

有限输入阻抗下压电/磁伸层叠材料 磁电效应理论及实验*

鲍丙豪^{1)†} 骆英²⁾

1) (江苏大学微纳科学技术研究中心, 镇江 212013)

2) (江苏大学理学院, 镇江 212013)

(2010年3月12日收到; 2010年4月27日收到修改稿)

将磁致伸缩材料及压电材料本构方程与运动方程结合, 考虑压电材料具有的高输出阻抗的特点及测试设备的有限输入阻抗和传输信号引线电容对磁电效应输出电压的影响, 推出了 Terfenol-D 巨磁伸材料与横向极化 $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ 压电材料的磁电效应理论, 研制了由一维磁伸材料构成的三明治结构元件并对其性能进行了测试, 采用考虑了测试系统有限输入阻抗后建立的磁电效应理论结果与实验结果更符合. 理论结果表明磁电元件在有限输入阻抗及较低频率激励磁场下的磁灵敏度约 150 mV/Oe , 而开路磁场灵敏度约 290 mV/Oe .

关键词: 磁电效应, 有限输入阻抗, 压电/磁伸复合, 一维磁伸材料

PACS: 75.80.+g, 77.65.Ly, 77.84.Lf

1. 引言

磁电 (ME) 效应是指表征介质磁学性质的磁学量与表征介质电学量间存在耦合作用, 即施于材料的磁场 H 引起材料极化强度 P 改变或电场 E 引起材料磁化强度 M 变化的效应^[1,2]. 目前为止, 已报道大量单相及多相具有 ME 效应的材料^[3-9], 其中, 磁致伸缩与压电双相层叠复合材料及聚合物、磁伸/压电层叠复合材料引人注目, 因为与其他 ME 材料相比它们显示出更大的磁电电压灵敏度, 典型材料为 $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_{2-y}$ (Terfenol-D) 巨磁伸材料或其聚合物及 $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ (PZT) 压电陶瓷或 $(1-x)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-x}\text{PbTiO}_3$ (PMN-PT) 压电单晶及其聚合物复合材料. 磁致伸缩/压电层叠复合材料具有比单相材料及颗粒复合材料高得多的磁电系数, 对层叠复合材料磁电效应已进行过大量的理论和实验研究^[10-16], 这些理论对我们深入研究该效应具有重要的指导意义, 但从目前已报道的研究结果来看, 磁电效应理论结果给出的磁电效应电压系数比实验获得的结果大得多, 尽管考虑了各种影响因素, 如

磁伸材料中涡流损耗^[15]、机械损耗、偏置磁场影响^[16]、磁-机-电耦合系数^[14]修正等, 这些因素的考虑, 对磁电效应理论修正很有意义, 它完善了开路电压的理论, 但现有的理论与实验结果仍然出现较大的差值, 说明现有理论尚存在着某些不足或尚有重要因素在建立理论过程中被忽视了, 这使我们不得不认真思考建立理论的每一过程及与该元件相关联的器件对结果的影响. 压电元件受磁伸材料的作用力作用时, 电极上出现电荷, 两银电极间形成一电容, 而压电材料是具有极高输出阻抗的材料 (因电极之间的材料为陶瓷材料), 现有理论在建立过程中对此点未关注, 即现有理论给出的实际上为开路电压, 这必然导致理论与实际测试结果不符 (因显示实验结果的检测仪器的输入阻抗与压电材料的输出阻抗相比并不满足开路条件), 另一方面现有理论未考虑信号传输线电容对输出电压的影响 (因传输线电容可能与压电材料两电极形成的电容同量级). 我们考虑到这些影响因素后重新建立了磁电效应理论计算式, 对新理论的计算结果表明, 它能更好地符合实验结果.

将作者建立的考虑了仪器阻抗及传输线电容

* 国家高技术研究发展计划 (863) 项目 (批准号: 2009AA03Z107), 国家自然科学基金 (批准号: 50875114), 江苏大学高级人才专项基金 (批准号: 03JDG-012) 资助的课题.

† E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn

影响的磁电效应理论结果与实验结果进行比较,可见现有理论能很好地符合实验结果,它可很好地解释磁伸材料与压电材料进行层叠构成的传感元件的磁电效应,包括低频电压磁灵敏度随频率变化问题.

2. 磁电效应理论

2.1. 开路电压理论建立

所谓开路电压是指压电元件两电极对外电路呈开环状态,即外电路(包括传输线及测试仪器)电阻为无穷大时对应的压电元件输出电压.

压电材料采用沿厚度方向极化的 PZT 材料,被覆银电极表面垂直于极化方向,磁伸材料采用具有巨磁致伸缩系数的 Terfenol-D 材料.考虑纵向磁场和横向电场(LT)模式,如图 1 所示.图 1 给出的磁致伸缩材料与压电材料层叠后得到的元件称为磁电元件.

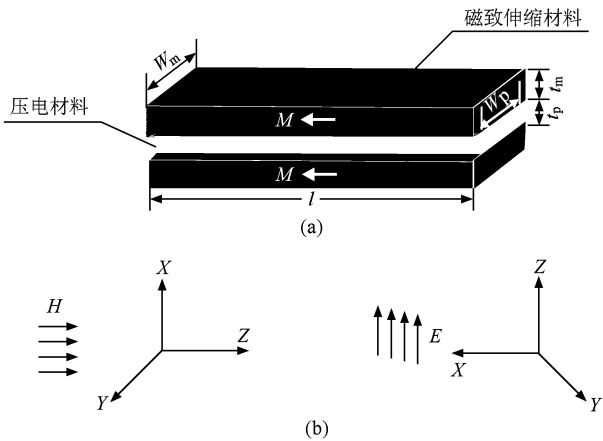


图 1 磁伸/压电层叠复合材料磁电元件示意图(a)及坐标(b)

磁伸材料和压电材料在建立理论过程中用到下列三个本构方程:

$$S_3^m = S_{33}^H T_{3m} + g_{33m} H_3, \quad (1)$$

$$S_1^p = S_{11}^E T_1^p + d_{31p} E_3, \quad (2)$$

$$D_3 = d_{31p} T_1^p + \epsilon_{33}^T E_3, \quad (3)$$

其中, S_3^m 为磁伸材料在沿长度方向(纵向或轴向)外磁场 H_3 及应力 T_{3m} 作用下的应变, S_1^p 为压电材料产生的应变, g_{33m} 为磁伸材料纵向压磁系数, d_{31p} 为压电材料压电系数, S_{11}^E 为恒电场下压电材料柔顺系数, S_{33}^H 为恒磁场下的磁伸材料柔顺系数, ϵ_{33}^T 为

恒应力下压电材料绝对介电常数.

$$(dm_p + 2dm_m) \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = S_p dT_1^p + 2S_m dT_{3m}, \quad (4)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = \frac{\partial T_1^p}{\partial z} n + (1-n) \frac{\partial T_{3m}}{\partial z}, \quad (5)$$

其中, $\bar{\rho} = \frac{\rho_p S_p + 2\rho_m S_m}{S}$, $S = S_p + 2S_m$, $n = \frac{S_p}{S}$, ρ_p 为压电材料密度, ρ_m 为磁伸材料密度, S 为磁电元件总截面积, S_p, S_m 为对应压电材料和磁伸材料的截面积^[17].

由应变 $S = \frac{\partial \mu}{\partial z}$, 并将(1)式中 T_{3m} 及(2)中 T_1^p 代入(5)式得

$$\bar{\rho} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = \frac{1}{S_{11}^E} \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} n + (1-n) \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \frac{1}{S_{33}^H}, \quad (6)$$

令 $\nu = \sqrt{\left[\frac{n}{S_{11}^E} + (1-n) \frac{1}{S_{33}^H} \right] / \bar{\rho}}$, ν 为波速, 则有

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = \nu^2 \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2}. \quad (7)$$

若加在磁伸材料上的交变磁场是角频率为 ω 的正弦磁场, 则有

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} + k^2 \mu = 0, \quad (8)$$

其中, $k = \frac{\omega}{\nu}$, k 为波数.

方程(8)的解为

$$\mu = A \sin kz + B \cos kz, \quad (9)$$

式中 A, B 为常数, 可由压电棒两端的边界条件^[17] $\mu|_{z=0} = \xi_1$ 和 $\mu|_{x=l} = -\xi_2$ 定出, 故有

$$\mu = \frac{\xi_1 \sin k(l-z) - \xi_2 \sin kz}{\sin kl}. \quad (10)$$

磁电元件任一截面受力

$$\begin{aligned} F &= T_1^p S_p + 2T_{3m} S_m = \left(\frac{S_1 - d_{31p} E_3}{S_{11}^E} \right) S_p + 2T_{3m} S_m \\ &= \left(\frac{S_p}{S_{11}^E} + \frac{2S_m}{S_{33}^H} \right) \frac{\partial \mu}{\partial z} - \frac{d_{31p} E_3}{S_{11}^E} S_p - \frac{g_{33m} H_3}{S_{33}^H} 2S_m, \end{aligned} \quad (11)$$

设作用于磁电元件两端面的力分别为 F_1 和 F_2 , 则有

$$-F_1 = \left(\frac{S_p}{S_{11}^E} + \frac{2S_m}{S_{33}^H} \right) \frac{\partial \mu}{\partial z} \Big|_{z=0} - \frac{d_{31p} E_3}{S_{11}^E} S_p - \frac{g_{33m} H_3}{S_{33}^H} 2S_m, \quad (12)$$

$$-F_2 = \left(\frac{S_p}{S_{11}^E} + \frac{2S_m}{S_{33}^H} \right) \frac{\partial \mu}{\partial z} \Big|_{z=l} - \frac{d_{31p} E_3}{S_{11}^E} S_p - \frac{g_{33m} H_3}{S_{33}^H} 2S_m. \quad (13)$$

由此得

$$-F_1 = \frac{-\bar{\rho}\nu\omega S(\xi_1 + \xi_2)}{\sin kl} + \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg} \frac{kl}{2}\xi_1 - pV - mH_3, \quad (14)$$

$$-F_2 = \frac{-\bar{\rho}\nu\omega S(\xi_1 + \xi_2)}{\sin kl} + \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg} \frac{kl}{2}\xi_2 - pV - mH_3, \quad (15)$$

其中, $m = \frac{2g_{33m}S_m}{S_{33}^H}$, $p = \frac{w_p d_{31p}}{S_{11}^E}$.

由(3)式及 $S_1^p = \frac{\partial \mu}{\partial z}$ 和 $E_3 = \frac{V}{t_p}$, 得电荷

$$Q = \int_0^l \int_0^{w_p} D_3 dx dy = -p(\xi_1 + \xi_2) + C_0 V, \quad (16)$$

其中, $C_0 = \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \frac{lw_p}{t_p}$, C_0 为一维压电层的截止电容或叫静态电容, k_{31} 为机电耦合系数, 它满足

$$k_{31}^2 = \frac{d_{31p}^2}{\epsilon_{11}^E \epsilon_{33}^T}.$$

电流

$$I = \frac{dQ}{dt} = j\omega Q = j\omega[-p(\xi_1 + \xi_2) + C_0 V]. \quad (17)$$

因元件两端面不受外力, 故 $-F_1|_{z=0} = -F_2|_{z=l} = 0$.

压电元件开路, 则有 $I = 0$, 得开路输出电压

$$V = \frac{-2pmH_3}{C_0 \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg}\left(\frac{kl}{2}\right) + 2p^2}. \quad (18)$$

在低频下, $kl/2 \rightarrow 0$, 故低频开路输出电压

$$V = \frac{-pmlH_3}{C_0 \bar{\rho}\nu^2 S + lp^2} = \frac{-g_{33m} d_{31p} t_p (1 - n) H_3}{\epsilon_{33}^T (n S_{33}^H + (1 - k_{31}^2)(1 - n) S_{11}^E)}. \quad (19)$$

可见, 理论上给出的低频开路输出电压与频率无关, 但若用数字存储示波器观察输出结果, 却发现频率很低时输出很小, 是趋于零的结果, 然后输

出电压随频率增大而增大, 直至频率数千赫兹后, 输出幅值才渐趋稳定, 此后输出电压又随频率增大而增大; 至共振点附近输出会迅速增大, 过共振频率后输出电压又迅速减小.

2.2. 有限输入阻抗(非开路)输出电压

实验中常用数字锁相放大器或数字存储示波器直接检测压电元件的输出电压, 而测试设备有一输入电容 C_i (通常为数十 pF) 及输入电阻 R_i (锁相放大器通常为 $10^8 \Omega$, 示波器通常为 $10^6 \Omega$), 另外传输电压信号的同轴电缆呈现的电容 C_c (所用电缆线每米为数十 pF) 对压电元件的电容来说已不可忽略. 由于测试设备具有输入电容及导线的电容, 从压电元件两端看出去的输入阻抗相对压电元件本身阻抗来讲已不再是无穷大而是有限值, 故 2.1 节给出的开路电压的计算式(18)及(19)已不适用, 需重新推出理论公式. 忽略压电材料的漏电流, 采用如图 2 所示的电压源等效电路可推出检测到的电压值 V_0 计算公式

$$V_0 = \frac{-2pmH_3}{2 + j\omega(C_0 + 2C_c + 2C_i)R_i C_0 \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg}\left(\frac{kl}{2}\right) + 2p^2} \cdot \frac{1}{1 + j\omega(C_0 + C_c + C_i)R_i}, \quad (20)$$

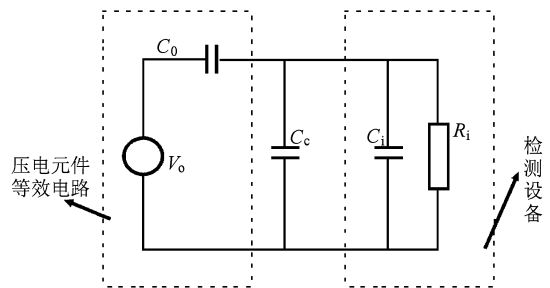


图2 压电元件、电缆线、检测设备构成等效电路

由此, 可推出测得的电压幅值(峰值电压)

$$|V_{out}| = \frac{\omega C_0 R_i |2pmH_3|}{\sqrt{X^2 + \left[X\omega R_i (C_0 + C_c + C_i) - \omega^2 R_i C_0 \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg}\left(\frac{kl}{2}\right)\right]^2}}, \quad (21)$$

其中, $X = 2P^2 + 2C_0 \bar{\rho}\nu\omega \text{Stg}\left(\frac{kl}{2}\right)$.

3. 实验与理论计算结果

将沿厚度方向极化的 PZT5A 压电材料经切割

得到长 12 mm, 宽 1.5 mm, 截面积 1.5 mm² 的细棒型压电元件, 引线制作在压电材料银电极上, Terfenol-D 细棒材料的尺寸为: 长 12 mm, 截面积 1.9 mm², 宽 1.5 mm. 用环氧树脂胶将压电材料与磁伸材料黏贴, 在适当压力和温度下固化后形成三明

治结构^[3,11],因材料长宽比值及长厚比值均较大,故将此种磁伸/压电元件称为一维结构元件,这种结构磁伸材料产生的退磁场小.

用长直螺线管和 Agilent 公司 33220A 型信号发生器产生沿磁电元件轴向的交变磁场,用两只环形 NdFeB 永磁环给磁伸材料提供沿轴向的偏置磁场,

偏置磁场在磁伸材料长度范围内较均匀,磁场用霍尔磁场检测仪监测,磁电元件输出电压用 Tektronix 公司的 TDS3012B 型数字存储示波器检测,其标称输入电阻为 $10^6 \Omega$,输入电容为 13 pF,传输信号的导线用长度为 1 m 的同轴电缆,其低频电容为 90 pF.

低频下输出电压峰值与交变磁场频率的关系

$$|V_{out}| = \frac{C_0 R_i |2pmH_3|}{\sqrt{(Y/\omega)^2 + [YR_i(C_0 + C_c + C_i) - 2R_i C_0 \bar{\rho} v^2 S/l]^2}}, \quad (22)$$

其中, $Y = 2P^2 + 4C_0 \bar{\rho} v^2 S/l$.

取表 1 所示材料参数,图 3 给出了对几种不同厚度压电材料,根据(19)式分别计算了磁电电压系数 $|\partial V/\partial H_3|$ 随 n 的变化,可见对确定厚度的压电材料,磁伸材料体积比增大输出电压磁灵敏度也增大,若体积比一定,输出电压磁灵敏度随压电材料

厚度增大而增大. 图 4 给出了在磁电元件截面积一定的情况下,在开路情况下磁电电压系数的理论值随压电材料体积分数 n 的关系,计算时设 $W_p = W_m = 1.5 \text{ mm}$, 图中给出了三种厚度的磁电元件磁电电压系数随 n 的变化,可见每根曲线都对应一峰值,截面积增大,峰值也增大.

表 1 压电材料与磁伸材料典型参数

材料	$g_{33m}/\text{nm} \cdot \text{A}^{-1}$	d_{31p}/pcN^{-1}	$s_{33}^H, s_{11}^E/10^{-12} \text{m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$	$\rho_p, \rho_m/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$	k_{31}
Terfenol-D	10.8	—	40	9200	—	—
PZT5A	—	-174	16.5	7500	1700	0.34

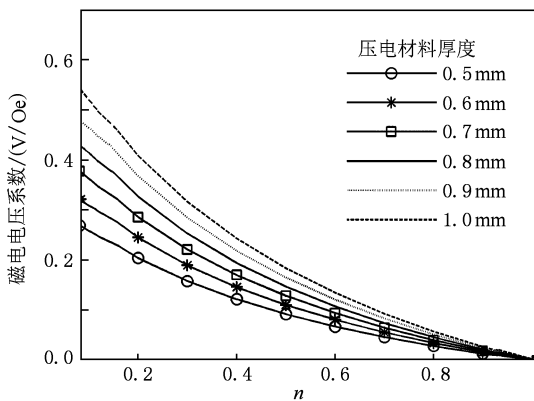


图 3 不同厚度压电材料体积分数与开路磁电电压系数关系 ($O_e = 79.5775 \text{ A/m}$)

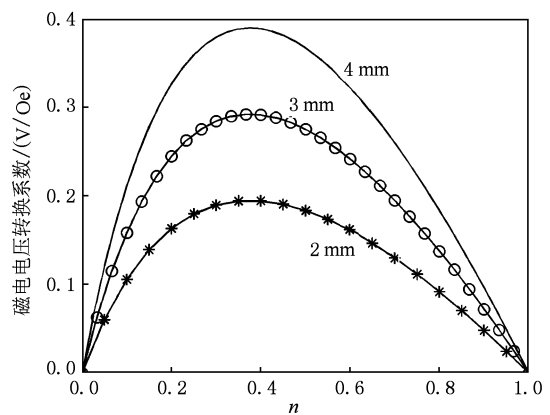


图 4 定截面磁电元件体积分数对磁电电压系数影响

图 5 给出了开路及非开路输出电压峰值磁灵敏度与激励磁场频率关系,计算所用材料几何参数为 $t_p = t_m = W_p = W_m = 1.5 \text{ mm}$, 由结果可见开路得到的低频磁电电压系数及共振峰值磁电电压系数比非开路情形相应的值大得多. 图 6 给出了厚度一定的压电材料上粘贴不同厚度的磁伸材料时,在有限输入阻抗下得到的磁电信号与压电元件体积分数的关系,将图 3 中第一根曲线与图 6 结果比较,可进

一步说明在开路与非开路情况下得到的低频磁灵敏度的结果明显不同,同时可知磁伸材料与压电材料体积比对输出电压的影响较大. 图 7 给出了在非开路情况下共振峰值电压系数及共振频率与压电材料体积分数 n 关系,共振峰值电压系数随 n 减小而增大, n 很小时,共振峰值电压系数会随 n 减小迅速增大,而共振频率随 n 增大线性增大,因此也可通过设计不同 n 的磁电元件来调整共振频率. 图 8(a) 给出了在较低频率下磁电电压系数随频率变化的实验

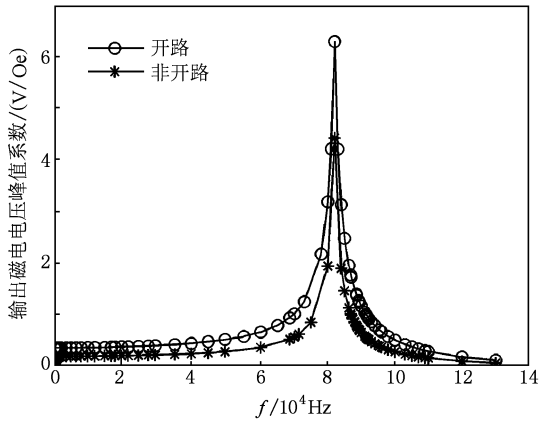


图5 开路及非开路输出电压峰值磁电灵敏度与激励磁场频率关系

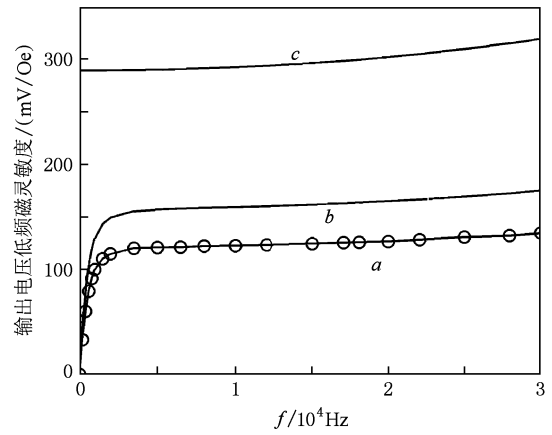


图8 较低频率下输出磁电电压系数与频率关系 (a)实验结果; (b)非开路理论结果; (c)和开路理论结果

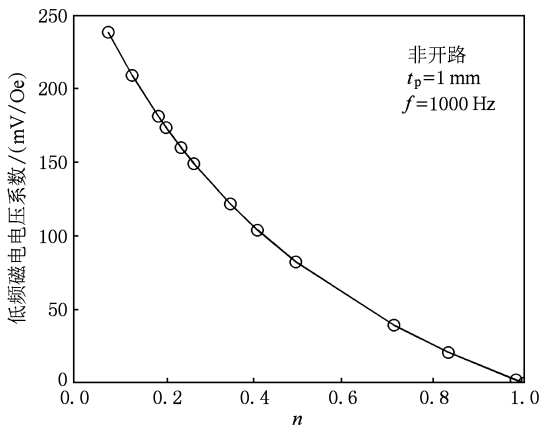


图6 非开路下低频磁电电压系数随压电元件体积分数变化

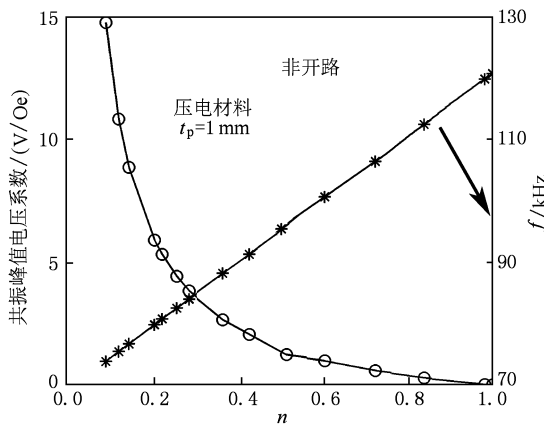


图7 压电材料体积分数与共振峰值电压系数及共振频率的关系

结果,图8(b),(c)分别给出了开路与非开路情况下磁电电压系数随频率变化的理论计算结果,可见实验结果与非开路理论结果更符合而与开路情形下理论结果有较大差别,说明采用本文的非开路理论模型更符合实际^[18].但我们给出的理论与实验结果仍有差别,原因是我们计算时采用的为材料的典型参数,其次是这里未考虑对磁-机耦合系数的修正^[12]及对材料损耗的修正^[13].

4. 结 论

给出了开路及非开路情况下磁伸/压电层叠材料磁电效应电压磁灵敏度计算式,考虑了传输磁电信号的同轴电缆的电容、测试仪器输入电容及输入电阻后得到的理论结果与实验测得结果的差距明显减小.固定磁电元件截面积及固定压电材料厚度两种情形下压电材料体积分数对低频磁电效应输出电压磁灵敏度计算结果表明:若磁电元件截面积一定,存在优化的体积分数 n 可使磁电电压系数最大,该最大值随压电元件厚度增加而增大;但对具有确定厚度的压电材料,磁伸材料截面积增大可使磁电电压系数增大;文中给出了压电材料体积分数 n 对共振峰值电压系数及共振频率的影响,结果表明, n 减小,共振峰值磁电电压系数增大,且 n 越小共振峰值磁电电压系数增大越快,而 n 与共振频率成线性关系, n 越大共振频率也越大.

- [1] Eerenstein W, Mathur N D, Scott J F 2006 *Nature* **442** 759
- [2] Spaldin N A, Fiebig M 2005 *Science* **309** 391
- [3] Dong S, Li J F, Viehland D 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2265
- [4] Guo S S, Lu S G, Xu Z, Zhao X Z, Or S W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 182906
- [5] Nan C W, Bichurin M I, Dong S 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 031101
- [6] Or S W, Cai N 2006 *Solid State Phenom* **111** 147
- [7] Zhang N, Liang D K, Schneider T, Srinivasan G 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083902
- [8] Zhang Y, Deng C Y, Ma J, Lin Y H, Nan C W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3910
- [9] Cao H X, Zhang N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3237 (in Chinese) [曹鸿霞、张宁 2008 物理学报 **57** 3237]
- [10] Ma J, Shi Z, Lin Y H, Nan C W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5852 (in Chinese) [马静、施展、林元华、南策文 2009 物理学报 **58** 5852]
- [11] Dong S, Zhai J Y, Li J F, Viehland D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 082907
- [12] Duan C G 2009 *Progress in Phys.* **29** 215 (in Chinese) [段纯刚 2009 物理学进展 **29** 215]
- [13] Jia Y M, Or S W, Wang J, Chan H L W, Zhao X Y, Luo H 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 104103
- [14] Bian L X, Wen Y M, Li P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4205 (in Chinese) [卞雷祥、文玉梅、李平 2009 物理学报 **58** 4205]
- [15] Yang F, Wen Y M, Li P, Zheng M, Bian L X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3539 (in Chinese) [扬帆、文玉梅、李平、郑敏、卞雷祥 2007 物理学报 **56** 3539]
- [16] Yang C H, Wen Y M, Li P, Bian L X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7292 (in Chinese) [阳昌海、文玉梅、李平、卞雷祥 2008 物理学报 **57** 7292]
- [17] Luan G D, Zhang J D, Wang R Q 2005 *Piezoelectric Transducer and Transducer Array* (Revised edition) (Beijing: Peking Univ. Press) p109 (in Chinese) [栾桂冬、张金铎、王仁乾 2005 压电换能器和换能器阵(修订版)(北京:北京大学出版社)第109页]
- [18] Record P, Popov C, Fletcher J, Abraham E, Huang Z, Chang H, Whatmore R W 2007 *Sensors and Actuators B* **126** 344

Theoretical and experimental study on magnetoelectric effect in laminated composites of magnetostrictive and piezoelectric materials with finite input impedance^{*}

Bao Bing-Hao^{1)†} Luo Ying²⁾

1) (*Micro-Nano Science and Technology Research Center, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

2) (*School of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

(Received 12 March 2010; revised manuscript received 27 April 2010)

Abstract

Combining the motion equation with the constitutive equations of the magnetostrictive and piezoelectric materials and considering the influence of the finite input impedance of the capacitance of coaxial cable and the measuring instrument on output voltage produced by magnetoelectric element, the theoretical formula of magnetoelectric voltage sensitivity was derived. A sandwich structured magnetoelectric element consisting of one-dimensional terfenol-D thin bars and transversely polarized $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ piezoelectric materials was developed. The property of the element was tested also. The theoretical results are in better agreement with the experimental after taking account of the finite input impedance. The theoretical results show that the magnetic sensitivity of the magnetoelectric element at lower excitation frequency and with finite input impedance is about 150 mV/Oe, while the magnetic sensitivity in open circuit situation is about 290 mV/Oe.

Keywords: magnetoelectric effect, finite input impedance, piezoelectric-magnetostrictive composite, one-dimensional magnetostrictive material

PACS: 75.80.+g, 77.65.Ly, 77.84.Lf

^{*} Project supported by the 863 High Technology and Development Program of China (Grant No. 2009AA03Z107), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50875114) and the Science Research Funds of Jiangsu University (Grant No. 03JDC-012).

[†] E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn