2016年6月

文章编号: 2095-4980(2016)03-0467-07

声表面波滤波器理论研究进展

陈颖慧,张 慧,郑英彬

(中国工程物理研究院 电子工程研究所,四川 绵阳 621999)

摘 要:为使声表面波(SAW)滤波器技术向更高的频段发展,对SAW滤波器的基础理论进行了 分析:展示了压电材料压电效应(逆压电效应)的产生机理,并通过例子对比说明压电材料的晶体结 构属性。介绍了重要的物理量机电耦合系数以及SAW传播的物理机理;重点推导了SAW在压电介 质中的传播性质,并同非压电介质的传播特性进行了对比。得出SAW在压电介质中是非色散波, 存在3个方向的质点位移分量;压电薄膜中SAW是色散波,且压电薄膜使得声表面波速度发生变化。 关键词:声表面波; Rayleigh 波;压电效应;压电薄膜

中图分类号:TN713 文献标识码:A doi:10.11805/TKYDA201603.0467

Research progress on the theory of Surface Acoustic Wave filters

CHEN Yinghui, ZHANG Hui, ZHENG Yingbin

(Institute of Electronic Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621999, China)

Abstract: In order to extend the frequency of Surface Acoustic Wave(SAW) filters to a higher band, the principles of SAW filters are analyzed. At first, piezoelectricity and ob-piezoelectricity of piezoelectric film are presented. Then the performances of crystal structure of piezoelectric material are compared among different examples. The electro-mechanical coupling coefficients of important physical quantities are introduced as well as the physical mechanism of SAW transmission. Then the transmission properties of SAW in the piezoelectric material and piezoelectric film are studied in detail. And the transmission properties of SAW in piezoelectric medium and in ob-piezoelectric medium are contrasted. The results indicate that SAW is non-dispersive wave in the piezoelectric material with three directions of particle displacement vectors; while in the piezoelectric film, SAW is dispersive wave, and the piezoelectric film would influence the velocity of SAW.

Key words: Surface Acoustic Wave; Rayleigh wave; piezoelectricity; piezoelectric film

声表面波(SAW)是英国物理学家 Rayleigh 在对地震波的研究中发现并提出的,是一种沿着固体表面或界面传播的弹性波,存在于一切固体中,包括各向同性和各向异性材料。SAW 的能量大部分集中在弹性固体表面下约 1~2 个波长的浅表层内,受电学边界条件的影响较小,主要受机械边界条件的影响,其振幅随着传入衬底材料深度的增加而迅速衰减^[1-3]。SAW 器件就是利用 SAW 理论和技术来实现一些特定功能或进行信号处理的器件,是近代声学中的 SAW 理论、压电学和微电子技术有机结合的产物,广泛用于广播、电视机、通信和导航等领域^[4-5]。

Jacques Curie 和 Pierre Curie 在 1880 年~1881 年相继发现了压电效应和逆压电效应,为叉指换能器(Interdigital Transducer, IDT)的发现奠定了材料和理论基础^[4-5]。20 世纪 60 年代,随着光刻技术的出现和半导体平面工艺水平的发展,SAW 技术在电子领域中的应用研究开始受到重视。1965 年,美国的 White 和 Voltmer 发明了一种叉指换能器,具有声-电双向转换的特性,能在压电材料表面激励和检测 SAW,为 SAW 技术的应用取得了关键性的突破^[6-7]。

SAW 技术的发展十分迅速,从 IEEE 超声会议上表面波方面的文章数量上就能反映出来,1966 年的会议只有 2 篇,1972 年就发展到 95 篇。20 世纪 60 年代,世界各国研究 SAW 技术的人员寥寥可数,现在,SAW 技术的研究单位遍及高校、研究所以及各大公司^[2]。20 世纪 70 年代,SAW 技术主要应用于军事领域,研究的热点主要集中在 SAW 的产生和传输等物理机理上。20 世纪 80 年代~90 年代,SAW 技术开始转移到民用上,如电视机

中,从实验研究阶段逐渐进入批量生产阶段。移动电话的出现进一步推动了 SAW 器件的发展,使其开始应用于 通信系统中。同时,欧、美、日等发达国家逐渐展开了 SAW 传感器的研究工作。

SAW 滤波器的结构由具有压电性能的衬底和 IDT 两部分构成,压电衬底用于完成压电信号的转换,IDT 用于实现 SAW 的激励和接收。SAW 滤波器的工作机理是当交流电压加载到输入 IDT,将在其上产生周期性的电场,由于压电效应,一个机械位移的变化也会相应产生。如果 IDT 的周期等于或非常接近 SAW 的波长,将会达到高效的能量耦合并激发出一定频率的 SAW。然后,SAW 沿着具有压电特性的衬底进行传播,经过一定延迟到达 IDT 输出端。最后,由 IDT 的输出端收集声波信号,并通过压电衬底的压电效应将声波信号转换成电信号输出。

1 压电效应

某些材料沿一定方向受机械力作用而发生变形(包括压缩和拉伸2种状态),其内部会产生极化现象,并使材料相对的2个表面产生等量异号电荷。施加的外力越大,产生的电荷量也越多;当外力消失后,材料又恢复到起始不带电的状态;将这种现象称为正压电效应。如果给同样的材料施加电场,这些材料将会发生机械形变;外加电场消失后,材料的形变也随之消失;如果对材料施加交变电场,将会发生机械振动;这种现象称作逆压电效应。将具有正、逆压电效应的材料称作压电材料^[8]。

并不是所有材料都具有压电效应,材料要 产生压电效应,其原子、离子或分子晶体必须 具有不对称中心。如图 1(a)所示,当没有外力 作用时,没有净极化现象出现,因为三角形结 构的晶体电偶极矩处于初始平衡状态。图 1(b) 为有拉伸应力作用情况,由于拉伸应力引起了 晶体电偶极矩中心的偏移,从而出现了净极化 现象。图 1(c)为有压缩应力作用的情况,同样 由于电偶极矩中心产生位移,从而使得晶体呈 现出净极化现象,图1中的实线箭头表示晶体 中每个晶粒的电偶极矩变化方向, 虚线箭头表 示晶体整体结构的电偶极矩变化方向。施加的 应力越大,晶体的净极化越大;施加的应力越 小,晶体的净极化越小。当外在作用力较小时, 施加的应力与晶体的净极化成正比关系。当采 用外加电场施加应力时,容易推出,晶体的应 变与外加电场强度成正比关系^[8]。

为比较对称和不对称晶体结构的压电效 应,对晶体结构对称材料的压电效应也进行分 析。如图 2 所示的四边形结构的晶体,虽然在 外力作用下每个晶粒的电偶极矩中心发生了



变化,但由于结构的对称性使极化相互抵消,因而晶体整体上并没有出现净极化现象。从而得到这样的结论,能 够产生压电效应的晶体,其晶学结构具有不对称性,因此所有的压电材料都是各向异性的^[8]。

衡量压电材料性能优劣的物理量是机电耦合系数,常用 k 表示,它代表电能与机械能互相转换的效率。但机 电耦合系数测量起来比较困难,尤其对 SAW 更是如此。进一步研究发现,当拿 2 块同样的材料相比,如果 1 块 具有压电性,另一块没有压电性时,压电材料具有更高的 SAW 速度,这个现象可以用电场的存在加速了声波传 播速度来解释。因此,可以用 SAW 速度的相对变化,来表示压电材料表面层内机电耦合的强弱。SAW 的有效机 电耦合系数 k,与声表面波的相对速度变化之间的关系,可用式(1)表示:

$$k = 2 \left| \frac{\Delta v}{v_{\rm s}} \right| \tag{1}$$

式中: ν_s为自由表面的声表面波速度; Δν为自由表面的声表面波速度和金属化表面声表面波速度的变化量,所 谓金属化就是在压电材料表面涂覆一层金属膜。 实际测量时,用一块压电材料,先测出自由表面的 SAW 速度 v_s,然后在其表面涂覆一层金属膜,再次测量 SAW 速度,求出 2 个声速之差,代入式(1)即可求出机电耦合系数。在材料表面涂覆金属膜的目的是将压电材料 表面电场短路,短路后的表面可以近似认为是无压电性材料的表面。因为金属膜极薄(小于 100 nm),可以认为它 不影响 SAW 的传播速度^[7]。

2 SAW 的传播特性

在固体介质中,除了可以传播声纵波和声横波外,还能在表面层内传播一种 SAW。日常生活中,经常能遇到 SAW,如,把一块小石子投入平静的水中,就可以在水面上看到水中的 SAW;又如,地震时所感到的大地振动,也是以 SAW 的形式传播的。晶体中 SAW 的类型很多,有 Rayleigh 波、电声波、Love 波、Lamb 波等。在声表面器件中主要应用的是 Rayleigh 波, Rayleigh 波是一个椭圆偏振的声波,椭圆的长轴垂直于表面,表面层的质点是逆时针方向运动,在离开表面约 0.18 个波长后,是顺时针方向运动,如图 3 所示^[5]。Rayleigh 波的能量主要集中在表面层内,沿深度方向迅速衰减,一般在 1~2 个波长距离以后基本消失^[1]。



Fig.3 Particle track of Rayleigh wave 图3 Rayleigh波的质点轨迹

Rayleigh 波仅在材料表面进行传播,所以要求材料表面十分光滑,材料表面的凹凸不平会对 Rayleigh 波的传播起到极大的阻碍作用。由于全部 Rayleigh 波的能量几乎只在表面向内部 1~2 个波长范围之内,当材料表面的 粗糙度超过一定限度,将严重影响 SAW 的传播。Rayleigh 波是非色散波,即它的速度与频率没有关系,由传播 材料的参数特性决定, Rayleigh 波速度的近似表达式为:

$$V_{\rm k} = \frac{(0.87 + 1.12\sigma)V_{\rm t}}{(1 + \sigma)}$$
(2)

式中: **σ**为媒质材料的泊松比; *V*,为媒质中体切变波的速度^[8]。

由于压电材料都是各向异性的,因此了解各向异性材料媒质中 SAW 的传播情况很关键。由文献[6]知,各向 异性体中的 SAW 具有以下性质:

1) SAW 有 3 个分量的质点位移,并且随着传播深度的增大而衰减,衰减呈振荡状;

2) SAW 的相速度依赖于传播方向,并且能量传播方向和波矢方向不一致,只有某些特殊的方向,即纯模方向上,两者才有相同的方向;

3) SAW 的相速度与频率无关,是无色散的波。波的相速也可以用 *V*_k的公式来计算,但此时要将式(2)中的 *V*_t理解为与表面波同方向传播的体切变波的相速值。

2.1 压电材料介质中 SAW 的传播性质

由于压电材料存在压电效应,所以在其表面除了有弹性波,还会出现由诱导电荷产生的电磁波。电磁波和声 波将会发生相互作用,使得 SAW 在压电材料介质中的传播特性与各向异性介质有所不同。

要了解压电材料介质中 SAW 的传播特性,需要同时求解介质中的弹性波方程和电磁波方程,并通过压电方程来建立耦合关系。

弹性介质的运动方程具有如下形式:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i} (i, j=1, 2, 3)$$
(3)

式中: T_{ij} 表示应力, i,j表示 3 个分量; u_i 表示质点位移; ρ 表示密度; x_j 表示某个方向。压电材料的 T_{ij} 除了与 应变 S 有关, 还与电场强度 E 有关:

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \tag{4}$$

式中: e_{kij} 是压电常数; c_{ijkl} 是电场 E_k 为恒定值时材料的弹性刚度常数($k \in l$ 和下标 i,j的含义一样表示 3个分量)。 应变 S_{kl} 和质点位移 u_k 有下列关系:

$$S_{kl} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l} (k, l=1, 2, 3)$$
(5)

由于 SAW 器件的尺寸与相应工作频率的电磁波的波长相比要小很多,因此压电介质中的电磁场可近似看作 静电场。静电场的电场强度表示成势函数 *Φ*的梯度:

$$\boldsymbol{E}_{k} = -\frac{\partial \boldsymbol{\Phi}}{\partial \boldsymbol{x}_{k}} (k=1,2,3) \tag{6}$$

将式(5)和式(6)代入式(4)中,得:

$$T_{ij} = c_{ijkl}^{E} \frac{\partial u_{k}}{\partial x_{l}} + e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_{k}}$$
(7)

将式(7)代入压电方程(3)中,得:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_k} - e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} = 0$$
(8)

作为传输介质的压电体是绝缘的,在其上没有自由电荷的存在,因此电位移矢量 D 的散度等于零,即:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \frac{\partial}{\partial x_1} D_1 + \frac{\partial}{\partial x_2} D_2 + \frac{\partial}{\partial x_3} D_3 = 0$$
⁽⁹⁾

式中 D₁,D₂,D₃分别表示 3个分量的电位移矢量。(°) 根据介质的压电方程有:

$$D_{i} = e_{jil}S_{kl} + \varepsilon_{jk}E_{k}$$
(10)

式中: ε为介电常数; e_{iil}为压电常数。将式(10)代入式(9)得:

$$e_{jil}\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} = 0$$
(11)

压电介质的 2 个耦合方程就是式(8)和式(11),求解这组耦合波方程就能获得压电介质中弹性波的性质。由于 重点讨论的是压电介质中的平面波,可以设该组耦合波方程有如下形式的解:

$$u_{i} = \alpha_{i} \exp\left\{j\left[\omega t - \beta \left(l_{1}x_{1} + l_{2}x_{2} + l_{3}x_{3}\right)\right]\right\} (i=1,2,3)$$
(12)

式中: α_i 表示振幅; ω 表示角速度; β 表示波数; l_1, l_2, l_3 为3个分量的余弦; α_4 表示势函数的振幅。

$$\boldsymbol{\Phi} = \alpha_4 \exp\left\{j\left[\omega t - \beta \left(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3\right)\right]\right\}$$
(13)

将式(12)和式(13)代入式(8)得:

$$\left(c_{ijkl}^{E}l_{i}l_{j}-\rho v^{2}\delta_{ik}\right)\alpha_{k}+e_{jkl}l_{k}l_{j}\alpha_{4}=0$$
(14)

式中: l_i, l_j, l_k 为波传播的方向余弦;v为声表面波的速度; $\delta_{ik} = \begin{cases} 1(i=k) \\ 0(i\neq k) \end{cases}$

将式(12)和式(13)代入式(11)得:

$$\alpha_4 = \alpha_k \frac{e_{jkl} l_i l_j}{\varepsilon_{jkl} l_k l_j} (j,k,l=1,2,3)$$
(15)

将式(14)和式(15)合并成一个矩阵方程,为:

$$\begin{bmatrix} \left(\Gamma_{11} - \rho v^{2}\right) & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} & \Gamma_{14} \\ \Gamma_{12} & \left(\Gamma_{11} - \rho v^{2}\right) & \Gamma_{23} & \Gamma_{24} \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{23} & \left(\Gamma_{11} - \rho v^{2}\right) & \Gamma_{34} \\ \Gamma_{14} & \Gamma_{23} & \Gamma_{34} & \Gamma_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_{1} \\ \alpha_{2} \\ \alpha_{3} \\ \alpha_{4} \end{bmatrix} = 0$$
(16)

式中
$$\begin{cases} \Gamma_{ik} = c_{ijkl}^{E} l_{i} l_{j} \\ \Gamma_{i4} = e_{jkl} l_{k} l_{j} \quad (i, j, k, l=1, 2, 3) \\ \Gamma_{44} = -\varepsilon_{jk}^{s} l_{j} l_{k} \end{cases}$$

支程(16)友女非愛解的冬姓卑定的

方程(16)存在非零解的条件是它的系数行列式为零,即:

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho v^2 \end{pmatrix} \qquad \Gamma_{12} \qquad \Gamma_{13} \qquad \Gamma_{14} \\ \Gamma_{12} \qquad \begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho v^2 \end{pmatrix} \qquad \Gamma_{23} \qquad \Gamma_{24} \\ \Gamma_{13} \qquad \Gamma_{23} \qquad \begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho v^2 \end{pmatrix} \qquad \Gamma_{34} \\ \Gamma_{14} \qquad \Gamma_{23} \qquad \Gamma_{34} \qquad \Gamma_{44} \end{bmatrix} = 0$$

$$(17)$$

式(17)也可以看作以 l₃为自变量、以相速 v 为参数的一个八阶代数方程式,所以 l₃有 8 个为复数的根,并且 这几个根具有共轭对的形式。

对于压电材料介质而言,式(17)的解还必须同时满足介质表面的电学边界条件和机械边界条件。 要满足机械边界条件为:

$$T_{i3} = 0$$
 (18)

由式(4)和式(7)可知,对于压电材料介质,应力为:

$$T_{i3} = c_{i3kl} S_{kl} - e_{k3j} E_k = c_{i3kl} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + e_{k3j} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$$
(19)

因此得到:

$$c_{i3kl}\frac{\partial u_k}{\partial x_i} + e_{k3j}\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = 0$$
⁽²⁰⁾

需要满足的电学边界条件有 2 个,一个是当 $x_3 > 0$ 时,电势 σ 要符合拉普拉斯方程: $\nabla^2 \sigma = 0$,而且在界面 $x_3 = 0$ 处要满足电势连续性,在 $x_3 \rightarrow \infty$ 时,电势 σ 必须等于零,因此当 $x_3 \ge 0$ 时电势可以表示为:

$$\boldsymbol{\Phi}\left(\boldsymbol{x}_{1},\boldsymbol{x}_{2},\boldsymbol{x}_{3} \geq 0,t\right) = \boldsymbol{\Phi}\left(\boldsymbol{x}_{1},\boldsymbol{x}_{2},0,t\right)\exp\left(-\alpha \boldsymbol{x}_{3}\right)$$
(21)

另一个电学边界条件是:在界面上 $x_3 = 0$ 处,必须满足电位移矢量 D 的法向分量连续性,因为电位移矢量 D 有如下表达式:

$$\begin{cases}
D_3 = -\varepsilon_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} (x_3 > 0) \\
D_3 = e_{k31} \frac{\partial u_k}{\partial x_3} - \varepsilon_{3k} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} (x_3 < 0)
\end{cases}$$
(22)

则可得:

$$e_{k3l}\frac{\partial u_k}{\partial x_3} - \varepsilon_{3k}\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = -\varepsilon_0\frac{\partial \Phi}{\partial x_3}$$
(23)

如果要同时满足耦合波方程和边界条件,需要将形如式(12)的 *l*₃⁽ⁿ⁾的 4 个根的解线性叠加起来,假设满足边 界条件和波方程的解的形式为:

$$u_{i}^{'} = \sum_{n=1}^{4} c_{n} \alpha_{i}^{n} \exp\left\{j \left[\omega t - \beta \left(l_{1} x_{1} + l_{2} x_{2} + l_{3}^{n} x_{3}\right)\right]\right\}$$
(24)

$$\Phi' = \sum_{n=1}^{4} c_n \alpha_4^n \exp\left\{ j \left[\omega t - \beta \left(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3^n x_3 \right) \right] \right\}$$
(25)

将式(24)代入式(20)和(23)中,可得到 4 个齐次方程式,并且该方程式包含 4 个加权因子 C_n,当这 4 个齐次 方程式的系数行列式为零时,该方程式存在非零解,即 $\begin{bmatrix} G & G & G & G \end{bmatrix}$

式中:

472

$$\begin{vmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{13} & G_{14} \\ G_{21} & G_{22} & G_{23} & G_{24} \\ G_{31} & G_{32} & G_{33} & G_{34} \\ G_{41} & G_{42} & G_{43} & G_{44} \end{vmatrix} = 0$$

$$(26)$$

$$G_{jn} = c_{3jkl} l_l^n \alpha_k^n + e_{k3j} l_k^n \alpha_4^n$$
(27)

$$G_{4n} = e_{3kl}l_l^n \alpha_k^n - \left(\varepsilon_{3k}l_k^n - j\varepsilon_0\right)\alpha_4^n$$
(28)

在准静态近似情况下,同体声波传播一样,传输介质的压电特性使得传输介质硬度变大,即增大了介质的弹性刚度常数。将式(15)代入式(14)得:

$$\left[\left(c_{ijkl}^{E} + \frac{e_{jkl}l_{k}l_{j}e_{kij}}{\varepsilon_{jk}l_{j}l_{k}}\right)l_{i}l_{j} - \rho v^{2}\delta_{ik}\right]\alpha_{k} = 0(i, j, k, l=1, 2, 3)$$

$$(29)$$

从式(29)可看出,只须令:

$$c_{ijkl}^{E} + \frac{e_{jkl}l_{k}l_{j}e_{kij}}{\varepsilon_{ik}l_{i}l_{k}} = c_{ijkl}^{D}$$
(30)

式中的 *c^D_{ijkl}* 看作是压电材料介质的弹性刚度常数,则式(16)的形式同非压电介质即各向异性材料中的声波方程一样^[8]。从而可以得到压电材料介质具有类似于各向异性介质中 SAW 的性质,概括为以下 3 点:

1) SAW 为非色散波;

2) SAW 存在 3 个互相垂直的质点位移分量,通常,这 3 个位移方向不与波的传播方向平行或垂直;

3) SAW 在传输介质中具有不一致的能量传播方向和相速传播方向,只有在称为纯模方向的某些特殊方向上, 这两者才能实现同样的传播方向。

但是,压电材料介质毕竟多求解了电磁波方程,因此也有一些和非压电介质不同的特性:

1) 除了 SAW, 压电介质中还存在着电磁波和电声波, 电声波是一个水平偏振波;

2) 压电介质除了具有弹性性质,还具有压电性质和介电性质,由式(29)可知,其压电性质和介电性质也对 SAW 的速度产生作用。

2.2 压电薄膜中 SAW 的传播性质

在 SAW 器件中,除了使用具有压电特性的衬底材料结构外,还在非压电性的衬底上沉积压电薄膜来完成器件功能的结构。因此,了解 SAW 在压电薄膜中的传播特性也很有必要。求解 SAW 在压电薄膜层的波方程同在 压电介质中求解过程一样,只是要在衬底材料和压电薄膜材料中分别求解。另外,波方程的解还要满足压电薄膜 层和衬底界面的边界条件。由于求解过程同上面基本一致,这里不再重复推导,直接给出相关结论。

压电薄膜的引入会在一定程度上影响 SAW 的速度,当 $\beta h \ll 1$ 时(β 为波数, h 为压电薄膜的膜厚),相速的相 对变化为:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v' - v}{v} = \frac{\omega \beta h \rho_L}{4W_s} \left\{ v_{1L}^2 \left[4 \left(1 - \frac{v_{1L}^2}{v_{sL}^2} \right) u_1^2 + u_2^2 \right] - v \left(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 \right) \right\}$$
(31)

式中:v表示没有压电薄膜层时 SAW 的相速;v'表示有压电薄膜层时 SAW 的相速;v_t表示压电薄膜层介质中体切波的相速;v_t表示压电薄膜层介质中体纵波的相速;v_s表示压电薄膜层介质中体横波的相速;u₁,u₂,u₃表示没有压电薄膜层时 SAW 的位移分量;W_s表示没有压电薄膜时,垂直于声表面波传播方向的径向面的单位宽度的 功率流;h_p,表示压电薄膜层每单位面积的质量。

从式(31)可看出,压电薄膜层对 SAW 的传播有两方面影响:一方面使得声表面波速度发生变化,压电薄膜 层单位面积质量越大,声速的改变也就越大,压电薄膜层单位面积质量越小,声速的改变也就越小,两者成正比 关系;另一方面使得声表面波波速与频率有关系,即由无色散波转变为色散波,声表面波相速随着 βh 值的增大 而减小^[8]。

3 结论

传统的 SAW 器件主要依托压电基体制备而成, 近年来随着压电薄膜技术的快速发展, SAW 器件的载体也开 始逐渐由压电基体向压电薄膜发展, 因此了解 SAW 在压电介质和压电薄膜中的传播性质对 SAW 波器件的制备 至关重要。本文重点介绍了 SAW 波在压电介质和压电薄膜的传播性质, 通过对弹性波方程和电磁波方程求解过 程的推导,得到以下重点结论: a) 压电介质除了具有弹性性质, 还具有压电性质和介电性质。在压电介质中 SAW 为非色散波,有 3 个互相垂直的质点位移分量。SAW 在传输介质中具有不一致的能量传播方向和相速传播方向, 只有在称为纯模方向的某些特殊方向上, 这两者才能实现同样的传播方向; b) 在压电薄膜中 SAW 为色散波, 且 压电薄膜层单位面积质量与声速的改变量成正比。

参考文献:

- RAYLEIGH L. On waves propagated along the plane surface of an elastic body[C]// Proc. the London Mathematical Society, 1885:4-11.
- [2] CHEN Yinghui, GAO Yang, XI Shiwei, et al. Effect of Ar/O₂ gas ratio and annealing temperature on the structure and properties of ZnO film[C]// 2011 10th International Conference on Electronic Measurement & Instruments. Chengdu, China:IEEE, 2011:54-57.
- [3] 陈颖慧,高杨,席仕伟,等. 硅基底和金刚石基底上沉积 ZnO 薄膜工艺研究[J]. 传感技术学报, 2012,1(25):25-29. (CHEN Yinghui,GAO Yang,XI Shiwei,et al. Technique study on the deposition of ZnO film on silicon substrate and diamond substrate[J]. Chinese Journal of Sensors and Actuators, 2012,1(25):25-29.)
- [4] 陈颖慧,高杨,郑英彬,等. 剥离工艺制作 SAW 滤波器 IDT 的研究[J]. 微纳电子技术, 2012,2(49):124-128. (CHEN Yinghui, GAO Yang,ZHENG Yingbin, et al. Study on fabrication of SAW filters IDT by lift-off technology[J]. Micronanoelectronic Technology, 2012,2(49):124-128.)
- [5] 陈颖慧,高杨,郑英彬,等. 金刚石 SAW 滤波器的设计和制作[J]. 微纳电子技术, 2012,10(49):662-666. (CHEN Yinghui, GAO Yang,ZHENG Yingbin, et al. The fabrication and design of diamond SAW filters[J]. Micronanoelectronic Technology, 2012,10(49):662-666.)
- [6] 陈颖慧,郑英彬,席仕伟,等. ZnO/IDT/金刚石结构 SAW 滤波器的设计和制作[J]. 半导体技术, 2013,6(38):443-447.
 (CHEN Yinghui,ZHENG Yingbin,XI Shiwei,et al. Fabrication and design of ZnO/IDT/diamond SAW filters[J]. Semiconductor Device, 2013,6(38):443-447.)
- [7] MORGAN D P. Surface-Wave Devices for Signal Processing[M]. [S.l.]:Elsevier Science Publishing Company, 1985.
- [8] 陈颖慧,王旭光,席仕伟,等. AlN 压电薄膜的制备工艺研究[J]. 微纳电子技术, 2013,8(50):506-511. (CHEN Yinghui, WANG Xuguang,XI Shiwei, et al. Technique study on the fabrication of AlN piezoelectric film [J]. Micronanoelectronic Technology, 2013,8(50):506-511.)

作者简介:



陈颖慧(1987-),女,甘肃省白银市人,硕 士,实习研究员,主要研究方向为微电子机械 系统.email:chenyh09@163.com. 张 慧(1974-), 女,浙江省宁波市人,高级 技术员,主要从事 MEMS 工艺方面的工作.

郑英彬(1974-),男,河南省南阳市人,助理 研究员,主要从事 MEMS 工艺方面的研究工作.