

磁电复合振子 $\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3/\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$ 的 电容型磁阻抗效应

汪志峰¹, 何文强¹, 王 巍^{1,2}

(1. 南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏 南京 210023)

(2. 近代声学教育部重点实验室, 南京大学, 江苏 南京 210093)

[摘要] 谐振频率及阻抗匹配是压电换能器中十分重要的参数. 基于压电陶瓷圆环 $\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3$ (PZT) 和磁致伸缩材料铽镝铁 $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$ (TDF) 构成“环-环”磁电复合振子, 实验研究磁场作用下, 由磁电复合振子的有效介电常数变化引起的电容型磁阻抗以及磁控谐振频率偏移效应. 实验结果显示, 谐振频率和反谐振频率下的磁阻抗可达 18%、32%; 当磁场为 800 mT 时, 谐振及反谐振频率的最大偏移量约为 9 kHz. 利用复合材料的磁-力-电耦合效应, 对电容型磁阻抗及磁控谐振频率偏移进行了理论分析. 本研究为解决压电换能器谐振频率的漂移问题及阻抗匹配提供了实验及理论基础.

[关键词] 磁电复合振子, 电容型磁阻抗, 谐振频率, 反谐振频率

[中图分类号] O441.6; O482.52+6 **[文献标志码]** A **[文章编号]** 1001-4616(2016)03-0040-06

Capacitive Type Magnetoimpedance Effect of $\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3/\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$ in Magnetolectric Composite Vibrator

Wang Zhifeng¹, He Wenqiang¹, Wang Wei^{1,2}

(1. School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

(2. Laboratory of Modern Acoustics of MOE, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: Resonance frequency and impedance matching are important parameters in piezoelectric transducer. In this paper, a magnetolectric (ME) composite vibrator made of $\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3/\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$ double ring were developed. It was found that the variation of relatively effective permittivity of the ME composite resonator with a dc magnetic field is responsible for capacitive type magnetoimpedance effect. About 18% and 32% of magnetoimpedance have been achieved at resonance and anti-resonance frequencies of the ME resonator, respectively. In addition, the resonant frequency of ME composite vibrator shift with increasing dc magnetic field. The resonance and anti-resonance frequencies offset were about 9 kHz when the magnetic field intensity was 800 mT. Based on the magnetic-force-electricity coupling effect, we theoretically analyzed the capacitive type magnetoimpedance effect and magnetically tuned mechanical resonances in the ME composite resonator. The study provides experimental and theoretical basis for solving the problem of resonance frequency shift and impedance mismatch in piezoelectric transducer.

Key words: magnetolectric composite vibrator, capacitive type magnetoimpedance, resonant frequency, anti-resonance frequency

压电陶瓷($\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3$)是重要的电介质功能材料, 能实现电能与机械能的相互转化, 并且其造价成本低, 制作工艺简单, 被广泛应用于医学成像、声传感器、声换能器、超声马达等领域. 压电换能器是超声换能器的主要部件, 利用压电陶瓷的压电效应, 实现电能与声能的相互转化^[1,2]. 因为造价成本低, 制作工

收稿日期: 2016-01-08.

基金项目: 江苏省普通高校学术学位研究生创新计划项目(KYLX15_0726)、南京师范大学 2015 年国家自然科学基金预研项目(基于宽带水声换能器的磁场调控压磁/压电复合振子谐振特性研究)(XY15015).

通讯联系人: 王巍, 副教授, 研究方向: 复合材料磁电效应. E-mail: wangwei1@njnu.edu.cn

艺简单,结构形式灵活等优点,压电换能器的理论研究和实际应用十分广泛,常应用于工业、农业、交通运输、生活、医疗及军事等行业^[3]. 材料的尺寸、形状决定着换能器的机械谐振频率和阻抗大小,最佳的阻抗匹配及激励频率可以提高压电换能器的工作效率和稳定性^[4]. 然而几乎所有压电换能器在工作过程中,因负载变化、工具磨损、换能器发热等因素,换能器的机械共振频率将发生漂移,阻抗也随之不匹配. 这种现象尤其在高功率、高品质因子的换能器中会更加严重^[5-7]. 因此,在实际应用中需要对换能器的主要工作性能、指标进行检测,不断调节工作参数,只有这样才能确保换能器输出效率的稳定性. 目前,自动频率跟踪技术是采用的主要方法. 但是,其仍然存在跟踪范围狭小、跟踪失效、阻抗、电容不匹配等问题^[8-10].

如果把换能器中的压电振子换成压电/压磁复合振子,利用外加直流磁场,调节复合振子的杨氏模量及有效介电常数,可解决换能器因自身及外界因素所造成的谐振频率偏移及阻抗不匹配等问题,确保换能器的工作效率及稳定性. 近 10 年来,大量的实验及理论分析表明,利用压电/压磁复合材料,基于压磁材料的磁致伸缩性能,通过磁-力-电耦合作用,磁场可以有效地调节压电体的谐振频率^[11-13]. 2005 年 Srinivasan G^[11]发现,在外加单一直流磁场的作用下,磁电复合材料的谐振频率会随着外加磁场的大小发生改变,并从理论上分析了谐振频率的改变是因为磁致伸缩的 ΔE 效应. 2009 年 C. Israel 等人^[12],利用弹性力学的方法,研究了多层电容(BaTiO_3 电介质中插入 Ni 电极)的磁场调控机械谐振效应,并给予实验验证. Y.P. Yao^[13]也从实验和理论上证明压电体的介电常数和介电损耗随单一直流磁场的变化,并且观察到谐振频率和反谐振频率随磁场的变化趋势,这些研究为磁场调控谐振频率提供了重要的理论和实验依据. 目前,对阻抗的磁调控研究较多的是纳米材料的高频阻抗效应. 例如,Castel V 等^[14-16]研究发现,在 BaTiO_3/Ni 纳米复合材料中存在高频(GHz)磁阻抗效应,认为这种磁阻抗是由复合材料的有效介电常数的变化引起的,而不是我们通常理解的由磁导率的变化引起的磁阻抗效应.

超磁致伸缩材料铽镝($\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$)具有磁致伸缩应变大、能量密度高、磁机耦合性强、响应速度快等优点,受到高技术领域科研人员的广泛关注,逐步发展成为换能器、智能传感器等设备的核心材料. 为了研究低频磁电复合振子的谐振频率偏移及阻抗效应,本文采用压电陶瓷 $\text{PbZr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52}\text{O}_3$ (PZT)圆环和铽镝铁 $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.92}$ (TDF)构成“环-环”磁电复合振子,研究外磁场对磁致伸缩/压电复合振子的低频谐振性能响应,利用外加直流磁场,通过磁-力-电耦合,改变其有效杨氏模量及有效介电常数,实现了磁控谐振频率及电容型磁阻抗效应,利用磁电耦合理论分析了谐振频率及电容型阻抗的磁控原理.

1 实验

“环-环”磁电复合振子的结构如图 1 所示. 压电陶瓷 PZT 沿径向方向极化,铽镝铁 TDF 沿轴向(z)方向磁化. 选用内半径为 $a=0.2$ cm,外半径为 $b=0.8$ cm,厚度为 0.3 cm 的 TDF 圆环(由甘肃天星稀土功能材料有限公司提供),PZT 圆环的内外半径分别为 $b=0.8$ cm, $c=1.2$ cm,厚度为 0.3 cm(山东百灵陶瓷有限公司提供). 将 PZT 圆环和 TDF 圆环用环氧树脂胶粘接,并让其在室温下干燥 24 h. 之后从 PZT 内外两导电层引出导线,接入阻抗分析仪(IM3570, HIOKI, Japan)用于阻抗、电容的测量. 实验所需的外磁场由电磁铁产生,磁场方向沿 Z 轴.

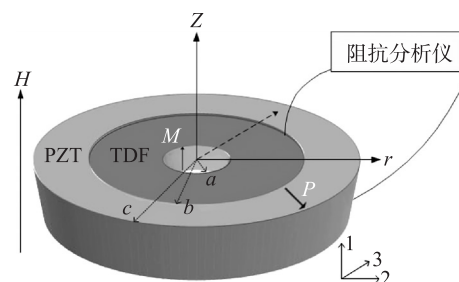


图1 PZT/TDF 磁电复合振子示意图. PZT 的极化方向 P 沿径向, TDF 的磁化方向 M 沿 Z 轴

Fig.1 Schematic diagram of PZT/TDF ring magnetoelectric composite vibrator. The polarization direction of PZT ring along the radial direction and magnetostrictive direction of Terfenol-D along the Z direction

2 实验结果与讨论

图 2 是当外加磁场沿 Z 轴方向,磁场的变化范围从 0~800 mT 时,复合振子的阻抗和电容随频率的变化关系. 压电振子的最小阻抗和最大阻抗分别对应着振子的谐振和反谐振频率,从图 2(a)中可以看出,当外加磁场为 0 mT 时,压电振子的谐振频率和反谐振频率分别为 $f_r=64.281$ kHz, $f_a=61.213$ kHz,从(b)图中也发现了几乎相同的谐振频率和反谐振频率,但电容值分别对应着最大和最小值. 此外,随着外加磁场的增加,在谐振和反谐振频率处阻抗和电容的值均发生改变. 从图(a)中发现在外加磁场为 0 mT 时,在谐

振频率 $f_r=64.281$ kHz 处,阻抗处于最小值 $Z=4.80$ k Ω ,随着磁场增大到 300 mT 时,阻抗值到达 $Z=4.32$ k Ω ,此后,随着磁场的增大,阻抗值趋于稳定.而在反谐振频率处,随着磁场的不断增加,阻抗值不断地减小,从 6.89 k Ω 一直降到 5.49 k Ω .从图(b)中,我们发现在谐振频率和反谐振频率处电容随磁场的变化趋势不同,在谐振频率处,随着磁场从 0 mT 增加到 800 mT,电容不断减小.而在反谐振频率处,电容随磁场的增大而增加,最后趋于稳定.比较图(a)和(b)可以看出:当阻抗在减小的过程中,电容恰好处于增大的过程,且在谐振频率处阻抗处于最小值而电容达到最大值,而在反谐振频率处,结果恰好相反.阻抗与电容的反比关系满足压电材料在谐振和反谐振处的理论公式^[17]: $Z = Z' - jZ'' = R - \frac{j}{\omega C}$,其中 R 、 j 、 ω 分别表示电阻、虚数和角频率.

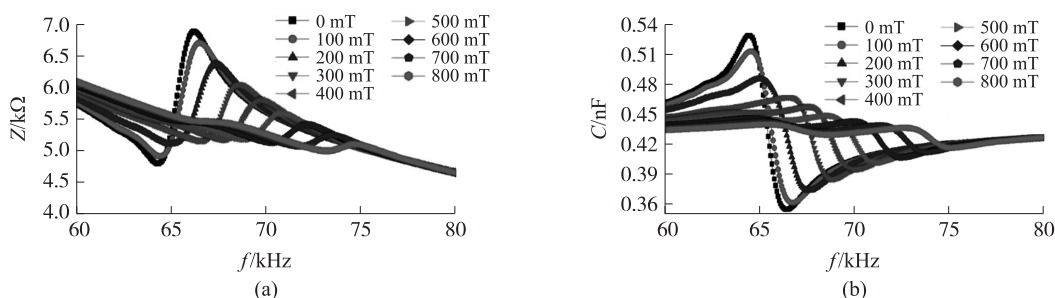


图2 在不同外加磁场下压电相阻抗和电容随频率的变化关系

Fig.2 Impedance(Z)and capacitance(C)spectra of the ME composite vibrator with different magnetic fields applied in the frequency range of 60~80 kHz

从图2中还可以看到,无论是阻抗还是电容显示的谐振和反谐振频率均随磁场发生偏移效应.图3是谐振频率以及反谐振频率随磁场的变化关系.从图中可以看出,谐振频率和反谐振频率的变化趋势相同,随着磁场增加而单调递增.图3的插图和谐振和反谐振频率偏移量 Δf 随磁场的变化 ($\Delta f=f_H-f_{H=0}$).从插图发现,当磁场强度为 800 mT 时,谐振频率和反谐振频率的偏移量达到最大值,约为 9 kHz.本实验室在以前的“条-环”磁电复合结构 PZT/TDF 的研究中,其中磁调控的谐振频率偏移量在低频时约为 4.5 kHz^[18],本研究的“环-环”磁电复合结构 PZT/TDF 的谐振频率偏移量是上述结构的 2 倍.这是因为“环-环”磁电结构中压电相与磁致伸缩相的接触面积要远大于“条-环”,导致应力的传递效率要大于“条-环”结构,使“环-环”结构的磁控谐振频率具有较大的偏移量.

压电圆环的谐振频率和反谐振频率分别可以表示为^[19]: $f_r = \frac{1}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{\bar{\rho} s_{11}}}$, $f_a = \frac{1}{\pi D(1-k_{31}^2)} \sqrt{\frac{1}{\bar{\rho} s_{11}}} = \frac{f_r}{1-k_{31}^2}$,

其中 D 为平均直径, $\bar{\rho} = {}^m\rho(1-n) + {}^p\rho n$ 为复合材料的平均密度, $\bar{s}_{11} = \frac{s_{11}^m s_{11}^p}{s_{11}^m n + s_{11}^p(1-n)}$ 为复合材料的平均柔顺

系数, ${}^m\rho$ 、 ${}^p\rho$ 、 s_{11}^m 、 s_{11}^p 分别为磁致伸缩相和压电相的密度及柔顺系数. n 是压电相的体积分数.由 Israel C 研究可知^[12]: $s_{11}^m = s_{11}^B - \frac{{}^m q_{11}^2(H) + {}^m q_{12}^2(H)}{\mu_{11}}$,其中 s_{11}^B 表示磁致伸缩相恒定磁场下的柔顺系数, q_{11} 、 q_{12} 为压磁系数, μ_{11} 为真空中磁导率.所以当外加直流磁场改变,会导致压磁系数的改变,进而影响复合材料的平均柔顺系数,最终改变了磁电材料的谐振频率和反谐振频率.

为了研究固定谐振频率下阻抗、电容与磁场的关系,我们将阻抗分析仪的频率分别固定在零磁场下的谐振频率 $f_r=64.281$ kHz 和反谐振频率 $f_a=$

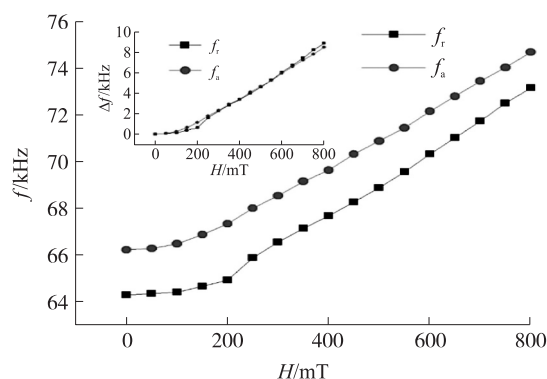


图3 谐振和反谐振频率随磁场的变化关系,

插图和谐振和反谐振频率偏移量 Δf 随磁场的变化 ($\Delta f=f_H-f_{H=0}$)

Fig.3 Variations of the resonance and anti-resonance frequency with increased magnetic field intensity. The inset is resonance and anti-resonance shift as a function of magnetic field intensity

66.213 kHz 处,通过调节外加直流磁场的大小来测量固定频率下的阻抗和电容的变化.图 4 中的插图是在零磁场时的谐振和反谐振频率下,复合振子的阻抗和电容与磁场的关系.从图 4(a)中的插图看到,在零磁场的谐振频率下,随着磁场强度从 0 mT 增强到 400 mT,磁电复合振子的阻抗逐渐增加,当磁场大于 400 mT 时,阻抗的增加比较缓慢,最后趋于稳定.而电容随磁场变化的曲线正好与阻抗随磁场的变化曲线的趋势相反,当磁场强度为 0 到 400 mT 的过程中,电容值不断减小,之后减小速度放缓,慢慢趋于稳定.在图 4(b)的插图中,我们可以发现阻抗与电容随磁场变化的趋势也正好相反的,与谐振频率不同的是,在反谐振频率处,阻抗值随着磁场的增加不断减小,之后趋于稳定;而电容不断增加,之后趋于稳定.

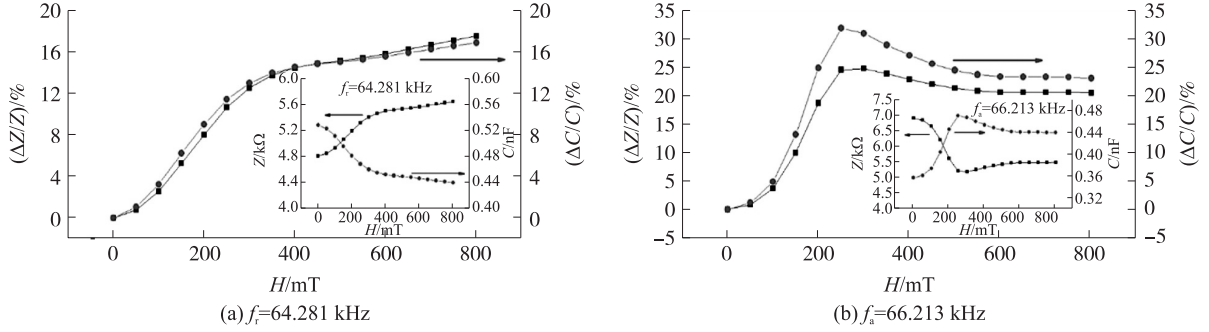


图 4 (a) 谐振频率下磁阻抗和磁电容随磁场的变化关系,其中插图是阻抗和电容随磁场变化关系;

(b) 反谐振频率下磁阻抗和磁电容随磁场的变化关系,插图是阻抗和电容随磁场变化关系

Fig.4 Magnetic field dependencies of magnetoimpedance and magnetocapacitance under resonance frequency (a) and anti-resonance (b) frequency; the insets show the change of impedance Z and capacitance C under resonance (a) and anti-resonance (b) frequencies in different magnetic fields

研究表明,在磁电复合材料中,其阻抗值 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{eff}}}}$ [20,21],其中 μ_0 、 μ_{eff} 分别为真空中的磁导率和有效相对磁导率, ε_0 、 ε_{eff} 分别为真空中的介电常数和有效相对介电常数.在低频时,磁致伸缩相的厚度远小于趋肤深度,压电相的厚度远小于材料传播的波长,所以有效相对磁导率和有效相对介电常数可以表示为[22]:

$$\mu_{\text{eff}} = n_m (\mu_r - 1) + 1, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_r / n_p, \quad (2)$$

其中 n_m 、 n_p 为磁致伸缩相和压电相的体积分数, μ_r 、 ε_r 为相对磁导率和相对介电常数.根据 Devonshire 理论[23],相对介电常数会随着外加应力的改变而改变,

$$\frac{1}{\varepsilon_r} = \frac{1}{\varepsilon_r(\sigma=0)} - 4Q_{12}\sigma, \quad (3)$$

其中 Q_{12} 为电致伸缩系数, σ 为应力大小.由牛顿第三定律及“环-环”磁电复合振子的边界条件可知, TDF 沿径向的力等于 PZT 径向方向的力[24],

$$2\pi \cdot \sigma_T \cdot t_T \cdot r_T = 2\pi \cdot \sigma_p \cdot t_p \cdot r_p, \quad (4)$$

其中 σ_T 、 t_T 、 r_T 分别为磁致伸缩相 TDF 的应力,厚度及内半径. σ_p 、 t_p 、 r_p 分别为压电相 PZT 的应力、厚度以及外半径.由于 TDF 的厚度与 PZT 的厚度相同,忽略 TDF 与 PZT 间的环氧树脂胶的作用,可以认为 $r_T = r_p$,所以最终可以得到

$$\sigma_T = \sigma_p. \quad (5)$$

在磁致伸缩相中,压磁系数 $q_{11} = \frac{\partial S_1}{\partial H_1}$,其中 S_1 为磁致伸缩相沿轴向的应变, H_1 为轴向外加磁场,坐标系如图 1 所示,可以得出

$$S_1 = q_{11} H_1, \quad (6)$$

由胡克定理,可得 TDF 沿轴向的应力为:

$$\sigma_T = c_{11} S_1, \quad (7)$$

c_{11} 为磁致伸缩相的刚性系数.联立式(5)~(7),可以得到压电相 PZT 的应力:

$$\sigma_p = c_{11} q_{11} H_1. \quad (8)$$

从式(8),可以得出,当外加磁场作用于磁电复合材料时,相当于给它提供了1个应力,由式(3)可知,这个应力会改变压电相的相对介电常数(也就是改变了压电相的电容).考虑式(2)及 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{eff}}}}$ 得知,相对介电常数的改变导致其阻抗的改变.因此外加磁场不仅能改变复合振子的电容,而且能改变其阻抗.我们把这种因为相对有效介电常数(电容)的变化导致的阻抗变化称之为电容型磁阻抗效应,这与由磁导率的变化引起的电感型磁阻抗效应有本质的不同^[25,26].

从图4可以看出,在磁场0~400 mT之间,磁阻抗和磁电容随磁场的变化较为明显,当磁场大于400 mT时,两者受磁场的影响较小.这可以从图5 TDF的压磁系数随磁场的变化中加以解释.由图5可见,当磁场强度大于400 mT时,压磁系数几乎不随磁场发生变化,这是由于磁致伸缩材料TDF在磁场强度为400 mT时达到饱和状态,所以随着磁场强度的不断增加,磁致伸缩材料TDF的应变几乎不会增加,所以传递到压电材料PZT上的应力也就没有改变,这导致压电材料的有效介电常数(电容)几乎不随磁场改变.所以从图4中可以看出:在磁场强度大于400 mT时,磁电复合材料的电容和阻抗随着磁场的增大逐渐趋于稳定.因此外加磁场不仅能改变复合振子的电容,而且能改变其阻抗.我们把这种因为相对有效介电常数(电容)的变化导致的阻抗变化称之为电容型磁阻抗效应,这与由磁导率的变化引起的电感型磁阻抗效应有本质的不同^[25,26].

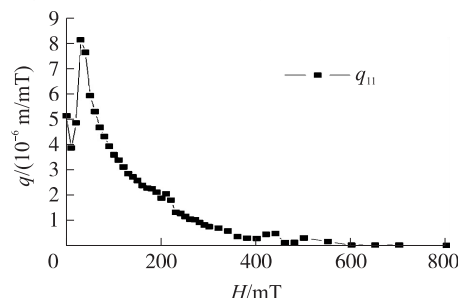


图5 压磁系数随磁场的变化关系

Fig.5 Piezomagnetic coefficient depending on magnetic field H

图4(a)和(b)是零磁场谐振频率和反谐振频率下的磁阻抗和磁电容.定义磁阻抗和磁电容分别为: $\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{|Z(H) - Z(0)|}{Z(0)}$, $\frac{\Delta C}{C} = \frac{|C(H) - C(0)|}{C(0)}$, 其中 $Z(H)$, $Z(0)$ 分别为有外加磁场和无外加磁场时的阻抗值; $C(H)$, $C(0)$ 分别为有外加磁场和无外加磁场时的电容值.从图4(a)中发现,在零磁场谐振频率下,复合振子的磁阻抗和磁电容最大都能达到18%左右.而在图4(b)中,零磁场反谐振频率的情况下,复合振子的磁阻抗和磁电容分别能到达32%和24%.可以看出,在零磁场谐振频率处磁电容和磁阻抗的变化是接近相等的,在零磁场反谐振频率下,磁电容和磁阻抗也存在相近的变化趋势,这表明,无论是磁电容还是磁阻抗,都是由有效介电常数的变化引起的,证实了电容型磁阻抗的存在,这与Castel V等人的研究结果是吻合的^[14,15].在反谐振频率下的磁阻抗和磁电容均大于谐振频率下的磁阻抗和磁电容,这是因为磁电复合材料在反谐振频率时的磁电耦合强度高于谐振频率下的磁电耦合^[27].磁调控磁电复合振子的阻抗、电容、谐振和反谐振频率的研究,可实现磁调控换能器的谐振频率.在某一宽频带范围内,磁场可不断地改变多个发射频率,实现在同一换能器中的宽频带、多频声纳工作,在磁电传感器、磁场探测、滤波器、宽带多频水声换能器等诸多领域具有重要应用价值.

3 结论

本文采用PZT和TDF构成的“双圆环”磁电复合振子,通过调节外加直流磁场的大小,实现了磁场调控压电振子的阻抗、电容、谐振频率及其反谐振频率.实验表明,在一定磁场范围内,压电振子的谐振和反谐振频率的偏移量与磁场大小近似成正比.磁阻抗和磁电容的实验及理论分析表明,复合振子的有效介电常数的改变是其产生磁阻抗和磁电容的主要原因,证实了电容型磁阻抗的存在.该研究为可调控谐振频率的压电超声换能器的设计提供了理论及实验依据.

〔参考文献〕

- [1] 贾宝贤,边文凤,赵万生,等.压电超声换能器的应用与发展[J].压电与声光,2005,27(2):131-135.

- [2] 陈胜,雷向红. 超声电机的阻抗角特性及其控制技术研究[J]. 现代制造, 2013(15):94-95.
- [3] 赵学慧,林书玉,付志强,等. 径向极化压电陶瓷圆管的耦合振动研究[C]//2011 西安-上海市声学学会第二届声学学术会议,西安,2011.
- [4] 李平,黄娴,文玉梅. 偏置电压对磁致伸缩/压电层合换能结构磁电性能影响[J]. 物理学报, 2012, 61(13):137 504-137 505.
- [5] RAMOS F A, GALLEGO J J A, MONTOTOYA V F. Automatic system for dynamic control of resonance in high power and high Q ultrasonic transducers[J]. Ultrasonics, 1987, 23(4):151-156.
- [6] ABDELKEFI A, NAYFEH A H, HAJJ M R. Global nonlinear distributed-parameter model of parametrically excited piezoelectric energy harvesters[J]. Nonlinear dynamics, 2012, 67(2):1 147-1 160.
- [7] DAYA E M, AZRAR L, POTIER-FERRY M. An amplitude equation for the non-linear vibration of viscoelastically damped sandwich beams[J]. Journal of sound & vibration, 2004, 271(3/4/5):789-813.
- [8] KUANG Y, JIN Y, COCHRAN S, et al. Resonance tracking and vibration stabilization for high power ultrasonic transducers[J]. Ultrasonics, 2013, 54(1):187-194.
- [9] 翁洁知,惠晶. 动态匹配超声波换能器谐振电感的方法与实现[J]. 电力电子技术, 2007, 41(12):96-97.
- [10] 武剑,董惠娟,张广玉. 压电换能器锁相环频率跟踪的失效分析与解决[J]. 华南理工大学学报(自然科学版), 2010, 38(3):123-128.
- [11] SRINIVASAN G, VREUGD C P D, LALETIN V M, et al. Resonant magnetoelectric coupling in trilayers of ferromagnetic alloys and piezoelectric lead zirconate titanate: the influence of bias magnetic field[J]. Physical review B, 2005, 71(18):184 423-1-184 423-6.
- [12] ISRAEL C, PETROV V M, SRINIVASAN G, et al. Magnetically tuned mechanical resonances in magnetoelectric multilayer capacitors[J]. Applied physics letters, 2009, 95(7):072505-1-072505-3.
- [13] YAO Y P, HOU Y, DONG S N, et al. Giant magnetodielectric effect in Terfenol-D/PZT magnetoelectric laminate composite[J]. Journal of applied physics, 2011, 110(1):014508-1-014508-4.
- [14] CASTEL V, BROSSEAU C, YOUSSEF J B. Magnetoelectric effect in BaTiO_3/Ni particulate nanocomposites at microwave frequencies[J]. Journal of applied physics, 2009, 106(6):064312-1-064312-15.
- [15] BROSSEAU C, CASTEL V, POTE M. Controlled extrinsic magnetoelectric coupling in BaTiO_3/Ni nanocomposites: effect of compaction pressure on interfacial anisotropy[J]. Journal of applied physics, 2010, 108(2):024306-1-024306-8.
- [16] CASTEL V, BROSSEAU C. Electron magnetic resonance study of transition-metal magnetic nanoclusters embedded in metal oxides[J]. Physical review B: condensed matter, 2008, 77(13):134 424-1-134 424-9.
- [17] PANINA L V, MOHRI K. Magneto-impedance effect in amorphous wires[J]. Applied physics letters, 1994, 65(9):1 189-1 191.
- [18] WANG W, WU J, LUO X, et al. Jump effect based magnetically tunable resonance of PZT-ring/TDF-strip composite with improved sensitivity[J]. Sensors & actuators: physical, 2015, 225:47-52.
- [19] 王衿奉,苏文斌,王春明,等. 压电振动理论与应用[M]. 北京:科学出版社, 2011:33-35.
- [20] SALAHUN E, QUEFFELEC P, TANNE G, et al. Correlation between magnetic properties of layered ferromagnetic/dielectric material and tunable microwave device applications[J]. Journal of applied physics, 2002, 91(8):5 449-5 455.
- [21] BIAN L X, WEN Y M, LI P. 磁致伸缩/压电叠层复合材料磁-机-电耦合系数分析[J]. 物理学报, 2009, 58(6):4 205-4 213.
- [22] ACHER O, GOURRIERE P L, PERRIN G, et al. Demonstration of anisotropic composites with tuneable microwave permeability manufactured from ferromagnetic thin films[J]. IEEE transactions on microwave theory & techniques, 1996, 44(5):674-684.
- [23] SUO Z. Stress and strain in ferroelectrics[J]. Current opinion in solid state & materials science, 1998, 3(5):486-489.
- [24] JIA Y, ZHENG C, WU Z, et al. Enhanced magneto-impedance in $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ribbons from laminating with magnetostrictive terfenol-D alloy plate[J]. Applied physics letters, 2012, 101(25):251 914-1-251 914-4.
- [25] USOV N A, GUDOSHNIKOV S A. Giant magneto-impedance effect in amorphous ferromagnetic wire with a weak helical anisotropy: theory and experiment[J]. Journal of applied physics, 2013, 113(24):243 902-1-243 902-10.
- [26] FANG X, ZHANG N, WANG Z L. Converse magnetoelectric effects on heterotype electrostrain-piezopermeability composites[J]. Applied physics letters, 2008, 93(10):102 503-1-102 503-3.
- [27] WU G, NAN T, ZHANG R, et al. Inequivalence of direct and converse magnetoelectric coupling at electromechanical resonance[J]. Applied physics letters, 2013, 103(18):182 905-1-182 905-5.