



# 南京大學

## 本科畢業論文

院 系 物理學院

專 業 聲學

題 目 參量陣揚聲器在混響環境的

聲場研究

年 級 2019 學 號 191840136

學生姓名 李夢同

指導教師 盧晶 職 稱 教授

提交日期 2023年5月20日





# 南京大学本科毕业论文（设计） 诚信承诺书

本人郑重承诺：所呈交的毕业论文（设计）（题目：参量阵列扬声器在混响环境的声场研究）是在指导教师的指导下严格按照学校和院系有关规定由本人独立完成的。本毕业论文（设计）中引用他人观点及参考资源的内容均已标注引用，如出现侵犯他人知识产权的行为，由本人承担相应法律责任。本人承诺不存在抄袭、伪造、篡改、代写、买卖毕业论文（设计）等违纪行为。

作者签名：李梦同  
学号：191840136  
日期：2023.5.20



# 南京大学本科生毕业论文（设计、作品）中文摘要

**题目：**参量阵扬声器在混响环境的声场研究

**院系：**物理学院

**专业：**声学

**本科生姓名：**李梦同

**指导教师（姓名、职称）：**卢晶教授

**摘要：**

参量阵扬声器利用高强度超声的非线性作用产生强指向性的音频声束，在音频领域具有重要的应用前景。已有的研究工作主要致力于研究自由场中参量阵扬声器的声辐射特点，目前已经有相对成熟的理论能够对自由场中参量阵扬声器的声场做出准确、快速的预测与分析，然而对混响环境中的声场鲜有研究。参量阵扬声器的应用场景大多都在室内或类似的封闭空间，而由于其非线性过程的复杂性，传统线性声源在混响环境的理论和结论不能直接套用，因此混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点的研究是十分必要的。本文首先基于球卷积模型研究了参量阵扬声器在自由场中的声辐射特点，然后使用模态展开法理论计算了长方形房间内的声场分布，最后设计并完成了准刚性边界混响环境中参量阵扬声器声场的测量实验。实验使用自主设计的自动化测量系统对一个平面进行扫场测量。结果表明，自由场中参量阵扬声器具有十分良好的指向性，混响环境中的声场则较为复杂，但仍能体现出一定的指向性。本研究首次得到了参量阵扬声器在混响环境中声场的实验测量结果，展示了混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点，可以为参量阵扬声器在室内的应用提供指导。

**关键词：**参量阵扬声器；混响环境；指向性



# 南京大学本科生毕业论文（设计、作品）英文摘要

THESIS: A study of the sound field generated by a parametric array loudspeaker in reverberation environments

DEPARTMENT: School of Physics

SPECIALIZATION: Acoustics

UNDERGRADUATE: Mengtong Li

MENTOR: Professor Jing Lu

ABSTRACT:

Parametric array loudspeakers (PALs) utilize the nonlinear interactions between intensive ultrasound to generate highly directional audio sound beam showing a promising potential for audio applications. Existing research has focused mainly on the sound radiation characteristics of PALs in free space. Various kinds of theories and computational methods have been developed to enable accurate and fast predictions of the sound field generated by PALs in free space. However, there is a lack of work on the sound field in reverberant environments such as rooms, museums, and automobile cabins. Due to the complex nonlinear process involved, the linear theory and conclusions of conventional sound sources in reverberant environments cannot be directly used. Therefore, it is essential to investigate the sound radiation characteristics of PALs in reverberant environments.

This thesis presents a preliminary investigation on the sound radiation characteristics of PALs in reverberant environments. Firstly, the sound radiation characteristics of parametric array loudspeakers in free space are studied using the spherical convolution directivity model. Secondly, the sound field of PALs in a rectangular room is calculated employing the modal expansion method. Finally, an experiment is designed to measure the reverberant sound field generated by a PAL in a lightly damped room. A custom-made scanning stage system is used to automatically measure a planar sound field. The results show that parametric array loudspeakers exhibit a much better directivity in free space, while the sound field in reverberant environments is more complex but still presents a focused beam. This study is the first to present the measured sound

field of PALs in a reverberant environment, demonstrating the sound radiation characteristics and providing insights and guidance for the indoor applications of PALs.

**KEYWORDS:** Parametric Array Loudspeaker; Reverberant environment; Directivity



# 目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
目 录	V
<b>第一章 绪论</b>	<b>1</b>
1.1 研究背景	1
1.2 相关工作	3
1.3 本文主要工作及全文安排	5
<b>第二章 自由场中参量阵扬声器的声辐射特点</b>	<b>7</b>
2.1 准线性模型	7
2.2 球卷积模型	9
2.3 数值仿真	11
2.3.1 圆形参量阵扬声器	11
2.3.2 矩形参量阵扬声器	13
2.4 指向性实验测量	15
2.4.1 实验设置	15
2.4.2 实验结果与分析	17
2.5 本章小结	18
<b>第三章 混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点</b>	<b>21</b>
3.1 理论	21
3.2 数值仿真	24
3.3 实验测量	26

3.3.1	实验系统设计 . . . . .	26
3.3.2	实验设置 . . . . .	31
3.3.3	实验结果与分析 . . . . .	32
3.4	本章小结 . . . . .	34
<b>第四章</b>	<b>总结与展望</b>	<b>35</b>
4.1	全文总结 . . . . .	35
4.2	未来工作 . . . . .	35
	<b>参考文献</b>	<b>37</b>
	<b>致    谢</b>	<b>41</b>
	<b>作者在本科期间的学术成果</b>	<b>43</b>

# 第一章 绪论

## 1.1 研究背景

参量阵扬声器<sup>[1]</sup> (parametric array loudspeaker, PAL) 是一种利用超声非线性作用产生音频声的新型扬声器, 由于其能够在发声装置尺寸较小的条件下产生强指向性的音频声束, 所以在音频领域得到了广泛的研究与应用。例如, 参量阵扬声器可以将声音精确地投射到特定区域或人群, 不会对周围环境造成干扰或噪音污染, 可以用于公共场所的广播、导览<sup>[2]</sup>。在有源噪声控制 (active noise control, ANC) 方面, 以参量阵扬声器为控制源的 ANC 系统可以在不增加其他区域噪声水平的情况下降低目标处 (误差点) 的声压级<sup>[3]</sup>。基于此, 参量阵扬声器可以实现对声场较为精准的调控, 在对其他区域产生较小影响的前提下实现局部静区<sup>[4]</sup>。此外, 参量阵扬声器还可应用于个人通信<sup>[5]</sup>、材料声学特性的测量<sup>[6]</sup>等方面。

参量阵扬声器的理论基于 Westervelt 在 1963 年提出的声学参量阵<sup>[7]</sup> (parametric acoustic array, PAA) 的原理, 是声学参量阵在空气中的一种应用。当参量阵辐射两个单频声束时, 由于二者在介质中传播时的二阶非线性相互作用, 沿波束会产生和频、差频和高次谐波等不同频率的声波。由于声衰减随频率增加<sup>[8]</sup>, 只有差频声可以传播相对较远的距离。对于参量阵扬声器, 其辐射的声波和非线性作用产生的差频波分别为强超声和音频声, 尽管声源尺寸小于音频声波长, 但通常远大于超声波长 (如 40 kHz 时的波长为 8.6 mm), 产生的音频声束可以继承超声波束的良好指向性。

与传统扬声器相比, 参量阵扬声器利用非线性效应间接激发音频声, 这种特殊的机理使得扬声器尺寸对参量阵扬声器的指向性影响较小<sup>[1]</sup>, 常规尺寸的参量阵扬声器就有很强的指向性。而对于传统扬声器, 扬声器尺寸直接影响其指向性, 常规尺寸的扬声器难以产生指向性很强的声波, 图 1-1 展示了相同尺寸的参量阵扬声器和传统扬声器在自由场中的声场 (音频声频率 1 kHz), 二者对比

可见参量阵扬声器所产生的音频声束更多地集中在辐射轴线上，具有更好的指向性；图 1-2 展示了指向性相同（声压级下降 6 dB 的宽度相同）的二维参量阵扬声器和传统线声源的指向性（音频声频率 1 kHz），长度 1 cm 的二维参量阵扬声器与长度 45 cm 的传统线声源的指向性相同，长度 50 cm 的二维参量阵扬声器与长度 100 cm 的传统线声源的指向性相同，由此可见参量阵扬声器的指向性总是优于传统扬声器，其优势在声源尺寸较小时更明显。

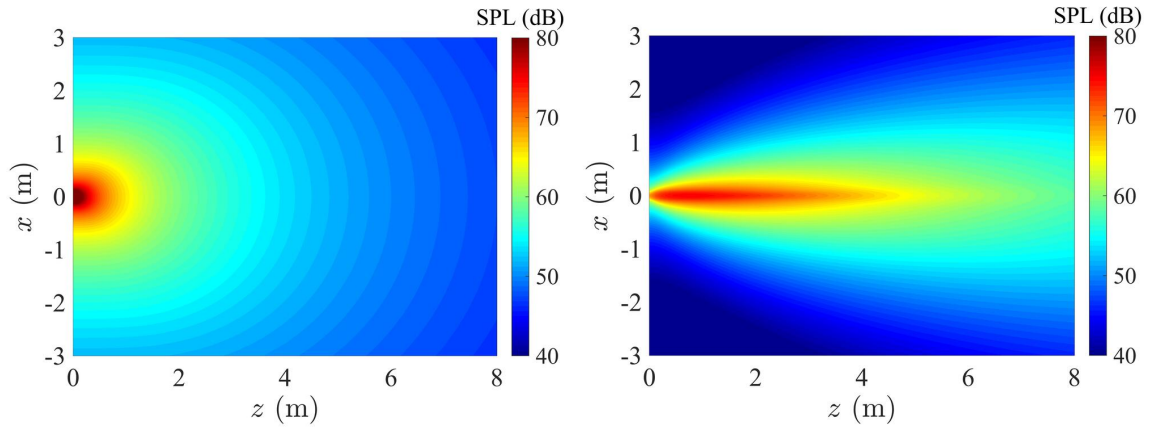


图 1-1 相同尺寸的传统扬声器（左）和参量阵扬声器（右）的指向性对比<sup>[9]</sup>

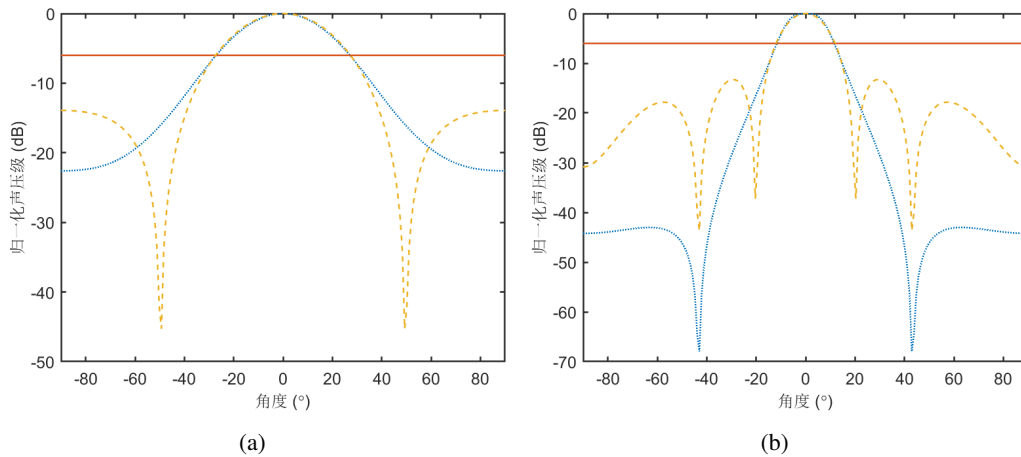


图 1-2 相同指向性（6 dB 宽度相同）的传统线声源和二维参量阵扬声器的指向性。左图中蓝色点线为长度 1 cm 的参量阵扬声器的指向性，黄色虚线为 45 cm 的传统线声源的指向性，红色实线为 -6 dB；右图中蓝色点线为长度 50 cm 的参量阵扬声器的指向性，黄色虚线为 100 cm 的传统线声源的指向性，红色实线为 -6 dB。

准确预测参量阵扬声器在空间中产生的音频声场是其应用的首要前提。参量阵扬声器的声场是由二阶非线性方程决定的<sup>[10]</sup>，该方程比传统扬声器的线性波动方程更难处理，因此许多年来研究者们基于不同程度的假设来简化模型。在所有声学环境中，自由场是复杂程度最低的，其远场又是较为容易处理的，并且

可以做指向性分析，因此对参量阵扬声器声场的研究是从自由场中的远场开始的。经过了几十年的发展，自由场中声场的理论已十分成熟，现有的模型对于远场和近场都能做出十分精确的预测<sup>[10-11]</sup>。但大多数参量阵扬声器的应用场景都是室内（如图 1-3 所示），一般都有着十分复杂的声学环境。然而对于混响环境以及更为复杂的声学环境中参量阵扬声器声场的理论研究，近年来才开始发展<sup>[12-14]</sup>，其中混响环境中的声场研究目前只有初步的二维理论研究，还缺少实验的验证与更接近实际场景的三维理论。本文旨在研究混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点，为其在混响环境中的应用提供指导。



图 1-3 参量阵扬声器的室内应用场景：从左至右分别为图书馆内引导语音的播放、售卖机前导购提示的播放和展览馆内导览音频的播放。<sup>[15]</sup>

## 1.2 相关工作

Westervelt 于 1963 年首先提出并解释了参量阵的原理<sup>[7]</sup>。他将二阶非线性方程简化为 Westervelt 方程，并提出准线性假设，将方程简化为两个耦合的方程，其中一阶方程为线性方程，其解为初级波（primary wave），二阶方程的解为次级波（secondary wave）。在忽略次级波吸收、假设初级波为准直平面波、对次级波使用近轴近似的前提下他给出了参量阵的远场音频声闭合解，通常称其得到的指向性为“Westervelt 指向性”。1965 年，Berkay<sup>[16]</sup>考虑了二阶声场吸收，向 Westervelt 解中引入孔径因子，并将其推广至初级波为球面波和柱面波的情况。之后 Berkay 和 Leahy<sup>[17]</sup>引入指向性因子描述初级波，以修正参量阵扬声器的远场指向性。然而，这些模型的预测结果与实验测量差距较大。

Shi 和 Kajikawa 在 2015 年提出了更准确的线性卷积模型<sup>[18]</sup>，其基本思路是把参量阵扬声器辐射的超声场看作各个方向的准直超声波束之和，则每个波

束产生的音频声的指向性都是由该方向超声波振幅加权的 Westervelt 指向性，因此总的音频声指向性可表示为超声指向性与 Westervelt 指向性的线性卷积。该模型的预测结果更加符合实验测量，但只适用于二维问题<sup>[11]</sup>；此外该模型还忽略了 Westervelt 指向性的相位，影响了预测的准确性<sup>[19]</sup>。近年，Zhong 等人提出了球卷积模型<sup>[11]</sup>，该模型可以看作是线性卷积模型的三维拓展。其基本思路是用超声的远场解近似精确的超声场，从而将音频声的指向性简化为超声指向性与 Westervelt 指向性的球卷积。为进一步提高模型的准确性，该工作将音频声的孔径影响考虑进去，提出了改进球卷积模型。该模型数值仿真结果与 Westervelt 方程的准确解十分接近，是目前理论上计算效率较高情况下相对准确的指向性预测模型。

以上介绍的工作研究的都是自由场中的远场解，近场的声场较为复杂，因此对近场的研究需要更为精确地求解二阶非线性方程或 Westervelt 方程。在准线性近似下，一阶方程可由 Rayleigh 积分求解，将其代入二阶方程，可以得到音频声场的积分解，这是一个五重积分，不仅难以解析求解，甚至难以数值求解。因此，为了求解近场声场，研究者们提出了许多方法来简化这个五重积分，如高斯波束展开法<sup>[20]</sup>、球谐函数展开法<sup>[21]</sup>、柱函数展开法<sup>[22]</sup>，得到了可行的数值计算方法来准确预测参量阵扬声器的近场声场。对一阶声场采用近轴近似后，可以使用高斯波束展开法简化运算。该方法的原理是使用多个 Gauss 函数的和近似换能器辐射面的边界条件，辐射声压则为多个 Gauss 波束的辐射解之和，则 Rayleigh 积分被转化为级数和的形式。但近轴近似的假设使得该模型无法准确计算距离换能器表面直径范围内和远场非近轴的声场。球谐函数展开法将积分中的格林函数做球谐函数展开，可以在不做近似的情况下准确快速地求解准线性近似的 Westervelt 方程。在工作 [10] 中，Zhong 等将参量阵扬声器的声场分为近场、Westervelt 远场和反比律远场 (Inverse-law far field) 三个区域，并使用球谐函数展开法分别对其求解。由于近场无法忽略局部效应，因此文章使用 Kuznetsov 方程（等效于二阶非线性方程）的拟线性解来描述近场，这是目前最精确的声场预测工作。

经过这些年的发展，研究者已经得到了较为精准的自由场中参量阵扬声器声场的预测模型，但参量阵扬声器的许多应用场景都有着较为复杂的声学环境，因此近年来研究者基于自由场的理论展开了对其他声学环境中参量阵扬声器声

场的理论研究。工作 [14] 研究了一个二维硬边界矩形房间中参量阵扬声器的声场，基于模态分析和 Westervelt 的准线性解，得到了音频声场的表达式，并且通过对其进行代数修正，计入了房间中不可忽视的非线性局部效应。这是首个研究混响环境中参量阵扬声器声场的工作，文章基于提出的理论给出了仿真结果，展示了混响环境中参量阵扬声器声场的特点。

### 1.3 本文主要工作及全文安排

本工作旨在研究混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点，为了对比其与自由场中的声辐射特点，先基于目前最精确的自由场中远场的预测模型球卷积指向性模型仿真参量阵扬声器的远场指向性，并通过实验测量进行验证；接着基于混响环境中参量阵扬声器声场的理论，仿真参量阵扬声器在混响环境中的声场，分析其与自由场声辐射特点的区别；最后设计并搭建实验系统，测量参量阵扬声器在混响环境中的二维声场，对理论进行验证。全文安排如下：

第一章：简要介绍了参量阵扬声器的原理与特点，回顾了参量阵扬声器声场预测模型的研究进展，提出了本文的研究内容：混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点。

第二章：基于球卷积模型研究自由场中参量阵扬声器的声辐射特点，对圆形参量阵扬声器和矩形参量阵扬声器的远场指向性做仿真，并通过实验测量对其进行验证。

第三章：基于已有的混响环境中参量阵扬声器声场的理论，仿真参量阵扬声器在混响环境中的声场，与其自由场声辐射特点做对比；设计实验测量参量阵扬声器在混响环境中的一个二维声场，对理论进行验证。

第四章：总结与展望。





## 第二章 自由场中参量阵扬声器的声辐射特点

### 2.1 准线性模型

为了更好地理解参量阵扬声器在混响环境中的声场特点,本章先对自由场中的声场特点进行研究以做对比。如图 2-1 所示,参量阵扬声器的基本模型为一个安装在无限大障板上的圆形平面换能器发出两列频率分别为  $f_1$  和  $f_2$  ( $f_1 < f_2$ ) 的超声波,产生频率为  $f_a = f_2 - f_1$  的差频声,则声场的边界条件为

$$v(\mathbf{r}_s) = v_0 u_1(\mathbf{r}_s) e^{-i\omega_1 t} + v_0 u_2(\mathbf{r}_s) e^{-i\omega_2 t}, r_s \leq a. \quad (2-1)$$

其中  $\mathbf{r}_s$  为换能器表面一点,  $v_0$  为一个速度量纲的常数,  $u_i(\mathbf{r}_s)$  为任意速度分布表达式,  $\omega_i = 2\pi f_i$  为超声圆频率,  $a$  为换能器半径。

如前所述,参量阵扬声器的声场是由二阶非线性方程决定的,此方程可通过合并流体中的连续性方程、动量方程、状态方程与热交换方程,忽略三阶及以上小量导出<sup>[23]</sup>

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\delta}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p - \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} - \left( \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2 \right) L. \quad (2-2)$$

其中  $p$  为声压,方程右边的第一项表示流体的热粘效应,  $\delta$  为声扩散参数;第二

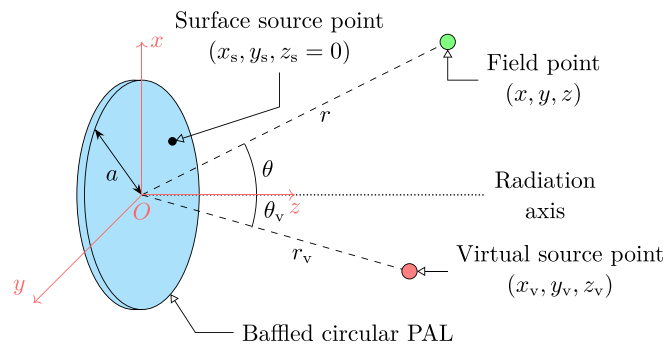


图 2-1 参量阵扬声器的基本模型<sup>[21]</sup>

项表示非线性效应,  $\beta$  为非线性系数; 第三项描述局部效应,  $L$  为拉格朗日密度。

忽略局部效应项后, 二阶非线性方程简化为 Westervelt 方程

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\delta}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p - \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2}. \quad (2-3)$$

方程 (2-2) 和 (2-3) 是极难求解的。为简化求解, 在参量阵研究中广泛使用的一种近似手段称为准线性 (quasilinear) 近似。使用逐次近似法 (successive approximation method) 可将声压表示为不同阶次的无穷多项求和  $p = p_1 + p_2 + \dots$ , 其中  $p_i$  为  $i$  阶小量。将此表达式代入方程, 由同阶项对应相等可得到一系列不同阶次的方程。出于安全考虑, 参量阵扬声器辐射的超声声压级是有一定限制的, 此时非线性较弱, 方程中的三阶及以上小量可以忽略不计, 则使用一阶和二阶方程即可描述参量阵的声场, 其解即为参量阵声场的准线性解  $p = p_1 + p_2$ 。其中  $p_1$  为方程的线性解, 文献中常称其为初级声场 (primary field);  $p_2$  为二阶解, 我们关心的差频波就包含在其中。为方便表示, 下面将线性解记为  $p_l$ , 将二阶解记为  $p_n$ , 其中下标  $l$  和  $n$  分别表示线性部分 (linear) 和非线性部分 (nonlinear)。

准线性近似的 Westervelt 方程为

$$\begin{cases} \left(1 + \frac{\delta}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t}\right) \nabla^2 p_l - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_l}{\partial t^2} = 0, \\ \left(1 + \frac{\delta}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t}\right) \nabla^2 p_n - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_n}{\partial t^2} = -\frac{\beta^2}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_l^2}{\partial t^2}. \end{cases} \quad (2-4)$$

在 (2-1) 的边界条件下, 线性解可写为  $p_l(\mathbf{r}, t) = p_1(\mathbf{r})e^{-i\omega_1 t} + p_2(\mathbf{r})e^{-i\omega_2 t}$ , 忽略二阶解中的和频与谐波分量则其可写为  $p_n(\mathbf{r}, t) = p_a(\mathbf{r})e^{-i\omega_a t}$ , 将二者代入准线性近似的 Westervelt 方程可得

$$\begin{cases} \nabla^2 p_i + k_i^2 p_i = 0, \quad i = 1, 2, \\ \nabla^2 p_a + k_a^2 p_a = \frac{\beta \omega_a^2}{\rho_0 c_0^4} p_1^* p_2. \end{cases} \quad (2-5)$$

其中  $k_i = \omega_i/c_0 + i\alpha_i$  为超声的复波数,  $\alpha_i$  为该频率下的超声衰减系数;  $k_a = \omega_a/c_0$  为音频声波数。则参量阵扬声器的超声场  $p_i$  可结合边界条件 (2-1) 由 Rayleigh 积分表为

$$p_i(\mathbf{r}) = \frac{p_0 k_i}{2\pi i} \iint u_i(\mathbf{r}_s) \frac{e^{ik_i|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|} d^2\mathbf{r}_s, \quad (2-6)$$

其中  $p_0 = \rho_0 c_0 v_0$ 。音频声场  $p_a$  可以看作是由一个无限大虚声源辐射产生的，此虚声源的源密度为

$$q(\mathbf{r}_v) = \frac{\beta \omega_a}{i \rho_0^2 c_0^4} p_1^*(\mathbf{r}_v) p_2(\mathbf{r}_v). \quad (2-7)$$

其中  $\mathbf{r}_v$  为虚声源上一点。则音频声场可由对格林函数积分的方式得到

$$p_a(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0 c_0 k_a}{4\pi i} \iiint q(\mathbf{r}_v) \frac{e^{ik_a |\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|} d^3 \mathbf{r}_v. \quad (2-8)$$

将 (2-6) 和 (2-7) 代入 (2-8) 可得由边界条件计算音频声场的表达式，这是一个五重积分。

## 2.2 球卷积模型

对参量阵扬声器远场指向性的预测需要求解其远场声场，在远场条件下可以引入一些合理的假设简化声场的求解。目前对远场声场预测最精确的是 Zhong 提出的球卷积模型<sup>[11]</sup> (spherical convolution model)，其基本思路是使用超声场的远场解来近似 Rayleigh 积分得到的准确解，再将其代入虚拟声源密度表达式 (2-7)，求解音频声的远场解。超声场 (2-6) 的远场表达式为<sup>[24]</sup>

$$p_i(\mathbf{r}) = \frac{p_0 k_i a^2}{2ir} e^{ik_i r} D_i(\theta, \varphi), \quad (2-9)$$

其中  $D_i(\theta, \varphi)$  为归一化（即声轴方向幅值为 1）的超声指向性。将上式代入虚拟声源密度的表达式 (2-7) 可得

$$q(\mathbf{r}_v) = \frac{\beta p_0^2 k_1 k_2 k_a a^4}{4i \rho_0^2 c_0^3 r_v^2} D_1(\theta_v, \varphi_v) D_2(\theta_v, \varphi_v) e^{i(k_2 - k_1^*) r_v}. \quad (2-10)$$

再将上式代入音频声场的表达式 (2-8)，得

$$p_a(\mathbf{r}) = -\frac{\beta p_0^2 k_1 k_2 k_a^2 a^4}{16\pi \rho_0^2 c_0^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty D_1^*(\theta_v, \varphi_v) D_2(\theta_v, \varphi_v) e^{i(k_2 - k_1^*) r_v} \times \frac{e^{ik_a |\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|} \sin \theta_v dr_v d\theta_v d\varphi_v. \quad (2-11)$$

远场近似下，积分中的格林函数可做如下简化

$$\frac{e^{ik_a|\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_v|} = \frac{e^{ik_a(r-r_v \cos \gamma)}}{r}, \quad (2-12)$$

其中  $\gamma$  为  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{r}_v$  之间的夹角。将格林函数的远场近似代入 (2-11) 可得

$$p_a(\mathbf{r}) = -\frac{\beta p_0^2 k_1 k_2 k_a^2 a^4}{16\pi\alpha_l r} e^{ik_a r} D_a(\theta, \varphi), \quad (2-13)$$

其中音频声指向性为

$$D_a(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_1^*(\theta_v, \varphi_v) D_2(\theta_v, \varphi_v) D_W(\gamma) \sin \theta_v d\theta_v d\varphi_v, \quad (2-14)$$

其中  $D_W(\gamma)$  被称为 Westervelt 指向性，其表达式为

$$D_W(\gamma) \equiv \frac{1}{1 - ik_a \alpha_u^{-1} \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right)}, \quad (2-15)$$

其中  $\alpha_u = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$  为平均衰减系数。此式即 Westervelt 在文章 [7] 中导出的指向性表达式。由 (2-14) 式可见，参量阵扬声器的音频声指向性是由超声指向性的乘积与 Westervelt 指向性做球卷积运算的结果，即  $D_a(\theta, \varphi) = (D_1^* D_2 \circledast D_W)(\theta, \varphi)$ ，其中  $\circledast$  为球卷积运算符，故此模型被称为“球卷积模型”。

通过向式 (2-14) 中引入音频声的孔径因子，模型对指向性可以做出更准确的预测。将此改进的模型称为“改进球卷积模型”（相应的，称式 (2-14) 为“直接球卷积模型”），其指向性表达式为

$$\tilde{D}_a(\theta, \varphi) = D_A(\theta, \varphi) (D_1^* D_2 \circledast D_W)(\theta, \varphi), \quad (2-16)$$

其中  $D_A(\theta, \varphi)$  为由音频声孔径因子引起的有效指向性（effective directivity），定义为一个相同尺寸的表面振速分布为  $u_a(\mathbf{r}_s) = u_1^*(\mathbf{r}_s)u_2(\mathbf{r}_s)$  的音频声源的远场指向性。这里需要指出，球卷积模型预测的指向性表达式不是幅度归一化的，这不符合严格的指向性定义<sup>[25]</sup>。因此在与其它模型预测的指向性对比时需要先将其相对主瓣进行归一化。

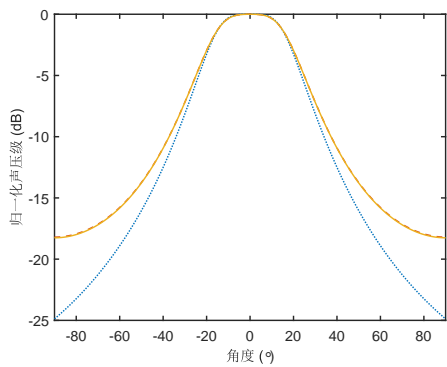
## 2.3 数值仿真

本节使用 MATLAB R2022a 对上一节介绍的直接球卷积模型和改进球卷积模型预测的活塞型参量阵扬声器远场指向性做数值仿真。所谓“活塞型参量阵扬声器”指的是超声源为换能器表面均匀振动的活塞声源<sup>[25]</sup>，即式 (2-1) 中的  $u_i(\mathbf{r}_s) = 1$  的情形。通过数值仿真研究了在不同音频声频率和不同声源尺寸的条件下圆形和矩形两种声源形状的参量阵扬声器的指向性特点，第一小节展示圆形参量阵扬声器的指向性仿真结果，第二小节为矩形参量阵扬声器的仿真结果。同时仿真了 Westervelt 指向性并对所有仿真结果做幅度归一化以做对比，并做对数处理以分贝 (dB) 为单位展示。

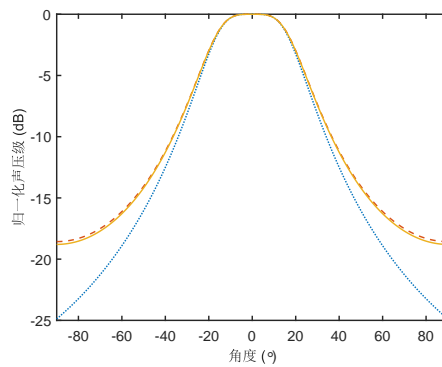
### 2.3.1 圆形参量阵扬声器

对于圆形活塞型参量阵扬声器，超声指向性  $D_i(\theta) = \text{jinc}(k_i a \sin \theta)$ ，其中  $\text{jinc}$  函数的定义为  $\text{jinc}(x) = 2J_1(x)/x$ ， $J_1(x)$  是一阶贝塞尔函数；则有效指向性  $D_A(\theta) = \text{jinc}(k_a a \sin \theta)$ 。为符合下文的实验条件，取超声中心频率  $f_u = (f_1 + f_2)/2 = 40 \text{ kHz}$ ，相对湿度取 72%，温度取 12°C。声衰减系数  $\alpha_i$  根据标准 ISO 9613-1 计算。

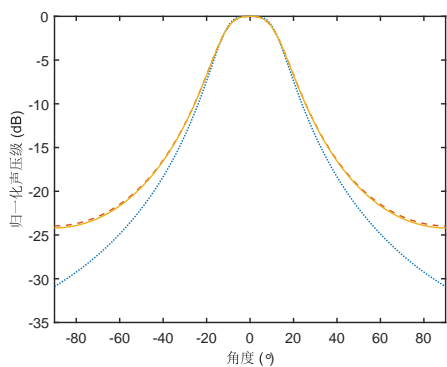
图 2-2 展示了在 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率，5 cm、10 cm 的声源半径下不同模型预测的指向性仿真结果。由结果可见，音频声频率越高、声源尺寸越大，参量阵扬声器的指向性越强。三种模型对指向性主瓣的预测很接近，只在偏离声轴角度较大时有明显差异：直接球卷积模型对大角度处的幅值预测较高，低频情形（波长大于声源尺寸）下 Westervelt 指向性对大角度处的幅值预测较小，高频情形（波长与声源尺寸相近或小于声源尺寸）下改进球卷积模型对大角度处的幅值预测较小；低频情形下，直接球卷积模型和改进球卷积模型的预测结果十分接近，这是符合理论预期的，因为低频情形下有效指向性  $D_A \approx 1$ ，因此二者区别不大；在高频情形下，相比于其他两种模型，改进球卷积模型会预测出更窄的主瓣宽度，并且预测出了旁瓣。



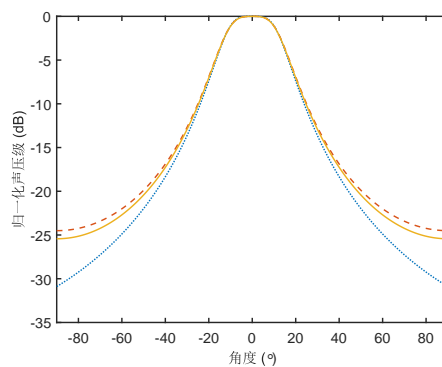
(a)



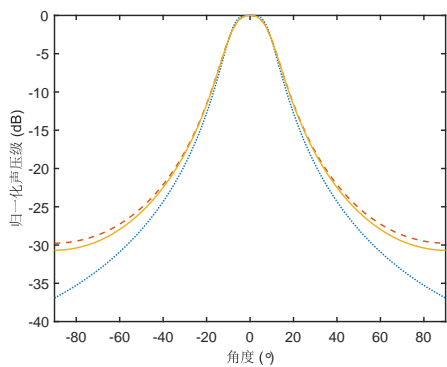
(b)



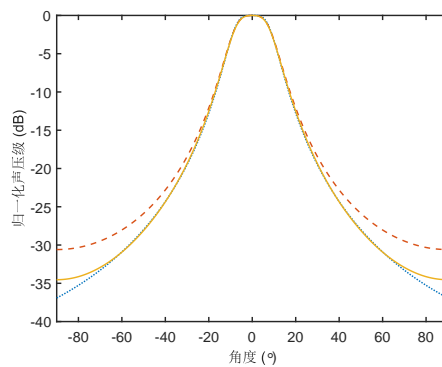
(c)



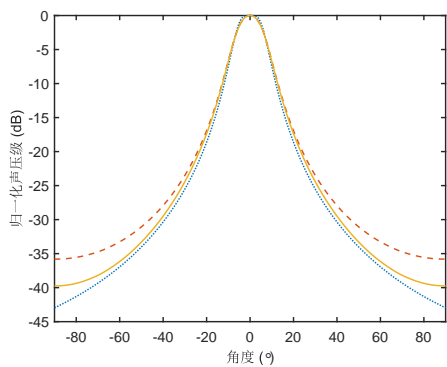
(d)



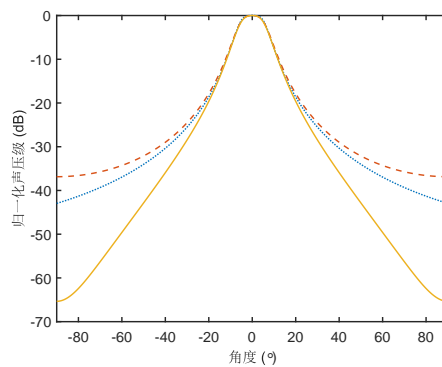
(e)



(f)



(g)



(h)

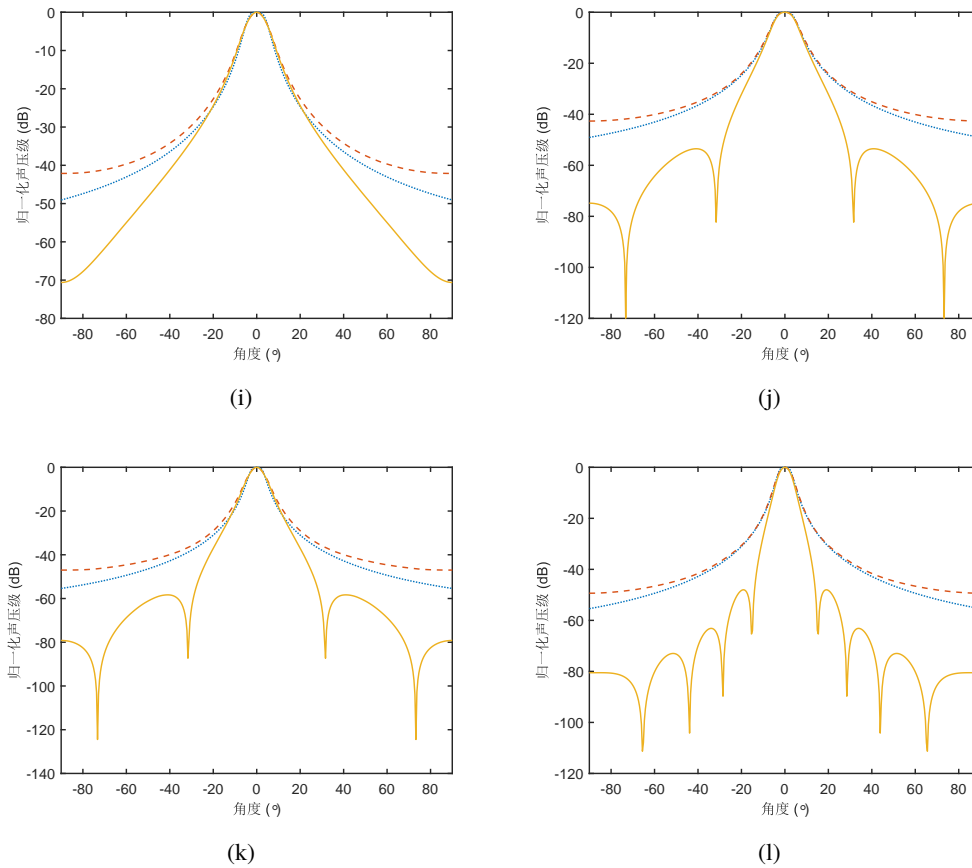
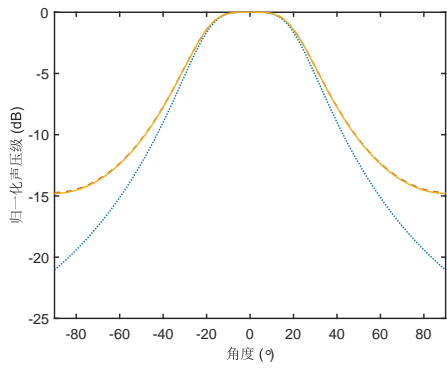


图 2-2 圆形活塞型参量阵扬声器的音频声远场指向性。第一行至第六行依次为 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率；左边一列为 5 cm 声源半径，右边一列为 10 cm 声源半径。蓝色点线为 Westervelt 指向性，红色虚线为直接球卷积模型，黄色实线为修正球卷积模型。

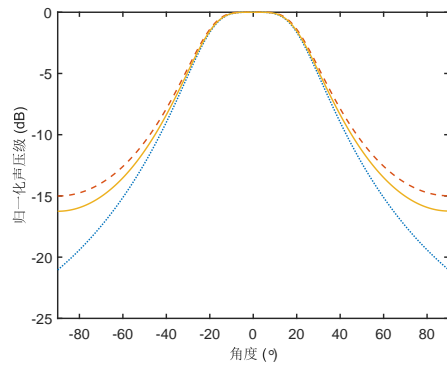
### 2.3.2 矩形参量阵扬声器

对于长为  $l_x$  宽为  $l_y$  的矩形活塞型参量阵扬声器，超声指向性  $D_i(\theta, \varphi) = \text{sinc}(k_i l_x / 2 \cos \varphi \sin \theta) \text{sinc}(k_i l_y / 2 \sin \varphi \sin \theta)$ ，sinc 函数的定义为  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ ；则有效指向性  $D_A(\theta, \varphi) = \text{sinc}(k_a l_x / 2 \cos \varphi \sin \theta) \text{sinc}(k_a l_y / 2 \sin \varphi \sin \theta)$ 。为符合下文的实验条件，取超声中心频率  $f_u = (f_1 + f_2)/2 = 64 \text{ kHz}$ ，并取矩形长宽相等  $l_x = l_y$ ，其他参数皆与上一小节相同。

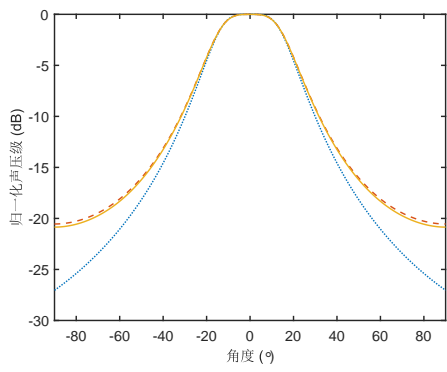
图 2-3 展示了在 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率，10 cm、40 cm 的声源边长下不同模型预测的指向性仿真结果。由仿真结果可见，三种模型预测结果的特点与圆形的情况类似，同时由于这里选取了更大的声源尺寸进行仿真，所以改进球卷积模型预测的旁瓣更加明显。



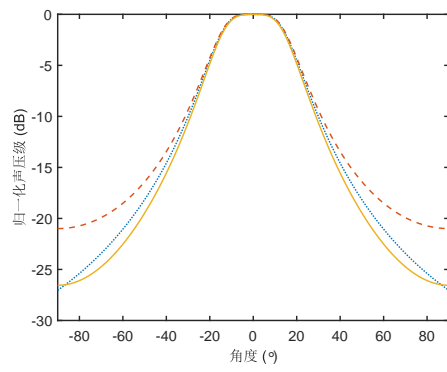
(a)



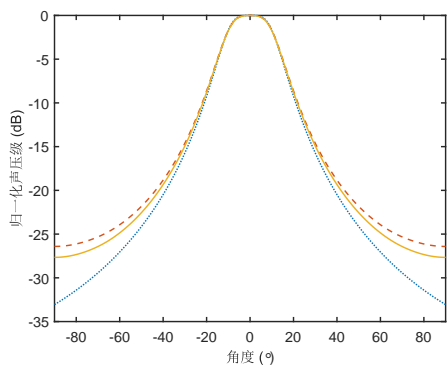
(b)



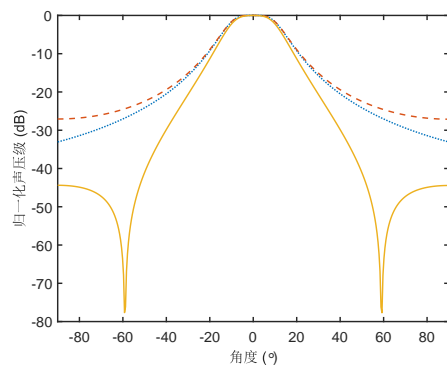
(c)



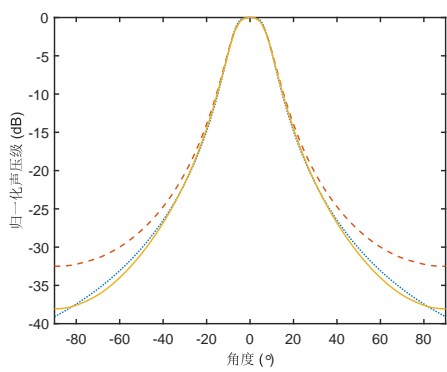
(d)



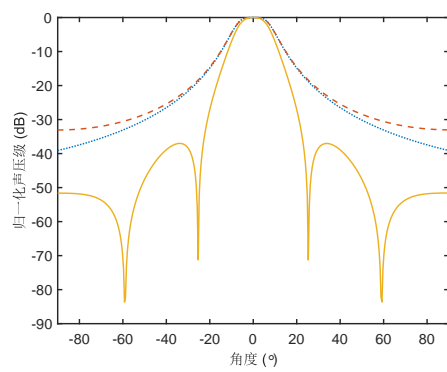
(e)



(f)



(g)



(h)



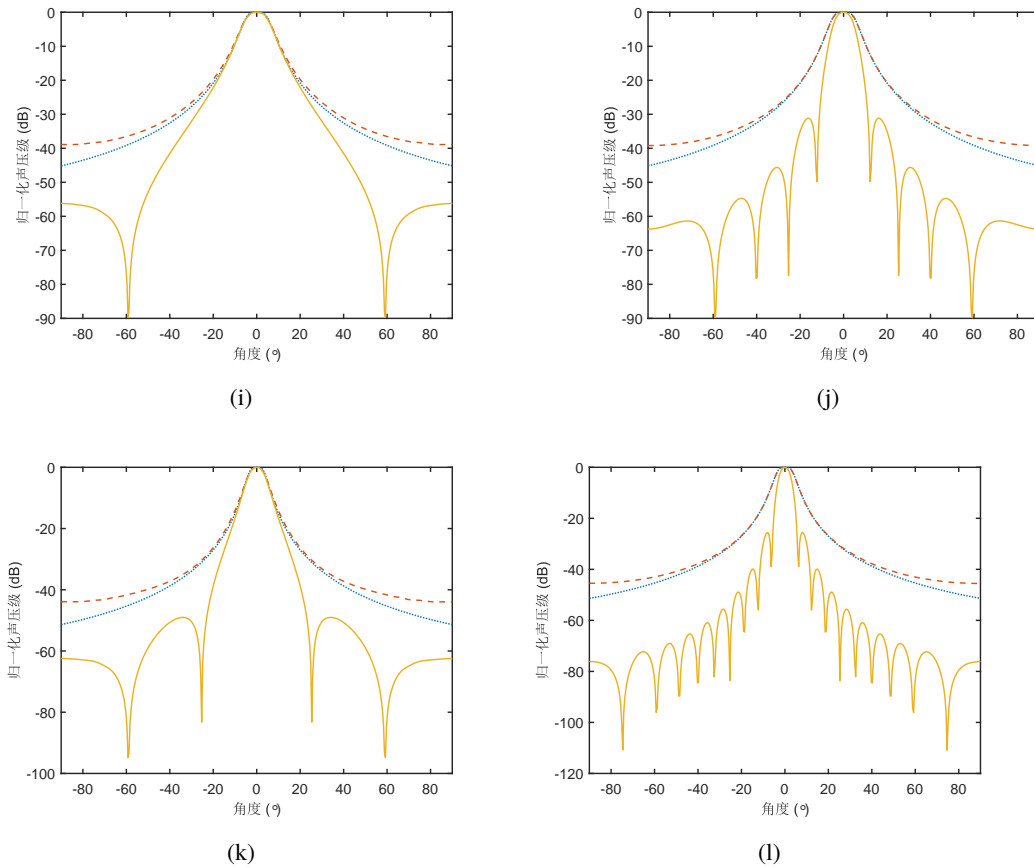


图 2-3 矩形活塞型参量阵扬声器的音频声远场指向性。第一行至第六行依次为 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率；左边一列为 10 cm 的声源边长，右边一列为 40 cm 的声源边长。蓝色点线为 Westervelt 指向性，红色虚线为直接球卷积模型，黄色实线为修正球卷积模型。

## 2.4 指向性实验测量

目前的相关研究暂时还没有对球卷积模型的实验验证工作，过去的参量阵扬声器指向性的实验测量工作也仅给出了某种特定参数下的指向性测量结果，难以参考并验证球卷积模型的预测结果。故在此通过实验测量来验证球卷积模型对参量阵扬声器音频声指向性的预测。

### 2.4.1 实验设置

实验在南京大学全消声室（11.4 m × 7.8 m × 6.7 m）中进行，温度为 12 °C，相对湿度为 72 %。圆形和矩形参量阵扬声器指向性测量的实验装置分别如图 2-4 和图 2-5 所示。圆形参量阵扬声器使用实验室设计并制作的半径为 10 cm 的参量

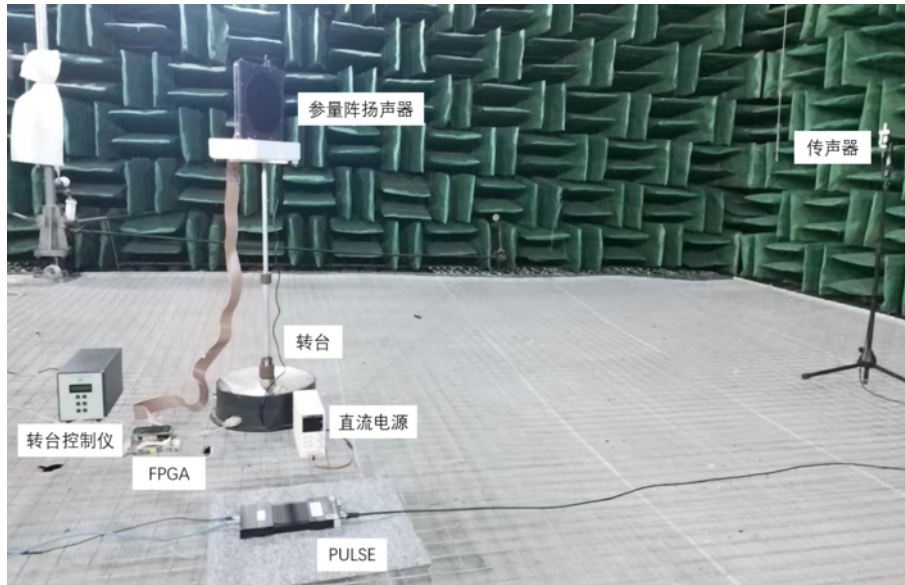


图 2-4 圆形参量扬声器指向性测量实验装置

阵扬声器原型装置，如图 2-6 所示。此原型装置由 367 个谐振频率为 40 kHz、半径为 5 mm 的圆形超声换能器（Murata MA40S4S，Kyoto，Japan）紧凑排列成近似圆形的阵列，每个单元辐射相同的信号以近似活塞振动。使用 FPGA（Xilinx XC7A100T，San Jose，CA）通过脉冲调制方法（Pulse Width Modulation，PWM）产生两个单频超声信号，这些信号通过 MOSFET 驱动器（Microchip MIC4127，Chandler，AZ，由直流电源供电）放大后馈给超声换能器，从而使换能器发出两列强单频超声。为保证参量阵扬声器发出的超声声压级不至于过高从而使理论中的准线性近似不再适用，实验中为 MOSFET 驱动器供电的直流电压保持在 3.6 V。矩形参量阵扬声器使用 Holosonics 公司的产品 Audio Spotlight AS-16i，其边长为 40 cm，超声中心频率为 64 kHz，发出的单频信号由电脑提供。

实验使用 B&K 公司的 9640 型转台系统，该系统由 5960 型可控转台和 5997 型转台控制器组成，可以实现精度为  $1^\circ$  的转动。传声器使用声传科技公司的 1/2 英寸驻极体自由场传声器 CHZ-221，放置于参量阵扬声器的远场（圆形参量阵扬声器 3 m，矩形参量阵扬声器 5 m）。为防止参量阵扬声器发出的超声在传声器振膜上由非线性效应产生的伪声（spurious sound），用多层胶带（厚度大概是超声波长的四分之一）贴在传声器表面作为声滤波器<sup>[26]</sup>。经测量，贴声滤波器前后传声器测得的超声声压级相差 30 dB 以上，故认为其能够有效地滤除大部分伪声。传声器接收到的信号由 B&K 公司生产的 3160 型 PULSE 分析，声压频谱由 PULSE Labshop 软件中的 FFT 分析仪处理得到，平均方式选取 66.7 % 重叠

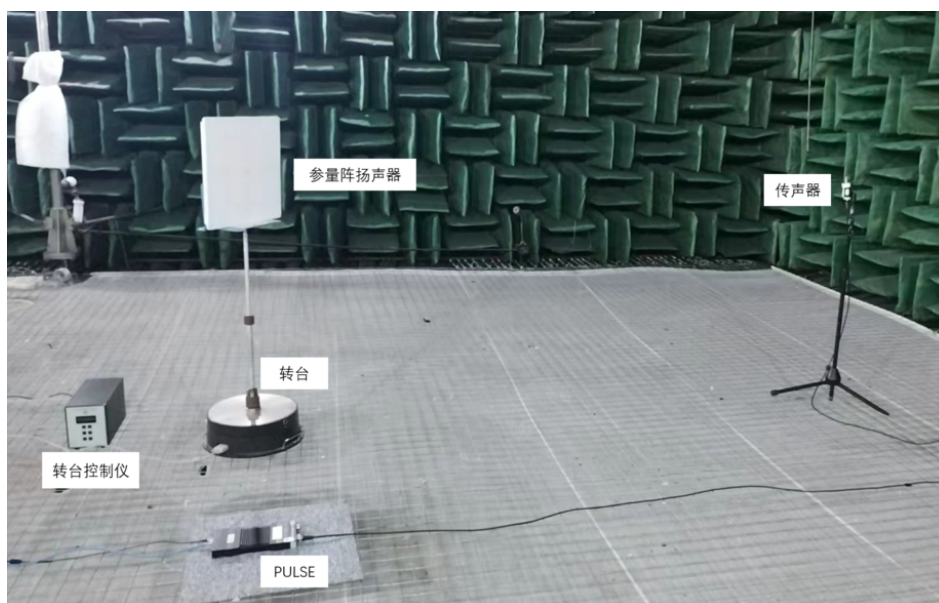


图 2-5 矩形参量扬声器指向性测量实验装置

的线性平均，平均时间 10 s，测量的音频声频率低于 6.4 kHz 时频带宽度取为 6.4 kHz，频谱分辨率为 1 Hz；高于 6.4 kHz 时频带宽度取为 12.8 kHz，频谱分辨率为 2 Hz。由于参量阵扬声器产生的音频声在传播遇到散射体时会产生较强的散射，因此将周围可能引起散射的物体用吸声棉包裹。

## 2.4.2 实验结果与分析

实验以  $1^\circ$  的精度测量了圆形和矩形参量阵扬声器在音频声频率为 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 下的指向性，测量结果如图 2-7 和 2-8 所示，仿真结果一同画出以做对比。由于实验所用参量阵扬声器的频率响应曲线不是平坦的直线，因此在恒定电压激励下不同频率音频声的声压级不同。

由结果可见，当音频声频率升高时，参量阵扬声器的指向性变得尖锐，并且在音频声频率较高时出现旁瓣。但音频声频率为 250 Hz 时测得的圆形参量阵扬声器的指向性异常尖锐，不符合频率越高指向性越强的趋势。为改善测量结果，更换声滤波器以保证伪声的滤除并增大传声器与参量阵扬声器之间的距离以更接近远场条件后反复测量，结果仍然异常。出现这一现象的原因可能是：1、实验上达不到理论中的条件要求，理论上参量阵扬声器的远场距声源非常远（10 m 以上）<sup>[10]</sup>，因此实验中传声器未置于远场可能会导致结果与理论不符（但将传声器放置在离声源较远处在实际测量中又是不可行的，因为随着距离增大实验误

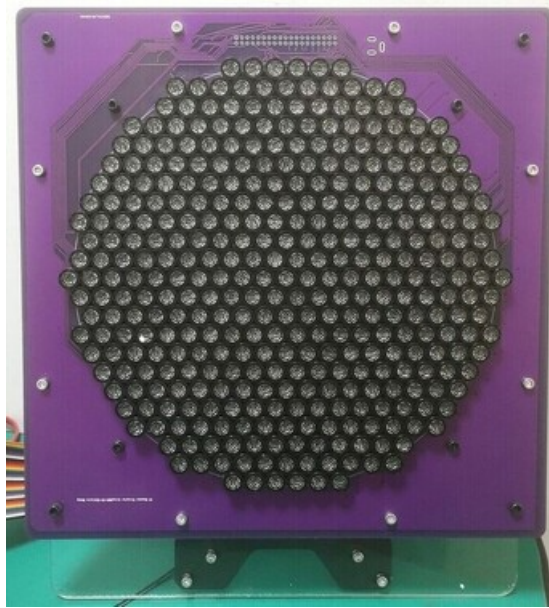


图 2-6 圆形参量阵扬声器原型装置

差也会增大，故权衡之下将此距离定为 3 m)；2、未被滤除的伪声可能会使声轴方向上测得的声压级过大；3、低频时底噪过大，但参量阵扬声器的低频响应过低<sup>[27]</sup>，因此实验误差较大；4、理论在低频时可能不再适用。根据充分的文献调研，参量阵扬声器的研究中一直以来都没有低频指向性的测量工作（如文献 [18] 只测量了 4 kHz 和 8 kHz 的音频声指向性），本次实验没有前例可以参考，因此测量结果不一定没有反映出真实的物理现象。

在几种预测模型中，修正球卷积模型的预测结果与实验测量最为接近，音频声频率较低时由于几种模型对主瓣的预测十分接近，无法体现改进球卷积模型的优势；在音频声频率较高时，修正球卷积模型能够较为准确地对主瓣做出预测，同时能够预测出旁瓣的大致位置，这是其他模型无法做到的。但相比于测量结果，改进球卷积模型对大角度处幅值的预测过低，可见理论的预测与测量结果仍有一定差距。

## 2.5 本章小结

本章首先介绍了参量阵扬声器声场建模中常用的准线性模型，在此基础上推导了球卷积模型的理论，并基于理论对圆形和矩形参量阵扬声器的音频声指向性进行了仿真，最后通过实验测量自由场中圆形和矩形参量阵扬声器的音频声指向性并分析测量结果，对球卷积模型做出了验证。

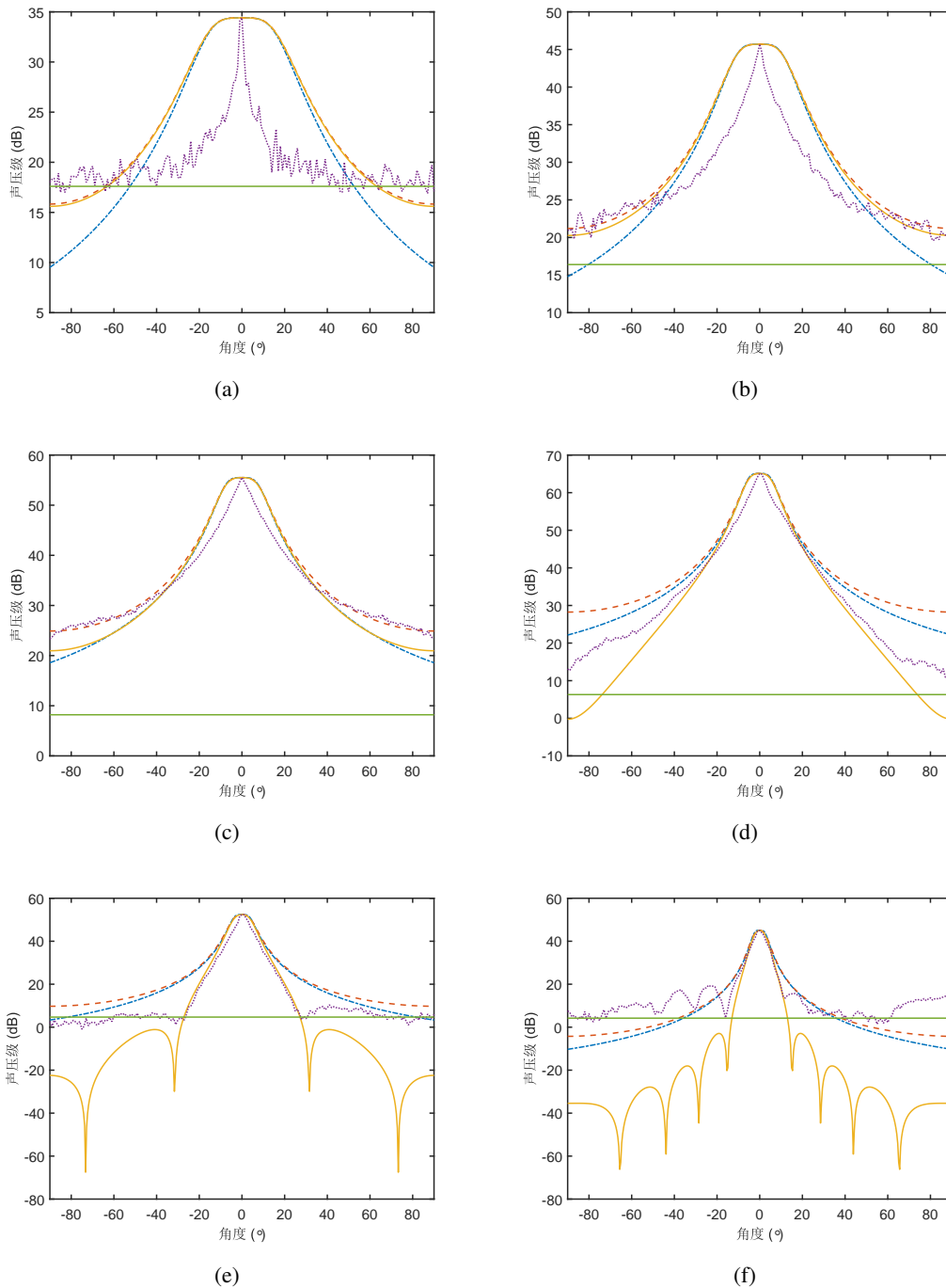


图 2-7 圆形活塞型参量阵扬声器音频声远场指向性测量结果。(a) 至 (f) 依次为 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率。蓝色点划线为 Westervelt 指向性，红色虚线为直接球卷积模型，黄色实线为修正球卷积模型，紫色点线为实验测量结果，绿色实线为底噪。

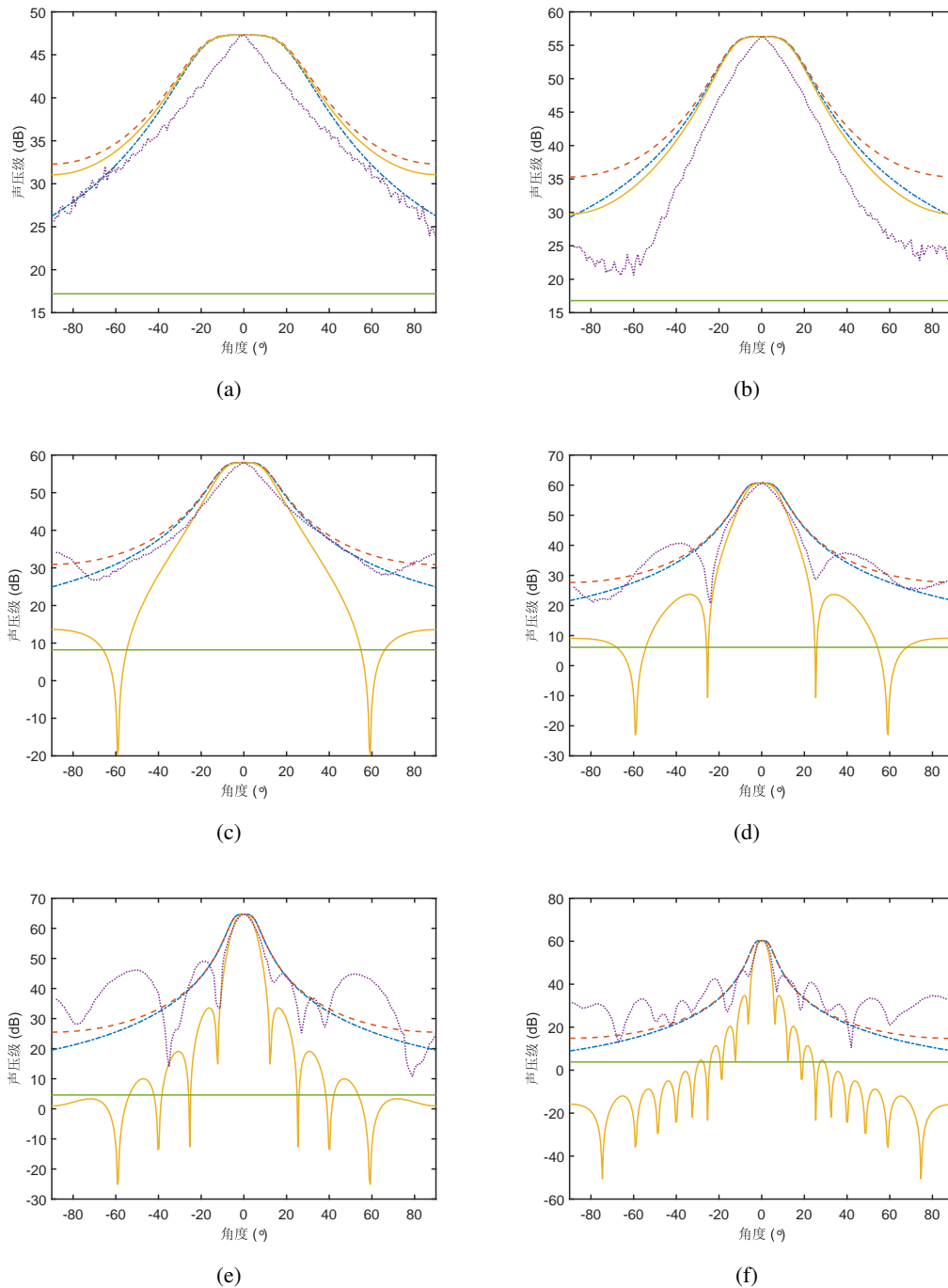


图 2-8 矩形活塞型参量阵扬声器的音频声远场指向性。(a) 至 (f) 依次为 250 Hz、500 Hz、1000 Hz、2000 Hz、4000 Hz、8000 Hz 的音频声频率。蓝色点线为 Westervelt 指向性，红色虚线为直接球卷积模型，黄色实线为修正球卷积模型，紫色带标记实线为实验测量结果，绿色实线为底噪。

### 第三章 混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点

#### 3.1 理论

本节介绍文献 [14] 提出的二维混响环境（矩形房间）中参量阵扬声器声场的理论，图 3-1 为其物理模型。参量阵扬声器建模为一个长度为  $2a$  的线声源，辐射频率为  $f_1$  和  $f_2$  ( $f_1 < f_2$ ) 的两列超声波，放置在长为  $L_x$  宽为  $L_y$  的二维矩形房间中。以矩形左下角为原点建立平面直角坐标系  $xOy$ ，参量阵扬声器的中心位于  $\rho_s = (x_s, y_s)$ ，声辐射方向为  $\mathbf{n}_s = (n_{s,x}, n_{s,y})$ 。房间壁面记为  $\partial S$ ，其上  $\rho = (x, y)$  处的声导纳率为  $\chi(\rho)$ 。

上一章介绍的 Westervelt 方程的准线性解在自由场中能够很好地建模参量阵扬声器的声场，但由于其忽略了二阶非线性方程中的局部效应，故不能很好地描述参量阵扬声器的室内声场。可以通过对 Westervelt 方程的准线性解做代数修正来引入局部效应<sup>[28]</sup>，修正后的音频声场表达式为

$$\tilde{p}_a(\rho) = p_a(\rho) - \left[ \frac{\rho_0}{2} \mathbf{v}_1^*(\rho) \cdot \mathbf{v}_2(\rho) - \left( \frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right) \frac{p_1^*(\rho)p_2(\rho)}{2\rho_0 c_0^2} \right], \quad (3-1)$$

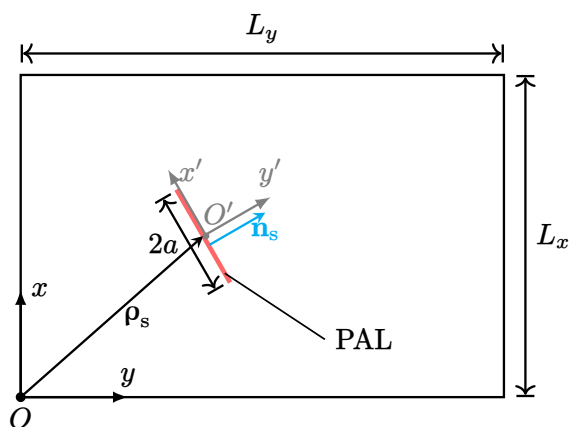


图 3-1 二维矩形房间中的参量阵扬声器的物理模型<sup>[14]</sup>

其中  $\mathbf{v}_i(\boldsymbol{\rho})$  为频率为  $f_i$  的超声的质点振动速度，可根据以下关系计算得到

$$\mathbf{v}_i(\boldsymbol{\rho}) = \frac{\nabla p_i(\boldsymbol{\rho})}{i\rho_0 c_0 k_i}, \quad (3-2)$$

$p_a(\boldsymbol{\rho})$  为前文式 (2-8) 的二维形式

$$p_a(\boldsymbol{\rho}) = \frac{\rho_0 c_0 k_a}{4\pi i} \iint q(\boldsymbol{\rho}) \frac{e^{ik_a|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_v|}}{|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_v|} d^2 \boldsymbol{\rho}_v. \quad (3-3)$$

二维准刚性边界矩形房间中的超声场可用简正模式展开的方法表示为<sup>[29]</sup>

$$p_i(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{m_i=0}^{\infty} \frac{\Psi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}) Q_{m_i}(\boldsymbol{\rho}_s, \Psi)}{\Lambda_{m_i}(k_i^2 - k_{m_i}^2 + ik_i D_{m_i})}, \quad (3-4)$$

其中

$$\Psi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}) = \cos(k_{m_{i,x}} x) \cos(k_{m_{i,y}} y), \quad (3-5)$$

$$\Lambda_{m_i} = \iint_S |\Psi_{m_i}(\boldsymbol{\rho})|^2 d^2 \boldsymbol{\rho} = \frac{S}{\varepsilon_{m_i}}, \quad (3-6)$$

$$D_{m_i} = \int_{\partial S} \chi(\boldsymbol{\rho}') |\Psi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}')|^2 d^2 \boldsymbol{\rho}', \quad (3-7)$$

式中  $k_{m_{i,x}} = m_{i,x}\pi/L_x$ ,  $k_{m_{i,y}} = m_{i,y}\pi/L_y$ ,  $m_i$  为角标  $m_{i,x}$  和  $m_{i,y}$  总的角标表示,  $k_{m_i}^2 = k_{m_{i,x}}^2 + k_{m_{i,y}}^2$ ,  $\varepsilon_{m_i} = \varepsilon_{m_{i,x}} \varepsilon_{m_{i,y}}$  为诺伊曼因子 (Neumann factor)。  $Q_{m_i}(\boldsymbol{\rho}_s, \Psi)$  为声源项 (source term), 其表达式为

$$Q_{m_i}(\boldsymbol{\rho}_s, \Psi) = i\rho_0 c_0 k_i \iint_S q_i(\boldsymbol{\rho}_s, \boldsymbol{\rho}') \Psi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}') d^2 \boldsymbol{\rho}', \quad (3-8)$$

其中  $q_i(\boldsymbol{\rho}_s, \boldsymbol{\rho}')$  表示频率为  $f_i$  的超声源密度。

为了后面的计算, 使用特征函数的复数形式表示  $\phi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}) = \exp(i\mathbf{k}_{m_i} \cdot \boldsymbol{\rho}) = \exp[i(k_{m_{i,x}} x + k_{m_{i,y}} y)]$ , 则超声场可表示为

$$p_i(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \frac{\phi_{m_i}(\boldsymbol{\rho}) Q_{m_i}(\boldsymbol{\rho}_s, \Psi)}{S(k_i^2 - k_{m_i}^2 + ik_i D_{m_i})} \quad (3-9)$$



或

$$p_i(\rho) = \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \frac{\Psi_{m_i}(\rho) Q_{m_i}(\rho_s, \phi)}{S(k_i^2 - k_{m_i}^2 + ik_i D_{m_i})}, \quad (3-10)$$

其中

$$Q_{m_i}(\rho_s, \phi) = i\rho_0 c_0 k_i \iint_S q_i(\rho_s, \rho') \phi_{m_i}^*(\rho') d^2 \rho'. \quad (3-11)$$

将 (3-9) 代入二维的虚拟音频声源密度表达式，得到

$$q_a(\rho_v) = \frac{\beta k_a}{i\rho_0^2 c_0^3} \sum_{m_1, m_2=-\infty}^{\infty} \frac{Q_{m_1}^*(\rho_s, \Psi) Q_{m_2}(\rho_s, \Psi) \phi_{m_1}^*(\rho_v) \phi_{m_2}(\rho_v)}{S^2(k_1^2 - k_{m_1}^2 + ik_1 D_{m_1})^* (k_2^2 - k_{m_2}^2 + ik_2 D_{m_2})}. \quad (3-12)$$

类似 (3-10)，音频声场可使用模式展开的方法写为

$$p_a(\rho) = \sum_{m_a=-\infty}^{\infty} \frac{\Psi_{m_a}(\rho) Q_{m_a}(\rho_s, \phi)}{S(k_a^2 - k_{m_a}^2 + ik_a D_{m_a})}, \quad (3-13)$$

其中  $m_a$  为  $m_{a,x}$  和  $m_{a,y}$  的总的角标表示， $k_{m_{a,x}} = m_{a,x}\pi/L_x$ ， $k_{m_{a,y}} = m_{a,y}\pi/L_y$ ， $k_{m_a}^2 = k_{m_{a,x}}^2 + k_{m_{a,y}}^2$ 。音频声源项  $Q_{m_a}$  可如 (3-11) 一样表示为

$$Q_{m_a}(\rho_s, \phi) = i\rho_0 c_0 k_a \iint_S q_a(\rho_v) \phi_{m_a}^*(\rho_v) d^2 \rho_v. \quad (3-14)$$

将 (3-12) 代入上式，得

$$Q_{m_a}(\rho_s, \phi) = \frac{\beta k_a^2}{\rho_0 c_0^2} \sum_{m_1, m_2=-\infty}^{\infty} \frac{Q_{m_1}^*(\rho_s, \Psi) Q_{m_2}(\rho_s, \Psi) I(m_1, m_2, m_a)}{S(k_1^2 - k_{m_1}^2 + ik_1 D_{m_1})^* (k_2^2 - k_{m_2}^2 + ik_2 D_{m_2})}, \quad (3-15)$$

其中  $I(m_1, m_2, m_a)$  表示如下积分

$$I(m_1, m_2, m_a) = \frac{1}{S} \iint_S \phi_{m_1}^*(\rho_v) \phi_{m_2}(\rho_v) \phi_{m_a}^*(\rho_v) d^2 \rho_v, \quad (3-16)$$

由特征函数的正交性可知， $I(m_1, m_2, m_a) = \delta_{m_2, m_1+m_a}$ ，这里  $\delta$  表示 Kronecker delta 函数。则 (3-15) 简化为

$$Q_{m_a}(\rho_s, \phi) = \frac{\beta k_a^2}{\rho_0 c_0^2} \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \frac{Q_{m_1}^*(\rho_s, \Psi) Q_{m_2}(\rho_s, \Psi)}{S(k_1^2 - k_{m_1}^2 + ik_1 D_{m_1})^* (k_2^2 - k_{m_2}^2 + ik_2 D_{m_2})}, \quad (3-17)$$

其中  $m_{2,x} = m_{1,x} + m_{a,x}$ ,  $m_{2,y} = m_{1,y} + m_{a,y}$ 。

式 (3-13) 即本节介绍的理论给出的参量阵扬声器在二维准刚性壁面混响环境中音频声场的表达式, 将其代入含代数修正的 (3-1) 可得到包含局部效应的更精确的表达式。为了根据该式计算音频声场, 还需要给出超声源项 (3-11) 的具体表达式。如前所述二维房间内超声源建模为线声源, 故下面推导线声源的源项  $Q_{m_i}$  的表达式。

以线声源中心为原点, 声辐射方向为  $y$  方向建立  $x'O'y'$  坐标系如图 3-1 所示。则线声源的源密度可表示为

$$q_i(\rho_s, \rho') = \frac{Q_0}{2a} \Pi\left(\frac{x'}{2a}\right) \delta(y'), \quad (3-18)$$

分母上的  $2a$  保证声源的总振速为  $Q_0$ ,  $\delta$  为 Dirac delta 函数, 矩形窗函数  $\Pi(z)$  在  $-1/2 < z < 1/2$  时函数值为 1, 其他情况为 0。设  $y'$  轴与  $y$  轴之间的夹角为  $\theta_s$ , 则  $x'O'y'$  中坐标向  $xOy$  中坐标转换的关系式为

$$\begin{cases} x = x' \cos \theta_s + y' \sin \theta_s + x_s, \\ y = -x' \sin \theta_s + y' \cos \theta_s + y_s. \end{cases} \quad (3-19)$$

则将源密度表达式 (3-18) 代入超声源项表达式 (3-11) 并利用上面的坐标转换关系, 可得

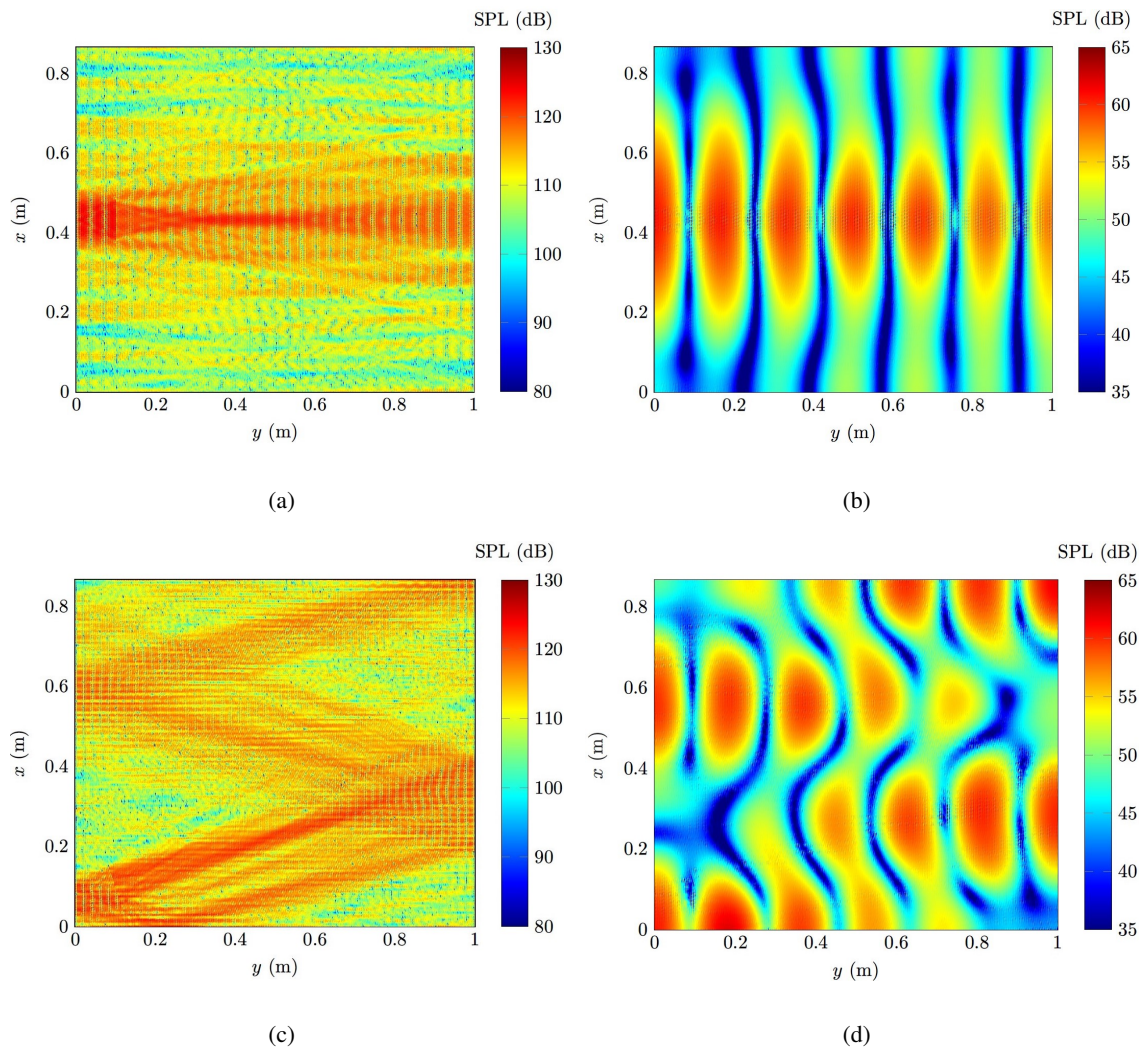
$$\begin{aligned} Q_{m_i}(\rho_s, \phi) = \frac{i\rho_0 c_0 k_i Q_0}{2} \{ & \cos(k_{m_{i,x}} x_s + k_{m_{i,y}} y_s) \text{sinc}[(k_{m_{i,x}} \cos \theta_s - k_{m_{i,y}} \sin \theta_s) a] \\ & + \cos(k_{m_{i,x}} x_s - k_{m_{i,y}} y_s) \text{sinc}[(k_{m_{i,x}} \cos \theta_s + k_{m_{i,y}} \sin \theta_s) a] \}. \end{aligned} \quad (3-20)$$

### 3.2 数值仿真

本节根据上节的理论仿真准刚性壁面二维房间中参量阵扬声器的超声场和音频声场的声压分布。超声中心频率设为 40 kHz, 音频声频率设为 1 kHz, 超声线声源长度设为  $2a = 10 \text{ cm}$ , 声源表面振速设为  $Q_0 = 0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ , 温度取为  $20^\circ\text{C}$ , 相对湿度取为 70%, 声衰减系数根据 ISO 9613-1 计算。二维房间的长宽设为  $L_x \times L_y = \pi/e \times 1 \text{ m}^2$ , 设置这样的长度是为了防止模态简并; 壁面的归一化

声导纳率设为  $\chi(\rho) = 0.01$  以模拟准刚性条件。

仿真分别研究了声源位置  $\rho_s = (L_x/2, 0.1 \text{ m})$ 、辐射方向  $\mathbf{n}_s = (0, 1)$  和声源位置  $\rho_s = (0.1 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ 、辐射方向  $\mathbf{n}_s = (0.3, 1)$  两种条件下的超声声场与音频声声场；同时根据自由场中声场预测的理论<sup>[22]</sup>仿真了同样条件下参量阵扬声器在自由场中的超声声场与音频声声场以做对比。仿真结果如图 3-2 所示。由仿真结果可见，由于声源尺寸远大于波长，自由场中的超声波束有极强的指向性，而在混响环境中超声场变得较为复杂，由于壁面的多次反射，声场中出现许多波峰与波谷，但主要能量依然集中在声轴方向。对于音频声场，自由场中的音频声有着很强的指向性，这是符合理论预期的；而混响环境中的音频声场则十分复杂，出现了明显的波峰与波谷，但依然能体现出较好的指向性。另外由仿真结果可见音频声场中相邻波峰（或波谷）之间的距离约为音频声波长的一半，这是很特殊的现象。



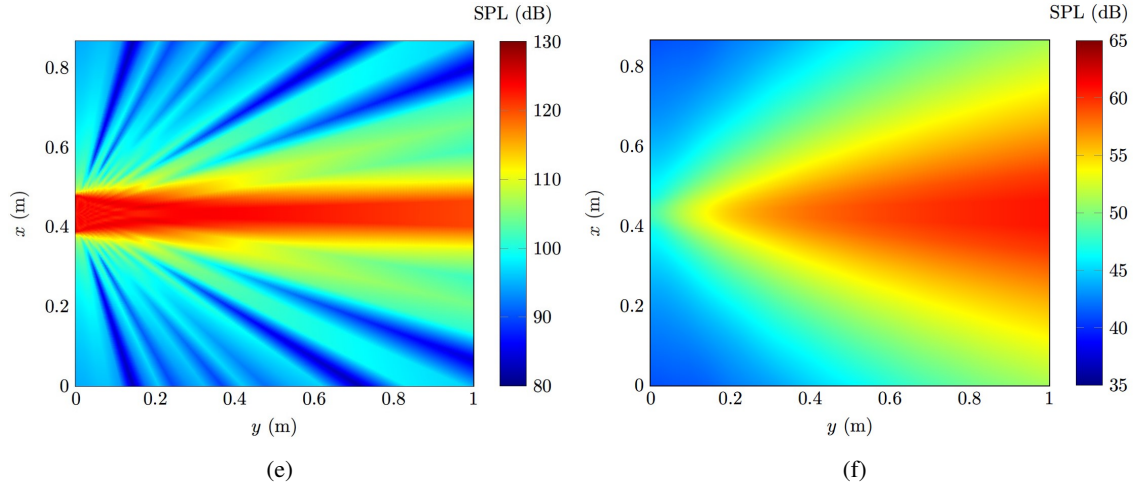


图 3-2 准刚性壁面二维房间以及自由场中参量阵扬声器的声场。(a) 和 (b) 分别为混响环境中  $\rho_s = (L_x/2, 0.1 \text{ m})$ ,  $\mathbf{n}_s = (0, 1)$  的超声声场和音频声场；(c) 和 (d) 分别为混响环境中  $\rho_s = (0.1 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ ,  $\mathbf{n}_s = (0.3, 1)$  的超声声场和音频声场；(e) 和 (f) 分别为自由场中的超声声场和音频声场。

### 3.3 实验测量

本节展示探究混响环境中参量阵扬声器声辐射特点的实验工作。由于该实验难度较大、实验系统较为复杂，故先介绍实验系统的设计与搭建，而后介绍实验设置以及实验结果与分析。

#### 3.3.1 实验系统设计

为了在物理上实现可用于实验的准刚性壁面的矩形房间，采用一个定制的有机玻璃箱子实现实验需要的混响环境。有机玻璃有良好的声学特性，可以达到实验所需的准刚性条件，同时其良好的隔声效果可以大大减小外界环境对箱体内部声场的影响；与实际的房间相比，有机玻璃箱体内部的声学环境相对理想，而且其长宽比实际房间小得多，从而使高空间分辨率的测量能够实现。实验需要测量箱体内部一个二维平面上的声压分布，该二维平面长  $\sqrt{2} \text{ m}$  (约为 1.414 m)，宽  $\pi/e \text{ m}$  (约为 1.156 m)，如前所述，这样的长宽设计是为了防止模态的简并。基于此目的并使测量平面距离底面有一定高度，使用实验内径为 1.414 m  $\times$  1.156 m  $\times$  1.5 m 的箱体进行实验。综合考虑结构稳定性、成本以及声学特性等因素，选取 12 mm 厚的有机玻璃搭建箱体。为了将实验设备放入箱中，箱体的一侧为铰链门，缝隙处加装额外的有机玻璃条以减小漏音；门的下部开一个小孔使实验设备的各种

连线可以接到箱外，实验时用密封胶泥填堵。

为了在实验测量的音频声波长条件下保证结果的空间分辨率，需要在测量平面内选取多个离散的测量点进行测量（实验中选取测点间隔 2 cm 的测量网格，有  $68 \times 56 = 3808$  个测点），这样的测量是不可能手动实现的，因此本实验使用一个自主设计并搭建的自动化二维声场测量系统来完成对箱体内部二维声场的测量。

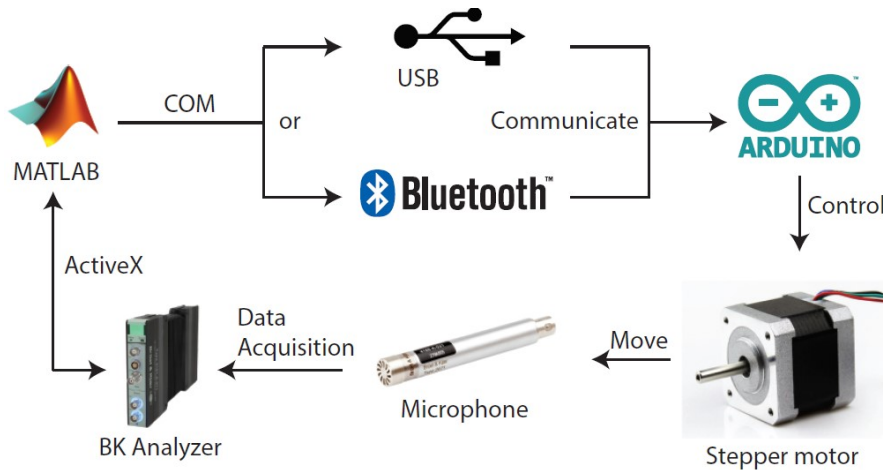


图 3-3 自动化二维声场测量系统示意图

实验系统的示意图如图 3-3 所示，传声器固定在机械装置的滑轨上，可由步进电机驱动其移动到指定位置；步进电机由 Arduino UNO R3 开发板驱动，相应指令由 PC 端的 MATLAB 通过串口通信（有线 USB 或无线蓝牙串口）发送至开发板；传声器测量到的数据由 PULSE 采集并分析，MATLAB 使用 ActiveX 访问 PULSE Labshop 软件从而获取测量数据并保存。则本系统可通过 MATLAB 程序完成传声器移动指令的发送、测量数据的采集与保存等一系列操作，从而实现整个声场测量过程的自动化。下面分别对实验系统中的机械部分、硬件部分与软件部分做详细介绍。

系统的机械装置如图 3-4 所示。该装置由底座、滑轨、滑块、传声器支架组成。为使装置能够放入箱体居中且使滑块有尽量大的移动范围，滑轨的长宽选取为  $1.254 \text{ m} \times 0.996 \text{ m}$ 。底座、滑轨和滑块使用欧标 2060 铝型材搭建，搭建好的简化示意图如图 3-5 所示，为便于说明，将各部件用不同颜色绘制：金色和黑色部分为底座，灰色部分为滑轨，蓝色部分为滑块。为了使其置于箱体中时对声场的影响尽量小，装置仅包含必要部件，并且都在不影响性能的条件下将尺寸设计到了最小。滑轨上的滑块由步进电机通过履带驱动，两个长边滑轨上的滑



图 3-4 自动测量系统的机械部分

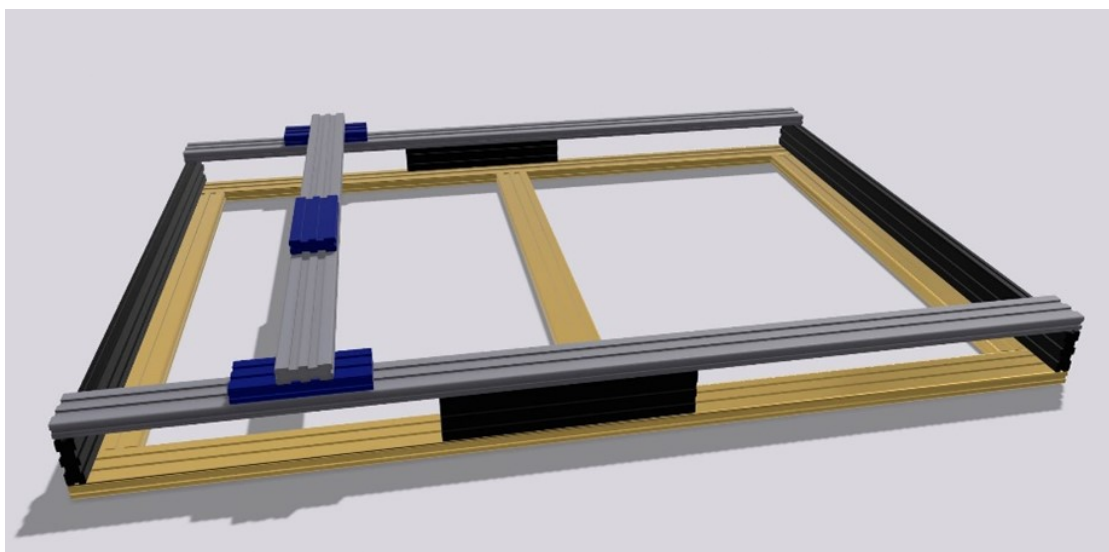


图 3-5 底座、滑轨和滑块的简化示意图

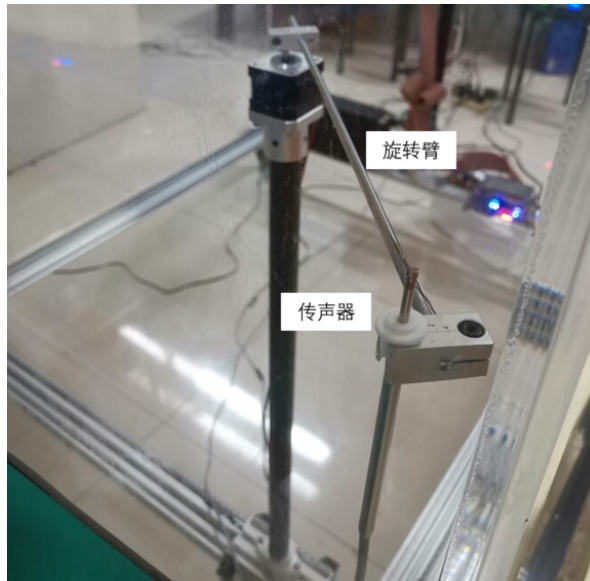


图 3-6 转动臂与传声器的固定

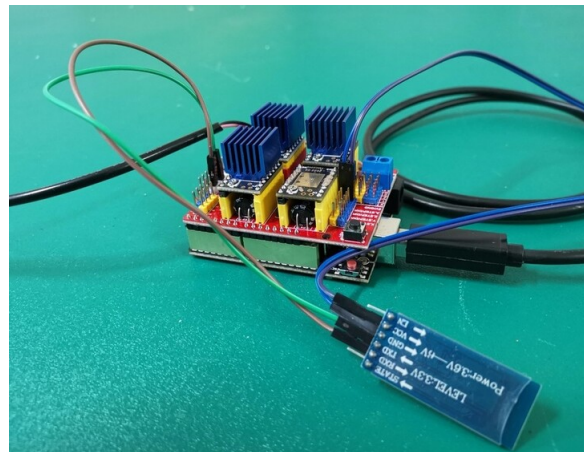


图 3-7 实验系统硬件部分

块各由一个电机驱动，二者作为宽边滑轨的底座保持同步滑动，从而实现传声器在长边方向的移动；宽边滑轨上的滑块也由一个步进电机驱动以实现传声器在宽边方向的移动。传声器支架使用碳纤维管，安装在宽边方向的滑块上。由于滑块的移动范围无法覆盖整个箱体中的二维平面，因此在碳纤维管上方安装一个 30 cm 长的转动臂，将传声器固定在转动臂的自由端（如图 3-6），则通过滑块的移动和转动臂的转动，传声器的移动范围可以覆盖整个需要扫描的二维平面。转动臂的转动同样由步进电机驱动。

系统的硬件部分主要包括 Arduino UNO R3 开发板、CNC 电机拓展板、TMC 2209 电机静音驱动模块、42 步进电机、HC05 蓝牙模块等，如图 3-7 所示。Arduino 开发板通过串口通信接收到 PC 端的指令，将信号经由 CNC 拓展板传给电机驱

动模块，从而使得驱动模块按照特定指令驱动电机。下面详细介绍各部件的作用。Arduino 开发板用于将计算机代码转化为驱动信号。PC 端与开发板的连接可以通过有线（USB）或无线（蓝牙）的方式，烧录开发板时采用有线连接，实验时采用无线连接，这需要将一个 HC05 蓝牙模块连到 CNC 拓展板上，这样电脑就可以与开发板配对，从而实现信号的无线传输。由于开发板的通用 I/O 驱动能力有限，需要借助电机驱动模块来间接控制步进电机。常用的驱动模块为 A4988 电机驱动模块，但其工作时会产生较大的噪声，影响箱体中的声场，因此需要尽量减小这种噪声，实现电机的静音工作。电机的噪声主要来自两个方面，一是步进电机的步距分辨率（步距阶跃），二是斩波和脉宽调制（Pulse Width Modulation, PWM）的不良模式反应，这些是由驱动板决定的。因此为了减小电机的噪声需要采用更高性能的驱动板来驱动电机。本系统采用 TMC 2209 静音驱动板。每台步进电机需要一个驱动板来驱动，因此需要在开发板上加装 CNC 电机拓展板，从而实现开发板对多台电机（最多四台）的控制。

软件部分主要有两个方面：MATLAB 控制 PULSE 和 MATLAB 控制 Arduino 开发板。如前所述，在测量时电脑与 Arduino 开发板通过蓝牙连接。使用 MATLAB 控制开发板需要在 MATLAB 里创建一个蓝牙对象，以此将 MATLAB 与蓝牙设备（开发板）连接，从而实现指令的发送。具体来说，在 MATLAB 中使用 `s = bluetooth('HC05')` 命令可将 HC05 蓝牙模块创建为蓝牙对象，函数 `writeline(device, data)` 可将数据 `data` 写入指定的串行端口连接 `device`，由此向开发板发送特定指令。在烧录开发板的时候，各种指令分别被定义为特定的字符串，如将宽边滑车复位定义为 'r0'，则在 MATLAB 中使用 `writeline(s, 'r0')` 命令就可以向开发板发送字符串 'r0'，从而实现机械系统在宽边方向的复位。

实验系统使用 ActiveX 实现 MATLAB 对 PULSE Labshop 软件的访问。ActiveX 是一种能够使基于不同语言开发的软件进行交互的技术。MATLAB 通过命令 `pulse = actxserver('Pulse.Labshop.Application')`，将 PULSE Labshop 软件创建为可以使用 ActiveX 访问的对象。MATLAB 有如 `addproperty`, `invoke`, `load`, `release` 等一系列与此类对象相关的函数，可以使用这些函数实现对 PULSE Labshop 的控制。例如 `invoke(pulse, 'Start')` 和 `invoke(pulse, 'Stop')` 命令分别可以控制 PULSE 测量的开始



和停止。

### 3.3.2 实验设置

实验将对参量阵扬声器在箱体中产生的一个二维平面内的超声场与音频声场进行测量，二维平面选取为参量阵扬声器声中心所在的水平面。实验将该二维平面（1.414 m × 1.156 m）划分为格点间隔为 2 cm 的网格，测量 68 × 56 个格点上的声压，一次完整测量的时间超过 11 个小时。而实验需要测量多组数据，因此整个实验耗时较长，每组数据测量时的环境条件略有不同，温度在 12 °C 到 14 °C 范围内变化，相对湿度在 61 % 到 70 % 的范围内变化。具体环境条件与数据一同于下一小节展示。

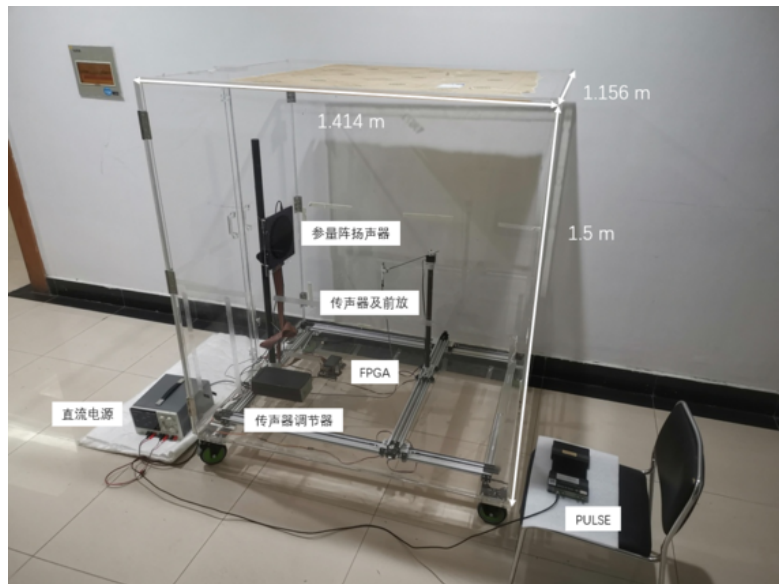


图 3-8 混响环境二维声场测量实验装置

由于外界环境对箱内声场的影响不大，因此将箱体放在普通房间内进行了实验。实验装置如图 3-8 所示。参量阵扬声器使用前文提到的实验室设计制作的基于 FPGA 的圆形参量阵扬声器原型装置，将其安装于箱子开门的一侧，这样可以使这一侧的缝隙对声场产生的影响较小；参量阵扬声器声中心距箱子底部 75 cm，实验分别对参量阵扬声器声轴方向垂直其对面壁面和与对面壁面成 15° 度夹角两种安装情况下的声场进行测量。

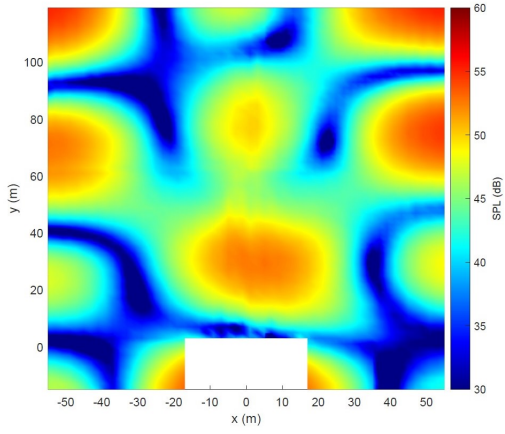
本实验使用 B&K 公司的 4135 型 1/4 英寸电容式传声器，该型号的传声器在实验需要测量的超声频段（40 kHz 附近）有良好的频响，并且其尺寸可以使测量

结果有很好的空间分辨率。为减小伪声，在传声器表面贴声滤波器并将传声器竖直安装，这样做是因为声波在掠入射时在传声器内部产生的非线性较小<sup>[30]</sup>。传声器采集到的信号由 B&K 公司的 2690 型传声器调节器 (microphone conditioner) 调节后由 B&K 公司的 3160 型 PULSE 分析，声压频谱由 PULSE Labshop 软件中的 FFT 分析仪处理得到，平均方式选取 66.7 % 重叠的指数平均，测量音频声场时频带宽度取为 6.4 kHz，频谱分辨率 1 Hz；测量超声场时频带宽度取为 51.2 kHz，频谱分辨率 8 Hz。

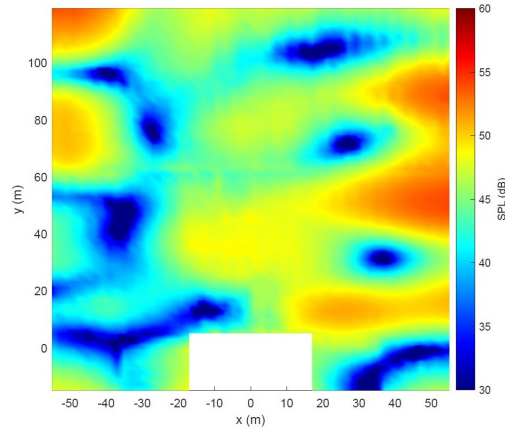
### 3.3.3 实验结果与分析

实验以 2 cm 的空间分辨率测量了音频声频率为 500 Hz、1 kHz、2 kHz 和 4 kHz 时参量阵扬声器声轴方向垂直其对面壁面和与对面壁面成 15° 度夹角两种安装情况下的音频声场和超声场，参量阵扬声器安装于矩形宽边箱体开门一侧距壁面 15 cm 处，结果如图 3-9 所示（由于不同音频声频率下的超声场基本相同，故只展示音频声频率为 500 Hz 时的超声场），空白部分为参量阵扬声器与其背侧所占空间。

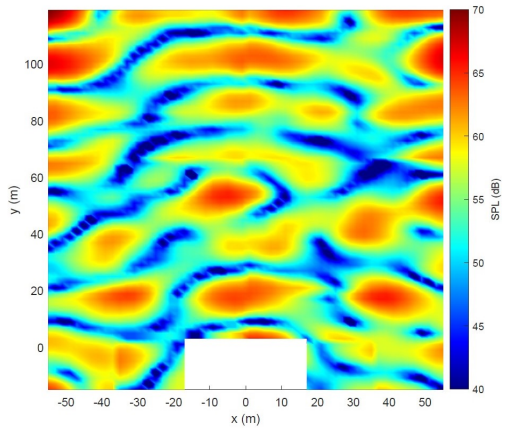
由结果可见，混响环境中参量阵扬声器的音频声场较为复杂，出现了多个峰值与谷值，两个相邻峰值之间的距离大致为对应音频声的半波长。对于 500 Hz、1 kHz 和 2 kHz 的音频声场，由于实验的空间分辨率 2 cm 小于声波的四分之一波长，所以实验结果可以清晰地体现出声场中峰值和谷值的分布；而对于 4 kHz 的音频声场，2 cm 与声波的四分之一波长接近，测量结果的空间分辨率不够，因此实验结果看起来有些模糊；但如果测量时采用更高的空间分辨率，则一次完整测量的时间将会过长，因为测量点数与分辨率的平方成正比（如取空间分辨率为 1 cm，则一次测量的时间超过 40 个小时，这样很难保证实验顺利完成）。虽然对于超声波长来说实验的空间分辨率过低，但由结果仍然可以看出混响环境中的超声场仍然具有很强的指向性。当声辐射方向与壁面垂直时，由于声源位于矩形箱体的对称轴上，音频声压分布也大致成对称分布；在低频情况下（500 Hz、1 kHz 和 2 kHz），测量结果并没有体现出很好的指向性，声能量空间中的分布较为均匀；而 4 kHz 音频声场的测量结果还是体现出了较好的指向性。当声辐射方向与壁面成一定夹角时，空间中声能量的分布不再均匀，体现出了一定的指向性，这一点在高频尤为明显。



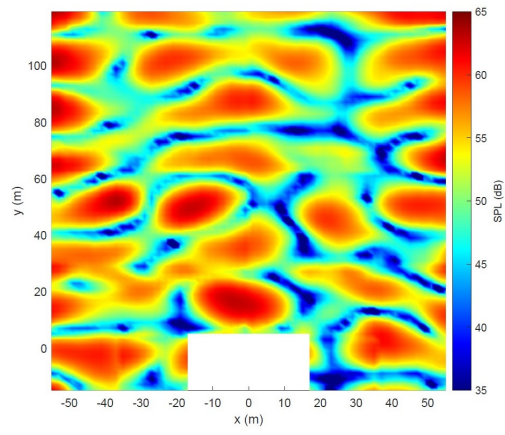
(a)



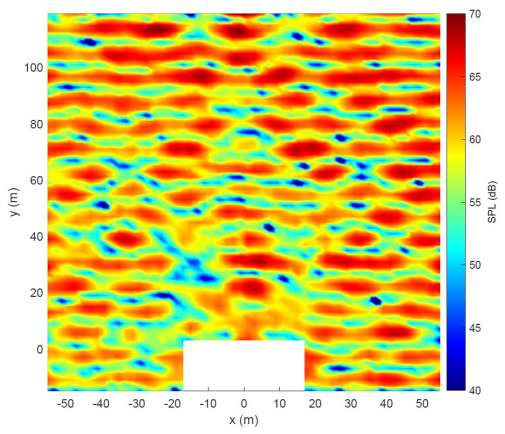
(b)



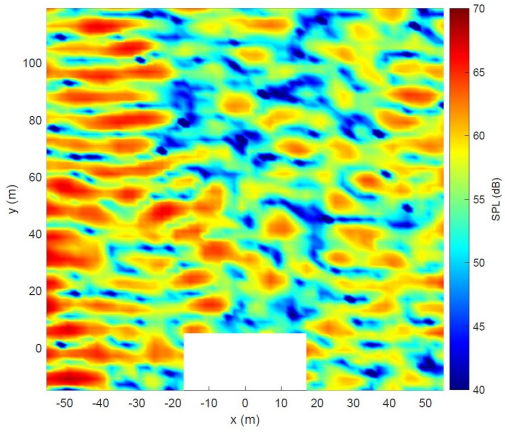
(c)



(d)



(e)



(f)

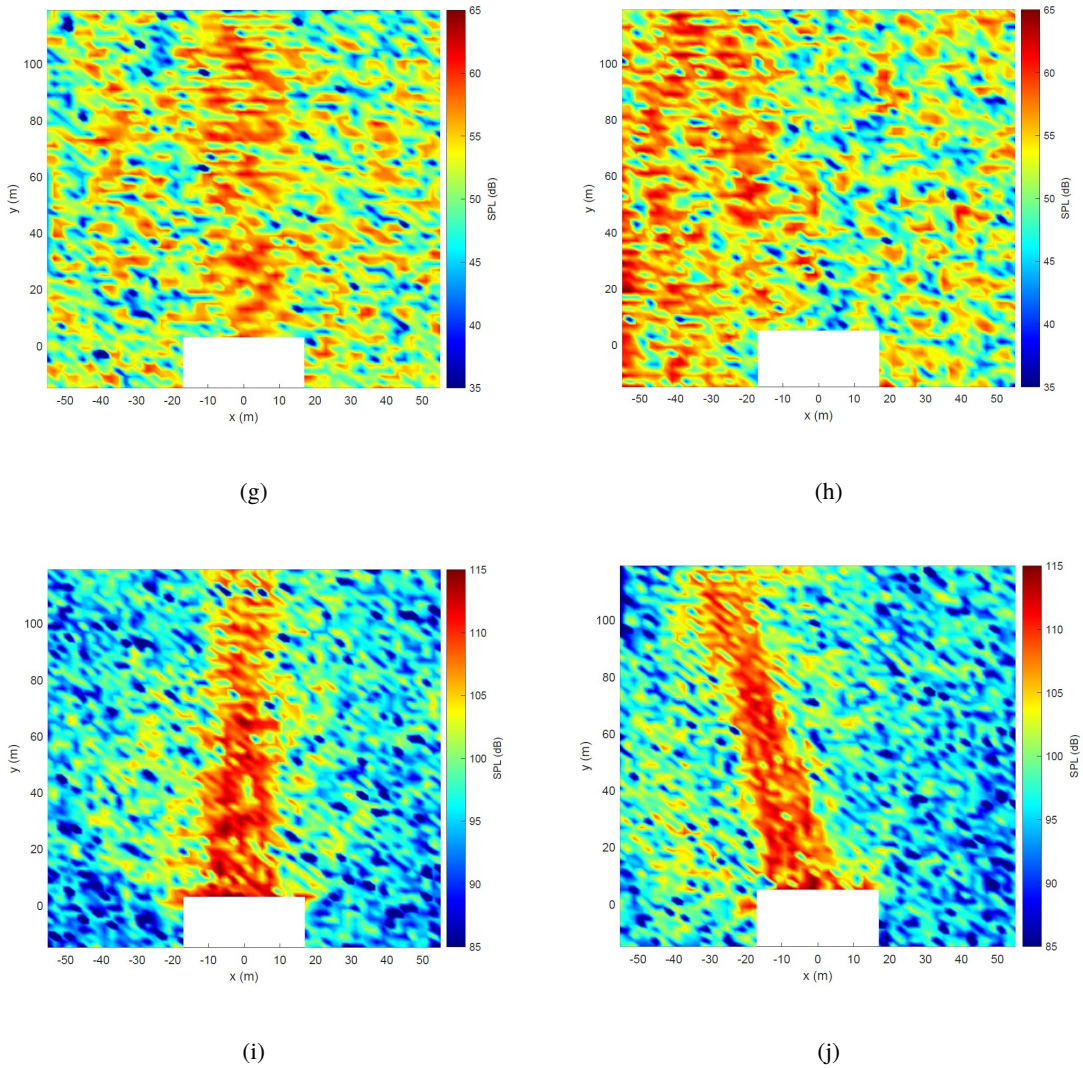


图 3-9 有机玻璃箱内（混响环境）参量阵扬声器的声场。左边一列为参量阵扬声器声轴方向与对面壁面垂直，右边一列为声轴方向与对面壁面成  $15^\circ$  度夹角。第一行至第四行依次对应音频声频率为 500 Hz、1 kHz、2 kHz 和 4 kHz 的音频声场；第五行为超声声场。

### 3.4 本章小结

本章首先介绍了长方形混响环境中参量阵扬声器声场的理论，接着基于理论通过数值方法仿真了参量阵扬声器在一个长方形房间内的二维声场，最后设计并完成了准刚性边界混响环境中参量阵扬声器声场的测量实验，并对实验结果做出了分析。

## 第四章 总结与展望

### 4.1 全文总结

本文研究了混响环境中参量阵扬声器的声辐射特点。为研究混响环境与自由场中声场特点的区别，首先基于参量阵扬声器的球卷积指向性模型，通过数值仿真与实验测量研究了参量阵扬声器在自由场中的声辐射特点。在自由场中，参量阵扬声器的音频声具有良好的指向性。而后基于现有的二维矩形准刚性边界空间中参量阵扬声器声场的理论，通过数值仿真与实验测量研究了混响环境中参量阵扬声器的声场特点。研究表明混响环境中参量阵扬声器的声场较为复杂，与自由场中的声场区别很大，但仍体现了一定的指向性。

本文主要的工作贡献在于：1、自由场中参量阵扬声器音频声指向性的实验测量与结果分析，并验证了最新发表的球卷积模型<sup>[11]</sup>；2、混响环境中声场测量的实验设计、系统搭建、实验测量与结果分析。

### 4.2 未来工作

本文指向性测量实验中低频的测量结果很不理想，这可能是实验上的问题，也可能是理论不够完善，未来可以深入研究参量阵扬声器低频指向性的理论预测与实验测量，以解释此次实验的测量结果。同时本文只研究了参量阵扬声器辐射单频声的情况，在实际应用中参量阵扬声器一般辐射的是一个宽频信号，因此未来可以将已有的远场单频解推广到宽频情形。混响环境声场的实验测量工作只研究了准刚性边界（有机玻璃）的混响环境中的声场，其他条件壁面的情况还没有做出研究，未来的工作中可以改变壁面条件（如在壁面上铺设吸声棉）以研究不同混响环境中的声场。另外参量阵扬声器一直以来面临着声转换效率低、非线性失真严重等问题，未来将研究混响环境中参量阵扬声器的音频声功率，提高混响环境中的声转换效率；研究参量阵扬声器的信号预处理算法，从而降低混响环境中的非线性失真。



## 参考文献

- [1] GAN W S, YANG J, KAMAKURA T. A review of parametric acoustic array in air[J]. *Applied Acoustics*, 2012, 73(12): 1211-1219.
- [2] GAN W S, TAN E L, KUO S. Audio Projection[J]. *IEEE Signal Processing Magazine*, 2011, 28(1): 43-57.
- [3] TANAKA N, TANAKA M. Active noise control using a steerable parametric array loudspeaker[J]. *J Acoust Soc Am*, 2010, 127(6): 3526-37.
- [4] ZHONG J, ZHUANG T, KIRBY R, et al. Quiet zone generation in an acoustic free field using multiple parametric array loudspeakers[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2022, 151(2): 1235-1245.
- [5] NAKASHIMA Y, OHYA T, YOSHIMURA T. Prototype of parametric array loudspeaker on mobile phone and its acoustical characteristics[C] // *Audio Engineering Society Convention 118*. Barcelona, Spain, 2005.
- [6] HUMPHREY V F. The measurement of acoustic properties of limited size panels by use of a parametric source[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1985, 98(1): 67-81.
- [7] WESTERVELT P J. Parametric Acoustic Array[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1963, 35(4): 535-537.
- [8] ISO 9613-1:1993. “Acoustics—Attenuation of sound during propagation outdoors—Part 1: Calculation of the absorption of sound by the atmosphere” (International Organization for Standardization, Geneva, 1993).[Z].
- [9] ZHONG J. *Parametric Array Loudspeakers and Applications in Active Noise Control*[D]. University of Technology Sydney, 2022.

- [10] ZHONG J, KIRBY R, QIU X. The near field, Westervelt far field, and inverse-law far field of the audio sound generated by parametric array loudspeakers[J]. *J Acoust Soc Am*, 2021, 149(3): 1524-1535.
- [11] ZHONG J, ZOU H, LU J, et al. A modified convolution model for calculating the far field directivity of a parametric array loudspeaker[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2023, 153(3): 1439-1451.
- [12] ZHONG J, WANG S, KIRBY R, et al. Insertion loss of a thin partition for audio sounds generated by a parametric array loudspeaker[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2020, 148(1): 226-235.
- [13] ZHONG J, WANG S, KIRBY R, et al. Reflection of audio sounds generated by a parametric array loudspeaker[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2020, 148(4): 2327-2336.
- [14] ZHONG J. Audio sound field generated by a parametric array loudspeaker in a rectangular room with lightly damped walls[C] // 24th International Congress on Acoustics. Gyeongju, Korea, 2022.
- [15] SHI C, GAN W S. Development of Parametric Loudspeaker[J]. *IEEE Potentials*, 2010, 29(6): 20-24.
- [16] BERKTAY H O. Possible exploitation of non-linear acoustics in underwater transmitting applications[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1965, 2(4): 435-461.
- [17] BERKTAY H O, LEAHY D J. Farfield performance of parametric transmitters[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1974, 55(3): 539-546.
- [18] SHI C, KAJIKAWA Y. A convolution model for computing the far-field directivity of a parametric loudspeaker array[J]. *J Acoust Soc Am*, 2015, 137(2): 777-84.
- [19] GUASCH O, SÁNCHEZ-MARTÍN P. Far-field directivity of parametric loudspeaker arrays set on curved surfaces[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2018, 60: 721-738.
- [20] CERVENKA M, BEDNARIK M. Non-paraxial model for a parametric acoustic array[J]. *J Acoust Soc Am*, 2013, 134(2): 933-8.



- [21] ZHONG J, KIRBY R, QIU X. A spherical expansion for audio sounds generated by a circular parametric array loudspeaker[J]. *J Acoust Soc Am*, 2020, 147(5): 3502-3510.
- [22] ZHONG J, KIRBY R, KARIMI M, et al. A cylindrical expansion of the audio sound for a steerable parametric array loudspeaker[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2021, 150(5): 3797-3806.
- [23] AANONSEN S I, BARKVE T, TJO/TTA J N, et al. Distortion and harmonic generation in the nearfield of a finite amplitude sound beam[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1984, 75(3): 749-768.
- [24] SCHMERR JR L W. *Fundamentals of ultrasonic phased arrays*[M]. Springer, 2014.
- [25] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. *声学基础*[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1981: 241.
- [26] BENNETT M B, BLACKSTOCK D T. Parametric array in air[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1975, 57(3): 562-568.
- [27] YONEYAMA M, FUJIMOTO J I, KAWAMO Y, et al. The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1983, 73(5): 1532-1536.
- [28] ČERVENKA M, BEDNAŘÍK M. An algebraic correction for the Westervelt equation to account for the local nonlinear effects in parametric acoustic array[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2022, 151(6): 4046-4052.
- [29] NELSON P, CURTIS A, ELLIOTT S, et al. The active minimization of harmonic enclosed sound fields, Part I: Theory[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1987, 117(1): 1-13.
- [30] Near-field characteristics of the parametric loudspeaker using ultrasonic transducers[J]. *Applied Acoustics*, 2010, 71(9): 793-800.



## 致 谢

我的毕业论文是在卢晶老师和钟家鑫师兄指导下完成的，这是我踏上科研道路的第一步。十分感谢我的导师卢晶教授一直以来对我的指导和帮助。卢老师在学术上造诣深厚，治学态度严谨且经验丰富。我从大三开始跟随卢老师做科研，至今已一年有余。卢老师为我提供了适合的研究方向，在我遇到困难时，始终能给予我宝贵的帮助。十分感谢家鑫师兄对我的悉心指导与关怀。家鑫师兄思维敏捷、经验丰富且要求严格，思考问题细致全面，对待学术精益求精。从我接触参量阵课题开始，师兄一直不厌其烦地指导我、鼓励我，即使在学术工作十分忙碌的时候，师兄也会耐心地解答我的问题、一次又一次地为我的报告添加细致的批注，这让我非常感动。十分感谢庄韬师兄在实验过程中给予我的帮助。庄师兄不仅带我熟悉各种仪器的使用，还常常从繁忙的工作中抽出时间帮我解决问题，这让面对难题不知所措的我心中感到很踏实。感谢林志斌老师和薛金佩老师以及实验室的师兄师姐们在实验过程中给予我的支持与帮助。

感谢南京大学。感谢我朝夕相处的朋友们，我们一起度过了许多快乐的时光。感谢我的室友们，我们互相帮助互相体谅，让我们的宿舍生活和睦且欢快。

特别感谢我的爸爸妈妈，你们给予了我无忧无虑的生活，理解并支持我人生道路上的每一个选择。你们从不给我任何压力，只希望我健康、快乐、自由地生长。在我遇到困难时，你们永远能给我全力的帮助和耐心的鼓励。你们是我永远的依靠。

行文至此，大学四年的种种回忆涌上心头，我忽然意识到这段简单而烂漫的篇章即将在此画上句点。虽然从去年进组以来我已渐渐熟悉了未来的科研生活，但这种对过去生活的漫长告别并没有减少我心中对那些逝去事物的眷恋与不舍。我所熟悉的这一切也不知将会如何地改变。念及此，我要感谢这四年来我遇到的每一个人、经历的每一件事和做出的每一个选择，正是这昨日种种让我变成了今天这个满怀勇气与希望的自己，在未来的无限可能面前继续边走边唱、且行且游。



## 作者在本科期间的学术成果

- [1] 陈哲, **李梦同**, 钟家鑫, 卢晶, 章东. 矩形参量阵扬声器远场指向性的研究[J]. 声学技术, **2023 (审稿中)**.
- [2] ZHONG J, ZHUANG T, **LI M**, et al. Suppressing grating lobes for a steerable parametric array loudspeaker using the sparse random array technique[J]. IEEE Trans. Audio Speech Lang. Process, **2023 (under Review)**.
- [3] **LI M**, ZHONG J, JING Y, et al. A note on the audio sound power generated by a parametric array loudspeaker[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, **2023 (预计 6 月投出)**.
- [4] ZHONG J, **LI M**, ZHUANG T, et al. Performance of a parametric array loudspeaker in a rectangular room[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, **2023 (预计 6 月投出)**.