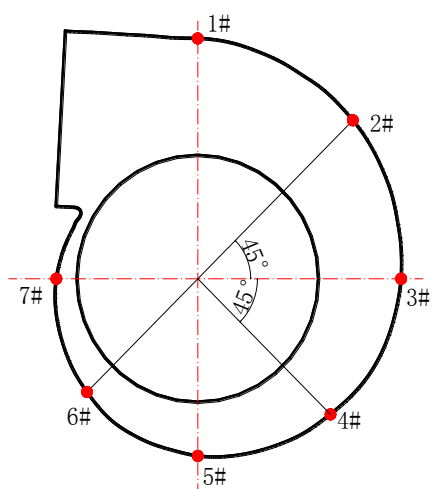
由于试验时只能同时测量 5 个测点，在测点 1（见图 2.9(a)）的传感器作为其他测量点的相位参照，移动其他 4 个传感器，利用多通道采集系统测量振动加速度。



(a) 风机正面振动加速度测点位置



(b) 风机背面振动加速度测量位置



(c) 风机蜗壳侧面振动加速度测点位置

图 2.9 离心式风机蜗壳表面振动加速度测点位置

2.4.4.4 轴承与机脚振动加速度测量

轴承与机脚振动加速度测量测点位置见表 2.4，示意位置见图 2.10，其中编号时始终以左下角为起点，在水平面内按逆时针方向编号。

表 2.4 振动加速度测点位置

NO.	区域	方向与个数	编号
1	蜗壳圆盘	Y 向：1 个	1
2	电机上方	Z 向：1 个	2
3	风机支架顶部	X 向：5 个，Y 向：3 个，Z 向：4 个	3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14
4	风机支架底部	X 向：4 个，Y 向：4 个，Z 向：4 个	15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26
5	刚性底座顶面	Z 向：4 个	27, 28, 29, 30
6	刚性底座中间	X 向：2 个	31, 32
7	刚性底座底部	Z 向：4 个	33, 34, 35, 36

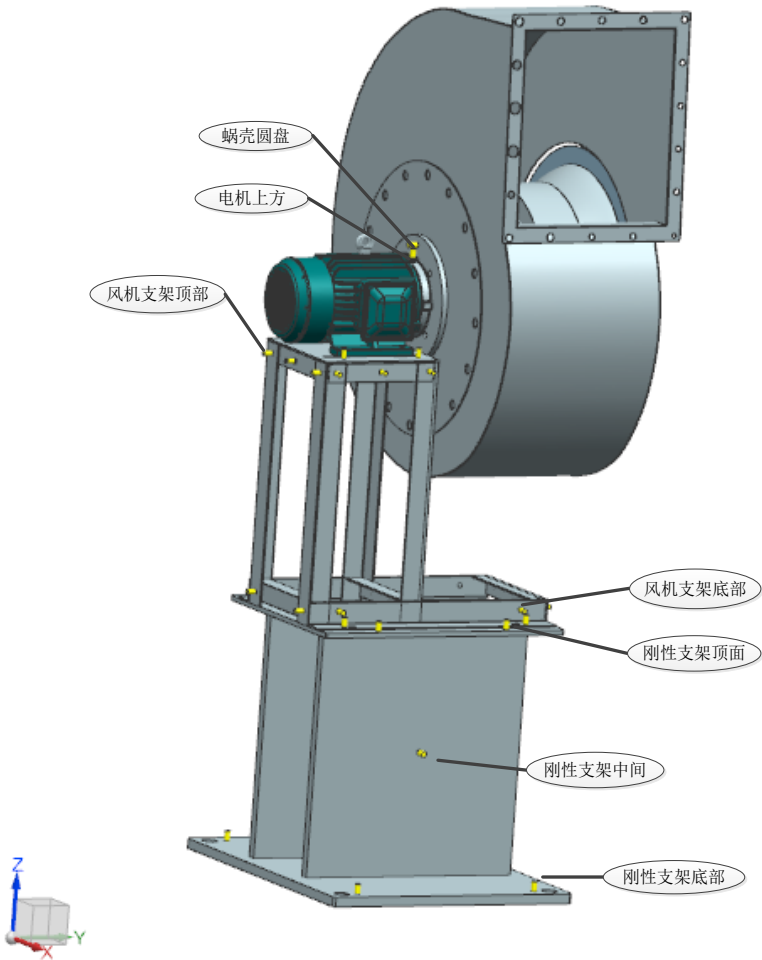


图 2.10 离心式风机电机、底座振动加速度测量

2.4.4.5 风机蜗壳声、电机噪声测量

安装后的电机轴距离地面高度为 1250mm，根据 GB/T2888-2008，蜗壳辐射声测点位置位于距离地面 1250mm 的水平平面内，经过叶轮几何中心的直线且距离壳体 1m 处，记录测量结果时需记下测量位置，在水平面测点内分布见图 2.11，为了减少测量人员的影响，将传声计固定在架子上，测量完一个位置后，再换到另一位置。测量时需要测试风机不运转时的背景噪声。

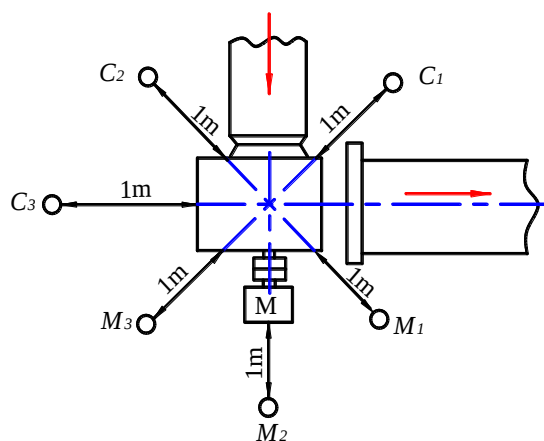


图 2.11 离心式风机机壳、电动机辐射噪声测量位置

2.4.4.6 风机管道中噪声测量

管中噪声采用传声器测量，测点位置如图 2.12 所示，共 4 个测点，其中传声器前方放置鼻锥，以降低边界层紊流自噪声。鼻锥的示意图如所图 2.13 示，安装时迎着来流。

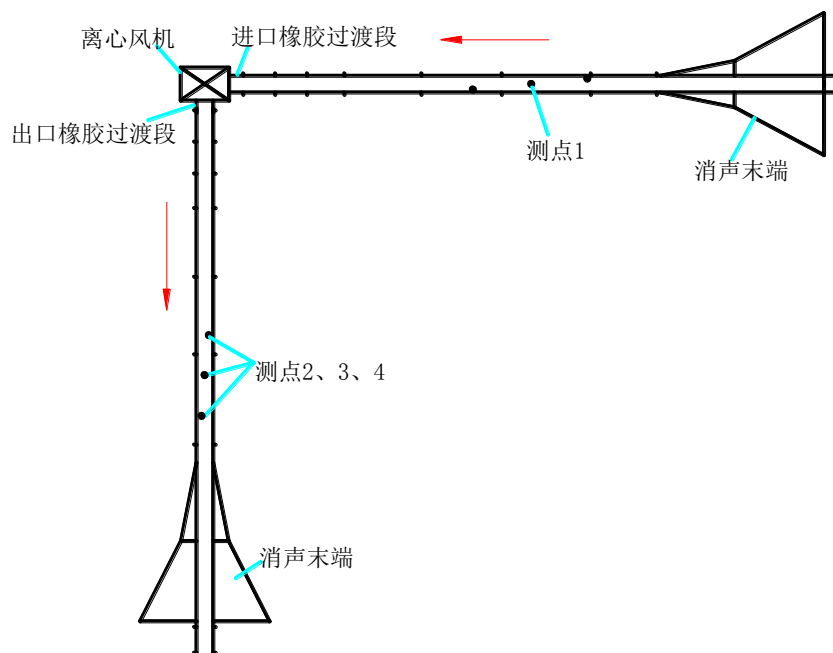


图 2.12 离心式风机管道内噪声测量位置示意图



图 2.13 鼻锥实物图

2.4.4.7 电机对振动噪声的影响

为了分析电机对振动噪声的影响，去掉风机叶片，让电机空转，测量振动加速度，测点分布同图 2.9。同时测量电机噪声，测量位置同图 2.11。

2.4.5 试验数据表达形式

2.4.5.1 振动加速度的表达

(1) 振动加速度级

$$L_a = 20 \lg \frac{a}{a_0} \quad (2.1)$$

式中 L_a ——振动加速度级 (dB);

a ——振动加速度有效值, m/s^2 ;

a_0 ——振动加速度参考值, $a_0 = 10^{-6} \text{ m/s}^2$

(2) 1/3oct 频带振动加速度级、振动加速度谱级

以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的振动加速度级, 可按下式计算

$$L_a(f_i) = 20 \lg(a_{f_i}/a_0) \quad (2.2)$$

式中 a_{f_i} ——以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的振动加速度有效值。

以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的振动加速度谱级, 可按下式计算

$$L_{as}(f_i) = L_a(f_i) - 10 \lg \Delta f_i \quad (2.3)$$

式中 Δf_i ——中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器的有效带宽 (Hz);

(3) 宽带振动加速度级

在指定宽频带范围内的振动加速度级。如用 1/3oct 滤波器组进行测量, 可按下式计算

$$L_A = 10 \lg \left(\sum_{i=1}^n 10^{0.1 L_a(f_i)} \right) \quad (2.4)$$

式中 i ——滤波器中各 1/3oct 的序号;

n ——指定的频度范围内包含 1/3oct 的个数;

f_i ——第 i 个 1/3oct 的中心频率

$L_A(f_i)$ ——第 i 个 1/3oct 频带内的频带声压级。

2.4.5.2 噪声的表达

(1) 声压级

$$L_p = 20 \lg(p/p_0) \quad (2.5)$$

式中 L_p ——噪声声压级 (dB);

p ——噪声声压有效值 (Pa);

p_0 ——空气中参考声压, $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa。

(2) 1/3oct 频带声压级、声压谱级

以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的噪声声压级, 可按下式计算

$$L_p(f_i) = 20 \lg(p_{f_i}/p_0) \quad (2.6)$$

式中 p_{f_i} ——以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的噪声声压有效值 (Pa)。

以中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器输出的噪声声压谱级, 可按下式计算

$$L_{ps}(f_i) = L_p(f_i) - 10 \lg \Delta f_i \quad (2.7)$$

式中 Δf_i ——中心频率为 f_i 的 1/3oct 滤波器的有效带宽 (Hz);

(3) 宽带声压级

在指定宽频带范围内的噪声声压级。如用 1/3oct 滤波器组进行测量, 可按下式计算

$$L_p = 10 \lg \left(\sum_{i=1}^n 10^{0.1 L_p(f_i)} \right) \quad (2.8)$$

式中 i ——滤波器中各 1/3oct 的序号;

n ——指定的频度范围内包含 1/3oct 的个数;

f_i ——第 i 个 1/3oct 的中心频率

$L_p(f_i)$ ——第 i 个 1/3oct 频带内的频带声压级。

2.5 小结

本章针对典型离心风机, 在半消声室中进行了风机振动噪声测量试验设计, 将风机进、出风试验管道的管口布置在半消声室外面, 消除了风管测量系统管口辐射声对风机噪声测量的影响, 提高了半消声室内蜗壳噪声测试精度。

在进行风机振动测量时，风机的进出口通过橡胶管段与风管测量系统的金属管道连接，减小了风管振动对风机振动测量的影响。

通过细致的测量试验，获得了风管中流速和噪声、风机蜗壳内表面流体脉动压力、电机及蜗壳等部位的振动加速度、蜗壳辐射声等数据。

试验测量得到的管内流速、蜗壳内表面脉动压力试验结果将为流场数值模拟提供验证数据；蜗壳辐射声、管中噪声测量结果将为相应的振动噪声预报提供验证数据；试验获得的大量振动加速度试验结果将为后续的风机优化设计提供依据及效果对比数据。

第三章 风机流场数值模拟

3.1 引言

离心风机试验只能得到有限的物理量信息，如要进一步揭示内在流场情况、激励力的情况、找寻噪声产生原因，需要采用数值计算的手段。

流场模拟有考虑结构振动影响的单向耦合方法，也有考虑结构振动与流场相互作用的双向耦合模拟办法。只要弹性体的振动幅度远小于流体边界层厚度，是可以采用第一种方法的，由于本文研究的风机转速低，叶片焊在前后盘中，叶轮强度高，不易变形，因此采用单向耦合计算。

网格质量对计算精度、稳定性、收敛速度有很大的影响。网格主要有结构化网格和非结构化网格，其中结构化网格生成的质量好、网格需求数量少、数据结构简单、有利于计算机存储数据和提高计算速度。由于本文中风机管道较长，进口与出口都达到 10m 以上，对于这样一个大型的装置，如果采用非结构化网格，网格数量会超过目前单机的最大允许量，所以本文计算选用结构化网格。

由于叶片是旋转的，需要建立一个小圆柱体包含叶片，整个圆柱体区域作为旋转域，通过圆柱表面与蜗壳流域进行数据传递。另外，由于出口段有圆变方段，为了保证网格质量，圆变方段和后面的出口做作为另一个流域。

对于风机旋转状态的模拟，有稳态方法，也有瞬态方法，其中稳态方法主要是采用旋转坐标系下的运动方程求解，瞬态计算时间长，且需要稳态计算结果作为起始条件。本文先进行稳态流场模拟，并用测量得到的管中风速进行验证。然后进行瞬态的大涡模拟计算，计算三个位置处的脉动压力，用测量得到的脉动压力进行验证。

3.2 离心风机稳态流场模拟与验证

3.2.1 数值计算方法

3.2.1.1 流体动力学基本方程

对于三维不可压缩流体，无量纲化的 Navier-Stokes 方程在直角坐标系下的张量形式：

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 & \text{连续性方程} \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) & \text{动量方程} \end{cases} \quad (3.1)$$

其中 ρ 为流体密度, ν 为流体运动粘性系数, F_i 为外力项, p 为平均压力, u_i' 为速度脉动量。对 NS 方程进行时间平均, 引入了未知的 Reynolds 应力项 $\overline{u_i u_j'}$, 需要使用湍流模型来确保方程的封闭。

湍流模型是依据湍流的理论知识、试验数据或直接数值模拟结果, 对 Reynolds 应力做出各种假设, 即假设各种经验的和半经验的本构关系, 从而使湍流的平均 Reynolds 方程封闭。从对模型处理的出发点不同, 可以将湍流模式理论分成两大类: 一类为二阶矩封闭模式, 另一类为涡粘性封闭模式。在工程湍流问题中得到广泛应用的模式是涡粘性封闭模式, 这种模式为了使控制方程封闭, 引入了多个附加的湍流量, 因此需要同时求解多个附加的微分方程, 根据求解的附加微分方程的数目, 一般可将涡粘性模式划分为四类: 零方程模式、半方程模式和两方程模式。常用的两方程模式又包括: Stand k- ε 、Realizable k- ε 、低 Reynolds k- ε 、RNG k- ε 、SST k- ω 模型等。其中的 RNG k- ε 模型是 Stand k- ε 模型的变形。

由于风机管中速度不高, 可当做不可压缩气体处理。求解时采用 RNG (ReNormalization Group) k- ε 模型, 它是由 Yakhot 及 Orzag 提出的^[108], 是 Stand k- ε 模型的变形。在 RNG k- ε 模型中, 方程和系数是来自解析解, 在 ε 方程中的改变改善了模拟高应变流动的能力, 其他增加的选项用来预测涡流和低雷诺数流动; 另外, 修正后的粘度项体现小尺度的影响, 从而使这些小尺度运动系统地控制方程中去除, 可以更好地处理高应变率及流线弯曲程度较大的流动, 相应的方程为^[15]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + \rho \varepsilon \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{C_{1\varepsilon}^* \varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.3)$$

其中,

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t \\ \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \\ C_\mu = 0.0845, a_k = a_\varepsilon = 1.39 \\ C_{1\varepsilon}^* = C_{1\varepsilon} - \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \\ C_{1\varepsilon} = 1.42 \quad C_{2\varepsilon} = 1.68 \\ \eta = (2E_{ij} \cdot E_{ij})^{1/2} \frac{k}{\varepsilon} \\ E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ \eta_0 = 4.377, \beta = 0.012 \end{array} \right. \quad (3.4)$$

模型是针对充分发展的湍流有效的，而对近壁区内的流动及 Re 数较低的流动，一般采用壁面函数法来模拟，本次壁面函数采用的是标准壁面函数。

3.2.1.2 流体计算的有限体积法

流体微分方程是针对一个流体微团满足的控制方程式，对于一个宏观的流体在数值计算时，还要划分网格、建立离散方程、离散初始条件及边界条件、确定求解控制参数、求解离散方程等步骤，这些研究被称为计算流体动力学（Computational Fluid Dynamics, CFD），它是近代流体力学、数值分析、计算机科学结合的产物，是一门具有强大生命力的交叉学科。CFD 的数值解法有很多分支，这些方法之间的区别主要在于对控制方程的离散方式。根据离散原理的不同，CFD 大体可以分为有限差分法（FDM）、有限元法（FEM）、有限体积法（FVM）。有限体积法基本思路是将计算区域划分为一系列不重复的控制体积，并使每个网格点周围有一个控制体积，将待解的微分方程对每一个控制体积积分，便得出一组离散方程。有限体积法具有有限元方法的网格剖分的灵活性，能逼近复杂的几何区域；它又不同于有限元法，避免了在单元上构造插值函数，具有有限差分法在格式构造上的多样性，可以利用几乎所有差分方法的技术和理论结果。本文计算使用的数值计算软件是 **Fluent**，采用的就是有限体积法。

3.2.2 模型建立

网格划分的基础是三维几何模型，其精度要尽可能地高。离心风机的叶片是空间扭曲的，是最大的测绘难点。由于后面要进行大量的数值计算，特别是叶轮旋转噪声预报

时，旋转方向必须是软件允许的方向，所以坐标原点首先要确定好，这里将靠近电机一侧蜗壳的内表面与电机轴线相交的点作为原点，进口来流的反方向作为 Z 轴。

3.2.2.1 叶片模型的建立

购买的风机叶片是安装好的，需要拉出来进行测量，加工了如图 3.1 的拆卸工具，用扳手旋转螺母，螺栓一端会顶住电机轴，叶片就会慢慢脱开。



图 3.1 叶片的拆卸

3.2.2.2 激光扫描系统 EXAScan

由于叶片是扭曲的，前盘也是弧形的，难以直接测量，需要借助于扫描系统。EXAScan 可以通过扫描物体表面，采集物体表面的型值数据，在检测软件中进行编辑和后处理，扫描系统如图 3.2 所示。



图 3.2 激光扫描系统

扫描时，首先在被拍摄工件表面上粘贴直径为 6mm 的高反射定位标点，点间距为 20~100mm，定位标点不能遮挡表面特征，呈不规则分布，由于 10 个叶片是一样的，只

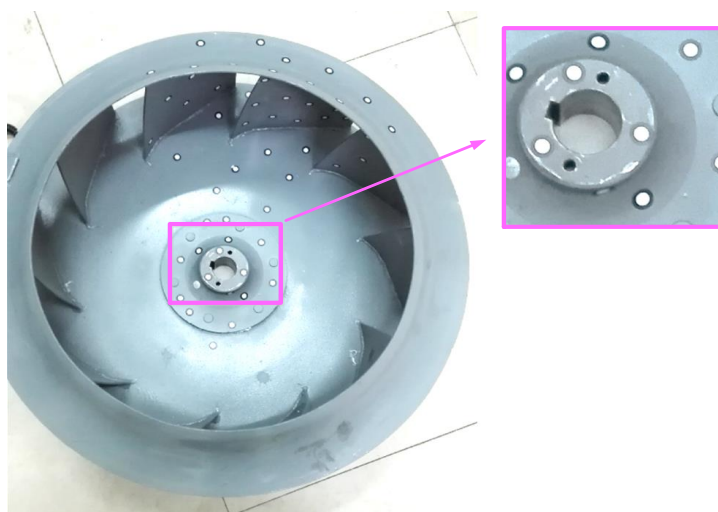


图 3.3 在叶片上点贴定位标点

EXAscan 扫描后的数据可以输出到 VXELEMENTS-3D 软件中，继而可以在此软件中处理扫描数据，提取特征信息，构造曲线，形成精确的 NURBS 曲面，构建物体数字模型，如图 3.4 所示。数字模型导入到 UG 软件（Unigraphics 是由 Siemens PLM Software 公司出品，是高端及商业 CAD/CAE/CAM 应用开发的常用三维软件）中可以生成叶片，如图 3.5 所示。

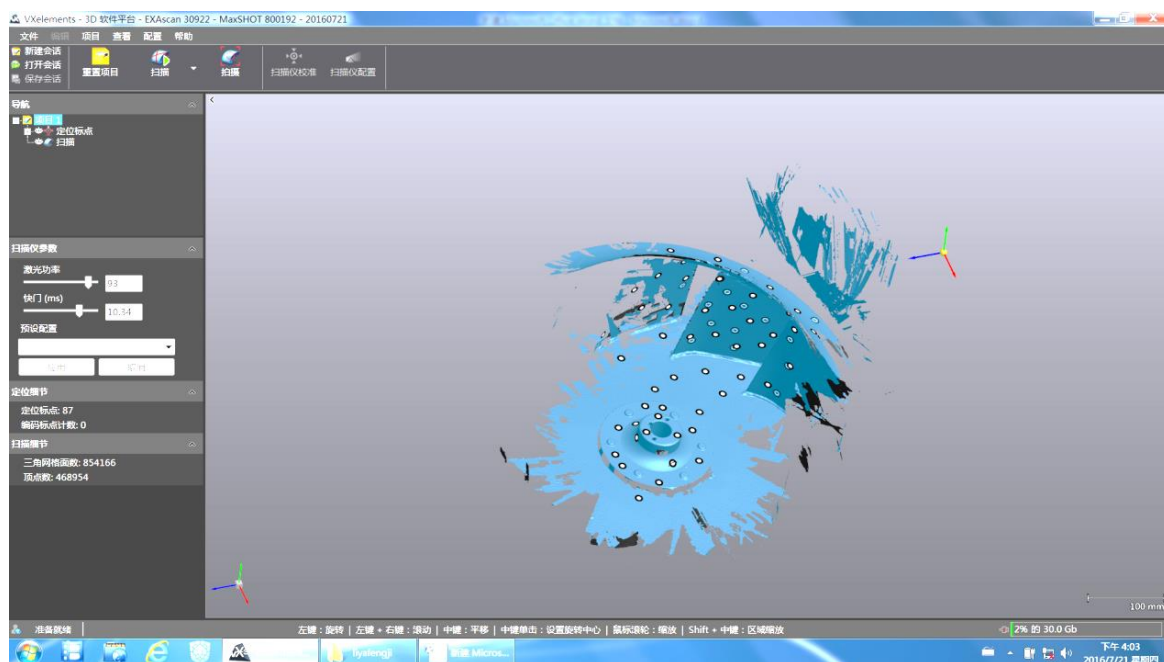


图 3.4 扫描到软件中

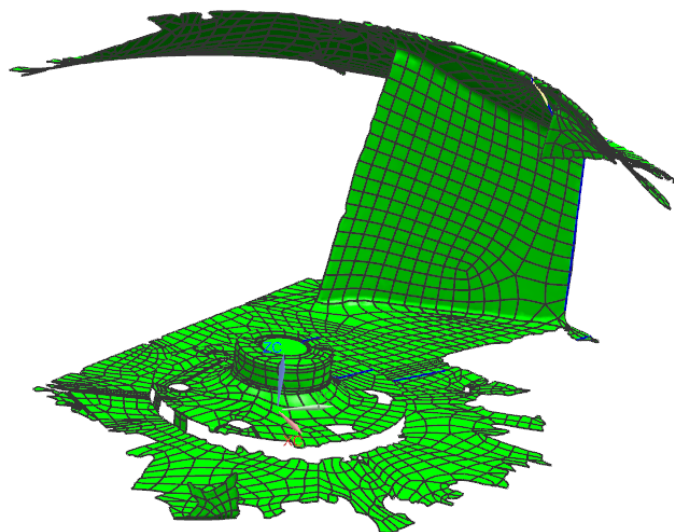


图 3.5 数字模型导入到 UG 软件中

从图 3.5 可以看出，风机的一个叶片形状已经具备，但由于将来要进行结构化网格的划分，必须具备清晰的轮廓，因此还需要对叶片进行光顺处理。

首先垂直于叶片轴线建立 11 个参考面，与几何体相交，形成了 11 处的截线，然后再建立沿弦长方向的参考面，在弯折部分多分布一些，这些参考面与截线就可以得到各个交点，其中截线两端处不易形成交线，采用手工形成，如图 3.6 所示。将这些交点全部导入到 EXCEL 表格中，就可以得到各截线处的坐标。

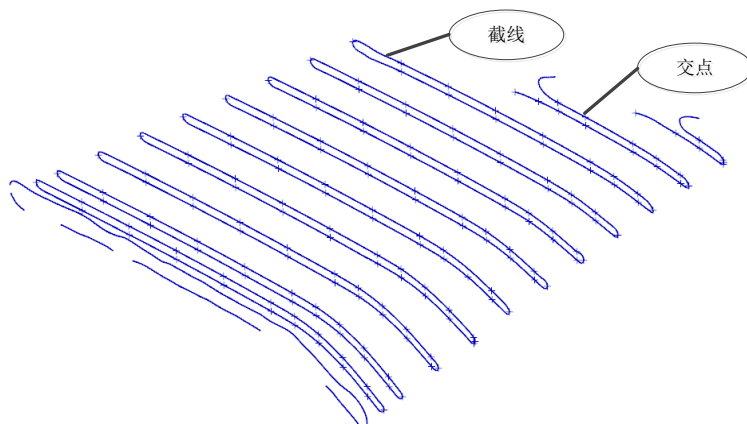


图 3.6 叶片绘制过程

由于叶片是刚板弯折而成，可以得到拱弧线的数据。由于后期要进行裁剪，所以末端的线进行了延长，如图 3.7 (a) 所示。在 UG 软件中，导入这些数据，然后形成 12 条线，利用“通过曲线曲”的方法形成面，然后通过片体加粗的方式形成一个独立的叶片。

再建立叶片前盘和后盘以及毂径部分，最终得到的为 10 叶、前盘最大直径为 503mm，重量为 14.17kg，与实际测量结果 13.96kg，相差无几，形成后的三维图见图 3.7。

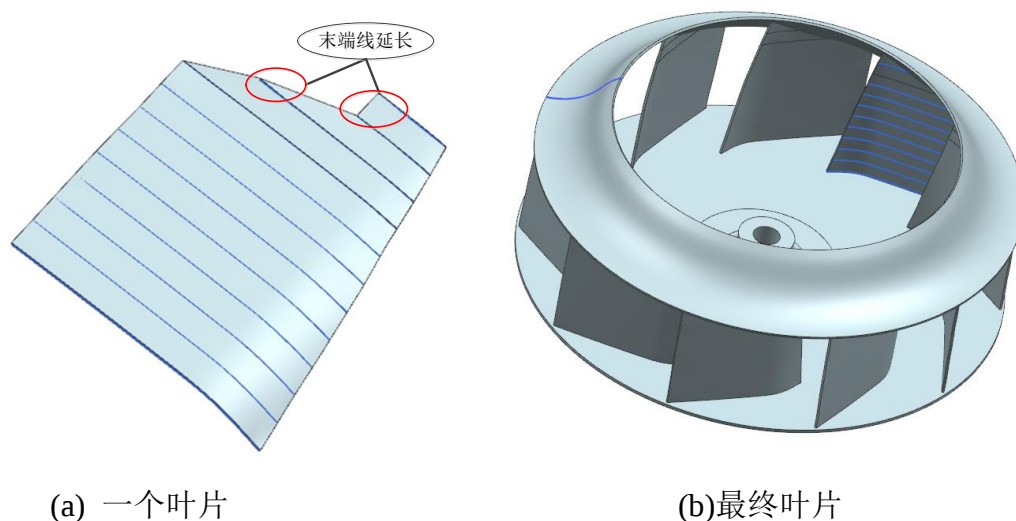


图 3.7 风机叶轮

对于蜗壳等其它部分采用刚尺、游标卡尺等进行测量。最终包含管道的整个模型如图 3.8 所示，其中进口长约 12.3m，出口长约 11.6m，出口管道直径为 267mm，进口管道开始部分为 267mm，经扩张段后为 300mm。

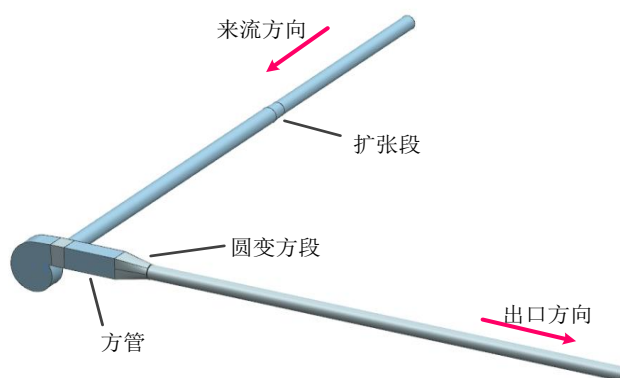


图 3.8 整体模型示意图

3.2.3 风机结构化网格划分

对于数值模拟而言，除了模型简化、边界条件的设定之外，计算使用的网格质量也是影响模拟效果的关键因素之一。划分网格是数值计算的一个重要环节，CFD 数值计算大量的时间是用在网格划分上。网格划分像是工匠做器物一样，需要审曲面势，考虑众多因素，所划分的网格形式对计算精度和计算效率将产生直接影响。划分网格时应考虑的一些基本原则，如网格数目、网格疏密、单元阶次、网格质量、网格分界面和分界

点、网格布局^[109]。

网格主要分为结构化网格和非结构化网格，其中结构化网格有很多优点：网格生成的速度快；网格生成的质量好；数据结构简单；对曲面或空间的拟合大多数采用参数化或样条插值的方法得到，区域光滑，与实际的模型更容易接近。但遇到复杂的外形或流场进行网格划分时，适应能力就比较差，需要大量的人工介入，而非结构化网格的几何灵活性就十分突出，具有非常好的普适性。

由于运算速度和对涡结构的模拟上，结构化网格也优于非结构化网格。另外结构化网格数量需求也较少一些，由于本文中风机管道较长，进口长约 12.3m，出口长约 11.6m，对于这样一个大的流域，非结构化网格数量会非常庞大，很可能超过目前单机的处理能力，所以本文计算选用结构化网格，使用一种专业的前处理软件 ICEM CFD（The Integrated Computer Engineering and Manufacturing code for Computational Fluid Dynamics，擅长划分结构化网格）划分。

数值计算中须对一些几何特征进行简化，以方便网格的划分和后期计算收敛性加快。对于蜗壳中有轴穿过，在后期的流场模拟中，不考虑蜗壳上的轴孔，另外叶片突起的桨毂也不考虑。由于在风机入口处的钢板厚度为 2mm，而且稍向外卷曲，在流域绘制时，只要钢板两侧作为边界，如图 3.9 所示。

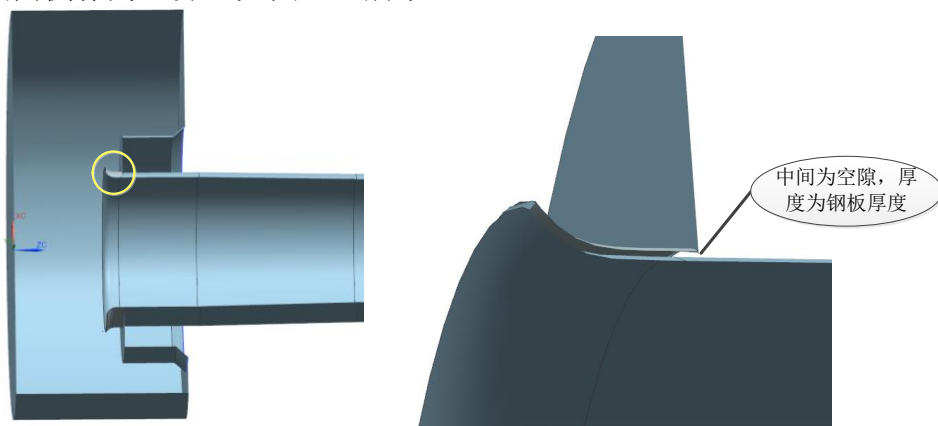


图 3.9 进口钢板厚度处理（右侧为局部放大图）

数值计算中采用多参考系模型（MRF），因此蜗壳内部需要分成两个区域，具体实施方法：风机叶片所在区域划分出一个小圆柱体区域，其中示意图如图 3.10 所示，交界面有阶梯。小圆柱体内包含叶片，此区域作为转动部分，其他区域作为外域，为静止部分，静止部分和转动部分设置交界面（interface）进行数据交换，以此来保证各物理量守恒。其中叶轮后盘与蜗壳间距只有 6mm，在绘分区时，从中间剖开。

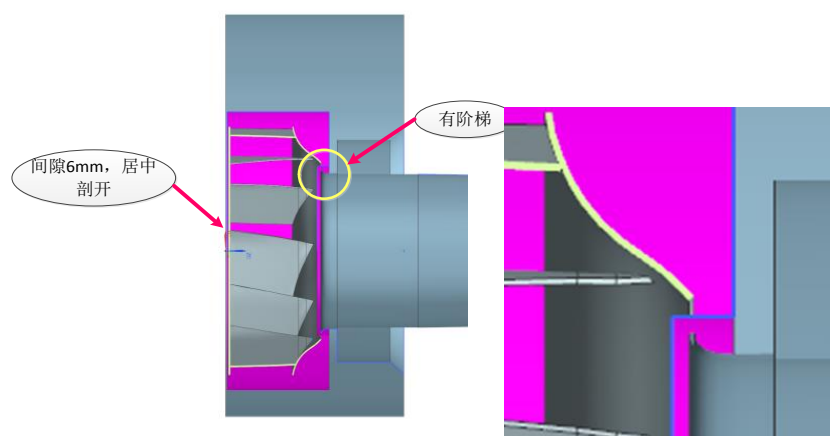


图 3.10 交界面划分示意图（右侧为局部放大图）

由于风机内部流场复杂（气体由叶片甩出、进风口与出风口垂直），而且体积较大，因此对网格质量要求较高，另外网格数量应尽可能少一些。风机叶片是 10 叶，在划分时，先在 UG 中剖分成 1/10 部分，如图 3.11(b)所示，它由两段折线形成的面剪切而成，然后再划分网格，由于叶片和前盘是扭曲的，在划分时需要添加大量的辅助线并进行线、面的关联，最终旋转生成总体的网格。划分过程如图 3.11 所示。

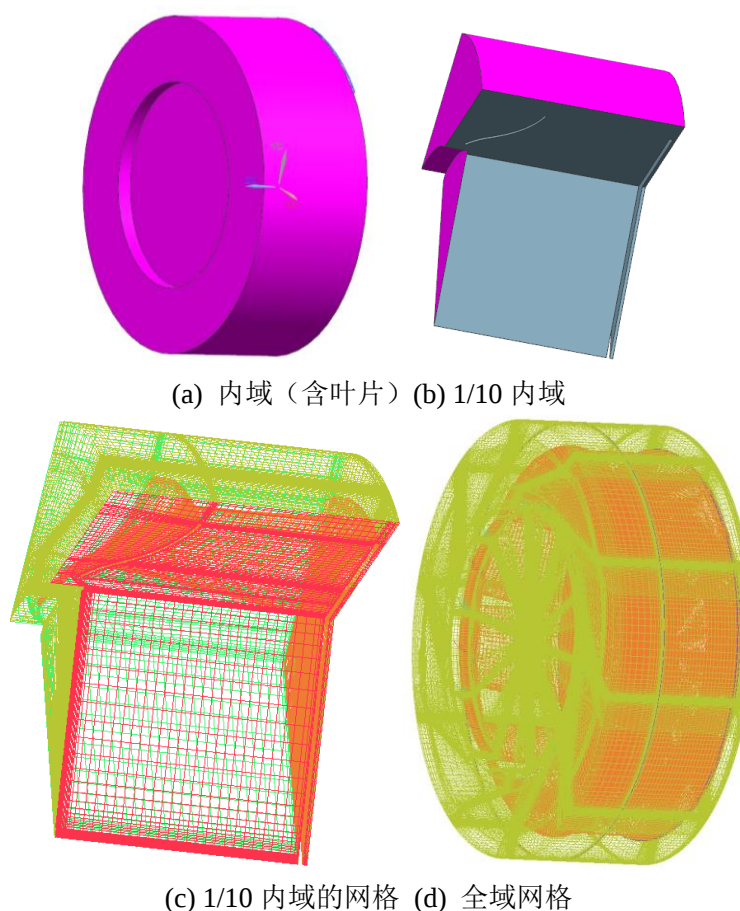


图 3.11 风机网格的划分

由于风机出口部分是圆段，而之前是方段，这样静止区域的网格由二部分组成：蜗壳部分、出口部分。其中蜗壳部分需要有如图 3.12 所示的拓扑结构（箭头表示关联），需要通过大量的节融合、块的合并、块的删除，才能得到。在这个基础上，进行细致的分割成块，再大量使用点、线、面的关联，最终才能得到高质量的网格。图 3.13 为蜗壳网格，图 3.14 为蜗舌位置处网格，出口部分网格容易划分，图 3.15 为划分后的网格。

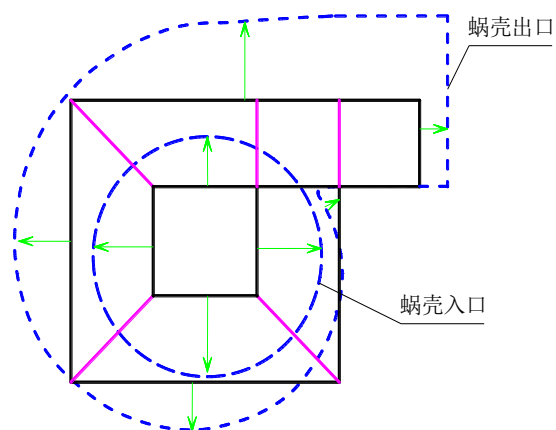


图 3.12 蜗壳部分的拓扑结构



图 3.13 蜗壳部分（含入口与部分出口）网格

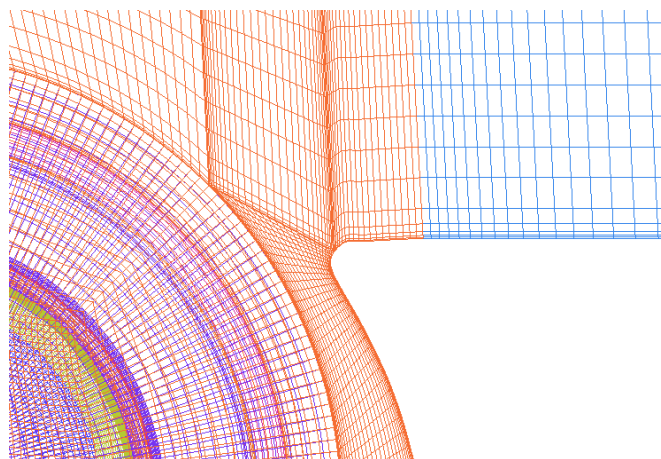


图 3.14 蜗舌部位网格

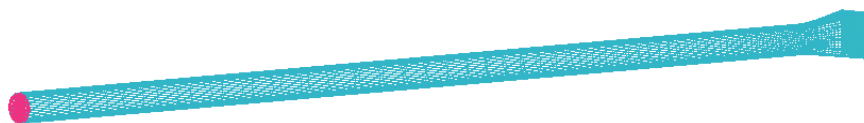


图 3.15 风机出口段网格

蜗壳部分网格第一层网格厚度设置为 0.6mm，叶轮部分为 0.3mm，出口段也为 0.3mm。第一层网格厚度主要由无因次壁面法向高度 $y^+ = \frac{v_\tau y}{\nu}$ 决定，其中 v_τ 为粘性底层中流体速度， y 为底层厚度， ν 为运动粘性系数。在运算稳定后， y^+ 处于 5~35 范围内，保证了底层网格处于对数率层以内^{[110][111]}，即配置到湍流充分发展区域。

3.2.4 网格收敛性分析

风机的轴没有裸露出来，不能采用常规的方法测量转速，本次转速测量是通过分析蜗壳表面脉动压力的频谱后得到。图 3.16 所示为 2#测点处的脉动压力的频谱图，可以看到 245.02Hz 的尖峰，这个尖峰对应频率为叶频，由于风机叶片为 10 叶，这样轴频为 24.5Hz，风机的转速为 1470r/m。

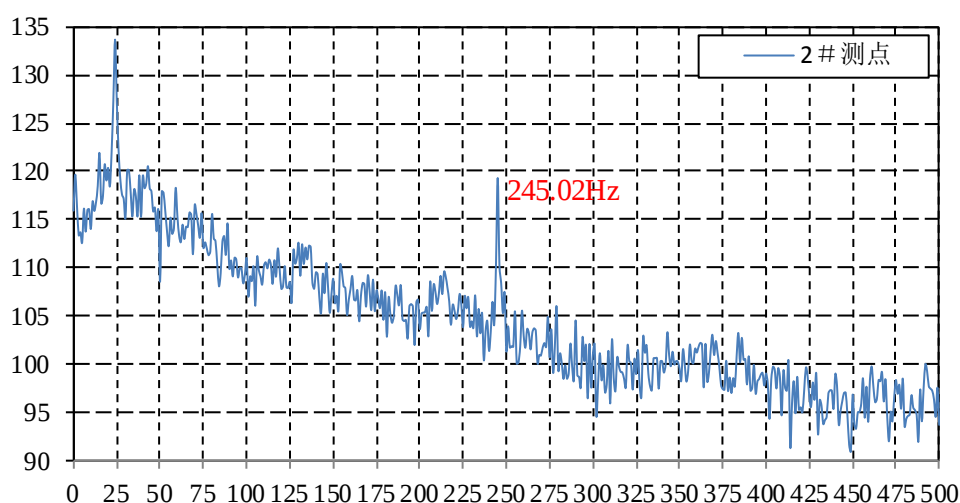


图 3.16 风机 2# 测点脉动压力频谱

在数值计算方面，除了网格质量之外，边界条件对计算准确性也有较大影响。对于不可压缩流体，入口或出口边界条件一般可以设置速度入口或速度出口边界，压力入口或压力出口边界，进风口或通风口边界条件，其中比较常见的是速度入口、自由出口，如在车载高效离心风机内部流动的数值模拟^[112]、离心风机整机三维数值仿真方法^[28]中使用了这种边界条件，另外在与风机类似的离心泵激励力模拟时^[113]中也使用了这种边界条件。对于压力入口、压力出口，在轴流风机流场模拟^[24]中，采用了这种边界条件，

但无试验结果验证。在离心风机流场数值模拟研究^[26]中，在验证时是用计算出来的全压与风机性能试验测得的结果进行验证，没有进行速度验证。而在风机实际运行中，实际只有一个转速参量，还有自由出入口，在软件中采用这些条件理应能够得到精确的出口速度。

3.2.4.1 参数设置

稳态流场计算时，叶轮位于网格导入到 FLUENT 的初始位置，计算时需要对物理模型、计算参数进行设置，这些设置均在 FLUENT 中完成，具体设置如下：

1) 流域设置

旋转流域与静止流域的流体材质为空气，旋转流域与静止流域的湍流模型均采用 RNG k- ϵ 模型。由于在粘性底层中速度梯度较大，若直接求解，需要布置较多节点，一般要 10 层以上，这样一来会占用大量的计算资源，而且本文划分的网格还不满足这个条件。在边界层中，是存在解析解的，可以用数学模型代替，这就是壁面函数，本文使用的标准壁面函数。

整个区域设置为运动参考系(Frame Motion)，旋转速度为 1470rpm，旋转轴为 Z 轴，旋转方向与实际方向一致。

2) 边界条件设置

自由入口的湍流强度设为 2%、湍流粘性比设为 2，而出口处由于湍流已经充分发展了，所以出口的湍流强度设为 5%、湍流粘性比设为 5，除了下面的 interface 界面外其他边界条件均设为壁面条件，即无滑移边界条件。

由于网格分为三部分，因此需设置两个交界面，一个是蜗壳与叶片，另外一个为蜗壳与出口段。

3.2.4.2 求解方式

在求解时采用求解压力耦合方程的半隐方法 (Semi-Implicit Method Pressure Linked Equation, SIMPLE)，梯度采用基于单元的最小二乘法。动量方程差分采用二阶迎风格式，湍动能、耗散率的差分等均采用一阶迎风格式。

松弛因子决定了计算收敛的速度，较大的松弛因子会加快计算速度，较小的则收敛会好一些，但计算速度会慢一些。压力、动量、流场粘性、均采用程序默认数据，湍动能设为 0.5，湍流耗散率设为 0.8。

残差监控有连续性方程，X、Y、Z 三个方向的速度等四项，其中连续性方程残差设

置为 10^{-6} ，其他的均为 10^{-3} ，以使计算充分收敛。

由于风机中的流体从 Z 向进来、X 向出去，流场方向发生变化，因此初始流场的选择比较重要，一般情况下是从入口条件获得，但这里入口为自由入口，所以选择初始流场速度为全域为 0m/s。

3.2.4.3 多套网格进行网格收敛性分析

数值计算对电脑硬件要求较高，本文使用的电脑主参数如下：操作系统 WIN7（64 位）、CUP 为 Intel Core I7-7700，内存为 32GB，软件 FLUENT 版本为 16.0。

网格疏密情况对数值计算的结果影响较大，只有当网格数量的增加对计算结果影响不大时，这时的数值模拟计算结果才具有意义。因此，对于本文的数值计算首先要进行网格收敛性检查。由于本文采用的是结构化网格，在调整时，其中第一层网格（边界层网格）厚度基本不变，调整线上节点的个数，然后运用到所有平行的线上，即可达到调整网格数量的目的。本文共使用了 5 套网格，见表 2.1，分别采用上述的稳态流场方法进行计算，可以看出，网格数量从低到高变化时计算结果已经趋于稳定。在后继的处理中采用的是第一套网格。

表 2.1 不同数量网格计算结果

序号	变化情况	蜗壳与管道 网格数量	叶片部分网 格数量	出口管道网 格数量	出口流量 kg/s	备注
1	蜗壳部分变 化	234 万	519 万	27 万	1.42	
2		175 万	519 万	27 万	1.43	
3		131 万	519 万	27 万	1.49	
4	叶片部分变 化	234 万	519 万	27 万	1.42	同 1 中结果
5		234 万	390 万	27 万	1.44	
6		234 万	293 万	27 万	1.47	

3.2.5 数值计算结果的分析与验证

在采用了第一套网格计算后，模拟结果需要通过试验验证。试验中测量了管中的风速，因此模型结果主要是通过风速进行验证。另外，电机也标明了功率，也可以从计算到的叶轮功率来近似验证。

3.2.5.1 风速验证

在 Fluent 中计算 6000 步后，计算结果就已经收敛。与测量位置相对应在出口管距出口处 6.1m 处，垂直于气流方向，做一个平面，在这个平面上可以得到速度矢量图，如图 3.17 所示。

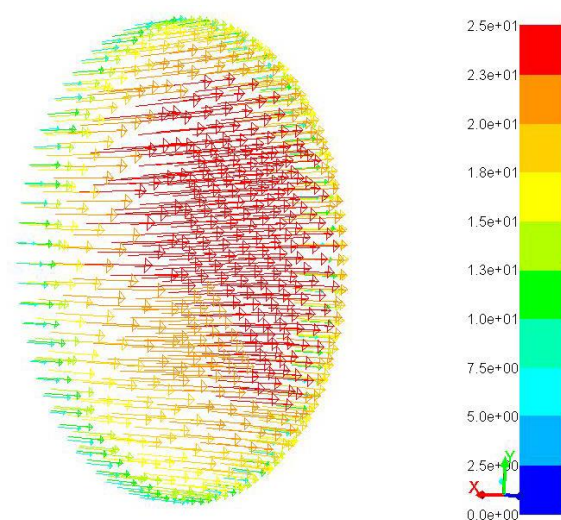


图 3.17 风机出风管截面处速度矢量图

管中速度在 X、Y、Z 三个方向的分量分别使用 Tecplot 软件（美国 Tecplot 公司的数据分析和可视化处理软件）绘出，如图 3.18 所示，可以看出 X 方向的速度在管中心区域达到了 22m/s，远大于 Y 方向与 Z 方向的结果，同时在图 3.18 (a)中的左下方，速度稍小，等值线有些向中心凹陷，而图 3.18 (c)中同样位置的速度较大，结合图 3.17 中同样位置的矢量图，可以看出这里的气体速度矢量并不是垂直平面的，气体是扭转喷出的。通过在 FLUENT 中提取风管中心的速度，可以得出在这点处的值为 22.9m/s。

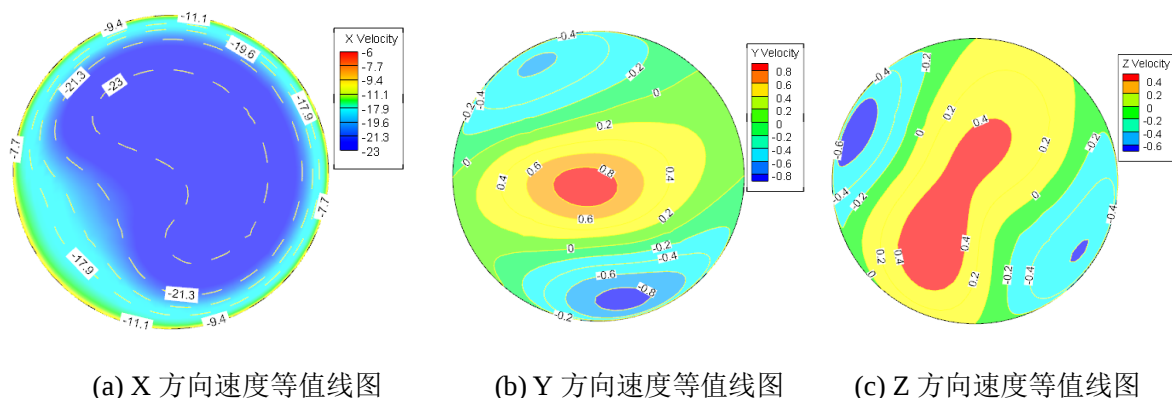
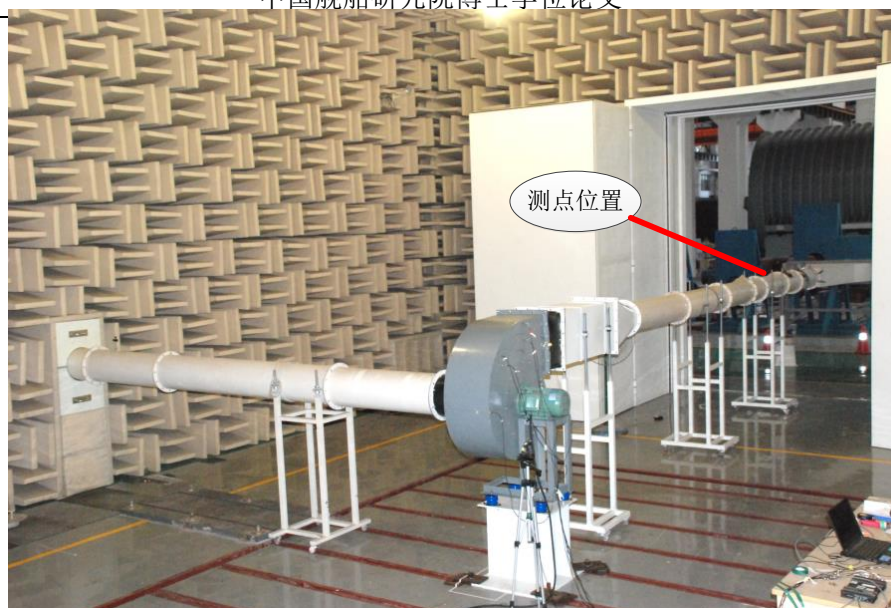


图 3.18 风机出风管截面处速度等值线图

试验中的照片如图 3.19 所示，风机的管道较长，部分延伸到墙壁外面。具体测点如图 3.19(a)所示，离电机轴线中心的水平距离约 5.5m。



(a) 风机部分



(b)进风口



(c)出风口

图 3.19 试验中的风机

风管中风速测量采用的是手持式风级计，测量时在壁面钻一小孔，探头置于风管中间，测量中采用 mean 短时求平均值的功能，结果为 21.9m/s。数值模拟得到的计算结果（22.9m/s）与实际结果非常接近，仅高出 4.6%，差别的原因有可能是实际风管由多段连接而成，在接口处无法对齐，流道并不如数值模拟中的光顺。

从图 2 中可以看出离心风机风管很长，出入口均达到 12m 左右，另外，其中有 267mm 到 300mm 的扩展段、出口方管、方变圆段，管道类型多。而经过几何建模与网格划分和数值求解后，可以得到非常准确的流速结果，这说明数值模拟是十分可靠的。

3.2.5.2 扭矩验证

风机在 Z 方向的扭矩为 11.2N.m，这样功率为 $2\pi nM$ ，为 1724W，而风机的功率为 2.2kW，考虑到其他损失，如电机损失、轴传动损失、没有在额空转速上运转等因素，FLUENT 模拟得到的叶片上消耗的功率在量级上是与风机功率是一致的，从这方面也确

定了计算结果的可靠性。

3.2.6 流场分析

3.2.6.1 速度分布云图

做 $X=0$ 的截面，在这上面可以得到速度分布云图，如图 3.20 所示。可以看出，在右侧的进口管内速度分布比较均匀，在最左端中心处，速度最低，气体被甩出后，在叶片末端速度最高，在左上角速度又比较低，整体的气流速度分布比较乱。

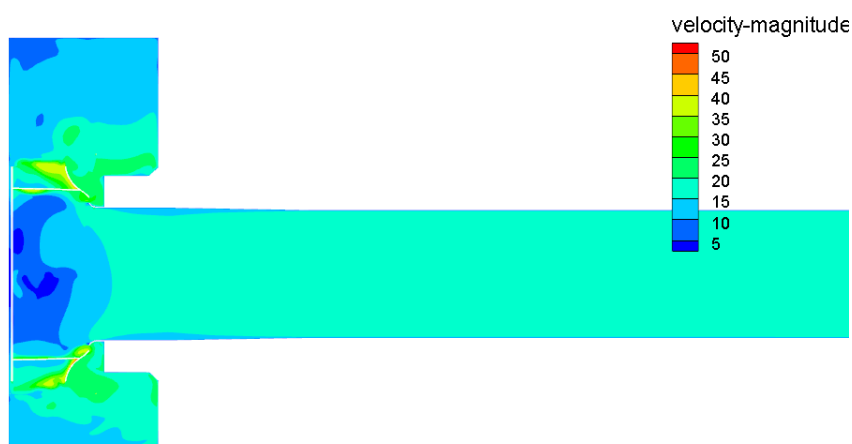


图 3.20 风机速度分布云图（来流方向）

垂直于 Z 轴在叶片中间位置做出中间截面，即做 $Z=65\text{mm}$ 的截面，在这个截面上绘制速度分布云图，如图 3.21 所示。可以看出在出口处上方速度大、下方速度低，在经过方变圆段后，速度基本一致；在叶片尾端速度最大，气体蜗舌上方速度低，而在顶部速度又高了起来，这属于射流—尾迹结构。

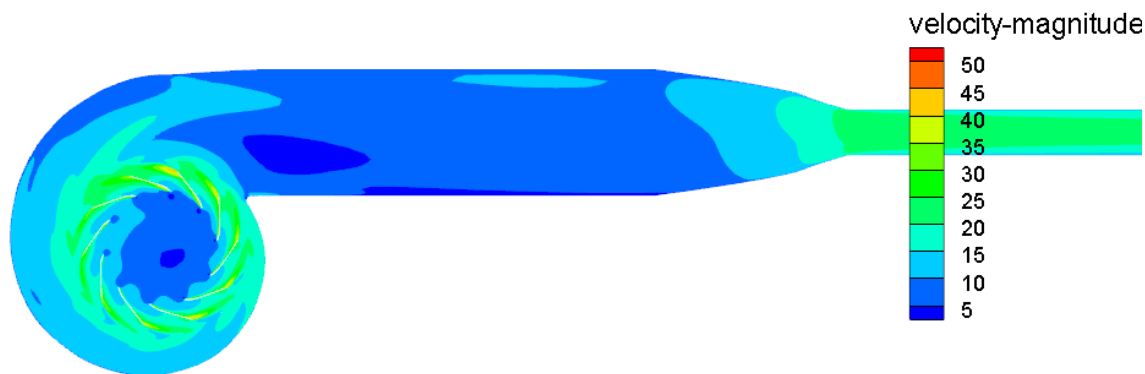


图 3.21 风机速度分布云图（出口方向）

从入口和出口两个典型截面的速度分布图来看，风机中的流场从入口到出口整体方

向发生了 90° 的转变，主要变化在蜗壳中，发生了叶片的吸入、甩出、射流现象。

3.2.6.2 流线图

图 3.22 是管道中的流线图，颜色采用粒子变化 (particle variable) 渲染。在蜗壳出口处气体是旋转出去的；在蜗舌部位流场比较复杂，由于蜗舌的阻挡，部分气体在前盘位置“择路逸出”（如图 3.23 所示，在叶轮与挡风圈之间有大量空隙）；另外在后盘与蜗壳之间是 6mm 的空隙，这一部分也有气体流进。可以看出风机内部流场总体方向是吸入、甩出、由于蜗舌的阻挡，又旋转着出去，由于出口管道为方形管，这样管道阻力必须很大，这也是水泵一般采用圆形壳体的原因之一。

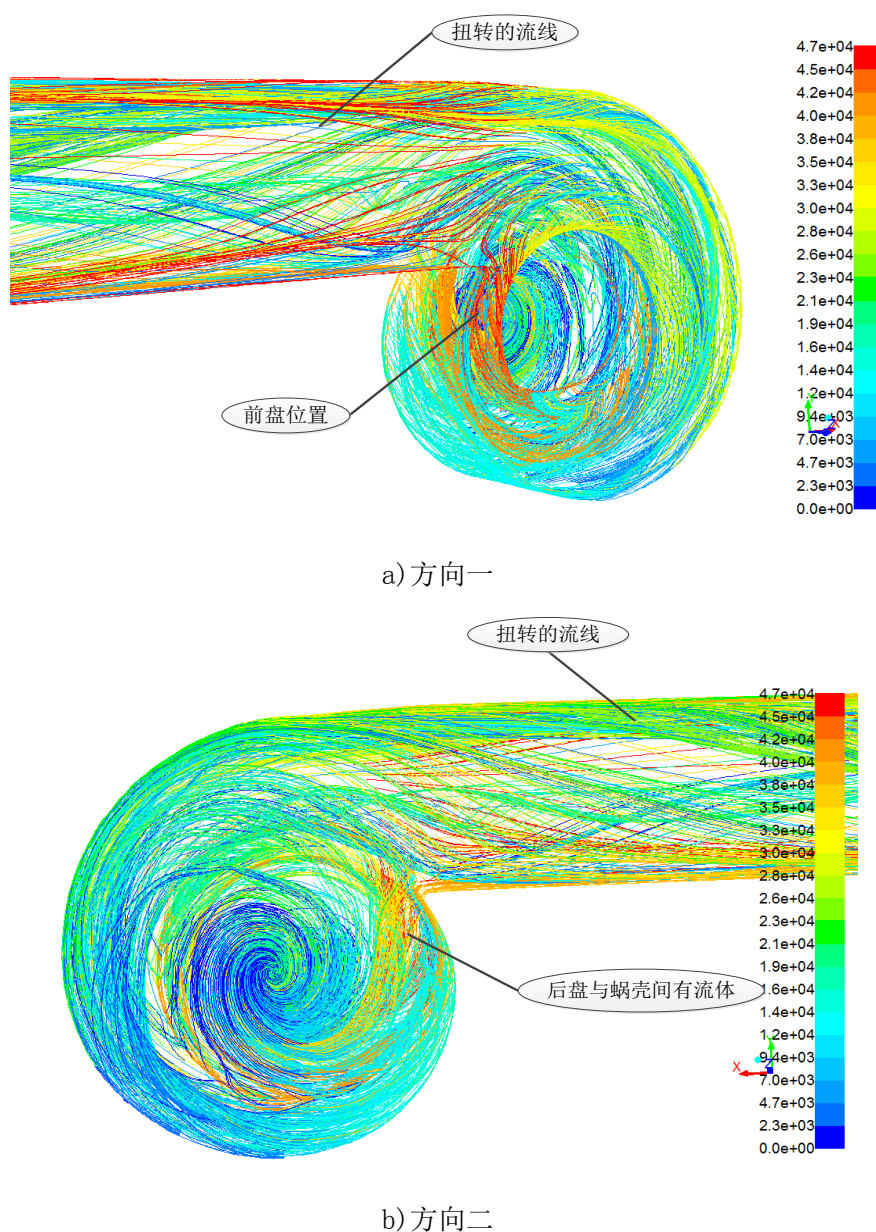


图 3.22 风机中的流线分布

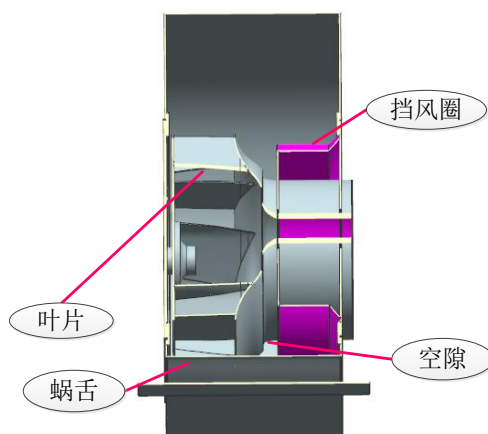


图 3.23 风机内部结构

3.3 离心风机非稳态流场模拟与验证

稳态流场是从旋转坐标系的观点得到的某一瞬时的流场结果，而振动、噪声是由随时间变化的力源项得到的，所以必须进行非稳态流场模拟。进行瞬态模拟，可以采用直接数值模拟（DNS）和大涡模拟（LES），前者可以得到各种尺度的随机运动，获得湍流的全部信息，但由于计算条件限制，目前只能限于一些低雷诺数的简单流动。而大涡模拟是介于 DNS 与 RANS 之间的，目前 LES 方法是计算湍流的强有力的工具之一。

3.3.1 大涡模拟方法

大涡模拟（LES）方法是将非定常的纳维-斯托克斯方程（Navier-Stokes equations）在一个波数空间或物理空间上进行滤波，以使从流场中去掉小尺度涡，导出大涡所满足的方程。由于湍流的大涡结构强烈地依赖于流场的边界形状和边条件，很难找出普遍的湍流模型来描述有不同边界特征的大涡结构，所以采用直接模拟。而小尺度涡对边界条件不存在直接依赖关系，在高雷诺数下，表现出各向同性的特点，所以亚格子尺度模型具有更大的普适性，也比较容易构造，这也是它比雷诺平均方法要优越的地方。

3.3.1.1 控制方程

经过网格滤波的连续性方程和 NS 方程可以表示为^[13]：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.6)$$

其中 ρ 为密度, u_i 为速度, σ_{ij} 为分子粘性引起的应力张量; τ_{ij} 为亚格子应力, 需用亚格子涡模型进行模拟。

$$\sigma_{ij} \equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (3.7)$$

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.8)$$

若令 $u'_j = u_j - \bar{u}_j$ 代表小尺度运动, 则可将 τ_{ij} 分解为:

$$\tau_{ij} = (\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) + (\overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j}) + \overline{u'_i u'_j} \quad (3.9)$$

其中第一项为外散射项, 代表两个大涡间的相互作用; 第二项为交叉项, 代表大、小涡间的相互作用, 其间能量可以从大涡向小涡传递, 也可以反向传递, 但总体平均起来, 能量还是以从大涡向小涡传递为主; 第三项为反散射项或逆散射项, 代表小涡间的相互作用以产生大涡, 并带来能量从小涡到大涡的传递。

3.3.1.2 亚格子应力模型

亚格子模型有多种, 主要有 Smagorinsky-Lilly^[114], 后来有很多学者发展了该模型, 由于风机壁面形状较为复杂, 本文使用的是 WALE (Wall -Adapting Local Eddy-Viscosity, 壁面自适应局部涡粘性)。

3.3.2 计算设置

大涡模拟计算对初始条件要求较高。首先采用前面计算的 RNG k- ϵ 模型下的结果做为初始条件, 进行叶片没有真实旋转运动时的大涡模拟计算, 即采用瞬态计算, 但旋转域依然采用运动参考系 (Frame Motion), 在计算稳定后, 内域采用网格运动 (mesh motion) 形式以实现真正的模拟, 在运行一段时间后, 计算稳定, 即可进行数据采集。本次数据采集的起始步数为第 4200 步, 对应时间为 0.105s。计算时的时间间隔为 2.5×10^{-5} , 这样可分析的频率范围为 20kHz。

在大涡模拟某个时刻时, Y^+ 的分布值如图 3.24 图所示, 可以看出叶片上的值在 0~70 之间, 部分位置比较尖, 这是由于叶片采用全域结构化网格划分, 在某些位置网格尺寸需要大一些, 蜗壳上的值分布在 2~40 之间, 满足大涡模拟满足数值计算要求。

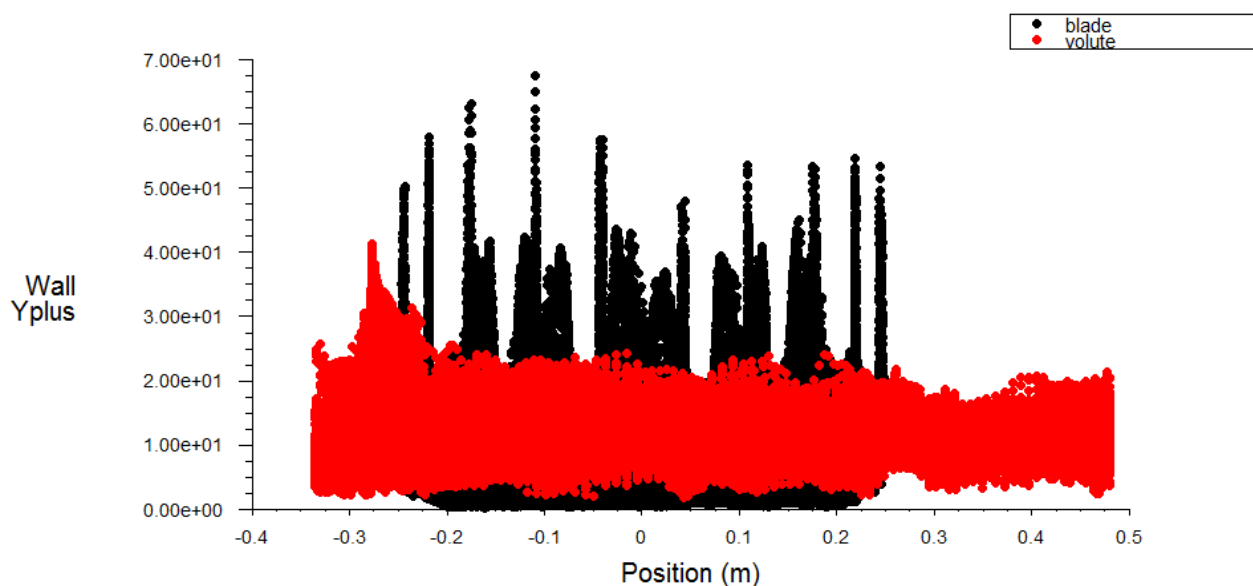


图 3.24 叶片与蜗壳的 Y+值

3.3.3 脉动压力计算与验证

试验中在三个典型位置进行了脉动压力测量，那么采用大涡模拟也可以输出三个位置处的脉动压力变化情况。首先建立三个点 1#(0,0.554,0.093)、2#(0.479,0,0.093)、3#(-0.296,0.108,0.093)，部分点坐标比试验时的值稍小一些，因为划分网格时不可能全部与蜗壳表面相贴合，部分点要落在蜗壳内部。

在输出数据时采用 Surface Monitors（表面监测）的办法，FLUENT 会将每个离散时间处的计算结果存储在文件中。采用 Area-Weighted Average Integral（加权面积积分）的方法可得到这个面积上的压强。由于大涡模拟计算时间较长，本次计算中，计算了一周，共 0.041s，如图 3.25 所示为叶轮旋转一周的脉动压力结果，起始时间为 0.105s，为大涡模拟开始记录的时刻。可以看出在 3# 位置处的脉动压力幅值最大，最大为 58Pa。每根曲线都有明显的波峰波谷，但又不完全重复，这是因为蜗壳表面的涡有大涡小涡之分，如果是大涡，则旋转了 1/10 周，那个涡还没有完全“移动”过去，其影响没有消除，可能则会造成这种现象。

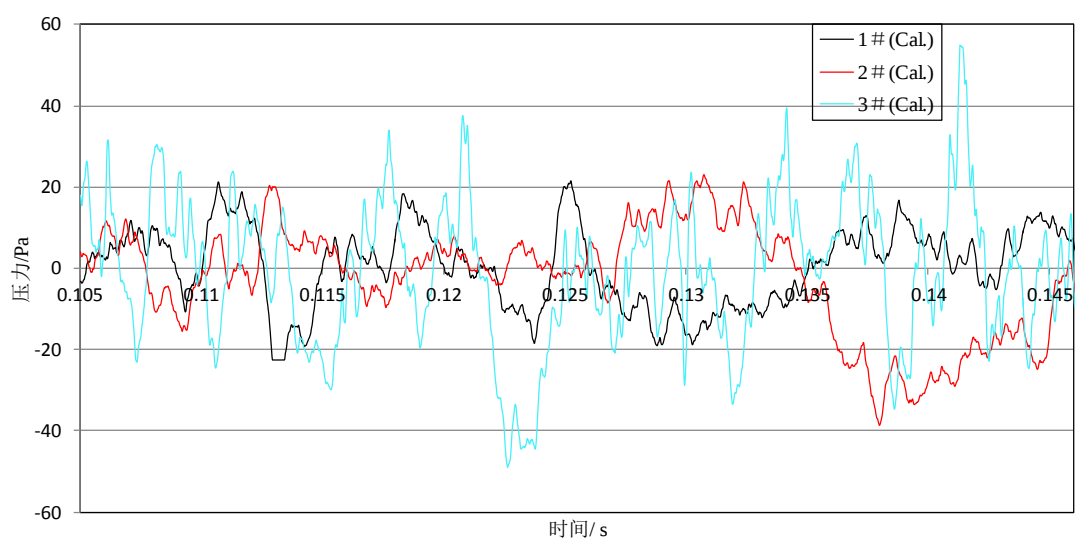


图 3.25 计算得到的三个位置处的脉动压力结果

试验中测量情况如图 3.26 所示。



图 3.26 三个位置处的脉动压力测量

试验中得到的测量结果如图 3.27 所示，其中测量时间是从 0 时刻开始的，其中 3#位置位于蜗舌部位，它的脉动压力幅值最大。

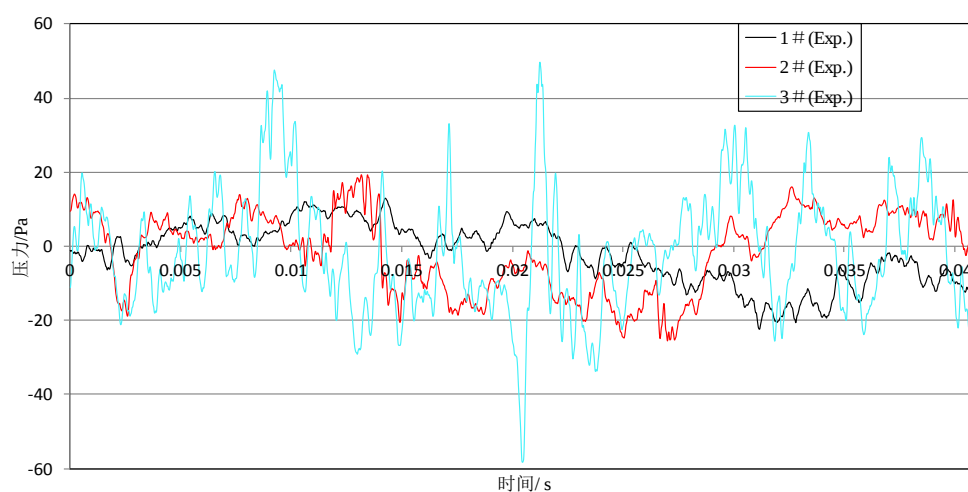


图 3.27 测量得到的三个位置处的脉动压力结果

将结果整理成 1/3oct 频谱图, 见图 3.28, 可以看出计算结果与试验结果有些差别, 计算结果普遍稍大于测量结果, 如 3#位置处的结果。这是因为数值计算时有离散误差、数值噪声的影响, 另外三维模型不可能与实际几何完全一样。

在 25Hz 和 250Hz, 均有一个尖峰, 特别是 250Hz, 这与风机叶频对应。另外 3#位置位于蜗舌位置, 那里通道狭窄, 流速降低, 压力自然增强; 另外, 气流形态丰富, 导致脉动压力结果在 80Hz 以后高于其他位置。

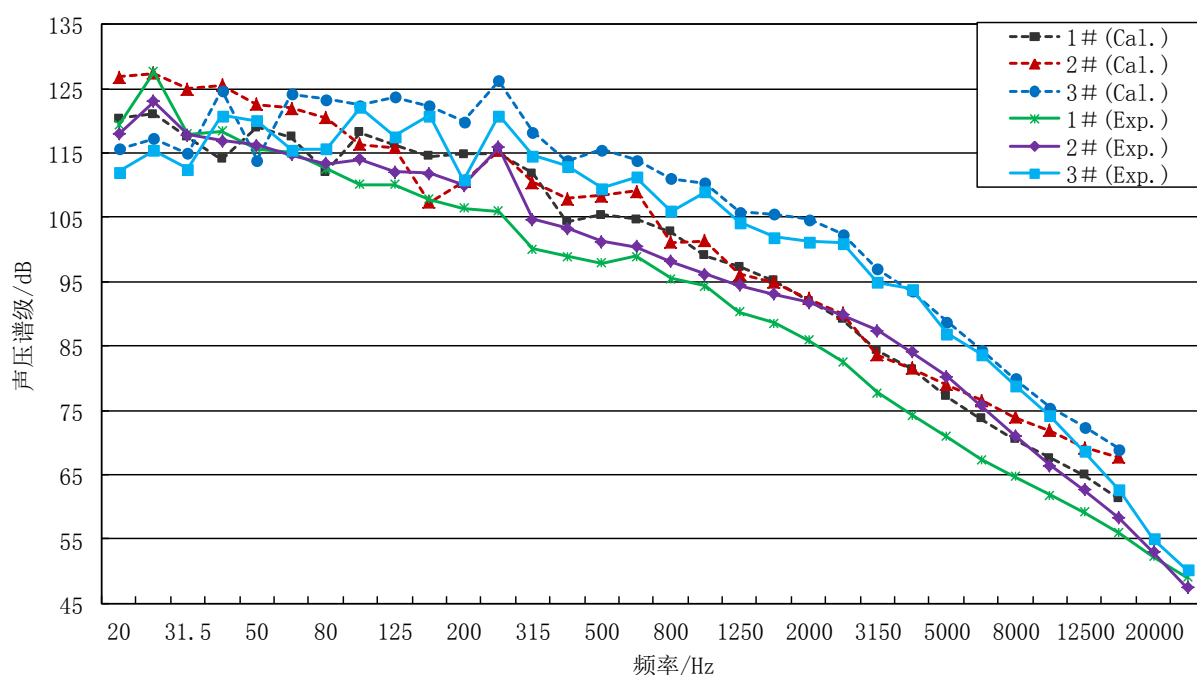


图 3.28 计算得到的三个位置处的脉动压力结果

3.3.4 瞬态流场计算结果分析

叶轮旋转一周的时间为 $1/24.5=0.041\text{s}$ ，由于时间间隔为 2.5×10^{-5} ，旋转一周要计算 1633 步，由于叶轮含有 10 个叶片，旋转 1/10 周需要 163 步，将这一周再分为 3 个部分，这样每隔 53 步保存一下文件。

垂直于 Z 轴在作一 $Z=93\text{mm}$ 的截面，在这个截面上绘制总压分布云图，如图 3.29 所示。从图中可以看出，叶片在计算过程中是在不断旋转的。在第 4212 步与 4374 步，叶片正好旋转了 1/10 周，下一个叶片来到了同样位置，但可以看出里面的压力并不一致，这说明里面由于涡流影响，压力并不是完全重复的，这跟前面的脉动压力并不是整齐周期是一致的。另外，在第 4212 步时，叶片离涡舌部位很近，气体受到“挤压”导致压强增大，叶片转过之后，压力下降。

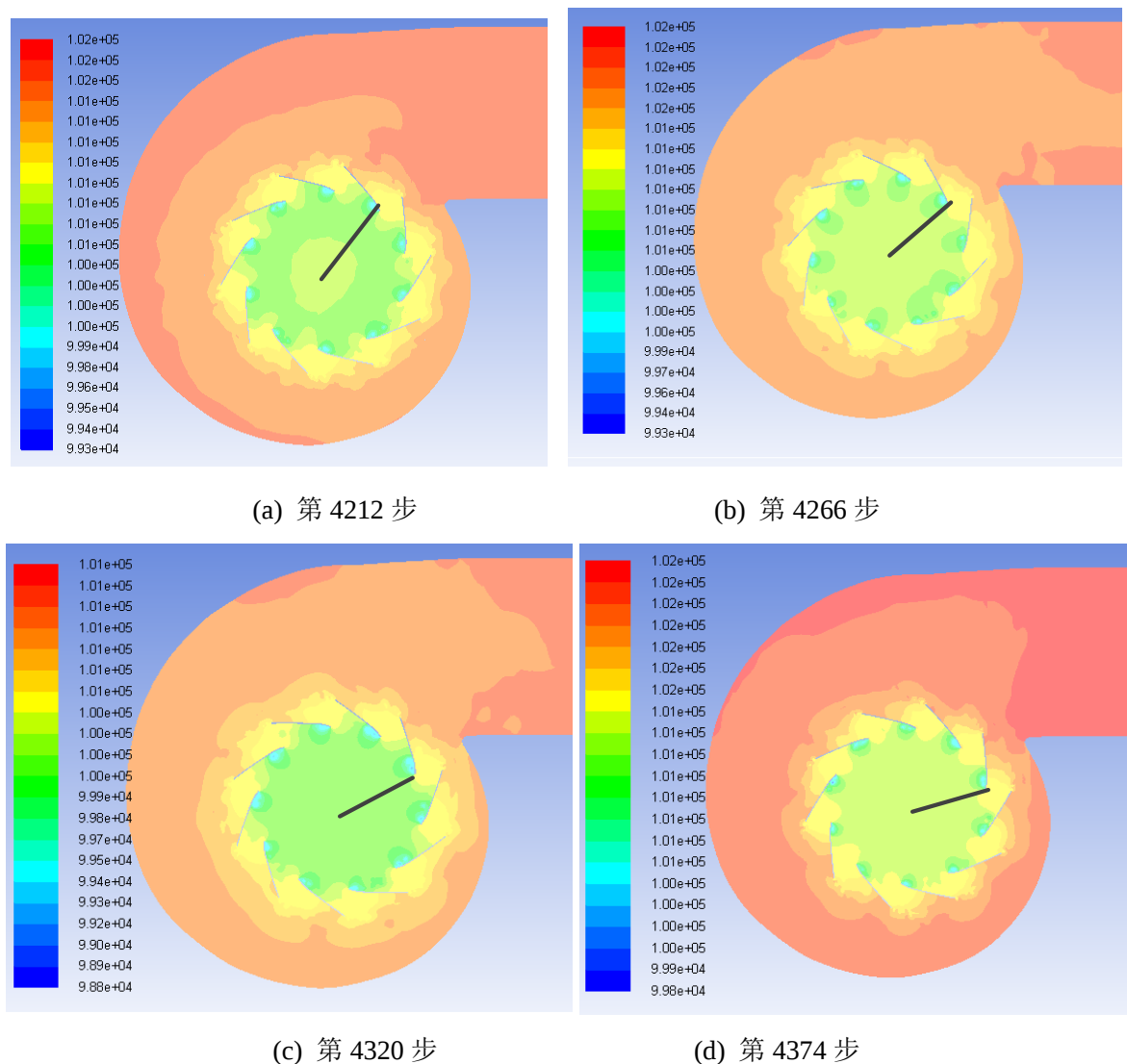


图 3.29 不同时间步平面内绝对压力分布

3.3.5 大涡模拟结果输出

从第 4200 步开始采用 Fluent 上的 Acoustics Model 中的 Ffowcs-Williams & Hawkings 模型, 定义声源为叶轮, 结果输出为 CGNS (CFD General Notation System Data, 计算流体力学通用符号系统数据) 形式, CGNS 文件记录了每个时刻时叶轮表面的受力声源变化情况。声场计算过程中, 每一步最大迭代次数为 10 次, 时间步长 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5} \text{ s}$, 迭代步数 1632, 即共旋转一周, 连续性、X、Y、Z 方向残差值均为 0.001。每一步计算使用时间为约 4.5 分钟。

计算输出有叶片的 X、Y、Z 方向的合力, 叶片在对 (0,0,0) 点 X、Y、Z 方向的扭矩分量, 这些将在后面用来计算轴承的受力。

3.4 小结

本章首先利用激光扫描设备对风机进行了测绘与建模, 获得了叶轮精准的三维模型, 为流场数值模拟奠定了基础。在建模时除了桨毂部分有些简化 (方便结构化网格绘制), 其它部分与实际完全一样。

在结构化网络划分时, 根据风机特点, 分成了三个流域, 第一个是包含叶轮的带阶梯的旋转域, 第二个是蜗壳为主的区域, 第三个是方变圆段与随后的部分区域。主要难度有两个, 第一, 考虑了叶轮后盘与蜗壳之间有 6mm 的间隙, 而以往的数值模拟中忽略了间隙的影响; 第二, 前两个流体区域结构复杂, 网格划分难度大, 通过多次摸索尝试最终根据叶片几何特征、蜗壳拓扑结构划分了高质量的结构化网格, 从目前公开发表的文献看还没有发现全部采用结构化网格进行风机流场网格划分的先例。

在流场计算时, 首先对网格收敛性进行检查, 主要是选用多套网格进行计算, 其中第一层边界网格厚度始终保持不变, 在网格数量对计算结果影响较小时, 确定了计算机能够处理的网格量最大的一套网格进行后续数值计算。

利用以上网格划分, 采用 RANS 方法计算定常状态下的流场情况, 在自由入口、自由出口边界条件下, 获得了风机出口管道中心速度, 与试验结果对比仅高出 4.6%, 从而验证了三维建模、网格质量的有效性。风机管道形状多样、尺寸多变, 而且整体流有 90° 的转向, 说明采用结构化网格后数值模拟的结果是十分精确的。

由于在振动噪声预报时, 将利用流场大涡模拟计算得到的瞬态结果作为激励源, 所以大涡模拟数值计算方法必须通过试验验证。利用流场稳态计算获得的流场速度分布数

据作为瞬态计算的初始值，对同套网格使用大涡模拟进行瞬态流场计算，在计算一段时间大涡模拟稳定后，再进行 **mesh motion** 的计算，通过监测输出获得了蜗壳内表面三个典型位置处的脉动压力，与试验结果进行对比总体来说吻合较好，验证了瞬态流畅计算的有效性。

流场大涡模拟可以计算得到旋转叶轮表面脉动压力、蜗壳内表面脉动压力、叶轮受到的动态合力与扭矩等参数。在大涡模拟计算方法得到验证后，这些输出数据将作为风机振动噪声预报的激励源。

第四章 风机蜗壳振动噪声预报

4.1 引言

离心风机的噪声分为气动噪声、结构噪声、电机噪声和管道噪声，在研究风机辐射的气动噪声时一般忽略蜗壳的存在，即没有考虑气动声源发出声音在蜗壳上的反射及散射，而认为声源产生的声音直接辐射到自由空间中，事实上，蜗壳的存在大大改变了气动声源的声辐射^[44]。由于钢板的声学特性阻抗非常大，风机的基频噪声投射到厚钢板上，声波难以透射过去^[115]，噪音多沿管道传播。如果给风机装上进出口管道和消声器，这样向外辐射的气动噪声就可以大为削弱，这时蜗壳振动辐射的结构噪声就成为主要的噪声源。

流体激励离心风机蜗壳振动是通过两个途径，一是电机轴承激励整个壳体振动，另外一个为蜗壳内表面的激励力直接激发蜗壳振动，如图 4.1 所示，蜗壳振动后就会辐射声。在国内外的文献中，还没有分别从这两个途径分别研究蜗壳辐射噪声，原因之一这是一个结构—振动—声辐射的交叉学科，相关研究人员不多，虽然运用 CFD 计算内部流场的研究已经比较深入和广泛，但主要关注内部流场的变化，机械振动的研究者也主要关注激励作用下结构的响应与变形等。另一方面以往的研究主要是关心离心风机壳体在内部流体力作用下的振动，没有将电机、支架统一考虑进来，甚至出口法兰也没考虑。再者，在消声室中真正测量蜗壳辐射声的也较少。

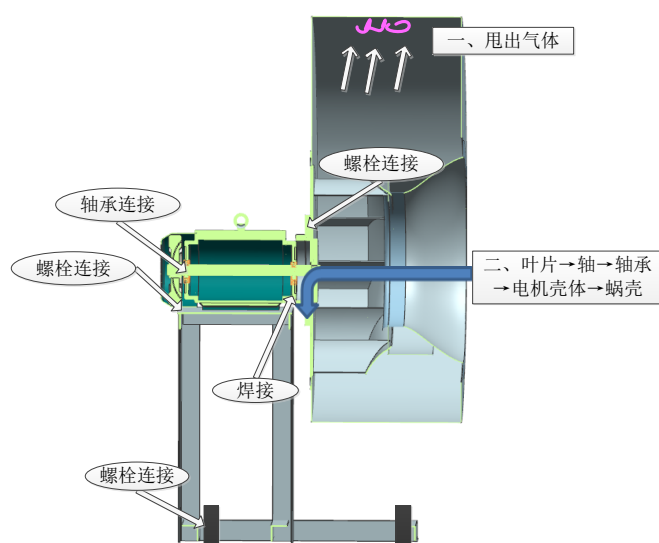


图 4.1 离心风机蜗壳激励力源示意图

基于第三章的研究结果, 研究这两个途径激励所发振动噪声成为可能。作用在叶轮上的力是近似周期性的, 这个力会传递到轴承上; 另外, 离心风机内部流体激励力可以由数值模拟得到。在获得激励后, 就可以求得蜗壳振动, 从而最终预报辐射声。电机外壳厚度大, 振动不会剧烈, 而且辐射面积较小, 另外电机结构较复杂, 预报难度大, 所以主要考虑蜗壳的辐射声。

由于蜗壳主要是由厚为 2.5mm 的钢板构成, 结构刚度大, 而流体介质是空气, 密度比较小, 结构与声音之间的相互作用程度会非常小, 即耦合作用非常弱。这样可以采用单向耦合方法求声辐射。

在第一章介绍蜗壳声辐射的方面的技术现状时, 可以看出辐射噪声多是采用 LMS Virtual.Lab (或 Sysnoise) 计算的, 它包含完整的结构、振动、声学分析能力, 由于蜗壳辐射声涉及到振动与声学求解, 为了减少软件之间数据传递, 所以统一在这个软件中完成预报。

由于半消声室测得的结果来自于各个声源, 在本章中将首先分析半消声室中测量得到的辐射声到底包含哪些来源, 然后根据大涡模拟得到轴承上的受力, 将这个力加载到有限元模型中, 求出蜗壳外表面振动位移, 继而以此为边界条件求出辐射声。另外, 通过数值计算可以得到蜗壳内表面的激励力, 这些力也会引起蜗壳振动, 从而辐射声。最后分析两种途径得到的辐射噪声并与试验结果进行比较分析。

4.2 半消声室中测量声成份分析

半消声室测量的声有可能是蜗壳声, 也有可能是电机声、蜗壳内部透射声, 亦或是长长的管道辐射声, 所以要先分析半消声室内测量的噪声成份。

4.2.1 蜗壳隔声分析

蜗壳的平均厚度约为 3mm, 空气中声速为 340 m/s, 铁中声速为 5893m/s, 空气密度为 1.225 kg/m³, 铁的密度为 7800 kg/m³, 这样根据声波通过中间层的情况, 在垂直入射时声强透射系数^[116]

$$t_I = \frac{4}{4\cos^2 k_2 D + (R_{12} + R_{21})^2 \sin^2 k_2 D} \quad (4.1)$$

式中 k_2 为媒质 II (中间层) 的波数, D 为中间层的厚度, $R_{12} = \frac{R_2}{R_1}$, $R_{21} = \frac{R_1}{R_2}$, R_1 为媒质

I 的特性阻抗， R_2 为媒质 II 的特性阻抗。

隔声量用下式表达：

$$TL = 10 \lg \frac{1}{t_I} \quad (4.2)$$

隔声量在各频段的计算情况如表 4.1 所示。

表 4.1 试验用风机特征参数

频率	TL (dB)
20	11.3
40	17.1
80	23
160	29
315	35
630	40.9
1250	46.9
2500	52.9
5000	58.9
10000	64.9
20000	70.9

这里是从蜗壳内表面到蜗壳外表面的衰减量，实际各测量点距蜗壳均有 1m 的距离，如果近似认为是球声源，这样声从 0.4m（蜗壳的近似半径）再传到 1.4m 处，衰减为 10.9dB。

蜗壳内噪声难以测量，只测得管道内的噪声，它们的噪声级应在一个量级。根据管内声的结果可估计在 1250Hz 约为 55dB（见图 4.2），而计算出的衰减量约为 47dB，这样辐射到外面的声级为 8dB，再考虑距离衰减会更小，约为 -2.9dB，而蜗壳辐射声测量结果约为 20dB。

所以可以看出透射声还是很小的。当然这里是以垂直入射进行讨论的，实际上其他方向时隔声量要小一些。

另外还可以从谱线形状进行分析：图 4.2 是出风管中 1# 测点与电机轴线上的 M2 测点的频谱图。从频谱图可以看出，两者的谱线完全不一样：管内噪声即使在低频时隔声量小一些或考虑斜着入射的影响，但蜗壳没有“滤波”性质，另外，蜗壳对高频的隔声量大，而在 0Hz~12kHz 内几乎是都相差 40dB，从前面的隔声量计算可知在不同频率下的隔声量是不一样的，所以可以判断半消声室测量得到的声不是透射出来的。

从图 4.2 可以看出对于管中声，信噪比是足够的。而对于半消声室噪声在 12kHz 处

能相差 6dB（修正量为 1.3dB），所以在随后的 1/3oct 分析中噪声分析到 10kHz。

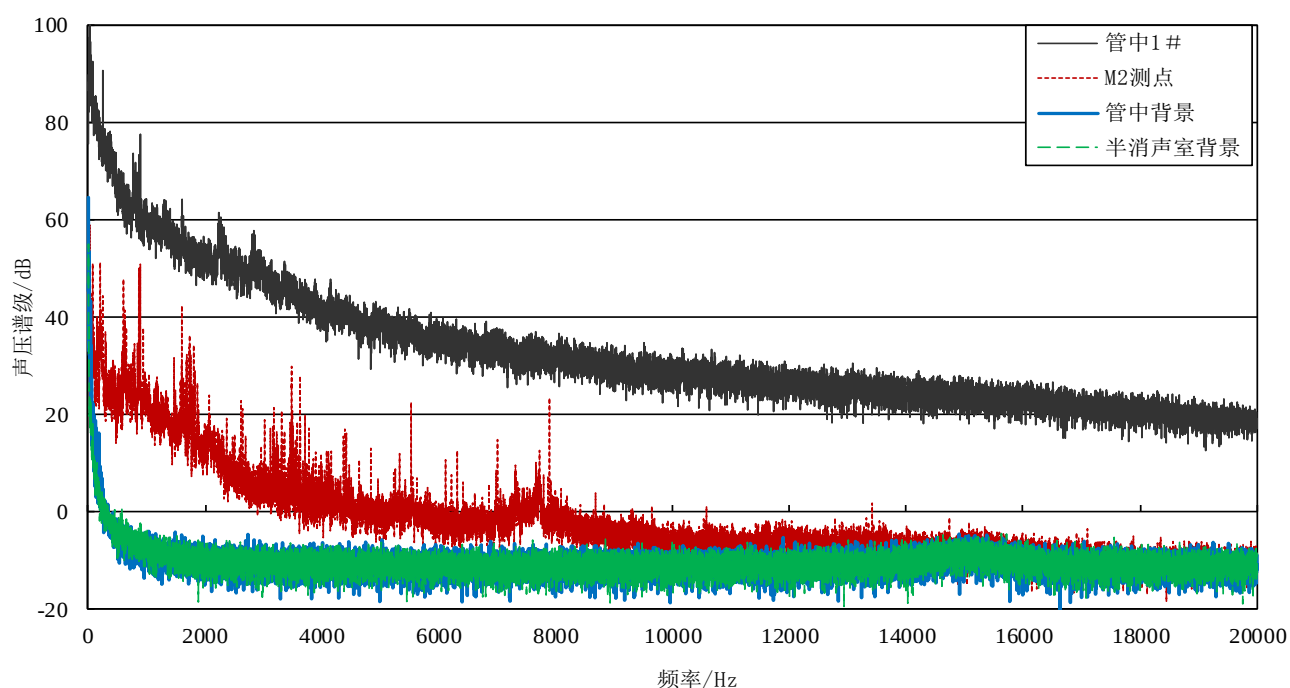


图 4.2 管声与半消声室中噪声频谱图

4.2.2 电机不带叶轮时噪声分析

将风机叶轮拆卸下来，电机不带叶轮空转，测量在电机风扇正后面的 M2 测点的结果如图 4.3 所示。可以看出，叶轮拆除后，电机噪声很低，普遍相差 10dB 以上，电机空转时的转速与带叶轮时转速相差很小，而电机的噪声主要来源于电机风扇，因此半消声室内测量得到的噪声中电机噪声成份是很低的，可以忽略。

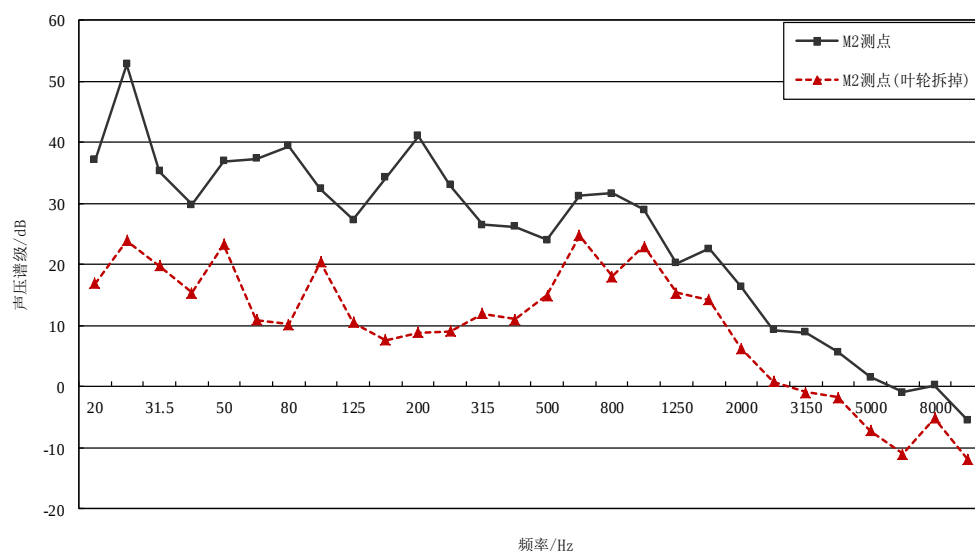


图 4.3 叶轮安装与拆卸后噪声测量结果

4.2.3 管道辐射噪声对风机噪声测量结果的影响

由于风机用两个橡胶管道与金属管道相连，这样蜗壳的振动难以传递到管道中，只有边界层压力脉动激起的管道振动噪声，由于管道内壁光滑，脉动压力很小，所以由于管道内壁脉动压力引起的振动噪声量级是很低的。

同样，管道的厚度为 2.5mm，同样根据隔声量计算可知透射出来的声音很小。

管道的进风口与出风口也有辐射声，在使用消声装置后噪声首先会大幅降低。半消声室测量得到的声也应包含进风口绕射进来的声音及出口处的直接辐射声，前者由于距离远可以忽略，后者直线距离为 10m 以上，噪声会衰减，再考虑门缝的衍射、反射，所以两个管口传过来的声音也较小。

另外，试验是在晚上进行，外界声音也较小。

4.2.4 以活塞声源进行量级预报

对于无限大障板上圆形活塞的振动声辐射有理论解，根据蜗壳上的振动情况可以大致估算一下声的量级，如果量级不对，也就说明不是蜗壳辐射声。图 4.4 为蜗壳背面 3# 位置的振动加速度，在 500Hz 处振动为 90dB，这样振动加速度为 0.032m/s^2 ，表面速度为 $1.02 \times 10^{-5}\text{m/s}$ ，假定声源直径为 1m，夹角为 60° ，根据公式^[116]

$$p = j\omega \frac{\rho_0 u_a}{2r} \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right] e^{j(\omega t - kr)} \quad (4.3)$$

$$SPL = 20 * \text{Log}_{10}(\text{Re } p / p_{ref}) \quad (4.4)$$

式中 u_a 为振速， k 为波数， a 为半径。

可得到声压级为 40.9dB，这个值比图 4.3 中 500Hz 处的值 25dB 要大，如果考虑不同相位振动以及辐射面积等考虑，声压级还会小一些，这样在量级上是接近的。

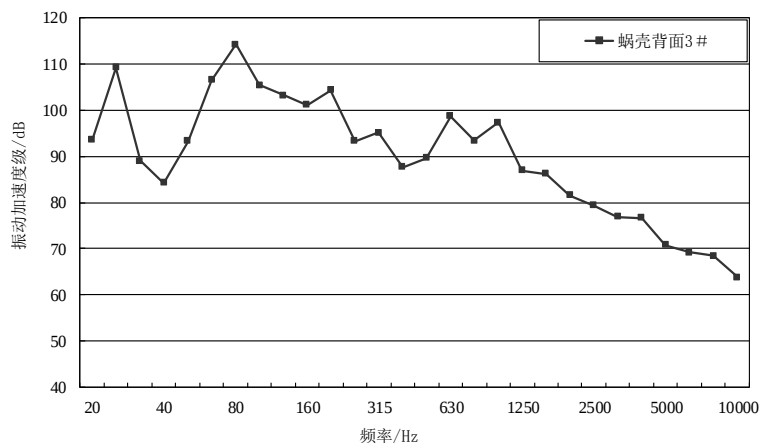


图 4.4 风机振动加速度结果

通过以上从蜗壳隔声、电机空转时噪声、管道噪声各可能的噪声源分析，以及测量信号的信噪比，可以判定半消声室所测得的辐射声是蜗壳的直接辐射声。

4.3 叶片—轴承—电机壳体—蜗壳辐射声预报

电机转子与风机转子是连在一起的，我们知道在叶片旋转过程中叶片上的压力不断变化，对整个叶轮表面进行面积分就可以得到合力，这表面力包括了流体对叶片表面的总压以及由叶轮固体界面处流体剪切运动带来的粘滞力。FLUENT 可以直接输出这些力与力矩。轴上力会激励整个风机结构进行振动，由于风机蜗壳部分是振动最大的，所以只考虑这部分的振动噪声。

由于计算得到的合力与合力矩并非作用在轴承上，所以首先设法将合力转移到轴承位置。

4.3.1 来自叶片的电机轴承力

本次的研究对象是转子系统，在超过临界转速后，转子将产生涡动，这时轴承上的受力求解方式也会发生变化，所以首先要考虑转子的临界转速，以判定是否发生涡动。

在本节的计算中做了假定：转子铁心和风机叶轮的动平衡是非常好的，三相异步电机交变磁场的均匀性、周期性较好，转子不受到来自电机方面的非定常力。

滚动轴承是一种高载荷动体动力摩擦副，不仅存在固体之间接触的弹性变形，而且受到润滑油膜流体动力的影响，弹性变形与润滑油膜之间又存在相互耦合，因此滚动轴承力实际上是一个非常复杂的流固耦合问题，必须联解耦合的含流体润滑的雷诺方程、弹性变形方程及压粘方程。这里作了较大的简化，即轴承只当作一个刚体，力直接传递过去。

4.3.1.1 电机建模

本次风机使用的电机为三相异步交流电机，如图 4.5 所示。电机内部的一般结构如图 4.6 所示，可以看出内部结构复杂，对于本次研究，电机不是主要研究对象，故对其建模进行了简化。电机外壳格栅可以使用游标卡尺测量，考虑到电机拆后再安装，难以保证安装精度，因此拆卸了一个同类型的电机，如图 4.7 所示，获得了转子与其余部分的重量比例关系，然后确定了壳体的厚度。



图 4.5 离心风机使用的电机

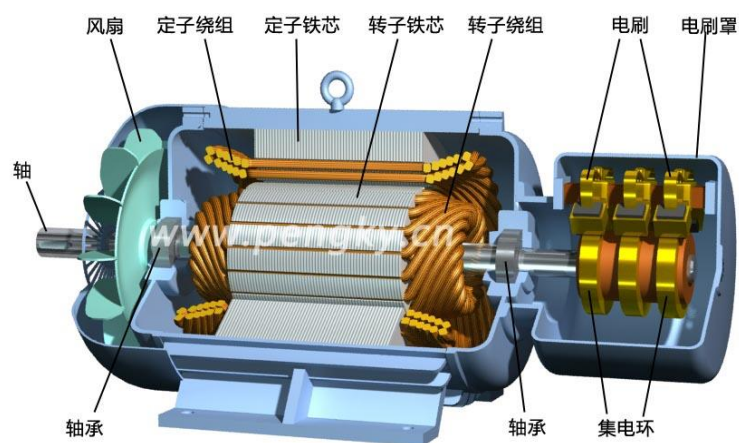


图 4.6 异步电机内部结构示意图



图 4.7 拆卸同类型异步电机

这样形成的轴与风机示意图如图 4.8 所示，其中转子与轴重 11.5kg，电机外壳重 17.4kg，叶轮重 14.2kg，两者重量之和与电机实际测量结果十分接近，误差不超过 3%。

轴承采用的是普通滚动轴承，最大直径为 62mm，宽为 26mm。

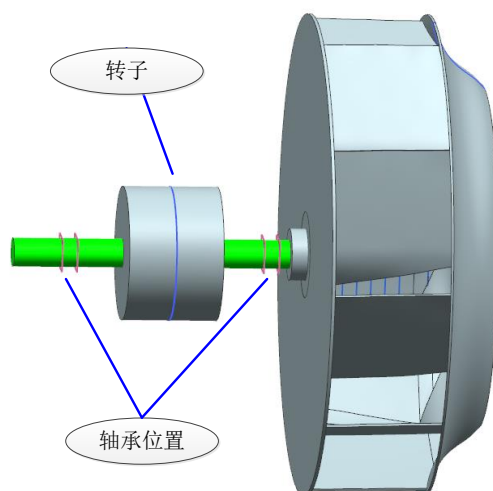


图 4.8 轴与风机

4.3.1.2 轴的临界转速分析

本文研究的风机旋转相当于刚性支撑的两盘（转子和叶轮）转子系统，假定电机转子与叶轮的动平衡都很好，在这种情况下考虑转子系统的临界转速。

根据拆卸的电机轴承与外壳格栅相对关系，结合本次使用的电机格栅尺寸，以及其他特征尺寸，可以比较准确地得到转盘系统的结构尺寸，如图 4.9 所示。

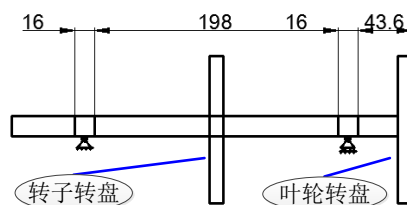


图 4.9 风机的两盘转子系统

两个轴承之间的距离为 214mm，轴承在与叶轮连接部分直径为 28mm，长为 60mm，其余部分为 30mm，这里统一作 30mm 处理。

旋转轴的临界转速，可以通过理论求解，也可以使用有限元求解，前者速度快，在精度要求不高时可以的，本文采用理论求解。根据机械设计手册中的处理方法，上面的双盘转子系统可简化为两个单盘转子系统^[117]，如图 4.10 所示。

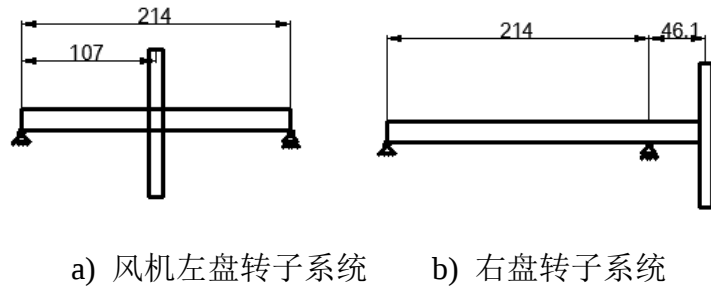


图 4.10 拆分后的转子系统

风机左盘转子系统中轴的刚度系数可由下式得到：

$$K = \frac{3EI}{\mu^2(1-\mu)^2 L^3} \quad (4.5)$$

其中 E ——轴材料的弹性模量，这里 $E=206 \times 10^3 \text{MPa}$

I ——轴截面的惯性矩 (mm^4)， $I = \pi d^4 / 64$

μ ——圆盘处轴段长度与轴总长度 L 之比

K ——轴的刚度系数 (N/mm)

可以得到刚度为 40116.4N/mm ，支承间距带圆盘但不计轴自重时轴的一阶临界转速为

$$n_{cr1} = 946 \sqrt{\frac{K}{W_1}} \quad (4.6)$$

W_1 ——圆盘所重的重力

可以得到左盘的临界转速为 17848r/min 。对于右盘，轴的刚度系数由下式得出：

$$K = \frac{3EI}{(1-\mu)^2 L^3}, \text{ 可以得到刚度为 } 11530.9 \text{N/mm}$$

这样右盘的临界转速为 8672.5r/min ，带多个圆盘的临界转速可按邓柯莱(Dunkerley)公式计算

$$\frac{1}{n_{cr}^2} = \frac{1}{n_{cr1}^2} + \frac{1}{n_{cr2}^2} \quad (4.7)$$

这样整个转子系统的临界转速为 7800.4r/min 。而本次风机的转速为 1470r/min ，远低于临界转速。

4.3.1.3 轴承受力获取

在第三章计算大涡模拟时，可以输出整个叶片的集中力和对某点的转距。本次大涡模拟计算输出了叶片旋转一周在各个角度时的力的情况，其中分别有 x 、 y 、 z 三个方向上作用在叶轮上的合力 F_{Dx} 、 F_{Dy} 、 F_{Dz} ，以及相对原点位置方向分别为 X 、 Y 、 Z 方向的扭矩 M_x 、 M_y 、 M_z 。由于 Z 向扭矩是用来平衡电机轴上的力的，所以这里并不考虑。在前面的说明中已经假定转子与叶轮动平衡效果好，又没有涡动，这两部分对轴承就没有因轴线偏离引起的额外的离心力；另外电机转子与叶轮这两部分都是轴对称的，即对正交轴 X 、轴 Z 惯性积为 0；旋转是均速的，即角加速度为 0。这样法向惯性力为 0，切向惯性力也为 0，这部分的影响不用考虑。简化后的图如图 4.11 所示：

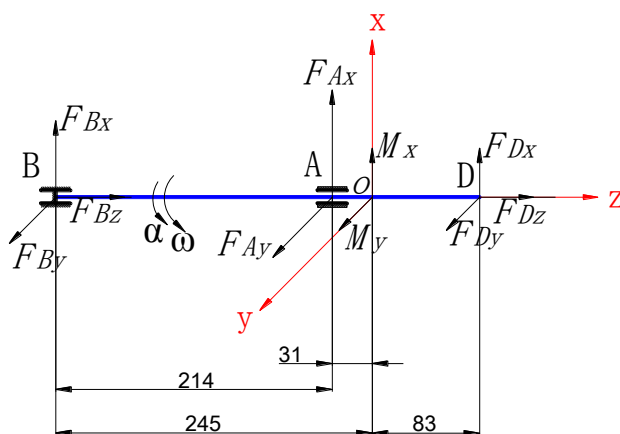


图 4.11 转子系统受力图

为求出 B、A 两处的全约束力，根据达朗贝尔原理（动静法），形成一个空间平衡力系^[118]，列出平衡方程如下，

$$\begin{cases} \sum F_x = 0 & F_{Ax} + F_{Bx} + F_{Dx} = 0 \\ \sum F_y = 0 & F_{Ay} + F_{By} + F_{Dy} = 0 \\ \sum F_z = 0 & F_{Bz} + F_{Dz} = 0 \\ \sum M_x = 0 & F_{By} \cdot OB + F_{Ay} \cdot OA - F_{Dy} \cdot OD + M_x = 0 \\ \sum M_y = 0 & -F_{Bx} \cdot OB - F_{Ax} \cdot OA + F_{Dx} \cdot OD + M_y = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

由上述 5 个方程可解得轴承全约束力为

$$\begin{cases} F_{Ax} = \frac{-F_{Dx} \cdot OB - F_{Dx} \cdot OD - M_y}{AB} \\ F_{Bx} = \frac{F_{Dx} \cdot OD + M_y + OA \cdot F_{Dx}}{AB} \\ F_{Bz} = -F_{Dz} \\ F_{Ay} = \frac{-F_{Dy} \cdot OB - F_{Dy} \cdot OD + M_x}{AB} \\ F_{By} = \frac{F_{Dy} \cdot OD - M_x + OA \cdot F_{Dy}}{AB} \end{cases} \quad (4.9)$$

整理后可得

$$\begin{cases} F_{Ax} = \frac{-F_{Dx} \cdot BD - M_y}{AB} \\ F_{Ay} = \frac{-F_{Dy} \cdot BD + M_x}{AB} \\ F_{Bx} = \frac{F_{Dx} \cdot AD + M_y}{AB} \\ F_{By} = \frac{F_{Dy} \cdot AD - M_x}{AB} \\ F_{Bz} = -F_{Dz} \end{cases} \quad (4.10)$$

将计算的力分别代入上面公式，就可以得到轴承处的受力。图 4.12 为大涡模拟输出的结果。图 4.13 为在旋转一周的轴承受力情况：可以看出有一定的周期性，如图中 FA_y 结果，有高低起伏，但重复性并不强，这与第三章中脉动压力的变化情况一样。

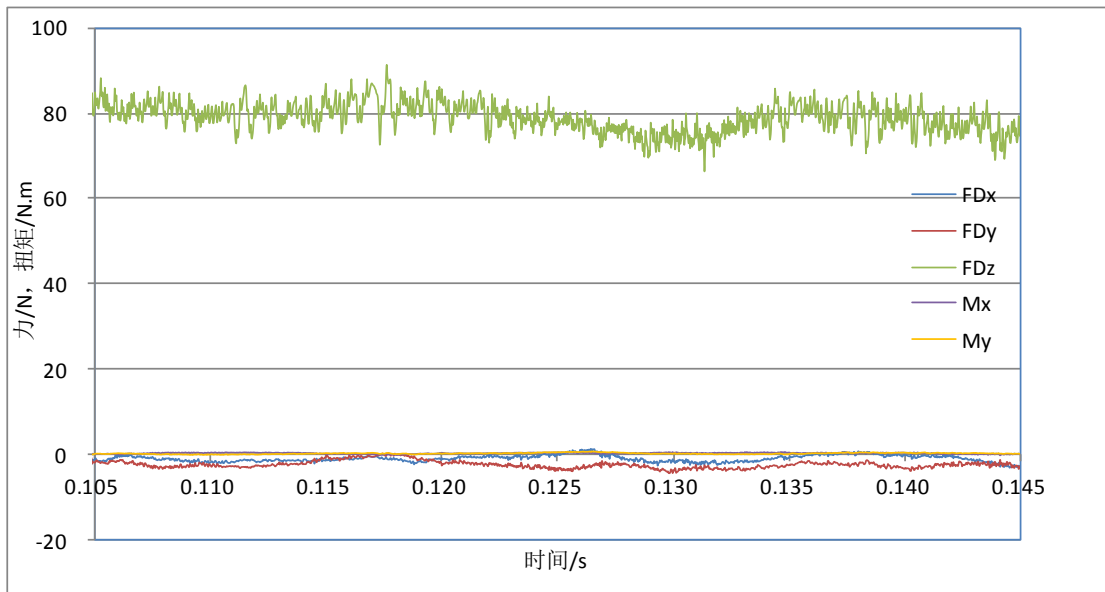


图 4.12 叶片旋转一周时的合力与对原点的扭矩

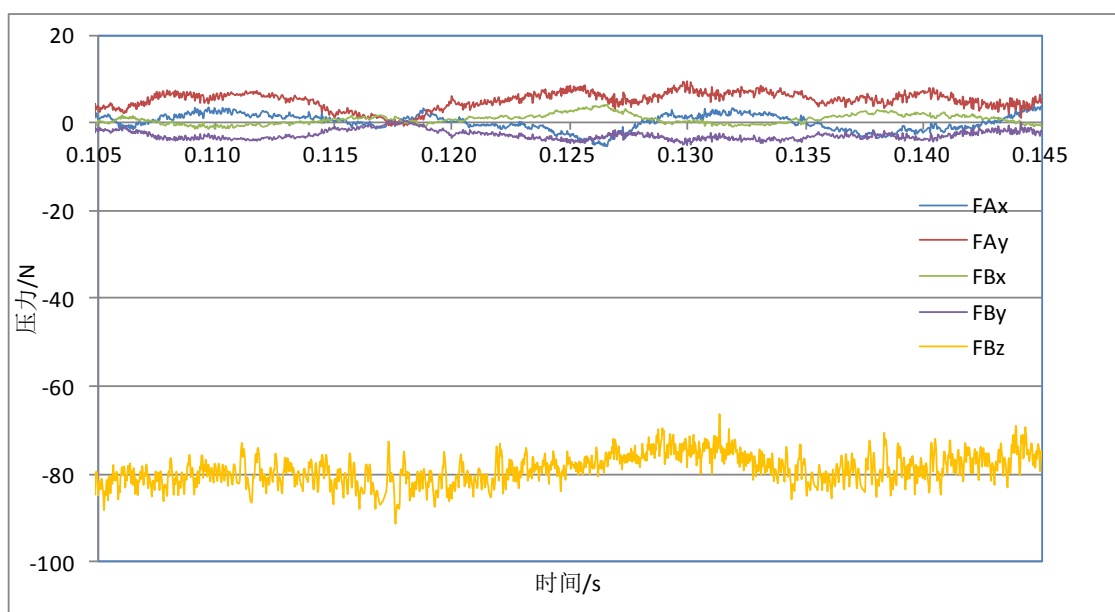


图 4.13 叶片旋转一周时轴承受力

4.3.2 振动计算

4.3.2.1 结构振动有限元计算原理

对于形状复杂的物体求结构振动时，使用有限元方法是很好的选择。其基本思想是：将一个原来连续的物体离散成为有限个单元，这些单元仅在节点上相连，并在节点上引进等效力代替实际作用于单元上的外力。对每个单元，选择一种简单的函数来表面单元内位移的分布规律，并按弹性理论中的能量原理建立单元节点力与位移的关系。最后，把所有单元的这种关系式集合起来，就得到以节点位移为未知量的一组代数方程组，求解这些方程就可以得到物体上各个节点的位移，进而可以得到节点速度。本文将相关的推导过程重新进行了梳理，结构动力学方程参考了文献[119]，方程求解参考了[120]，详尽地给出了每一步的推导，使得整个流程更为清晰直观。

(1) 结构动力学方程

有限元首先要得到单个单元的有限元方程，为建立单元的动力方程，要引入达朗贝尔原理：当非自由质点 m 运动时，主动力 F ，约束反力 N 和惯性力 S 构成一个动平衡力系，其中惯性力是一种假想的力，由质点的加速度引起。即

$$f + n + s = 0 \quad (4.11)$$

将单元内任一点位移的函数 δ 表达成近似函数

$$\{\delta\} = [N]\{\delta\}^e = [N(x, y, z)]\{\delta(t)\}^e \quad (4.12)$$

这里 $[N]$ 只是位置的函数，与时间无关，而 $\{\delta\}^e$ 与时间有关。这样

$$\{\dot{\delta}\} = [N]\{\dot{\delta}\}^e, \quad \{\ddot{\delta}\} = [N]\{\ddot{\delta}\}^e \quad (4.13)$$

单元上受的力有集中力、面积分、体积力

$$\{R\} = R_p + R_s + R_v \quad (4.14)$$

阻尼力：与速度相关，并与速度方向相反，两者的比例关系为阻尼系数

$$\{R_c\} = -C\{\dot{\delta}\} = -C[N]\{\dot{\delta}\}^e \quad (4.15)$$

惯性力：与加速度、质量相关，单位体积惯性力为

$$\{R_m\} = -\rho\{\ddot{\delta}\} = -\rho[N]\{\ddot{\delta}\}^e \quad (4.16)$$

首先利用虚功原理，将载荷移置到节点上去，然后写出外力在虚位移上所做的虚功和内力在虚应变上所做的虚功：

$$\delta W = \sum \begin{cases} \text{集中力: } \{\delta^*\}^T \{R_p\} = \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_p\} \\ \text{面力: } \int_s \{\delta^*\}^T \{R_s\} dS = \int_s \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_s\} dS \\ \text{体积力: } \int_v \{\delta^*\}^T \{R_v\} dV = \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_v\} dV \\ \text{阻尼力: } \int_v \{\delta^*\}^T \{R_c\} dV = \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_c\} dV \\ \text{惯性力: } \int_v \{\delta^*\}^T \{R_m\} dV = \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_m\} dV \end{cases} \quad (4.17)$$

由于 $\{\varepsilon\} = [B]\{\delta\}$ ， $\{\sigma\} = [D]\{\varepsilon\}$ ，其中 B 为几何矩阵(或应变矩阵)， D 为弹性矩阵，

$$\text{这样内力虚功: } \delta U = \int_v \{\varepsilon^*\}^T \{\sigma\} dV = \int_v \{\delta^*\}^{eT} [B]^T [D][B]\{\delta\}^e dV$$

根据虚功原理有 $\delta W = \delta U$ ，即

$$\begin{aligned} & \{\delta^*\}^{eT} [N]\{R_p\} + \int_s \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_s\} dS + \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_v\} dV + \\ & + \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_c\} dV + \int_v \{\delta^*\}^{eT} [N]^T \{R_m\} dV = \int_v \{\delta^*\}^{eT} [B]^T [D][B]\{\delta\}^e dV \end{aligned} \quad (4.18)$$

由于 $\{\delta^*\}^{eT}$ 的任意性，可约去

$$\begin{aligned} & [N]^T \{R_p\} + \int_s [N]^T \{R_s\} dS + \int_v [N]^T \{R_v\} dV + \int_v [N]^T \{R_c\} dV + \int_v [N]^T \{R_m\} dV \\ & = \int_v [B]^T [D][B]\{\delta\}^e dV \end{aligned}$$

将阻尼力表达式(4.15)、惯性力表达式(4.16)代入上式：

$$\begin{aligned} & [N]^T \{R_p\} + \int_s [N]^T \{R_s\} dS + \int_v [N]^T \{R_v\} dV \\ & = \int_v [B]^T [D][B]\{\delta\}^e dV + \int_v C[N]^T [N]\{\dot{\delta}\}^e dV + \int_v \rho[N]^T [N]\{\ddot{\delta}\}^e dV \end{aligned}$$

$$\text{令} \begin{cases} [N]^T \{R_p\} + \int_s [N]^T \{R_s\} dS + \int_v [N]^T \{R_v\} dV = \{R\}^e \\ \{K\}^e = \int_v [B]^T [D] [B] dV \\ \{c\}^e = \int_v C [N]^T [N] dV \\ \{m\}^e = \int_v \rho [N]^T [N] dV \end{cases} \quad (4.19)$$

由上式可表达为

$$\{m\}^e \{\ddot{\delta}\} + \{c\}^e \{\dot{\delta}\} + \{K\}^e \{\delta\} = \{R\}^e \quad (4.20)$$

这就是单元的动力学有限方程。

根据局部单元结点编号与整体的节点编号的对应关系, 利用 $\{R_i\} = \sum_i \{R_i\}^e$, 即一个节点上的节点力是该节点所在的所有单元在同一节点处的节点力的总和来集成, 以及位移唯一性, 这样可得

$$[M]\{\ddot{\delta}\} + [C]\{\dot{\delta}\} + [K]\{\delta\} = \{R\} \quad (4.21)$$

其中 $[M] = \sum \{m\}^e$, $[C] = \sum \{c\}^e$, $[K] = \sum \{k\}^e$

改用 $x(t)$ 代替 δ , F 代替 R , 方程即为:

$$[M]\{\ddot{x}\} + [C]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = [F] \quad (4.22)$$

当 $[C] = 0$, 称为无阻尼自由振动, 此时

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = \{R\} \quad (4.23)$$

当 $[C] = 0$, $\{R\} = 0$, 称为无阻尼自由振动, 此时

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = 0 \quad (4.24)$$

(2) 结构的动力响应求解

求解运动方程的方法有两种一是将多阶自由度系统的动力学方程, 经模态矩阵变换为互不耦合的个单自由度问题, 逐个求解后再叠加, 称为模态叠加法, 需要先计算出系统的各阶模态, 一般仅适用于线性系统和简单的阻尼情况。二是数值解法也称直接积分法: 对多自由度系统的微分方程直接积分, 写成矩阵形式, 用计算机逐步求解。这可用于一般的阻尼情况, 并且可按增量法, 用逐段线性化的方法求解非线性系统问题。

a、模态叠加法

模态叠加法是将模态分析中获得的各阶振型分别乘以响应系数后叠加起来计算动力学总响应的一种方法。

对式(4.22)，设 $\{x(t)\}$ 能用结构模态振型的线性叠加来表示

$$\{x(t)\} = \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} y_i \quad (4.25)$$

$\{\Phi_i\}$ ——第 i 阶模态的振型

n ——截取模态数

y_i ——模态坐标

将式(4.25)代入式(4.22)后得：

$$[M] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} \ddot{y}_i + [C] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} \dot{y}_i + [K] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} y_i = [F] \quad (4.26)$$

将上式两端各前乘 $\{\Phi_j\}^T$

$$\{\Phi_j\}^T [M] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} \ddot{y}_i + \{\Phi_j\}^T [C] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} \dot{y}_i + \{\Phi_j\}^T [K] \sum_{i=1}^n \{\Phi_i\} y_i = \{\Phi_j\}^T [F] \quad (4.27)$$

自然模态的正交性如下

$$\{\Phi_j\}^T [M] \{\Phi_i\} = 0, \quad i \neq j$$

$$\{\Phi_j\}^T [K] \{\Phi_i\} = 0, \quad i \neq j$$

在模态叠加法中通常使用瑞利阻尼（瑞利阻尼：精准确定阻尼矩阵相当困难，通常允许将整体阻尼矩阵简化为质量矩阵和刚度矩阵的线性组合，即 $[C] = \alpha[M] + \beta[K]$ ），仍然采用正交性，这样

$$\{\Phi_j\}^T [C] \{\Phi_i\} = 0, \quad i \neq j$$

因此，式(4.27)只剩下 $i = j$ 项：

$$\{\Phi_j\}^T [M] \{\Phi_j\} \ddot{y}_j + \{\Phi_j\}^T [C] \{\Phi_j\} \dot{y}_j + \{\Phi_j\}^T [K] \{\Phi_j\} y_j = \{\Phi_j\}^T [F] \quad (4.28)$$

式中 $\ddot{y}_j$ 、 $\dot{y}_j$ 、 y_j 的系数由下式得到。

1) $\ddot{y}_j$ 的系数根据模态正交性：

$$\{\Phi_j\}^T [M] \{\Phi_j\} = 1 \quad (4.29)$$

2) $\dot{y}_j$ 的系数:

$$\{\Phi_j\}^T [C] \{\Phi_j\} = C_j \Phi_j^2 \quad (4.30)$$

$$\{\Phi_j\}^T [M] \{\Phi_j\} = M_j \Phi_j^2 = 1 \rightarrow \Phi_j = \frac{1}{\sqrt{M_j}} \quad (4.31)$$

同时

$$C_j = 2\xi_j \sqrt{K_j M_j} \quad (4.32)$$

ξ_j ——第 j 阶模态的临界阻尼

由于第 j 阶固有圆频率 $\omega_j = \sqrt{K_j / M_j}$ ，所以

$$\{\Phi_j\}^T [C] \{\Phi_j\} = 2\xi_j \omega_j \quad (4.33)$$

3) y_j 的系数:

设结构作简谐振动，即

$$\{x(t)\} = \{\Phi_i\} \sin(\omega_i t) \quad (4.34)$$

将上式代入式 (4.24) 中，可得

$$(-\omega_i^2 [M] + [K]) \{\Phi_i\} = 0 \quad (4.35)$$

若 $\{\Phi\}_i$ 有非零解，则系数行列式等于零，即

$$|[K] - \omega_i^2 [M]| = 0 \quad (4.36)$$

由式 (4.36) 可得

$$[K] \{\Phi_j\} = \omega_j^2 [M] \{\Phi_j\} \quad (4.37)$$

前乘 $\{\Phi_j\}^T$ 可得

$$\{\Phi_j\}^T [K] \{\Phi_j\} = \omega_j^2 \quad (4.38)$$

令 $f_j = \{\Phi_j\}^T [F]$

代入得到一组解耦的运动方程:

$$\ddot{y}_j + 2\xi_j \omega_j \dot{y}_j + \omega_j^2 y_j = f_j \quad (4.39)$$

然后进行模态响应的叠加，最后可得到系统的近似解。

b、直接积分法

直接积分法是指将运动方程直接对时间分步积分，并在每个时间点 $(0, \Delta t, 2\Delta t, \dots, t)$ 求解一组同时发生的静态平衡方程，同时假设位移速度 $\{x(t)\}$ 、速度 $\{\dot{x}(t)\}$ 和加速度 $\{\ddot{x}(t)\}$ 对时间的变化。常用的积分方法有：中心差分法（Central difference），Wilson θ 法，平均加速度法（Average acceleration），Newmark 法等^[120]。

Newmark 法的基本方程为

$$\{\dot{x}_{n+1}\} = \{\dot{x}_n\} + [(1-\delta)\{\ddot{x}_n\} + \delta\{\ddot{x}_{n+1}\}]\Delta t \quad (4.40)$$

$$\{x_{n+1}\} = \{x_n\} + \{\dot{x}_n\}\Delta t + [(1/2-\alpha)\{\ddot{x}_n\} + \alpha\{\ddot{x}_{n+1}\}]\Delta t^2 \quad (4.41)$$

其中参数 α 、 δ 的选择取决于积分的精度和稳定性的要求，当 $\delta=1/2$ 、 $\alpha=1/6$ 时退化成普通线性加速度法；当 $\delta=1/2$ 、 $\alpha=1/4$ 时为平均加速度法。

当 $t=t_{n+1}$ ，式变为

$$\{x_{n+1}\} = \{x_n\} + \{\dot{x}_n\}\Delta t + [(1/2-\alpha)\{\ddot{x}_n\} + \alpha\{\ddot{x}_{n+1}\}]\Delta t^2 \quad (4.42)$$

$$[M]\{\ddot{x}_{n+1}\} + [C]\{\dot{x}_{n+1}\} + [K]\{x_{n+1}\} = \{F(t)\} \quad (4.43)$$

由式（4.41）、式（4.42）、式（4.43）可求得 $\{x_{n+1}\}$ 和 $\{x_n\}$ 时刻的速度和加速度。

4.3.2.2 轴承力激励蜗壳振动预报过程

（1）风机整体建模

在上一章中为了计算流体区域的运动情况，不需要考虑壳体厚度，而且对一些部分作了简化，如蜗壳位于轴承处的开孔、进气口与蜗壳的连接形式；在计算振动时，这些方面又要考虑进来，建成的模型如图 4.14 所示。在这个模型中，有风机入口法兰，用环形圆盘与蜗壳固定，在电机一侧有 6mm 厚的大圆盘，也通过环形圆盘与蜗壳固定。蜗壳两侧为 3mm 厚，而卷曲部分为 2mm 厚。电机安装在风机支座上，其中角钢的边宽为 50mm，边厚为 4mm，刚性支座的顶面为 10mm 厚，其余厚度均为 20mm。刚性底座重达 162kg，主要是由于风管高度较高，而原有风机高度不够，在这里作为支撑用。

值得一提的是，在建立三维模型时，要以流体区域的表面为基础向外加厚，以保证在力的传递时，内表面几何位置保持不变。

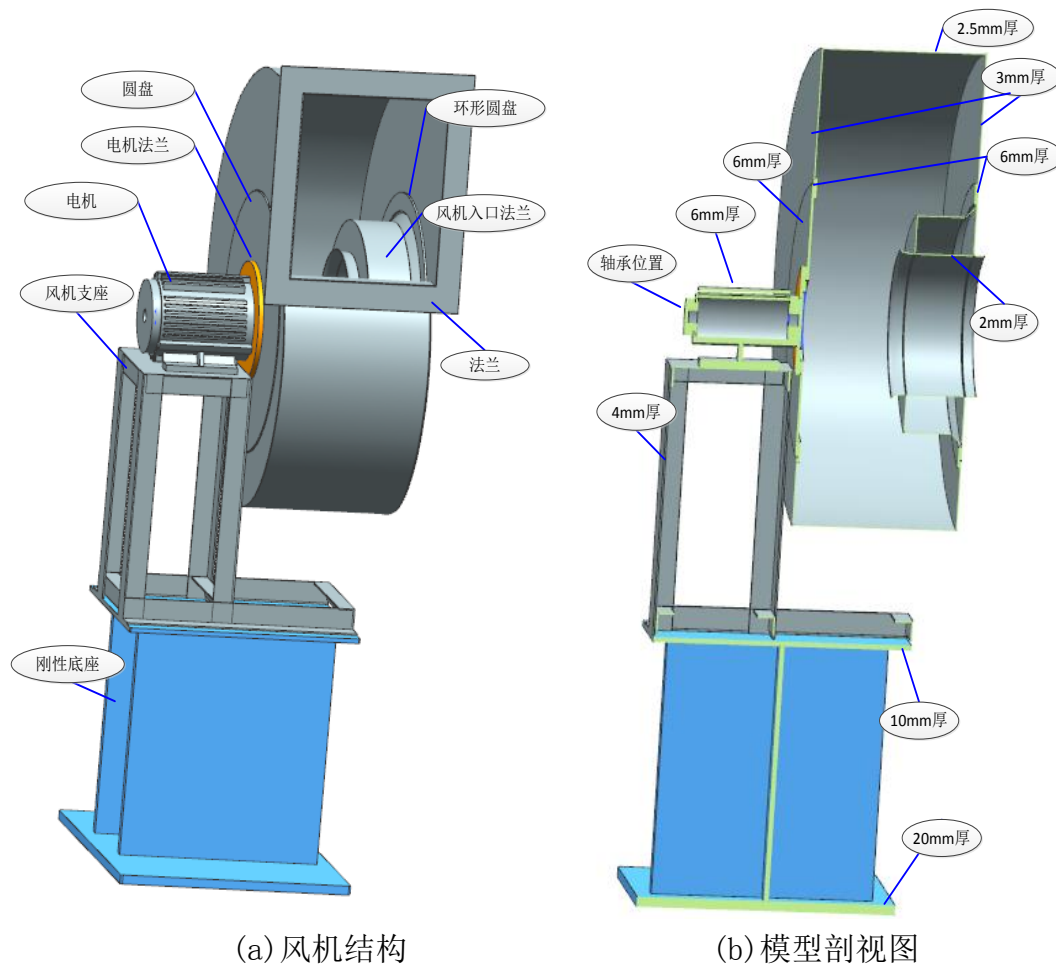


图 4.14 风机模型

必须指出，三维建模时去掉了大量倒角，如风机支座（由等边角钢焊接而成，有大量倒角）等，因为在划分网格尝试中，在这些部位网格质量很差，影响计算速度，另外，在连接部分全部是通过螺栓连接的，而且均使用了弹簧垫片，如图 4.15 所示，这里全部当作连成一体处理。

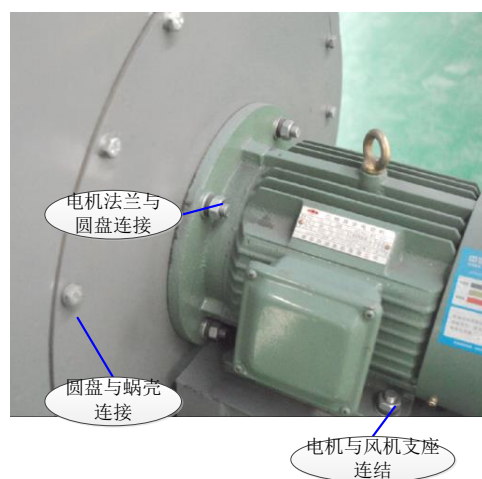


图 4.15 风机结构之间的连接

另外，在试验时入口与出口均用橡胶代替铁制管道，如图 4.16 所示，这样做的目的是减少振动向外传递，在后面的预报中入口法兰与出口处法兰均认为自由边界，以起到计算简化作用。

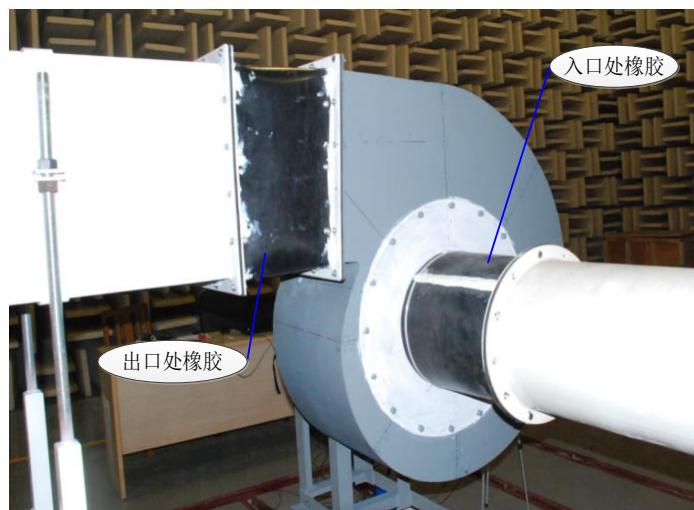
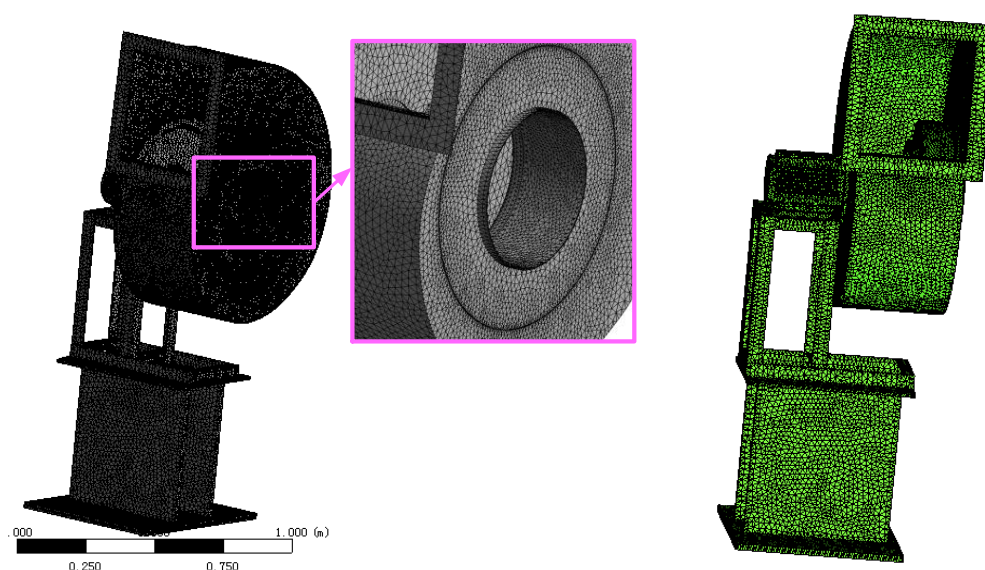


图 4.16 风机出入口设置橡胶减少振动传递

(2) 获得振动有限元网格

由于蜗壳较薄，Virtual.Lab 自带的网络划分模块以及 ICEM 中划分质量均不佳，所以单元网格首先在 Ansys 中划分，单元尺寸为 0.009m，全部采用四面体形式，网格数量为 21.5 万，划分后的网格如图 4.17 所示，其中在边缘处进行了加密。生成的网格输出成后缀为.msh 格式的网格文件，然后再在 ICEM 中读出来，如图所示。然后再保存为.dat 格式的网格文件，Virtual.Lab 可以读入这种格式的网格。



(a) Ansys 中划分的网格 (b) 网格读入到 ICEM 中

图 4.17 风机整体网格

(3) 材料参数

由于风机所有材料均是 Q235 钢板，这样材料参数为：弹性模量 210GPa ;密度 7850kg/m^3 ；泊松比 0.3。在 Virtual.Lab 将风机网格设置为结构网格，并在上面定义三维结构单元属性。

(4) 边界条件

在整个模型中，由于出入口均采用橡胶连接，所以出入口均为自由端，这样边界条件只有刚性支座的底面为固定支撑约束。在刚性支座底面位置处，通过风机结构网格新建一个单元组，在这上面将位移、旋转的 6 个自由度全部约束。

(5) 定义电机轴承处的激励

风机受到的激励力来自于轴承，但 4.3.1 节中求得的力是作用在轴承中心处的集中力，而此处并没有网格，因此统一将作用点置于轴承最低点附近，作用点的坐标如表 4.1 所示。由于作用点位于电机内部，难以直接选择，采用基于坐标搜索节点的办法来确定作用点，定义好的作用点如图 4.18 所示，黄色圆球代表作用点，箭头表示力的施加方向。

表 4.1 轴随力各作用点位置

施加力	力的方向	X 坐标/mm	Y 坐标/mm	Z 坐标/mm	备注
FAx	X 向	-31	0	-26	靠近原点处的 轴承附近
FAy	Y 向	-31	0	-31	
FBx	X 向	-31	0	-240	另一轴承附近 各点
FBy	Y 向	-31	0	-245	
FBz	Z 向	-31	0	-250	

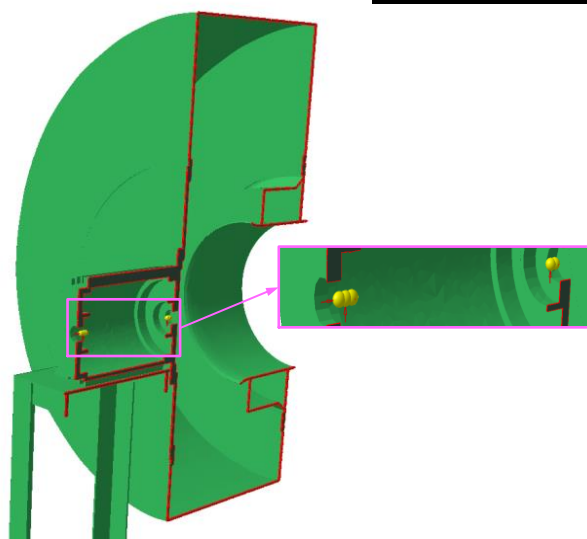


图 4.18 轴承附近的激励点

将前面形成的力作为载荷函数分别导入，数据类型为“Force”，自由度分别按力的方向选择。由于点和数据还没有关联起来，所以要使用“Load Attachments”功能，即将各作用点与各作用点处的数据一一关联^[121]。

（6）结构振动响应计算

风机蜗壳出入口与管道均采用橡胶连接，所以在整个有限元模型中，出入口均为自由端，这样边界条件只有刚性支座的底面为固定支撑约束。计算频率上限为 9kHz，频率间隔为 25Hz，图 4.19 为某频率时的振型位移云图。

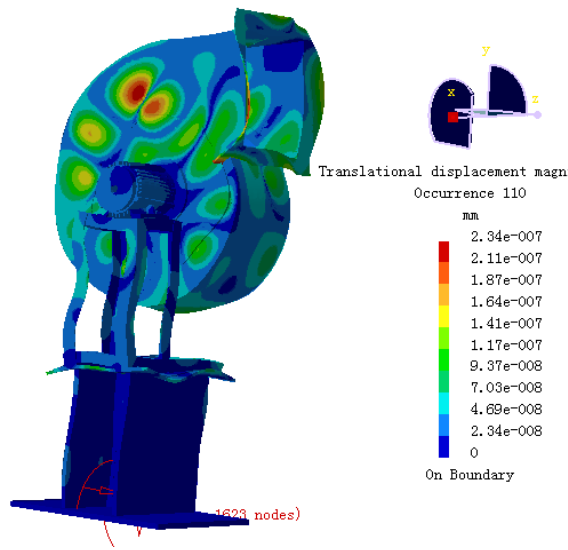


图 4.19 在 2825Hz 时的振动位移图

4.3.3 振动辐射声计算

蜗壳表面振动会向外辐射声，对于结构声辐射即使很简单的模型，如无限大平板，理论求解起来也比较困难，所以一般采用数值求解的办法。

4.3.3.1 结构声辐射的基本理论

当结构发生弯曲振动时，振动结构的表面将推动周围的介质产生局部的缩涨而传向远处时就形成了声辐射。根据声学理论，对于稳态的以单频率 ω 的振动，结构声辐射面是封闭的光滑曲面（或分片光滑曲面），满足“有限值条件”和“无穷远条件”的情况下，设表面上的法向振速分布函数为 $u(x, t)$ ，由格林函数方法可建立辐射面上的 Helmholtz 积分方程^[122]：

$$p(y, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S p(x, t) \frac{\partial}{\partial n} G(x, y) dS(x) + \frac{j\rho\omega}{4\pi} \iint_S u(x, t) G(x, y) dS(x) \quad (4.44)$$

式中 $p(x,t)$ $p(y,t)$ 分别为辐射面 x , y 点的声压分布函数

$$G(x,y) \text{——格林函数, } G(x,y) = \frac{e^{-jkr}}{r}$$

其中 $k = \omega / c$ ——波数, c 为声速

$r = r(x,y)$ —— x , y 两点间的距离

4.3.3.2 结构声辐射效率及其影响因素

通常用辐射效率表征结构辐射噪声的能力, 它定义为结构辐射至半空间的声功率与同面积同均方根速度的活塞辐射的声功率之比:

$$\sigma = \frac{W_{rad}}{\rho c S \bar{v}^2} \quad (4.45)$$

式中 S ——结构的辐射表面积, m^2

W_{rad} ——辐射声功率, W

$\bar{v}^2$ ——辐射面的速度均方值, m^2/s^2

声辐射效率表明了结构振动与其辐射声功率之间的密切关系, 使得表面振动与声辐射之间建立起一种简单的关系, 然而实际情况却远比看上去要复杂的多, 因为辐射效率的影响因素较多, 在自由声场中, 弹性结构振动时所辐射的噪声与结构表面各单元振动速度的幅值、相位和表面形状等多种因素有关, 由于影响因素复杂, 辐射效率的表达也就非常困难, 因此常常使计算结果产生较大的误差。

到目前为止, 对于工程中常见的复杂结构声辐射效率的确定仍然是悬而未决的问题, 在理论上仅对简单、规则结构的辐射效率才有比较满意的研究结果。综合现有的研究结果, 得到普遍认同的规律: 不同的振动频率辐射效率不同; 对于无阻尼的无限大平板的理论研究表明, 当平板的振动频率低于符合频率 (coincidence frequency) 时, 没有声辐射, 在符合频率之上, 流体负载的作用从附加质量的作用变为辐射阻的作用, 辐射效率趋于 1; 对于有限大平板, 情况与此有很大不同, 频率低于符合频率时, 辐射效率虽然低, 但并不为零, 而且随着频率的升高而增大^[123]。

4.3.3.3 声学有限元计算原理

对于振动辐射声, 可以采用有限元也可以采用边界元。边界元尽管可以将维数降

低，但在软件中求解速度慢，所以这里采用声学有限元求解。声学有限元难点是获得与微分方程等价的泛函。在得到泛函后，就可以跟结构动力学有限元方程一样，通过求极值构建整体的矩阵方程。下面从最初微分方程开始，到具体的泛函形式，再到形成的矩阵方程，进行具体介绍，特别是一些推导细节也进行了说明。

假设流体满足均匀、不可压缩、静态流速为零和无粘滞吸收等理想条件，则流体介质中声波动方程为：

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0 \quad (4.46)$$

式中 c 为介质中声速， p 为声压， t 为时间， ∇ 为拉普拉斯算子，对于稳态声场，声压随时间简谐变化，即

$$p = p(x, y, z)e^{j\omega t} \quad (4.47)$$

将此式代入方程，得到声场的三维控制方程为

$$\nabla^2 p + k_0^2 p = 0 \quad (4.48)$$

式中 $k_0 = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数，式 (4.48) 为 Helmholtz 方程。这样稳态的简谐声场问题求解就转化为 Helmholtz 方程的求解。

求解声学波动方程的有限元法中常用的方法有变分法和伽辽金法，下面介绍一下利用变分法进行求解。

根据 Hamilton 原理(在任何时间段 (t_1, t_2) 中，动能、变形能、阻尼力和外力所作功的变分为零，这时所得到的才是真实的运动)，运用变分法：

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = 0 \quad (4.49)$$

式中， t_1 、 t_2 为任意时间， L 为拉格朗日函数(动力学普遍方程在广义坐标下的具体表现形式)，定义为

$$L = U - K - W \quad (4.50)$$

式 (4.50) 中 U 为势能，即

$$U = \frac{1}{2} \int_V \rho_0 c_0^2 (\text{div} \zeta)^2 dV \quad (4.51)$$

其中 ζ 表示速度。式 (4.50) 中 K 为动能, 即

$$K = \frac{1}{2} \int_V \rho_0 \zeta^2 dV \quad (4.52)$$

式 (4.50) 中 W 为外力做功, 即

$$W = \int_s (-p) \xi_n dS \quad (4.53)$$

其中 s 为位移, V 为体积, ξ_n 为声场边界

对于谐振运动有

$$p = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = j \rho_0 \omega \phi \quad (4.54)$$

$$u = -\nabla \phi = -\frac{1}{j \omega \rho_0} \nabla p \quad (4.55)$$

$$\xi_n = \int u dt = \frac{u_n}{j \omega} \quad (4.56)$$

联合式 (4.54) ~ 式 (4.56), 则对于单个有限单元, 拉格朗日函数变为^[124]:

$$L = \frac{1}{2 \rho_0 c_0^2} \int_{V_e} p_e^2 dV - \frac{1}{2 \rho_0 \omega^2} \int_{V_e} (\text{grad} p_e)^2 dV + \frac{1}{j \omega} \int_{S_e} u_n p_e dS \quad (4.57)$$

式中, S_e 为单元表面。根据有限元法理论, 在整个声场域上的拉格朗日函数, 可表示为各个单元的拉格朗日函数之和, 即若所选择的插值函数满足协调性和完备性的要求, 那么泛函 $L(p)$ 可表示为整个场域上所有细化单元的各泛函之和, 即

$$L(p) = \sum_{e=1}^m L_e(p_e) \quad (4.58)$$

将式 (4.57) 代入式 (4.58), 则在整个声学域上的拉格朗日函数为

$$L = \frac{1}{2 \rho_0 c_0^2} \int_V p_e^2 dV - \frac{1}{2 \rho_0 \omega^2} \int_V (\text{grad} p_e) dV + \frac{1}{j \omega} \int_S u_n p dS \quad (4.59)$$

由变分原理可知

$$\frac{\partial L(p)}{\partial \{p\}} = 0 \quad (4.60)$$

式中 $\{p\}$ 为节点声压阵列, 可表达为

$$\{p\} = \{p_1, p_2, p_3 \dots p_n\}^T$$

将式 (4.58) 代入式 (4.59)，取变分并代入式 (4.60) 有

$$\frac{\partial L(p)}{\partial \{p\}} = \sum_{e=1}^m \frac{\partial L_e(p_e)}{\partial \{p\}_e} \quad (4.61)$$

根据有限元原理，对于任意有限单元上的声压表示为

$$p_e = [N]^T \{p_n\}_e \quad (4.62)$$

其中 N 为形函数，则可以得到

$$p_e^2 = p_e^T \cdot p_e = [N][N]^T \{p_n\}_e^T \{p_n\}_e \quad (4.63)$$

$$(\text{grad} p_e)^2 = (\text{grad} p_e)^T \cdot (\text{grad} p_e) = \{p_n\}_e^T (\text{grad} p_e) \{\text{grad} p_e\}^T \{p_n\}_e \quad (4.64)$$

联立式 (4.61) ~ 式 (4.64) 求解 $\frac{\partial L_e(p_e)}{\partial \{p\}_e} = 0$ ，得到

$$\{[M]_e - k_0^2 [p]_e\} (p_n)_e = -j\rho_0 \omega (F)_e \quad (4.65)$$

其中 $[p]_e = \int_{V_e} [N][N]^T dV$

$$[M]_e = \int_{V_e} [\nabla N][\nabla N]^T dV$$

$$[F]_e = \int_{V_e} \{u_n\} [N]^T dS$$

整理后可得全域的矩阵方式为

$$\{[M] - k_0^2 [p]\} (p_n) = -j\rho_0 \omega [F] \quad (4.66)$$

式中 $[M]$ 、 $[F]$ 分别由相应的各单元系数矩阵扩充而成。

4.3.3.4 蜗壳声辐射预报过程

(1) 声学有限元网格划分

一般在划分声学有限元网格的时候，一个波长内不少于 6 个单元，对于本文研究对象如果计算到 10kHz 时，则网格要小于 5.6mm，而本文中管道长达 10m 以上，这样网格量会非常的大。所以这里采用了自适应网格技术 (FEMAO, The FEM Adaptive Order)。其主要原理是采用高阶多项式表达单元内的参数，这样非常粗糙的网格也能得到同样精度的计算结果，甚至是一个波长内只有半个网格，也能保证精度，对于计算量来说更是

指数级降低^[125]。

蜗壳的辐射声测量点如图 4.20 所示，原点位于电机轴与蜗壳下方的交界处，坐标单位为厘米，经过最远处的 C_3 点的半径为 74.5cm，即直径为 149cm。

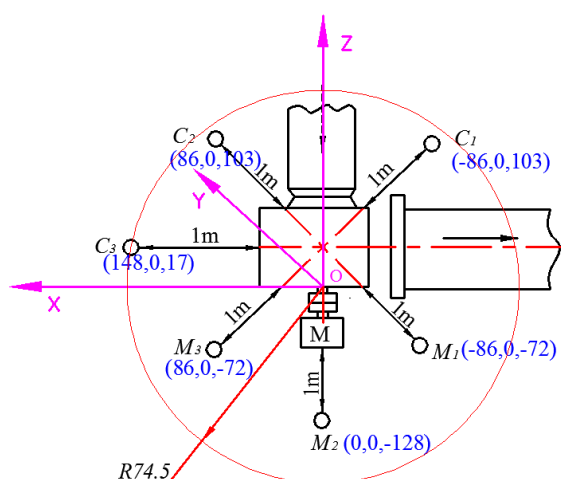


图 4.20 离心风机蜗壳辐射声各测点位置

由于声辐射是蜗壳外表面振动产生的，在 UG 中以蜗壳外表面新建一个体，去掉法兰，进口处适当简化，如图 4.21(a)所示。然后再建立一个直径为 1550mm、高为 1900mm，高出风机最高点 70mm，并挖去蜗壳所占的体积，如图 4.21(b)所示。

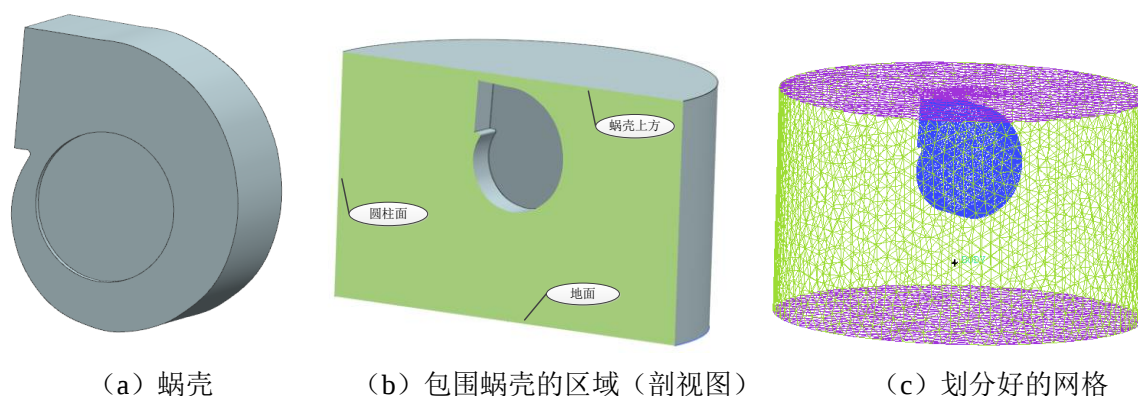


图 4.21 风机蜗壳声场网格划分

这里计算频率最高到 9kHz，可处理的 1/3oct 中心频率最高为 8kHz(蜗壳声辐射信噪比只到中心频率 10kHz，它的上限频率为 11.2kHz)，图 4.21(c)为划分好的网格，其中网格均为四面体，单元最大边长为 120mm，其中蜗壳表面最大尺寸为 30mm，这是因为蜗壳是做为辐射源的，在上面要密一些，最终生成的网格量为 19.4 万。

(2) 数据传递

由于振动计算的结果是在蜗壳外表面上的，所以还要进行数据传递，即从结构网格

传递到声学网格上。由于结构网格与声学网格是分别划分的，所以网格节点没有一一对应。数据传递算法很多，有节点个数、最大距离、无能量损失的最大距离（Conservative Maximum Distance）等^[121]，需根据实际情况选择。

首先获取对应蜗壳外表面位置的结构网格：采用“Feature Angle”即特征角新建一个单元组，其中网格来源为振动计算中的结构网格，网格类型为“face”即面网格，生成的单元组为蜗壳外表面的网格。然后得到计算用的声学网格：在使用“Import Acoustic Mesh”导入蜗壳声场网格时，会自动生成声学包络网格（在声学有限元分析中，各种边界条件只能定义在声学包络网格上面），采用特征角新建一个仅包含图 4.21(c) 的最外面网格一个单元组，将全面包络网格减去这个单元组就可以得到内部的蜗壳包络单元组。接下来将振动结果传递到声学网格上以进行声辐射计算：数据传递源为蜗壳的外表面，接收源为声学有限元网格包络面的蜗壳部分，选用“无能量损失的最大距离”的传递算法，其中最大距离为 5mm，影响节点为 4 个。

(3) 边界条件设置

由于试验在半消声室中开展，所以地面是会反射噪声，这样蜗壳声场网格中的圆柱体底部为设置为刚硬表面，蜗壳上方与圆柱面为无反射边界条件，蜗壳入口、蜗壳出口也设为刚硬表面。

(4) 测量场点设置

离心风机场点如图 4.22 所示，与测量点一一对应。

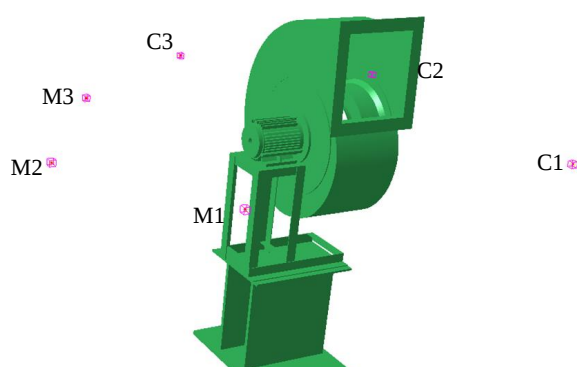


图 4.22 蜗壳辐射声场点

(5) 声学响应计算

以上设置完成后就可以声学响应计算：软件中插入“Acoustic Response Case”即声学响应算例，声学边界条件即为传递过来的振动位移结果，以蜗壳声学网格作为源面，频率范围为 0Hz~9kHz，频率间隔为 25Hz。

(6) 蜗壳声辐射预报结果分析

数值预报结果的 1/3oct 声压谱级如图 4.23 所示, 其中声压参考值为 $2.0 \times 10^{-5} \text{Pa}$, 可以看出在 25Hz 和 245Hz 处噪声级较大, 整体呈下降趋势。图中声压谱级最大值为 22dB, 这说明轴承激励力引起的振动噪声十分低, 其原因是激励力的变化并不大、激励点是作用在电机上而非直接作用在蜗壳上、将叶轮与转子均理想化处理, 另外两个轴承自身的影响也没考虑。

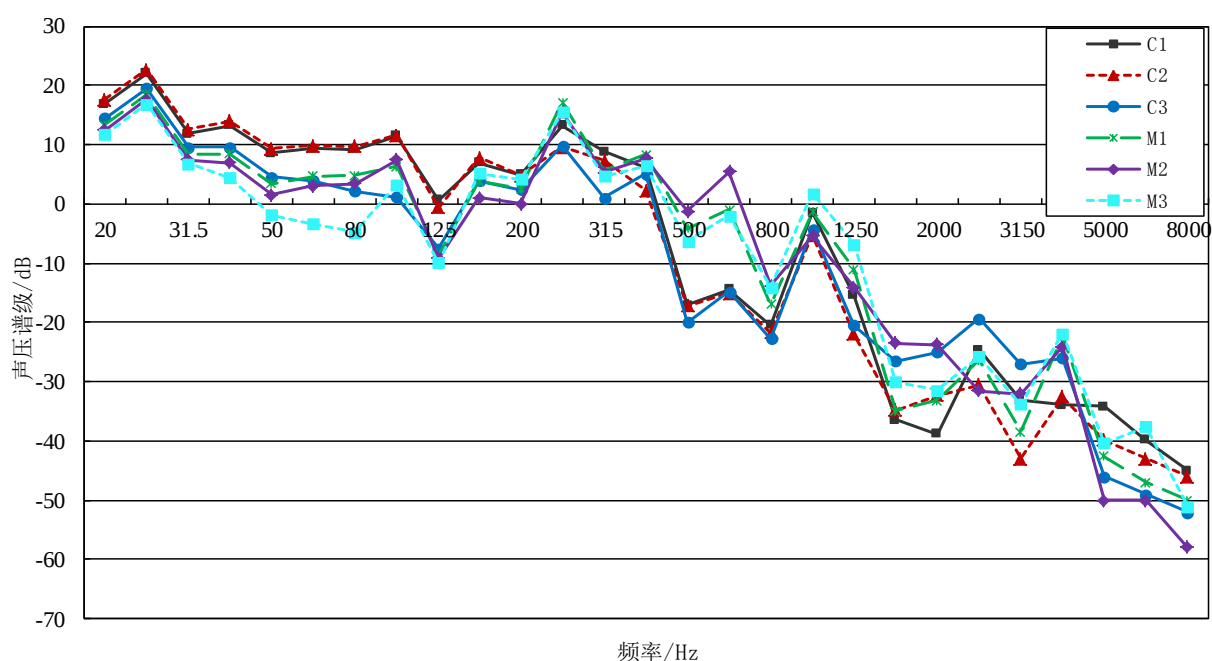


图 4.23 蜗壳声辐射预报结果

4.4 离心风机内表面流体激励诱发的蜗壳振动声

除了轴承力激励壳体振动外, 壳体内部表面力也是一个力激励源。由于振动是在空气中, 所以空气声对振动的影响很小。在本节中, 先用 CFD 计算得到叶轮旋转一周内流体的压力变化在每个时间步的结果, 然后通过数据传递得到蜗壳内表面的随时间变化的激励力。这些激励力会激励整个风机振动, 得到的振动动态位移会作为声辐射的边界条件。

4.4.1 蜗壳内部表面力的获取

4.4.1.1 CFD 计算

在大涡模拟时, 旋转叶片上的力, 可以直接输出并保存在文件中, 但蜗壳表面的力

却无法同时输出，这里采用了另外一种方法：File→Export→During Calculation→Solution Data，即输出计算过程中整体域的解，文件格式是 cgns，由于里面包含了整体流体域的结果，自然也包括蜗壳与管道界面的结果。采用这种办法后，每一个文件为 622M，占用大量硬盘空间，同时 Virtual.Lab 在读入和计算时用时较长，考虑到蜗壳辐射声测量满足信噪比的最高频率为 12kHz，因此这次计算时，步长为 5×10^{-5} ，这样最后的分析频率为 10kHz。数值计算从第 4200 步（同第三章中瞬态大涡模拟起始步数）开始，共计算了 816 步，即叶轮旋转一周。

4.4.1.2 蜗壳内部表面力的获取

由于计算结果是在整个流体域上的，所以首先要将结果传递到蜗壳内表面上。在导入整个风机的结构有限元网格后，新建一个单元组，由于蜗壳内表面有多个面，所以分别选择环绕面、两个侧面、以及连接用的圆环，均选择内表面，建成后的单元组如图 4.24 所示。

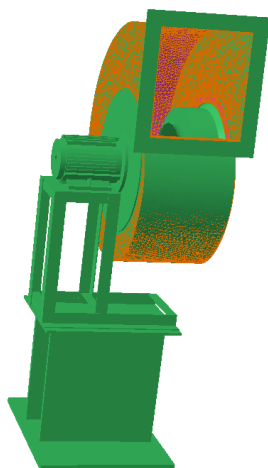


图 4.24 蜗壳内表面单元组

数据传递源选择整个有限元单元（在导入 CFD 结果时会自动生成），目标是上面建立的壳体单元组，由于流场计算时采用的网格比较密，而声学有限元网格比较稀，所以需要定义两种网格的映射关系。对于流体噪声计算，采用选用“无能量损失的最大距离”的传递算法，可以大大提高流体噪声的计算精度。CFD 得到的时域结果，需要对其进行傅立叶变换，图 4.25 为在 75Hz 时的内表面压力脉动云图。

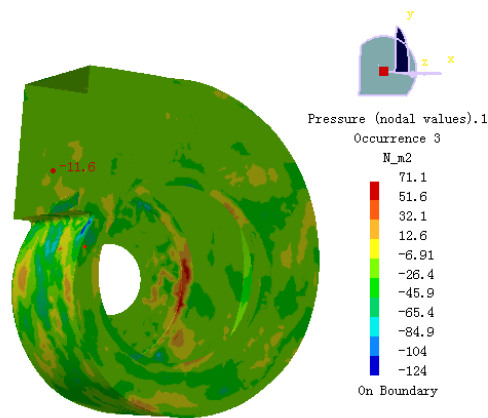


图 4.25 75Hz 压力脉动云图

4.4.2 内表面流体激励蜗壳振动计算

4.4.2.1 计算设置

风机的边界条件同前面轴承激励壳体振动的一样，即在风机刚性底座底部施加 6 个自由度的约束。

4.4.2.2 蜗壳振动响应计算

在上述工作完成后，插入“Direct Structure Response Case”算例，即可进行振动响应计算，最高计算频率为9kHz，图 4.26 为某频率时的振型位移云图。与轴承激励下的振动位移图 4.19 相比，振动位移的最大值增加了三个数量级。

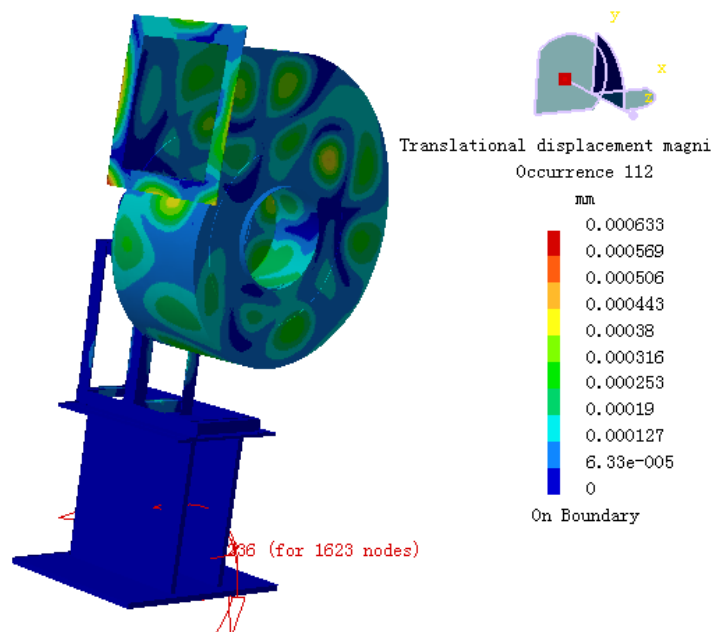


图 4.26 在 2875Hz 时的振动位移图

4.4.3 内表面流体振动声辐射计算

4.4.3.1 声学有限元网格

声学有限元网格依然采用计算轴承力激励壳体辐射声时（简称“途径一”）使用的声学网格。

4.4.3.2 数据传递

由于振动计算结果是在壳体上的，所以还要进行数据传递。传递目标同“途径一”，即在声学有限元网格包络面的蜗壳部分。数据传递源为蜗壳的外表面，接收源为声学网格的蜗壳部分，传递算法选择最大距离 5mm，影响节点 4 个。

4.4.3.3 设置声学边界条件

声学边界条件同“途径一”：蜗壳入口、蜗壳出口、圆柱体底部为硬表面，圆柱面与顶面为无反射边界条件。

4.4.3.4 声学响应计算

前面求得了振动位移结果，而且已经传递到声学网格上了，就可以插入声学响应算例进行计算了：声学边界条件即为振动位移，数据类型与振动结果保持一致，即为 Panel Displacements，以蜗壳声学网格作为源面，计算频率上限为 9kHz，间隔 25Hz。场点依然是“途径一”中的 6 个场点，1/3oct 结果如图 4.27 所示。相比轴承力激励，这里的噪声最大值为 60dB，远高出前者的 22dB。

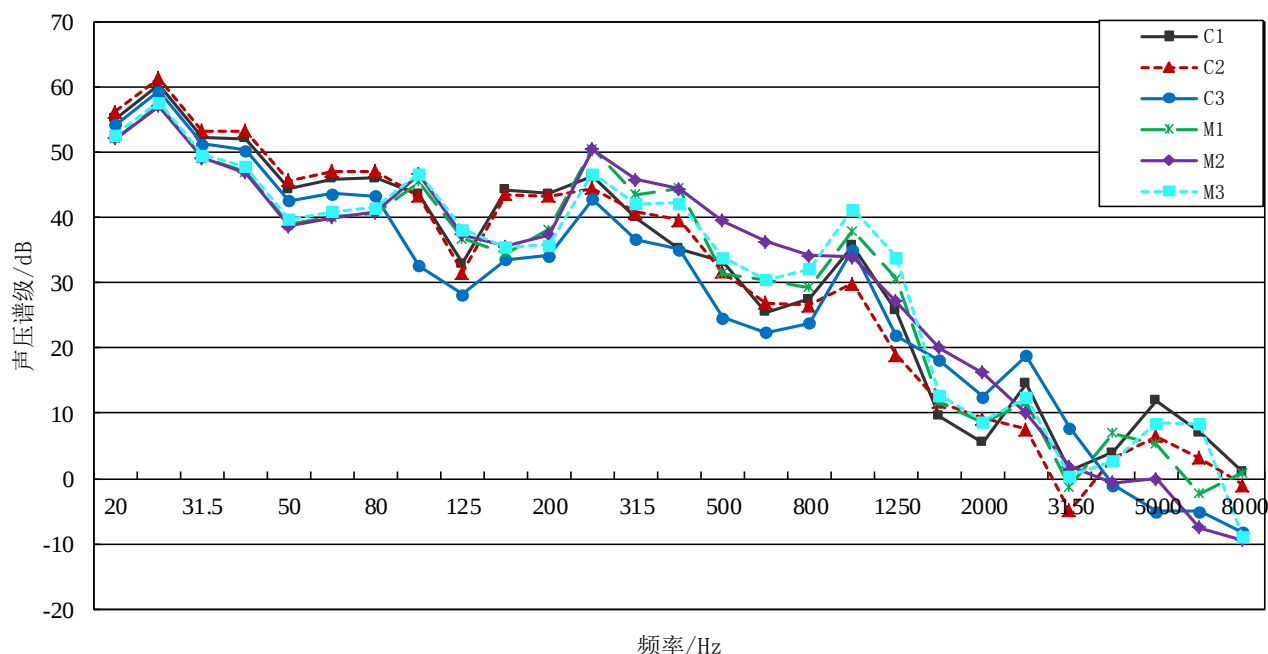


图 4.27 蜗壳内表面力激励壳体振动辐射声

4.5 风机蜗壳振动噪声验证

4.5.1 两条途径下振动噪声的对比

由于轴承力激励蜗壳声辐射与内表面力激励壳体声辐射的曲线基本上“凑”在一起，所以选择测点 C1 处噪声进行分析。将两条途径激励下的噪声绘在一起，如图 4.28 所示。可以看出轴承力激励产生的噪声非常低，可以忽略不计。这是因为轴承上合力的脉动量比较小（参见图 4.13），它的计算来源即所求得的合力（参见图 4.12）也比较小，这是由于叶轮有 10 个叶片，尽管每个叶片受力不断变化，但集中起来变化就很少。在本章建模时已指出轴、叶轮、电子转子是理想轴对称，轴承也认为是完全刚性的，这样作用于轴承上的力也是很小的。实际上由于制造方面的原因，是不可能做到完全对称的，这样在轴频就会出现明显的简谐力，在噪声上也会出现一个较尖的峰。

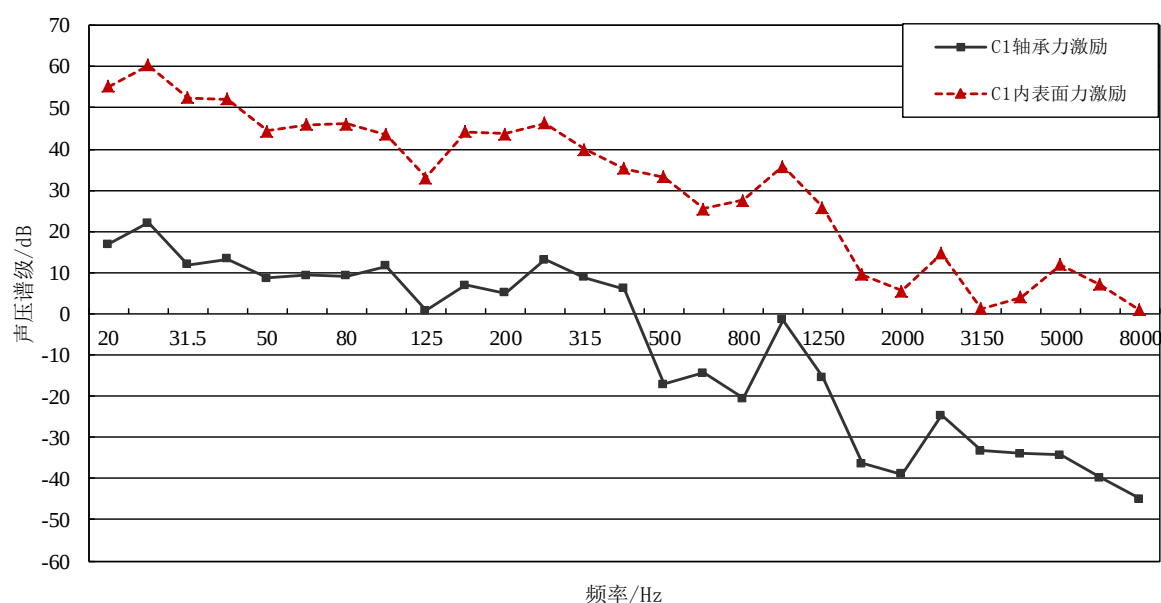


图 4.28 两条途径下振动噪声的对比

4.5.2 计算结果与验证

试验中采用一个传声器分别放置在不同测量位置进行测量，测量时人员离开测量点，以减少反射影响。

4.5.2.1 试验结果

试验中的情况如图 4.29 所示。电机轴线高度为 119cm，传声器用三角架固定，高度同轴线，测量时大门保持关闭，见图 4.30。

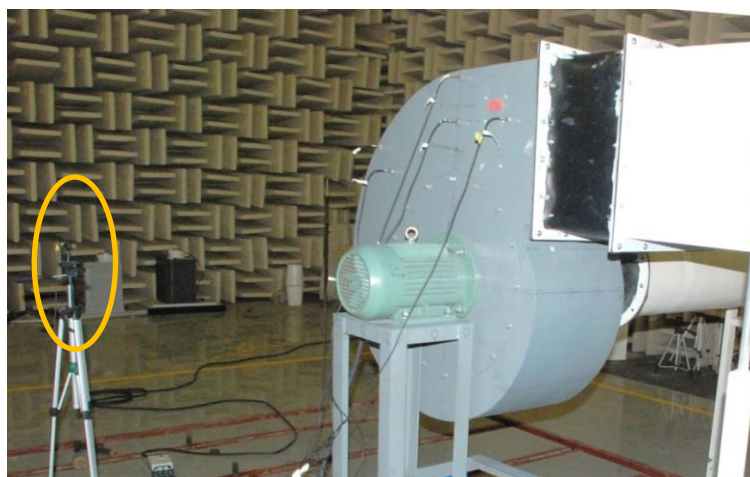


图 4.29 用传声器测量噪声



图 4.30 辐射声测量时大门保持关闭

将 6 个位置处的噪声绘在一起，如图 4.31 所示。可以看出在中心频率 25Hz 和 250Hz 处噪声级明显高于其他中心频率处，而这两处分别接近 24.5Hz 和 245Hz，而这分别为轴频和叶频。

各个位置的指向性是存在的，其中 C3 位于蜗壳卷曲面的外侧，辐射面积应是最小，结果噪声级也较低。当然这里有管路反射、地面反射，难以细致分析。总体来说，噪声级相差不多。

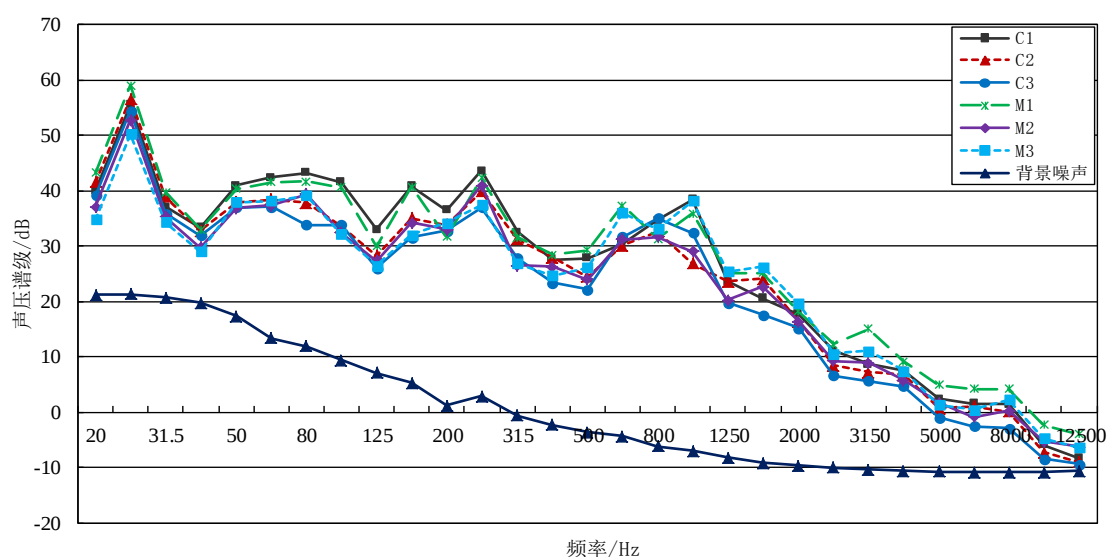


图 4.31 在半消声室内测量的 1/3oct 噪声谱级

4.5.2.2 预报与试验结果验证分析

计算使用的轴承力与表面力都是从同一时刻开始计算的，但步长不一样，所以这里当做无规相位声波进行叠加。由于轴承激励辐射噪声较低，叠加后结果同内表面力激励流体结果。

将 C2 测点结果进行比较，如图 4.32 所示，可以看出，两者整体下降的趋势是一致的，在叶频与轴频处均较高，但在轴频处噪声级不如实际测量的高的突出，这说明实际风机轴频噪声比较突出。另外，预报后的结果和测量结果在量级上也比较接近。

计算误差会来源于预报的各个环节，如数值计算、风机结构建模、声学求解。预报结果在中低频偏大，可能主要跟蜗壳的两个出入口设为自由边有关，实际上橡胶还不十分柔软的。另外在预报时中间的风速比实际大一些，也就是说激励源相应的也会大一些，这些因素会导致计算结果偏大。

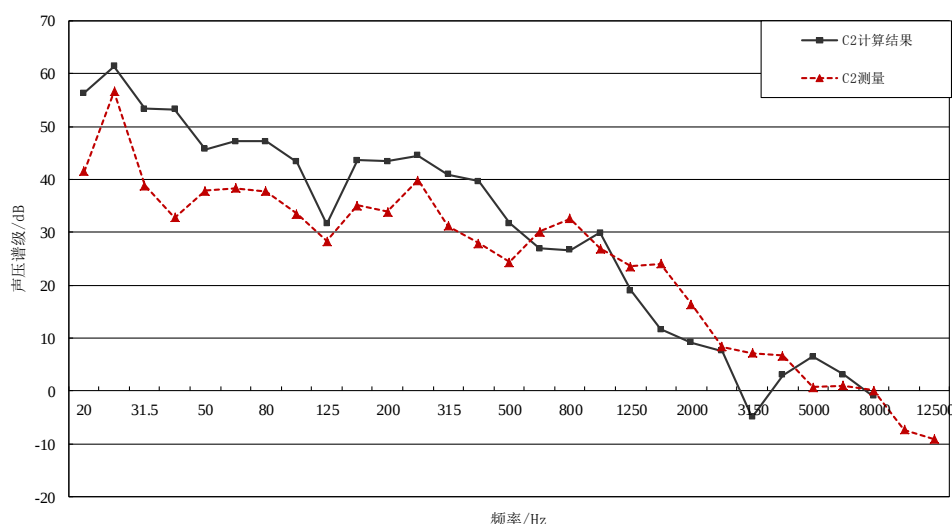


图 4.32 计算结果与预报结果比较

4.6 小结

本章以蜗壳振动辐射噪声为主要研究对象，基于第三章瞬态流场计算结果，从动态力由叶片经轴—轴承—电机壳体向风机蜗壳传递及风机蜗壳内流体脉动压力直接激励结构振动两个途径，进行了风机蜗壳辐射噪声的预报，并与实际测量结果进行了对比验证。主要工作总结如下：

(1) 通过对蜗壳隔声量计算、电机带叶轮与不带叶轮噪声测量结果对比、管道声辐射分析，可以判定半消声室内测得的风机辐射噪声主要来源于蜗壳振动声辐射。

(2) 将轴承作为理想状态，利用流场瞬态计算获得的叶轮上动态力和动态力矩，计算得到轴承处动态力，引入风机三维结构有限元模型，计算得到了蜗壳外表面动态位移，并将动态位移转移到声学网格，考虑地面声反射，利用声学有限元方法计算得到叶轮通过轴和轴承途径引起的蜗壳辐射噪声。

(3) 将大涡模拟计算得到的蜗壳内表面脉动压力作为结构有限元输入，计算得到蜗壳外表面动态位移，利用声学有限元法获得了蜗壳内表面流体脉动压力引起的蜗壳辐射噪声。

(4) 通过计算对比可以看出：轴承激励引起的蜗壳辐射噪声与蜗壳内流场脉动压力激励壳体振动引起的蜗壳辐射噪声相比是非常低的。这是因为：a) 这里认为电机转子和风机叶轮是完全对称，电机交变磁场也处于完全对称的理想状态；b) 虽然叶片上各点处

脉动压力各不相同,但形成合力时由于存在部分抵消使起伏变小,而且这台离心风机全压不大,气体引起的非稳态力也不大。如果考虑到因加工精度等引起的较大简谐力,那么会在轴频、叶轴处激起较大的振动噪声;c)轴承力作用点是在刚度较大的电机上,而不是直接作用在蜗壳上,动态力传递到风机蜗壳上会有较大衰减。

(5) 由于轴承力引起的噪声较低,叠加后的噪声仍与内表面流体脉动激励引起的蜗壳辐射噪声相当。与测量结果相比,预报结果在低频段偏高,在 800Hz 后比较接近,整体预报结果偏大一些。

综合考虑研究对象的复杂性,利用流场瞬态分析获得的预报结果,采用流场计算、振动谐响应计算与声学有限元相结合的研究方法,形成了蜗壳振动有限元与声有限元相结合的方法计算蜗壳振动与辐射噪声,形成的计算析流程见图 4.33。

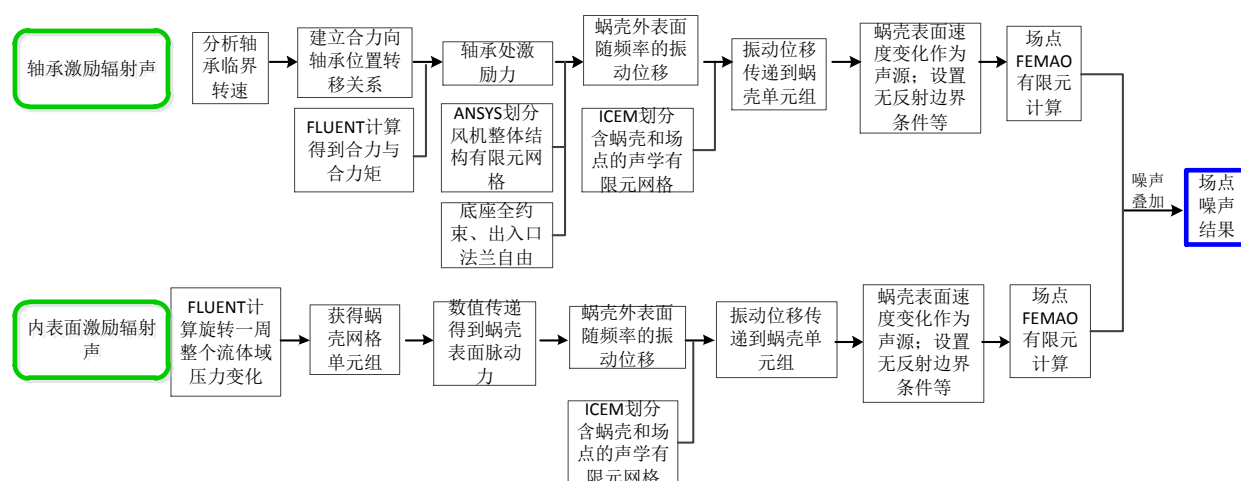


图 4.33 蜗壳辐射声预报方法

第五章 风机管内噪声预报与验证

5.1 引言

风机管内噪声一是来源于叶轮的空气动力噪声，另外蜗壳内表面的压力脉动作为偶极子也会在管道中辐射声。

旋转机械中的叶片辐射声一直被认为是主要的气动声源，这方面的预报方法研究开展得比较多，早期多是采用经验公式，但预报精度低，且预报频段窄。随着数值计算技术的发展，这方面的精准预报成为可能。数值计算的难点是要较准确的得到叶片表面的压力随时间变化的关系，同时还要考虑旋转的影响。

边界层湍流压力脉动作为四极子辐射效率很低，但湍流与壁面互相作用，会沿界面形成分布力源，而它具有偶极子型辐射机理，将成为有效的辐射声源。风机蜗壳面积大，而且气体对蜗壳的作用力也较大，因此有可能成为另一大噪声源。

另外，噪声在管中传播，因此管道的影响也要考虑进来。

从前面的预报可以看出蜗壳振动辐射出来的声音很小，同样向内辐射也较小，所以这里主要考虑风机旋转叶片的辐射声和内壁面脉动压力的辐射声。

5.2 风机叶轮引起的管内噪声

5.2.1 叶轮旋转引起的声辐射预报模型

首先分析旋转机械在自由场下的声辐射。叶轮工作时叶片面元上会产生压力脉动，特别是出口边存在涡脱落时，压力脉动更明显，这些压力脉动也能产生噪声。又由于叶轮又在不断旋转，这样叶轮声相当于旋转偶极子声辐射。

对于其中一块面元， $\vec{F} = \{F_x, F_y, F_z\}$ ，根据力与辐射声的关系

$$p(\vec{r}, t) = -\frac{x_i}{4\pi c_0 r^2} \int_S \frac{\partial F_i(t - r/c_0)}{\partial t} dS \quad (5.1)$$

进一步分析，将力进行傅立叶形式的展开，如将Z方向力 F_z 展开

$$F_z(r_1, \varphi_1; t) = \sum_m \sum_n A_{mn}(r_1, \varphi_1) e^{jm\omega_1 t - j(Km+n)\varphi_1} \quad (5.2)$$

最终可以得到推力分量产生的声压^[126]：

$$p_z = -\frac{jk_1 \cos \theta}{4\pi r} \sum_m \sum_n m I_{mn}^* e^{j\{m(\omega_1 t - k_1 r_0) - (Km+n)(\varphi - \pi/2)\}} \quad (5.3)$$

其中 $I_{mn}^* = \int_0^a A_{mn} J_{Km+n}(mk_1 r_1 \sin \theta) 2\pi r_1 dr_1$, r_1 是源点距圆心距离, r_0 是源点距接收点距离,

θ 、 φ 是坐标系中的夹角。 I_{mn}^* 一般只能用数值方法计算。

其他方向的力产生的声压为

$$p_x + p_y = -\frac{j}{4\pi r} \sum_m \sum_n (Km+n) J_{mn}^* e^{j\{m(\omega_1 t - k_1 r_0) - (Km+n)(\varphi - \pi/2)\}} \quad (5.4)$$

其中 $J_{mn}^* = \int_0^a \frac{1}{r_1} B_{mn} J_{Km+n}(mk_1 r_1 \sin \theta) 2\pi r_1 dr_1$, J_m 为 m 阶贝塞尔函数。

叠加上面所有面元的辐射声, 就可以得到整个叶轮的辐射声。

5.2.2 风机在自由场中辐射声预报过程

叶轮是在蜗壳中旋转的, 叶轮产生的噪声传播会受到管道声模态的影响, 为了分析管道对噪声传播的影响, 首先预报风机在自由场内辐射情况。

在利用 FLUENT 获得力源后, 可以用 Virtual.Lab 进行辐射声计算^[127]。Virtual.Lab 中首先导入不同时刻叶轮的力源, 根据计算频率将叶片划分为一个个的小区域, 计算上面的合成力, 然后对这个力进行傅立叶变换。由于叶轮是旋转的, 要设置旋转方向, 旋转速度, 最后定义结果输出点, 提交软件进行计算。

5.2.2.1 导入 CFD 计算结果

前面在大涡模拟时已经计算了从 4200 步到 5831 步, 共 1632 步, 即叶轮旋转一周时、每隔 2.5×10^{-5} 秒的叶片受力。首先将这些力导入, 导入时选择在网格单元形心处的压力, 这是因为 FLUENT 是采用有限体积法计算的, 网格节点位于控制体的中心, 计算数据存储于节点, 而非“平均地”存储于控制体。同时也要导入 CFD 计算时使用的网格。由于压力脉动结果存储在形心上, 要将形心结果传递到网格各节点处。经过传递后, 在某一时刻的图形如图 5.1 所示。

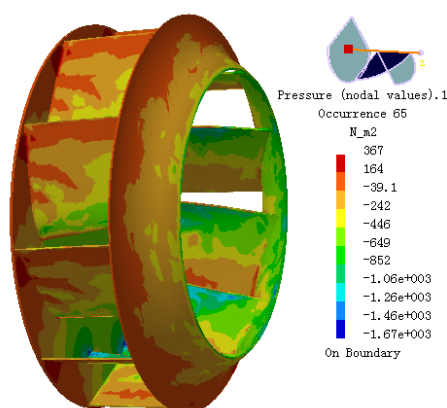


图 5.1 第 65 步时叶片上的压力云图

5.2.2.2 添加扇声源

在 Virtual.Lab 计算中，扇声源的计算是作为一类专门的计算对象。扇声源的基本做法是将叶轮等效为一个个旋转偶极子：当叶片尺寸相对较大时，首先需要在 LMS Virtual.Lab 中将叶片分为不同的分段，每一个分段相当于一个“紧致”的声源。声源个数与计算的最高频率有关，受到声致密性条件的约束。在本次计算中频率上限为 14.7kHz，图 5.2 (a) 是在设置频率后对叶轮自动的区域划分，不同颜色表示不同区域，彩色分块为对应的区域。

在以上设置完成后，再添加扇声源的边界条件，设置旋转速度为 1470r/min，傅立叶变换加窗选择 Hanning。图 5.2 (b) 是设置好转速参数的图形，图中可以看出旋转方向，以及各个离散力。

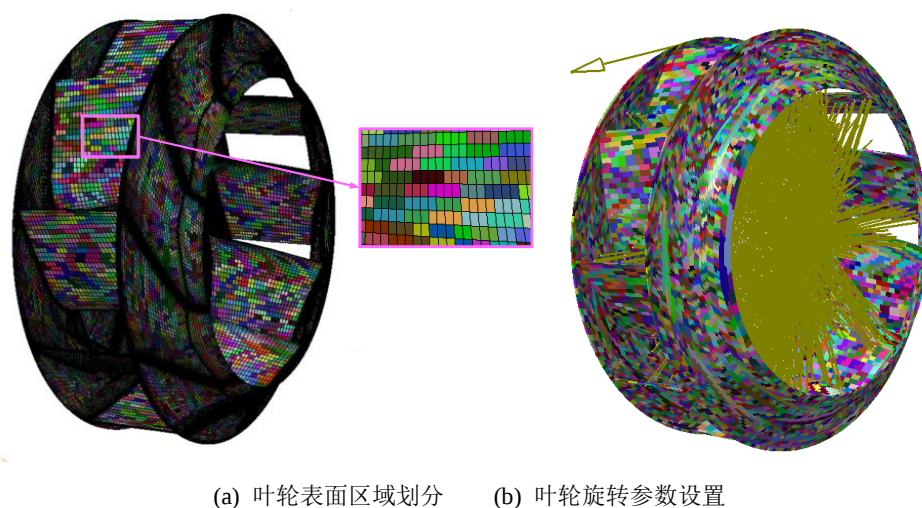


图 5.2 在 Virtual.Lab 中的叶轮设置

5.2.2.3 导入较远处的辅助网格单元

由于自由场下的旋转噪声在软件中是采用边界元法计算的，声源在前面已经定义好，还需插入辅助单元，一般采用正方体外表面单元网格，为了减小辅助单元的影响，这个网格离叶轮要足够远，本文采用的距离为 10m，计算时在此网格上生成包络面，并在包络面上定义材料与属性。

测量点与在试验室中的实际测量点（见第二章图 2.12）相对应：管中的两点的坐标分别为(0,0,8860)、(-8150,368.7,175.5)，其中第一点与实际测量点一样，第二个点是出风管道三个测点中间的一个。

5.2.2.4 声学响应计算

在以上设置完成之后就可以进行声辐射的计算，计算频率上限为 14.7kHz，间隔为 24.5Hz。如图 5.3 所示，可以看出，r1、r2 两点的噪声有交错，这说明两点的噪声指向性不同。噪声的最大值为 59dB，位于轴频处。

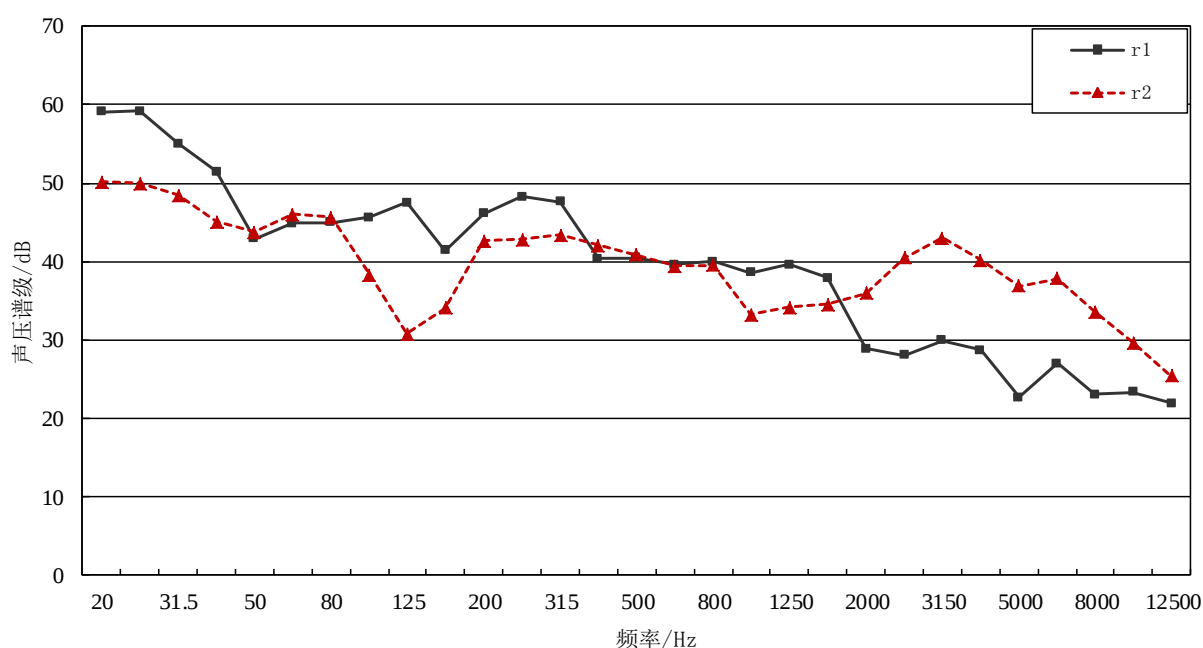


图 5.3 在自由空间的计算结果

5.2.3 叶轮引起管内噪声预报过程

上一节计算得到的是叶轮在自由场的声辐射结果，实际上叶轮外面有蜗壳、管道，声在里面传播时会受到管道声模态的影响。由于在测量时，两个消声末端直接与大气相连，声音直接辐射出去，没有声波的反射，所以入口与出口可以当作无反射边界条件。

5.2.3.1 声学有限元网格划分

一般在划分声学有限元网格的时候,一个波长内不少于 6 个单元,那么这里计算频率为 6kHz,这样每个单元边长 9.4mm,而管道的尺寸为长达 12m,在这上面划分网格,会非常密,电脑无法计算,所以这里同上一章一样仍然采用声学里的 FEMAO 算法。由于原来蜗壳入口处有部分伸到叶轮中,如图 5.4 (a)所示,这里由于厚度为 2mm,而且有卷边。由于单个网格尺寸比较大,难以拟合那部分的边界,导致网格生成质量不高,所以进行了简化,如图 5.4 (b)所示。图 5.4 (c)为导入到绘图软件 ICEM 中的情况。图 5.5 为划分好的网格,其中网格均为四面体,单元最大边长为 64mm,这样生成的网格如图 5.5 所示,网格量为 12.9 万。

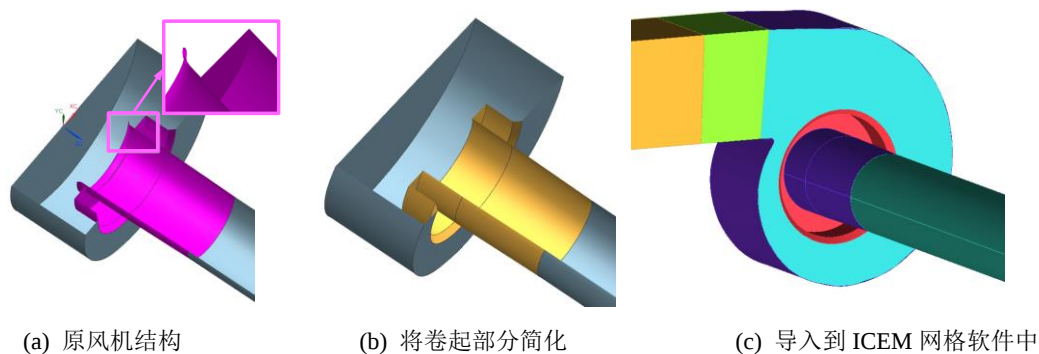


图 5.4 声场区域划分过程

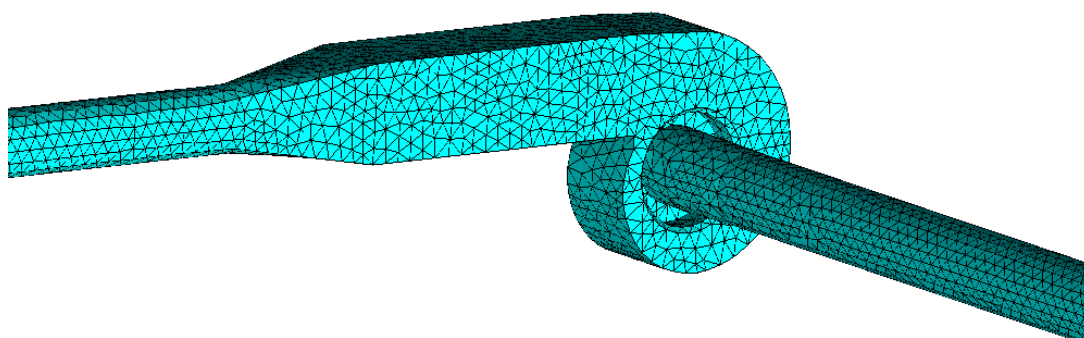


图 5.5 划分后的声学有限元网格

5.2.3.2 定义无反射边界条件

在计算管道中的叶轮噪声时,导入 CFD 结果与添加扇声源均与自由场中计算设置相同。随后导入有限元网格,会自动形成声学包络网格,各种边界条件只能定义在声学包络网格上面。分别选中包络面上的入口网格与出口网格,建立两个单元组。

在前面的分析中已经指出,管道出入口是没有声反射回来的。在本文中单元组上定

义 ρc 声阻抗来模拟无反射边界, 即将阻抗设置为 $416.5 \text{ kg} / \text{m}^2 / \text{s}$, 即为 20°C 时的空气的声阻抗。

5.2.3.3 叶轮引起的管内噪声计算

在上述设置完成后, 即可进行声学响应计算, 由于电脑硬件限制, 计算上限频率为 6 kHz , 间隔为 24.5 Hz 。图 5.6 为噪声预报结果, 可以看出, 最大值为 85 dB , 这说明管道使得声辐射传的更远。另外, 两条曲线比较靠近, 即声指向性减弱。

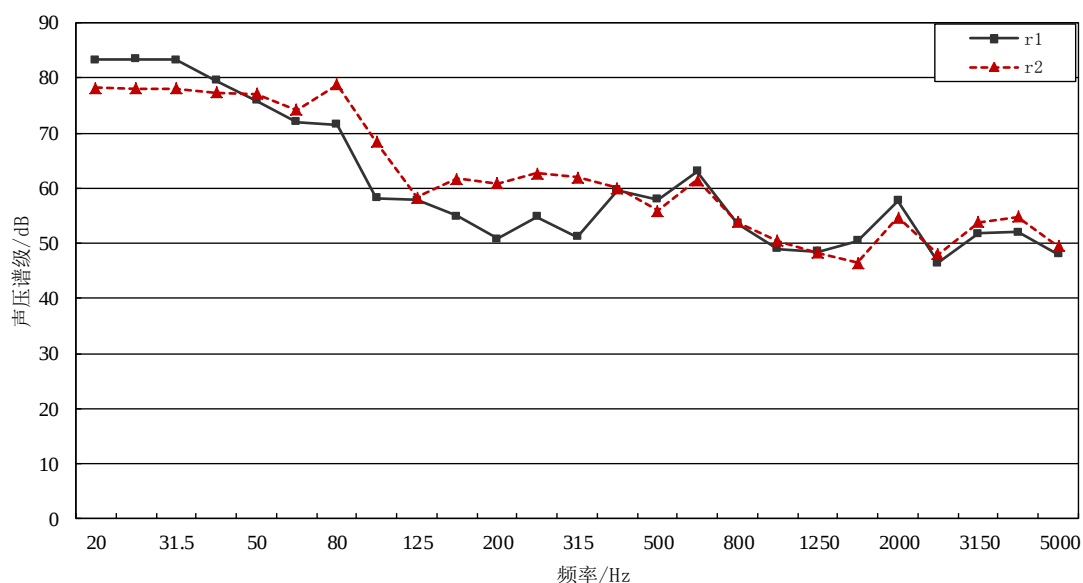


图 5.6 噪声预报结果

5.3 蜗壳压力脉动引起管内噪声计算

一般情况下流体流经光滑壁面时, 如果没有产生分离涡, 声辐射是比较小的。首先计算风机蜗壳上涡的分布情况, 以确定主要噪声源的位置, 这个位置即为数值预报中的积分面。

涡是涡量集中的区域, 一般自然想到用涡量的模作为涡的判据, 认为涡量最大的地方是涡的中心, 但这个判据具有明显的局限性: (1) 涡量极大不等于有涡存在, 如层流平板边界层, 壁面上涡量最大, 但很明显没有涡旋存在; (2) 涡量不具有广义伽利略 (Galilean) 不变性, 大小和坐标系的选取有关。Hunt^[128]等人提出的 Q 判据很好地解决了这两个问题: 流体的变形可以用应变率张量来表示, 该张量可以分解成对称部分应变率张量 S 和反对称部分涡张量 Ω , 如果涡张量对流体变形的贡献大于应变率张量, 则可以认为该区域有涡存在, 具体定义如下:

$$\text{应变率张量: } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

$$\text{涡量: } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

$$Q \text{ 值: } Q = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{2} (\|S\|^2 - \|\Omega\|^2)$$

简化到三维笛卡尔坐标下的 Q 值如下:

$$Q = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (5.5)$$

涡量场处理在 Tecplot 中进行, 涡量根据上面公式得到, 涡流场如图 5.7 所示。

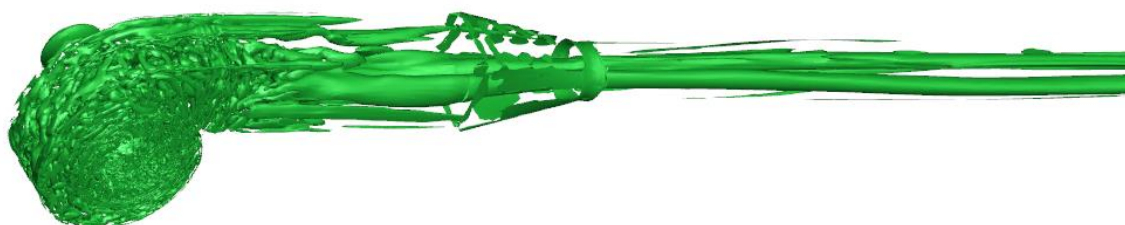


图 5.7 风机内部涡流场云图

可以看出蜗壳内表面涡比较多, 在管道那里很少。由于蜗壳用两个橡胶管道与铁管相连, 振动较小; 管道内表面是光顺的, 湍流强度低, 这样引起的振动噪声很低, 那么仅会有边界层的噪声, 而这个量级也是很低的, 如图 5.8 所示, 相比分离涡产生的噪声, 噪声低 10dB 以上。而蜗壳内表面则有大量的涡分离, 所以本次计算中管道声不予考虑, 这里的蜗壳内表面脉动力主要针对蜗壳部分进行积分计算。当然最好的办法是将所有表面做为声源, 但这样计算量会大大增加。

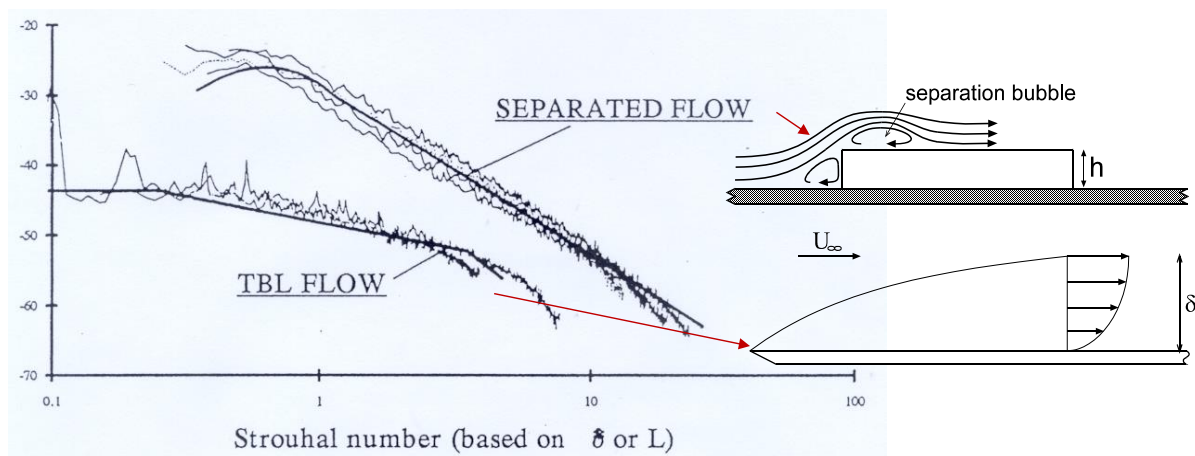


图 5.8 湍流边界层与分离流动辐射噪声量级比较^[129]

5.3.1 壁面脉动压力的声辐射原理

在风机蜗壳内表面存在着湍流，即使界面是刚性的，它也将改变湍流区的辐射声。界面的存在使辐射噪声有很大增加，表现在两个方面：首先，湍流的等效源一体分布的四极子源所产生的声波将在界面上发生反射。其次，湍流与界面互相作用的结果，形成沿界面分布的力源，由于它具有偶极子型辐射机理，会成为更有效的声辐射源。

本文将 Curle 方程的推导过程^[130]重新进行了梳理，给出了每一步的具体推导，使得整个流程更为清晰。固体外的湍流运动示意图如图 5.9 所示。

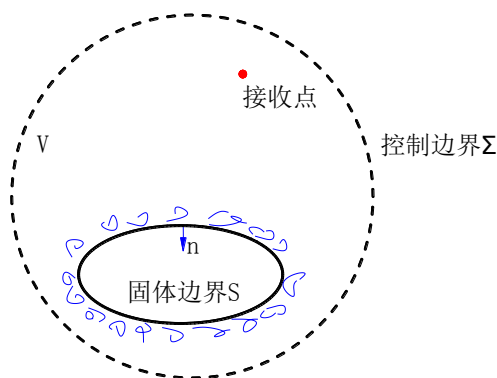


图 5.9 固体外的湍流运动

定义 $r = |x - y|$ ， $\rho(x, t) = \rho_0 + \rho'(x, t)$

在湍流区域 V 内成立方程

$$\nabla^2 \rho' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = -\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (5.6)$$

其中， $T_{ij} = \rho U_i U_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}$ ， $p_{ij} = p \delta_{ij} - \tau_{ij}$

当存在表面时，方程一般解是

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \iiint_V \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \right] \frac{dV(y)}{r} + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] + \frac{n_i}{r^2} \frac{\partial r}{\partial y_i} [\rho] + \frac{n_i}{c_0 r} \frac{r}{\partial y_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right\} dS(y) \quad (5.7)$$

其中 $\vec{n} = \{n_1, n_2, n_3\}$ 是湍流区 V 的外法线向量，也就是表面 S 的内法线向量。[] 定义为时间延迟： $t - r/c_0$ 。

应用 Green 定理时保留面积分，可得

$$\iiint_V \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \cdot \frac{1}{r} \right] dV(y) = \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial t} \right] dS(y) + \frac{\partial}{\partial x_i} \iiint_V \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_j} \right] dV(y) \quad (5.8)$$

同样地有

$$\iiint_V \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial \partial y_j} \right] dV(y) = \iint_S \frac{n_i}{r} [T_{ij}] dS(y) + \frac{\partial}{\partial x_j} \iiint_V \left[\frac{1}{r} \cdot T_{ij} \right] dV(y) \quad (5.9)$$

结合上面两式得到

$$\iiint_V \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \cdot \frac{1}{r} \right] dV(y) = \frac{\partial}{\partial x_i x_j} \iiint_V \frac{1}{r} [T_{ij}] dV(y) + \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \frac{n_i}{r} [T_{ij}] dS(y) + \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] dS(y) \quad (5.10)$$

再来变换式 (5.7) 中的面积分

$$\begin{aligned} & \iint_S \left\{ \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] + \frac{n_i}{r^2} \frac{\partial r}{\partial y_i} [\rho] + \frac{n_i}{c_0 r} \frac{r}{\partial y_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right\} dS(y) \\ &= \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_i t} (\rho \delta_{ij}) \right] dS(y) - \iint_S n_i \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x_i} [\rho] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right\} dS(y) \\ &= \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_i} (\rho \delta_{ij}) \right] dS(y) + \iint_S n_j \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{1}{r} \rho \delta_{ij} \right] dS(y) \end{aligned} \quad (5.11)$$

这里用到了普遍的关系式

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{1}{r} f(y, t) \right] = - \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x_i} [f] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right] \right\} \quad (5.12)$$

将式 (5.10) 代、式 (5.11) 入式 (5.7) 有,

$$\begin{aligned} \rho' &= \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} \iiint_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV(y) + \frac{1}{4\pi c_0^2} \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_i} (T_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) \right] dS(y) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \frac{n_j}{r} [T_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}] dS(y) \\ &= \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} \iiint_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV(y) + \frac{1}{4\pi c_0^2} \iint_S \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_i} (\rho U_i U_j + p_{ij}) \right] dS(y) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \frac{n_j}{r} (\rho U_i U_j + p_{ij}) dS(y) \end{aligned} \quad (5.13)$$

利用动量方程得到

$$n_i \cdot \frac{\partial}{\partial y_i} (\rho U_i U_j + p_{ij}) = -n_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) \quad (5.14)$$

由于表面是刚性的, 有法向速度为 0, 即

$$n_i U_i = 0 \quad (5.15)$$

于是式中的第二项为 0，第三项积分中只剩 p_{ij} ，令

$$F_i = n_i p_{ij}$$

最终可得 Curle 方程

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{T_{ij}(y, t-r/c_0)}{r} dV(y) + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \frac{F_i(y, t-r/c_0)}{r} dS(y) \quad (5.16)$$

声压即可通过 $p = c_0^2 \rho'$ 得到。上式的第二项为固体界面单位面积强度为 F_i 的面分布偶极子源产生的声场，可见在有固体壁面时，增加了沿界面分布的偶极子声源，偶极子声辐射效率要高于四极子，在本次风机中里面的速度为 20m/s 的量级，所以这里不考虑四极子的影响，只考虑偶极子声源。

必须指出的是，前面第四章提到的蜗壳表面是振动的，而这里又将蜗壳作为刚性不动的壁面，是不是前后矛盾？首先回顾下第三章大涡模拟计算时认为固体都是不振动的，从第四章的计算中可以看出蜗壳是存在振动的，我们知道振动对湍流肯定存在影响，最起码有“打散”的作用，如图 5.10 所示。但风机振动的量级非常小，一般认为 $\sim O(10^{-6})$ m（本文实际预报结果也是很低的），这个振动幅度远小于流体边界层厚度，所以采用这种单向耦合计算是可以的。再回到这个问题，在计算蜗壳振动辐射声时，这些振动的微小边界元可以等效为一个个振动点源，辐射声强度与这个振动速度有关。对于运动界面的湍流壁面声辐射可以用 Ffowcs Willams-Hawkings 将 Curle 方程推广到表面 S 任意运动的情况^[52]下的公式求解，这样力源（偶极子源）也会不断前后抖动，引起其与接收点距离的变化。好在这里蜗壳振动是微小的，远小于波长（如在 10kHz 时波长为 34mm），因此引起的相位变化可以忽略不计，所以依然可以使用 Curle 方程。

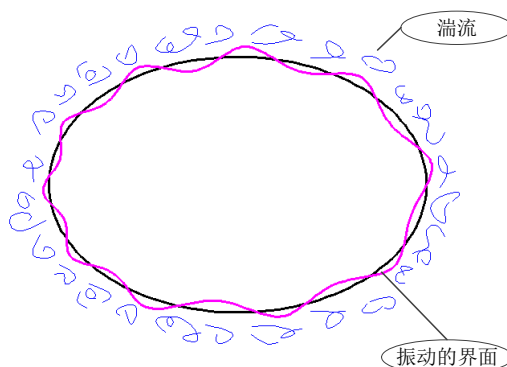


图 5.10 振动表面外的湍流

在第四章蜗壳振动计算时，声对振动的反作用是忽略不计的，这里声对湍流的影响也是不考虑的，如果考虑到它们之间的互影响，即声对壁面振动、对湍流有影响，那么就是更为复杂的流—固—声三者耦合的问题了。

5.3.2 蜗壳压力脉动引起管内噪声预报过程

5.3.2.1 CFD 计算结果导入

在前面计算蜗壳内表面流体激励壳体振动声时，使用大涡模拟计算了 816 步。由于在生成 cgns 文件时，数据是位于各个体单元中，而实际只需要表面的网格上的数据，所以要进行数据传递。在风机管道内旋转噪声辐射预报时使用了声学有限元网格，那里的网格在这里继续使用。在导入后形成了包络面，分别选中蜗壳入口端到管道入口的网格与蜗壳出口端至管道出口的网格，建立两个单元组，另外除此之外的设为另外一个组，可以采用“difference”选项，即将包络面网格“减去”前两部分的单元组，如图 5.11 所示，为了表达方便，这个组名称为壳体单元组。

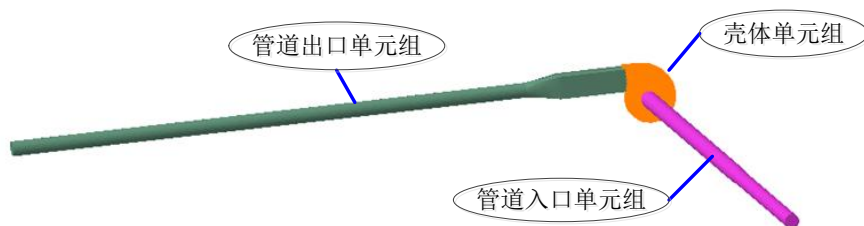


图 5.11 蜗壳单元组网格形成

数据传递源选择整个有限元单元（在导入 CFD 结果时会自动生成），目标就是壳体单元组，由于流场计算时的网格比较密，而壳体单元组网格比较稀疏，两个网格没有一一对应，所以需要定义两种网格的映射关系。对于流体噪声计算，采用 Conservative Maximum Distance 这种无能量损失的映射算法。由于 CFD 进行的是时域计算，为了进行声学分析，需要对其进行快速傅立叶变换，图 5.12 为 175Hz 时的压力脉动云图。

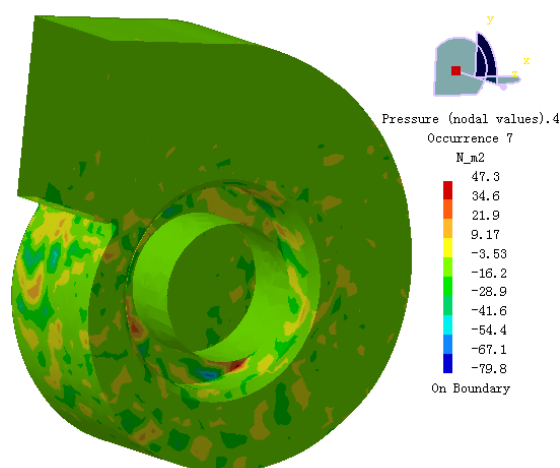


图 5.12 175Hz 压力脉动云图

5.3.2.2 计算设置

在入口单元元和出口单元组分别定义无反射边界条件，即设置声阻抗为 $416.5 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ 。在软件中将上面完成数据传递后的结果作为边界条件，物理类型为 Surface Dipole，即表面偶极子。偶极子声源更细致区分为了可压缩流动与不可压缩流动，由于本例中流速为 21.7 m/s ，进行 CFD 计算时不考虑流体的压缩性，所以这里选择不可压缩流动。

5.3.2.3 声学响应计算

在上述设置完成后，即可进行声学响应计算，计算上限频率为 6 kHz ，间隔为 25 Hz 。求解场点依然是 $r1(0,0,8860)$ 、 $r2(-8150,368.7,175.5)$ 。采用多核并行方式进行计算，计算结果如图 5.13 所示，可以看出在低频时有些差别，在高频时趋于一致。

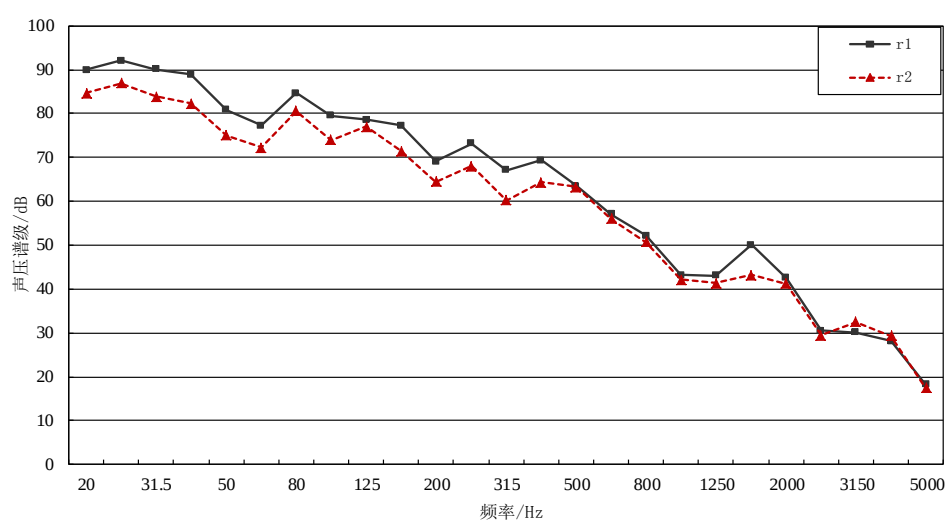


图 5.13 噪声预报结果

5.4 管道内噪声预报结果验证与分析

5.4.1 两条途径下管内噪声的对比

图 5.14 为两种途径下的噪声对比，可以看出管内流噪声在低频部分高于叶轮旋转声，而在高频时又低于叶轮声。这表明叶轮和蜗壳壁面的非定常力是离心风机最主要的气动噪声源，这与文献中[131][132]的说法也是一致的。

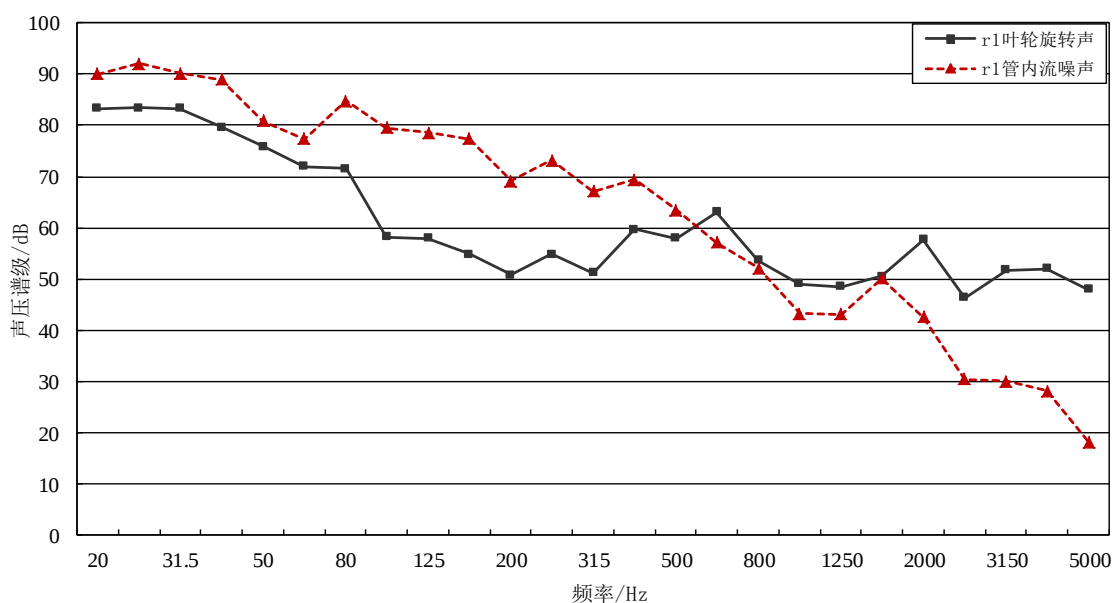


图 5.14 两种途径下的噪声对比

一般来讲叶片辐射声较大，但这里叶轮与蜗壳距离非常近，特别在蜗舌部位仅有 28.5mm，也就是分离的涡（脱离涡将造成较大的脉动，从而产生较大声辐射）尾流还会直接作用于蜗壳表面。另外，从声源作用面积来讲，10 个叶片的全部面积（含叶面叶背两面）为 0.36m^2 ，而蜗壳内表面的面积为 2.2m^2 ，远大于前者。这些因素导致蜗壳辐射声较大一些。但高频部分叶轮辐射声又高起来，这部分跟直接涡发放有关。

在大于临界雷诺数情况下 ($\text{Re} > 2 \times 10^6$)，叶片涡发放频率符合下面公式^[11]：

$$\frac{f_s \cdot Y_f}{U_s} = S_t \approx 0.20 \pm 0.02 \quad (5.17)$$

其中 Y_f 是靠近随边处尾流的剪切层厚度，实际上相当于涡街的横向宽度， U_s 是随边处切向速度。由于叶片是直平头，厚度为 2.5mm，这样 Y_f 为 0.9 倍的厚度即 2.25mm，出气边速度根据图 5.15 得到，约 38m/s，这样涡发放频率为 3378Hz。但必须指出的是，公式主要适合于静止的翼型，这里涡发放形式各不一样，如在右侧的叶片，则在尾缘发放，

而在左侧的叶片，则在 0.8R 处就开始有涡的分离。一般来讲涡发放频率附近噪声会有明显增高，图 5.14 中叶轮的旋转声在 3150Hz 和 4000Hz 中心频段处噪声级增大，跟这个频率吻合。

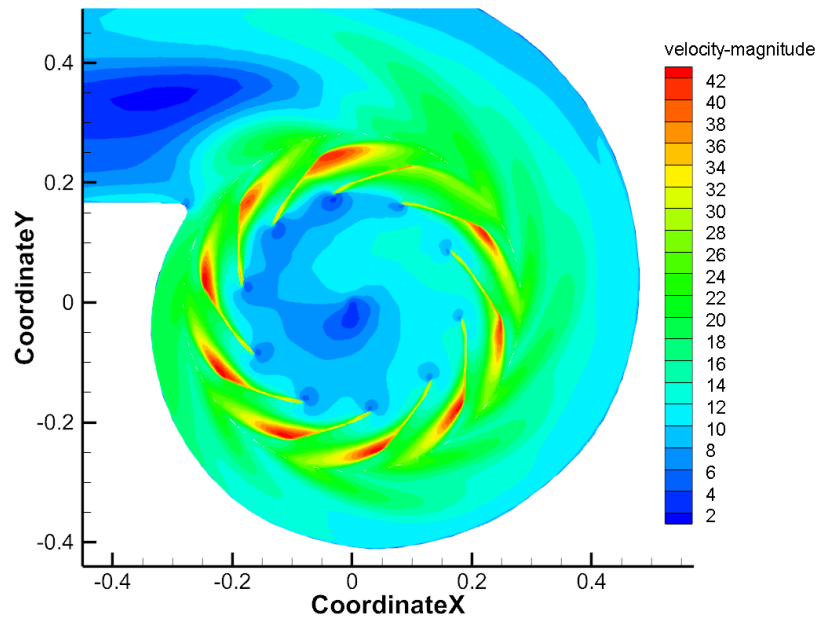


图 5.15 叶片尾部速度场

5.4.1.1 噪声的叠加

这里的轴承力与表面力虽然都是从同一时刻开始计算的，但步长不一样，所以这里依然当做无规相位声波进行叠加，结果如图 5.16 所示。

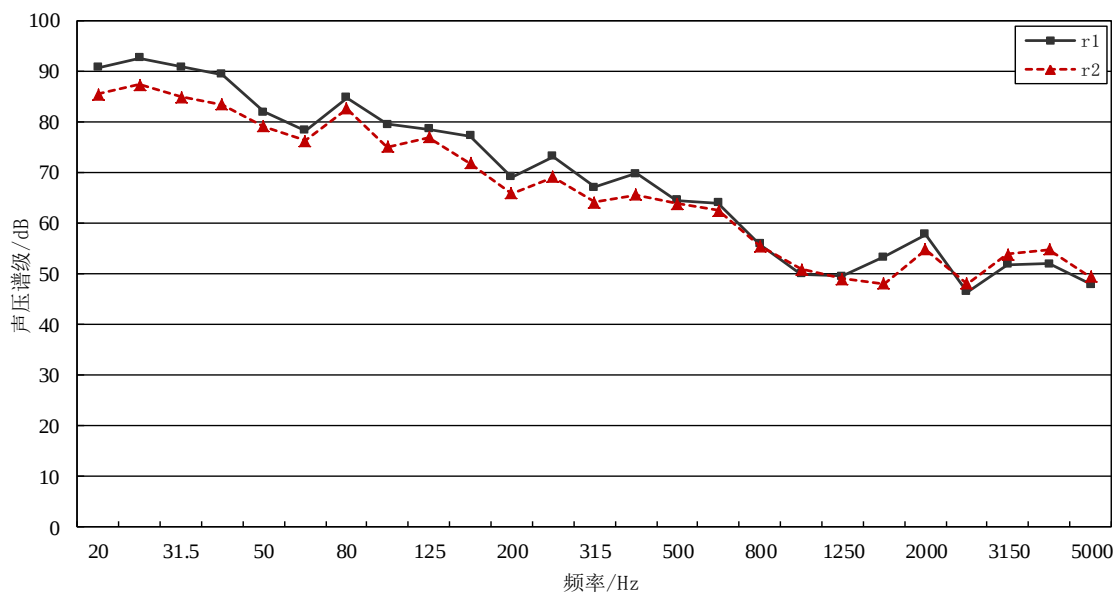


图 5.16 叠加后的噪声

5.4.2 计算结果与验证

5.4.2.1 试验结果

测量时的情况如图 5.17 所示，其中传声器是迎着来流的，见图 5.18，这样气体光顺地流过去，以减少湍流脉动的影响。

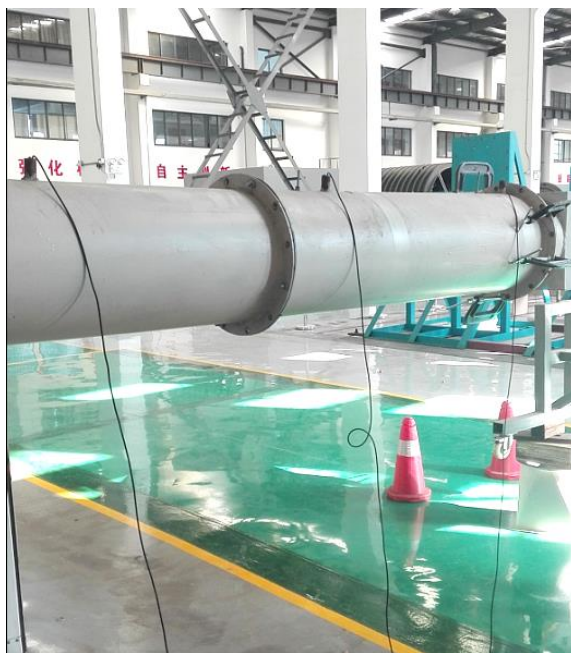


图 5.17 出口处安装三个传声器



图 5.18 安装在管中的传声器

在 1#、2#、3#、4#处的 $1/3$ oct 噪声测量结果如图 5.19 所示，从图中可以看出，2#、3#、4#的 $1/3$ oct 噪声谱级几乎相同，而测量时传声器前后相距一段距离，而且三个高度不同，其中 3#居于截面中心位置。这说明在管出口段内噪声结果是差不多的。另外，1#测点在 25Hz 处稍高一些，需要通过线谱进一步分析。

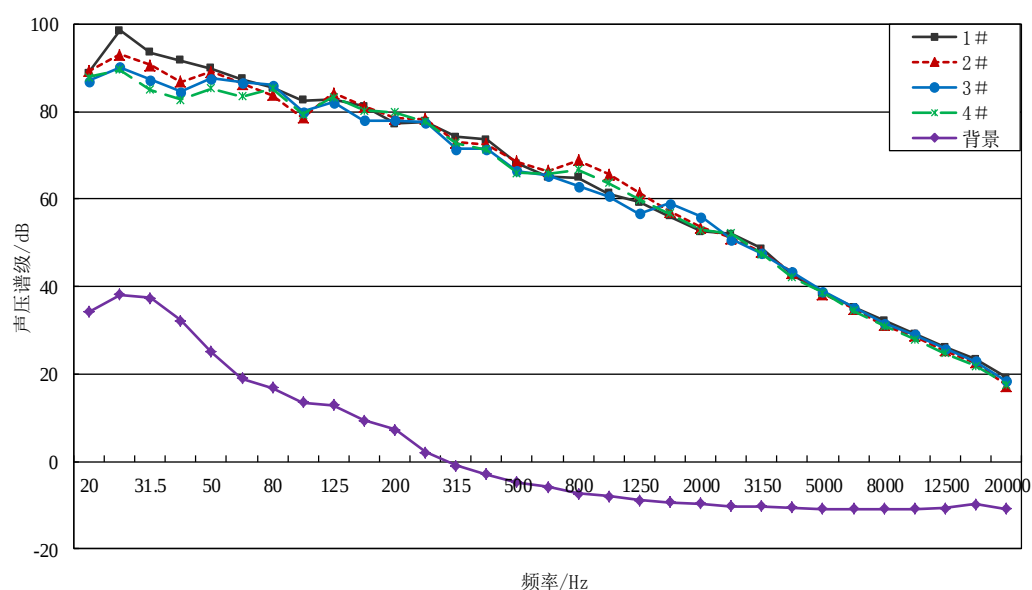


图 5.19 管中噪声的 1/3oct 噪声谱级

图 5.20 为线谱噪声，可以看出，在叶频 245Hz 噪声级较大，在整个频段中，三个位置处的噪声级几乎一致。进一步将图放大，如图 5.21 所示，可以看出因为 24Hz 附近噪声级大一些，而这正是轴频，这直接导致进口处的 1#测点在图 5.19 里中心频率 25Hz 处噪声级稍高一些。造成这种情况的原因是：入口处测点与叶轮是“直线”相连，而其他测点处，管道方向发生变化。

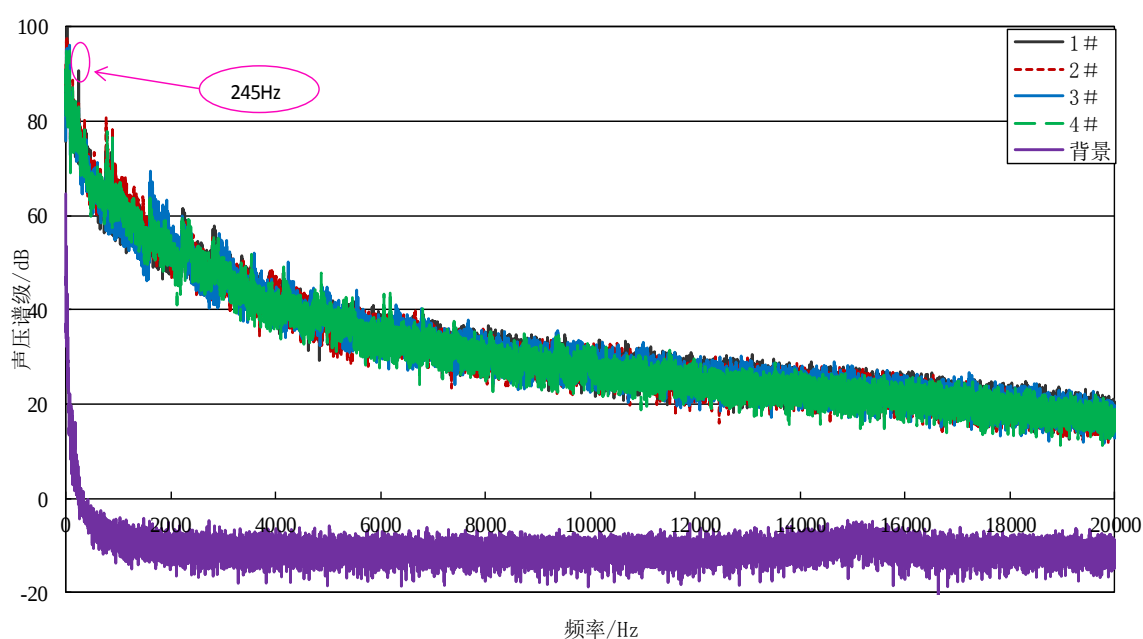


图 5.20 管中噪声线谱

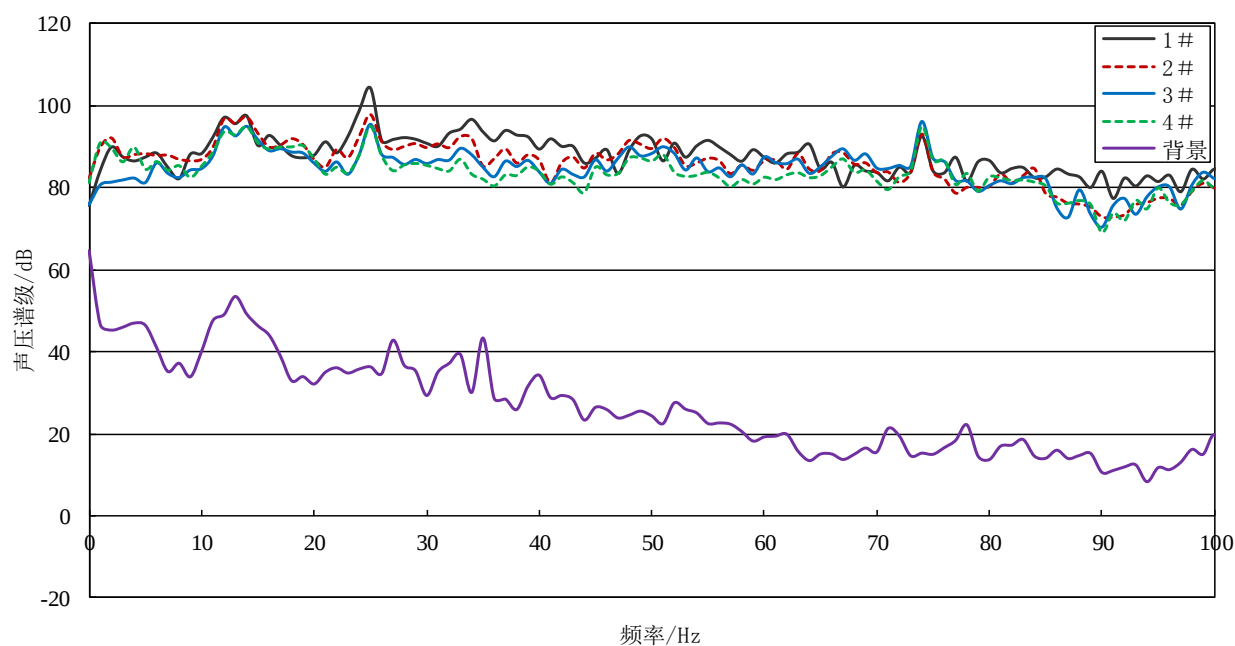


图 5.21 管中低频段线谱

5.4.2.2 预报与试验结果验证分析

将叠加后的结果与试验结果对比, 如图 5.22 所示 (r1 与 1#位置一致、r2 与 3#位置一致)。通过比较可以看出, 预报结果在中低频处偏低, 在高频偏高一些, 最大偏差约 15dB, 整体趋势一致。

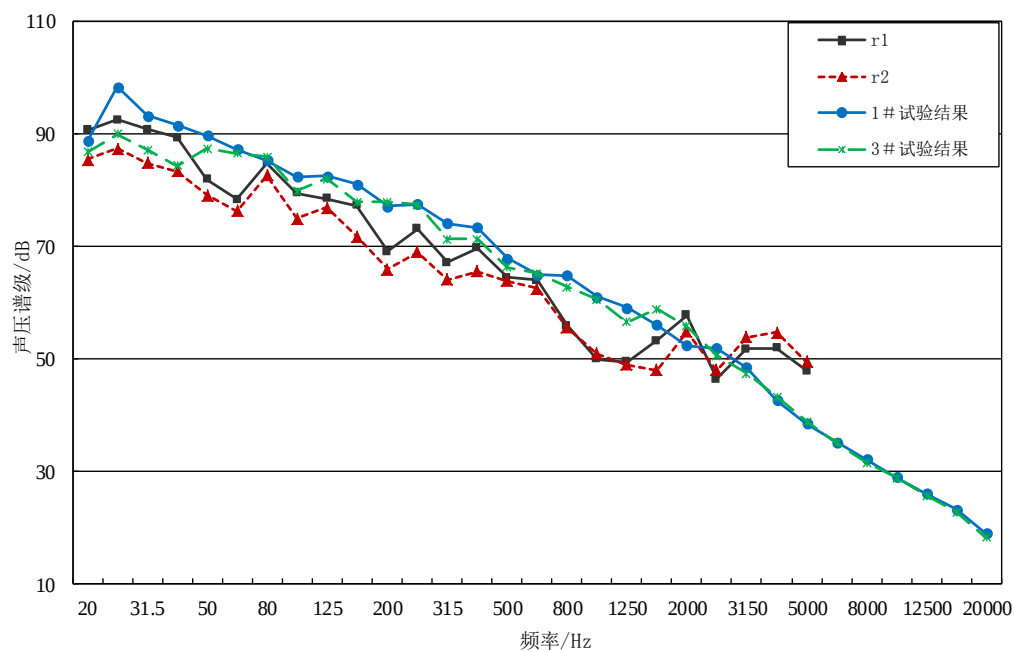


图 5.22 噪声预报结果

影响预报结果的是声源项的精度，这个跟网格个数、交界面设置（由于内域旋转需设置此项）、大涡模拟计算本身精度有关；另外与声学计算有关，由于声学计算只考虑力源项的结果，尽管这是最主要的声源项，但毕竟有一定偏差，Virtual.Lab 在求解时是将叶轮表面划分为上百个集中面源，这自身也降低了精度。而且叶轮对声场的反射也无法计算。另外预报结果出现了较多的尖峰，这与采样时间短、在计算时也没有将采样结果当做随机信号有关。

5.5 小结

离心风机管内噪声源来自于旋转叶轮与蜗壳壁面压力脉动，本章主要计算分析了这两个因素引起的管内噪声。主要工作如下：

（1）利用大涡模拟计算得到的叶轮表面脉动压力作为力源，根据计算频率将叶轮整个积分面合理简化为多个旋转点源，考虑旋转因素影响，利用声学边界元计算得到了叶轮在自由场中的声辐射。另外，考虑管道的影响，利用声学有限元计算了叶轮表面压力脉动引起的管内噪声。因为在试验时管道的两个末端采用了消声装置，所以两个端口采用无反射条件模拟。

（2）气体经叶片甩出到达蜗壳，在蜗壳内表面产生起伏剧烈的脉动压力，该脉动压力由大涡模拟计算得到，作为声学偶极子处理，将两个端口作为无反射条件处理，利用声学有限元计算出蜗壳脉动压力引起的管内噪声。

（3）以上两条途径引起的管内噪声对比发现，在低频时蜗壳脉动压力引起的管内噪声明显高于叶轮引起的管内噪声，在高频段叶轮引起的管内噪声又高于蜗壳脉动压力引起的管道噪声。

（4）与试验结果相比，管内噪声的预报结果稍小一些，整体趋势基本一致。在轴频、叶频处，实际测量的噪声级更突出一些，即有明显的尖峰。

本章采用流场计算结果后处理与声学有限元相结合的研究方法，考虑旋转因素的影响，以及声在管中的传播，形成了一种风机叶轮气动噪声和蜗壳壁面压力脉动声辐射的预报流程。该分析方法框图如图 5.23 所示。

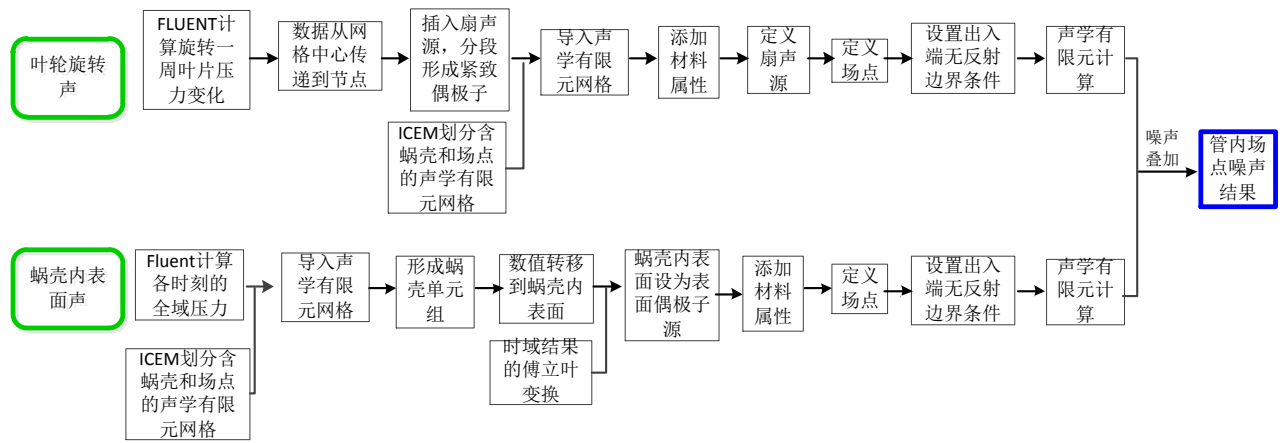


图 5.23 风机管内噪声预报方法

第六章 风机振动噪声优化设计

6.1 引言

风机振动噪声控制是一个综合工程，要考虑众多因素。另外，任何事物在一定的约束下某项指标是有极限的，如叶轮声辐射要求，会受到加工难度、维护成本、风速要求、电机匹配等约束。优化改进最好是局部改进，否则会引起其他问题。如果改进到一定程度很难再优化时，这个行业也就往往变成了传统产业，新的替代品就有可能出现。

本文使用的风机结构紧凑，加工精度较高，叶频、轴频噪声稍大一些，要想进一步优化难度较大。本章中首先结合本次风机的实际情况分析各个常用的控制办法，筛选出可行的方法，最后再进行具体方案设计。

6.1.1 一般的优化要求

一般机械产品使用时要求安全可靠、效率高、噪声低、价格低廉。对于风机从设计优先级别来讲，首先要满足功能性要求，然后考虑生产成本，再次考虑经久耐用，最后才是噪声、维护性方面的考虑。控制设计相当于在原有基础上的优化设计，也要考虑各个指标要求：优化后性能一般要求总体变化不大，结构不能太复杂，否则导致总体制造成本增高，另外也会影响维护性，这样一来，在保证原有性能基本不变的情况下，只能进行一些局部的改进。

6.1.2 现有风机振动噪声情况

我国径向叶片离心通风机比 A 声级噪声限值 L_{SA} 限为 25dB，采用下式计算限值 A 声级^[89]：

$$L_A = L_{SA} + 10 \lg QP^2 + 19.8 \quad (6.1)$$

式中 L_A ——通风机进气口或出气口在最高效率工况运转的 A 声级 (dB)

L_{SA} ——通风机进气口或出气口在最高效率工况运转的比 A 声级 (dB)

Q ——风量 (m^3/min)

P ——全压 (Pa)

本次计算出口平均总压力，进口平均总压力，位置分别位于 $X=1\text{m}$ 、 $Z=1$ 处的平

面。在入口处总压为-179.1Pa，在出口处为 445.3Pa，这样全压为 624.4Pa，代入上式得 124dB，其中 L_{SA} 取后向板型叶片式离心通风机采用的值 30dB。

由于管内噪声相差不大，以 4#位置处测量得到的结果为分析对象，见表 6.1。

表 6.1 A 声级计算结果

频带中心频率 (Hz)	声压谱级 (dB)	A 声级计权衰减	值	A 声压谱级	带宽修正	A 声压频带级
63	89.3	-26.2		63.1	11.6	74.7
125	87.3	-16.1		71.2	14.6	85.8
250	84.3	-8.5		75.8	17.6	93.4
500	78.3	-3.2		75.1	20.6	95.7
1000	74.8	0		74.8	23.6	98.4
2000	65	1.2		66.2	26.6	92.8
4000	49.7	1		50.7	29.6	80.3
8000	37.3	-1.1		36.2	32.6	68.8
A 声级	—	—		—	—	101.8

可以看出管内噪声是低于限定值的。必须指出的是，本次试验对象加装了很长的进气与出气管道，两个端口加了吸声末端，管的截面尺寸存在多处变化，因此这里的计算结果仅作为一个参考。即使这样，对于追求风机的低噪声性能而言，也要进一步降低。另外，蜗壳辐射声达到 20Hz~20kHz 频段范围内，总声级为 65dB，在非消声环境时，还会增加。由于噪音在 70dB 时会干扰谈话，影响工作效率，因此蜗壳声也要进一步降低。

从前面两章数值预报与试验结果的吻合性来看，蜗壳辐射声主要是由于蜗壳振动产生，这样减少振动就可以控制噪声，而从管内辐射声来看，主要是旋转叶片的辐射声和壁面脉动压力的辐射声。

6.1.3 振动噪声优化方向的确定

风机噪声控制方面的研究开展的相当多，也获得了大量的规律，但由于风机的多样性，具体情况还得具体分析，根据实际风机设计合适方案。

6.1.3.1 蜗壳方面的考虑

(1) 蜗壳型线改变

本文中使用的风机的内壁型线近似于阿基米德螺旋线，所以蜗壳形状不需要改进。

(2) 蜗壳焊加强筋

降低壳体振动, 容易想到的是采用加强筋的办法, 但有 Cremer^[133]和 Ungar^[134]指出附加在板上的单根梁有三种明显的作用, (1) 梁改变所有的共振频率; (2) 当板上某处受到振动力激励时, 梁的作用是减弱板反面的振动速度; (3) 梁增加板的声辐射。本文使用的风机蜗壳大部分是平板, 虽然不是一个自由板, 但在上面焊加强筋, 会使振动能量从低频提升到高频, 而高频辐射效率一般较高, 所以辐射有可能会增加。另外, 焊接一般使用的“L”型角钢, 焊后外观难以做到美观。

(3) 蜗壳厚度改变

上面已经计算过蜗壳在 2.5mm 时, 隔声效果已经较好, 增加蜗壳厚度能进一步隔离壳体内部声源, 但它会改变蜗壳质量和刚度, 这样蜗壳在非定常气动力作用下形成的强迫振动及振动声辐射有所改变。研究表明, 对于较薄蜗壳厚度的离心网格, 增加蜗壳厚度有可能增大振动声辐射^[135]。所以蜗壳厚度也保持不变。

(4) 蜗壳与蜗舌间隙变化

由于在蜗舌附近叶轮与蜗壳之间的间隙最小, 气流不均匀性较强, 在前面的流场分析中也可以看出, 这样在蜗舌部分产生的噪声也较强。调整蜗舌间隙及蜗舌倾角这方面的研究已经开展过, 增加叶轮与蜗舌之间间隙或增加倾斜角可以降低离心风机的旋转噪声, 但增加间隙, 间隙中通过的气体会增多, 这样流量就会受到影响。另外, 对于不同风机的最佳间隙也没有推荐值。本文中间隙已经较小为 $t=28.5\text{mm}$, 而叶片直径为 $D=503\text{mm}$, 这样 $t/D \approx 0.06$, 而一般设计时选取范围为 $0.05 \sim 0.10$ ^[92], 达到常规的设计要求, 所以就不再考虑蜗舌间隙的改进。

(5) 吸声蜗壳

声波会在蜗壳、叶片表面不断反射, 因此蜗壳内部声场其实是一个混响声场, 采用吸声蜗壳可以减少混响声。一般的吸声结构是采用在原蜗壳内加穿孔蜗板, 并在所形成的空腔内填充多孔吸声材料。这些吸声结构会影响流速, 在高速时会增加气体的阻塞, 不宜采用此种方法^[89]。本文中蜗壳内部风速量级为 20m/s, 这样的风速虽不是太高, 算是中等水平, 但使用吸声蜗壳效果不会太明显。

(6) 蜗壳表面粘贴阻尼材料

蜗壳内表面不容易采取措施降噪, 在外表面粘贴阻尼材料降低壳体振动却是一种方法。如果没有阻尼, 那么在每个共振频率上的响应就是无限大, 增加阻尼就可以控制板的振动, 振动减少了, 声辐射也自然降低了。

阻尼结构主要有自由阻尼层结构、约束阻尼层结构、阻尼夹层或多层结构以及阻尼插入结构等。自由层阻尼结构是将一层具有大阻尼的材料，一般是阻尼粘弹性材料附于需要做减振处理的机械零部件或结构上。机械振动时，阻尼层随着基本结构层产生弯曲振动，材料内部产生交变的拉压应力和应变，按照阻尼材料的耗能原理，当材料产生交变应力、应变时会耗损机械振动能量，从而产生减振降噪的效果。约束阻尼层结构是在粘弹材料阻尼层上面再覆盖一层弹性层（一般为金属等硬质弹性材料），称为约束层，当基本结构层受弯曲振动而使阻尼层伸长时，约束层的伸长远小于阻尼层的伸长，因此它能阻止阻尼层的伸长；相反当阻尼层压缩时，约束层又阻止阻尼层的压缩。由于阻尼层的伸长和压缩受到约束层的阻碍，因而在阻尼层内部产生剪切应变和剪切应力。约束阻尼层结构比自由阻尼层结构耗散的能量更多，所以具有更为良好的减振作用。

自由层阻尼结构更多地用于各类机械或结构的降噪，尤其是应用于薄壳结构的表面，薄壳结构在受激以后产生很多的噪声，如果使用约束阻尼结构，约束层的施工会造成工艺上的困难，所以一般采用自由阻尼结构，只需在金属表面粘贴一层阻尼层，工艺方法简单易行。自由层阻尼结构除了起到减振降噪的作用外，阻尼层也可降低薄壳结构的声辐射率，具有隔声的作用^[136]。

6.1.3.2 叶轮方面的考虑

除了蜗壳外，叶轮是另外一个值得考虑的对象。

在第一章介绍了离心风机气动设计的现代方法，主要是传统工程设计方法结合使用 CFD 技术。风机叶片设计涉及到转速、直径、安装角、弧度，风压、效率、噪声等，按照现代设计方法，需要进行大量设计和计算。这样设计全新风机计算工作量非常大，还要多次试制样机与试验。

目前风机设计仍主要采用工程经验方法，主要有相似设计方法和速度系数设计法，是依据一些性能较好的风机为母型进行相似设计。重新设计全新的叶轮难度较大，甚至可以说在蜗壳几何、风量、转速、效率这几个约束下，叶轮形状必然是那一种。其实离心风机叶轮目前结构都比较简单，本文使用的叶轮在导边部分有些弯折，在早期购买调研时本风机叶片已经是最为复杂的了，大量风机依然采用直板式的叶轮。本章优化设计的重点是在改进上，所以叶片总体形式保持不变。

（1）叶轮叶片数变化

叶片数的选择：在离心风机中，增加叶轮的叶片数则可提高叶轮的理論压力，因为

它可以减少相对涡流的影响。但是,叶片数目的增加,将增加叶轮通道的摩擦损失,这种损失将降低风机的实际压力而且增加能耗。因此,对每一种叶轮,存在着一个最佳叶片数目。其是由叶片出口直径、进口直径、出口安装角,再根据经验公式确定。本文中使用的风机为 10 个叶片,已经比较紧凑,所以在本次优化中叶片数保持不变。

(2) 叶轮叶片穿孔

叶片穿孔的目的是为了减少和抑制涡流脱离的产生。不过这种方法主要适用于轴流风机和分离流动明显的前弯叶片和径向叶片。本文使用的是后向叶片,而且叶片为 2.5mm 厚,如果穿孔则气体会很容易从孔中流过去,小孔中也有可能诱发其他噪声。

(3) 不等距叶片

采用不相等的叶片栅距,可以降低风机叶频的噪声峰值,但采用这种方法,并不能降低风机的总声能,仅仅只是使基频的声能分布到较宽的频速范围内,从而使风机的噪声干扰能力大大降低。但运用这种方法,相邻叶片的环流相互影响,致使气流在流道中的流动受到干扰,这样,风机的流动效率当然也随着降低。由于这种做法已通过试验得到证实,本文是想采用其他方式降低噪声,所以本次控制中不采用这种方式。

(4) 叶片进出气边的改进

在叶片进出气边上设置锯齿形结构,可使叶片上气流附面层较早地转化为湍流,避免层流附面层中的不稳定导致涡流分离。其实在螺旋桨唱音控制上面,就提出了随边切出锯齿形,可以有效地控制唱音^[137]。在一些大型空调机的排气扇上也切有锯齿形。这些工作主要是从破坏尾涡发放的规律性角度出发的。但这些应用在轴流式的旋转结构是可以的,因为尾流一般会顺着随边泄出,后缘对水动力影响不大。而对于离心风机叶轮,主要是靠叶片“推拨”气体然后在离心力作用甩出,末端的锯齿会“漏气”,另外锯齿在空气中“划拉”着,有可能产生其他尖锐的声音。所以不宜采用锯齿边。

螺旋桨中采用大侧斜形式以减小涡发放相关长度,那么这里也可以尝试采用斜边的形式以减弱涡发放。

6.1.3.3 其他方面的考虑

本文中使用的风机是采用“L”型结构支撑。其中风机蜗壳重为 44kg,重心位于支撑外面,属于悬臂梁结构,壳体容易整体振动,在这方面可以改进一下。

在前面的分析中电机空转时噪声比较低,因此电机在优化中不再替换了。

离心式风机产生的空气动力噪声,可以在蜗舌处设置声学共鸣器来降低,但这种办

法比较复杂，用起来也比较麻烦，所以也不考虑这种方法。

6.1.3.4 小结

本文不是根据流量、全压来重新设计一个风机，因此在控制上，修改尽可能的少。通过上面的分析，主要从支撑、粘贴阻尼材料、减少出气边涡发放的同步性考虑。

6.2 风机外表面粘贴阻尼材料方案设计

6.2.1 阻尼材料吸声原理

根据自由阻尼约束理论，钢铁表面进行阻尼处理，其阻尼效果可以根据复合阻尼因子的大小来考察。复合损耗因子的计算（Oberst 公式）为^[138]：

$$\eta = \frac{eh}{1+eh} \cdot \frac{3+6h+4h^2+2eh^3+e^2h^4}{1+2e(2h+3h^2+2h^3)+e^2h^4} \beta_2 \quad (6.1)$$

其中 η ——结构损耗因子；

e ——阻尼层与基板弹性模量之比， $e = E_2 / E_1$ ；

h ——阻尼层与基板厚度之比， $h = H_2 / H_1$ 。

β_2 ——阻尼材料损耗因子（粘弹性材料在交变力场作用下应变与应力周期相位差角的正切，也等于该材料的损耗模量与储能模量之比）；

根据 Oberst 公式可以推算出，复合损耗因子近似正比于材料的损耗因子，另外与厚度以及弹性模量有关。

6.2.2 阻尼材料参数选用

市场上有多种自由阻尼材料可供选择，由于蜗壳不是平板形状，所以材料不能太硬，否则难以粘贴，确定采用洛阳双瑞橡胶科技有限公司的 DFM 自由阻尼板，它的损耗因子在 100Hz~300Hz 平均值为 0.93，弹性模量平均约 4.1MPa。为了使复合损耗因子大于 0.1，必须使厚度比大于 2~3。复合损耗因子近似正比于材料对钢板厚度比的平方，但并不是阻尼材料越厚，效果越好。当阻尼材料厚到一定程度时，复合损耗因子不再变大。

风机壳体在两侧面的厚度为 3mm，卷起的一面为 2.5mm，这样厚度应在 5mm~9mm 之间。考虑到材料成本和粘贴阻尼材料后槽体的重量增加，选取厚度为 5mm 阻尼材料。

6.3 风机添加弹性支撑方案设计

对于本文使用的风机，在轴频处噪声明显高于其他地方，要重点对待。在前面的蜗壳振动声辐射预报过程中，内表面力激励引起的振动噪声在轴频处并不太高，而实际测量结果却在这个频率处有很尖的峰。这说明此处噪声来源于轴承上的力，而大涡模拟计算得到的轴承处简谐力也不大，那么这个简谐力则可能来自于电机转子、风机叶轮动平衡不佳，以及电机轴承方面。目前加工方面不易改进，那么就想办法消除影响，所以可以采用减振的办法。

6.3.1 振动模态计算与分析

振动包含共振和非共振。共振可以认为是一个波从一端开始传播，被另一端反射回来，然后再次从第一端反射过去。当完成一次循环的波与那个刚开始出发的波同相的时候，共振就会发生^[123]。非共振是属于脉冲激励或那些未形成共振的频率下的振动。发生共振时，振动会增强，当然由于阻尼的原因，不会无限增大，但毫无疑问这些振动会比非共振频率时的振动要大很多。而在这些共振频率下的声辐射自然也是大的。所以要首先考虑这些共振频率。

共振频率下的固有振动特性称作模态，了解风机的振动模态，会为结构优化设计提供依据。尽管在试验中已经测量得到了各典型位置的振动情况，但振动是由两方面引起的，一个是激励源，一个是模态。在薄弱地方，小小的激励也可能产生大的振动响应。所以还需了解风机的振动模态。

6.3.1.1 模态计算的基本理论

在第四章中推导出了结构整体动力学有限方程，即

$$[M]\{\ddot{\delta}\} + [C]\{\dot{\delta}\} + [K]\{\delta\} = \{R\} \quad (6.2)$$

其中 $[M] = \sum \{m\}^e$, $[C] = \sum \{c\}^e$, $[K] = \sum \{k\}^e$

当 $[C]=0, [R]=0$ ，称为无阻尼自由振动，此时 $[M]\{\ddot{\delta}\} + [K]\{\delta\} = 0$

各点位移为平衡位置附近的简谐振动：

$$\{\delta\} = \{\delta_0\} \cos(\omega t + \varphi) \quad (6.3)$$

这样， $\{\ddot{\delta}\} = -\omega^2 \{\delta_0\} \cos(\omega t + \varphi) = -\omega^2 \{\delta\}$ ，其中 $\{\delta_0\}$ 为振幅， ω 为频率（谐振频率），

φ 为相位移, 将它们代入方程得模态分析的有限元方程:

$$(-\omega^2 [M] + [K]) \{\delta_0\} = 0 \quad (6.4)$$

由于 $\{\delta_0\} \neq 0$, 即振幅不可能全为 0, 为使方程成立, 必须有 $[-\omega^2 [M] + [K]] = 0$

从中可以求出 $\omega_i (i=1, 2, \dots, n)$, n 为自由度数, 然后将 ω_i 代回到可以求出每个 ω_i 对应的 $\{\delta_0\}$ 。这样广义特征值 $\omega_i^2 = \lambda_i$ 称为谐振频率, 特征向量 $\{\delta_0\}_i$ 称为振动模态^[139]。

6.3.1.2 几何处理

模态计算采用 Ansys Workbench 工具箱中“Modal”模块进行计算。几何仍然采用第四章中使用的模型。材料参数也同第四章使用到的数据: 弹性模量 210GPa, 密度 7850kg/m³, 泊松比 0.3。网格划分时, 单元尺寸为 0.009m, 全部采用四面体形式, 网格数量为 21.5 万, 划分后的网格如图 6.1 所示, 其中在边缘处进行了加密。

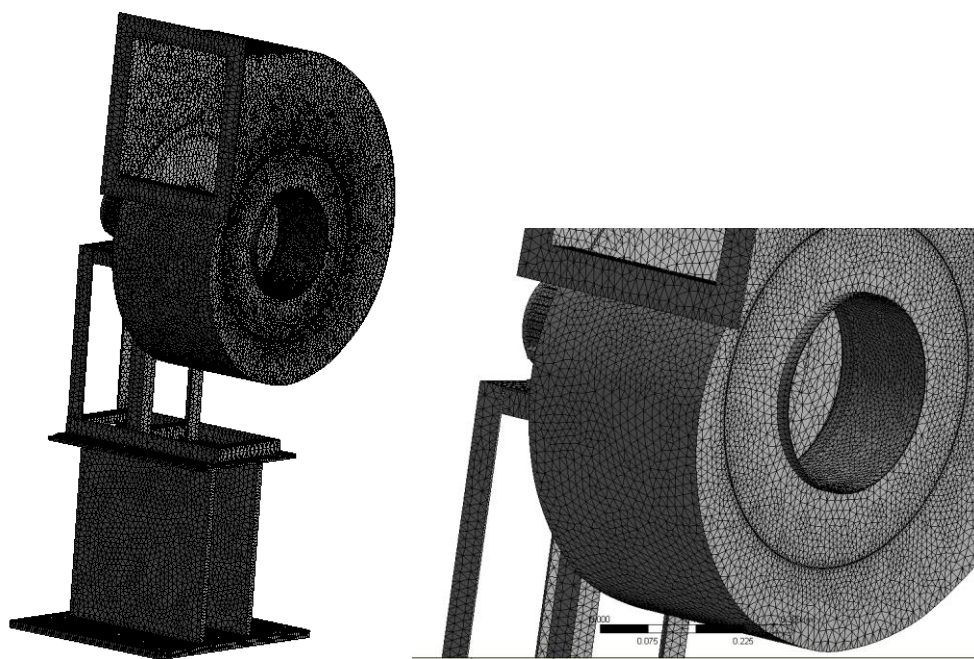


图 6.1 整体网格 (右图为放大图)

在整个模型中, 由于出入口均采用橡胶连接, 所以出入口均为自由端, 这样边界条件只有刚性支座的底面为固定支撑约束。最高计算频率为 7kHz, 在获得各阶频率后, 再进行振型求解, 图 6.2 为各个频率下的振型。

在 0Hz~7kHz 范围内模态频率比较多, 随着模态频率增大, 模态振型越来越复杂。经过查看分析, 约一半的模态是在蜗壳上的, 另外有约 20%的模态涉及到风机支架, 其

他的为含电机和刚性底座的，这说明风机的支架刚性比较弱的。

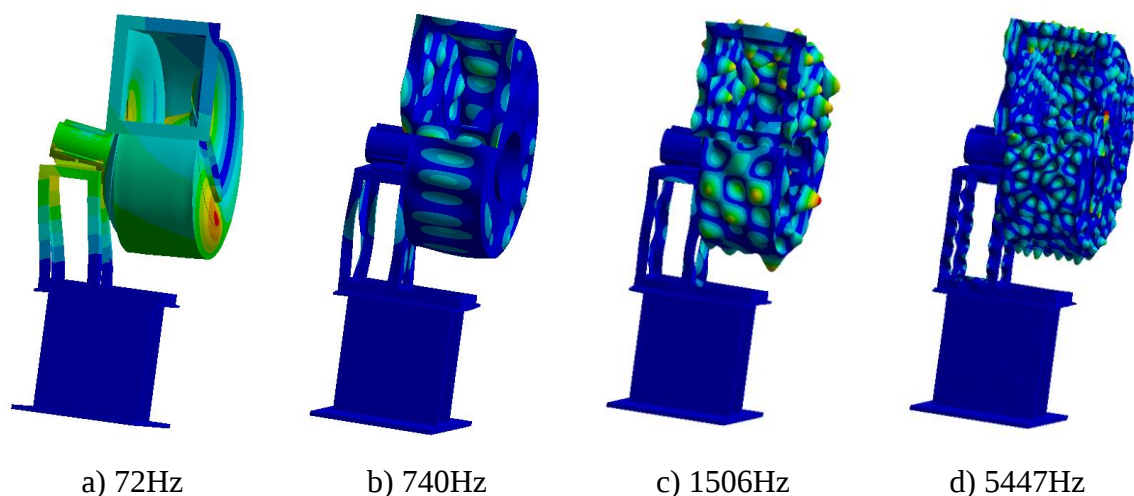


图 6.2 在各个频率处的模态振型

在实际测量中风机支架面也振动得比较厉害，由于电机在其上方，会导致整体运动偏离平衡位置，因此这一块需要加强。由于原结构比较紧凑，所以只在中间部位焊接角钢。

6.3.2 隔振原理

旋转机械安装时一般在机脚部分使用减振器，减振器由弹簧或阻尼橡胶组成。隔振示意图如图 6.3 所示，机器产生的不平衡简谐激励力为 $P \sin \theta t$ ，未加隔振时，传递到基础上的力就是 $P \sin \theta t$ ，当在机器基础与基础之间加上弹簧和阻尼器后，形成一个单自由度系统，可以得到运动微分方程为

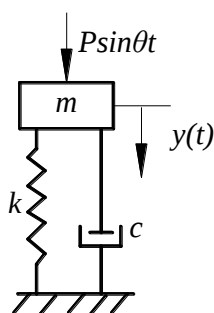


图 6.3 隔振示意图

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = P \sin \theta t \quad (6.5)$$

运动微分方程的稳态解为 $y = A \sin(\theta t - \alpha)$ ，传递到基础上的力为

$$c\dot{y} + ky = c\theta A \cos(\theta t - \alpha) + kA \sin(\theta t - \alpha) = \sqrt{k^2 + (c\theta)^2} A \sin(\theta t - \alpha - \varphi) \quad (6.6)$$

隔振后传到基础上总的力与机器的激励力有相位差，主动隔振系数为隔振后传递到基础上的力幅值与无隔振时传到基础上的力幅值之比^[140]：

$$\eta_a = \sqrt{\frac{1 + (2\xi\gamma)^2}{(1 - \gamma^2)^2 + (2\xi\gamma)^2}} \quad (6.7)$$

其中 ξ —— 阻尼比 $\xi = \frac{c}{2m\omega} = \frac{c}{c_c}$ ，反映了阻尼系数与临界阻尼系数之比

γ —— 激励力频率与系统固有频率之比 $\gamma = \frac{\theta}{\omega}$

当 $\gamma = \frac{\theta}{\omega} > \sqrt{2}$ 时，便有隔振效果。

风机受力在各频段都有，另外这个力也非直接作用在蜗壳上，如何与蜗壳振动结合起来呢？我们知道物体的振动有全局振动和局部振动，全局振动一般发生在低频，局部振动发生在高频，在图 6.2 的模态图中可以看出，在高频时蜗壳振动的厉害，但支架并没有多大变化，局部振动与总的边界条件关系并不十分大，因为局部可以当作一个相对独立的部分。

全局振动的主要激励力是轴频与叶频力，在这两个力激励下，如果是刚性支撑，反作用力的幅值会与激励力相当，由于接触面比较大，这样振动能量就会反射、四散而去，从而在蜗壳上面激起振动。而加上弹簧和阻尼后，隔振器会缓冲较大的能量，会起到“缓冲”作用，使得整体振动“和谐”，另外，由于弹簧刚度弱一些，这样弹簧处的振动大一些，其他地方小一些。底部振动大，但面积小，底部引起的辐射声不会增加多少，所以可以考虑采用减振器。

6.3.3 支撑方案

在使用阻尼材料后，重量又增加了约 15kg，这样原来的支撑就显得很薄弱，“头重脚轻”，会引起晃荡，在宽频激励下，容易造成振动加剧。

目前大多数离心风机结构跟本风机结构一致，是采用悬臂梁的结构，如果电机与蜗壳没有在一起，还可以采用如图 6.4 所示的支撑方式：蜗壳与底座是通过角钢焊在一起，即蜗壳是直接支撑的。

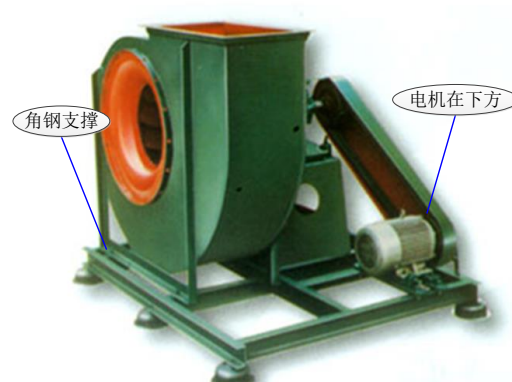


图 6.4 某风机的支撑形式

对于本风机，如果电机不与蜗壳在一起，结构会变得以散松、庞大，所以仍采用原支撑方式。在 UG 中分析可知，在加了吸声材料和原来的蜗壳和进口段后，其重心在 (25.5,71.3,174)，而蜗壳宽为 356mm，这样为了加工方便，在底部进行支撑。考虑到安装方便，以及稳定性，使用截锥弹簧加以支撑，如图 6.5 所示。

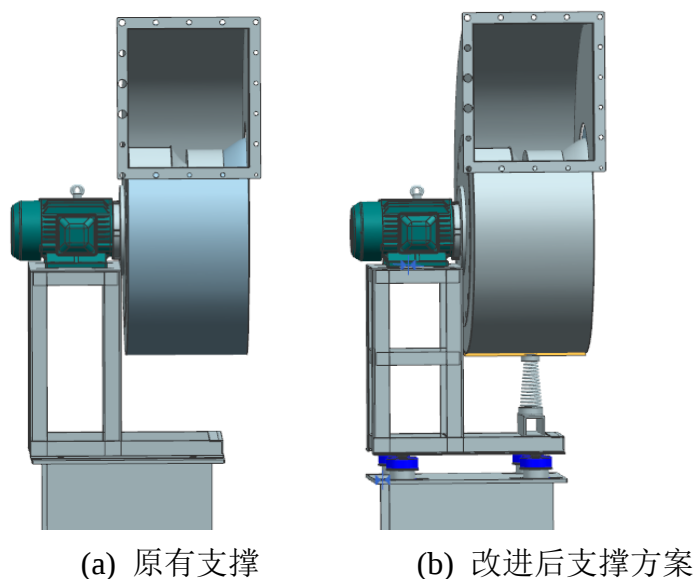


图 6.5 支撑方案

6.4 风机叶片优化方案设计

重新设计风机叶片难度较大，通过 6.1 节中的分析，想通过局改变一下风机叶片，以尝试改变涡流场。

6.4.1 现有风机叶片剖析

6.4.1.1 现有风机的几何形状

图 6.6 为现有风机的叶片形状，可以看出进气边是一条斜边，出气边是一条直线，

叶片在进气端有弯折。风机叶片结构的一般形式如图 6.7 所示，本次风机叶片是后向式，是属于较为复杂的一种。本次风机叶轮前盘是弧形的，如图 6.8 所示。叶轮前盘形状一般有平前盘叶轮、锥形前盘叶轮、弧形前盘叶轮等形式，见图 6.9，其中弧形前盘叶轮，制造比较复杂，但其气动效率和叶轮强度都比平前盘优越。也就是说本次使用的叶轮在叶片形式、叶轮前盘形状上，是比较优良的。

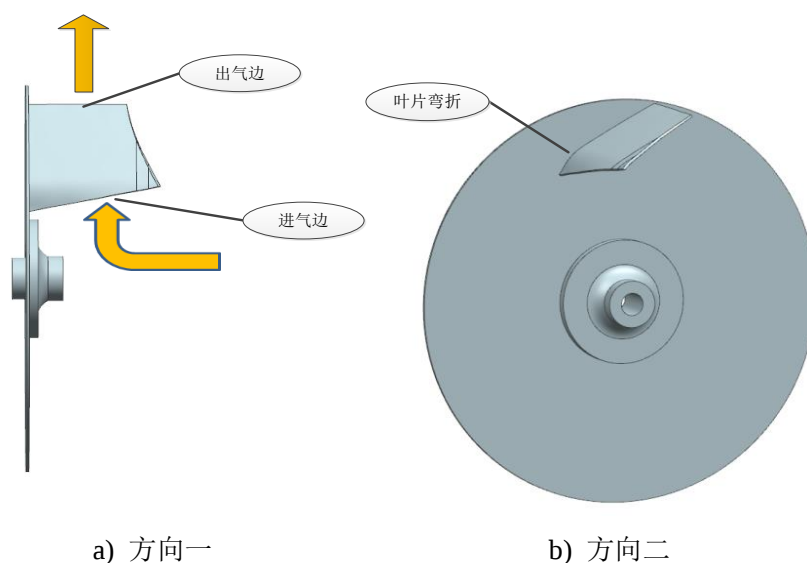


图 6.6 风机单个叶片

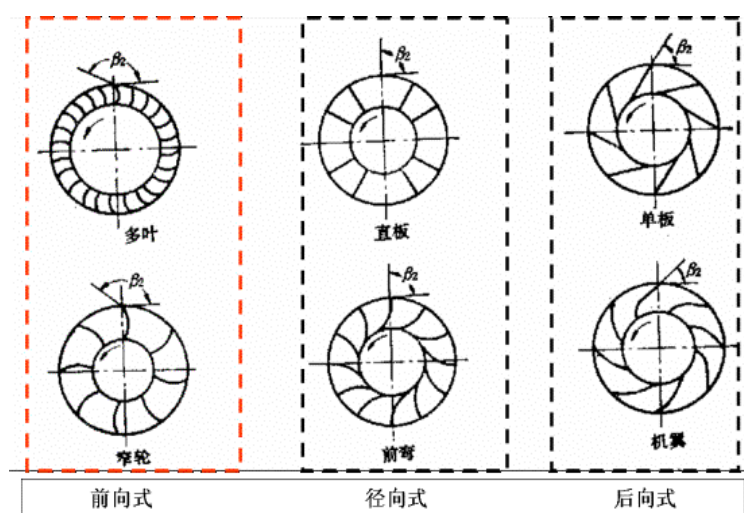
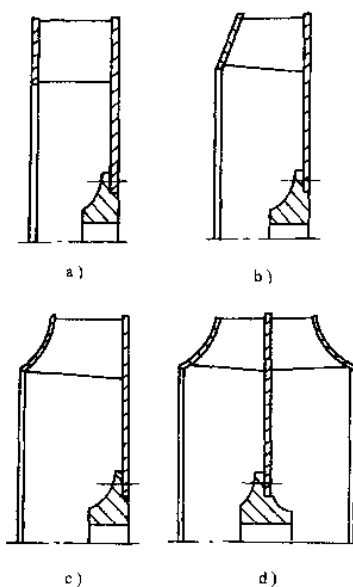


图 6.7 一般风机叶片形式



图 6.8 风机的前盘与后盘



a) 平前盘叶轮 b) 锥形前盘叶轮 c) 弧形前盘叶轮 d) 双叶轮

图 6.9 一般叶轮结构形式示意图

6.4.1.2 现有风机流场情况分析

由于优化设计要保证风量变化不大，首先分析流量与哪些因素有关。

流体在叶轮内流动比较复杂，目前一般从宏观角度研究能量转换。对于水泵的实际扬程可以通过图 6.10 分析，其中牵连速度为 u 相对速度为 w ，假设没有能量损失，以及叶片无限多，这样可以得到扬程为^[3]

$$H = \eta_h H_T = \eta_h \varepsilon \frac{1}{g} (c_2 u_2 \cos \alpha_2 - c_1 u_1 \cos \alpha_1) \quad (6.8)$$

其中 ε 为有限叶片的修正, η_h 为因旋涡、撞击、摩擦等引起的水力效率修正系数, H_T 为有限叶片水泵理论扬程。而一般 $\alpha_1 = 90^\circ$, 所以

$$H = \eta_h H_T = \eta_h \varepsilon \frac{1}{g} c_2 u_2 \cos \alpha_2 \quad (6.9)$$

可以得知水泵的扬程 H 与 α_2 密切相关, 而 α_2 的变化主要取决于叶片出水角 β_2 , 对于风机来讲, 情况也基本一致: 出口处的叶片安装角决定了全压。

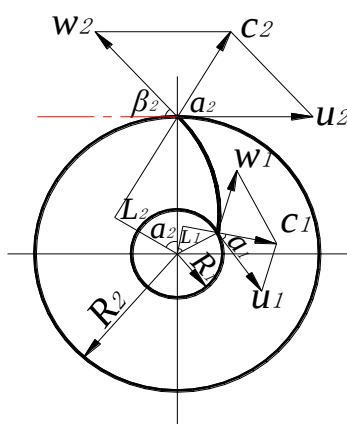


图 6.10 叶轮速度三角形

由于这次优化设计首先要保证风量变化不大, 所以安装角必须保持不变。由 6.1.3 中的分析, 叶片的许多优化做法这里并不能采用, 但又要降低噪声。我们知道风机管内噪声主要是偶极子 (压力脉动) 产生的 (根据预报结果, 在中低频壁面脉动压力噪声高于气动噪声), 而压力脉动是由涡流产生的。

首先看一下风机的涡流情况, 同样采用 Q 判据的办法, 涡量场处理在 Tecplot 中进行。涡发放如图 6.11 所示, 成片的涡流泄落下来。涡流噪声是由 Powell 的涡声方程确定, 是对与涡有关的量进行积分, 因此涡的强度和方向、涡的位置、涡的变化剧烈程度、涡的相关长度都需要考虑, 目前这些研究尚比较困难, 但相关长度容易辨识, 所以仅从相关长度进行考虑。

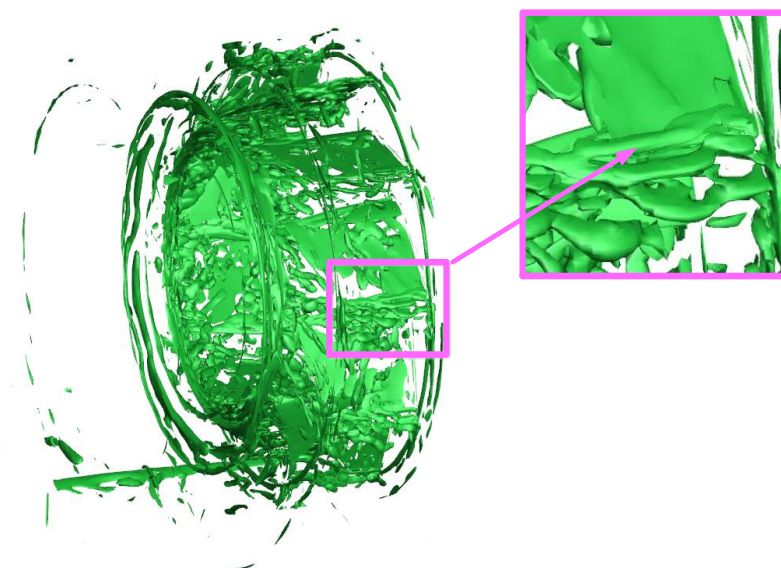


图 6.11 蜗壳内部涡结构

如果涡是整齐泄出，那么叶片出风边处会受到同相位的力，若不是整齐泄出，则力的相位不同，这样那么这些集中力会变小，力源引起的声辐射强度也会变小，这也就是说辐射声与涡的相关长度相关^[141]。可以举一个形象的例子：假定一只鼓上站着一百只鸟，如果每只鸟不是同步地啄鼓，这只鼓只能发出低沉而不规则的隆隆声，因为一只鸟输入给鼓的能量很可能被另一只鸟在不同时间里的啄击所抵消。如果这些鸟同时啄鼓，则发出的声音就会响得多，这就是完全相关的情况。

另外，这些涡也会整齐地作用于蜗壳上面，引起壁面偶极子的声辐射和蜗壳振动声辐射，而壁面偶极子的声辐射在中低频段是最主要的噪声。因此对涡发放进行改进是一个有效的降噪方式。

6.4.2 优化后的方案

考虑到风量要保持一致，直径基本不变，出口角也保持不变，考虑到泄出涡的同步性，将叶片尾缘进行切割和焊接，以减少涡发放的相关长度。图 6.12 是设计方案。其中右侧上去 6mm 左右，左侧下去 6mm 左右。焊接时要保证平整，叶片光顺，在粗糙的地方用手工锉精细打磨处理。

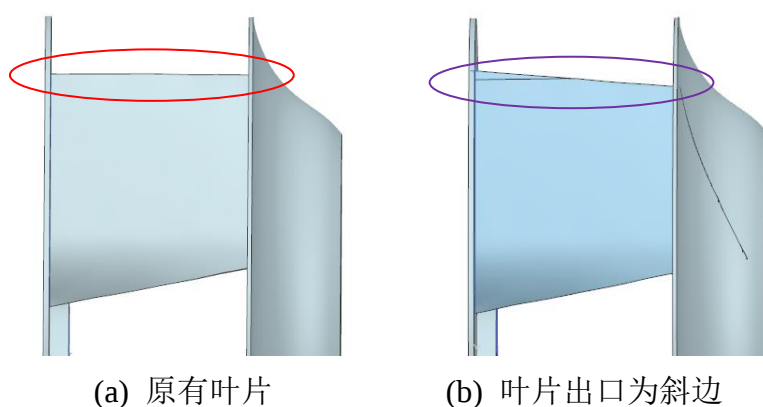


图 6.12 叶片改动方案

6.5 小结

本章对现有的常用降噪方法进行了分析筛选，确定了粘贴阻尼材料、添加弹性支撑、叶片优化三个方向。

由于风机辐射噪声主要是由蜗壳振动产生的，粘贴阻尼材料降低振动是行之有效的方法，本文采用了自由阻尼材料，由于蜗壳厚为 2.5mm，因此阻尼材料厚度为 5mm，重量约 20kg。

由于采用阻尼材料后风机蜗壳较重，而且原风机结构是用电机与风机直接连接，然后利用“L”形支架支撑，在支撑方面形成的悬臂梁结构，受力不合理，本文在蜗壳底部增加弹簧支撑，既可以支撑蜗壳重量，又不影响拆卸。

风机叶片形状单一，不象螺旋桨叶片那样有拱度、厚度、弦长等参数可以变化，所以进一步改进难度较大。原有风机叶片是目前市场上较为复杂的叶片形式，本文考虑局部改动，将原来末端齐平的叶片进行处理，采用斜边形式，以减少涡发放的相关长度，从而降低管内噪声。

第七章 离心风机优化试验验证

7.1 模型加工与安装

7.1.1 阻尼材料粘贴

阻尼材料采用 DFM 阻尼板，阻尼板尺寸规格为：500mm×500mm×5mm，密度为 1500kg/m³。粘贴时，先用 60 目沙纸打磨风机蜗壳外表面，阻尼材料在出厂时一面已经粗糙化处理，使用 725C 胶粘剂，在所有蜗壳外表面进行粘贴。

7.1.2 截锥弹簧相关计算

由于截锥弹簧是变刚度的，在设计时，弹簧要承担蜗壳方面的重量：蜗壳 44kg，进风口 10.7kg，阻尼材料 15kg，总重约 70kg。在这样的重量下弹簧压缩量设定为 10mm，最终购买的弹簧钢丝线径 8mm，小头外径 48mm，大头外径 64mm，总圈数 8 圈，总高度 150mm。在单向动静万能试验机上进行加载试验，在加载 70kgf 后，位移为 12.5mm。如图 7.1 所示。在确定好截锥弹簧后，再进行其他相关配件设计。

粘贴阻尼材料和采用截锥弹簧支撑后的风机如图 7.2 所示。

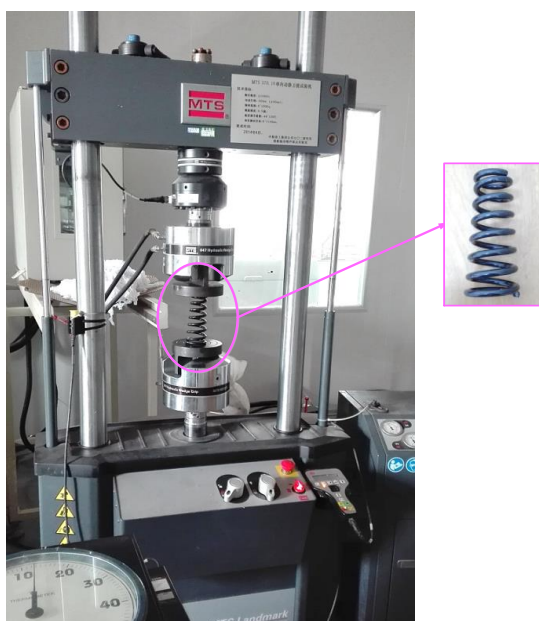


图 7.1 截锥弹簧位移测量



图 7.2 改动后的离心风机

7.1.3 阻尼弹簧减振器的选用

原风机重 117kg，橡胶重量(15kg)，再加上其他配件，改动后风机总重约为 137kg，为 1362N。干扰频率 $f=n/60=24.5\text{ Hz}$ (n 为设备每分钟转速)。由于原来风机支架底部开孔四处，所以减振器数量为四个，这样每只减振器荷载 $P=W/S=340\text{ N}$ 。根据减振器特性图查出适宜的减振器型号 ZTG-60（靖江市鼎力空调减振设备厂生产），高约 75mm，减振器两端还有橡胶，内部结构如图 7.3 所示



图 7.3 弹簧减振器

对减振器进行相关的校验，首先分析它在安装后的压缩量。圆柱螺旋压缩弹簧的刚度可由下式计算。

$$k = \frac{Gd^4}{8D^3n} \quad (7.1)$$

G ——对于 65Mn 及 60si2Mn， G 值为 $78.5 \times 10^3 \text{ MPa}$

d ——弹簧钢丝线径，mm

D ——弹簧中径, mm

n ——弹簧有效匝数

而现在的弹簧线径为 5mm, 外径 35mm, 中径 30mm, 高度 70mm, 总圈数 5.5, 有效圈数 5, 节距为 13mm, 这样求得的刚度系数为 45.4N/mm。

在 34kgf 作用下的移动为 7.4mm, 而原来的预压缩为 6.5mm, 即在安装风机后弹簧再被压缩 0.9mm, 这样整个结构会比较平衡。

减振器的共振频率一般满足下面要求^[117]

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kg}{W}} \leq 0.5 f_r \quad (7.2)$$

g ——重力加速度, 9800mm/s²;

k ——弹簧刚度, N/mm;

W ——载荷, N;

f_r ——强迫机械振动频率, Hz

代入求得 f 为 5.8Hz, 而 f_r 为 24.5Hz, 所以满足共振频率要求。另外, 在第六章已经指出要达到减振效果, 激励力频率与系统固有频率之比 $\gamma = \frac{\theta}{\omega} > \sqrt{2}$ 时, 这里 $f_r / f \geq 2$, 自然也有减振效果。

7.1.4 叶片改动

叶片改动如图 7.4 所示。在叶片变化之后, 一般需要进行动平衡校验, 在安装之前进行了试运行, 没有明显振动。



图 7.4 叶片改动情况

7.2 振动噪声测量结果

7.2.1 流量情况

按照第二章中的办法安装后，进行了相同内容的试验。在同样的位置进行了风速测量，速度小了 0.5m/s ，从前面的推导来看，前盘处直径变短、后盘处直径变长，气体流量应该不变，但没有考虑到叶片与涡舌的间隙变化情况：尽管后盘处间隙减小，前盘处增大，气体会涌向缝隙宽处。

7.2.2 振动测量结果与比较

试验时的测量方案同第二章的完全一致，振动测量时的照片如图 7.5 所示。

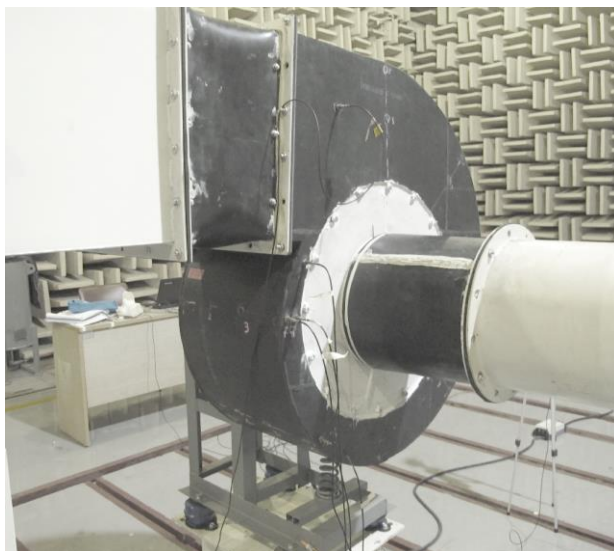


图 7.5 风机振动加速度测量

选出多个典型位置进行比较，与刚性安装时的振动加速度相比，如图 7.6 所示。从图 7.7 (a) ~ 图 7.7 (c) 结果可以看出，在综合使用了优化设计后，粘贴阻尼材料的表面明显降低，特别是高频段，这跟阻尼材料对高频减振效果好的特点一致。图 7.7 (d) 为电机测点结果，可以看出电机振动几乎没有变化。从图 7.7 (g)、图 7.7 (h) 图可以看出，在减振器附近振动增强，这是因为减振器在整个结构中最“柔软”，这方面的受力变化情况最为显著。而对于紧贴电机机脚的 11# 和 3# 测点来讲（图 7.7 (e)、图 7.7 (f)），整体变化不大，这可能是由于直接受到电机影响较大的原因。但 3# (X 向) 的低频部分降低了，这说明加上减振器与支撑弹簧后，侧向振动减弱。整体来讲，在刚性安装时，整体都比较大，采用优化措施后，上面部分振动减少明显，中间部分变化不大，底部增强。

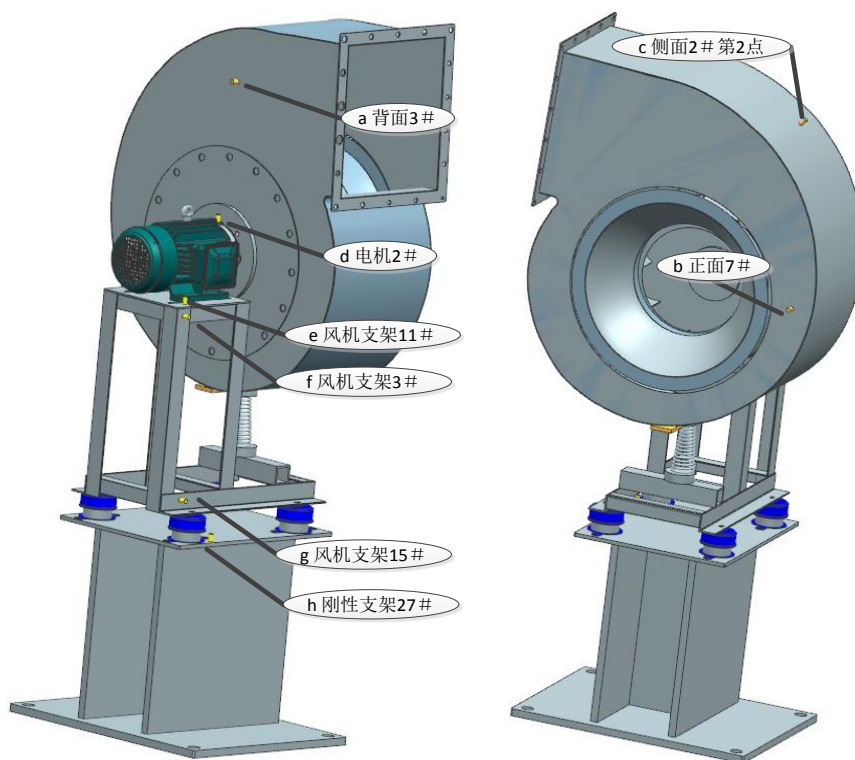
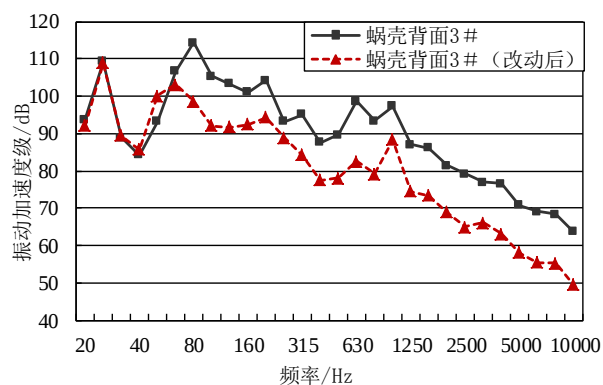
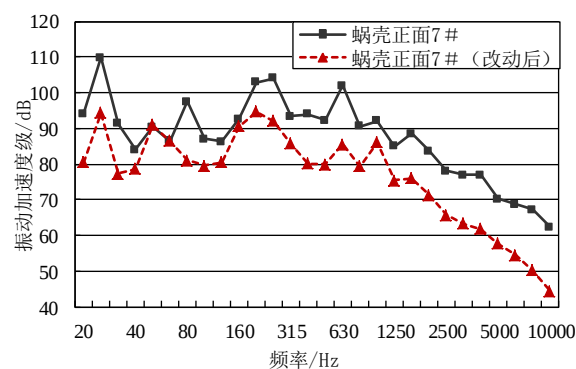


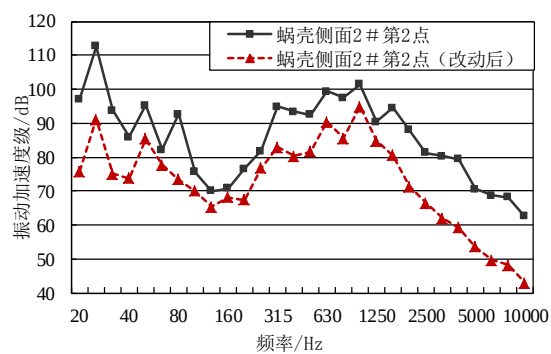
图 7.6 风机振动加速度各典型位置



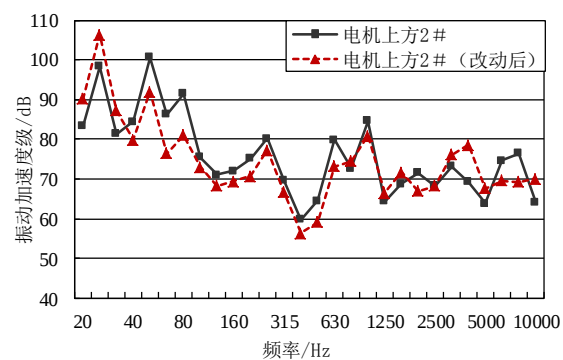
(a)



(b)



(c)



(d)

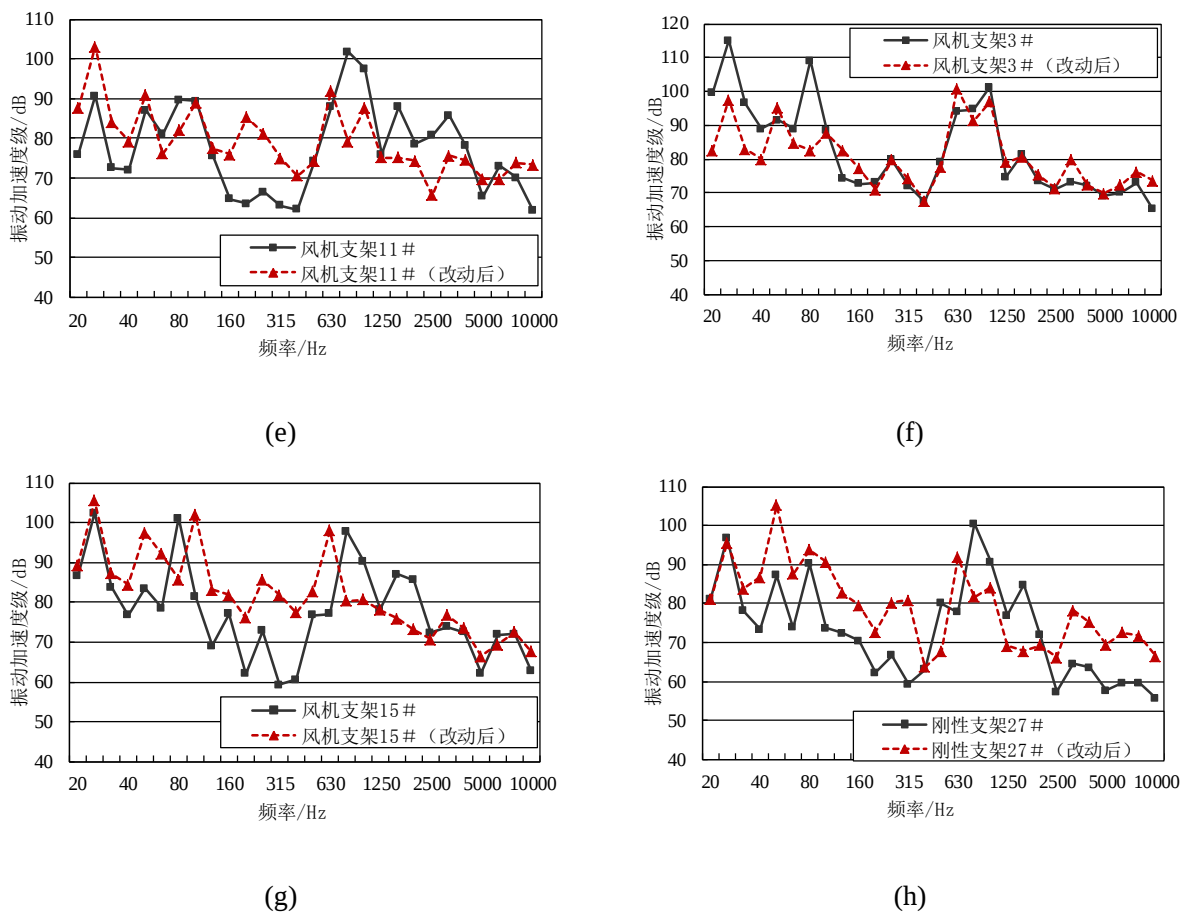


图 7.7 风机振动加速度改动前后对比

7.2.3 蜗壳辐射声测量结果与比较

同样，在半消声室进行了蜗壳辐射声测量，如图 7.8 所示。测量结果如图 7.9 所示。可以看出在中心频率 25Hz 噪声降低较多，达 7dB，这与前面振动的蜗壳正面和蜗壳侧面在此频率处降低有关（见图 7.7 (b)、图 7.7 (c)）。另外，在高频处整体下降约 4dB。

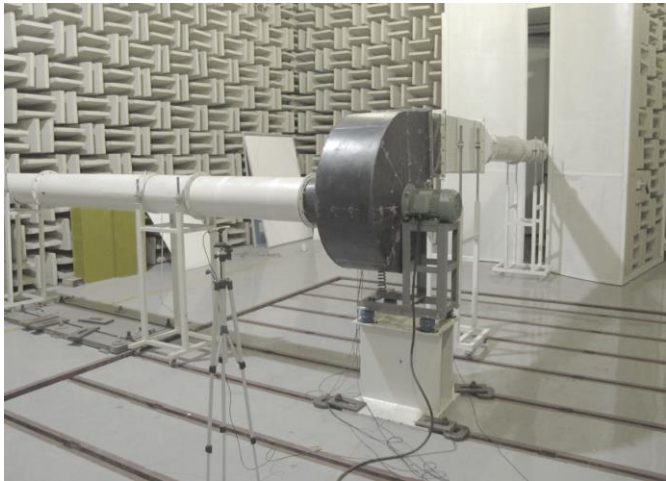
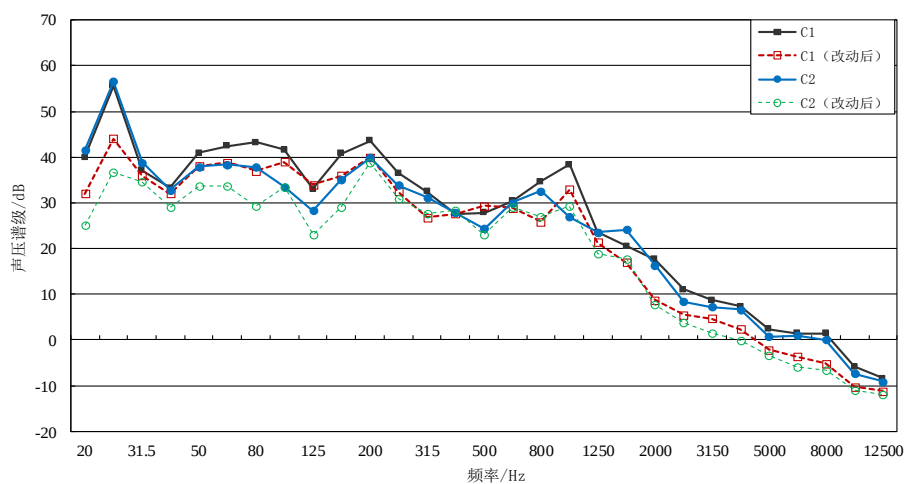
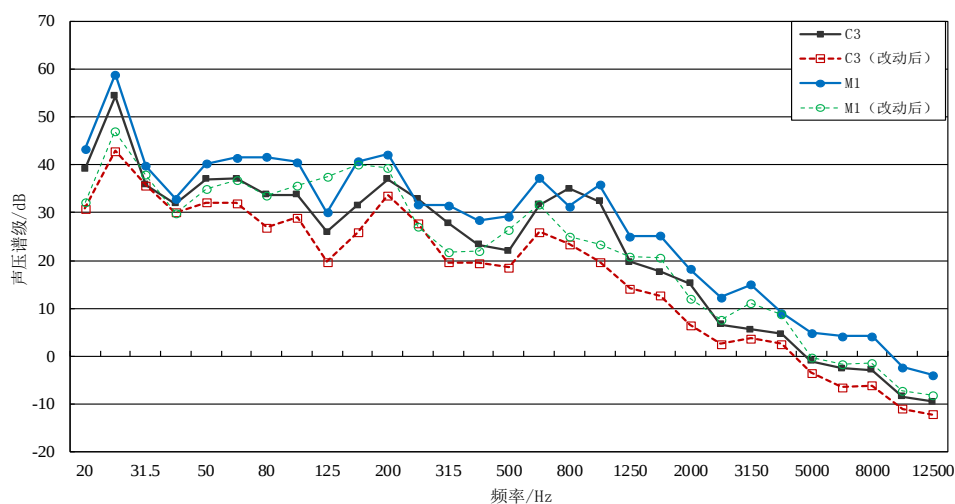


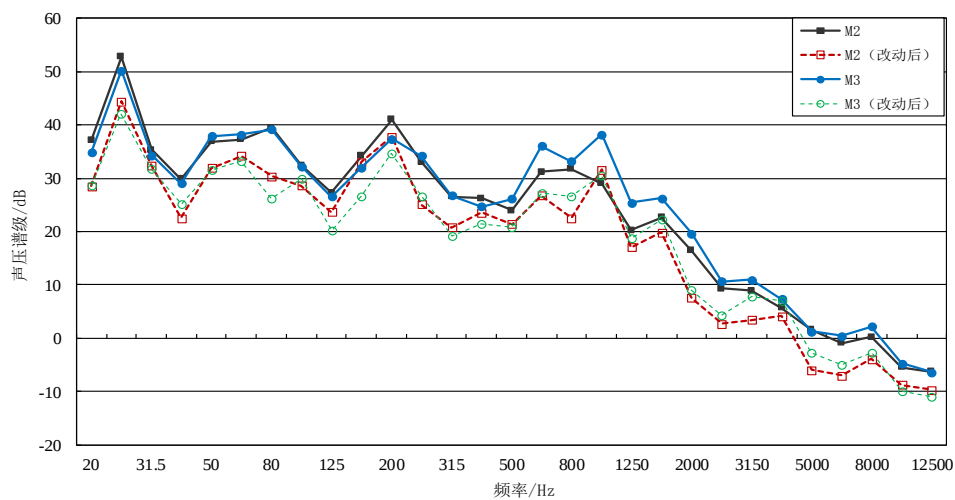
图 7.8 风机蜗壳辐射声测量



(a) C1、C2 两测点噪声对比



(b) C3、M1 两测点噪声对比



(c) M2、M3 两测点噪声对比

图 7.9 风机蜗壳辐射声对比

7.2.4 管内噪声测量结果与比较

将管中测量结果 1#与 3#位置放在一起, 如图 7.10 所示, 可以看出, 管内噪声也有所降低。其中在中心频率 25Hz 处噪声降低约 3dB, 在 250Hz 处降低约 4dB, 这两者分别在轴频与叶频附近。在 3000Hz 处, 是涡发放频率所在的频段, 噪声级也下降了 3dB 左右。其他频段稍稍降低一些, 但不明显。

从第五章管内噪声的预报可知, 管内声的激励源主要来自内部的流场, 而与蜗壳的振动无关, 所以加阻尼材料、加减振器与管内噪声变化无关。采用斜边, 可以降低涡发放的同步性, 再由于整体风速降低了 0.5m/s, 在涡发放频率处 (约 3000Hz) 及其他高频段处有所降低尚可以解释, 却难以解释叶频处也有降低的现象, 我们知道叶频一般与流场的非均匀性有关, 改动后, 斜边经过蜗舌时, 流体会从较宽的缝隙处流出, 降低速度的同时, 使得流场非均匀性减弱, 从而导致叶频噪声降低。而轴频产生的原因来自于叶片之间细小的物理上的差别^[123], 这里叶片做了改动, 难以说清“细小差别”是加大或减少, 所以无法判断; 不过, 这里加了弹性支撑, 运行更加平稳, 叶轮在流场中的“晃荡”会更弱, 这一项会减少轴频噪声。

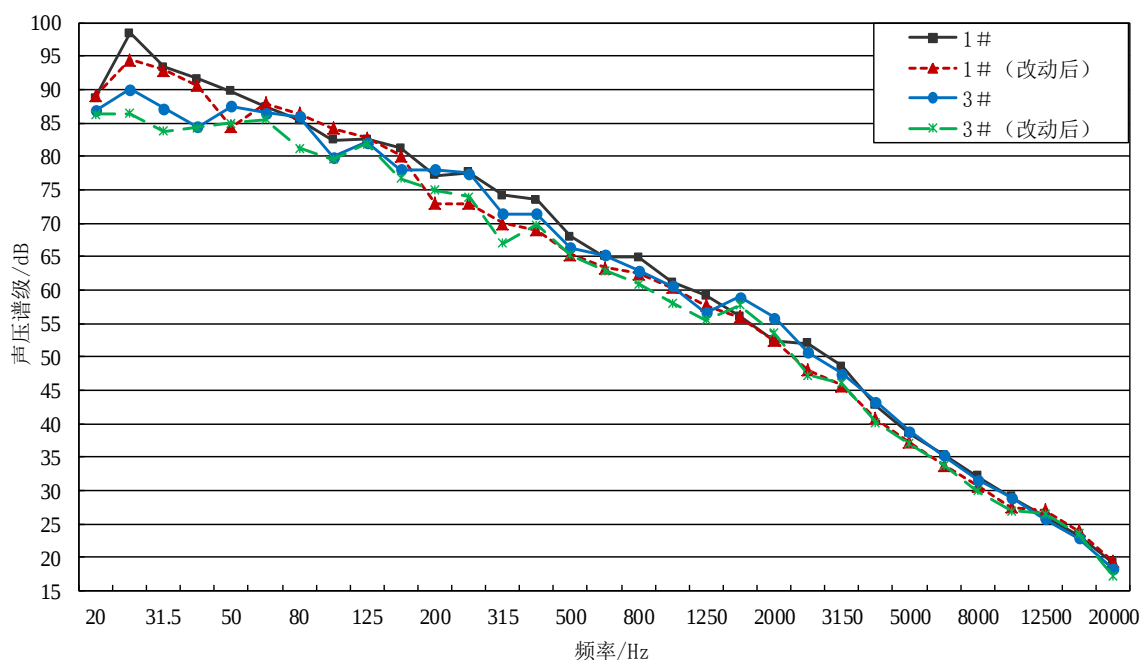


图 7.10 管内噪声测量结果

7.3 小结

根据对风机振动噪声影响因素分析及优化设计方案, 结合风机实际情况, 具体进行

了在风机蜗壳外表面粘贴阻尼材料、对蜗壳进行了辅助支撑、对风机叶片进行改造三项优化工作，对采取降噪措施的风机在消声室中进行了振动噪声试验。主要结果如下：

（1）通过试验测量，管中流速减少了 0.5m/s ，流量变化了 2.3% ，在可接受范围内。

（2）改进后的风机取得了明显的减振降噪效果，蜗壳表面振动明显降低，电机上振动基本不变，蜗壳噪声在 25Hz 处降低约降低了约 7dB ，而在高频段整体下降约 4dB ，这说明经过改动后，蜗壳噪声降低明显。

（3）叶片的改动使涡发放的同步性减弱，一方面直接影响叶片的气动噪声，另一方面作用在蜗壳上脉动力也会降低，这样壁面偶极子辐射声会减弱。管内噪声测量结果表明，改动后在频率 25Hz 处噪声降低约 3dB ，在 250Hz 处降低约 4dB 。

第八章 总结与展望

8.1 研究总结

离心风机振动与噪声激励源复杂,开展离心风机振动噪声预报与控制技术研究具有重要的理论意义和工程应用价值。本文系统分析总结了离心风机振动噪声机理、预报与控制技术国内外研究现状,针对典型风机进行了振动噪声试验与分析,利用激光扫描设备对风机叶轮进行了精准测绘,划分了风机叶轮与蜗壳流场计算结构化网格,进行了风机稳态和瞬态流场模拟及试验验证,并将流场瞬态模拟获得的脉动压力作为输入参数,采用结构有限元法计算了风机蜗壳结构振动响应,利用声学有限元分别计算了多种因素引起的蜗壳辐射噪声和风机管道内部噪声,分析对比了风机振动噪声控制方法的效果与可行性,选择部分控制措施进行了减振降噪效果验证,从而构建了比较完整的风机振动噪声预报与控制技术。

主要研究工作和结论如下:

(1) 针对典型离心风机,在半消声室中进行了振动噪声测量试验,将风机进、出风试验管道的管口布置在半消声室外面消除了管口辐射声对风机噪声测量的影响,提高了噪声测试精度。另外,风机的进出口通过橡胶管段与风管测量系统连接,减小了风管振动对风机振动测量的影响。试验获得的管内流速、蜗壳内表面脉动压力、蜗壳辐射声、管内噪声及结构振动数据为风机流场、振动与噪声预报方法的验证提供了试验数据,同时也为风机优化设计效果验证提供对比数据。

(2) 采用激光扫描获得了叶轮三维构型,进行了风机全流域结构化网格划分,流域分为:包含叶轮的阶梯状旋转域,蜗壳为主的区域,以及方变圆段与随后的部分区域。主要难点是考虑了叶轮后盘与蜗壳之间 6mm 的间隙和厚度为 2mm 的喇叭状进风口,进行了精细的结构化网格划分。其中,蜗壳部分是根据其拓扑特征,运用大量的节点融合、块合并、块延伸来形成结构化网格的块结构。

(3) 分别进行了稳态和瞬态流场预报结果的验证。其中,稳态流场采用 RANS 方法预报,管中速度与实际测量相差 4.6%;瞬态流场采用大涡模拟计算,内部区域采用移动交界面滑移网格方法实现真正的旋转,经与试验结果进行对比验证可知,数值预报的壁面脉动压力已达到了较高精度。

(4) 对半消声室内风机的噪声成分进行了辨识。通过对蜗壳隔声量计算、电机带叶轮与不带叶轮噪声测量结果对比、管道声辐射等计算分析, 可以判断出半消声室内测得的风机辐射噪声主要来源于蜗壳振动声辐射。

(5) 大涡模拟得到了流体作用于叶轮动态力和力矩, 利用转子动力学计算原理得到了电机轴承处受力, 利用结构有限元计算了蜗壳外表面振动位移, 同时, 用结构有限元方法计算得到了蜗壳内表面脉动压力引起的蜗壳外表面振动位移。然后, 用声学有限元预报了蜗壳结构的辐射噪声, 从而融合了稳态流场分析、瞬态流场分析、结构有限元分析、声学有限元分析等手段, 形成了从流体脉动激励、壳体结构振动与声辐射的完整预报方法。经预报分析: 蜗壳内表面力下引起的噪声较大, 轴承激励偏小, 与测量结果相比, 预报结果在低频段偏高, 在 800Hz 后比较接近。

(6) 结合大涡模拟获得的叶轮表面脉动压力、蜗壳内表面流体压力脉动, 考虑叶轮旋转, 利用声学有限元计算了与风机连接的管道内部噪声, 形成了旋转叶片和壁面压力脉动引起管内噪声的预报方法。预报结果表明, 在低频时蜗壳脉动压力引起的管内噪声明显高于叶轮引起的管内噪声, 在高频段叶轮引起的管内噪声又高于蜗壳脉动压力引起的管道噪声。两者叠加后与试验结果进行了比较, 精度在工程许可范围内。

(7) 以减少蜗壳振动和改变涡发放的同步性为出发点, 结合风机实际情况, 采用了敷贴自由阻尼材料、改进支撑方案、改动叶片出气边三种方法进行噪声控制, 形成了一种结合风机振动模态与减弱叶片出风口涡同步性为方向的优化方法。试验结果表明管中心流速减少了 0.5m/s, 蜗壳噪声在 25Hz 处降低了约 7dB, 而在高频段整体下降约 4dB, 经改动后, 蜗壳噪声降低明显。管内噪声在频率 25Hz 处噪声降低约 3dB, 在 250Hz 处降低约 4dB。

8.2 工作展望

声是小能量的物理量, 任何因素都可以轻而易举的产生它、影响它。风机虽然不是高精尖的产品, 但多种部件装配在一起, 就会互相影响, 相对单一研究反而难以毫析厘分。本文将研究重点放在数值预报方法的建立, 以及噪声抑制方法, 最后进行改进, 并取得了一些降噪效果。但由于本文从流体到结构再到声辐射, 涵盖了多学科的知识, 受到研究条件的限制, 还存在许多有待进一步深入的地方, 主要表现在以下几个方面:

(1) 在预报模型建立时有大量的简化与假设: 如流场预报时管道是光顺的, 而实际

安装时难以做到；蜗壳两头用橡胶与管道连接，但橡胶也会透射出声、也会传递振动；在振动建模时，将大量的螺栓连接进行了简化；电机内部也进行了简化，仅保证了质量相同；轴承刚度的影响也没考虑。

（2）试验中尽管测量了无叶轮时的电机噪声，但电机受到负载后的噪声应与空转时的噪声有所变化，因为加载后电磁力会发生变化，这方面的振动影响在本文中没有深究，应该将电机与壳体拆开，单独安装，并将电机整体隔离外面加上隔声罩，这样测量的噪声才是真正蜗壳的的噪声。

（3）由于计算条件限制，数值计算得到的采样时间比较短，而且预报时激励是做为确定信号，如果做为随机信号，采用随机声学的办法会好一些。进一步校核现有的数值模拟方法，分析网格对预报结果的影响；另外，激励力是同一次数值计算得到的，但预报噪声叠加时还是按照无规相位声波叠加的办法，可以考虑同相位的叠加，甚至将条力源同时施加在风机结构上。

（4）目前的研究中已经能够考虑静止蜗壳散射对气动噪声传播的影响，但需要进一步考虑运动边界散射的影响。另外，蜗壳内声场是典型的混响声，还可以从统计能量的角度加以分析。预报中没有考虑叶片的反射、流速影响。

（5）建立一套统一的风机噪声预测方法。目前方法周期长，在兼顾计算效率和预报精度的前提下，发展更为有效更为实用的计算方法。

（6）离心风机叶片形状与功率与噪声的关联性研究不深，目前叶片设计也显得薄弱，这方面可以借鉴螺旋桨设计从速度分布控制、载荷分布方面进行设计，另外结合涡流噪声机理，形成风机产品的顶层设计，实现有效降噪。

致 谢

本论文是在刘忠族研究员热情关怀和悉心指导下完成的。从论文的选题到思路确定，再到具体试验，以及最终修改成文，导师给予了有力的指导、热情的鼓励，倾注了大量的精力。老师严谨的治学态度、渊博的专业知识和勤勉的工作态度以及对待事业的奉献精神，对学生将是永远的激励与鞭策。在此，特向导师表示最衷心的感谢，并致以崇高的敬意！

感谢中国船舶科学研究中心赵文峰博士生、张楠博士、曹庆明博士在振动、流体力学、数值计算原理方面的帮助，与他们讨论学术问题、质疑辨惑是一件很愉悦的事情，感谢朱锡清研究员在理论分析方面的建议和启发，感谢翟树成在网格划分方面及 FLUENT 的应用指导，感谢在试验过程中白银平、范惠静、刘朋、洪伟龙、沈斌琦、李明杰等人的帮助，感谢黄伟稀硕士帮助设计试验，许影博博士帮我全程进行了试验测量。感谢噪声组陈奕宏、熊紫英对我论文的建议。

感谢王锁泉主任、孙红星研究员、张军研究员对作者论文工作的关心和支持。感谢研究生部姜海燕老师对于作者的帮助。

感谢同级的熊晨熙、王世彦等人在中国科技大学同窗共读、互相勉励。这些情景都已成为美好回忆。

感谢给予我指导的 Siemens 软件工作人员及网上众多无私的网友，给予我大量的技术支撑和有用资料的分享。

攻读博士学位期间，妻子朱琳任劳任怨，承揽了绝大部分的家务，保障我有充足的时间与平静的心理去完成论文。父母、岳父母也倾注了极大的支持和期望。

在此，谨将此文献给我的老师、同事、同学、家人和朋友们！

参考文献

- [1] 风机技术杂志社.中国风机行业发展分析报告[EB/OL]. http://www.cftn.cn/news/cftn_1/81/2009060411263815_964.html. 2015 年 9 月 19.
- [2] 前瞻产业研究院. 2014-2018 年中国风机行业市场前瞻与投资战略规划分析报告[EB/OL]. <http://xw.qianzhan.com/reprot/detail/d14666d17b614544.html>. 2014 年.
- [3] 张世芳. 泵与风机[M]. 机械工业出版社.1998 年.
- [4] Koopmann G H, Neise W, Cunefare K A. Fan casing noise radiation[J]. ASME Journal of Vibration and Acoustics. 1991, 113: 37-42.
- [5] 陈永校, 诸自强, 应善成编. 电机噪声的分析和控制[M]. 浙江大学出版社. 1987 年.
- [6] 袁惠群编著. 转子动力学基础[M]. 冶金工业出版社. 2014 年.
- [7] Gu Y, Mao Y, Qi D. A boundary integral equation to predict the aerodynamic noise scattered by impedance boundary[C]. The 13th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines. Tokyo, Japan Sep, 2012:11-14.
- [8] M.V.Lowson. The sound field for singularities in motion[J].Proc. Roy Soc (London), Ser A, 286, 1965:559-572.
- [9] William K. Blake. Mechanics of flow-induced sound and vibration[M]. Academic Press.INC, New York, 1986.
- [10] Gutin, L.. On the sound Field of a rotating propeller[J]. NACA Tech Memor , 1948.
- [11] Olsen, W. A. Noise generated by impingement of turbulent flow on airfoils of varied chord, cylinders, and other flow obstructions[J]. NASA Tech. Memo. NASA TM-X-73464(1976).
- [12] [苏]И.Г. 舒波夫著. 沈官秋主译. 电机的噪声和振动[M]. 机械工业出版社. 1980 年.
- [13] 唐家鹏. FLUENT14.0 超级学习手册[M]. 人民邮电出版社. 2013 年.
- [14] T. J. CHUNG. Computational Fluid Dynamics[M]. Cambridge University Press, 2002.
- [15] 王福军. 计算流体动力学分析-CFD 软件原理与应用[M]. 清华大学出版社. 2004 年.
- [16] Raphael B, Krishanmoorthy C S. Automating finite element development using object oriented techniques[J]. Eng Computation, 1993, 10: 267- 278.
- [17] 王小华, 黄东涛, 王智平等. 离心风机子午通道内湍流场数值模拟[J]. 应用力学学报, 1998, 15(1):50-54.
- [18] 游斌, Elhadi E E, 谢军龙. 多翼离心风机的三维数值分析[J]. 工程热物理学报, 2003 , 24(3):419-422.
- [19] 陆蓓蕾, 陈瑞球, 石富金. 离心风机的三维数值计算[J]. 煤矿机械, 2005, (4):23-24.

- [20] D. V. Bbope, P. M. Padole. Experimental and theoretical analysis of stresses, noise and flow centrifugal fan impeller [J]. Mechanism and Machine Theory, 2004, (39):125-127.
- [21] 李建锋, 吕俊复. 风机流场的数值模拟[J]. 流体机械. 2006, 34(4):10-13.
- [22] Younsi M. Bakir F. Kouidri S. Rey R. Numerical and experimental study of unsteady flow in centrifugal fan[J]. Proc I MechE Part A, J Power Eng, 2007, 221: 1025-1036.
- [23] B Tajadm, V S Suarez, J P H Cruz and C S Morros. Numerical calculation of pressure fluctuations in the volute of a centrifugal fan [J]. J. Fluids Eng., 128, 2006:359-369.
- [24] 方开翔, 李豪杰, 高慧. 基于 FLUENT 6.0 的风机流场模拟与噪声预估[J]. 江苏科技大学学报:自然科学版, 2008, 22(4) : 42-47.
- [25] 韩非非, 赵旭, 席德科. 多翼离心通风机内部流场数值模拟[J]. 风机技术. 2008 年(3):13-15.
- [26] 李晓丽, 楚武利, 袁森. 离心风机整机三维数值仿真方法及分析[J]. 计算机仿真. 第 27 卷第 10 期. 2010:335-339.
- [27] 李艳, 赵村, 卢傅安, 任刚. 变螺旋角方法离心风机蜗壳型线数值优化[J]. 应用力学学报, 2012,(04):398-403.
- [28] 李照军. 离心风机流场数值模拟研究[J]. 中州煤炭. 2012 年第 9 期:17-19.
- [29] 叶福民, 冯露, 陈文杰, 赵海东. 离心风机的内部流场数值模拟及噪声预估[J]. 江苏科技大学学报(自然科学版). 2014 年 4 月第 28 卷第 2 期:155-159.
- [30] Miguel C. Junger , David Feit. Sound, Structures, and Their Interaction[M]. Second edition, 1976.
- [31] T Nomura. ALE finite element computations of fluid-structure interaction problems[J]. Computer methods in applied mechanics and engineering, 1994, 112(1):291-308.
- [32] CW Hirt, AA Amsden, JL Cook. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds[J]. Journal of Computational Physics, 1997, 135(2):203-216.
- [33] S Ahamad,K Kumar. Interference effects on wind loads on low-rise hip roof buildings[J].Engineering Structures,2001,23:1577-1589.
- [34] J.S.Bagget.On the feasibility of merging LES with RANS for the near-wall region of atached turbulent flows[J]. Center for Turbulence Research ,Annual Research Briefs,Standford University,1998,267-277.
- [35] T.J.Baker. Three dimensional mesh generation by triangulation of arbitrary points sets[J]. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987, 8:255-271.
- [36] 毛军, 杨立国, 郝艳红. 大型轴流风机叶片的气动弹性数值分析研究[J]. 机械工程学报.第 45 卷第 11 期 2009 年 11 月:133-139.
- [37] 周忠宁. 对旋轴流风机流固耦合特性研究及其基于非线性动力学的应用[D]. 中国矿业大学博士论文. 2009 年.
- [38] 吴正人, 王松岭, 戎瑞, 孙哲. 基于流固耦合的离心风机叶轮动力特性分析[J]. 动力工程学报.

- 第 33 卷第 1 期. 2013 年 1 月:53-60.
- [39] 张文浩,韩宝坤,王昌田,张婷婷. 离心式风机蜗壳振动与声辐射数值仿真[J]. 声学与电子工程. 2011 年第 4 期:37-39.
- [40] 卢傅安, 祁大同, 蔡建程等. 离心风机蜗壳在内部流场脉动压力激励下的动力响应研究[J]. 应用力学学报, 2009, 26(3) : 450-455.
- [41] 胡彪. 小型离心风机机械振动分析及实验研究[D]. 华中科技大学硕士学位论文. 2011 年.
- [42] 周侣勇. 风机振动噪声分析与数值模拟研究[D]. 武汉理工大学硕士学位论文. 2007 年.
- [43] 蒋爱华. 流体激励诱发离心泵基座振动的研究[D]. 上海交通大学工学博士学位论文. 2011 年.
- [44] 蔡建程, 祁大同, 唐因.离心风机蜗壳振动声辐射的定量预测[J]. 西安交通大学学报. 第 43 卷第 9 期.2009 年 9 月:71-74.
- [45] 饶寿期编. 有限元法和边界元法基础[M]. 北京航空航天大学出版社. 1990 年.
- [46] 秦佑国. 加权余量法建立声场有限元公式[J]. 声学学报. 1982 年 11 月, 第 7 卷, 第 6 期:387-391.
- [47] 蔡建程, 祁大同, 卢傅安. 离心风机蜗壳振动辐射噪声的数值预测. 应用力学学报. 第 26 卷第 1 期. 2009 年 3 月:115-120.
- [48] 韩宝坤,张文浩,曹曙明,宋灵涛. 离心式风机蜗壳的振动与声辐射控制[J]. 噪声与振动控制. 2013 年 2 月:201-205.
- [49] Cai J, Qi D, Lu F. Numerical Studies on fan casing vibration and noise radiation[A]. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2009[C]. Orlando, USA. 2009:1-19.
- [50] Lighthill, M. J. On sound generated aerodynamically. Part I. General Theory[C]. Proc. R. Soc. London Ser. A 211, 1952: 564-587.
- [51] Curle, N. The influence of solid boundaries on aerodynamic sound[C]. Proc. Roy. London Soc. 231A, 1187, 1955:505-514.
- [52] Ffowcs Williams J. E. and Hawkings D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion[C]. Proc. Roy. Soc. London, 264 A, 1969:321-342.
- [53] Goldstein, M. Unified approach to aerodynamic sound generation in the presence of sound boundaries[J]. J. Acoust. Soc. Am. 1974, 56: 497-509.
- [54] Powell A. Theory of vortex sound [J]. J. Acoust. Soc. Am. 1964, 36(1):177-95,.
- [55] Howe, M. S. Contributions to the theory of aerodynamic sound with application to excess jet noise and the theory of the flute [J]. J. Fluid Mech. 1975, 71: 625-673,.
- [56] Mao Y , Xu C, Qi D. Frequency-domain model of tonal blade thickness and loading noise[J]. J. Acoust. Soc. Am, 2014, 135(1):93-103.
- [57] Mao Y, Xu C, Qi D , Tang H. Series expansion solution for sound radiation from rotating quadrupole point source[J]. AIAA J, 2014, 52(5): 1086-1095.

- [58] Wells V L, Han A Y. Acoustics of a moving source in a moving medium with application to propeller noise[J]. J. Sound Vib, 1995, 184(4): 651-663.
- [59] Chapman C J. Similarity variables for sound radiation in a uniform flow[J]. J. Sound Vib, 2000, 233(1): 157-64.
- [60] Najafi-Yazdi A, Bres GA, Mongeau L. An acoustic analogy formulation for moving sources in uniformly moving media[J]. Proceedings Of the Royal Society A-Mathematical Physical And Engineering Sciences, 2011, 467(2125): 144-65.
- [61] Ghorbaniasl G, Lacor C. A moving medium formulation for prediction of propeller noise at incidence[J]. J. Sound Vib, 2012, 331(1): 117-37.
- [62] Xu C, Mao Y J, Qi D T. Frequency-domain acoustic pressure formulation for rotating source in uniform subsonic inflow with arbitrary direction[J]. J. Sound Vib, 2014, 333(14): 3081-3091.
- [63] Wolf W R, Azevedo J L, Lele S K. Convective effects and the role of quadrupole sources for aerofoil aeroacoustics[J]. J. Fluid Mech, 2012, 708(10): 502-538.
- [64] Kato C, Kaiho M, Manabe A. An overset finite-element large-eddy simulation method with applications to turbomachinery and aeroacoustics [J]. Journal of Applied Mechanics-Transactions of the ASME, 2003, 70(1): 32-43.
- [65] Younsi M, Bakir F, Kouidri S, Rey R. 2D and 3D unsteady flow in squirrel-cage centrifugal fan and aeroacoustic behavior[C]. Asme Joint Us-european Fluids Engineering Summer Meeting Collocated with the International Conference on Nuclear Engineering, 2006:805-813.
- [66] 陈敏, 姚喜, 葛怡君, 何然, 王国栋. 基于大涡模拟的螺旋桨水动力噪声预报研究[C]. 第二十五届全国水动力学研讨会暨第十二届全国水动力学学术会议文集. 433-438.
- [67] 伍文华, 杜平安, 陈燕, 李茂福. 大涡模拟在轴流风扇气动噪声仿真中的应用[J]. 机械设计与制造. 2013 年 1 月:63-65.
- [68] Moreland J B, Olhoff N. Housing effects on centrifugal blower noise [J]. Journal of Sound and Vibration, 1974, 36: 191-205.
- [69] Langthjem M A, Olhoff N. A numerical study of flow-induced noise in a two-dimensional centrifugal pump. Part II. Hydroacoustics [J]. Journal of Fluids and Structures, 2004(19) : 369-386.
- [70] Seybert A F, Cheng C Y R, Wu T W. The solution of coupled interior /exterior acoustic problems using the boundary element method [J]. Journal of Acoustical Society of America. 1990, 88(3) :1612-1618.
- [71] Wu T W, Wan G C. Numerical modeling of acoustic radiation and scattering from thin bodies using a Cauchy principal integral equation[J]. Journal of Acoustical Society of America. 1992, 92(5): 2900-2906.
- [72] Mao Yijun, Qi Datong. Computation of Rotating Blade Noise Scattered by a Centrifugal Volute[J].

- Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A, Journal of Power and Energy. 2009, 223(8) : 965-972.
- [73] 毛义军, 祁大同, 刘晓良. 蜗壳散射对离心风机气动噪声传播的影响研究[J]. 西安交通大学学报. 2009, 43(5) : 51-55.
- [74] 刘厚林, 丁剑, 王勇, 谈明高, 徐欢. 基于大涡模拟的离心泵水动力噪声数值模拟[J]. 机械工程学报. 第 49 卷第 18 期.2013 年 9 月:177-183.
- [75] Meng Wang, Alison L. Marsden and Parviz Moin. Computation and Control of Trailing-Edge Noise [C]. 26th Symposium on Naval Hydrodynamics, Rome, Italy, September, 2006:17-22.
- [76] Liu Qiuhong, Qi Datong, Tang Hongtao. Computation of aerodynamic noise of centrifugal fan using LES approach, acoustic analogy and vortex sound theory[J]. Proceedings of Institute of Mechanical Engineering, Part C:Journal of Mechanical Engineering Science, 2007, 221: 1321-1332.
- [77] 张楠. 孔腔流动和流激噪声机理及耦合计算方法研究[D]. 中国船舶科学研究中心博士论文. 2010 年.
- [78] 张心华. 分析电机振动的原因及预防措施[J]. 机械与电子. 2008 年第 16 期:418-419.
- [79] 俱利锋, 席德科. 离心式通风机噪声机理及设计与改造中的降噪方法综述[J]. 机械科学与技术. 第 21 卷第 2 期. 2002 年 3 月:465-450.
- [80] 韩宝坤, 张文浩, 曹曙明, 宋灵涛.离心式风机蜗壳的振动与声辐射控制.噪声与振动控制.2013 年 2 月第 1 期:201-205.
- [81] 李嵩, 朱之墀. 离心风机气动设计方法的发展及其应用[J]. 风机技术. 2012 年第 4 期:60-67.
- [82] 朱之墀, 唐旭东, 李嵩, 黄东涛, 刘江林, 卢钰. 离心通风机叶轮气动设计工程方法的改进[J]. 风机技术. 2001 年第 3 期:3-7.
- [83] Mellin R C, Svoran G. Contorlling the tonal characteristics of the aerodynamic noise generated by a fan rotors [J]. ASME Journal of Basic Engineering, 1970, 92(1):143-154.
- [84] Duncan P E, Dawson B. Hawes S P. Design techniques for the reduction of Interaction Tones from Axial Flow Fans by Non-uniform Distribution of the Stators Vanes [J]. J Sound Vib, 1975, 33(2):143-154.
- [85] Krishnappa G. Effect of Modulated Blade Spaeing on Centrifugal Fan Noise [J]. Proc Inter-noise 80. Miami, Florida, USA, December, 1980:8-10.
- [86] Lewy S. Theoretical study of the acoustic benefit of an open rotor with uneven blade spacings [J]. Journal of the Acoustic Society of America, 1992, 4(10):2181-2185.
- [87] Boltezar M,Mesaric M,Khuelj A.The influence of un even blade spacing on the spl and noise spectra radiated from radial fans[J]. Journal of sound and vibration.1998, 216(4):697-711
- [88] 张宗茂. 轴流风机的噪声和振动控制研究[D]. 哈尔滨工业大学硕士学位论文, 1988.

- [89] 智乃刚,萧滨诗 编著. 风机噪声控制技术[M]. 1983 年.
- [90] 刘庆萍. 轴流风机叶片仿生降噪研究[D]. 吉林大学硕士学位论文. 2003 年.
- [91] 孙少明. 风机气动噪声控制耦合仿生研究[D]. 吉林大学博士论文. 2004 年.
- [92] 孙宇平. 蜗舌间隙及蜗舌倾角对离心风机旋转噪声影响的实验研究. 沈阳工业大学学报. 第 6 卷第 4 期总第 62 期. 1994 年 2 月: 21-28.
- [93] 胡如夫, 俞大川. 离心式通风机设计与改造中的降噪方法[J]. 流体机械. 2000 (10): 32-34.
- [94] 钟芳源等译. 叶片机械气动力学译文集[M]. 机械工业出版社. 1987.
- [95] G Koopmann, W Neise. Reduction of centrifugal fan noise by use of resonators[J]. Journal of sound and vibration. 1980, 73(2): 297-308.
- [96] Gu Y, Qi D, Mao Y, Wang X. Theoretical and experimental study on the noise control of centrifugal fan combining absorbing liner and included tongue[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A, Journal of Power and Energy, 2011, 226(6): 789-801.
- [97] 王树立, 纪维礼. 低噪声离心风机最佳蜗壳结构的确定[J]. 风机技术. 1992 (4): 13-15.
- [98] 王松岭等. 国内外关于降低离心风机噪声的研究[J]. 流体工程. 1992(6): 37-40.
- [99] 董有利, 王会永, 毛成涛, 满忠雷. 电机振动原因分析及处理方法研究[J]. 防爆电机. 2010 年第 5 期, 第 45 卷: 49-50.
- [100] 朱开斌, 周华亮, 王强. 电机振动的产生及控制[J]. 中国造船. 2008(11): 302-304.
- [101] 左经刚. 电机振动异常的识别与诊断[J]. 上海大中型电机. 2009(3): 20-22.
- [102] 宋亚秋, 宿亚楼. 电机噪声产生的原因及减小噪音的设计方法[J]. 电工技术. 2009, 第 8 期: 64-65.
- [103] Lueg P. Process of silencing sound oscillations [P]. US Patent 2043416, 1936.
- [104] Koopmann G H, Neise W, Chen W. Active control to reduce the blade tonal noise of centrifugal fans [J]. ASME Journal of Vibrations, Acoustics, Stress and Reliability in Design, 1988, 110: 377-383.
- [105] Neise W, Koopmann G H. Active sources in the cutoff of centrifugal fans to reduce the blade tones in higher-order duct mode frequencies [J]. ASME Journal of Vibration and Acoustics, 1991, 113: 123-131.
- [106] Mead D P, Eghtessadi KH, Mcloughlin M P, et al. Active control of centrifugal fan noise [C]. Fan noise-An International INCE Symposium, Senlis, 1992-09-01~03. Senlis: CETIAT, 1992: 455-462.
- [107] Mauro F, Cotana F, Santarpia L. A Loudspeaker as sensor for active Fan Noise Control: an Experimental Facility [C]. Fan Noise-An International INCE Symposium, Senlis, 1992-09-01~03. Senlis: CETIAT, 1992. 471-474.
- [108] V. Yakhot, S.A. Orzag. Renormalization group analysis of turbulence: basic theory[J]. Scient Comput. 1986, 1: 3-11.
- [109] 丁源, 王清 编著. ANSYS ICEM CFD 从入门到精通. 清华大学出版社. 2013 年.
- [110] Versteeg H.K., Malalasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume

- Method[M]. Wiley, New York.1995.
- [111] FLUENT User's Guide. FLUENT Inc.2003.
- [112] 范玉亭. 车载高效离心风机内部流动的数值模拟[M].硕士学位论文.2011 年.
- [113] 蒋爱华, 章艺, 靳思 2, 章振华, 黄修长, 华宏星. 离心泵流体激励力的研究:蜗壳部分[J]. 振动与冲击. 第 31 卷第 4 期. 2012 年:60-66.
- [114] J. Smagorinsky. General circulation experiments with primitive equations[J]. Monthly Weather Rev., 1963,91(3): 99-134..
- [115] Barron R F .Industrial noise control and acoustics[M] .NewYork :M arcel Dekker Inc, 2001:73-120 .
- [116] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬 著. 声学基础 (第三版) . 南京大学出版社. 2012 年.
- [117] 成大先主编. 机械设计手册[M]. 化学工业出版社. 2007 年 11 月.
- [118] 哈尔滨工业大学理论力学教研室 编. 理论力学(第六版). 高等教育出版社. 2002 年.
- [119] 精密机械与精密仪器系主编. 工程中的有限元讲义[G]. 中国科学技术大学. 2013 年 9 月.
- [120] Singiresu S. Rao.the finite element method in engineering[M]. Elsevier Science & Technology Books. December 2004.
- [121] 詹福良, 徐俊伟 编著. Virtual.Lab Acoustics 声学仿真计算从入门到精通[M]. 西北工业大学出版社. 2013 年.
- [122] 何祚庸, 赵玉芳. 声学理论基础[M]. 北京:国防工业出版社. 1981 年.
- [123] D. Ross. Mechanics of Underwater Noise[M]. Peninsula Publishing, Los Altos, California, U.S.A., 1987.
- [124] Okino, H., Nakamura, T. and Takeuchi, R.. Aalysis of acoustic fields by finite element methods[J]. J. A. S of Japan, 34.1978: 659-672.
- [125] FEM Adaptive Order (FEMAO). LMS Virtual.Lab 13.3on-line help.
- [126] 汤渭霖. 水下噪声学原理[M]. 上海交通大学讲义. 2004.
- [127] 李增刚, 詹福良编著. Virtual.Lab Acoustics 声学仿真计算高级应用实例[M]. 国防工业出版社. 2010 年.
- [128] Hunt J C R, Wray A A, Moin P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows[R]. Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 1988: 193-208.
- [129] 朱锡清. 船舶流体动力噪声原理[G]. 中国船舶科学研究中心讲义. 2006.
- [130] N. Curle. The Influence of Solid Boundaries on Aerodynamic Sound[J]. Proc. Roy. Soc. (London), Ser, A.1955:505-514.
- [131] Neise W. Noise reduction in centrifugal fans: a literature survey[J]. Journal of Sound and Vibration, 1976, 45: 375-403.
- [132] Neise W. Review of fan noise generation mechanisms and control methods [C]. Proceedings of FAN

NOISE symposium. Senlis, France, 1992: 45-56.

- [133] Cremer, L.. The Propagation of Structure-Borne Sound[J]. Dept. of Scientific and Indust. Res. (London) Sponsored Res., Rept. Ser. B № 1, 1950; also, Acustica, 3, 317-335, 1953.
- [134] Ungar, E.E.. Transmission of plate flexural waves through reinforcing beams[J]. J.A.S.A., 1961, 33: 633-639.
- [135] 唐囡, 任刚, 蔡建程等. 蜗壳厚度对离心风机振动噪声影响的数值研究[J]. 流体机械, 2009, 37(2) : 15-18.
- [136] 戴德沛. 阻尼减振降噪技术[M]. 西安: 西安交通大学出版社. 1986 年.
- [137] 王国强, 盛振邦 编著. 船舶推进[M]. 国防工业出版社. 1985 年.
- [138] Oberst, H. Reduction of noise by the use of damping materials.Philosophical Transaction of the Royal Society A Mathematical Physical& Engineering Sciences.1968, 263(1142):441-453.
- [139] 刘延柱, 陈立群, 陈文良 编著.振动力学. 高等教育出版社. 1998 年.
- [140] 谢官模 编. 振动力学[M]. 国防工业出版社. 2011 年.
- [141] R. D. Blevins, H Saunders. Flow-induced vibration.Van Nostrand Reinhold.1977.

学术论文和科研成果目录

博士在读期间发表的学术论文:

1. **李亚**, 赵文峰. 多种方法计算水中薄板的固有振动频率. 舰船科学技术. 2017 年 5 月第 39 卷第 5 期: 6-9.
2. **李亚**, 张楠, 熊紫英, 孙红星. 大涡模拟预报螺旋桨辐射噪声的三种声学方法. 声学技术. 2017 年 10 月第 36 卷第 5 期: 461-466.
3. **李亚**, 陈奕宏, 孙红星. 船舶模型螺旋桨喷气降噪试验与实船效果预报研究. 声学技术. 2018 年 2 月第 37 卷第 1 期: 461-466.
4. **李亚**, 许影博, 张楠. 离心风机管道中三维精细速度场的数值预报与验证研究. 舰船科学技术. (已录用).
5. **李亚**, 刘忠族, 许影博, 张楠. 离心风机流场大涡模拟与管中噪声数值预报研究. 机械工程学报. (已收稿).
6. 张楠, **李亚**, 王志鹏等. 基于 LES 与 Powell 涡声方程的孔腔流激噪声数值模拟研究. 船舶力学. 2015 年第 19 卷第 11 期, 1393-1408.
7. 张楠, 王星, 谢华, **李亚**. 流激噪声数值计算方法及声学积分面影响性研究. 船舶力学. 2016 年 7 月第 20 卷第 7 期, 892-908.

博士在读期间获得授权的专利:

1. 喷气环和旋转部件组合喷气装置. 国防发明专利, 证书号: 201410633956.5 (排名第一)