# 环形ZnO薄膜谐振器的横模抑制与测试分析*

李玉金 元秀华† 赵茗 王运河

(华中科技大学光学与电子信息学院, 武汉 430074)

( 2015 年 4 月 2 日收到; 2015 年 7 月 7 日收到修改稿 )

采用Tiersten方程研究了环形ZnO薄膜谐振器中横模寄生问题, 获得了环(圆)形薄膜谐振器的横模振动方程, 求得横模位移场解和频率色散方程; 然后采用电磁学模式合成理论进行分析, 发现环形薄膜谐振器横模频率与环形电极的内外径之比$a/b$有关, 振动模式可由圆形薄膜谐振器横模模式合成得到, 通过控制$a/b$能够抑制横模模式数和调控基膜频率. 采用外差激光干涉仪和网络矢量分析仪测量并比较了同批次的圆形和环形薄膜谐振器的上电极横模振动图样和电阻抗曲线. 振动图样显示环形薄膜谐振器振动模式可由半径为$a$和半径为$b$的圆形薄膜谐振器振动模式合成, 仅存在节圆数大于0的横模振动, 等于0的横模模式被抑制; 电阻抗曲线显示当$a/b$为0.436时, 环形薄膜谐振器的基频(约1217 MHz)和圆形的(0, 1)模式频率相等. 测量数据验证了模式合成理论的分析结果正确性, 为薄膜谐振器的横模抑制研究提供了理论基础和新方法.

**关键词**: 薄膜谐振器, 横模, 模式合成, ZnO

**PACS:** 46.40.–f, 68.60.Bs, 62.25.Jk, 43.35.Mr **DOI:** 10.7498/aps.64.224601

## 1 引 言

近年来, 随着微纳加工技术、新兴功能材料的迅速发展以及压电薄膜制备技术的发展使高性能高频率的薄膜谐振器(FBAR)的集成化和微型化日益成熟[1], FBAR相对传统的谐振器, 具有低功耗、低插入损耗、高的工作频率和互补金属氧化物半导体工艺兼容的优点, 在无线通信、传感和探测具有广阔的应用前景[2]. 所采用的压电薄膜材料一般是六方纤锌矿结构的多功能半导体材料(如ZnO, AlN), 具有较高的机电耦合系数, 广泛应用在声体波谐振器[3]、声表面波器件[4]和压电传感器[5,6]等领域.

FBAR是主要由金属电极/压电薄膜层/金属电极/衬底的堆叠结构, 其基模谐振频率受到电极、压电薄膜层和衬底等的厚度、材料性质的影响[7,8]. FBAR工作模式主要利用纵波模式, 即沿晶体$c$轴方向谐振的纵波, 但由于存在压电薄膜的横向边界, 横模在能陷频率范围内仍然会激发出来, 寄生的横模在电阻抗曲线上的反映是一些毛刺现象, 它会影响FBAR的频率特性, 容易出现纵模振动性能下降(寄生耦合)和跳频现象等频率失稳现象[9], 要完全没有寄生横模是极为困难的. FBAR实际应用中一般要求寄生横模的数量要少、幅度要低、离基模谐振频率远等, 所以抑制横模是FBAR设计中必须考虑的问题.

有关研究表明, 通过改变电极形状可以减小横模数目, 如Agilent公司的Ruby研究组[10,11]采用任两边都不平行的五边形设计的压电滤波器结构; 文献[12, 13]从声波导的理论出发, 在上电极环绕中心区域增加额外的一层边界氧化物, 形成的“势垒”结构也能抑制横模的产生. 由于FBAR的材料的复杂性和振动模式多样性, 对FBAR横模振动的物理模型和理论分析很少, 研究人员一般采用Mason和MBVD[14]电路模型进行参数选择, 或者用有限元模拟方法[15,16]进行分析, 然后对制备的FBAR进行参数测试、验证、筛选和优化改进.

本文把Tiersten和Stevens[17]处理矩形压电

* 国家自然科学基金(批准号: 61275081)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuanxh@hust.edu.cn

 http://wulixb.iphy.ac.cn

薄膜谐振器获得的方程用来分析圆形和环形FBAR, 从模式分析理论角度得到横模产生机理, 然后解释环形FBAR横模比圆形FBAR少的原因, 即达到通过优化电极形状能够抑制横模的目的. 最后采用搭建的激光干涉仪对同批次制备的ZnO薄膜圆形FBAR和环形FBAR进行顶电极表面横模振动测量分析, 并用网络矢量分析仪测量两种FBAR的电阻抗曲线, 得到对应的横模寄生泛频, 验证理论分析结论的正确性.

## 2 横模振动理论分析

有关厚度模式在能陷理论中的理论特性研究, Tiersten 和 Stevens[17] 分析了三维矩形电极的石英谐振器, 得到了第 $n$ 阶纵模中横向位移 $f^n(x_1, x_2, t)$ 满足:

$$M_n\left(\frac{\partial^2 f^n}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2 f^n}{\partial x_2^2}\right)-\bar{c}_{33}^{f}\bar{\eta}_{f^n}^2 f^n-\rho^f\ddot{f}^n=0, \quad (1)$$

其中, $n$ 为纵模阶数; $M_n$ 是电极、压电材料和衬底的复杂函数, 在压电类器件中比较重要, 由于ZnO材料压电性能参数横向相同, 所以 $M_n$ 在 $x$ 和 $y$ 方向相等; $\rho^f$, $e_{33}^f$ 和 $\bar{c}_{33}^f$ 分别是密度、压电系数和压电增劲系数; $\bar{\eta}_{f^n}$ 决定FBAR纵模振动频率, 在无上电极区域的纵模波数用 $\widehat{\eta}_{f^n}$ 替换.

为了分析环形和圆形FBAR, 我们将直角坐标系 $(x_1, x_2)$ 变换为极坐标 $(r, \theta)$, 其中, $r^2 = x_1^2 + x_2^2$, $\tan\theta = x_2/x_1$, 则横向位移 $f^n(x_1, x_2, t)$ 的方程(1)的极坐标形式 $f^n(r, \theta, t)$ 如下:

$$\frac{\partial}{r\partial r}\left(\frac{r\partial f^n}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 f^n}{r^2\partial\theta^2}=\frac{1}{M_n}\left(\bar{c}_{33}^{f}\bar{\eta}_{f^n}^2 f^n+\rho^f\ddot{f}^n\right). \quad (2)$$

根据能陷理论, 稳定的横模局限在电极区域, 在非电极区域, 横模振幅随远离上电极边界距离呈指数衰减[18], 即形成倏逝波, 可以忽略, 其稳态振动 $f^n(r, \theta, t) = f^n(r, \theta)\exp(-\mathrm{i}\omega t)$ 满足Helmholtz方程:

$$\frac{\partial}{r\partial r}\left(\frac{r\partial f^n(r,\theta)}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 f^n(r,\theta)}{r^2\partial\theta^2}+k^2 f^n(r,\theta)=0, \quad (3)$$

其中, $k^2 = (\rho^f\omega^2 - \bar{c}_{33}^f\bar{\eta}_{f^n}^2)/M_n$ 为横模波数, 则(3)式的通解为

$$f^n(r,\theta) = \left(A_m\mathrm{J}_m(\bar{\xi}_n r)+B_m\mathrm{Y}_m(\bar{\xi}_n r)\right)\cos(m\theta),\quad a\leqslant r\leqslant b, \quad (4)$$

此式即为圆环FBAR的横模振动位移方程, $m$ 为圆周方向的周期数, $\mathrm{J}_m$ 和 $\mathrm{Y}_m$ 分别是第1类和第2类Bessel函数.

圆环FBAR的边界条件为: $f^n(r,\theta)$ 和 $\dfrac{\partial f^n(r,\theta)}{\partial r}$ 在 $r = a$ 和 $r = b$ 边界连续, 由此可得

$$\begin{cases} A_m\mathrm{J}_m(\bar{\xi}_n a)+B_m\mathrm{Y}_m(\bar{\xi}_n a)=0,\\ A_m\mathrm{J}_m(\bar{\xi}_n b)+B_m\mathrm{Y}_m(\bar{\xi}_n b)=0. \end{cases} \quad (5)$$

$A_m$, $B_m$ 要有非零解, 须满足

$$\mathrm{J}_m(\mu_{mn'})\mathrm{Y}_m\left(\mu_{mn'}\frac{a}{b}\right) - \mathrm{J}_m\left(\mu_{mn'}\frac{a}{b}\right)\mathrm{Y}_m(\mu_{mn'})=0. \quad (6)$$

该方程是超越方程, 其根 $u_{mn'} = \bar{\xi}_n b$ 是方程的本征值, 与内外径之比 $a/b$ 有关, 决定了圆环FBAR的横模本征频率. 将(6)式代入(3)式可得到FBAR的色散方程:

$$\omega=\frac{1}{\sqrt{\rho^f}}\sqrt{2M_n\left(\frac{\mu_{mn'}}{b}\right)^2+\bar{c}_{33}^{f}\bar{\eta}_{f^n}^2}. \quad (7)$$

由此我们得到环形FBAR横模寄生时的FBAR角频率.

将(4)式中的 $a$ 设为0, 就可以得到圆形FBAR横模位移表达式. 当 $r = 0$ 时, 位移 $f^n(r,\theta)$ 无限大, 所以系数 $B_m = 0$, 其边界条件为 $f^n(r,\theta)|_{r=b} = 0$, 则圆形FBAR的横模位移方程为

$$\begin{aligned} f^n(r,\theta) &= A_m\mathrm{J}_m(\bar{\xi}_n r)\cos m\theta\\ &= A_m\mathrm{J}_m\left(\mu_{mn'}\frac{r}{b}\right)\cos m\theta,\\ &\quad 0\leqslant r\leqslant b, \end{aligned} \quad (8)$$

这里 $u_{mn'} = \bar{\xi}_n b$; $m = 0$ 时, $\mathrm{J}_0(\bar{\xi}_n b) = 0$ 有解, $u_{0n'} = 2.4048, 5.5201, 8.6537, \cdots$, 振动图样分别对应对称模式, 且有 $0, 1, 2, \cdots$ 的内接圆线, 所以 $n'$ 代表了横模振动形成的圆节点数. 其中第2阶振动模式存在内接圆线的位置是 $r/b = 2.4048/5.5201 = 0.436$ [19], 见图1. 将求得的 $\bar{\xi}_n$ 代入(7)式可得到圆形FBAR的工作频率.

为了更好地解释内外半径之比 $a/b$ 对横模数量和环形FBAR基频的调控, 我们采用类似电磁波模式分析理论[20] 分析横模问题. 将环形FBAR的横模位移方程(4)重新改写为

$$f^n(r,\theta) = \left(E^+\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n r)+E^-\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n r)\right)\cos(m\theta),\quad a\leqslant r\leqslant b, \quad (9)$$

其中, $\mathrm{H}_m^{(1)}$ 和 $\mathrm{H}_m^{(2)}$ 是 $m$ 阶第1类和第2类Hankel函数; $E^+$ 和 $E^-$ 分别由(4)式中的 $A_m$ 和 $B_m$ 决定.

(9) 式中第1项代表从原点向无穷远传输的发散波, 第2项代表了从无穷远向原点传输的汇聚波. 由圆环FBAR的边界条件可得

$$\frac{\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n a)}{\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n a)} = \frac{\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n b)}{\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n b)}. \tag{10}$$

(10) 式充分反映了环形FBAR在能陷理论下横模模式的存在条件, 即在圆环的内外边界, 某横模如果发散波和汇聚波的出入比相等, 则该横模振动可以存在于电极区域. 根据声波散射共振理论[21]可知 (10) 式中左右两项分别是软圆柱体的散射函数 $\mathrm{S}_m^{\mathrm{s}} = -\mathrm{H}_m^{(2)}/\mathrm{H}_m^{(1)}$, 散射相移 $\delta_m$ 可通过 $\mathrm{S}_m^{\mathrm{s}} = \mathrm{e}^{2\mathrm{i}\delta_m^{\mathrm{s}}}$ 计算得到. 由Hankel函数的定义可得到 $\tan\delta_m^{\mathrm{s}} = \mathrm{J}_m(x)/\mathrm{Y}_m(x)$, 进一步反映了某横模稳定存在, 散射共振的相移必须相等. 将Hankel函数的定义式代入 (10) 式, (10) 式将变为 (6) 式的等价形式.

同理, 如果内径 $a$ 趋向于零, 圆环变成圆形, 此时 $\lim\limits_{a\to 0}\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n a)/\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n a) = -1$, 在声散射理论中, 该式表示有声波全反射发生, 相移为π, 即由于圆形电极的封闭性, $\mathrm{H}_m^{(2)}$ 表示的内向汇聚波在原点发生全反射形成驻波, 而无外向传输的发散波 $\mathrm{H}_m^{(1)}$. 因此, 圆形FBAR的横模位移方程和色散方程分别为

$$f^n(r,\theta) = E^-\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n r)\cos(m\theta),$$

$$0 \leqslant r \leqslant b, \tag{11}$$

$$\frac{\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n b)}{\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n b)} = -1. \tag{12}$$

将Hankel的定义式代入 (12) 式, 可得到 $\mathrm{J}_m(\bar{\xi}_n b) = 0$, 这和由 (8) 式得到的结果一致, 所以 (12) 式是圆形FBAR存在横模模式本征方程的另一种表示形式.

由波场理论[22,23]可知, 某波场的模式可以由其他波模式合成; 同时在声散射共振理论[24]中, 有反射公式 $\mathrm{H}_m^{(1)}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi}x) = -\mathrm{H}_m^{(2)}(x)$ 和 $|\mathrm{S}_m^{\mathrm{s}}| = 1$, 即当发散波和汇聚波在FBAR电极边界有全反射发生时, 发散波 $\mathrm{H}_m^{(1)}$ 和汇聚波 $\mathrm{H}_m^{(2)}$ 可以相互转换, 所以圆环FBAR的横模位移 (9) 式可以表达为

$$\begin{aligned} f^n(r,\theta) &= \left(E^+\mathrm{H}_m^{(1)}(\bar{\xi}_n r) + E^-\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n r)\right)\cos(m\theta) \\ &= f_b^n(r,\theta) - f_a^n(r,\theta), \end{aligned} \tag{13}$$

式中 $f_b^n(r,\theta)$ 和 $f_a^n(r,\theta)$ 分别是半径为 $b$ 和 $a$ 的圆形FBAR的横向位移,

$$f_b^n(r,\theta) = E^-\mathrm{H}_m^{(2)}(\bar{\xi}_n r)\cos(m\theta), \quad 0 \leqslant r \leqslant b,$$

$$f_a^n(r,\theta) = -E^+\mathrm{H}_m^{(2)}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi}\bar{\xi}_n r)\cos(m\theta), \quad 0 \leqslant r \leqslant a.$$

(13) 式充分反映了圆环FBAR的横向位移振动模式可以分解为半径为 $b$, $a$ 的圆形FBAR的横模模式之差, 见图1.

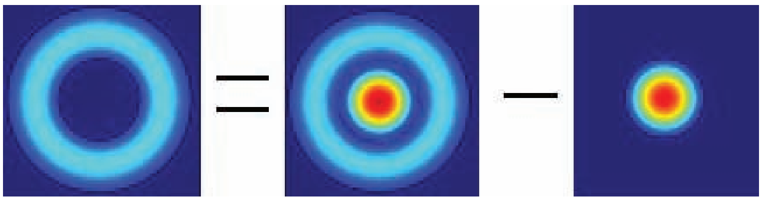


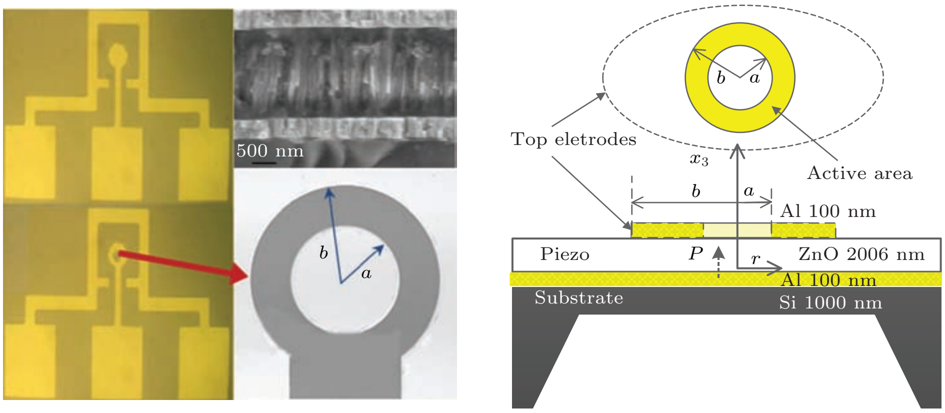
图1 (网刊彩色) 圆环FBAR横模振动模式合成

Fig. 1. (color online) Lateral mode of ring FBARs coupled by two modes of circular FBARs.

综上所述, 圆环FBAR的振动特征可以由 (11) 和 (13) 式完全表征.

## 3 实验系统与测试结果

采用磁控溅射设备研制圆形和环形FBAR. 通过工艺参数优化可知, 在Si衬底温度为400 °C, Ar与 $O_2$ 比例为40 : 20, 气氛压强为4.0 Pa, 溅射功率为200 W时, 磁控溅射设备制备的ZnO薄膜性能最优. 我们制备出了高质量的 (002) 晶向的ZnO薄膜, 原子力显微镜表面形貌显示晶粒直径为3.42 nm, 见图2 (a). 圆形和环形FBAR为同一批次制备, 可认为每层膜的厚度参数一致, 两者差距仅仅在于上电极的形状. 从上到下每层厚度如下: 上下铝电极约为100 nm; ZnO薄膜层为2006 nm; 衬底Si厚度为1 μm; 圆环FBAR上电极的外径和圆形FBAR上电极的半径大小相等, 为6 μm; 圆环FBAR上电极的内径约为2.62 μm, 所以内外半径比约为0.436.




(a) (b)

图2 (网刊彩色)(a) 圆形和环形FBAR样品示意图; (b) 每层厚度结构

Fig. 2. (color online) (a) Schematic of the same batch of ring and circular FBARs; (b) the cross-section of FBARs configuration.

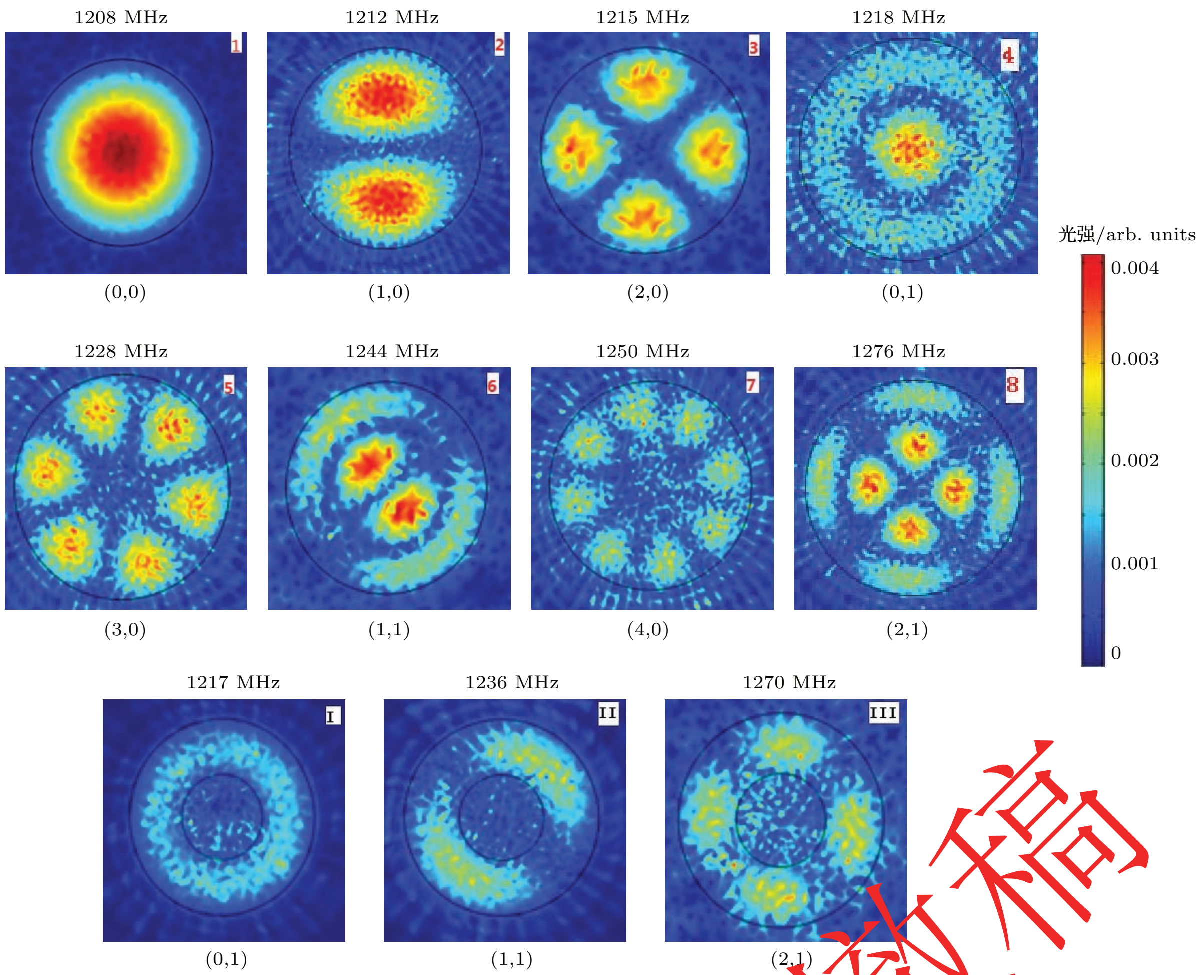



图3 (网刊彩色) 两种FBAR上电极振动图样

Fig. 3. (color online) Acoustic wave field images of ring and circular FBARs.



为了分析横模振动模态, 我们搭建了外差干涉仪测量系统. 部分元件型号如下: He-Ne激光器为Spectra Physics公司生成的型号为117 B的超快激光器, 工作波长为632.8 nm; 声光器件为IntraAction公司生产的型号为AOM-405 A1的声光调制器, 其中频移光束为参考光束, 原始光束为测量光束; 放置FBAR的微平台为Nikon 50/0.55 ELWD, 最大移动825 nm; 光电探测器采用New

Focus 型号1554-B的快速检测器, 频率响应优于1 dB (6 GHz). 搭建的外差干涉仪测量指标: 扫描面积达到750 μm × 750 μm正方形, 可以覆盖整个样品FBAR上电极, 扫描点数为800 × 800, 空间步长0.9 μm. 测量频率范围30 MHz—12 GHz.

两种FBAR的表面电极振动位移图像见图3, 图3中第1, 2列为圆形FBAR的振动位移图, 第3列为环形FBAR的振动位移图, 每个振动图像的频率大小和图3上的阻抗曲线中的横模泛频频率一一对应.

采用HP8712E型网络分析仪, 对两FBAR进行阻抗测试, 测试前需要对仪器进行校准, 排除仪器本身及外界阻抗不匹配带来的噪声影响以及其他附加损耗后, 测到的阻抗曲线见图4. 从图4可以看出, 圆环FBAR的横模数目比圆形FBAR的横模数目少了很多, 特别是在串联频率和并联频率之间, 由圆形FBAR的4个减少为1个, 同时还发现圆环FBAR的基频1217 MHz处的阻抗和圆形FBAR的(0, 1)模的阻抗大小相等.

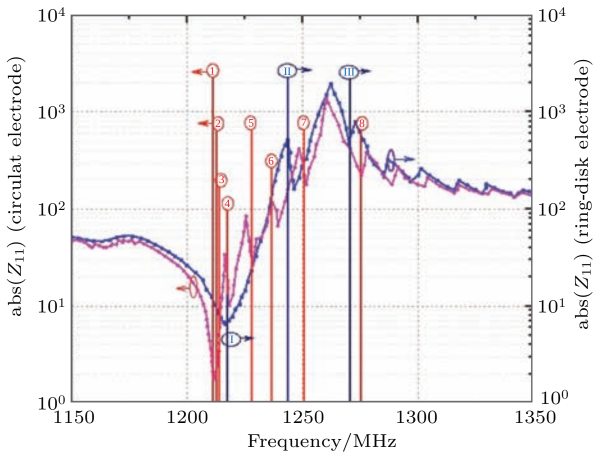



图4 (网刊彩色) 圆环和圆形FBAR的阻抗曲线图 (图中的数字和图3右上角数字对应)

Fig. 4. (color online) Electrical spurious responses of ring and circular FBARs (the numbers in Fig. 4 correspond to the numbers in the top right corner of Fig. 3).

## 4 测量结果讨论

在第2部分理论分析中, 我们得到圆环FBAR的横模振动本征方程(6), 其根 $u_{mn'} = \xi_n b$ 与内外径之比 $a/b$ 有关, 决定了圆环FBAR的横模本征频率. 由于 $m = 0$ 的模态决定了圆环FBAR的基频, 我们采用数值软件求解了(6)式, 不同内外径比 $a/b$ 和 $n'$ 下的本征值结果见表1. 由表1明显得到, 当 $0.40 < a/b < 0.60$ 时, 本征值介于5.183和7.828之间, 当选择合适的 $a/b$ 时, 本征值可以等于5.520, 大小即为 $n' = 1$ 的本征值, 此时的 $a/b = 0.436$.

表1 在不同内外径比和 $n'$ 下的本征值

Table 1. Eigenvalue at different internal and external diameter ratios and different $n'$ values.

| $a/b$ | $n'$ = 0 | $n'$ = 1 | $n'$ = 2 |
|---|---|---|---|
| 0 | 2.405 | 5.520 | 8.654 |
| 0.02 | 2.884 | 6.136 | 9.376 |
| 0.10 | 3.314 | 6.858 | 10.377 |
| 0.20 | 3.816 | 7.786 | 11.732 |
| 0.40 | 5.183 | 10.443 | 15.688 |
| 0.60 | 7.828 | 15.695 | 23.553 |
| 0.80 | 15.698 | 31.411 | 24.121 |

我们用 $(m, n')$ 表示每个振动图样中的节圆和节线. 从图3可以看出, 与圆形FBAR相比, 圆环FBAR的并不存在 $n' = 0$ 时的所有振动模式, 所以在圆环FBAR中仅仅存在 $n' \geqslant 1$ 的振动模式, 从而圆环FBAR的基频由圆形FBAR的(0, 0)模式变为(0, 1). 这是因为 $n' = 0$ 的所有横模振动模式被抑制的结果.

通过第2部分振动模式理论分析可知, 圆环的FBAR(0,1)振动模式可以由两个半径分别是 $b$, $a$ 的圆形FBAR的模式合成得到. 为了验证理论分析的正确性, 由表1分析可知圆形FBAR的(0, 1)模式的内接圆线半径与外径 $b$ 的比值是 $r/b = 2.405/5.520 = 0.436$, 内接圆线上横模振动位移为零, 满足 $\mathrm{H}_m^{(2)}/\mathrm{H}_m^{(1)} = -1$, 所以圆环FBAR $(b \geqslant r \geqslant a = 0.436b)$ 的(0, 1)横模模式可以由圆形FBAR $(b \geqslant r)$ 的(0, 1)横模模式和圆形FBAR $(r \leqslant a = 0.436b)(0, 0)$ 横模模式合成, 此时圆环FBAR横模本征方程满足同一本征值, 即这三个理论FBAR 横模满足同一频率. 我们制备的圆环FBAR 内径 $a = 2.62$ μm, 基本满足0.436的比例关系, 实际测试的上电极振动图和测试频率相等充分说明了振动模式合成理论的正确性.

在采用HP8712 E型网络分析仪测量得到的阻抗曲线中, 圆环FBAR的横模数目比圆形FBAR少了很多, 很多横模得到抑制, 特别是在串联频率和并联频率之间, 数目仅有1个, 这对射频滤波器性能改善极为有利; 在图4中圆环FBAR的基频阻抗

和圆形FBAR的(0,1)模的阻抗大小相等, 这和理论分析结果也是一致的.

## 5 结 论

我们将Tiersten和Stevens[17]处理矩形石英谐振器的方程, 在极坐标变换后用来分析ZnO环(圆)形FBAR的横模振动问题, 得到了纵模阶数固定时横模位移场解和色散方程; 然后采用Hankel函数变换, 将横模振动问题转换为类似电磁学柱面波(发散波和会聚波)解形式. 通过分析, 得到环形FBAR横模频率与环形电极的内外径之比有关, 环形FBAR横模振动模式可以由圆形FBAR横模模式合成.

为了验证理论的正确性, 我们对同批次的圆形和环形FBAR采用外差激光干涉仪和网络矢量分析仪测量了上电极横模振动图样和其电阻抗曲线. 与圆形FBAR横模模式相比, 环形FBAR抑制了$n' = 0$的横模. 为了验证模式合成分析理论, 我们设计圆环FBAR的内外径之比为0.436, 得到环形FBAR基频(约1217 MHz)和圆形FBAR的(0, 1)模频率相等, 其振动模式可以由圆形FBAR(6 μm)的(0, 1)横模模式和圆形FBAR(2.62 μm)(0, 0)横模模式合成, 佐证了本文理论分析的正确性.

## 参考文献


[1] Weigel R, Morgan D P, Owens J M, Ballato A, Lakin K M, Hashimoto K, Ruppel C C 2002 *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* **50** 738

[2] Kim Y D, Sunwoo K H, Sul S C, Lee J H, Kim D H, Song I S, Choa S H, Yook J G 2006 *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* **54** 1218

[3] Su Q X, Kirby P, Komuro E, Imura M, Zhang Q, Whatmore R 2001 *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* **49** 769

[4] Zhou Z K, Wei L M, Feng J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104601 (in Chinese) [周振凯, 韦利明, 丰杰 2013 物理学报 **62** 104601]

[5] Chen D, Wang J J, Xu Y, Li D H, Zhang L Y, Liu W H 2013 *J. Micromech. Microeng.* **23** 095032

[6] Link M, Schreiter M, Weber J, Primig R, Pitzer D, Gabl R 2006 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* **53** 492

[7] Zhang H, Zhang S Y, Fan L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 114301

[8] Chao M C, Huang Z N, Pao S Y, Wang Z, Lam C S 2002 *IEEE International Ultrasonics Symposium* Munich, Germany, October 8–11, 2002 p973

[9] Bradley P D, Ruby III R C, Larson J D, Oshmyansky Y, Figueredo D A 2001 *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.* **1** 367

[10] Larson III J D, Ruby R C, Bradley P D 2001 *US Patent* 6 215 375 B1 [2001-4-10]

[11] Ruby R C, Bradley P D, Oshmyansky Y, Figueredo D A 2004 *US Patent* 6 714 102 B2 [2004-03-30]

[12] Kaitila J, Ylilammi M, Ella J 2001 *International Patent* WO 2001006647 A1 [2001-1-25]

[13] Cushman D, Crawford J D 2002 *US Patent* 6381820 B1 [2002-05-07]

[14] Larson III J D, Bradley P D, Wartenberg S, Ruby R C 2000 *IEEE Ultrasonics Symposium* San Juan, Puerto Rico, October 22–25, 2000 p863

[15] Makkonen T, Holappa A, Ellä J, Salomaa M 2001 2001 *IEEE Trans. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control.* **48** 1240

[16] Kokkonen K, Meltaus J, Pensala T, Kaivola M 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* **59** 557

[17] Tiersten H F, Stevens D S 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 5893

[18] Kokkonen K, Pensala T, Kaivola M 2011 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* **58** 215

[19] Leissa A W 2001 *Int. J. Solids Struct.* **38** 3341

[20] Pors A, Moreno E, Martin-Moreno L, Pendry J B, Garcia-Vidal F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 223905

[21] Flax L, Dragonette L R, Überall H 1978 *J. Acoust. Soc. Am.* **63** 723

[22] Chew W C 1995 *Waves Fields in Inhomogenous Media* (New York: Wiley-IEEE Press) pp161–167

[23] Wong W O, Yam L H, Li Y Y, Law L Y, Chan K T 2000 *J. Sound Vib.* **232** 807

[24] Murphy J D, Breitenbach E D, Überall H 1978 *J. Acoust. Soc. Am.* **64** 677

# Lateral mode suppression and experiment for the ZnO ring thin-film bulk acoustic resonator*

Li Yu-Jin Yuan Xiu-Hua† Zhao Ming Wang Yun-He

(*School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

( Received 2 April 2015; revised manuscript received 7 July 2015 )

**Abstract**

In this paper, we analytically study the spurious lateral mode of the ring (circular) thin-film bulk acoustic resonator (FBAR) by using Tiersten equation. The lateral mode displacement field and frequency dispersion equation are obtained. According to the electromagnetic mode analysis, we find that the mode frequency and spurious electrical responses relate to the ratio of inner radius to outer radius ($a/b$) of the ring resonator, and its lateral vibration mode can be obtained by coupling other circular FBAR modes. The ring electrode can greatly reduce the number of spurious electrical responses caused by lateral resonances. Suppressing lateral mode and adjusting fundamental frequency can be achieved by controlling $a/b$. In this paper, the experiments for the same batch of ring and circular FBARs are carried out by using a heterodyne interferometer and a vector network analyzer, including the measurements of acoustic wave fields and eigenmode spectra, which can provide the information about vibration localization and coupling between lateral mode and thickness extensional mode. The data indicate that the lateral vibration mode of ring FBAR can be obtained by coupling the two modes of circular FBARs, whose radii are $a$ and $b$, respectively, and the lateral mode pattern of $n' = 0$ is suppressed. When the ring resonator is designed with an $a/b$ ratio of 0.436, the fundamental frequency (~1217 MHz) is the same as the (0, 1) mode frequency of the circular FBAR. Based on this observation, the acoustic wave field images and electrical spurious responses can accurately describe the lateral modes, and the obtained results accord well with the analyses of theoretical electromagnetic modes. This phenomenon may be found to have applications in the design and theoretical analysis of the resonators.

**Keywords:** thin-film bulk acoustic resonators, lateral mode, mode coupling, zinc oxide

**PACS:** 46.40.–f, 68.60.Bs, 62.25.Jk, 43.35.Mr **DOI:** 10.7498/aps.64.224601



* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275081).

† Corresponding author. E-mail: yuanxh@hust.edu.cn