

# 微波声学 and 微声器件的发展和应<sup>\*</sup>用

吴文虬 吴宗森 魏荣爵

(南京大学声学专业微声组)

## 提 要

微波声学是一门新兴学科,十多年来发展迅速,并且已根据其原理发展出一系列新型的微声器件。本文简单地介绍了微声体波与表面波目前达到的水平,微波声子与电子、热声子、磁子、电子自旋量子以及核自旋量子等的相互作用以及它在研究固体方面的应用;表面声波的传播规律和表面波微声器件的现状及其发展前景;微声材料的现状及要求等。也指出了上述诸方面还存在的问题和其发展前途。重点放在表面声波及其器件方面。

## 一、引 言

微波声学简称微声学,一般是指频率在300兆赫以上的声学,但在大多数场合也包括低至数十兆赫频率的研究工作<sup>1)</sup>。早期工作始于五十年代末,十多年来发展迅速,现已成为一门新兴的学科。它与电子学、磁学、光学和晶体物理学均有密切的联系。

微声器件目前是在微波声学研究的基础上,以声波对微波进行模拟的产物,近几年来引起人们强烈的兴趣,受到广泛的注意,成为变革性的微型固态器件。其应用可以遍及雷达、通讯、电视、计算机、激光和电子对抗等各个领域。它对信号进行处理的过程是将电信号变成声信号,根据声波传输的原理,组成各种“声电路”对声信号进行处理,最后再将声信号转换成电信号。因此,任何微声器件都具备三个基本部分:输入换能器,传声介质和输出换能器。

微声器件的特点是:(1)由于声波波长较电磁波小五个数量级,因此其体积和重量比电磁波器件都大为减小;(2)它有大的时宽和带宽,在信息处理方面可以发挥很大的潜力;(3)表面声波的微声器件制造工艺和集成电路很相似,可以和集成电路匹配,有可能做成新型的大规模全集成电路。

在介质中传播的声波称为体声波(简称体波),在介质表面传播的声波叫作表面声波(简称表面波)。前者在研究物质相互作用方面获得很大成功,而利用后者做成的表面波器件是目前微声器件的主要部分,并且还在以很大的势头向前发展。本文对体波和表面波微波声学 and 微声器件中的有关问题分别进行介绍,并在有关章节和结束语中就存在问题提出粗浅的看法。在以下讨论中我们把侧重点放在表面波方面。

<sup>\*</sup> 1972年7月31日收到。

1) 微波声学的频率划分,目前意见不一,也有认为应指1000兆赫以上。千兆赫频率以上的声学又称特超声学。

## 二、体 声 波

### 1. 体声波的特性和应用

固体中体声波的特性及其应用,在表面波被大量研究以前,是微波声学讨论的主要课题。

大家知道,在固体中存在着三个体波,它们的质点位移互相垂直。其中之一的质点运动沿着(或接近沿着)传播方向称为纵波(或准纵波),其它二个体波的质点运动完全(或部分)垂直于传播方向称为横波(或准横波)。在各向同性固体中,这些波的传播速度与传播方向无关,但在各向异性介质中,声速是传播方向的函数,而且一般讲来,波阵面法线(即波矢量)与能量流不在同一条直线上,只有在某些特殊方向,这二者才一致。沿这些特殊方向传播的波称为“纯波”。利用复杂的乐甫(Love)方程<sup>[1]</sup>可以计算出各个体波在不同方向的声速值。

固体中声波的损耗格外受到人们的注意。它包括传播衰减和声束发散引起的能量减小。其中度量传播衰减的声吸收系数是表征固体中声传播特性的主要物理量。

频率较低时,体波在多晶和无定形结构的材料中衰减并不大,随着频率的增高(对不同材料,自几兆赫到近百兆赫不等),声衰减迅速增加,以至于对于固体,微波声学只能选择单晶材料作为研究对象。

对体声波衰减的研究表明,不同的工作物质,如电介质晶体,半导体,金属晶体,磁性晶体和顺磁晶体,在不同条件下声波受阻尼的因素各不相同。例如声波在金属晶体中传播,在常温时由于热激发,声子的频谱很宽,密度很大,这就使得声子-声子相互作用成为引起声波在金属中衰减的主要原因。相反,在低温时一方面由于热声子频谱窄密度低,另一方面电子的平均自由程长,可以和声波波长相比拟,因此声子-电子相互作用突出了出来,成为声衰减的主要因素。十多年来,正是利用超声和微波超声在不同条件下于不同晶体中的传播规律的测量和研究,成功地揭示了固体中有关的物理规律。概括起来,所报道的有以下几种:

(1) 声子-声子相互作用 即微波超声的单频相干声子和固体中无规热声子的相互作用。相互作用引起的声衰减表明了固体中热声子和声子相互作用的有关规律。声参量放大等非线性效应也在此基础上得到发展和应用<sup>[2,3]</sup>。

(2) 声子-电子相互作用<sup>[4]</sup> 这类相互作用是造成半导体和低温金属中声波能量损耗的主要因素,也是声放大的理论依据。在此基础上进行的金属与合金超导性能的研究,超导能隙的测定及金属费密面的测量均获得成功。半导体的电子能带,压电半导体的声电效应和声放大的研究也有大量报道。

(3) 声子-磁子相互作用<sup>[4]</sup> 这类相互作用称之为磁弹性现象,是磁性晶体(YIG 是其典型代表)中电子自旋波和弹性波(即声波)偶合产生的结果。它为我们进一步阐明了铁磁材料的磁学性质,并给新型的微声器件——磁弹性表面波器件开拓了诱人的前景。

(4) 声子-电子自旋相互作用<sup>[5]</sup> 在外磁场作用下,顺磁晶体中的顺磁粒子的自旋能级

发生分裂,当其裂距与声量子的能量相等时,由于声子-电子自旋相互作用产生了电子自旋系统对微波超声的共振吸收.相反的过程和脉塞一样,得到声的量子放大.它为我们进一步提供了顺磁晶体的自旋能级结构的知识,成为电子顺磁共振的补充.

(5) 声子-核自旋相互作用<sup>[6,7]</sup> 超声在介质中传播时,在核附近产生了一个按超声频率变化的电场梯度,它可以和核的电四极矩发生偶合,引起核能级之间的跃迁.有关的研究工作加深了对晶格波与核四极矩之间偶合的强度与本质的了解.

另外,最近在非铁磁体中首次报道了声子使核自旋波非稳定进动的实验结果.

(6) 声光作用<sup>[8]</sup> 其中布喇格衍射处于微波超声的频段,喇曼-纳斯和德拜-席尔斯效应属于较低的频率.声光作用为激光的偏转、调制以及显示技术提供理论基础,近来报道很多,并已形成一门新兴学科——声光学,由于篇幅限制,这里不作介绍.

应该指出,以上所述的物理效应目前是采用数十兆赫至数千兆赫频率的纵波或横波进行研究的.但是,有不少问题需要使用更高频率的微波超声才能得出更有理论意义的结果<sup>[9]</sup>.在常温下液体(如水)的热声子频谱上限 $\sim 10^{10}$ 赫.固体可达 $10^{13}$ — $10^{14}$ 赫.因此如能得到波长与原子间距相当的微波超声,那么,在探讨物质结构,特别是固体原子间的作用力,电子层结构,能量传输现象,热传导原理等方面可望有很大的科学意义.

## 2. 体声波的激发和检测

如上述,利用微波超声可以研究固体中的物理效应.反过来,对固体中各种相互作用的研究又开辟了激发和检测微波超声的新途径.例如耿氏效应的发现和光的布里渊散射的重新研究都使我们获得新的声源.

微波超声(体波)的产生和检测最早可追溯到四十年代末期,但真正突破是在五十年代最后几年,六十年代有了很大发展.至今各种方法琳琅满目,但归结起来,不外利用以下几种物理效应:

(1) 压电效应 石英晶体在微波谐振腔中的超声激发,压电半导体枯竭层的超声产生,耿氏振荡在砷化镓晶体中引起的晶格振动和压电半导体的薄膜换能器,都是利用压电效应将电磁波或电畴振荡的能量激发出晶格振动.1966年已达到114千兆赫的频率<sup>[10]</sup>,估计借助于非常仔细地控制淀积规律,硫化镉薄膜的共振频率可望接近 $10^{12}$ 赫.

(2) 磁致伸缩效应 某些磁性材料的铁磁共振和自旋波共振使电子自旋系统从电磁波场吸收能量产生进动,由于磁致伸缩效应,又引起机械形变,激励出微波超声.利用石英上蒸涂的镍膜的铁磁共振,得到9.4千兆赫声波的实验结果<sup>[11]</sup>.此外,坡莫合金膜的条状畴吸收微波能量亦能用来产生微波超声.

(3) 光的受激布里渊散射 光束照射晶体,如果入射光的频率是 $\omega$ ,由于受激布里渊散射,散射光的频率变成了 $\omega_s$ ,这个频率差正好落在微波段,于是能量 $\hbar(\omega-\omega_s)$ 就激发出频率为 $(\omega-\omega_s)$ 的微波声子.在室温时已获得 $10^{10}$ 赫的声波,振幅可达到10大气压,脉冲上升时间 $<10^{-9}$ 秒<sup>[12]</sup>.可见这方法不失为理想的大功率超短声脉冲源.

(4) 超导隧道结效应<sup>[13]</sup> 在传声介质蓝宝石两端分别做上Sn-SnO-Sn的超导隧道结,当电子束缚对得到能量而被拆散,穿过隧道结(声的发生结),在结的另一边组成新的束缚对时,可放出 $\hbar\omega=2\Delta$ 的声子,其频率可达 $10^{12}$ 赫,声子沿蓝宝石传播,到达另一个隧道

结(声的接收结)时,由于分离过程,吸收声子,新激发的电子穿过隧道结,引起电流的增加,由此可以判断有无微波声子产生。以上声的发生和检测过程见图 1 (a) 和 (b)。

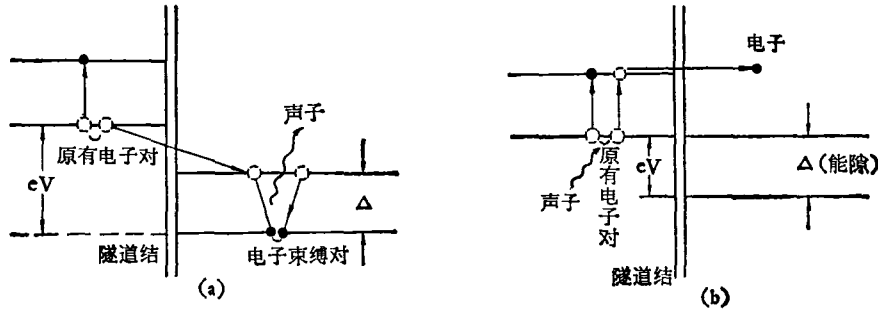


图 1 超导隧道结激发和检测微波声子的原理图  
(a) 激发过程; (b) 检测过程

此外,利用声子-声子、声子-电子自旋以及声子-helicon<sup>[14]</sup>等互作用亦能产生和检测微波超声,不再一一介绍。

### 3. 体声波器件

微波声学的深入研究促进了声学器件的发展。

诚然,最早的体声波器件——超声延迟线的出现是很久以前的事,但其使用频率较低,应用范围比较有限。1961年声行波放大现象的发现,使体声波器件的面貌有了很大改变,新型器件不断涌现。

声行波现象首先是在压电半导体 CdS 中观察到的。在压电半导体中,由于压电效应,声波的传播使得半导体导带的底部形成波长和声波相同的电势波<sup>[80]</sup>,因而传导电子的一部分被拘留在电势波的谷底[图 2(a)],当外加电场使电子漂移速度超过声速时,电子冲到电势波上,将能量传给声波,引起声波放大。声波放大后,电势波的谷变深,拘留的电子增多,因而更促使声波放大,见图 2(b)所示。这个过程直到几乎所有的电子被拘留在谷中,引起电流饱和为止。图 2(c)还画出了声行波放大实验装置的示意图。据报道<sup>[15]</sup>,7 毫米长的 CdS 晶体对 135 兆赫的声波获得了 94 分贝的放大。除压电半导体外,普通半导体在声波作用下形成的形势场也能引起声波放大,特别在微波频段,它的作用愈加显著。例如锗中 9 千兆赫的微波声子在漂移电场作用下,增益可达 20 分贝/厘米<sup>[81]</sup>。此外,还有人<sup>[79]</sup>利用磁场代替漂移电场来加速电子,在 InSb 晶体中使 1.525 千兆赫的声波得到 60 分贝/厘米的增益。

声行波放大是体声波放大的一种形式,其

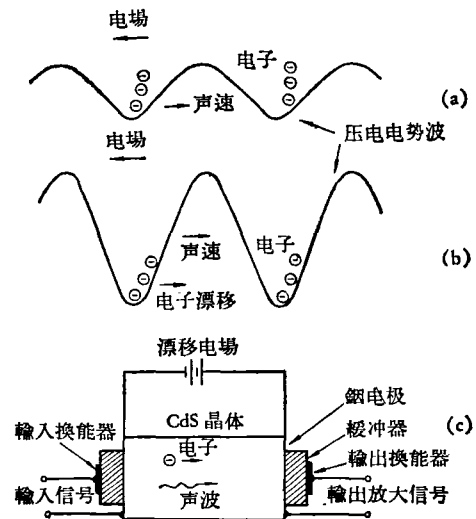


图 2 压电半导体声行波放大的物理图象和实验装置

它尚有声参量放大,自旋声参量放大和声量子放大等。

体波微声器件还包括色散和非色散延迟线。在有些这种器件中,声波需要通过各种不同的方向,因而要选用各向同性的材料。在色散效应方面,可以适当地安排栅格型换能器,使不同频率的波向不同方向传播,因而通过不同长度的路径,得到所谓“衍射栅格色散延迟线”。它的二种基本型式,垂直与楔形衍射色散延迟线见图3所示。非色散和色散延迟线在雷达和通讯系统中是消除固定目标,积累微弱信号以及脉冲压缩或展宽的有效工具。

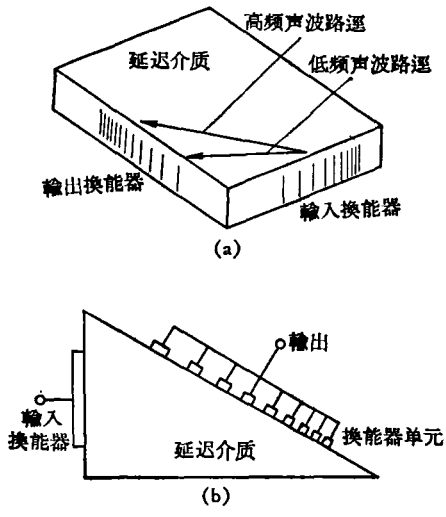


图3  
(a) 垂直衍射色散延迟线;  
(b) 楔形衍射色散延迟线

此外, CdS 光敏压电晶体的声畴在外电场作用下的振荡效应,有可能运用于光扫描系统和图形识别装置,也是一种有前途的微声器件。

然而,所有的体波器件几乎都不能抽头、开关、改变延时或变更幅度,信号控制是由外电路完成的,而且体波换能效率一般不高,工艺条件和集成电路相差很远,散热也很成问题,这就使某些体波器件的应用和发展受到限制。因此到六十年代末,除声光器件(如激光的声调制器和偏转器是其典型,因篇幅关系,本文对此类器件

均未作介绍)等仍旧受到充分注意外,一些体波器件逐步为表面波器件所取代。

### 三、表面声波

约在一个世纪以前,就有人在理论上阐述了各向同性固体材料表面上传播的弹性波的特性<sup>[16]</sup>,但是对它进行更深入的研究和广泛的应用,还是近几年的事情。自从1965年激发微声表面波的技术有了新的突破——即采用叉指状换能器<sup>[17]</sup>,使表面波微声器件得到了迅速的发展,这又反过来促进了对表面声波特性的研究<sup>[18]</sup>。

#### 1. 表面声波的波型

(1) 瑞利波<sup>[16]</sup> 它是人们最早认识,研究得最充分、也是目前微声器件中应用得最广的一种表面波。这种波在边界为真空或气体的自由表面上传播。它可以看作是二个相同速度的非均匀波的线性迭加,一是纵波,一是横波,二者都满足自由表面应力分量为零的边值条件。其质点位移的形式见图4(c)。为了便于比较,我们将纵波与横波的质点位移示意于图4(a)和图4(b)中。瑞利波质点运动的轨迹是一个椭圆(见图5)。

根据分析,瑞利波有下述一些重要特性:第一,它的传播是非色散的;第二,质点位移的振幅随深度作指数衰减,因而声波的大部分能量集中在自由表面下面一个波长数量级厚的表面层内;第三,表面波速度较体波为慢,一般为同方向传播的横波速度的95%,因此又称为“慢波”。

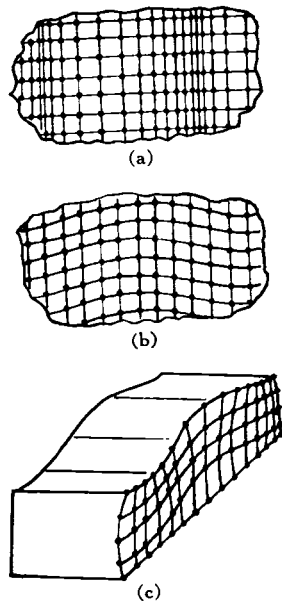


图 4 纵波、横波与瑞利波的质点位移模型  
(a) 纵波; (b) 横波; (c) 瑞利波

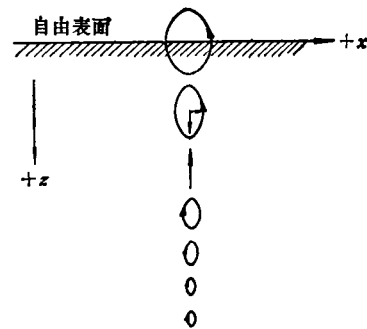


图 5 瑞利波质点运动轨迹

利用瑞利波来制造表面波器件的最大缺陷是表面情况对波传播的影响很大,尤其在高频,表面上的各种缺陷与位错或稍有沾污,甚至表面上的气氛都会影响瑞利波的传播,因此要求表面保持高度的光洁和干净。

在压电体表面传播的声波,除由于机电偶合关系,导致晶体劲度的增加而使波速略有增加外,随着表面声波的传播,还会在压电体的表面两侧都伴随以同样速度行进的电场,其中外电场的衰减比平行于表面的内电场快得多。这一特点对声耦合和声放大是很重要的。此外,在某些压电体表面可以传播一种纯横波型的电声波<sup>[19]</sup>,而这种波型在纯弹性体表面不能存在,后面我们将专门介绍。

在各向异性介质表面传播的声波,情况就较复杂<sup>[21]</sup>,这时振幅衰减因子随深度的变化是复数,因此不是单纯的指数衰减而是振荡衰减,表面波速也随着传播方向而不同。这样就产生了两个很值得注意的现象:

一个是“漏波”。在各向异性介质中,在某个特殊方向存在着一个瑞利波,它的速度比体波中速度最低的横波要大,这样在靠近这个方向传播的表面波会出现“漏波”现象,即表面波的小部分能量会“漏”到体内去。

另一个是波束偏向问题。由于在各向异性介质中除某些特殊方向外,体波的波矢量与能量流是不一致的,因此在各向异性介质表面传播的表面波也具有此特性。只有在“纯波”方向传播的“纯瑞利波”,其能量流才沿着波矢量的方向传播。例如在铌酸锂单晶的 $y$ 平面上,只有沿 $x$ 和 $z$ 轴可以传播纯瑞利波。假使晶轴定得不准,就会引起波束偏离,使输出换能器仅能接收到部分能量,这种现象称为波束偏离损耗。特别当波束很窄或传播路程较长时,这种损耗就很严重。因此利用各向异性介质来制造表面波器件时,对晶轴的选择、定向和切割需十分注意。

(2) 电声波 1968年有人<sup>[19,20]</sup>开始从理论上指出在6m类压电晶体(如CdS)或压

电陶瓷的某一表面上可以传播一种纯横向振动的表面声波,即质点运动的方向平行于表面而垂直于传播方向。这种波在体内随深度方向的衰减比瑞利波为小,波的能量集中在较厚(透入典型深度为 1500 个波长)的表面层中,因此它在表面传播的衰减受表面力学性质缺陷和化学性质沾污的影响可能比瑞利波为小。

以后又有人对这种波型在理论上作了进一步的探讨,指出它也可以在其他晶类(如  $4, 6, 4m, \bar{4}, \bar{6}m2, 23, \bar{4}3m, \text{及 } \bar{4}2m$  等)的表面存在<sup>[22,23]</sup>。在横向磁场作用下,它的相速可以发生剧烈的变化而且产生色散<sup>[24]</sup>,但这一现象尚有待于实验的证实。

1971 年有报道在同一块 CdS 晶体的不同表面上分别获得了瑞利波和电声波,并进行了声放大实验,发现电声波可以获得的放大比瑞利波为高<sup>[25]</sup>。

电声波的这些特性对于作为放大器和移相等很有利,因此开始引起很大的注意,值得深入探讨。

(3) 其它波型 在层状结构中还存在着许多表面波型,例如,在厚度为几个波长的薄板中传播的兰姆(Lamb)波,在二个半无穷介质交界平面上传播的斯东来(Stoneley)波,在薄膜与固体表面之间的乐甫(Love)波与广义瑞利波(图 6)等,这些波都是色散的。

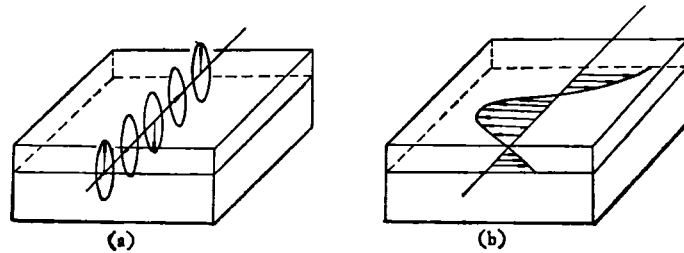


图 6 广义瑞利波  
(a) 与乐甫波 (b) 质点振动的示意图

由于利用压电或磁性薄膜可以在非压电体的基片上激发表面波,利用半导体薄膜可以进行声放大,利用这些类型表面波具有色散性质的特点,可以制造色散延迟线等等,这就促使对层状结构中的弹性波传播需进行更深入的研究。

## 2. 表面声波的激发和检测<sup>[18]</sup>

(1) 利用体波转换为表面波 激发表面声波的方法很多,在早期用得较多的是利用体波和表面波相互转换的原理来产生表面波。其中在工业上广泛应用于检验固体表面缺陷的楔形换能器[图 7(a)]是用一块压电晶片首先在楔中产生一速度为  $V_B$  的体波,当角度  $\phi$  满足  $\sin \phi = V_B/V_R$  ( $V_R$  是基体的表面波速度)时,在基体表面就产生表面波。这种换能器的优点是在基体中可把体波和表面波分开,而且产生的表面波是单方向性的,换能器在表面上移动也十分方便。最近有报道采用楔和基体的强耦合,并选择  $\phi$  的值相应于全内反射角,结果每个楔的转换损耗在 30 兆赫时可低达 8 分贝,而 3 分贝带宽可达 50%<sup>[26]</sup>。

另一种方法是用一块梳状金属板代替楔[图 7(b)],一块纵向振动的晶片放在梳状物上,当纵向振动通过梳齿传到基体表面时就产生表面波。表面波的波长等于齿距时激发最有效,这种换能器的转换损耗一般为 40 分贝。它的缺点是频率不高,因到高频时加工困难,细而密的齿也易折断。

还有一种转换效率较高的体波-表面波换能器[图 7(c)],是在基体表面刻槽,频率为  $f$  的体波入射到槽状表面时就转换成表面波。槽之间的距离相应于该频率的表面波长  $\lambda_R$ ,槽的深度和数目控制着带宽和转换效率。这种换能器的转换损耗可低至 3.75 分贝,带宽可达 23%。假使开的槽不对称,还可以使表面波集中到某个特定方向。也有人用薄膜金属条淀积在基体表面代替刻槽以获得表面波。

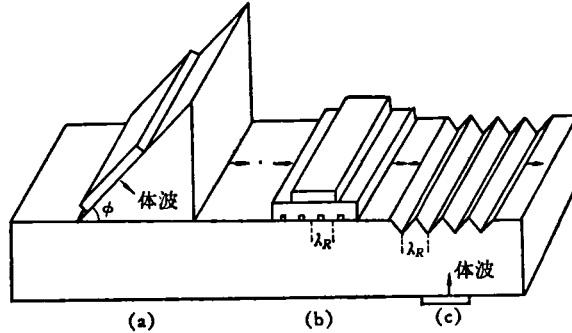


图 7 利用体波转换为表面波的几种换能器

(2) 利用直接压电耦合产生表面波 目前在微声技术中应用最广泛而且为很多人研究的叉指状换能器是最典型的。它是在压电基体上淀积一系列交叉电极如图 8 所示。当交变电场加在相邻电极上时,通过逆压电效应,在压电基体上就会产生沿垂直于电极方向传播的表面波。这种换能器存在着共振频率  $f_0$ ,它发生在表面波长  $\lambda_R$  恰好为相邻电极之间距离的两倍时,即  $\lambda_R = 2d = 2(a + b)$ 。这时由  $f_0$  的交变电场所产生的瑞利波的应变到达相邻电极的时间正好与电场  $E_2$  及  $E_3$  的反向同步,即弹性波与电场换向同相,于是发生共振。

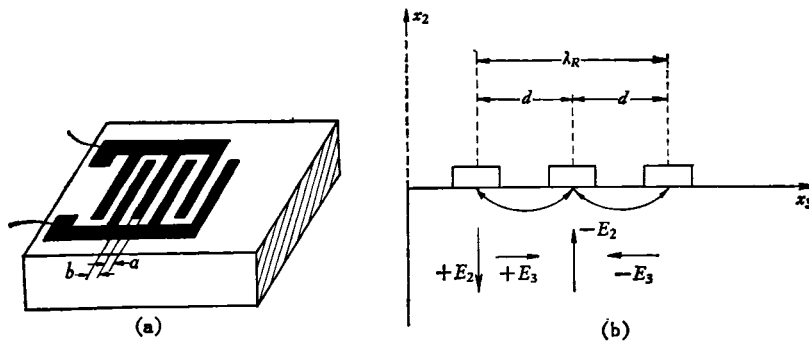


图 8 叉指状换能器示意图

从等效电路的分析可以看到,等指宽与等指距的换能器的带宽约为  $1/N^{[27,28]}$ ,对于弱压电耦合材料,理论上推算这种换能器的转换损耗与  $N^2$  成反比<sup>[29]</sup>,但实测结果有偏离(图 9),电机耦合系数  $k^2$  值越大的材料偏离也越大。这是由于理论上对压电基体产生的反向电场的作用估计不足之故。

上述换能器激发的表面波是双向传播的,在许多微声器件中只需要单向传播的表面波。为了减少无谓的能量损耗,又设计了各种单向换能器,其中之一如图 10 所示。它是由二个相同的双向换能器以  $\lambda_R/4$  间距组合而成,输入两者的信号振幅相等但有  $\pi/2$  的位



相差。这种换能器的转换损耗可降到 2 分贝，但是需要付出减小带宽的代价<sup>[30]</sup>。如何获得宽带的单向换能器是目前为人们注意的问题之一。

叉指换能器的最大特点除了制造方便，换能效率较高以外，还可以通过变化电极长度和间距来控制换能器的各种性能如中心频率，频宽，阻抗，频率响应和脉冲响应等。因此在信号处理方面得到广泛的应用，具体例子将在后面介绍。

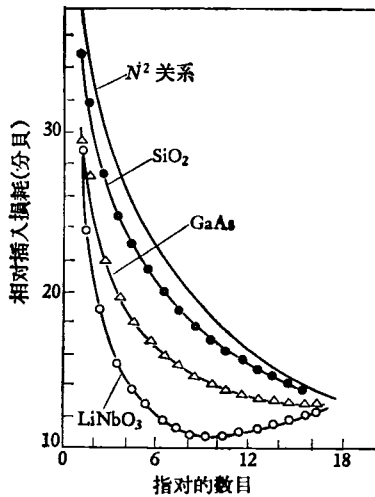


图 9  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{GaAs}$  和  $\text{LiNbO}_3$  的相对插入损耗与换能器指对的数目之间的函数关系

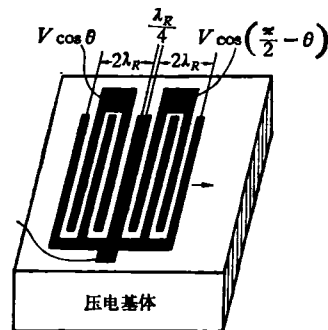


图 10 单向换能器

这种换能器虽已被广泛使用，但其问题还远未研究清楚。首先目前用来进行分析的等效电路是借用的厚度型体共振换能器的等效电路<sup>[31,32]</sup>，把它近似作一维问题来处理的，而表面波的运动方程实际上是二维问题，其次在理论分析中如何将压电场的反作用<sup>[73]</sup>以及电极对声波的反射考虑进去也正引起人们的注意。有人指出要把这些问题考虑进去，则代表一对叉指的等效电路应不同于现在所用的一个电端对和二声端对，而至少应包括二个电端对和三个声端对。因此关于叉指状换能器的完整分析尚有待发展。

这种换能器目前最适用于几十兆赫到几百兆赫这一频段。在低频时因  $\lambda_R$  很长，指宽和指距也就很大，因此低频受换能器大小的限制。在高频段则受制造工艺的限制，如利用一般集成电路的光刻技术，分辨率不超过  $1 \mu$ ，因而  $\lambda_R$  不超过  $4 \mu$ ，对铌酸锂而言，则其高频极限约为 800 兆赫。由于换能器的指细长而密，在大量制造时远不能达到这样的极限。因此研究新工艺是向高频段发展的关键之一。在实验室已有采用扫描电子显微镜用电子束加工的工艺，制成了高达 3500 兆赫的叉指状换能器<sup>[33]</sup>。

最近有人提出的在电性能上是串联的栅状换能器是叉指状换能器的另一发展<sup>[74]</sup>。

这种直接压电耦合产生表面波的方法也能在非压电基体上使用，只需将制备叉指状换能器的压电晶片紧贴在非压电基体上，或在基体上直接淀积叉指状换能器后再淀积一层压电膜(图 11)，压电材料中激发的瑞利波即可耦合到非压电基体上。

也可把叉指状换能器放在蒸发淀积压电膜的中间以激发兰姆波<sup>[34]</sup>(图 12)。

以上介绍的几种换能器都是可逆的，因此也都用来检测表面声波。

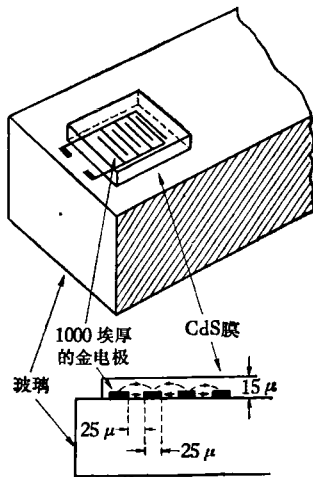


图 11 在非压电基体上用直接压电偶合法产生表面波

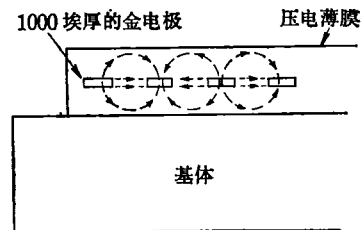


图 12 兰姆波换能器

(3) 其它激发与检测表面声波方法 用光学法检测表面声波的原理之一是利用前面所述声光作用的喇曼-纳斯效应, 当光入射到基体表面时, 基体上传播的表面行波为入射光束提供了一个移动的栅, 因而使反射或透射光束产生多级衍射. 衍射角度与光波和声波的波长有关, 而一级衍射光强度在声强较小时与表面声波强成正比. 按图 13 所示的装置, 激光光束聚焦到基体表面沿表面波的波前扫描, 用光电管接收一次衍射光就能测出表面声波的能剖面. 若令光束沿声波传播方向扫描就能精确地测量表面波的传播衰减<sup>[33]</sup>.

用暗场法将表面波的图形直接显示出来, 从而可以测出其波长与声速<sup>[35]</sup>. 用光外差法可以测定表面波质点的振幅<sup>[36]</sup>.

光学法具有可以在表面上任意点检测而不影响表面波的传播, 对基体除表面抛光外没有特殊要求, 不受带宽限制而且可以直接显示<sup>[37]</sup>等优点, 因而这种方法目前被广泛研究和使用的.

在基体表面贴一金属条并加上磁场, 当表面波经过金属条时, 金属条中即感应一电动势, 根据电动势的大小和位相可以求出表面波的纵、横向质点位移<sup>[38]</sup>.

其它如用液晶显示表面波束<sup>[18]</sup>, 用场效应管的压阻效应检测表面波<sup>[18]</sup>, 用激光脉冲照射压电或非压电基体上的铝膜使局部区域受热膨胀产生弹性表面波<sup>[39]</sup>, 利用耿氏振荡器在压电体表面耦合激发表面波<sup>[40]</sup>, 以及利用靠近半导体表面激发弱衰减自由载流子密度波与晶格的共振相互作用来制造换能器<sup>[41]</sup>等等, 都是还在探索的新方法.

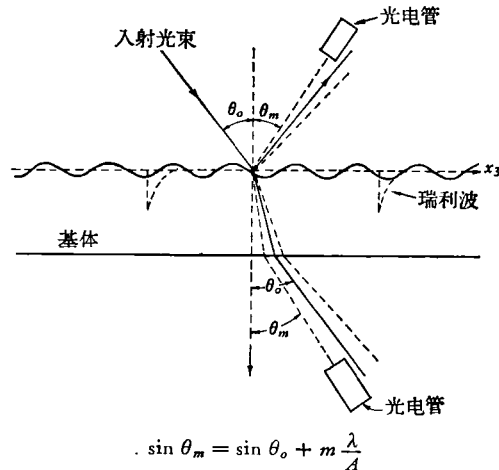


图 13 光学法检测表面声波装置示意图

### 3. 表面波微声器件

由于前面所介绍的表面声波的一些特点和性质，特别是声波集中在固体表面传播可以快速存取信息，这就在信号处理方面显示出很大潜力。因此微声表面波技术的发展虽仅五、六年的历史，但有些器件如延迟线、滤波器等已进入实用阶段；有些则已在实验室进行了大量的研究，如声放大和声波导等；而尚处于探索阶段的如相关器、富氏变换器以及二维信号处理等等也已引起人们很大的注意。

(1) 延迟线和滤波器 现代战争要求在短时间内截获和处理大量数据，如反弹道导弹雷达要在数秒钟内处理完数十万个带宽微波回波信息，就需要带宽延时乘积高达  $10^6$  的延时系统。这是电磁波器件所无法实现的，体波超声延迟线也难以达到这么高的要求。声表面波技术却能提供很大的时宽和带宽，例如有人曾在线度为 14 厘米的锗酸铋上使表面波环绕基体 16 周获得长达 2.7 毫秒的延时<sup>[42]</sup>，表面波换能器的带宽可以做得很大，若再采用声波导和声放大技术以减小传播损耗、有效地利用基片面积和抑制三次行程信号，并配合低声速材料如锗酸铋的应用，则可望满足现代雷达和通讯等方面的需要。

信号处理中常用的匹配或横向滤波器也可以用表面声波来完成。如图 14 的色散延迟线就是通过表面波换能器电极的恰当排列来获得的。我们看到指距是按一定规律递增或递减，输入与输出换能器又互为镜像，于是不同指距处激发和接收不同频率的表面波，它们通过的路程不同因而得到不同的延时。为了避免低频端产生的表面波在传播途中被高频端(它对低频波可视为衍射栅)散射为横波，需采用与基体声学性质相匹配的金属作电极，或作如图 15 的安排。这种结构还能使输入阻抗中的电抗部分降低，从而增加器件的带宽<sup>[43]</sup>。它能兼作脉冲压缩器和展宽器。



图 14 色散延迟线

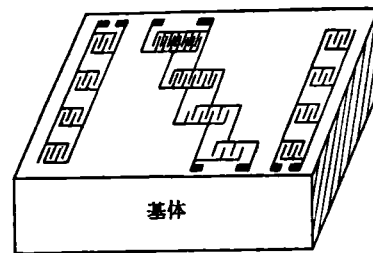


图 15 空间参差换能器

假使换能器的指长是等长度的，所获得的振幅与位相应有较大的起伏，当线性调频脉冲通过延迟线进行压缩时，这种起伏会造成假讯号。这是由于换能器有一个突变的末端引起的，故可采用指长加权的办法来克服，也就是使指的重迭部分按某一规律变化，在换能器末端重迭部分逐渐削尖(图 16)，其结果是振幅和位相应中的起伏大大缩小，脉冲响应中的旁瓣大大降低。有人曾在铌酸锂基片上采用此种设计获得线性调频中心频率 60 兆赫、带宽 20 兆赫、色散率 0.05 微秒/兆赫、振幅和位相应很好的色散延迟线。其脉冲压缩比为 20，旁瓣比主瓣低 28 分贝<sup>[44]</sup>。目前也有人在研究非线性调频的表面波脉冲压缩，以降低时间旁瓣<sup>[75]</sup>。

换能器指长加权后，表面波束的中心部分和边缘部分通过电极的次数不同，因而速度

不同(因为电极下面表面波速与裸露部分是有差异的),这样波束的波前位相不一致,使得压缩或展宽后的脉冲很不规则.当材料的  $k^2$  值愈大,频率愈高时,这问题愈突出.如用图 17 所示的方法可以得到补救.实验结果证明处理后的脉冲形状确实改善了<sup>[45]</sup>.

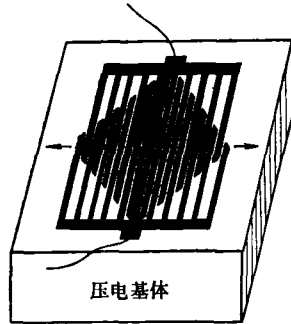


图 16 指长和指距加权的换能器

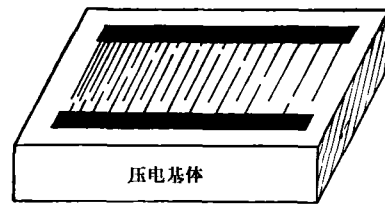


图 17 校正位相的指长加权换能器

利用乐甫波的色散特性来构成色散延迟线也已引起重视.

大家知道,抽头延迟线可以完成许多讯号处理的功能如傅氏分析与综合,脉冲压缩与展宽,信号编码与解码等等,而利用表面声波可以很方便地实现各种抽头延迟线.图 18 表示将叉指换能器的指进行特殊排列以便信号进行数字位相编码.图中所示是二进制的七位巴克(Barker)码,利用叉指突然倒相以区别“0”与“1”.如电信号是一恒定振幅的单频载波信号,当宽度小于载波半周期的脉冲信号加到换能器上时,就产生二进制序列 1110010 的弹性表面波.若用同样的换能器来检测就得到图 19 所示的脉冲压缩波形.其边瓣被压缩到主瓣的  $1/N$ .若用变频位相编码波形发生器, $N$ 可在 1—32 内选择任意的

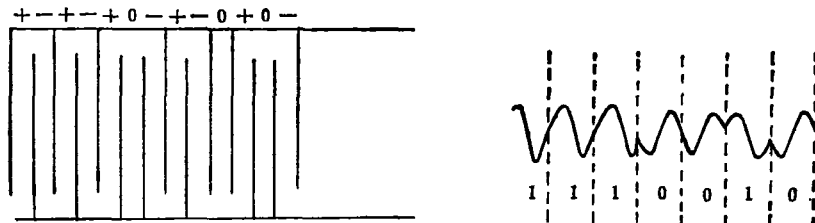


图 18 位相编码叉指换能器(二进制七位巴克码)

数值<sup>[46]</sup>.随着各种编码法的发展<sup>[47]</sup>,无论在边瓣抑制还是压缩比方面均有所改进.例如采用高莱(Golay)补充序列码,理论上其相关响应的旁瓣为零.利用这种编码换能器有可能做出旁瓣干扰可忽略的宽带脉冲延迟线,与声放大结合在一起就可用于时间压缩器及频谱分析器等.最近有报道<sup>[76]</sup>,将电极装置与半导体技术结合起来,使每一电极的正负通过外电路来控制,这提供了制造随意编码的抽头延迟线的前景.

叉指状换能器的插入损耗具有带通特性,因此可利用来做带通滤波器.由于可以独立变化换能器的指长和指距来影响带通特性,而且其频率响应又是指长与指距加权函数的富氏变换,因此可以比较方便地设计和制造各种具有复杂特性的带通滤波器,如矩形的、梯形的等,这是它优于其他种带通滤波器之处.如图 20 就是用 PZT 制造的彩色电视中用的表面声波中频滤波器的频率特性<sup>[18]</sup>. [44]、[48]等参考文献中曾对叉指换能器的频率响应有过较详尽的讨论.

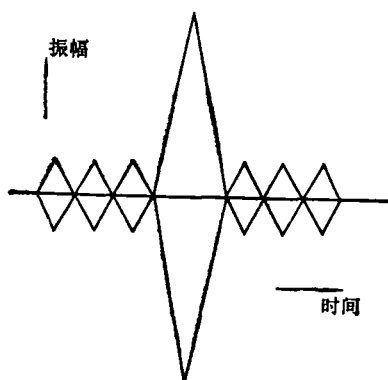


图 19 用七位巴克码得到的脉冲压缩波形

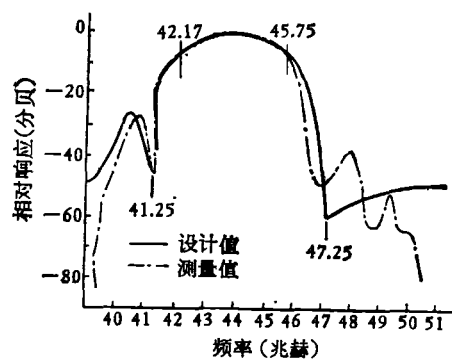


图 20 彩色电视用表面波中频滤波器的频响曲线

(2) 声表面波的引导 为了将携带信息的表面声波以最小损耗传输于各微声器件之间, 实现表面波器件的全集成化, 或与微波集成电路配合使用, 需要借助于类似微波技术中的波导、传输线和定向耦合器等波的引导技术。表面声波的聚焦和反射也被用来使声波沿特定的路径如螺旋形传播, 从而在有限尺寸的基体上获得最大的利用率。

引导表面波传播的声波导有多种形式<sup>[49-52]</sup>, 但基本上可分为二种类型: 其一是在材料表面构成一对平行的反射壁, 使声波限制在壁间的沟道或薄带中传播; 其二是在材料表面覆盖介质薄膜, 使表面波相速比周围介质小, 能量被局限在覆盖膜附近。图 21 为声波导的几种主要形式, 波导的宽度一般小于瑞利波的波长  $\lambda_R$ 。图中(a)、(b)、(c)是第一类波导的例子, 其中(a)称为沟道波导, 声传播于两个平行沟道之间, 沟的深度约为  $1-2\lambda_R$ 。实验证明, 损耗和色散都很小, 而且没有截止频率。(b)的脊形波导和(c)的“地形波导”性能与(a)相似, 制造工艺可能要简单些。(e)和(f)是第二类波导的两个典型设计, 不难发现声波总是被限制在慢速的介质中传播。实验证明(f)的非色散性比(e)更好一些。(d)称为“声速波导”, 是利用声透镜来引导波束。此外还可以在基体上刻槽, 槽内以不同材料填平, 或在基体中嵌入慢速材料。

高质量地制造声波导会遇到工艺上的困难。例如 1 千兆赫时, 波长一般为 3 微米, 声波导的宽度也为此数量级, 而公差应远小于 1 微米, 因此普通的光刻技术已无法达到, 必须采用新工艺。声波导目前的工作频率均在几十兆赫的范围内。

声波的聚焦在某些场合是为了获得能量密度的提高, 例如将叉指换能器本身做成聚焦的形状<sup>[53,54]</sup>, 见图 22(a), 在沿轴线传播途中获得 12 分贝的最大增益。这是非线性效应和强共振所谋求的。在另一些场合, 声透镜被用来改变声速路径, 将许多个声透镜配合使用能和声波导一样引导表面波沿弯曲的路径传播<sup>[55]</sup>, 如图 22(b)所示。在高频时采用声透镜引导声波比前面所讨论的声波导更好些, 因为此时损耗低, 色散较小。

在信号传输过程中, 往往需要对信号进行分路处理, 利用声表面波能成功地完成这种功能, 这就是微波电路中定向耦合器的声学模拟<sup>[55,56]</sup>。图 23 形象地表示了表面声波定向耦合器把从臂 1 传输到臂 2 的能量耦合到臂 3 去。这种耦合器目前大多用熔石英或单晶石英上覆盖薄膜金条制成。频率最高做到 100 兆赫<sup>[57]</sup>。此外, 所谓多线耦合器(MSC)应用于波的引导和分离也日见增多。

表面波在声波导中传播时,能量向两侧延伸并以指数规律衰减,利用此特性还可设计出选频滤波器、滤波器和分压器等微波器件的声学模拟。

此外,用磁性材料(如 YIG)做成的传输线,外加磁场后,由于不可逆作用,尚能完成隔离器、开关和环流器的功能<sup>[58]</sup>。

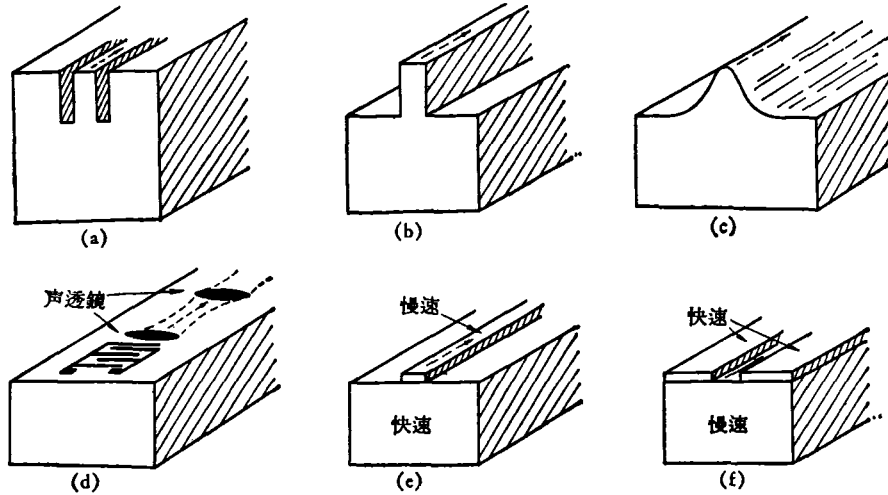


图 21 几种声波导形式

声的反射因会引起假信号而为人们所尽量避免,但是若设计得当,反射反过来可以成为引导声波的另一条途径,例如利用质量负载对声波的反射<sup>[59]</sup>,可以设计出折迭式的长延迟线(将数块晶体搭接起来<sup>[60]</sup>,也能获得长延迟)。

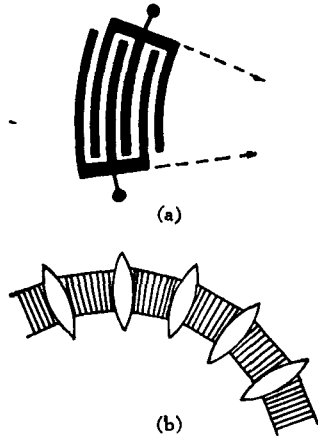


图 22 (a)做成聚焦形状的叉指换能器;(b)利用声透镜引导表面声波沿弯曲路径传播

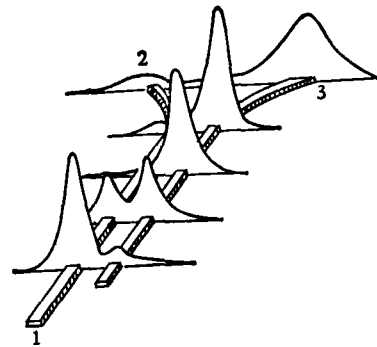


图 23 表面声波定向耦合器能量耦合

(3) 表面声波的放大 表面声波的放大是在体声波放大的基础上发展起来的,它可以成为补偿声传播过程中的损耗和抑制声反射的重要手段,也可能成为放大电信号的新器件。从结构上看,表面声波放大器目前有两种类型,即分离媒质放大器(SMA)和组合媒质放大器(CMA),分别见图 24 的(a)和(b)。

1. 组合媒质放大器 漂荷载流子和声波之间的偶合出现在同一区域, 与体波放大器相似。它也有难于找到兼具优良的电学和声学性能材料的问题。

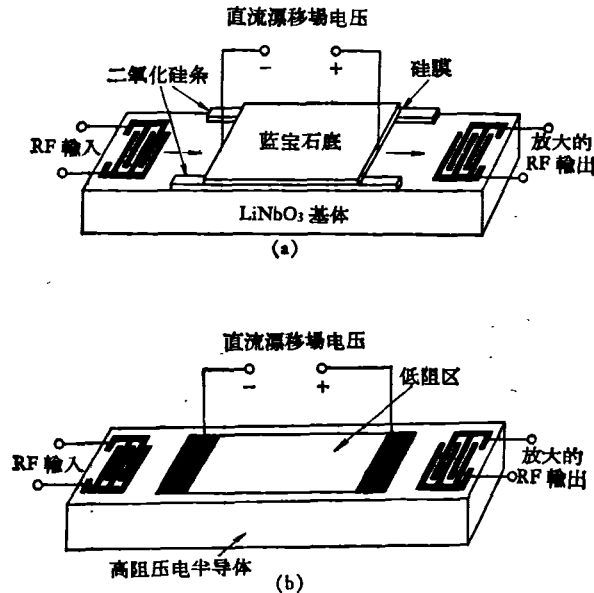


图 24 (a) 分离媒质放大器; (b) 组合媒质放大器

2. 分离媒质放大器 压电体与半导体分别用两块材料, 两者之间有一层很薄的空气隙, 使有电场作用而无机械接触以避免色散。为了降低直流功率的损耗和有效地散热, 一般在蓝宝石衬底上外延半导体薄膜以代替块状半导体。有报道用这样的复合结构<sup>[62]</sup>, 以铌酸锂作基体, 半导体用硅, 两者用窄条二氧化硅相隔以保证空气隙, 在频率为 108 兆赫, 空气隙厚 580 埃, 0.7 瓦的直流电输入时, 可得到 30 分贝的净增益。这类放大器对于连续波和脉冲信号都能得到稳定的增益。显然, 不同的频率有不同的最佳空气隙厚度, 但有人把百兆赫放大器保持空气隙不变, 用于上千兆赫仍然得到增益。

要获得声放大, 载流子的漂移速度要达到  $10^5$  厘米/秒, 对于 1 厘米长的作用距离, 就需几千伏的高压。采用图 25 所示的“梯式电极”装置, 可使电压大大降低。这种装置是将

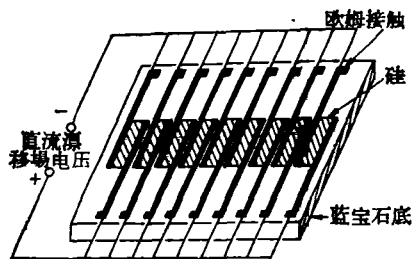


图 25 声放大器的“梯式电极”装置

蓝宝石衬底上的半导体膜分成许多节, 各节在电路上是并联的, 但对于加速载流子来讲, 其作用是串联的。采用这种设计, 一个具有九节半导体膜的放大器, 漂移场的电压可降低到 180 伏, 净增益可达 30 分贝/厘米。节数进一步增多, 电压还可降低。

降低漂移电压与功率的办法还正在发展。如在高阻硅片上产生一积累层以代替蓝宝石上外延半导体薄膜<sup>[61]</sup>; 或改变半导体与基体间的几何结构以增强两者间的匹配, 使最大增益所需的载流子漂移电压降低<sup>[77]</sup>。

这种类型的主要缺点是要微小而平行的空气隙,作成实用的器件时要坚固而稳定,这在技术上难以完满地实现.因此目前正在发展这种类型的变种——分层的单块声放大器,即在压电或半导体的基体上外延半导体或压电体薄膜.如有人在铌酸锂基片上蒸发硒化镉薄膜,在 170 兆赫得到 38 分贝/毫米的电增益<sup>[63]</sup>;和在铌酸锂上淀积铋化铟薄膜,在 660 兆赫得到 70 分贝的电增益,34 分贝的终端增益<sup>[64]</sup>.这种结构的很大优点是避免了空气隙而形成一个整块和电场作用强,其存在的问题是薄膜的存在会引起色散.因此需要寻求结合得好的材料,如有人建议用强压电性的氮化铝作压电体,因为它的声速与硅和蓝宝石很接近.

其它如硫化镉单晶的再生式延迟线(图 26),表面波经多次 45° 反射,每次重复通过 A 段时均得到放大<sup>[48]</sup>,以及双载流子放大器<sup>[65]</sup>等,都仍然是上述两类放大器的进一步改进与实施.

除上述放大器外,还有应用外电路(如外负阻)以控制叉指换能器的“反射”而获得增益<sup>[66]</sup>;表面波参量放大器,即应用晶体的弹性非线性作用获得放大等.此外还有报导在直流漂移电场外,再加横向磁场使表面声波与电子发生共振相互作用,可使放大比无外加磁场时大 1—2 个数量级<sup>[67,68]</sup>.

近年来,有关声放大的报导愈来愈多,不能一一罗列.例如已提到的共振相互作用以及利用电声波进行放大<sup>[25]</sup>等都是值得重视的发展方向.

表面声波功率大到一定程度时也出现非线性效应,因此当二个 RF 信号输入时,通过参量相互作用可以进行混频,产生谐频以及获得这两信号的实时相关或卷积(convolution),这在通讯、计算系统中将是一个很重要的应用,已开始为人们重视而加以研究<sup>[69]</sup>.利用参量相互作用还有可能进行参量放大和振荡,值得进行探讨.

近来开始有人通过测量表面声波的波速与衰减来研究物质的性质.例如通过观察表面波衰减的变化来研究铅膜的超导相变<sup>[70]</sup>.也有人在 500—1000 埃厚的超导铅和铟膜中在靠近超导正常转变点测量 316 兆赫表面声波衰减的温度依赖关系以与 BCS 理论相比较<sup>[71]</sup>.如何利用表面声波来研究固体表面的一些性质如半导体表面的电子迁移率以及缺陷等尚有待进一步开展.

前面介绍的都还仅是一些独立的器件,可以设想这些器件可以互相连接以构成信号和数据处理的特殊电路,例如数字计算机中的平行延迟线,富氏变换器,微声相关器,频谱分析器,数字式可变延时电路等等<sup>[58]</sup>.这些电路可以在一块尺寸不大的基体上全部用声过程来完成,也可以与半导体电路配合构成混合电路来实现.

表面波微声器件目前尚处于发展阶段,仅是对电磁波器件进行模拟以获得小型、有效、价廉和高度可靠的器件,还没有超越出已有的信号处理概念.但是当人们一旦认识到它处理二维信号的潜力以后,它将给信号处理技术带来重大影响和革新.

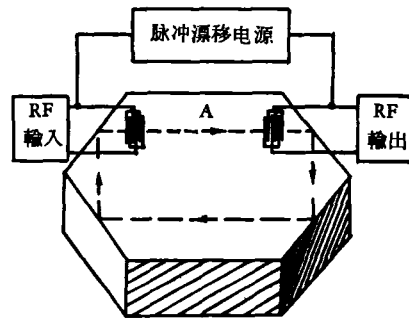


图 26 硫化镉单晶再生式延迟线



## 四、微 声 材 料

从以上的讨论可以看出微声器件的发展很大程度上取决于有适宜的基体材料。不同的应用对材料提出不同要求。如作为换能材料,希望机电偶合系数  $k^2$  的数值大;作为传输材料,要求声传播损耗小和一定的速度;作为波导传输,要求材料易于加工;作为声放大,则要求既是好的半导体又是好的压电体等等。一种材料很难同时满足各方面的要求,需要发展各种性能的微声材料。但目前微声器件所用材料大多是借用其他领域(例如激光等)的研究成果,总有一定的局限性。因此如何根据微声器件的要求,系统地进行材料研究就成了发展微声器件的当务之急,需大力加强。目前最常用的铌酸锂、石英和几种正在发展并认为有前途的材料性能列于表 I。

表 I [62], [73]

压电材料	切割与取向	机电偶合系数 $k^2$ (%)	延时 $T(\mu\text{s}/\text{mm})$	优 点	缺 点
铌酸锂	YZ	4.92	0.288	$k^2$ 值大, 换能效率高, 可以得到大的带宽。	制造波导有困难; 尚未找到零温度系数的切割。
锆酸钡	[111], [011]	1.40	0.594	在目前的压电材料中声速最低, 因而存储的信息密度最大; 带宽也大, 因此每厘米的时间-相对带宽乘积最大; 易于制成沟道波导; 是非铁电体, 不需极化; 具有光电导和光弹性性质, 可应用到未来器件上。	声速低因而制造叉指状换能器困难大, 在 500 兆赫左右就要用电子束加工。
氧化锌/蓝宝石	XZ	0.31	0.379	氧化锌薄膜带来显著色散可资利用; 可制造“慢速”加在“快速”材料上的波导; 与外延生长在同一块蓝宝石上的硅膜相配合为表面波应用开辟新领域。	材料有不均匀性, 导致制造放大器困难; 材料为半导体, 其导电性导致换能器叉指间分流损耗。
氮化铝/蓝宝石	XZ	0.72	0.162	氮化铝声速高, 与硅、蓝宝石中的声速相接近, 可用以制造单块结构的声放大器; 用普通光刻工艺可制造高达 1 千兆赫以上的叉指状换能器; 与同一蓝宝石上的硅膜相配合可开辟新的应用前景。	弹性与压电常数未完全测定。
石 英	YX	0.22	0.306	价较廉; 发展最早, 在滤波器方面应用广泛。可以获得零温度系数的切割。	$k^2$ 小; 带宽小; 难于制成波导; 用以制造分离媒质放大器有困难。
PZT	—	4.30	0.455	价廉; $k^2$ 值大; 横向各向同性。	一致性差; 声传波衰减较大, 不宜制造高频器件。

## 五、结 束 语

以上, 我们将微波声学 and 微声器件的发展和应作了简单的介绍。由于这方面的报道面广、量大, 有人对 1970 年以前在微声领域公开发表的文献进行分类和编辑<sup>[72]</sup>, 虽然还不完备, 却已有数百篇之多。因此, 我们的评述难免遗漏、浮浅和不当之处。

从简单的介绍可以看出, 微波声学十多年来发展很快, 它在固体中初步揭示了微波声

子和电子、热声子、磁子、电子自旋量子、核自旋量子等相互作用的规律。事实上,应用超声以至微波超声研究液态金属、等离子体、液体以及化学反应等也是微波声学的一些内容。已经形成专门课题的声光作用是声学、光学和电子学紧密结合的产物,已用来研究基础理论和现代技术中的有关问题,例如超声全息照相就是它的一个项目。

微声器件自1965年叉指状表面波换能器出现以后,鉴于它的一系列独特性能,最近五、六年来发展迅猛,在信号处理方面崭露头角,为彩色电视、通讯卫星、战地搜索用无线电装置、和试验性相控阵雷达中某些部件的微型化过程开辟了一个新的途径。展望未来,将与微波集成电路和光集成电路等新技术相辅相成使电磁波器件的面貌焕然一新。

实现声电路全集成化是微声器件今后的努力目标,尚需解决一系列理论和工艺技术上的困难。例如,公差要求很高的声波导技术,声电路的总体设计等问题都有待进行研究。另外,目前处于发展阶段的微声器件,它的换能器的效率和带宽、对加工工艺和材料的依赖性、承受大功率而又具备小的温度系数、放大器的噪声特性和受外场(磁场或光辐照)的影响以及其它表面波型的采用等,也都存在不少问题,需要改进和创新。

### 参 考 文 献

- [1] S. W. Tehon, *Proc. IEEE*, **52** (1964), 1113.
- [2] G. L. Jones et al., *J. A. S. A.*, **35** (1963), 10.
- [3] E. G. H. Lean, *Appl. Phys. Letters*, **15** (1969), 10.
- [4] W. P. Mason, *Physical Acoustics*, Vol. **4B** (Acad. Press, 1968).
- [5] V. W. Ramton, *Ultrasonics*, **8** (1970), 6.
- [6] S. Flügge, *Encyclopedia of Physics*, Vol. **XI/2** (1962).
- [7] A. Platzker et al., *IEEE Trans.*, **SU-18** (1971), 64.
- [8] R. Adler, *IEEE Trans.*, **SU-18** (1971), 58.
- [9] L. J. Sham et al., *Solid State Physics*, Vol. **15** (Acad. Press, 1963).
- [10] J. Ilukor et al., *Science*, **153** (1966), 1113.
- [11] M. F. Lewis, *IEEE Proc.*, **56** (1968), 343.
- [12] P. S. Peercy et al., *Appl. Phys. Letters*, **16** (1970), 120.
- [13] B. N. Taylor, *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 2490.
- [14] P. K. Larsen et al., *Phys. Letters*, **24A** (1967), 374 和 668.
- [15] T. Ishiguro et al., *IEEE Trans.*, **SU-12** (1965), 9.
- [16] Lord Rayleigh, *Proc. London Math. Soc.*, **17** (1885), 4.
- [17] R. M. White et al., *Appl. Phys. Letters*, **7** (1965), 314.
- [18] R. M. White, *IEEE Proc.*, **58** (1970), 1238.
- [19] J. L. Bleustein, *Appl. Phys. Letters*, **13** (1968), 412.
- [20] Ю. В. Гуляев, *Письма в ЖЭТФ.*, **9** (1969), 63.
- [21] W. P. Mason, *Physical Acoustics*, Vol. **6** (Acad. Press, 1970).
- [22] C. C. Tseng, *Appl. Phys. Letters*, **16** (1970), 253.
- [23] G. Koerber et al., *IEEE Trans.*, **SU-19** (1972), 3.
- [24] C. A. A. J. Greebe et al., *Physics Reports* (Section C of Physics Letters) **1** (1971), 235.
- [25] C. Maerfeld et al., *Appl. Phys. Letters*, **18** (1971), 269.
- [26] G. A. Coquin et al., *IEEE Ultrasonics Symposium* (San Francisco, Calif., 1970). 介绍载 *IEEE Trans.*, **SU-18** (1971), 52.
- [27] W. R. Smith et al., *IEEE Trans.*, **MTT-17** (1969), 856.
- [28] W. R. Smith et al., *IEEE Trans.*, **MTT-17** (1969), 865.
- [29] C. C. Tseng, *IEEE Trans.*, **ED-15** (1968), 586.
- [30] J. H. Collins et al., *IEEE Proc.*, **57** (1969), 833.
- [31] W. P. Mason, *Electromechanical Transducers and Wave Filters* (2nd ed. Princeton, N. J.: Van Nostrand, 1948), 201.
- [32] W. P. Mason, *Physical Acoustics*, Vol. **IA** (Acad. Press, 1964), 169.

- [33] E. G. Lean, *Microwave Journal*, Vol. 13, No. 3 (1970), 97.
- [34] M. R. Daniel et al., *Appl. Phys. Letters*, 16 (1970), 331.
- [35] B. H. Soffer et al., *Appl. Phys. Letters*, 15 (1969), 339.
- [36] R. L. Whitman et al., *IEEE Trans.*, SU-15 (1968), 186.
- [37] R. Adler et al., *IEEE Trans.*, SU-15 (1968), 157.
- [38] Koji Kajimura et al., *Appl. Phys. Letters*, 19 (1971), 182.
- [39] R. E. Lee et al., *Appl. Phys. Letters*, 12 (1968), 12.
- [40] M. L. Dakss et al., *Appl. Phys. Letters*, 18 (1971), 137.
- [41] Y. V. Gulyaev, *IEEE Sonic and Ultrasonics Symposium* (San Francisco, 1970) 介绍载 *Ultrasonic*, 9 (1971) 120.
- [42] T. M. Reeder et al., *Electronics Letters*, 8 (1972), 356.
- [43] I. N. Court et al., *IEEE Trans.*, MTT-17 (1969), 968.
- [44] R. H. Tancrrell et al., *IEEE Proc.*, 59 (1971), 393.
- [45] H. M. Gerard et al., *IEEE Trans.*, MTT-20 (1972), 188.
- [46] W. S. Jones et al., *IEEE Trans.*, SU-18 (1971), 21.
- [47] C. E. Cook et al., *Radar Signals* (Acad. Press, 1967).
- [48] C. C. Tseng, *IEEE Trans.*, ED-15 (1968), 586.
- [49] L. R. Adkins et al., *IEEE Trans.*, MTT-17 (1969), 904.
- [50] H. Sabine et al., *Ultrasonics*, 9 (1971), 103.
- [51] J. de Klerk, *Ultrasonics*, 9 (1971), 35.
- [52] I. M. Mason et al., *Electron. Letters*, 7 (1971), 393.
- [53] T. Van Duzer, *IEEE Proc.*, 58 (1970), 1230.
- [54] R. M. White, *IEEE Trans.*, ED-14 (1967), 181.
- [55] L. R. Adkins et al., *Microwave Journal*, Vol. 13, No. 3 (1970), 87.
- [56] D. P. Morgan, *Electron. Letters*, 7 (1971), 412.
- [57] L. R. Adkins et al., *IEEE Trans.*, SU-19 (1972), 45.
- [58] E. Stern, *IEEE Trans.*, MTT-17 (1969), 835.
- [59] P. V. H. Sabine, *Electron. Letters*, 7 (1971), 653.
- [60] W. L. Bond et al., *Appl. Phys. Letters*, 14 (1969), 122.
- [61] R. E. Burke et al., *IEEE Proc.*, 58 (1970), 1775.
- [62] J. H. Collins et al., *Electronics*, 42 (1969), 102.
- [63] H. Hanebrenke, *Electron. Letters*, 6 (1970), 520.
- [64] L. A. Coldern et al., *Appl. Phys. Letters*, 18 (1971), 317.
- [65] C. F. Quate, *Electron. Letters*, 5 (1969), 317.
- [66] R. Krimholtz et al., *Electron. Letters*, 7 (1971), 233.
- [67] C. Krischer et al., *Appl. Phys. Letters*, 18 (1971), 349.
- [68] A. Bers, *IEEE Trans.*, SU-18 (1971), 53.
- [69] G. S. Kino, *IEEE Spectrum*, 8 (1971), 22.
- [70] E. Kraetzig, *Phys. Letters*, 30A (1969), 411.
- [71] F. Akao, *Phys. Letters*, 30A (1969), 409.
- [72] A. B. Smith et al., *IEEE Trans.*, SU-17 (1970), 86.
- [73] P. R. Emtage, *J. A. S. A.* 51 (1972), 1142.
- [74] A. J. Bahr et al., *IEEE Proc.*, 60 (1972), 443.
- [75] J. C. Worley, *IEEE Proc.*, 59 (1971), 1619.
- [76] G. D. O'Clock, Jr. et al., *IEEE Proc.*, 59 (1971), 1536.
- [77] R. Adler, *Electronics Letters*, 8 (1972), 65.
- [78] J. H. Collins et al., *Ultrasonics*, 8 (1970), 218.
- [79] R. K. Route et al., *Appl. Phys. Letters*, 14 (1969), 97.
- [80] 石田晶, 犬石嘉雄, *エレクトロニクス*, 15 (1970), 792.
- [81] M. Pomerantz, *Phys. Rev. Letters*, 13 (1964), 308.