

超声换能器的原理及设计

林书玉 著

陕西师范大学出版基金资助出版

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书是一本介绍超声换能器的理论专著,内容涉及有关超声换能器的所有内容,其中许多章节是作者多年来从事科研和教学实践的总结.书中紧紧围绕超声换能器这一内容,对各种类型的超声换能器,从基础知识到理论分析、从设计计算到实际应用以及该领域的最新发展进行了详细的论述,条理分明,深入浅出.

全书共分12章,第1章是绪论,对超声换能器的基本概念进行了简要的介绍;第2章至第11章对10种不同类型的超声换能器进行了介绍;第12章对超声换能器的电学和声学匹配进行了分析;最后给出了相关的参考文献,以供读者查阅.

本书可供从事超声换能器研究工作的科技工作者、专业技术人员以及高等院校师生参考.

图书在版编目(CIP)数据

超声换能器的原理及设计/林书玉著.—北京:科学出版社,2004

ISBN 7-03-013419-2

I. 超… II. 林… III. 超声—声换能器 IV. TB552

中国版本图书馆CIP数据核字(2004)第045716号

责任编辑:李 锋 胡 凯/责任校对:钟 洋

责任印制:钱玉芬/封面设计:陈 敬

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2004年6月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2004年6月第一次印刷 印张:17 1/4

印数:1—3 000 字数:391 000

定价:40.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换(环伟))

前 言

近十几年来,超声技术的发展极为迅速,其应用日益广泛,已经深入到工业、农业、国防、电子、能源、材料、生物技术、医药卫生和环境保护等行业部门,并在迅速地不断扩大到新的应用领域,诸如超声马达、超声化学以及超声悬浮等.目前超声学这门年轻而又充满活力的学科已经成为国际上公认的高新技术领域.超声技术又是超声学中内容丰富、交叉性及外延性极强的部分.

超声换能器是超声技术的核心内容和技术之一,它涉及众多的学科,如数学、物理学、力学、材料学、电子学、数字信息处理等.而在众多的超声应用技术中,超声换能器是决定系统性能的关键因素之一.发现新的超声换能器材料、研究新型的超声换能器以及改善超声换能器的性能,是超声技术工作者十分重视的研究课题.超声波技术的发展历史实际上就是超声换能器材料、超声换能器的研制工艺和设计理论以及超声电子技术的发展史.

本书是根据作者多年来所从事的有关超声方面的研究、为研究生开设的超声换能器的课程讲义以及有关超声换能器技术方面的最新研究成果积累,经过多次修改和补充而成.全书共分12章,第1章为绪论;第2章为压电超声换能器;第3章为磁致伸缩超声换能器;第4章为气介超声换能器;第5章为流体动力型超声换能器;第6章为聚焦超声换能器;第7章为夹心式压电陶瓷超声换能器;第8章为扭转振动超声换能器;第9章为弯曲振动超声换能器;第10章为复合振动模式压电超声换能器;第11章为检测超声换能器;第12章为压电超声换能器的电学及声学匹配.作者希望,通过学习本书,读者能够基本掌握有关超声换能器的基本理论分析、设计方法和生产工艺,以便为从事超声技术的研究和开发奠定初步的基础.

由于作者的学识和水平有限,书中难免存在缺点和错误,恳请广大的读者给予批评指正.如果本书的出版能使读者对超声换能器的原理与技术的了解和进一步的深化有所裨益,作者将不胜欣喜.

林书玉

2003年8月

目 录

前言

第 1 章 绪论	1
1.1 超声换能器简介	1
1.2 超声换能器的主要性能指标	4
1.3 超声换能器的研究方法	7
第 2 章 压电超声换能器	10
2.1 压电材料和压电效应.....	11
2.2 压电陶瓷振子的振动模式.....	22
2.3 压电陶瓷振子的谐振特性.....	31
2.4 压电陶瓷振子的动态特性及其集中参数等效电路.....	32
2.5 压电陶瓷振子的导纳和阻抗特性.....	34
2.6 压电陶瓷振子的等效电路.....	36
第 3 章 磁致伸缩超声换能器	50
3.1 磁致伸缩材料.....	50
3.2 磁致伸缩效应.....	52
第 4 章 气介超声换能器	56
4.1 气介式超声换能器的研究现状.....	56
4.2 气介超声换能器的种类.....	58
4.3 气介超声换能器的应用.....	65
第 5 章 流体动力型超声换能器	67
5.1 流体动力型发声器的种类.....	67
5.2 流体动力型发声器的现状和展望.....	71
第 6 章 聚焦超声换能器	73
6.1 超声聚焦系统的基本工作原理.....	73
6.2 常用的几种超声聚焦系统的声场计算.....	78
第 7 章 夹心式压电陶瓷超声换能器	91
7.1 概论.....	91
7.2 夹心式压电陶瓷复合换能器的理论分析及设计.....	98
第 8 章 扭转振动超声换能器	112
8.1 切向极化压电陶瓷细长棒的扭转振动	112
8.2 切向极化压电陶瓷薄圆环的扭转振动	118

8.3	切向极化压电陶瓷晶片堆的扭转振动	123
8.4	夹心式压电陶瓷扭转振动换能器的设计理论	126
第9章	弯曲振动超声换能器	132
9.1	叠片式弯曲振动压电陶瓷换能器	133
9.2	有限宽度矩形板压电陶瓷振子的弯曲振动	142
9.3	夹心式弯曲振动压电陶瓷超声换能器	148
9.4	模式转换型弯曲振动超声换能器	161
第10章	复合振动模式压电超声换能器	178
10.1	纵扭复合模式超声振动系统	179
10.2	夹心式纵弯复合模式超声换能器	188
10.3	夹心式扭转弯曲复合模式超声换能器	192
10.4	夹心式模式转换型纵扭复合模式超声换能器	199
第11章	检测超声换能器	207
11.1	检测超声探头	208
11.2	检测超声换能器的一些基本要求	220
11.3	检测超声换能器的声阻抗匹配以及背衬选择	230
11.4	检测超声换能器的电匹配	235
第12章	压电超声换能器的电学及声学匹配	238
12.1	压电陶瓷超声换能器的动态特性分析	238
12.2	压电陶瓷超声换能器的电匹配	244
12.3	压电超声换能器的声学匹配	258
参考文献	262

第 1 章 绪 论

1.1 超声换能器简介

声学是一门古老而又年轻的科学，有关声学以及与其相关物理学科的研究总是处在物理学研究的前列。随着科学技术的发展，声学已经渗透到其他许多自然科学领域，推动了许多边缘学科的产生和发展。现在，近代声学已成为近代物理学中非常活跃的一个分支学科。

经典声学的发展主要和乐器振动的研究有关^[1]，而乐器的振动促使许多数学家对物体振动进行研究。因为对物体振动的研究不仅为换能器的理论基础的研究和发展，而且为近代声学的发展提供了极为重要的手段。当 19 世纪后期经典声学的发展达到顶峰的时候，正是电子学和电声换能器的应用，把研究声学的手段提高到一个崭新的阶段，从而导致了近代声学各个分支的出现和迅速发展。

超声学出现于 20 世纪初期。它是以经典声学理论为基础，同时结合无线电电子学、数字信号处理技术、雷达技术、固体物理、流体物理、生物技术及计算技术等其他领域的成就而发展起来的一门综合性高技术学科^[2]。近 1 个世纪的发展历史表明，超声学是声学发展中最为活跃的一部分，它不仅在一些传统的工农技术中获得广泛应用，而且已经渗透到国防、生物、医学及航空航天等高新技术领域。

超声学主要研究超声波在不同介质中的产生、传播、接收、信息处理及有关的效应等问题。超声物理和超声工程是超声学的两个主要方面。超声物理是超声工程的基础，它为各种各样的超声工程应用技术提供必需的理论及实验依据。超声工程的研究内容主要包括各种超声应用技术中超声波产生、传输和接收系统的工程设计及工艺研究。超声换能器是超声工程技术中极其重要的部分之一，是声学换能器中发展最快的一个分支领域。

顾名思义，换能器就是进行能量转换的器件^[3~10]，是将一种形式的能量转换为另一种形式的能量的装置。在声学研究领域，换能器主要是指电声换能器，它能实现电能和声能之间的相互转换。值得指出的是，这里所说的电声换能器的含义比电声学领域中的扬声器和传声器等所谓的电声换能器的含义要广泛得多。目前，从大到像整幢楼房的水声换能器基阵，到小至可以深入血管的小探针式换能器，各式各样声学换能器的应用已经使声学技术深入到科学研究和工程技术的各个领域^[11~23]。

用来发射声波的换能器称为发射器。当换能器处于发射状态时，将电能转换

成机械能，再转换成声能。用来接收声波的换能器称为接收器。当换能器处于接收状态时，将声能变成机械能，再转换成电能。在有些情况下换能器既可以用作发射器，又可以用作接收器，即所谓的收发两用型换能器。换能器的工作原理大体是相同的。通常换能器都有一个电的储能元件和一个机械振动系统。当换能器用作发射器时，从激励电源的输出级送来的电振荡信号将引起换能器中电储能元件中电场或磁场的变化，这种电场或磁场的变化通过某种效应对换能器的机械振动系统产生一个推动力，使其进入振动状态，从而推动与换能器机械振动系统相接触的介质发生振动，向介质中辐射声波。接受声波的过程正好与此相反，在接收声波的情况下，外来声波作用在换能器的振动面上，从而使换能器的机械振动系统发生振动，借助于某种物理效应，引起换能器储能元件中的电场或磁场发生相应的变化，从而引起换能器的电输出端产生一个相应于声信号的电压和电流。

超声换能器是在超声频率范围内将交变的电信号转换成声信号或者将外界声场中的声信号转换为电信号的能量转换器件。由于超声波在介质中传播时会产生许多物理、化学及生物等效应，同时因为超声波穿透力强、集束性好、信息携带量大、易于实现快速准确的在线无损检测和无损诊断，因而在工业、农业、国防、生物医药和科学研究等方面得到广泛的应用。

超声换能器的种类很多。按照能量转换的机理和利用的换能材料，可分为压电换能器、磁致伸缩换能器、静电换能器（电容型换能器）、机械型超声换能器等。按照换能器的振动模式，可分为纵向（厚度）振动换能器、剪切振动换能器、扭转振动换能器、弯曲振动换能器、纵-扭复合以及纵-弯复合振动模式换能器等。按照换能器的工作介质，可分为气介超声换能器、液体换能器以及固体换能器等。按照换能器的工作状态，可分为发射型超声换能器、接收型超声换能器和收发两用型超声换能器。按照换能器的输入功率和工作信号，可分为功率超声换能器、检测超声换能器、脉冲信号换能器、调制信号换能器和连续波信号换能器等。按照换能器的形状，可分为棒状换能器、圆盘型换能器、圆柱型换能器、球形换能器等。另外，不同的应用需要不同形式的超声换能器，如平面波超声换能器、球面波超声换能器、柱面波超声换能器、聚焦超声换能器以及阵列超声换能器等^[24~36]。

超声换能器是一种能量转换器件，其性能描述与评价需要许多参数。超声换能器的特性参数包括共振频率、频带宽度、机电耦合系数、电声效率、机械品质因数、阻抗特性、频率特性、指向性、发射及接收灵敏度等等。不同用途的换能器对性能参数的要求不同，例如，对于发射型超声换能器，要求换能器有大的输出功率和高的能量转换效率；而对于接收型超声换能器，则要求宽的频带和高的灵敏度等。因此，在换能器的具体设计过程中，必须根据具体的应用，对换能器的有关参数进行合理的设计。

按照实现超声换能器机电转换的物理效应的不同可将换能器分为电动式、电

磁式、磁致伸缩式、压电式和电致伸缩式等。目前压电式换能器的理论研究和实际应用最为广泛。

压电换能器的发展和应用是以压电效应的发现和压电材料的发展为前提条件的。1880年居里兄弟发现了晶体的压电效应，但直到电子管放大器的发明，压电材料的压电效应才真正用于电声转换上来。在第一次世界大战期间，法国物理学家朗之万于1916年研制成功了第一个真正实用的压电换能器，并将其应用于潜艇的探测中。在朗之万发明的换能器中，压电石英片被夹在两块厚钢板中，后来这种换能器被广泛地应用于超声探测仪中。直到现在，朗之万型换能器仍在得到广泛的应用，如功率超声和水声中。同时，由于压电换能器作为高频声源的出现，使得高频声的研究成为现实，而声学的应用也被迅速地扩展，一个重要的声学分支——超声学也迅速发展起来，并得到了越来越多的重视。

超声技术的迅速发展对压电石英材料的需求急剧增长，于是人们着手寻求新的压电材料。压电陶瓷是一种新的压电材料，它的出现成为另一种换能材料，即磁致伸缩材料的有力竞争对手，并逐渐处于换能材料的统治地位。目前除了压电陶瓷材料以外，压电单晶、压电高聚物以及压电复合材料也在不断发展，它们的出现对于换能器的发展具有重要的作用。

如上所述，在众多的超声换能器类型中，压电超声换能器是应用最广的一种^[37~51]。压电超声换能器是通过各种具有压电效应的电介质，如石英、压电陶瓷、压电复合材料以及压电薄膜等，将电信号转换成声信号，或将声信号转换成电信号，从而实现能量的转换。压电陶瓷材料是目前超声研究及应用中极为常用的材料。其优点包括：

- (1) 机电转换效率高，一般可达到80%左右；
- (2) 容易成型，可以加工成各种形状，如圆盘、圆环、圆筒、圆柱、矩形以及球形等；
- (3) 通过改变成分可以得到具有各种不同性能的超声换能器，如发射型、接收型以及收发两用型等；
- (4) 造价低廉，性能较稳定，易于大规模推广应用。

压电陶瓷材料的不足之处是脆性大、抗张强度低、大面积元件成型较难以及超薄高频换能器不易加工等。在这一方面，压电薄膜，如PVDF等，则具有压电陶瓷难以比拟的优点。

磁致伸缩材料是传统的超声换能器材料，由于其性能稳定，至今仍在一些特殊领域被继续应用。磁致伸缩换能器的优点包括性能稳定、功率容量大及机械强度高。其不足之处在于换能器的能量转换效率较低、激发电路复杂以及材料的机械加工较困难等。随着压电陶瓷材料的大规模推广应用，在一个时期内磁致伸缩材料有被压电材料替代的迹象。然而，随着一些新型的磁致伸缩材料的出现，如铁氧体、稀土超磁致伸缩材料以及铁磁流体换能器材料等，磁致伸缩换能器又

受到了人们的重视。可以预见，随着材料加工工艺的提高以及成本的降低，一些新型的磁致伸缩材料将在水声以及超声等领域中获得广泛的应用。

随着超声技术的发展，气体中的超声技术应用越来越广。气介超声换能器也受到了人们的普遍重视。除了传统的气介超声换能器以外，静电式气介超声换能器由于具有频率高、振动位移大、机械阻抗低、声波的辐射和接收面积大以及灵敏度高独特优点，因而在气体中的超声检测等技术中获得了广泛的应用。

1.2 超声换能器的主要性能指标

描述超声换能器的性能指标有工作频率、机电耦合系数、机电转换系数、品质因数、方向特性、发射功率、效率、灵敏度等^[21]。根据实际用处不同，以及使用场合的不同对不同的换能器性能提出不同的要求，例如对军事上用的换能器与对超声测量仪器上用的换能器所提出的要求不一样，对发射和接收用的换能器所提出的要求也不一样。

1.2.1 发射换能器和接收换能器共同要求的性能指标

1.2.1.1 工作频率

超声换能器的工作频率的选择是很重要的，它不仅直接关系到换能器的频率特性和方向特性，也影响到换能器的发射功率、效率和灵敏度等重要性能指标，换能器的工作频率应该与整个超声设备的工作频率相一致。一般情况下，它是根据对整个超声设备的技术论证针对一定的应用来确定的。

通常，发射换能器工作频率就等于它本身的谐振基频，这样可以获得最佳工作状态、取得最大的发射功率和效率。主动式超声换能器处在接收状态下的工作频率是与发射状态下的工作频率近似相等的，而对被动式接收换能器而言它的工作频率是一个较宽的频带，同时要求换能器自身的谐振基频要比频带的最高频率还要高，以保证换能器有平坦的接收响应。

1.2.1.2 换能器的机电转换系数 n 和机电耦合系数 k

超声换能器的机电转换系数，是指在机电转换过程中转换后的力学量（或电学量）与转换前的电学量（或力学量）之比。对于发射换能器

$$\text{机电转换系数 } n = \frac{\text{力或振速}}{\text{电压或电流}}$$

对于接收换能器

$$\text{机电转换系数 } n = \frac{\text{应电势或应电流}}{\text{力或振速}}$$

换能器的机电耦合系数，是描述它在能量转换过程中，能量相互耦合程度的一个物理量，其定义为，对于发射换能器

$$k^2 = \frac{\text{机械振动系统因力效应而获得的交变机械能}}{\text{电磁系统所储存的交变电磁能}}$$

对于接收换能器

$$k^2 = \frac{\text{电磁系统因电效应获得的交变电磁能}}{\text{机械系统因声场信号作用而储存的交变机械能}}$$

对各种不同形式的换能器，其机电转换系数和机电耦合系数均有具体的表达式，我们将在有关章节里给出。

1.2.1.3 换能器的阻抗特性

换能器作为一机电四端网络，它具有一定的特性阻抗和传输常数。由于换能器在电路要与发射机的末级回路和接收机的输入电路相匹配，所以在换能器设计时计算出换能器的等效输入电阻抗是十分重要的。

同时，还要分析它的各种阻抗特性，例如等效电阻抗、等效机械阻抗、静态和动态的阻抗、辐射阻抗等。

1.2.1.4 换能器的品质因数 Q

我们在电子学课与声学课里已经学过电路的电品质因数 Q_e 和机械系统的机械品质因数 Q_m ，由于换能器本身是由机械系统和电路系统两大部分组成，所以人们也常用电路系统的品质因数 Q_e 和机械系统的品质因数 Q_m 来共同描写换能器的品质因数。通常是利用换能器的等效电路图和等效机械图，来求出换能器等效的 Q_e 和 Q_m 。

换能器的 Q 值与其工作频带宽度和传输能量的效率有密切的关系， Q 值的大小不仅与换能器的材料、结构、机械损耗的大小有关，还与辐射声阻抗有关。所以同一个换能器处于不同介质中的 Q 值是不相同的。

1.2.1.5 方向特性

超声换能器不论是用做发射还是接收，本身都具有一定的方向特性。不同应用的换能器对方向特性的要求也不相同。对于一个发射换能器，其方向特性曲线的尖锐程度决定了它的发射声能的集中程度。而对一个接收换能器，它的方向特性曲线的尖锐程度决定了其探索空间方向角的范围。所以超声换能器的方向特性的好坏直接关系到超声设备的作用距离。

1.2.1.6 换能器的频率特性

换能器的频率特性是指换能器的一些重要参数指标随工作频率变化的特性。例如一接收换能器的接收灵敏度随工作频率变化的特性，对一个发射器要看它的发射功率和效率随工作频率的变化特性。对不同的换能器我们对它的频率特性也提出了不同的要求，例如：对被动式的换能器，要求它的接收灵敏度频率特性曲线尽量平滑，使其不论是低频噪声，还是高频噪声，只要是它的幅度差不多，则水听器产生的输出电压的大小是近似相等的。

1.2.2 对发射换能器特别要求的性能指标

1.2.2.1 发射声功率

它是描写一个发射器在单位时间里向介质声场辐射声能多少的物理量，它的大小直接影响超声处理的作用效果。换能器的发射声功率一般是随着工作频率而变化的，在其机械谐振频率时可以获得最大的发射声功率。此外，我们还经常遇到另外两种功率概念：一是换能器所消耗的总的电功率 P_e ，二是换能器的机械振动系统所消耗的机械功率 P_m 。

1.2.2.2 发射效率

换能器作为能量传输网络，其传输效率通常采用不同的三个效率概念来描写：机电效率 η_{me} 、机声效率 η_{ma} 和电声效率 η_{ea} ，其定义分别如下：

机电效率 η_{me} ——换能器本身将电能转换为机械能的效率，其大小等于机械系统所获得的全部有功功率 P_m 与输入换能器的总的信号电功率之比，即

$$\eta_{me} = \frac{P_m}{P_e}$$

式中， $P_e = P_{en} + P_m$ 。 P_{en} 是表示换能器的电路系统的有功电磁损耗功率。换能器的机电效率越高，表示其电损耗功率越小。

机声效率 η_{ma} ——换能器的机械振动系统将机械能转换成声能的效率，其大小等于发射的声功率 P_a 与机械振动系统所获得的有功功率 P_m 之比

$$\eta_{ma} = \frac{P_a}{P_m}$$

式中， $P_m = P_{mn} + P_a$ ， P_{mn} 是表示机械振动系统的摩擦损耗功率。所以换能器的机声效率越高，表明它的机械损耗越小。

电声效率 η_{ea} ——换能器将电能转换成声能的总效率，它等于发射声功率 P_a 与输入换能器的总的信号电功率 P_e 之比

$$\eta_{ea} = \frac{P_a}{P_e} = \eta_{me} \eta_{ma}$$

显然，换能器的电声效率等于它的机电效率与机声效率的乘积。

换能器的各种效率不仅与其工作频率有关，也与换能器的类型、材料、结构等方面的因素有关。对于发射换能器有时也用发射响应（发射灵敏度）和非线性失真系数两种性能指标。

1.2.3 对接收换能器特别要求的性能指标

1.2.3.1 接收换能器的灵敏度（接收声场的响应）

这是对接收换能器最重要的一个指标，又有电压灵敏度、电流灵敏度之分。

所谓接收换能器的自由场电压灵敏度，就是指接收换能器的输出电压与在声

场中引入换能器之前该点的自由声场声压的比值

$$M_u(\omega) = \frac{U(\omega)}{P_f(\omega)} (\text{V}/\mu\text{Pa})$$

式中, $U(\omega)$ 表示接收换能器电负载上所产生的电压(V); $P_f(\omega)$ 表示接收换能器接收面处自由声场的声压(μPa), 有时也用 dB 表示

$$N_u(\omega) = 20 \lg \frac{M_u(\omega)}{M_{u_0}(\omega)} (\text{dB})$$

其基准灵敏度取为 $M_{u_0}(\omega) = 1\text{V}/\mu\text{Pa}$. $N_u(\omega)$ 称自由场电压灵敏度级.

所谓接收换能器的自由场电流灵敏度 $M_i(\omega)$ (自由场电流响应), 是指接收换能器的输出电流与在声场中引入接收器之前的自由声场声压的比值, 记为

$$M_i(\omega) = \frac{i(\omega)}{P_f(\omega)} (\text{A}/\mu\text{Pa})$$

式中, $i(\omega)$ 单位是 A, P_f 单位是 μPa .

在实际中, 我们一般都采用电压灵敏度讨论问题, 不常用电流灵敏度.

1.2.3.2 等效噪声压

当换能器用于接收器时, 由于接收器内部的电声转换器件 (例如压电陶瓷片) 在一定的温度下内部分子的热运动等将产生噪声, 称为自噪声或固有噪声. 这种自噪声的大小决定了接收器所能测量的有用信号的最小可能值, 它包含有许多频率成分, 可取在一赫兹频带宽度上的均方根电压来量度其大小.

设有一正弦声波入射到接收器上 (如果接收器尺寸不比声波小很多, 则应当沿正入射方向投射到振动面上), 当此电压输出的有效值等于接收器自噪声在一赫兹带宽上的均方根电压值时, 则入射声压的有效值叫做等效噪声压. 接收器等效噪声压在数值上等于自噪声在一赫兹带宽上的均方根电压值与接收器灵敏度的比值. 等效噪声压对 $1\mu\text{bar}$ 基准声压所取的分贝数, 称为接收换能器的等效噪声声压级.

以上我们只对换能器的一些最基本、最重要的性能指标进行了简单的介绍, 在今后研究各种具体的换能器时, 还要进行深入的讨论.

1.3 超声换能器的研究方法

换能器的内部电路系统, 通常包含一个电容 C_0 或一个电感 L_0 的储能元件, 当换能器处在发射状态时, 从发射机的输出级送来一个电振荡信号, 使其储能元件的电场或磁场发生变化, 而借助电场或磁场的某种“力效应”, 产生了一个对换能器的机械振动系统的推动力, 使之进入振动状态, 从而向负载介质中辐射出声波信号, 这就是发射声信号的全部过程. 当换能器处在接收状态时, 其能量的转换过程与上相反, 首先是声场的信号-声压作用在换能器的振动面上, 使其机

机械振动系统进入振动状态，此时就引起换能器的电路储能元件的电场或磁场发生相应的变化，借助于系统的某种“电效应”，就在其电路系统中产生一个相应于声信号的电动势或电流，这就是接收声信号的全部过程。

由上述可知，超声换能器包含了电路系统、机械振动系统和声学系统，并且三者换能器工作时，有机地结合在一起成为一个统一的整体。这样就决定了对它的研究方法是融合了电子学、力学、声学等诸方面的研究方法，并且通过电-力-声类比，使三者能够用统一的等效机电图和等效方程式，方便地对其进行深入的研究。

对应电子学的研究方法，例如电的耦合网络、传输线、等效图和等效方程式，在超声换能器中就有机电耦合网络、机械传输线、机电等效图和机电等效方程式等。实际上超声换能器就是一个机电耦合网络。

超声换能器中的电声能量互换均是借助于电场或磁场的物理效应来实现的，而且不论是哪种类型的换能器，这种效应都包括两个方面：一个是力效应，把作用在换能器电路系统中的电流或电压转换为作用在机械振动系统的推动力的物理效应，即实现把电学量（电流、电压）转换为力学量（振速或力）的效应，例如电动力效应；另一个是电效应，把作用在换能器机械振动系统上的力或振速转换为电路系统中的应电势或应电流的物理效应，即实现把力学量（或声学量）转换为电学量的效应，如电磁感应等。所以根据各种换能器的“力效应”和“电效应”，我们就能得到它们的机电参量转换关系式（也叫机电相关方程式），这是分析研究换能器首先应建立的一组关系式。

另外，为了确定换能器的工作状态，还需求出它的机械振动系统的状态方程式和电路系统状态方程式。当这些关系式都确立之后，换能器的工作状态也就完全确定了。换能器机械系统的状态方程式（简称为机械振动方程）是换能器处于工作状态时，描述其机械振动系统的力与振速的关系式，也就是说该方程式是描写机械系统振动特性的；而电路系统的状态方程式（简称电路状态方程式）是描述电路系统振动特性的，即具体描述电路系统中的信号电压与信号电流间的关系。由于换能器的机械系统和电路系统是相互耦合的，所以机械系统的振动会影响到电路的特性，而电路的变化也会影响到机械系统的振动，因此我们总是利用这些方程组来分析讨论换能器的工作特性。

由上述换能器的三组基本关系式，可以对应地做出换能器三种形式的等效图。第一种是等效机械图，即将换能器等效为一个纯机械系统的等效图；第二种是把机械的元件和参量，通过机电转换化为电路的元件和参量，即把一个换能器等效为一个纯电路系统，称此为等效电路图；第三种称为等效机电图，是同时包含电路和机械的等效图。利用这些等效图可以方便地求出若干换能器的重要性能指标。

上面只简略地谈了对换能器的分析研究方法，至于如何推导三组基本方程、

建立等效图和计算换能器的一系列的工作特性指标，将在以后详细讨论。

前面已经提到换能器本身是一个机电耦合网络，为了更好地理解它，我们可以把它同变压器的若干方面做一简要的比较。

一般说来，换能器总是要求被在相同频率下进行能量互换，而变压器也是在同一频率下实现低压电振荡能与高压电振荡能之间互换的，两者的不同之处在于，变压器是通过磁耦合来实现电振荡能的互换，而换能器是通过机电耦合系统来实现机电声能量互换。

变压器的初级电压通过磁路使次级有一电压，相当于换能器中，机械一边通过机电耦合给电路一边一个电压或电流，或电路一边通过机电耦合给机械一边一个推动力或振速。所以如同变压器的次级与初级有一电压（或电流）的转换关系式一样，换能器中电路一边与机械一边也有一转换关系式。

描述变压器能量传输时，有三个关系式：①初级电路关系式；②次级电路关系式；③初级与次级间的转换关系式。如前所述，在研究换能器的能量转换与传输时也需要三组基本方程式：①机械振动方程式；②电路状态方程式；③机电转换关系式。另外在研究变压器时常把初级元件反映到次级一边建立次级等效电路图或把次级元件反映到初级建立初级的等效电路图，这与超声换能器的“等效机械图”、“等效电路图”也是相对应的。

第 2 章 压电超声换能器

在超声领域，压电超声换能器是应用最为广泛的一种声电转换元件。其优点在于以下几个方面。

第一，在高频范围，压电超声换能器能够产生一个类似于刚性活塞的均匀振动发声器，而其他的换能器，如用于低频振动的电动扬声器等，是很难做到这一点的。

第二，结构简单，易于激励。当经过极化以后的压电陶瓷元件被用于换能器以后，换能器的激励将不再需要极化电源，从而简化了压电换能器的激励电路。其他类型的换能器，如磁致伸缩换能器等，由于需要一个直流极化电源，因而使换能器的激励变得复杂。

第三，压电换能器易于成型和加工，因而可用于许多不同的应用场合。

鉴于压电超声换能器的广泛应用，在下面的章节中，将对其有关内容进行较为详细的介绍。

压电超声换能器的最简单形式就是一个两面镀有银层的、圆形或方形的压电陶瓷薄片。镀有银层的两面被称为换能器的两个电极。当把一定频率和功率的交流信号加到换能器的两个电极以后，压电陶瓷片的厚度将随着交变电场的变化频率而变化。此时，相对于外部介质而言，这一结构就变成了一个产生活塞振动的简单声源。

在实际应用中，压电超声换能器的结构及形式是多种多样的^[52~66]。然而，大部分的压电超声换能器具有圆盘或板的结构形式。有时，为了改善压电超声换能器的共振特性或脉冲响应，可以在压电陶瓷元件的两面附加质量元件或一些特殊的阻尼材料。

在超声的各种应用中，压电超声换能器基本上采用厚度振动模式、径向振动模式和纵向振动模式。除此以外，在一些特殊的应用场合，其他的一些振动模式，如剪切振动模式、弯曲振动模式和扭转振动模式等，也得到了一定的应用。

压电超声换能器的振动模式由陶瓷元件的极化方向和电激励方向决定，同时也与陶瓷材料的几何形状和尺寸有关系。另外，对于同一形状和几何尺寸的压电陶瓷振子，在不同的频段，换能器的振动模式也不同。例如，对于沿厚度方向极化的压电陶瓷薄圆盘，在低频段，振子的振动模式是频率较低的径向振动模式，而在高频段，陶瓷振子的振动模式则为厚度伸缩振动；对于沿长度方向极化的压电陶瓷细长圆棒，在低频段，振子的振动模式为纵向伸缩振动，而在高频段，其振动模式则是压电陶瓷细长圆柱的径向振动模式。在压电陶瓷换能器中，陶瓷振

子的常用形状为圆盘或板。除此以外，圆环和球形换能器振子也得到了较为广泛的应用。

2.1 压电材料和压电效应

压电效应是法国物理学家居里兄弟于 1880 年发现的。当把一定数量的砝码放在一些天然晶体上时，如石英、电气石以及罗谢尔盐等，在这些天然晶体的表面会产生一定数量的电荷，而且所产生的电荷的数量与砝码的重量成正比，这种现象就称为压电效应。1881 年科学家们又从理论上预计并从实验上证实了逆压电效应的存在。压电效应的存在是具有一定的阈值的，当压电材料的温度超过一定的值时，压电效应便不再存在，这一临界温度称为压电材料的居里温度，也称为居里点。天然压电晶体的居里温度一般来说是固定不变的，而人工压电晶体，如压电陶瓷等，其居里温度可以通过成分、配方以及工艺等的改变而加以调整，以适应不同的应用需要。由于压电效应是可逆的，因此利用压电材料制成的压电换能器既可以用作发射器，也可用于接收器。从原理上讲，描述压电材料压电效应的压电方程以及有关的压电常数，可适用于压电发射器和接收器。压电效应和逆压电效应是超声学发展史上的重大发现，这一发现大大加速了声学在国防以及国民经济各行各业中的广泛应用。

2.1.1 压电材料

由于压电材料是压电换能器的关键部分，而压电换能器是绝大部分超声应用技术的核心，因此有关压电材料的研究很多，其发展也较为迅速。从最早天然压电晶体到人工合成的压电多晶体及压电复合材料，压电材料的性能得到了很大的改善，其种类也越来越多。目前，应用较多的压电材料主要有五大类，即压电单晶体、压电多晶体（压电陶瓷）、压电高分子聚合物、压电复合材料以及压电半导体等。

2.1.1.1 压电单晶体

石英晶体是人类所发现最早的压电单晶体。它有天然生长和人工培育两种。石英晶体的居里温度较高，可达 573°C 。石英晶体性能稳定，其材料参数随温度和时间变化较小。石英晶体的机械性能良好，易于切割、研磨和抛光加工。另外，天然石英晶体的机械损耗小、机械品质因数高、介电系数较低、谐振阻抗高，因而被广泛应用于制作标准振源以及高选择性的滤波器。石英晶体属于一种各向异性材料，其材料参数包括六个独立的弹性常数分量、两个独立的压电常数分量和两个独立的介电常数分量。

值得注意的是，当石英晶体的切割取向和切割方位不同时，石英晶体的性能不同。石英晶体的切割方式很多，每一种切割方式可以产生不同性质和不同用途

的石英振子。X 切割常用来产生厚度振动模式；Y 切割和 AC 切割用于产生纯切变振动模式以便用于接收横波；AT 和 BT 切割方式形成的石英振子的频率温度系数很小，可用于实现频率控制的压电振子，也常用于高频滤波器振子；CT、DT、ET 和 FT 切割可用于低频滤波器振子。另外，石英晶体中的声波衰减也和切割方式以及波的传播方向有关。

除了压电石英晶体以外，其他较常用的压电单晶体还有铌酸锂、钽酸锂、罗谢尔盐、磷酸二氢铵、磷酸二氢钾、酒石酸二钾等等。每一种材料都有其自己的特点，因此在实际应用中，应该根据具体情况合理选择。

由于晶体的种类很多，其结构千差万别。为了方便起见，国际上将晶体分为七个晶系，即三斜晶系、单斜晶系、正交晶系、四方晶系、三方晶系、六方晶系以及立方晶系。

2.1.1.2 压电陶瓷

压电陶瓷是压电多晶材料，而大部分压电多晶材料都具有铁电性质。目前，在超声应用领域，压电陶瓷材料绝对处于支配地位。与压电单晶等材料相比，压电陶瓷材料具有以下独特的优点：①原材料价格低廉；②机械强度高，易于加工成各种不同的形状和尺寸，从而适应不同的应用；③通过添加不同的材料成分，可以制成品种各异、性能不同可满足不同需要的压电材料；④采用不同的形状和不同的极化方式，可以得到所需的各种振动模式。

压电陶瓷的原始成分基本上都是金属氧化物粉末。采用添加不同成分的方式，可以得到不同配方的压电材料，从而形成性能各异的压电换能材料。根据压电材料的成分，可将压电陶瓷材料分为一元系、二元系和三元系等。一元系压电材料包括钛酸钡、钛酸铅、铌酸钾钠和偏铌酸铅等。二元系中有锆钛酸铅、偏铌酸铅钡等，三元系压电陶瓷材料主要是在锆酸铅-钛酸铅二元系压电陶瓷的基础上发展起来的固溶体压电陶瓷，其种类非常多，其中包括铌镁-锆-钛酸铅、铌锌-锆-钛酸铅、铌钴-锆-钛酸铅和钨锰-锆-钛酸铅等。由于三元系压电陶瓷的种类很多，可以较广泛的适应不同器件对材料性能的要求，有些性能比锆钛酸铅陶瓷更加优越，所以人们对三元系压电陶瓷材料的研究和使用越来越多。目前，四元系压电陶瓷材料也得到了发展，并应用于压电陶瓷变压器等新兴技术中。

性能良好的压电陶瓷材料，取决于先进的压电陶瓷生产工艺。工艺条件和工艺参数的变化，对压电陶瓷的性能影响很大。压电陶瓷的生产过程主要包括以下几个步骤，按照先后次序分别为：配料、混合、粉碎、预烧、成型、排塑、烧成、上电极、极化和测试等。在配料阶段，首先应确定配方，然后根据配方选择所需原料。选择原料应注意以下几点：合理选择原料的纯度；尽量选择颗粒较小的原料；适当注意原料的活性。原料确定以后，应对原料进行处理，如水洗、煅烧、粉碎和烘干等。在原料进行预烧之前，应进行混合和粉碎，这两个工序一般是通过滚动球磨机和振动球磨机来完成的。预烧过程实际上也是一种固相反应。

影响这一过程的因素有预烧温度与保温时间、原料的活性和颗粒大小等。压电陶瓷的成型方法有三种，即轧膜成型、干压成型和静水压成型。这三种不同的成型方法适用于生产不同用途的压电陶瓷材料。轧膜成型主要用于生产陶瓷滤波器和陶瓷电声器件等；干压成型适用于生产厚度较大的陶瓷器件，如水声换能器、陶瓷变压器和用于引燃、引爆用的圆柱形体等；静水压成型方法利用静止流体各方向压强相等的原理，使样品均匀受压，从而实现样品的密度等性质一致，另外静水压成型方法可以压制特殊形状的样品，如球形等。除了静水压成型方法以外，其他两种成型方法都需要使用黏合剂，其目的是为了增加粉料的可塑性，为成型创造条件。排塑过程的目的在于将陶瓷成型过程中添加的黏合剂排除。烧成过程是保证压电陶瓷材料性能的关键。它将经预烧成型的粉末块材料在加热到足够高的温度以后，实现体积收缩、气孔减少、密度提高以及强度增加。

为了保证得到晶粒大小适当、致密度高的样品，必须正确选择烧成温度、保温时间及烧成工艺。上电极就是在陶瓷上设置一层金属薄膜。用于金属薄膜电极的材料很多，根据不同的需要有银、铜、金和镍等。在陶瓷上设置金属薄膜电极的方法有很多，如烧渗银层、真空蒸镀、化学沉银和化学沉铜等。未经极化的压电陶瓷由于其中的电轴取向杂乱排列，不具有压电效应。只有经过极化工序处理后的陶瓷，才能显示压电效应。所谓极化，就是在压电陶瓷上加一个强直流电场，使陶瓷中的电轴沿电场方向取向排列。为了使压电陶瓷得到完善的极化，充分发挥其压电性能，必须合理选择极化条件，即极化电场、极化温度和极化时间。极化电场必须大于样品的矫顽场，并且为矫顽场的 $2\sim 3$ 倍。由于不同材料的矫顽场不同，因此应根据材料的性质合理选择极化电场。在高温极化条件下，极化电场应达到 $20\text{kV}/\text{cm}$ 。在极化电场和极化时间一定的条件下，极化温度越高，极化效果越好。极化方法主要有两种，即常规极化方法和高温极化方法。常规极化时的极化温度都是在陶瓷材料的居里温度以下，所需的极化电压较高，一般为 $30\text{kV}/\text{cm}$ 以上，这对于尺寸较大样品是比较困难的。高温极化是将样品加热到材料的居里温度以上，首先加上较弱的直流电场，然后以一定的降温速度将炉温下降到居里温度以下，同时缓慢增加电场到一定值，并使炉温尽快冷却到 100°C 左右，使电场增加到 $300\text{kV}/\text{cm}$ 左右，最后在 100°C 以下撤出外加电场，取出极化样品。由于高温极化获得的样品性能较好，因此目前主要采用高温极化方法。极化以后的压电陶瓷会发生老化。影响压电陶瓷材料老化的因素很多，最主要的有机械应力、外加电场以及压电材料所经受的温度。当这些参数增大时，压电材料的老化过程加速。另外，时间也是影响陶瓷材料老化过程的一个因素，然而与以上提到的因素相比，在一定的时间范围内，时间因素可以忽略不计。当压电材料的温度超过其居里温度时，极化消失，压电效应不再存在。

压电陶瓷的测量是评价材料性能的关键步骤。测量参数包括频率、阻抗、机电耦合系数等，所用的实验仪器有阻抗电桥等。目前大部分都采用惠普公司的阻

抗分析仪，如 HP4192L、HP4194 和 HP4294A 等。关于压电陶瓷生产及测试的详细内容，由于篇幅有限，可参阅有关的书籍和材料手册。

压电陶瓷不是纯的化合物，它们的性质可以通过添加其他一些成分而得到改变。压电陶瓷材料的主要优点之一是成型简单，不仅可以做成简单的压电陶瓷板和棒，而且可以加工成其他较复杂的形状以适应不同的性能要求，如凸型、凹型、球冠壳等，从而实现超声能量的聚焦。未经极化的压电陶瓷材料是各向异性的，而经过极化以后的压电陶瓷在垂直于极化方向的平面内则是各向同性的。

压电陶瓷的种类很多，目前应用最为广泛的当属锆钛酸铅压电陶瓷。这种材料已被广泛地应用于水声、超声等领域，其中包括小信号和大功率应用。

除了以上提到的压电陶瓷材料以外，另一种值得提及的压电铁电材料是铌酸锂。由于这种材料具有良好的机械和压电性质，并且具有非常高的居里温度（可达 1200°C ），因此这种材料已被广泛的应用于表面波即瑞利波滤波器中。

2.1.1.3 压电高分子聚合物

压电高分子聚合物是一种比较新型的压电换能器材料。人类发现最早的压电高分子聚合物是聚偏氟乙烯（PVDF 或者 PVF_2 ），这是一种薄膜型压电材料，具有柔软性、热塑性和易于加工等特点。压电高分子聚合物材料的化学性质非常稳定，其熔点大约是 170°C 。与压电陶瓷材料一样，压电高分子聚合物材料也是通过特殊的极化工艺而具有压电效应的。其极化过程包括四个步骤，即制膜、拉伸、极化和上电极。

压电高分子聚合物材料具有高的柔顺性，其柔顺系数是压电陶瓷材料的几十倍，因而可以制成大而薄的膜，并且具有高的机械强度和韧性，可承受较大的冲击力。压电高分子聚合物材料的压电电压常数高，因此它可用于制作高灵敏度接收换能器和换能器阵，也非常适合于制作水听器。由于压电高分子聚合物材料的机械品质因数较低，因此它非常适合于制作分辨率高的窄脉冲超声换能器。

与压电陶瓷不同，压电高分子聚合物材料在垂直于极化方向的平面内不具有各向同性的性质。

高分子压电聚合物材料实际上是一种薄膜材料，它的声阻抗率较低，易于和传播介质宽带匹配，并且适合制作高频超声换能器。其缺点是其性能与温度有关，机电耦合系数较小，损耗大，介电常数很小，因此此类材料不适合制作发射型换能器。

2.1.1.4 压电复合材料

把压电材料（通常是 PZT）和非压电材料（高分子聚合物）按一定的方式相结合，就成为另一类新型材料，即压电复合材料。因此，所谓的压电复合材料就是将压电陶瓷材料和高聚物（如环氧树脂等）按照一定的连通方式、一定的体积或重量比以及一定的空间几何分布复合而成。通过不同的组合方式，可以得到多种多样的压电复合材料。压电复合材料可以通过它们的连通性加以分类，以两

个数字之间加一短横线表示，前一个数字表示压电材料的连通性，后一个数字表示非压电材料的连通性。如 2-2 型压电复合材料中，压电材料和非压电材料在两个方向上都有连通性，而在另一个方向上没有连通性。1-3 型复合材料表示复合材料中压电材料在一个方向上有连通性，另一种材料则在三个方向上都连通。3-1 型复合材料表示在压电陶瓷材料中镶嵌有柱形非压电陶瓷材料，压电陶瓷在三个方向上都连通，而非压电陶瓷材料仅在一个方向上连通。0-3 型复合材料表示压电陶瓷材料在三个方向上都不连通，而非压电陶瓷材料则在三个方向上都连通。

根据复合材料换能器的不同结构，其具体的制作过程是不同的，常用的是切割填充工艺。例如 2-2 型复合压电陶瓷材料的制作工艺是这样的。首先，将 PZT 材料在其极化方向上切成等间距的槽；然后，在槽中浇注环氧树脂，并且令其固化；接着，将下面相互连通的 PZT 材料切割掉，并将复合材料的上下两面磨平；最后，在复合材料的上下两面镀上电极。

压电复合材料由两相材料组成，其特性与其组成材料的特性及其组成比例有关系。与纯粹的压电陶瓷材料相比，压电复合材料具有低密度、低阻抗、低机械品质因数、高频带、高的抗机械冲击性能和低的横向耦合振动等优点。

由于压电复合材料具有上述特点，因而受到了普遍的重视，其发展速度很快，目前已经被应用于无损检测、水声和医用超声换能器中。现在的 B 超诊断仪的探头里所用的换能器几乎全部采用了压电复合材料。

2.1.2 压电材料参数、压电振子的边界条件及压电方程

2.1.2.1 压电材料参数

压电方程是描述压电材料压电效应的数学表达式，它将压电材料的弹性性能和介电性能互相联系起来。压电陶瓷材料既具有弹性介质的性质，又具有电介质的性质，同时具有压电体的性质，因此描述压电材料性能的参数有三类即力学参数、电学参数和压电耦合参数。描述电介质介电性能的量有电场强度和电位移，二者的关系由下式决定

$$D_m = \epsilon_{mn} E_n, \quad m, n = 1, 2, 3 \quad (2-1)$$

式中 ϵ_{mn} 是介电常数。实验证明， $\epsilon_{mn} = \epsilon_{nm}$ ，即独立的介电常数只有六个。由于晶体具有对称性，所以大部分晶体的介电常数少于六个。例如，对于极化以后的压电陶瓷，仅有两个独立的介电常数，即 ϵ_{11} 和 ϵ_{33} 。描述弹性体力学性质的参数包括应力和应变。二者之间的关系由广义胡克定律决定，即

$$S_i = \sum_{j=1}^6 s_{ij} T_j = s_{ij} T_j, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots, 6 \quad (2-2)$$

$$T_i = \sum_{j=1}^6 c_{ij} S_j = c_{ij} S_j, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots, 6 \quad (2-3)$$

式中应力 T_i 和应变 S_i 都是二阶对称张量,只有六个独立分量。 s_{ij} 是弹性柔顺系数, $s_{ij} = s_{ji}$, 其单位是 m^2/N 。 c_{ij} 是弹性刚度系数或者弹性劲度系数, $c_{ij} = c_{ji}$, 其单位是 N/m^2 。弹性柔顺系数和弹性刚度系数二者之间的关系为

$$s_{ij} = (c_{ij})^{-1} \quad (2-4)$$

对于极化以后的压电陶瓷材料,在垂直于极化轴的平面内各向同性,在这种情况下,压电陶瓷材料的弹性柔顺常数矩阵为

$$s = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{55} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11} - s_{12}) \end{bmatrix}$$

介电常数矩阵为

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

压电应变常数矩阵为

$$d = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

通过比较,我们可以发现压电陶瓷材料材料参数矩阵和 6mm 点群压电晶体的材料参数矩阵的形式完全一致。

压电体受外力作用时,会产生应变。与一般的弹性介质相同,压电体的应变可分为线应变和角应变两大类。其基本应变有四种,即伸缩应变、平面弯曲应变、剪切应变和扭转应变。根据上面分析,压电体的应变分量只有六个是独立的,其中三个是正应变,另外三个是切应变。应变张量的矩阵形式为

$$S = \begin{bmatrix} S_1 & \frac{S_6}{2} & \frac{S_5}{2} \\ \frac{S_6}{2} & S_2 & \frac{S_4}{2} \\ \frac{S_5}{2} & \frac{S_4}{2} & S_3 \end{bmatrix}$$

假设压电体的位移分量分别是 ξ, η, ζ , 可得出应变分量和位移分量满足以下关系式

$$S_1 = \partial \xi / \partial x, \quad S_2 = \partial \eta / \partial y, \quad S_3 = \partial \zeta / \partial z$$

$$S_4 = \partial \eta / \partial z + \partial \zeta / \partial y, \quad S_5 = \partial \xi / \partial z + \partial \zeta / \partial x, \quad S_6 = \partial \xi / \partial y + \partial \eta / \partial x$$

(2-5)

在柱面坐标下,应力与应变之间的关系为

$$\begin{aligned} S_r &= \partial \xi_r / \partial r, \quad S_\theta = \frac{\partial \xi_\theta}{r \partial \theta} + \xi_r / r, \quad S_z = \partial \xi_z / \partial z \\ S_{\theta z} &= \frac{\partial \xi_z}{r \partial \theta} + \partial \xi_\theta / \partial z, \quad S_{rz} = \partial \xi_r / \partial z + \partial \xi_z / \partial r \\ S_{r\theta} &= \partial \xi_\theta / \partial r + \frac{\partial \xi_r}{r \partial \theta} - \xi_\theta / r \end{aligned} \quad (2-6)$$

2.1.2.2 压电振子的四类边界条件

压电晶体或压电陶瓷材料总是制备成各种不同形状片子来使用的,这些压电晶片称为振子。由于应用状态或者测试条件的不同,它们可以处于不同的电学边界条件和机械边界条件。对于不同的边界条件,为了计算方便,常常选择不同的自变量和因变量来表述压电振子的压电方程。

压电振子存在机械边界条件和电学边界条件。机械边界条件有两种,一种是机械自由,另一种是机械夹持。电学边界条件也有两种,一种是电学短路,另一种是电学开路。

当压电振子的中心被夹持,片子的边界可自由形变时,边界上的应力为零,应变不为零,这样的边界条件称为机械自由边界条件。如果激励信号频率远低于基波谐振频率时,振子的形变跟不上频率的变化,相当于形变是自由的,压电振子内不会形成新的应力,此时必有应力等于零或常数,应变不等于零或常数。因此,在边界自由和激励信号频率很低的情况下,称为机械自由边界条件。此时测得的介电常数称为自由介电常数,用 ϵ_{mn}^T 表示。

当压电振子可形变的边界被刚性夹持,使振子不能自由形变,这时必有应变等于零或常数,而应力不等于零或常数,这种情况称为机械夹持边界条件;如果激励信号频率远高于谐振频率时,形变跟不上激励信号的变化,这时振子的边界和内部的应变都接近于零,相当于振子处于机械夹持边界条件。在机械夹持状态下测得的介电常数称为夹持介电常数,用 ϵ_{mn}^S 表示。

电学边界条件取决于压电振子的几何形状、电极的设置及电路情况。当压电振子内的电场强度等于零或常数,而电位移不等于零或常数(如电极短路或用接地金属罩使晶体表面保持恒电位),这样的电学边界条件称为电学短路边界条件。此时测得的弹性柔顺常数称为短路弹性柔顺常数,用 s_{ij}^E 表示;测得的弹性刚度常数称为短路弹性刚度常数,用 c_{ji}^E 表示。

当压电振子的电极面上的自由电荷保持不变(如完全绝缘的晶体),则电位移矢量等于零或常数,而振子内的电场强度不等于零或常数,这样的电学边界条件称为电学开路边界条件。在开路条件下测得的弹性柔顺常数称为开路弹性柔顺常数,用 s_{ij}^D 表示。测得的弹性刚度常数称为开路弹性刚度常数,用 c_{ji}^D 表示。

利用两种机械边界条件和两种电学边界条件进行组合,就可以得到四类不同

的边界条件，如表 2.1 所示，这四类边界条件都是压电振子实际上可能存在的边界条件。

表 2.1 压电振子的四类边界条件

类别	名称	特点
第一类边界条件	机械自由和电学短路	$T=0; S \neq 0$ $E=0; D \neq 0$
第二类边界条件	机械夹持和电学短路	$S=0; T \neq 0$ $E=0; D \neq 0$
第三类边界条件	机械自由和电学开路	$T=0; S \neq 0$ $D=0; E \neq 0$
第四类边界条件	机械夹持和电学开路	$S=0; T \neq 0$ $D=0; E \neq 0$

2.1.2.3 压电振子的四类压电方程

压电材料的压电性涉及到电学和力学行为之间的相互作用。由于压电方程的独立变量是可以任意选择的，因此描述压电材料压电效应的方程有四种类型，即 d 型、e 型、g 型和 h 型。

根据上面的分析，对应压电材料振子的四类边界条件，压电振子存在四类压电方程。当压电振子处于第一类边界条件，以选应力 T 和电场强度 E 为自变量，应变 S 和电位移 D 为因变量处理问题比较方便，相应的压电方程组称为第一类压电方程，即 d 型压电方程

$$\begin{aligned}
 d \text{ 型} \quad S &= s^E T + d_i E \\
 D &= d T + \epsilon^T E
 \end{aligned}
 \tag{2-7}$$

式中， s^E 、 d 、 ϵ^T 分别是短路弹性柔顺系数、压电应变常数矩阵和自由介电常数矩阵； d_i 是 d 矩阵的转置矩阵。

当压电振子处于第二类边界条件，以选应变 S 和电场强度 E 为自变量，应力 T 和电位移 D 为因变量较方便，相应的压电方程称为第二类压电方程，即 e 型压电方程

$$\begin{aligned}
 e \text{ 型} \quad T &= c^E S - e_i E \\
 D &= e S + \epsilon^S E
 \end{aligned}
 \tag{2-8}$$

当压电振子处于第三类边界条件，以选应力 T 和电位移 D 为自变量，应变 S 和电场强度 E 为因变量较方便，相应的压电方程称为第三类压电方程，即 g 型压电方程

$$\begin{aligned}
 g \text{ 型} \quad S &= s^D T + g_i D \\
 E &= -g T + \beta^T D
 \end{aligned}
 \tag{2-9}$$

当压电振子处于第四类边界条件,以选应变 S 和电位移 D 为自变量,应力 T 和电场强度 E 为因变量比较方便,相应的压电方程称为第四类压电方程,即 h 型压电方程

$$\begin{aligned} T &= c^D S + h_t D \\ E &= -h S + \beta^S D \end{aligned} \quad (2-10)$$

在上述四类压电方程中,应力张量和应变张量均采用简缩下标,如果应力和应变均采用非简缩的双下标,则弹性常数为四下标,压电常数为三下标.对应的四类压电方程如表 2.2 所示.

表 2.2 压电振子的四类压电方程

名称	简缩下标压电方程	全下标压电方程
第一类	$S_i = s_{ij}^E T_j + d_{ni} E_n$ $D_m = d_{mj} T_j + \epsilon_{mn}^T E_n$	$S_{ij} = s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{ijn} E_n$ $D_m = d_{mkl} T_{kl} + \epsilon_{mn}^T E_n$
第二类	$T_j = c_{ji}^E S_i - e_{nj} E_n$ $D_m = e_{mi} S_i + \epsilon_{mn}^S E_n$	$T_{kl} = c_{kl ij}^E S_{ij} - e_{kln} E_n$ $D_m = e_{mij} S_{ij} + \epsilon_{mn}^S E_n$
第三类	$S_i = s_{ij}^D T_j + g_{mj} D_m$ $E_n = -g_{nj} T_j + \beta_{nm}^T D_m$	$S_{ij} = s_{ijkl}^D T_{kl} + g_{ijm} D_m$ $E_n = -g_{nkl} T_{kl} + \beta_{nm}^T D_m$
第四类	$T_j = c_{ji}^D S_i - h_{mj} D_m$ $E_n = -h_{ni} S_i + \beta_{nm}^S D_m$	$T_{kl} = c_{kl ij}^D S_{ij} - h_{klm} D_m$ $E_n = -h_{nij} S_{ij} + \beta_{nm}^S D_m$

四类压电方程都与晶体及压电陶瓷材料的压电常数、弹性常数、介电常数有关.对于不同点群的压电晶体,由于点群对称性不同,这些物理常数的独立分量的数目及形式都不同,因此它们的压电方程的具体表达式也是不同的,即使对于同一压电晶体,如果选用不同旋转切型的晶片,对于不同旋转后的新坐标系,晶体的压电常数、弹性常数、介电常数也都要发生不同的变化,因此不同切型的晶片,其压电方程也是不同的.对于压电陶瓷材料,由于其极化后的对称性提高,因此独立的常数大为减少.如果再考虑到振动模式,也就是考虑到晶片的形状和边界条件,压电方程可进一步简化,不仅每个方程的项数大大减少,而且方程的个数也将大大减少.

在以上方程中, s^E 是电场强度为零或常数时的弹性柔顺常数矩阵,称为短路弹性柔顺常数矩阵, s^D 是电位移为零或常数时的弹性柔顺常数矩阵,称为开路弹性柔顺常数矩阵; c^E 是电场强度为零或常数时的弹性刚度常数矩阵; c^D 是电位移为零或常数时的弹性刚度常数矩阵; β^T 是应力为零或常数时的介质隔离率矩阵,称为自由介质隔离率矩阵; β^S 是应变为零或常数时的介质隔离率矩阵,称为受夹

介质隔离率矩阵; ϵ^T 是应力为零或常数时的介电常数矩阵,称为自由介电常数矩阵; ϵ^S 是应变为零或常数时的介电常数矩阵,称为受夹介电常数矩阵. d 、 g 、 e 、 h 分别是压电应变常数矩阵、压电电压常数矩阵、压电应力常数矩阵和压电劲度常数矩阵, d_i 、 g_i 、 e_i 、 h_i 分别是 d 、 g 、 e 、 h 矩阵的转置矩阵.

从上面的分析中可以看到,压电方程的形式有四种,至于在实际中选择哪一种形式,可根据实际的情况,如电学和力学边界条件等.一般情况下,压电方程可以按照以下的基本原则来选择.如果系统的力学边界条件是自由的,则选择应力分量作自变量;如果力学边界条件是截止的,则应选择应变分量作为方程的自变量.如果振子的电学边界条件是电场垂直于振动方向,这时 $\partial E_i / \partial x_j = 0$,则选择电场强度分量作自变量;如果电场平行于振动方向,这时有 $\partial D_i / \partial x_j = 0$,则选择电位移分量作自变量.当确定了力学和电学的自变量后即可选择相应的压电方程来推导振子的机电等效电路及其机电振动特性.

2.1.3 压电材料的其他重要参数

2.1.3.1 机电耦合系数

由于压电效应和逆压电效应,压电材料中的机械能和电能之间会产生相互耦合和转换,能量转换的强弱可用机电耦合系数来表示,压电材料的机电耦合系数是一个无量纲的量.压电陶瓷材料的机电耦合系数综合反映了压电材料的性能,在科研和生产中备受重视.对于介电常数和弹性常数有很大差异的压电材料,其性能可通过机电耦合系数加以直接比较.因此通过测量压电陶瓷材料的机电耦合系数,可以间接的获得材料的弹性常数、介电常数和压电常数.

压电陶瓷材料的机电耦合系数不仅和材料有关系,还和振子的振动模式有关系^[4~6].例如,对于沿长度方向极化的压电陶瓷细长棒,其机电耦合系数为 K_{33} ; 对于沿厚度方向极化的压电陶瓷薄圆盘,其径向振动模式的机电耦合系数为 K_p ,其厚度振动模式的机电耦合系数为 K_t .除此以外,在实际工作中,人们还经常使用有效机电耦合系数的概念.其定义为

$$k_{\text{eff}}^2 = \frac{f_p^2 - f_s^2}{f_p^2} = \frac{C_1}{C_0 + C_1} \quad (2-11)$$

式中 f_s 、 f_p 分别是压电陶瓷振子的串联共振频率和并联共振频率; C_1 、 C_0 分别是压电振子的动态电容和并联钳定电容.从上面的式子可以看出,压电振子的有效机电耦合系数与振子的相对频率带宽有关系.另外,压电振子的有效机电耦合系数与压电材料的机电耦合系数是有区别的.对于集中参数的振动模式,如薄圆环的径向振动模式和薄球壳的径向振动模式,其有效机电耦合系数等于材料的机电耦合系数.对于其他的振动模式,由于振动体内存在驻波,弹性和介电能量不是均匀的耦合,因而有效机电耦合系数总是小于材料的机电耦合系数.

当材料的机电耦合系数比较小时,压电振子高次振动模式的有效机电耦合系

数按 $(1/i^2)$ 的规律减小,其中 i 是振子振动模式的阶次.振子所有振动模式的有效机电耦合系数的平方和等于材料相应振动模式的机电耦合系数的平方,即

$$k^2 = k_{\text{eff}}^2 (1 + 1/9 + 1/25 + \dots) = \pi^2 k_{\text{eff}}^2 / 8 \quad (2-12)$$

2.1.3.2 电学品质因数和介电损耗因子

压电材料作为电介质,不可能绝对地绝缘,总是存在损耗.在交变电场的作用下,压电材料所产生的电介质损耗主要是由极化弛豫和漏电引起的.由于极化弛豫现象的存在,电位移密度总是落后一个相位角 δ_e ,称为介电损耗角.当需要考虑介电损耗时,可以用复数来表示压电材料的介电参数

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (2-13)$$

压电材料的介电损耗可表示为介电常数的虚数部分与实数部分之比,即

$$\tan \delta_e = \epsilon'' / \epsilon' \quad (2-14)$$

压电材料的电学品质因数为介电损耗的倒数,即

$$Q_e = 1 / \tan \delta_e = \epsilon' / \epsilon'' \quad (2-15)$$

在一般情况下,压电陶瓷材料的介电损耗可用一个损耗电阻来表示,而压电陶瓷材料则用一个 RC 并联电路来等效.其中 R 表示压电陶瓷振子的介电损耗阻抗, C 表示陶瓷振子的钳定电容.由此可以导出介电损耗和介电品质因数另外的表达式,即

$$\tan \delta_e = 1 / (\omega CR) \quad (2-16)$$

$$Q_e = \omega CR \quad (2-17)$$

介电损耗因子和介电损耗电阻与温度、电场强度以及交变电场的频率有关.显然,介电损耗越大,压电陶瓷材料的性能就越差,因此,介电损耗是判断压电陶瓷材料性能和选择材料的重要参数之一.通常我们可以通过低频阻抗电桥或电容电桥来测量材料的介电损耗.

2.1.3.3 机械品质因数和机械损耗因子

机械品质因数反映了压电陶瓷振子谐振时机械损耗的大小,即反映了压电体振动时因克服内摩擦而消耗的能量多少,它是衡量压电陶瓷振子性能的又一个重要参数.其定义是

$$Q_m = 2\pi \frac{E_s}{E_l} \quad (2-18)$$

其中 E_s 表示谐振时振子储藏的机械能量, E_l 表示谐振时每周期内损耗的机械能量.压电陶瓷振子的机械品质因数与压电振子参数之间的关系为

$$Q_m = 2\pi f_s L_1 / R_1 = 1 / (2\pi f_s C_1 R_1) \quad (2-19)$$

式中 f_s 、 L_1 、 C_1 、 R_1 分别是压电陶瓷振子的机械共振频率,压电陶瓷振子的等效电路中机械支路的串联电感和串联电容以及机械损耗阻抗.由电路知识可知

$$Q_m = 1 / \tan \delta_m \quad (2-20)$$

压电陶瓷的机械品质因数不仅和材料的成分和工艺有关，而且和振动模式有关。机械品质因数和机械损耗因子反映了压电材料机械损耗的大小。产生机械损耗的原因主要是材料的内磨擦，机械损耗使材料发热而消耗能量，并使材料的性能下降。发射换能器所用材料一般要求机械损耗小，即机械损耗因子小或机械品质因数大，以提高发射效率。在另外一些场合，如超声检测等应用中，希望增加带宽，因而需要机械品质因数小或机械损耗因子大的材料。

2.2 压电陶瓷振子的振动模式

压电振子在应用于谐振器、滤波器、换能器、延迟线、声光器件时，大都是通过逆压电效应来激发某种振动模式的机械振动。为了能有效地激发所需要的振动模式，对于一定晶体材料的压电振子，必须选择特定的切型以及特定的外形尺寸和激励方式；而对于压电陶瓷材料制成的振子，必须选择适当的极化方向和一定的激励方式。也就是说，不同振动模式的压电振子，其形状和边界条件一般说来是不同的，因此描述不同振动模式振子的压电方程也是不同的。

通常，为了深入了解压电振子的工作原理，分析材料物理参数与振子特征频率的关系，必须掌握各种振动模式的压电振子的压电方程。

压电振子的机械能和电能之间的相互转换（耦合）是针对一定大小和形状的振子在特定的条件下（极化方向和电场方向），借助于振子的振动来实现的。压电振子的振动方式又称为振动模式。

2.2.1 压电振子的振动模式概述

对于一个弹性体，理论上可以存在无穷多个振动模式，而对于有使用价值的压电振子，其振动模式是有限的。这些振动模式有单一的也有复合的，对于单一的振动模式，一般可以分为三类，而每一类则包含几种振动模式。

1. 伸缩振动模式

伸缩振动模式可分为横场伸缩振动模式和纵场伸缩振动模式，其中横场振动模式包括薄圆片的径向振动、薄圆环的径向振动、薄圆壳径向振动及薄长条的长度伸缩振动模式等，而纵场伸缩振动模式则包括薄片厚度伸缩振动及细长杆长度伸缩振动。

2. 剪切振动模式

包括薄方片面切变振动、方片厚度剪切振动和长杆剪切振动。

3. 弯曲振动模式

包括宽度弯曲振动、双片厚度弯曲振动、单片厚度弯曲振动及开槽环弯曲振动等。

对于前三类振动模式，都是由压电效应直接产生的基本的振动模式，而对于

弯曲振动模式，是由于同时存在伸长和缩短两种形变所造成的，因此可以认为是间接产生的。

不同点群的压电晶体，其压电常数矩阵的形式及不为零的分量一般说来是不同的，因此不是每种压电材料都可以激发出上述所有的振动模式。也不是每种振动模式都由相同切型的晶片所产生。事实上，为了获得某种振动模式，除选择合适的晶体材料及切型外，还要设计合适的晶体尺寸和激励方式。所以必须对不同点群的压电晶体，根据压电常数矩阵及应用需要，进行具体的模式分析。而对于压电陶瓷材料来说，问题就比较简单一些，其振动模式主要由振子的形状、尺寸、极化方向以及激励方向来决定。

如上所述，压电陶瓷超声换能器的特点之一是容易成型，因而实际超声换能器的结构和种类繁多，这其中包括换能器的形状以及振动模式的不同等^[7]。而且为了适应不同的需要，对超声换能器的振动模式有各种不同的特殊要求，加之使用条件和安装要求的不同，因而超声换能器的品种式样非常多。另外，针对不同的传声介质，如气体、液体、固体或软组织以及多相混合介质等，超声波的种类有纵波、横波、扭转波、弯曲波以及表面波等，而超声波的波形有平面波、球面波以及柱面波等形式。

各种振动模式的压电陶瓷振子是压电陶瓷超声换能器的基础。当超声信号的频率处于振子的谐振频率附近时，压电陶瓷振子就会发生谐振并输出最大的电压，此时换能器的机电转换效率也是最高的，因此压电陶瓷振子具有频率选择的特点。同一个形状的压电陶瓷振子，在不同的外加信号作用下，可呈现不同的振动模式。例如压电陶瓷薄圆片在低频时呈现径向振动模式，在高频时呈现厚度振动模式。薄长条压电陶瓷振子在低频时呈现长度伸缩振动模式，在中频时呈现宽度振动模式，而在高频时则呈现厚度振动模式。表 2.3 列出了常用的压电陶瓷振子的不同振动模式及其相关性质。有关压电陶瓷振子各种振动模式的具体分析可参见有关的文献。

表 2.3 压电陶瓷振子的振动模式及其性质

序号	振动模式	压电参数及其相互关系
1	薄片的厚度振动	$k_t^2 = h_{33}^2 \epsilon_{33}^s / c_{33}^D$ $V_{33}^D = (c_{33}^D / \rho)^{\frac{1}{2}}$
2	棒的长度振动模式——电场垂直于长度	$k_{31}^2 = d_{31}^2 / (\epsilon_{33}^T s_{11}^E)$ $V_1^E = (\rho s_{11}^E)^{-\frac{1}{2}}$
3	棒的长度振动模式——电场平行于长度	$k_{33}^2 = d_{33}^2 / (\epsilon_{33}^T s_{33}^E)$ $V_3^D = (\rho s_{33}^D)^{-\frac{1}{2}}$

序号	振动模式	压电参数及其相互关系
4	薄圆片的径向振动模式	$k_p^2 = 2 d_{31}^2 / [(1 - \sigma) \epsilon_{33}^T s_{11}^E]$ $V_p^E = [(1 - \sigma^2) \rho s_{11}^E]^{-\frac{1}{2}}$
5	径向极化薄圆管的径向对称振动模式	$k_{31} = [(f_p^2 - f_s^2) / f_s^2]^{\frac{1}{2}}$ $k_{31}^2 = d_{31}^2 / (\epsilon_{33}^T s_{11}^E)$ $f_s = V / (\pi D)$ $V = (\rho s_{11}^E)^{-\frac{1}{2}}$
6	切向极化圆管的径向振动对称模式	$k_{33} = [(f_p^2 - f_s^2) / f_s^2]^{\frac{1}{2}}$ $k_{33}^2 = d_{33}^2 / (\epsilon_{33}^T s_{33}^E)$ $f_s = V^D / (\pi D)$ $V^D = (\rho s_{33}^D)^{-\frac{1}{2}}$
7	薄圆环的径向振动模式	$k_{31} = [(f_p^2 - f_s^2) / f_s^2]^{\frac{1}{2}}$ $k_{31}^2 = d_{31}^2 / (\epsilon_{33}^T s_{11}^E)$ $f_s = V / (2\pi r)$ $V = (\rho s_{11}^E)^{-\frac{1}{2}}$
8	切向极化压电陶瓷圆管的扭转振动模式	$k_{15}^I = g_{15} / [\tau (s_{55}^E \beta_{11}^I)^{\frac{1}{2}}]$ $\tau = (SI_p / W^2)^{\frac{1}{2}}$ $V^I = [1 / (\rho s_{55}^D)]^{\frac{1}{2}}$ $S = \pi (R_2^2 - R_1^2)$ $W = \iint_s r ds = 2\pi (R_2^3 - R_1^3) / 3$ $I_p = \iint_s r^2 ds = \pi (R_2^4 - R_1^4) / 2$
9	切向极化薄圆片的扭转振动模式	$k_{15}^I = h_{15} W / (\rho s_{55}^D \beta_{11}^I)^{\frac{1}{2}}$ $\tau = (SI_p / W^2)^{\frac{1}{2}}$ $V^I = (c_{55}^D / \rho)^{\frac{1}{2}}$

根据上面的分析可以看出，压电陶瓷振子的振动模式非常多。巧妙地利用各种压电陶瓷振子，可以构成各种工作频率范围和各种形式的超声换能器，以满足各种不同的用途需要。

压电陶瓷振子的振动可分为横效应振动和纵效应振动两种。横效应振动模式也称为非刚度振动模式，而纵效应振动模式则称为刚度振动模式。在纵效应振动模式中，决定弹性波传播速度的弹性刚度常数受压电效应的反作用而增大。因此纵效应振动模式的有效弹性常数与压电常数有关。

横效应振动模式与纵效应振动模式的区分取决于陶瓷振子的激发电场和振子中弹性波的传播方向。横效应振动时，陶瓷振子的激发电场垂直于弹性波的传播方向，因此压电陶瓷的横效应振动模式不受压电陶瓷振子的电学边界条件的约束。在压电陶瓷振子的所有振动模式中，属于横效应振动的振动模式包括矩形压电陶瓷振子的长度伸缩和宽度伸缩振动模式以及薄圆环、薄球壳和薄圆盘的径向伸缩振动模式。纵效应振动时，激发电场平行于弹性波的传播方向，因而纵效应振动振子的振动受压电陶瓷振子的电学边界条件的约束。属于纵效应振动振子的振动模式包括压电陶瓷薄板的厚度振动、纵向极化细长圆棒的纵向振动模式以及薄板振子的厚度剪切振动模式等。

压电振子的振动模式分为伸缩振动、切变振动和弯曲振动三种类型。当极化方向与电场的方向平行时，产生伸缩振动，当极化方向与电场垂直时，则产生切变振动。伸缩振动又分为长度伸缩振动和厚度伸缩振动两种。因此压电陶瓷振子的振动模式共有长度伸缩振动（简称为 LE）、厚度伸缩振动（简称为 TE）、平面切变振动（简称为 PS）和厚度切变振动（简称为 TS）等四种类型。

压电效应产生的弹性波，根据其传播方向与振动方向之间的关系，可分为纵波和横波两种。当质点的振动方向和弹性波的传播方向一致时，称为纵波；当质点的振动方向和弹性波的传播方向垂直时，则称为横波。另一方面，当弹性波的传播方向与极化轴平行时，就是上面所说的纵向效应；当弹性波的传播方向与极化轴垂直时，则称为横向效应。弹性波与压电效应的关系如表 2.4 所示。

表 2.4 弹性波与压电效应关系

弹性波极化轴方向 \ 弹性波振动方向	纵 波	横 波
纵向效应	TE d_{11}, d_{22}, d_{33}	TS $d_{15}, d_{16}, d_{24}, d_{26}, d_{34}, d_{36}$
横向效应	LE $d_{12}, d_{13}, d_{21}, d_{23}, d_{31}, d_{32}$	PS d_{14}, d_{25}, d_{36} 和 TS*

* 对于厚度切变振动模式，纵向效应和横向效应可以同时存在。

对于具有两种以上激励电极的压电陶瓷振子，在极化方向与电场方向平行而施加的方式不同时，将产生弯曲振动，其振动方向与弹性波传播方向垂直的属于横波。弯曲振动一般可分为厚度弯曲和横向弯曲两种。

关于压电陶瓷振子各种振动模式的分析，由于牵涉到机械、电学以及机电之间的相互耦合，因而可以从不同的角度加以分析。常见的分析方法包括波动方程法以及等效电路法等。在下面的讨论中，将结合压电陶瓷振子的机电等效电路，对几种比较重要的振动模式进行较详细的推导和分析。